

Thèse de doctorat de l'Observatoire de Paris

Spécialité : Dynamique des systèmes gravitationnels

**DYNAMIQUE DES MÉTÉOROÏDES DANS LE
SYSTÈME SOLAIRE. APPLICATION À LA
PRÉVISION DES PLUIES MÉTÉORITIQUES EN
GÉNÉRAL, ET DES LÉONIDES EN PARTICULIER**

Jérémie VAUBAILLON

Soutenue le 29 octobre 2003, devant le jury composé de :

- David Asher, Armagh Observatory (rapporteur)
- Peter Jenniskens, NASA/AMES (rapporteur)
- William Thuillot, IMCCE (directeur)
- François Colas, IMCCE (directeur)
- Anny-Chantal Levasseur-Regourd, Université Paris VI (examinatrice)
- Bruno Sicardy, Université Paris VI (examineur)
- Jacques Foliard, CNES (examineur)
- Laurent Jorda, LAM (invité)
- Margaret Campbell-Brown, ESA/ESTEC (invitée)



FIG. 1 – Dessin effectué par des élèves de primaire après un exposé sur l'astronomie

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Résumé | 6 |
| Abstract | 6 |
| Remerciements | 9 |
| Introduction générale | 11 |
| Intérêt scientifique des météoroïdes | 11 |
| Le CNES et la protection des satellites artificiels | 12 |
| Les besoins du grand public | 14 |
| Présentation de la thèse | 15 |
| I Généralités et observations des météoroïdes | 17 |
| 1 Généralités | 19 |
| 1.1 Quelques définitions | 19 |
| 1.2 Météores et croyances | 20 |
| 1.3 Historique des Léonides | 22 |
| 2 Observation des essaims météoritiques | 25 |
| 2.1 Les différents types de pluies | 25 |
| 2.2 Observations visuelles | 30 |
| 2.2.1 Définition du ZHR | 30 |
| 2.2.2 Lien entre magnitude visuelle et masse d'un météore | 31 |
| 2.2.3 Stratégie d'observation | 31 |
| 2.2.4 Résultats scientifiques obtenus par observation visuelle | 35 |
| 2.3 Observations photographiques | 36 |
| 2.3.1 Principe | 36 |
| 2.3.2 Résultats scientifiques accessibles avec la technique photographique | 38 |
| 2.4 Observations vidéos | 38 |
| 2.4.1 Principe | 38 |
| 2.4.2 Résultats obtenus avec la vidéo | 39 |
| 2.5 Observations radio | 39 |
| 2.5.1 La réflexion en avant | 39 |
| 2.5.2 observations radar | 42 |
| 2.6 Autres types d'observations | 43 |
| 2.6.1 Observations Infrarouge | 43 |
| 2.6.2 Observations spectroscopiques | 44 |
| 2.6.3 Observations électrophoniques | 45 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 2.6.4 | Des météoroïdes dans tout le système solaire | 45 |
| 3 | Les campagnes d'observation | 49 |
| 3.1 | Les campagnes de l'IMCCE | 49 |
| 3.1.1 | Les campagnes de 1998 et 1999 | 49 |
| 3.1.2 | La campagne de 2000 | 49 |
| 3.1.3 | La campagne de 2001 | 53 |
| 3.1.4 | La campagne de 2002 | 55 |
| 3.2 | Les campagnes internationales | 57 |
| 3.2.1 | L'International Meteor Organization | 57 |
| 3.2.2 | La «Leonid Multi-instruments Aircraft Campaign» | 61 |
| 3.2.3 | Autres campagnes d'observation des météores | 63 |
| II | Modélisation et simulation des essaims météoritiques | 65 |
| 1 | Modélisation | 69 |
| 1.1 | Généralités | 69 |
| 1.2 | Origine des courants de météoroïdes | 69 |
| 1.3 | Configuration d'éjection des météoroïdes | 70 |
| 1.3.1 | Distance héliocentrique | 70 |
| 1.3.2 | Angle d'éjection | 71 |
| 1.3.3 | Présentation du problème de la vitesse d'éjection | 71 |
| 1.4 | Vitesse d'éjection : le modèle de Whipple (1951) et ses dérivés. | 71 |
| 1.4.1 | Présentation du modèle | 71 |
| 1.4.2 | Les remaniements de la formule de Whipple (1951) | 73 |
| 1.5 | Vitesse d'éjection : le modèle de Crifo & Rodionov (1997) | 76 |
| 1.6 | Construction de notre modèle : circonstances d'éjection des météoroïdes | 78 |
| 1.7 | Forces non-gravitationnelles cométaires | 81 |
| 1.8 | Forces non-gravitationnelles s'exerçant sur les particules | 82 |
| 1.8.1 | Pression de radiation | 82 |
| 1.8.2 | Force de Poynting-Robertson | 82 |
| 1.8.3 | Force de Yarkovsky-Radzievskii | 83 |
| 1.9 | Forces non-gravitationnelles non explicitées et négligées | 84 |
| 1.10 | Influence des différents facteurs sur l'évolution des météoroïdes | 85 |
| 2 | Simulations | 89 |
| 2.1 | Généralités sur les simulations | 89 |
| 2.2 | Simulation du corps parent : COP | 91 |
| 2.2.1 | Généralités | 91 |
| 2.2.2 | Arc d'orbite pour un passage connu | 91 |
| 2.2.3 | Intégration éventuelle de la comète | 92 |
| 2.3 | Programme d'INTégration des Essaims Météoritiques (PINTEM) | 93 |
| 2.4 | Le cœur de l'intégration : PINTE (Fortran) | 93 |
| 2.5 | Programmation parallélisée | 95 |
| 2.6 | Le CINES | 96 |

| | | |
|---|---|------------|
| 3 | Évolution d'un essaim à «longue période» : les Léonides | 99 |
| 3.1 | Corps parent : la comète 55P/Tempel-Tuttle | 99 |
| 3.2 | Évolution d'un essaim particulier à court terme : celui de 1767 | 100 |
| 3.2.1 | Généralités sur les représentations | 100 |
| 3.2.2 | Suivi du courant sur plusieurs périodes | 100 |
| 3.2.3 | Variation des éléments orbitaux | 108 |
| 3.2.4 | Importance de la taille | 112 |
| 3.2.5 | Importance de la Terre | 114 |
| 3.2.6 | Importance des lacunes pour la prévision des pluies | 123 |
| 3.2.7 | Coexistence de plusieurs courants | 123 |
| 3.3 | Évolution d'un essaim à moyen terme : celui de 1333 | 125 |
| 3.3.1 | Influence du moyen terme | 125 |
| 3.3.2 | Comparaison avec un autre courant | 130 |
| 3.4 | Évolution d'un essaim à «long terme» : celui de 604 | 131 |
| 3.4.1 | Évolution des grosses particules : $[1; 5] mm$ | 131 |
| 3.4.2 | Évolution des petites particules : $[0.1; 0.5] mm$ | 138 |
| 3.4.3 | Notion de filament | 141 |
| 3.5 | Conclusion sur l'évolution des Léonides | 141 |
| 4 | Évolution d'un essaim à «courte période» : les Pi-Puppides | 143 |
| 4.1 | Introduction aux Pi-Puppides | 143 |
| 4.2 | Évolution quasi-linéaire des petites particules | 144 |
| 4.3 | Rencontre proche avec Jupiter | 146 |
| 4.4 | Évolution des éléments orbitaux lors de la rencontre proche | 147 |
| 4.5 | Reprise de l'évolution quasi-linéaire | 148 |
| 4.6 | Modification du périhélie : la «saison des pluies» | 149 |
| 4.7 | Évolution des grosses particules | 150 |
| 4.8 | Effet des rencontres proches | 150 |
| 4.9 | Évolution à «long terme» | 152 |
| 4.9.1 | Évolution des petites particules | 152 |
| 4.9.2 | Évolution des grosses particules | 155 |
| 4.10 | Le cas particulier du courant de 1878 | 157 |
| 4.11 | Influence de la Terre | 161 |
| 4.12 | Conclusion sur l'évolution des Pi-Puppides | 162 |
| 5 | Conclusion sur l'évolution des essaims météoritiques en général | 163 |
| III Prévision des pluies météoritiques | | 165 |
| 1 | Revue des méthodes | 169 |
| 1.1 | L'avant Asher et McNaught | 169 |
| 1.1.1 | Méthodes basées sur l'orbite du corps parent | 169 |
| 1.1.2 | Méthodes basées sur les orbites des météoroïdes | 170 |
| 1.2 | Asher et McNaught | 171 |
| 1.2.1 | Approche | 171 |
| 1.2.2 | Limites | 173 |
| 1.3 | Le modèle de Lyytinen et collaborateurs | 173 |
| 1.3.1 | Description | 173 |
| 1.3.2 | Limites | 174 |
| 1.4 | Jenniskens | 174 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 1.4.1 | Description | 174 |
| 1.4.2 | Récapitulatif pour l'année 2002 | 175 |
| 2 | Notre approche : un modèle physique «complet» ; Première étape : la sélection des particules | 177 |
| 2.1 | Hypothèses | 177 |
| 2.2 | Stratégie de sélection des particules | 178 |
| 2.3 | Résultats : forme des courants dans le voisinage terrestre. | 178 |
| 2.4 | Distances héliocentriques lors de l'éjection des particules sélectionnées. | 179 |
| 2.5 | Caractéristiques des particules impactées | 182 |
| 2.5.1 | Caractéristiques de la vitesse d'éjection | 182 |
| 2.5.2 | Caractéristiques des angles d'éjection | 182 |
| 3 | Seconde étape : exploitation de la photométrie du corps parent | 191 |
| 3.1 | Calcul de la quantité de poussières éjectées | 191 |
| 3.1.1 | Hypothèses | 191 |
| 3.1.2 | Taux de production du gaz | 192 |
| 3.1.3 | Taux de production des poussières | 192 |
| 3.1.4 | Les différents taux de production de poussières | 195 |
| 3.1.5 | Taux de production en masse | 196 |
| 3.1.6 | Application numérique | 197 |
| 3.2 | Stratégie de prévision des pluies | 199 |
| 3.2.1 | Lien entre particules réelles et simulées | 199 |
| 3.2.2 | Calcul de l'instant du maximum | 200 |
| 3.2.3 | Calcul de <i>ZHR</i> | 200 |
| 4 | Application aux Léonides | 203 |
| 4.1 | Confrontation aux observations | 203 |
| 4.1.1 | Date des maxima | 203 |
| 4.1.2 | <i>ZHR</i> des maxima et ajustement de l'indice de population | 204 |
| 4.2 | À propos des prévisions de 2002 | 206 |
| 4.3 | Les Léonides au-delà de 2002 | 206 |
| 4.4 | Le dernier mot sur la pluie de 1998 ? | 208 |
| 4.5 | Limites du modèle | 209 |
| 4.6 | Conclusion sur la prévision des Léonides | 210 |
| 5 | Application aux autres essaims | 211 |
| 5.1 | Pi-Puppides 2003 | 211 |
| 5.1.1 | Présentation | 211 |
| 5.1.2 | Résultats | 212 |
| 5.1.3 | Les années 1972 et 2003 | 214 |
| 5.1.4 | Discussion | 216 |
| 5.2 | Perséides | 218 |
| 5.3 | Autres essaims | 218 |
| | Conclusions générales | 221 |
| | Conclusions sur l'observation des météores | 221 |
| | Conclusions sur l'évolution des essaims | 221 |
| | Conclusions sur la prévision des pluies de météores | 222 |
| | Perspectives | 223 |

| | | |
|----------|--|------------|
| A | Liste des principaux radiants de météoroïdes | 225 |
| B | Formulaire IMO de rapport d'observation | 229 |
| C | Formations et présentations diverses pendant la thèse | 231 |
| D | Astropoésie et lois de Murphy | 235 |
| | Bibliographie | 241 |
| | Index | 255 |
| | Liste des tableaux | 259 |
| | Liste des figures | 270 |

Résumé

Les météoroïdes responsables des grandes pluies de météores comme les Léonides sont des particules éjectées par les comètes qui restent dans le voisinage de l'orbite de leur corps parent. Ils s'organisent en courants s'étendant sur plusieurs unités astronomiques, et c'est la rencontre de la terre avec ces structures qui provoque les grandes pluies observées au XIX^{ème} siècle, en 1966 et depuis 1998.

La prévision de telles pluies intéresse non seulement les astronomes comme éléments échappés des comètes, mais aussi les opérateurs de satellites comme le CNES afin de protéger efficacement leurs appareils. Le but de ce travail est donc de fournir des éphémérides de ces événements, tant en instant d'apparition qu'en quantité de particules dans le voisinage terrestre.

Les premières prévisions dans ce domaine ont été celles de Kondrateva & Reznikov (1985), reproduits et complétés McNaught & Asher (1999a), eux-même suivis par Lyytinen & Van Flandern (2000). Notre approche se caractérise par un modèle physique le plus complet possible, sans a priori sur la forme du courant ou du profil de la pluie rencontrée. Il tient compte de la vitesse d'éjection des météoroïdes et des forces non-gravitationnelles d'origine radiative que ceux-ci expérimentent.

Les prévisions passent par la simulation complète des courants de météoroïdes grâce à une programmation parallélisée et une exécution sur quelques dizaines de processeurs au CINES (Montpellier). Les résultats sur l'évolution des particules montrent l'importance des rencontres proches avec les planètes du système solaire. La Terre provoque des lacunes dans les courants, alors que les planètes géantes déforment le nuage et contribuent à la dispersion des particules. Cet effet est multiplié pour les courants de période inférieure à une dizaine d'année comme les Pi-Puppides, à cause de la proximité avec Jupiter. Notons que les résonances peuvent temporairement inhiber cet effet. À long terme les particules remplissent l'orbite cométaire mais sont très dispersés. Il peut donc être impossible d'associer directement un météore à son essaim tant son orbite finale diffère de celle du corps parent.

Au cours de la simulation, les météoroïdes croisant la Terre sont sélectionnés et permettent de déterminer les instants des pluies. La densité de particules dans le voisinage terrestre est évaluée grâce aux observations du corps parent, via le paramètre $[Af\rho]$ qui mesure la quantité de poussières autour du noyau cométaire. Chaque particule simulée est affectée d'un poids représentant le nombre réelle de particules émises par la comète, via un modèle tenant compte des tailles et des circonstances d'éjection des météoroïdes. La quantité de météores est calculée en ajustant uniquement l'index de répartition en taille s des particules, de manière à retrouver les valeurs de ZHR déjà observées. La valeur trouvée ($s = 2.4 \pm 0.1$) est consistante avec les mesures directes des comae.

Quelques pluies mineures de Léonides sont attendues en 2006 et 2009, mais les «tempêtes» de léonides ne sont pas prévues avant 2034. Durant cette période, aucune activité particulière n'est prévue pour les Perséides et Pi-Puppides. Les prévisions sont limitées à long terme par la méconnaissance de l'orbite du corps parent au moment de l'éjection.

La production d'éphémérides des essaims météoritiques est une activité toute nouvelle à l'IMCCE et est amenée à se développer à l'avenir.

Abstract

The meteoroids which are responsible for meteor storms as Leonids are particles ejected from comets and stay in the vicinity of the orbit of their parent body. They are organised in streams extending on several astronomical units, and the encounter between the Earth and such

structures results in great showers seen during the XIXth century and since 1998.

Not only astronomers are interested in the prediction of such showers, as meteoroids are parts of comets, but also space agencies as CNES, to efficiently protect their artificial satellites. The goal of this work is then to provide ephemerids of such events, in term of timing and amount of particles in the vicinity of the Earth.

First works in this field are those done by McNaught & Asher (1999a), followed by Lyytinen & Van Flandern (2000). Our approach is characterised by a most complete physical model, without any *a priori* knowledge of the shape of the stream, nor the profile of the encountered shower. It takes into account the ejection velocity as well as non-gravitational forces acting on meteoroids.

In order to do predictions, we managed a numerical simulation of meteoroid streams, on few tenth of paralleled processors in CINES (Montpellier, FRANCE). Results show the importance of close encounters with solar system planets. The Earth causes gaps in streams, whereas giant planets perturb them as a whole, contributing in the dispersion process. This last effect is multiplied for short period streams such as Pi-Puppids, because of the proximity of Jupiter. Note that resonances can temporarily inhibits this effect. Long term simulations show that particles fully fill the cometary orbit, but are spread along it. It can be then impossible to associate a meteor with a stream because of the difference of orbit induced.

During the simulation, impacting meteoroids are selected and allow to compute the timing of the showers. The particle density in the vicinity of the Earth at that time are evaluated thanks to observations of the parent body, via the $[Af\rho]$ parameter, which is a measure of the amount of dust around cometary nucleus. A weight is computed for each simulated particle and represent the real amount of dust emitted by the comet. This is done thanks to a model taking into account the size and circumstances of the ejection process. The amount of meteoroids is computed by fitting the distribution size index s , and the value found is close to the ones directly measured on comae.

Few minor Leonid showers are found in 2006 and 2009, but no storm before 2034. During this period no particular activity is predicted for Perseids nor Pi-Puppids. Predictions are limited by the ignorance of the orbit of the parent body at time of ejection after a long time.

Meteor storm ephemerids is a new field of research at IMCCE and will grow in the future.

Remerciements

«Un seul mot, usé, mais qui brille comme une vieille pièce de monnaie : merci!» (Pablo Neruda)

Le travail de chercheur est contradictoire : solitaire aux cotés de collègues indispensables !

Après avoir passé trois ans dans un laboratoire, comment ne pas remercier tous ceux qui étaient présents et nous ont assisté plus ou moins directement ? Mes pensées vont tout d'abord à François Colas qui est à l'origine de ce travail en proposant l'étude sur les Léonides. Le directeur de thèse occupe une place prépondérante, et il arrive qu'on entende des on-dit attristant sur les relations directeur-doctorant. J'ai la chance de pouvoir affirmer ne jamais avoir eu de mots avec François. Le sujet étant tout nouveau au sein de l'IMCCE, il a témoigné une grande confiance vis-à-vis de mon travail. Ses nombreux contacts ont aussi permis de progresser là où nous étions tous deux bloqués. Merci pour ta façon si décontractée et improvisée d'aborder la vie et pour toutes ces observations aux quatre coins de la France.

William Thuillot a accepté d'être aussi directeur de cette thèse. Merci pour ton attention et ton suivi, qui se sont ajoutés à ton travail de directeur déjà bien rempli. J'ai une fois de plus la chance de pouvoir affirmer que nos rapports ont toujours été chaleureux. Je tiens par la même occasion à remercier Jean-Eudes Arlot, directeur de l'IMCCE au moment où j'y suis entré, pour la confiance qu'il m'a accordée. La participation aux nombreux colloques a été possible grâce à la compréhension des directeurs, et a été plus que bénéfique pour l'avancement du travail.

Merci à Françoise Roques qui a bien voulu être la marraine de la thèse, et Ana Gomez qui a aussi suivi l'évolution de mon travail pendant ces trois ans.

Je dois au CNES d'avoir pu réaliser ce rêve d'enfance de pouvoir travailler dans l'astronomie. Merci en particulier à Fernand Alby, Jacques Foliard, Béatrice Deguine et Paul Legendre. Les comptes rendus obligatoires ont été très bénéfiques en me forçant à faire un point régulier sur mes activités. Je pense qu'il est impératif à tout doctorant d'effectuer ce genre de retour en arrière : c'est très encourageant lorsque l'impression de n'avoir «rien» fait nous surprend !

Le monde scientifique des météores est restreint. Je dois énormément à David Asher, maintenant mondialement connu comme «LE» spécialiste des prévisions de pluies météoritiques, pour tout ce qu'on a pu partager lors des conférences de l'IMO et surtout lors de ma visite à l'observatoire d'Armagh. J'ai réellement eu l'impression de faire des bonds en avant à chacune de nos rencontres. Merci pour ta disponibilité et ta volonté de travailler ensemble. Merci aussi à Mark Bailey, directeur de l'observatoire d'Armagh pour son accueil chaleureux.

De même je tiens à mentionner Esko Lyytinen, lui aussi connu mondialement, pour les nombreux échanges par courrier électronique qui m'ont fait comprendre beaucoup de choses. Merci d'avoir pris du temps pour m'expliquer tes méthodes et comparer nos résultats. Je souhaite un jour voir ton visage et pouvoir discuter de vive voix.

Le troisième sur la liste des «météores-prédicteurs» est Peter Jenniskens, aussi mondialement connu. Merci en particulier pour ton invitation à la conférence d'août 2003, qui m'a permis de rencontrer l'essentiel des chercheurs influant dans la matière et de pouvoir associer noms et

visages. Cela a aussi été l'occasion de diffuser mes travaux : merci beaucoup pour la confiance que tu m'a témoignée.

Comment maintenant ne pas remercier tous ces collègues qui ont supporté mes nombreuses questions (en particulier pour l'apprentissage de l'informatique), et se sont efforcés d'y répondre. Je pense ici naturellement à Pascal Descamps, Jérôme Berthier, Daniel Hestroffer, Alain Montintin, Agnès Fienga, Patrick Rocher (toujours prêt à fournir une éphéméride cométaire!), Jean-Louis Simon, Frédéric Vachier et Valéry Lainey. De même un grand merci aux secrétaires sans lesquelles je ne me serai pas sorti de tous les aléas administratifs : Dominique Simon, Christelle Herrault, Nathalie Petchnikow et Danièle Michoud. Je ne peux aussi que penser à Pierre Bretagnon que nous regrettons tous. Merci à Jacky Reneaudineau pour sa courtoisie et ses invitations à participer aux événements publics. De même merci à Jaouen Deroïn et Alexandre Leroux, les deux stagiaires qui ont développé le programme de réduction automatique d'observation des Léonides.

Une pensée spéciale est réservée pour Sébastien Lambert, doctorant au DANOF devenu SYRTE. Merci pour la musique, la poésie, le «O'Neil» et d'une manière générale notre bonne entente qui transcende les différences entre nos laboratoires respectifs. De même Teddy Carlucci m'a beaucoup encouragé.

L'équipe du CINES (Montpellier) s'est aussi montrée pleine d'entrain pour nous aider dans les calculs parallèles. En particulier j'aimerais remercier Michèle Battle, Jean-Louis Ambrosino, Philippe Falandry, Pierre Valiron et l'équipe du service SVP. Philippe Robutel a joué un rôle essentiel dans ce processus puisqu'il nous a fait connaître les services du CINES. De même, il n'a jamais rechigné à répondre à mes nombreuses questions «à cent balles» : j'ai beaucoup apprécié ta disponibilité.

Merci aussi à tous nos «compagnons de fortune» dans l'aventure périlleuse des observations en rase campagne et de chasse au ciel clair : Jean Lecacheux (l'indispensable), Bruno Sicardy, Jean Mouette, Éric Frappa, Cyril Birnbaum et Pierre Terrier.

Comme je l'ai mentionné plus haut, François Colas a un carnet d'adresses qui s'est avéré vital pour achever ce travail. Les personnes qui m'ont le plus aidé sont sans doute Laurent Jorda et Jean-François Crifo. De même aux détours d'une visite ou d'une conférence les personnes suivantes m'ont fait partagé leur point de vue : Michel Festou, Anny-Chantal Levasseur-Regourd, Dominique Bokélé-Morvan, Didier Despois, Philippe Lamy, Imre Toth, l'équipe du CSNSM (à savoir Jean Duprat, Cécile Engrand et Michel Maurette), Peter et Margaret (Campbell-)Brown, Petr Pecina, Jiri Borovička, Shinsuke Abe, Galina Ryabova, Bill Cooke, Giovanni Valsecchi, Tadeusz Jan Jopek et Tadeusz Michalowsky, Rainer Arlt, Sirko Molau, Daniel Fischer, Mark Guysens, Casper Ter Kuile, Javor Kac, Andrei Dorian Gheorghe et Valentin Grigore (merci pour «l'astro poésie»).

J'ai une pensée spéciale pour l'équipe hollandaise qui m'a conduit à l'observatoire de Bohyun-san en Corée du Sud et sans laquelle je n'y serai sans doute jamais parvenu : Urijan Poerink, Simon van Leverink et René Esser. De même je remercie chaleureusement Young Beom Jeon et Young-Deuk Park pour l'accueil dans leurs locaux et leur disponibilité. Merci aussi à tous les observateurs des Pi-Puppides 2003 pour avoir partagé leurs données, et dont les noms sont détaillés page 215.

Merci à tous ceux qui ont la lourde tâche de corriger ce travail et/ou qui auront le courage de lire ce document en entier.

Je suis redevable à Franck Malige pour mes progrès extraordinaires dans le domaine compliqué du problème des trois corps sphériques ou pseudo-cylindrique, aussi appelé «jonglage»...

Enfin je tiens à remercier toute ma famille et mes proches pour leur support précieux. Merci pour leur aide, leurs encouragements et leur écoute face à mes orientations difficiles. Merci pour la confiance qu'ils m'ont témoigné et qui m'a porté durant ces trois années.

Introduction générale

Intérêt scientifique des météoroïdes

Les météoroïdes sont essentiellement étudiées lors de leur rentrée dans l'atmosphère terrestre sous forme de météores. Parmi la communauté scientifique, il est étonnant de constater que l'intérêt porté à ces objets est minime. Cela tiendrait-il à la particularité des météoroïdes ? Trop petits pour être vus dans un télescope, trop gros pour diffuser efficacement la lumière solaire, trop diffus pour émettre un rayonnement thermique perceptible ou être détectés par radar, à mi-chemin entre molécules et astéroïdes, les météoroïdes intéressent marginalement les scientifiques et ceux travaillant sur les comètes principalement.

C'est ce qui fait leur intérêt justement. Peu étudiés, ils offrent des champs d'investigations encore ignorés. Tout d'abord ils entrent dans la composition du système solaire (et il a fallu attendre longtemps pour en être certain, comme nous le verrons dans la partie historique), et étaient beaucoup plus nombreux au moment de la formation de celui-ci. Le bombardement des planètes était beaucoup plus important, et les tempêtes de météores plus fréquentes.

La dynamique des météoroïdes est complexe, car leur taille leur fait subir des effets ignorés des corps célestes plus massifs. Dans un milieu dominé par la gravitation, ils offrent la perspective d'étudier l'influence d'autres forces négligées lorsque l'on s'intéresse aux planètes ou aux «petits corps» du système solaire en général. Les météoroïdes entrent dans la catégorie des «très petits» corps. Récemment des études sur les forces résultantes des émissions radiatives des corps ont été prises en compte pour étudier la dynamique à long terme des astéroïdes. Les météoroïdes avec leur taille réduite offrent l'avantage de pouvoir mener des études similaires sur des intervalles de temps beaucoup plus courts, car l'action de ces forces est bien plus importante.

Étant souvent produits en grande quantité il est intéressant de savoir comment les météoroïdes s'organisent et comment les structures qu'ils forment évoluent au cours du temps. Entre perturbations gravitationnelles des planètes, forces non-gravitationnelles et influence des résonances, les courants de météoroïdes sont malmenés. Si leur temps de survie est compté, seule une étude poussée permet d'en avoir une estimation.

En tant que sous-produits d'autres éléments du système solaire, ils nous renseignent sur leurs origines : comètes et astéroïdes sont les deux sources de météoroïdes (voir figure 2). C'est la raison pour laquelle les spécialistes des comètes ne sont en général pas indifférents aux études sur ces objets. Nous verrons que les météoroïdes peuvent nous renseigner sur le contenu des comètes, la façon dont celles-ci dégazent, et leur orbite à long terme. De même, les météores nous renseignent sur les astéroïdes et les collisions qu'ils subissent.

En tombant sur la Terre, les météoroïdes sont sources de nombreux météores, et interviennent pour toutes les études visant l'environnement terrestre. Les circonstances de rapprochement entre courants de météoroïdes et de la Terre sont à surveiller particulièrement. Or ce genre d'étude est très peu effectué, et c'est une des motivations de ce travail. Depuis 1998 la Terre traverse en effet des courants de Léonides, causant des tempêtes de météores. Or la prévision de tels phénomènes jusqu'en 1999 semblait manquer de fiabilité, malgré tous les efforts des scientifiques.

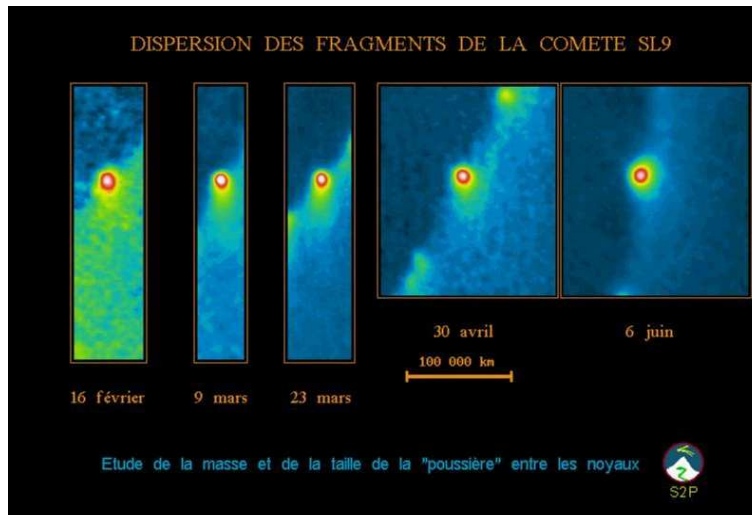


FIG. 2 – Fragmentation du noyau de la comète Shoemaker-Levy 9. Le phénomène s’accompagne d’une émission accrue de météoroïdes.

On se rappelle du décalage de 16 heures en avance entre les prévisions et les observations de 1998. Au commencement de ce travail, si l’instant des pluies commençait à être bien connu grâce aux travaux de McNaught & Asher (1999a), la quantité de météores visibles était encore mal connue. L’idée de ce travail est d’utiliser les renseignements du corps parent pour justement contraindre cette quantité, et, si possible, pouvoir à l’inverse remonter aux caractéristiques de la comète grâce aux observations des météores.

Par extension, cette étude vise aussi à évaluer les risques encourus par les satellites artificiels orbitant autour de la Terre, et intéresse donc les agences spatiales.

Le CNES et la protection des satellites artificiels

Les météores n’effraient plus le grand public depuis que l’on comprend leur nature. Quoique... la question qui revient toujours dans les conférences est : est-ce qu’il y a une chance pour qu’un Léonide arrive jusqu’au sol ? Même si ce risque n’est jamais nul, c’est bien le moindre. La Terre possède en effet l’énorme avantage d’avoir une atmosphère suffisamment dense pour désintégrer la plupart des météoroïdes qui tombent en permanence. Cela n’empêche pourtant pas les canulars de circuler sur les listes de diffusion. Le message typique décrit avec beaucoup de détails comment une pierre est tombée aux pieds même de l’observateur néophyte...

Si la protection terrestre joue bien son rôle, on peut s’interroger sur ce qui se passe en dehors de l’atmosphère, à une époque où y circulent plusieurs centaines de satellites, ainsi qu’une station spatiale habitée. La répartition des objets en orbite terrestre est donnée dans le tableau 1.

Bien sûr les météoroïdes sont des petites particules, mais elles arrivent à très grande vitesse (de 10 à 70 km/s, les Léonides étant les plus rapides). En temps normal, le risque de collision entre un météoroïde et un satellite est minime. Mais en période de grande pluie, ce risque augmente de plusieurs ordres de grandeur (Beech et al., 1995b). On déplore à ce jour la perte d’Olympus (appartenant à l’ESA, voir la figure 3) en 1993 lors de la pluie des Perséides. Rappelons aussi que lors de la pluie de Léonides en 1998 les cosmonautes à bord de la station MIR ont passé quelques heures en scaphandre dans le vaisseau Soyouz, au cas où un bolide traverserait la station, entraînant une dépressurisation brutale.

TAB. 1 – Répartition des objets artificiels en orbite terrestre. Les pourcentages sont exprimés par rapport à la première ligne (source : B. Deguine, CNES, communication privée)

| NOM | NOMBRE | POURCENTAGE |
|--------------------------------------|-----------|-------------|
| Objet de diamètre supérieur à 10 cm | 8500-9000 | 100 |
| Fragment | 3600 | 42 |
| Satellite hors d'état de fonctionner | 1900 | 22 |
| Étage supérieur de lanceur | 1500 | 17 |
| Débris opérationnel | 1150 | 13 |
| Objet en orbite géostationnaire | 816 | 9 |
| Satellite en orbite géostationnaire | 653 | 7 |
| Satellite opérationnel | 520 | 6 |



FIG. 3 – Photo du satellite Olympus (ESA) perdu en 1993 par collision avec un météoroïde appartenant à l'essaim des Perséides (crédit : ESA).

Les dommages occasionnés par la collision entre un satellite et un météoroïde sont de deux types : mécanique bien sur, mais aussi électrique. Un arc électrique peut en effet se produire à la suite d'un choc sur des parties sensibles. Pour prévenir ces risques, on oriente le satellite de façon à offrir une surface équivalente la plus faible possible. Les panneaux solaires ne sont pas les parties les plus fragiles. La traversée de l'un d'eux par un météoroïde engendrerait un simple trou sans plus de conséquences (tant que le trou reste petit...). Les parties plus fragiles doivent nécessairement être protégées par une structure plus résistante. Toute l'électronique du satellite doit être mise en veille, afin d'éviter la propagation des courts-circuits en cas de collision. Or cette opération reste très coûteuse, car nécessite en tout environ trois jours de travail de la part des opérateurs. Le même laps de temps est bien sûr nécessaire pour remettre l'appareil en fonctionnement nominal.

Un satellite de télécommunication coûte environ 150 millions d'Euro (un milliard de francs) à construire, et autant pour le lancer en orbite géostationnaire. Or il est rentabilisé en environ deux ans seulement (ce qui fait un gain estimé à 400000 Euro par jour). Sachant le coût d'exploitation des satellites, et le manque à gagner qu'occasionne une mise hors service, les opérateurs (tel le CNES) désirent avoir une estimation la plus fiable possible du maximum d'activité des météores et du flux attendu.

Le problème de mise en veille n'est pas simple pour l'opérateur vis-à-vis de ses clients. Pensons par exemple au cas extrême où le satellite est utilisé pour retransmettre la finale de la coupe du monde...

Des études ont déjà été conduites pour estimer le risque qu'encourent les satellites, vis-à-vis des météoroïdes. Les Léonides sont les météoroïdes les plus dangereux, car les plus rapides et plus nombreux (McNaught & Asher, 1999b; Müller et al., 2001a,b). Viennent ensuite les Perséides car elles sont abondantes et régulières (Beech & Brown, 1993), et les débris artificiels (Rossi et al., 2000)

Les recommandations de l'ESA pour les Léonides de ces dernières années étaient les suivantes (Flury & Jehn, 2002) :

- retarder les lancements initialement prévus mi-novembre, à une date postérieure aux Léonides
- minimiser la section efficace des satellites
- mettre en veille tous les équipements électroniques qui peuvent l'être
- renforcer les équipes des opérateurs pendant la pluie, de façon à pouvoir faire face à tout problème avec le maximum de compétences.

Le souhait du CNES est d'avoir une expertise de la part de l'IMCCE sur les risques que représentent les météoroïdes pour les satellites artificiels. Le but étant de savoir si la menace est suffisamment grande pour devoir à tout prix mettre le satellite en veille. De ce fait, toute la thèse a été financée par un contrat entre l'observatoire de Paris et le CNES.

Les besoins du grand public

Si l'annonce des Léonides de ces dernières années n'a touché que les professionnels et amateurs avertis, les Perséides sont connues du grand public. On entend souvent dire en effet que des «étoiles filantes» sont visibles en août particulièrement. Avec des manifestations comme la «Nuit des étoiles» l'engouement du public pour les météores s'accroît. Pendant la période qu'a duré cette thèse, nous avons participé à de nombreuses animations pour expliquer brièvement l'origine des météores et pourquoi certaines périodes étaient privilégiées (voir annexe C). L'avantage indéniable des météores par rapport à d'autres objets célestes est qu'ils ne nécessitent aucun instrument particulier pour pouvoir être observés.

Pourtant, avec l'expérience malheureuse des Léonides de 1998, il n'est pas impossible de trouver même un professionnel affirmant que les prévisions des météores ne sont jamais exactes.

Comme le disait Einstein : «Triste époque que celle où il est plus facile de briser un préjugé qu'un atome». Il est donc de notre devoir de scientifique spécialisé dans l'étude des météoroïdes de fournir non seulement des explications aux météores, mais aussi de fournir des éphémérides fiables quant à l'instant et au niveau d'activité des pluies.

Présentation de la thèse

Nous nous proposons donc à travers cette étude d'initier un travail sur les météoroïdes au sein de l'IMCCE, afin de répondre aux besoins scientifiques, économiques et culturels des diverses communautés.

Notons que cette activité est toute nouvelle dans le laboratoire, et qu'il n'existe d'ailleurs que très peu d'établissements au monde à avoir une telle spécialité.

Les éphémérides des pluies de météores fournies doivent avoir des impératifs différents suivant les besoins. Dans tous les cas, les instants des pluies et les quantités de météores visibles sont requis.

Nous présentons donc en première partie une introduction plus complète aux météoroïdes et météores ainsi que les moyens et manières d'observer ces derniers et les résultats qu'il est possible d'exploiter.

Notre travail s'est surtout axé sur une modélisation des essaims et sur une simulation de leur évolution. Ceci fait l'objet de la seconde partie, avec l'application sur deux essaims particuliers. Nous avons étudié tout d'abord les Léonides, qualifiés d'essaim à longue période (33 ans), puis les Pi-Puppides dont la période est plus courte (5 ans). Nous verrons les similitudes et différences entre chaque courant issu de ces essaims. Une évolution à «moyen terme» (plus de mille ans) a aussi été menée, pour voir le comportement des courants sur une telle période.

En troisième et dernière partie, nous présentons notre approche sur la prévision des pluies météoritiques. Celle-ci est basée sur une sélection des particules lors des simulations numériques, puis d'une exploitation de la photométrie du corps parent, afin d'estimer la quantité de météores dans le voisinage terrestre au moment des grandes pluies. Enfin les applications aux Léonides et quelques autres essaims sont effectuées.

Première partie

Généralités et observations des
météoroïdes

Chapitre 1

Généralités

1.1 Quelques définitions

Dans le jargon astronomique désignant les petits corps du système solaire et les phénomènes lumineux associés, de nombreuses confusions sont possibles. Aussi, pour éviter les méprises, nous donnons ici les définitions des termes employés par la suite.

Un **météore** est, dans le sens le plus large, un phénomène lumineux atmosphérique. Ce terme est générique et regroupe aussi bien les «étoiles filantes» que les parhélies, arcs-en-ciel, aurores boréales, foudre, nuage lenticulaires etc.

Un **météoroïde** est objet du système solaire de taille considérablement plus petite qu'un astéroïde et considérablement plus grande qu'un atome ou une molécule (définition de l'UAI, commission 22, 1961, Millman (1961)). Cette définition assez vague a conduit certains auteurs à vouloir préciser les dimensions de tels objets. Beech & Steel (1995) ont par exemple proposé que ce terme comme limite 100 microns à 10 mètres. Les particules plus petites étant des poussières, et les plus grandes des astéroïdes. Il est clair que la limite n'est pas franche. Lorsqu'un météoroïde entre dans l'atmosphère terrestre, il se désintègre au moins en partie, par friction avec l'air. Il ionise même les molécules et atomes sur son passage, et c'est l'excitation des particules lors des collisions qui provoque un phénomène lumineux, appelé dans le langage populaire «**étoile filante**». Ce dernier terme porte donc à confusion, car en général le grand public sait que les étoiles sont bien plus volumineuses que la Terre.

Par abus de langage, nous emploierons dans la suite le terme «météore», dans le sens restreint du phénomène décrit par la rentrée dans l'atmosphère d'un météoroïde.

Une **météorite**¹ est un météoroïde suffisamment massif pour ne pas se désintégrer totalement, et atteindre le sol terrestre. Une **micrométéorite**² est un météorite dont la taille est comprise entre 1 micron et 1 mm.

Un **courant de météoroïdes** (*meteoroid stream*) est un ensemble de météoroïdes d'orbites sensiblement identiques. L'appellation *meteor stream* (courant de météores) est donc un abus de langage, et même un non-sens. Par la suite, nous emploierons aussi le terme de **nuage** ou **d'essaim météoritique**.

Une **pluie de météores** est un grand nombre de météores ayant approximativement des trajectoires semblant provenir d'un point appelé radiant (voir aussi section 2.2). Une **tempête de météores** (*meteor storm*) est pluie de météores produisant plus de 1000 météores par heure ($ZHR \geq 1000$, voir section 2.2)

¹Nous emploierons ici le féminin, par analogie avec les désignations géologiques. Notons qu'on trouve souvent les deux genres dans les dictionnaires

²idem

Une **boule de feu** (*fire ball*) est un météore de magnitude inférieure à -4. Notons que le terme bolide n'est pas officiel, mais couramment utilisé, en particulier pour désigner une fragmentation de la boule de feu. Ce terme est aussi employé lorsque le météore est associé à un son audible.

Opik (1951a), cité par Beech (1987b), distingue la **queue** (*tail*) d'un météore de sa **traînée** (*train*). La queue est le parcours visible du météore, alors que la traînée est la luminescence restante après le passage des plus gros d'entre eux (voir Fig. 1.1)



FIG. 1.1 – Queues et traînées de météores dans Orion, pendant les Léonides 2001 (photo : C. Marlot).

1.2 Météores et croyances

Les météores ont l'avantage de pouvoir être observés à l'œil nu, ce qui suggère qu'ils l'aient été depuis que l'homme lève les yeux au ciel.

Comme astronomie et astrologie ont longtemps été associées (chaldéens, égyptiens, grecs etc.), la croyance de l'influence des météores sur la vie des hommes s'est développée. En particulier, il nous reste encore aujourd'hui la coutume de faire un vœu à l'apparition de l'un d'eux. Cette croyance prend sa source dans l'idée que chaque homme possède «son» étoile, symbolisant son âme. Lorsqu'un homme meurt, son âme est précipitée dans l'au-delà (file ou tombe, d'où le terme *falling star* en anglais), tandis que son corps reste sur Terre. L'apparition d'un météore est le témoignage de cette mort. Le vœu formulé est en fait une prière (demande d'exaucement) à l'âme du défunt.

La vision aristotélicienne d'un météore était celle de «vapeurs montantes et s'enflammant». La clairvoyance d'Aristote réside dans l'attribution atmosphérique du phénomène, alors que ceci n'est pas du tout évident dans l'esprit populaire actuel ! Le ciel d'Aristote était en effet composé de la sphère des fixes et de l'atmosphère. La première étant immuable, les météores ne pouvaient lui appartenir.

Une superstition catholique anglaise et allemande prétendait, jusqu'au XIX^{ème} siècle, que les Perséides étaient les larmes de Saint Laurence, martyr en 258 de notre ère. Ses larmes tombaient à chaque anniversaire de sa mort, en août (Littmann, 1996). Ailleurs, comètes et météores étaient associés à des dragons volants (Clube et Napier, cités dans Beech (1987a)). Beech mentionne qu'on reconnaît les Perséides et Léonides dans les dates d'occurrence d'apparition de ces dragons.

Il est curieux de noter que les grandes pluies de Léonides de 902 et 1833 ont inspiré des nations totalement différentes pour caractériser l'année qui venait de s'écouler. On trouve en effet en Égypte qu'Eutychus d'Alexandria baptisa l'année 902 «l'année des étoiles», et, de même, les Indiens Dakota d'Amérique du Nord ont symbolisé l'année 1833 par la pluie de Léonides (voir Fig. 1.2).

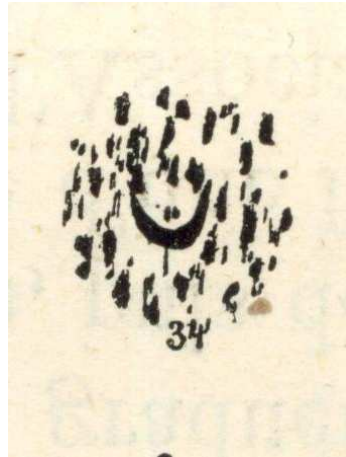


FIG. 1.2 – Détail d'un calendrier Dakota. L'année 1833 est représentée par la grande pluie de météores.

Malgré la beauté que représente une tempête de météores, les populations ignorantes des causes de ce phénomène ont parfois cru que la fin du monde arrivait en voyant le ciel leur «tomber sur la tête». C'est ainsi que les Léonides furent l'objet de terreur chez les Arabes entre 1274 et 1348 (Siyar a'lam al-nubala, cité par Kronk (1988)), ainsi que dans les plantations en Caroline du sud (Mason, 1995).

Une explication «scientifique» du phénomène prétendait que les météores étaient produits par la foudre (d'où le nom «pierre de tonnerre» ou *thunder stone*, Hughes (1982)). Cette confiance dans la thèse électrique a subsisté jusqu'au début du XXème siècle, malgré des travaux contradictoires et plus justes (Beech, 1987a). Il est intéressant de noter que les Grecs et Romains attribuaient aussi déjà l'apparition soudaine de champignons à la foudre. Il n'en fallut pas moins pour associer certains champignons à la réminiscence de pluies de météores (Beech, 1987a). De même, on trouve des liens de cause à effet dans la littérature du Moyen âge (*'Uno vapore grande intuoceto'*) entre l'apparition d'un météore et de sa traînée persistante et une sécheresse de trois mois qui suivit (Beech, 1987b).

Les premiers travaux établissant l'origine extraterrestre des météores furent ceux de Edmund Halley au XVIIème siècle, en estimant leur vitesse et altitude. Les premières observations précises furent conduites par Brandes et Benzenberg (université de Göttingen), qui déterminèrent l'altitude de début d'apparition des Léonides (1799) vers 97 km, à partir d'observations à différentes localisations. (Romig, 1966; Kronk, 1988)

Mais c'est avec Chladni et Biot que ces idées furent largement diffusées. Mason (1995) estime que la grande pluie de 1833 marque la naissance de l'étude scientifique des météoroïdes.

Le lien entre comètes et météores a été entrevu par Clarke en 1834, et plus clairement affirmé par Kirkwood en 1861 (Mason, 1995). Mais ses idées ne furent pas acceptées par la communauté scientifique de l'époque, car aucune découverte de météorite ne succédait aux grandes pluies de météores. Il fallut attendre Schiaparelli pour clore le débat (Romig, 1966).

Le retour prévu des Léonides en 1866 fut un grand succès de l'astronomie du XIX^{ème} siècle (Mason, 1995).

1.3 Historique des Léonides

Le premier rapport d'observation des Léonides date de 899 (Astapovich, 1968), suivi par celui de 902 ap. J.C. (Mason, 1995). Avant cette période, Yeomans et al. (1996) ont montré que la comète passait bien trop loin de l'orbite de la Terre pour causer des pluies de météores. Par la suite, les rapports d'observations les plus probants ont été fournis par les Chinois, japonais et coréens (Imoto et Hasegawa, cités par Mason (1995)). Les pluies majeures sont intervenues en 934, 1238, 1566, 1833, 1966 et dans la période 1999-2002. Notons que des activités majeures ont aussi été observées dans les quelques années précédant ou suivant les dates mentionnées ci-dessus. De même une activité qualifiée de normale est observée chaque année. La périodicité du phénomène est donc très logiquement attribuée à environ un an (Mason, 1995), jusqu'à ce que Hubert Newton (1864, cité dans Yeomans et al. (1996)) fasse l'historique des observations. Il s'aperçut qu'une période de 33.25 ans pouvait être reconnue dans les activités exceptionnelles des Léonides.

Stoney & Downing (1899, cités par Mason (1995)) en déduisent l'existence de ce qu'ils appellent les ortho- et clino-Léonides. Les ortho-Léonides sont des particules fraîchement éjectées de la comète, et sont responsable des tempêtes de météores. Elles s'organisent en essaims denses proches de la comète. Les clino-Léonides sont les composants les plus anciens. L'essaim qu'ils forment est plus large et moins dense que celui des ortho-Léonides. Il est dispersé par les perturbations planétaires sur l'ensemble de l'orbite cométaire. Ce sont les météores que l'on observe chaque année, sans variation majeure.

À partir des observations de 1833 (voir figure 1.3), le radiant fut mesuré précisément pour la première fois par Twining et Aiken en Amérique du Nord (Kronk, 1988). De même, Hubert A. Newton déduisit que puisque la pluie durait cinq heures, l'essaim devait être large de quelque 150 000 km. Il établit également que leur orbite était rétrograde, et, en calculant une période de 33.25 ans, fit la première prédiction de pluie de Léonides.

La confirmation de cette prédiction par les observations de 1866 fut un grand succès de l'astronomie, d'autant que les conditions furent optimales (nuit en Europe, pas de Lune). Ce fut l'occasion d'effectuer des mesures plus précises qu'en 1833, sur le comptage en particulier. À partir des coordonnées du radiant et de la période de révolution, Le Verrier, Schiaparelli et Adams publièrent indépendamment les éléments orbitaux des Léonides. Schiaparelli nota le caractère cométaire de cette orbite et Le Verrier conclut que l'essaim observé devait être jeune, car sinon, les perturbations planétaires l'auraient dispersé sur toute l'orbite.

Peu de temps auparavant une comète fut découverte indépendamment par Ernst Wilhelm Liebrecht Tempel à Marseille (19 décembre 1865) et Horace Tuttle (6 janvier 1866) au Harvard college Observatory (Massachusetts). Le périhélie intervint le 12 janvier 1866, et Théodore von Oppolzer publia l'orbite de la comète 55P/Tempel-Tuttle. La ressemblance avec l'orbite des Léonides publiée après la pluie permit de reconnaître la comète comme corps parent des météores. Notons que Schiaparelli fut le premier à démontrer le lien entre comète et météores en 1866, en associant Perséides et comète 109P/Swift-Tuttle (Romig, 1966; Mason, 1995). Mais ce ne fut qu'avec les travaux de Whipple en 1951 que l'explication de ces associations fut comprise, avec son modèle cométaire de boule de neige sale (Whipple, 1951). Yeomans et al. (1996) ont calculé l'orbite de la comète 55P/Tempel-Tuttle sur 2000 ans, et des observations de cet objet furent reconues dans des manuscrits chinois (surtout) en 1366. Ils suspectèrent aussi des observations en 1234 et 1035, et s'étonnèrent de l'absence de rapport d'observation pour l'année 901, où les conditions étaient optimales (la distance à la Terre étant de seulement 0.008 ua, et c'était presque la nouvelle Lune).

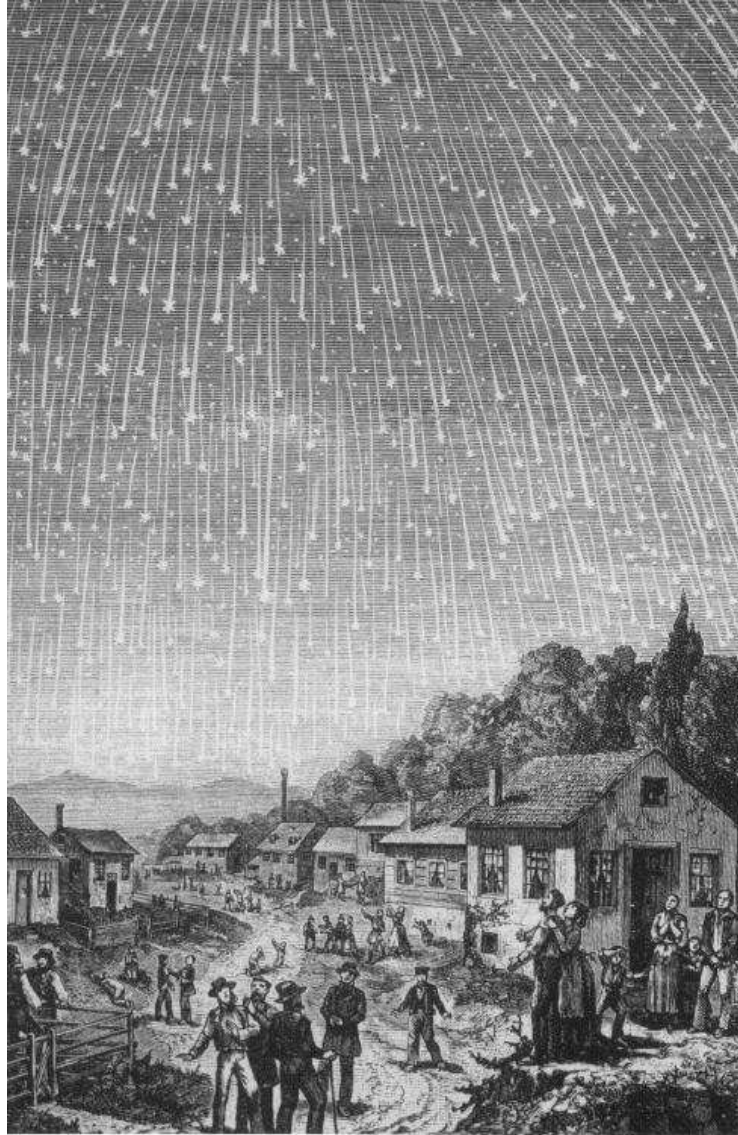


FIG. 1.3 – «La plus célèbre image de météores» (Hughes, 1995b), illustrant la pluie de Léonides de 1833. La scène fut racontée par J. Waggoner 54 ans après l'évènement à K. Jauslin qui en fit un tableau. A. Völlmy le reproduisit en gravure, qui fut publiée pour la première fois en 1888. Le témoignage tardif et le point de vue de l'artiste a pour conséquence que la figure ne met pas en évidence l'existence du radiant.

C'est donc logiquement qu'une grande excitation s'installa en 1899, date de retour prévu de la comète et des Léonides. L'annonce d'une pluie exceptionnelle fut largement diffusée et les astronomes du monde entier, aussi bien que le grand public se préparèrent au spectacle. Mais aucune tempête ne survint. Stoney et Dawning avaient déjà remarqué auparavant que les Léonides étaient sur une orbite proche des résonances 5 :14 avec Jupiter, 8 :9 avec Saturne et 5 :2 avec Uranus. Deux rencontres proches, l'une avec Saturne en 1870 et l'autre avec Jupiter en 1898 eurent pour effet de déplacer le nœud descendant de 2 millions de kilomètres, en direction du soleil. La pluie si attendue aurait du avoir lieu si le nuage était au moins aussi large. Mais leurs travaux passèrent inaperçus, d'autant qu'un regain d'activité des Léonides en 1898 ($ZHR \simeq 50 - 100$) gonfla les espoirs de tout le monde. C. Olivier dit de ce rendez-vous manqué qu'il était le «pire coup jamais souffert par l'astronomie aux yeux du grand public» (Kronk, 1988).

Le retour de 1932 ne fut pas non plus favorable, ce qui fit penser que la période d'activité des Léonides était définitivement finie. Il est intéressant de noter qu'à cette époque les Léonides furent soupçonnées d'être la cause du fractionnement de la comète Biéla (Bosler & Roure, 1937). Celle-ci s'approcha en effet de l'essaim des Léonides en janvier 1848. Une étude récente (Babadzhanov et al., 1991) a réexaminé la question sans pouvoir conclure définitivement.

La comète revint en 1965, et une activité météoritique plus élevée que les quelques années précédentes fut observée, sans pour autant atteindre le niveau de tempête. C'est pourquoi personne ne s'attendait à la grande pluie de 1966. Elle fut pourtant et heureusement observée en Amérique, et donna lieu à des mesures radio notamment.

Récemment, l'historique des observations des Léonides a été entrepris par plusieurs auteurs (Kronk, 1988; Mason, 1995; Jenniskens, 1995; Brown, 1999). Brown (1999) a tenté de déduire les quantités de météores observés tel qu'on les comptabilise aujourd'hui (voir section 2.2) d'après les témoignages antérieurs. Mais il est difficile de considérer des rapports d'observateurs néophytes. Par exemple, durant les Léonides 2002, un observateur rapporta sur la liste de diffusion *meteorobs* qu'il y avait tant de météores qu'il ne pouvait les compter. Or le niveau atteignit à son maximum entre 20 et 40 météores par minute, ce qui est facilement mesurable en restreignant l'intervalle de comptage à une minute. En prenant ce témoignage comme strictement vrai, on en déduit une densité de particules bien supérieure à la réalité. Les valeurs déduites par Brown (1999) pour les années 1833 et 1966 ($ZHR = 60000$ et 80000 respectivement) sont actuellement remises en cause (voir par exemple Jenniskens (2001)). Or l'étude de Brown était déjà beaucoup plus réaliste (c'est-à-dire donnait des valeurs «faibles» du ZHR) que les estimations précédentes (Kresak, 1993, cité par Beech et al. (1995b)).

Le dernier retour de la comète 55P/Tempel-Tuttle fut annoncé pour 1998 par Yeomans et al. (1996) et effectivement observée par Hainaut et al. (1998); le périhélie eut lieu le 28 février 1998. Cette fois-ci, de nombreux observateurs contribuèrent à diverses campagnes : la *Leonid Multi-Instrument Aircraft Campaign* par Jenniskens et al. (2000a) (NASA/AMES), et l'*International Meteor Organization* (Koschack & Rendtel, 1990a) (voir section 3.2).

Les travaux de McNaught & Asher (1999a) démontrèrent en effet que les météoroïdes s'organisent de façon indépendante de la comète parente, et prévoyaient des tempêtes pour 1999 et les années suivantes. Malheureusement, la célèbre pluie de 1998 arriva 16 heures plus tôt que prévu, et sema le doute. Des travaux postérieurs montrèrent que les particules observées avaient été éjectées en 1333 (Asher et al., 1999a). Brown & Arlt (2000), ont de leur côté affirmé que les particules provenaient de plusieurs éjections survenues du XII^{ème} au XIV^{ème} siècle.

Pour les années qui suivirent (1999 à 2002) la précision des prévisions atteignit quelques minutes au mieux, ce qui est assez exceptionnel (Arlt et al., 2002). Le niveau d'activité fut cependant souvent en deçà des prévisions, d'un facteur 10 à 2. Or à l'ère spatiale, la densité de particules rencontrées est primordiale.

Chapitre 2

Observation des essaims météoritiques

L'objet de notre travail n'est pas de comprendre exactement les mécanismes de désintégration des météoroïdes et des phénomènes lumineux correspondant. Nous les évoquerons donc, sans pour autant les discuter en détail. Rappelons que ce qui nous intéresse est plutôt la prévision des pluies de météoroïdes, c'est à dire tout ce qui se passe avant leur entrée dans l'atmosphère.

2.1 Les différents types de pluies

Tous les objets qui entrent dans l'atmosphère terrestre n'ont pas la même origine, et il est important de savoir les distinguer lorsqu'on rédige un rapport d'observation.

Les débris artificiels (boulons, débris d'explosion de fusées, étage de lanceurs, satellite en fin d'activité etc.) se reconnaissent en général par leur vitesse d'entrée très faible.

Longtemps on a cru à une origine extra-solaire des météoroïdes, par faute de mesure de vitesse précise. En fait, ils ont une origine double : cométaire et astéroïdale. On parvient à en faire la distinction grâce à leurs données orbitales, mais celles-ci ne sont pas calculables pendant une observation visuelle. L'accès direct à l'appartenance d'un météoroïde à une pluie vient du **radiant**¹. Le radiant est un point du ciel d'où semblent provenir tous les météoroïdes appartenant à un même courant (par simple perspective géométrique ; voir figure 2.1).

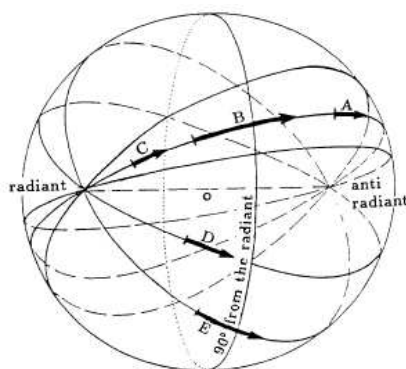


FIG. 2.1 – Le radiant est le point du ciel d'où semble provenir les météores d'un même essaim. Le point opposé sur la voûte céleste est appelé anti-radiant. (crédit : IMO)

Chaque nom de pluie est d'ailleurs associé à la constellation dans laquelle se trouve le radiant :

¹Noter le «t» à la fin du mot.

celui des Léonides se trouve dans la constellation du Lion, celui des éta-Aquarides proche de l'étoile éta du Verseau etc. (cette distinction grâce à une étoile particulière de la constellation est rendu nécessaire par l'existence d'autres courants dont le radiant se situe dans la même constellation).

Le tableau 2.1 donne la liste des principales pluies de météoroïdes intervenant durant l'année (source : *International Meteor Organization*, voir aussi l'annexe A). Rappelons aussi que l'historique de l'activité des essaims les plus actifs a été entreprise par Jenniskens (1995).

Il existe cependant des exceptions. La Terre est en effet constamment bombardée par des météoroïdes venant a priori de n'importe quelle direction. On les appelle **sporadiques**, car, pendant une nuit d'observation, leur nombre est en général assez petit (1 à 7 par heure). Les sporadiques atteignent leur maximum d'activité durant la seconde partie de l'année (Keay, 1963).

Les pluies régulières (Perséides, Léonides etc.) ont une origine cométaire : en se sublimant la glace emporte des météoroïdes qui suivent plus ou moins bien l'orbite de la comète parente. Les sporadiques ont des orbites plutôt de type astéroïdale (faible excentricité et inclinaison, Jones & Brown (1993)), mais nous ne pouvons dire qu'ils proviennent tous des astéroïdes. Les météoroïdes d'origine astéroïdale résultent de collisions entre corps parents beaucoup plus massifs. Ces derniers météoroïdes ont en général une densité plus élevée que les premiers. L'idée «classique» est que les sporadiques sont des morceaux de roches ou de métaux, alors que ceux provenant de comètes sont plutôt des agrégats plus ou moins poreux. Insistons sur le fait que cette vision simple est réductrice, car il existe des sources de météores sporadiques dont l'orbite est similaire à celle des comètes.

Le tableau 2.2 donne les essaims associés à des corps parents connus.

On note dans cette liste la présence d'un astéroïde (3200 Phaéon), associé avec l'essaim des Géminides. On pense que cet astéroïde est une comète qui a cessé de dégazer, et qui a laissé dans son sillage la trace de son activité passée (Kresakova, 1987). La relation entre météoroïdes et astéroïdes fait l'objet d'études particulière (Babadzhanov, 1994, 2001, 2003; Jopek et al., 2002; Ryabova, 2002).

De même, certaines comètes apparaissent deux fois (1P/Halley, 2P/Encke), car leurs deux nœuds (ascendant et descendant) se trouvent proche de l'orbite terrestre. Le cas des Taurides est particulier dans le sens où il serait le résultat de la désintégration d'une comète géante, donnant naissance à la comète 2P/Encke et quelques astéroïdes, tous associés à la pluie de météoroïdes (Olsson-Steel, 1988; Ziolkowski, 1995; Asher & Izumi, 1998; Babadzhanov, 2001). Cependant Babadzhanov (2001) a montré que l'évolution à long terme des courants de météoroïdes, et en particulier les différences d'orbites entre plusieurs dates d'éjections peuvent aussi expliquer le caractère multiple des pluies causées par un seul et même objet, plutôt que la proximité de l'orbite terrestre et les deux nœuds.

Certains essaims apparemment différents, mais présentant des similitudes orbitales ont récemment été associés par Jopek et al. (1999). Il s'agit des Quadrantides et δ -Aquarides nord et sud (Jopek et al., 1999; Valsecchi et al., 1999; Drummond, 1981).

On distingue aussi quelques radiants particuliers parmi le flot continu de météoroïdes (Hawkins, 1956). Les radiants **hélien** et **antihélien** sont produits par des particules de type astéroïdale ayant des orbites progrades d'inclinaison faible croisant celle de la Terre. On observe leurs maxima à midi et minuit respectivement. Les radiants se situent dans la direction du soleil, ou à l'opposé, comme leurs noms l'indiquent. Ils se déplacent donc chaque jour d'environ un degré. Notons que le radiant antihélien est plus actif que l'hélien (Jones & Brown, 1993; Brown & Jones, 1995).

Comme la Terre se déplace autour du Soleil, elle balaie sur son passage toutes les particules qu'elle croise. Il en résulte l'existence d'un radiant appelés **l'apex** (Hawkins, 1956). Ces météoroïdes ont des orbites de type cométaire, très inclinées (rétrogrades). Notons qu'il est possible de distinguer deux composantes à ce radiant, au nord et au sud de l'écliptique (à $\pm 20^\circ$) (Jones &

TAB. 2.1 – Calendrier des principales pluies de météoroïdes visibles au cours de l’année, pour une observation visuelle. Le tableau liste dans l’ordre : ¹ : le nom de l’essaim, ² : la période de l’année où il est actif (visible), ³ : la date du maximum, ⁴ : la longitude solaire correspondant au maximum, ⁵ : les coordonnées célestes du radiant, ⁶ : la vitesse d’entrée dans l’atmosphère, ⁷ : l’index de population (voir section 2.2.1), ⁸ : le ZHR lors du maximum (var.= variable d’une année à l’autre, temp.=tempête), et ⁹ : le code de référence IMO. Pour la liste complète de tous les radiants voir l’annexe A. (source : IMO)

| Essaim ¹ | Activité ² | Max ³ | λ_{\odot}^4 | α, δ^5 (deg) | V^6 ($km.s^{-1}$) | r^7 | ZHR ⁸ | Code ⁹ |
|---------------------------|-----------------------|------------------|---------------------|-----------------------------|--------------------------|-------|------------------|-------------------|
| Quadrantides | Jan 01-Jan 05 | Jan 03 | 283.16 | 230 +49 | 41 | 2.1 | 120 | QUA |
| δ -Cancrides | Jan 01-Jan 24 | Jan 17 | 297 | 130 +20 | 28 | 3.0 | 4 | DCA |
| α -Centaurides | Jan 28-Feb 21 | Feb 08 | 319.2 | 210 -59 | 56 | 2.0 | 6 | ACE |
| δ -Leonides | Feb 15-Mar 10 | Feb 24 | 336 | 168 +16 | 23 | 3.0 | 2 | DLE |
| γ -Normides | Feb 25-Mar 22 | Mar 13 | 353 | 249 -51 | 56 | 2.4 | 8 | GNO |
| Virginides | Jan 25-Apr 15 | Mar 24 | 004 | 195 -04 | 30 | 3.0 | 5 | VIR |
| Lyrides | Apr 16-Apr 25 | Apr 22 | 032.1 | 271 +34 | 49 | 2.9 | 15 | LYR |
| π -Puppides | Apr 15-Apr 28 | Apr 23 | 033.5 | 110 -45 | 18 | 2.0 | var. | PPU |
| η -Aquadrides | Apr 19-May 28 | May 05 | 045.5 | 338 -01 | 66 | 2.7 | 60 | ETA |
| Sagittarides | Apr 15-Jul 15 | May 19 | 059 | 247 -22 | 30 | 2.5 | 5 | SAG |
| η -Lyrides | May 05-May 17 | May 10 | 049 | 288 44 | 44 | 2.0 | 7 | ELY |
| Bootides de juin | Jun 26-Jul 02 | Jun 27 | 095.7 | 224 +48 | 18 | 2.2 | var. | JBO |
| Pegasides | Jul 07-Jul 13 | Jul 09 | 107.5 | 340 +15 | 70 | 3.0 | 3 | JPE |
| Phoenicides de Juil. | Jul 10-Jul 16 | Jul 13 | 111 | 032 -48 | 47 | 3.0 | var. | PHE |
| Pisces Austrinides | Jul 15-Aug 10 | Jul 28 | 125 | 341 -30 | 35 | 3.2 | 5 | PAU |
| δ -Aquadrides sud | Jul 12-Aug 19 | Jul 28 | 125 | 339 -16 | 41 | 3.2 | 20 | SDA |
| α -Capricornides | Jul 03-Aug 15 | Jul 30 | 127 | 307 -10 | 25 | 2.5 | 4 | CAP |
| ι -Aquadrides sud | Jul 25-Aug 15 | Aug 04 | 132 | 334 -15 | 34 | 2.9 | 2 | SIA |
| δ -Aquadrides nord | Jul 15-Aug 25 | Aug 08 | 136 | 335 -05 | 42 | 3.4 | 4 | NDA |
| Perseides | Jul 17-Aug 24 | Aug 12 | 139.8 | 046 +58 | 59 | 2.6 | 110 | PER |
| κ -Cygrides | Aug 03-Aug 25 | Aug 17 | 145 | 286 +59 | 25 | 3.0 | 3 | KCG |
| ι -Aquadrides nord | Aug 11-Aug 31 | Aug 19 | 147 | 327 -06 | 31 | 3.2 | 3 | NIA |
| Aurigides | Aug 25-Sep 05 | Sep 01 | 158.6 | 084 +42 | 66 | 2.5 | 10 | AUR |
| δ -Aurigides | Sep 05-Oct 10 | Sep 08 | 166 | 060 +47 | 64 | 3.0 | 6 | DAU |
| Piscides | Sep 01-Sep 30 | Sep 19 | 177 | 005 -01 | 26 | 3.0 | 3 | SPI |
| Draconides | Oct 06-Oct 10 | Oct 08 | 195.4 | 262 +54 | 20 | 2.6 | var. | GIA |
| ϵ -Geminides | Oct 14-Oct 27 | Oct 18 | 205 | 102 +27 | 70 | 3.0 | 2 | EGE |
| Orionides | Oct 02-Nov 07 | Oct 21 | 208 | 095 +16 | 66 | 2.9 | 20 | ORI |
| Taurides sud | Oct 01-Nov 25 | Nov 05 | 223 | 052 +13 | 27 | 2.3 | 5 | STA |
| Taurides nord | Oct 01-Nov 25 | Nov 12 | 230 | 058 +22 | 29 | 2.3 | 5 | NTA |
| Leonides | Nov 14-Nov 21 | Nov 17 | 235.27 | 153 +22 | 71 | 2.5 | temp. | LEO |
| α -Monocerotides | Nov 15-Nov 25 | Nov 21 | 239.32 | 117 +01 | 65 | 2.4 | var. | AMO |
| χ -Orionides | Nov 26-Dec 15 | Dec 02 | 250 | 082 +23 | 28 | 3.0 | 3 | XOR |
| Phoenicides | Nov 28-Dec 09 | Dec 06 | 254.25 | 018 -53 | 18 | 2.8 | var. | PHO |
| Puppide-Velides | Dec 01-Dec 15 | Dec 07 | 255 | 123 -45 | 40 | 2.9 | 10 | PUP |
| Monocerotides | Nov 27-Dec 17 | Dec 09 | 257 | 100 +08 | 42 | 3.0 | 3 | MON |
| σ -Hydrides | Dec 03-Dec 15 | Dec 11 | 260 | 127 +02 | 58 | 3.0 | 2 | HYD |
| Geminides | Dec 07-Dec 17 | Dec 14 | 262.0 | 112 +33 | 35 | 2.6 | 120 | GEM |
| Coma Berenicides | Dec 12-Jan 23 | Dec 19 | 268 | 175 +25 | 65 | 3.0 | 5 | COM |
| Ursides | Dec 17-Dec 26 | Dec 22 | 270.7 | 217 +76 | 33 | 3.0 | 10 | URS |

TAB. 2.2 – Association entre pluies de météoroïdes et corps parents (Kresakova, 1986, 1987; Hughes & Williams, 2000).

| Pluie | Code | code IAU | Nom |
|-------------------------|------|-----------|--------------------------|
| Quadrantides | QUA | 96P | Machholz 1 |
| δ -Cancrides | DCA | C/1931 P1 | Ryves |
| Lyrides | LYR | C/1861 G1 | Thatcher |
| π -Puppides | PPU | 26P | Grigg-Skjellerup |
| η -Aquarides | ETA | 1P | Halley |
| η -Lyrides | ELY | C/1983 H1 | IRAS-Araki-Alcock |
| Bootides de Juin | JBO | 7P | Pons-Winnecke |
| α -Draconides | ODR | C/1919 Q2 | Metcalf |
| α -Capricornides | CAP | 45P | Honda-Mrkos-Pajdusakova |
| Perseides | PER | 109P | Swift-Tuttle |
| Draconides | GIA | 21P | Giacobini-Zinner |
| ϵ -Geminides | EGE | C/1964 N1 | Ikeya |
| Aurigides | AUR | C/1911 N1 | Kiess |
| Orionides | ORI | 1P | Halley |
| Leo Minorides | LMI | C/1739 K1 | 1739 |
| Taurides sud | STA | 2P | Encke |
| Taurides nord | NTA | 2P | Encke |
| Leonides | LEO | 55P | Tempel-Tuttle |
| Phoenicides | PHO | D/1819 W1 | Blanpain |
| Monocerotides | MON | C/1917 F1 | Mellish |
| σ -Hydrides | HYD | C/1943 W1 | Van Gent-Peltier-Daimaca |
| Geminides | GEM | 3200 | Phaethon |
| Ursides | URS | 8P | Tuttle |
| Andromedides | AND | 3D | Biela |
| τ -Herculides | THE | 73P | Schwassmann-Wachmann 3 |

Brown, 1993).

Mentionnons aussi l'existence d'une source **toroïdale** (Stohl, 1968), à +60 deg de l'écliptique, et à la même longitude solaire que l'apex (i.e. 270°). L'origine de ces météoroïdes serait une comète aujourd'hui disparue, et l'effet Poynting-Robertson (voir section 1.8) aurait circularisé les orbites de ces particules (Jones & Brown, 1993). Cet essaim présente lui aussi une variation annuelle, avec un maximum en janvier.

2.2 Observations visuelles

L'avantage d'une pluie de météores est que c'est un spectacle «public», voire «grand public». Par exemple, tout le monde sait qu'en août on voit «beaucoup d'étoiles filantes», et qu'il suffit de lever les yeux au ciel pour bénéficier du spectacle. Néanmoins, pour obtenir des résultats scientifiques exploitables, une méthodologie d'observation s'impose.

2.2.1 Définition du ZHR

Pour obtenir des résultats cohérents, des corrections de perception sont nécessaires. Les procédures de réduction ont fait l'objet d'études poussées par Koschack & Rendtel (1990a) et Koschack & Rendtel (1990b).

On définit le **ZHR ou taux horaire zénithal** (*Zenithal Hourly Rate*), comme le nombre de météores visibles à l'œil nu, par un observateur regardant le radiant situé au zénith, par temps clair et nuit noire. Pour corriger les effets géométriques, d'éclairement, de perception et de visibilité du radiant, le ZHR prend la forme :

$$ZHR = \frac{Nr^{(6.5-LM)}}{\sin(h)t} \quad (2.1)$$

avec :

- ★ N : nombre de météores observés.
- ★ t : durée de l'observation.
- ★ r : index de population (voir ci-après).
- ★ LM : Magnitude limite observable.
- ★ h : hauteur du radiant au-dessus de l'horizon.

L'index de population, r est défini par :

$$r = \frac{n(m+1)}{n(m)} \quad (2.2)$$

$n(m)$ étant le nombre de météores de magnitude m . En général, l'index de population est compris entre 1 et 3 (voir tableau 2.1). Les petites valeurs de r traduisent une pluie riche en grosses particules, et inversement (Arlt & Brown, 1998; Arlt et al., 2002).

Le terme 6.5 dans l'équation 2.1 est la magnitude limite naturelle d'un œil humain.

La présence du sinus au dénominateur est problématique pour les faibles valeurs de h . La correction qui permet de tenir compte des faibles hauteurs du radiant est en $\sin(h)^\gamma$ (Zvolankova, 1983; Jenniskens, 1994). Mais il est aussi simple, quand cela est possible, de ne tenir compte que des météores observées lorsque le radiant est suffisamment haut *i.e.* à au moins 10 à 15 degrés (Arlt & Gyssens, 2000).

Jenniskens (1994) a apporté certaines corrections à la formule 2.1, pour tenir compte de la probabilité d'observation des météores les plus faibles. En effet, le champ effectif de vision humaine est grossièrement un cône d'une cinquantaine de degrés de rayon (Koschack & Rendtel, 1990a). Les météores les plus faibles seront détectés dans le centre du champ de vision uniquement, alors que les plus lumineux pourront l'être même en vision périphérique². C'est la raison pour laquelle les boules de feu, qui se voient de très loin, sont souvent visibles à l'horizon. Jenniskens (1994) introduit donc une probabilité de perception qui dépend de la magnitude des météores. En toute rigueur, on devrait écrire :

$$\chi = \frac{n(m+1)}{n(m)} = \frac{N(m+1)P(m)}{P(m+1)N(m)} \quad (2.3)$$

²Nous ne parlons pas ici de la technique de vision décalée couramment utilisée en astronomie pour détecter les objets de faible luminosité. Dans le cas des météores, ce que nous appelons vision périphérique concerne la partie extrême du champ de vision humain

où χ est l'index de répartition en magnitude, $N(m)$ est le nombre de météores observés, $P(M)$ est la probabilité d'observer un météore de magnitude m , et $n(m)$ est le nombre corrigé de météores de magnitude m . Dans la pratique, les auteurs prennent $\chi = r$.

Il est important de noter que r est *a priori* constant. Cependant, des études récentes poussées des Léonides tendent à montrer que ce facteur varie quelque peu sur une certaine gamme de taille (Jenninskens, 2001; Li et al., 2002).

À partir de la masse M , on peut définir l'index de distribution de masse s , tel que $n(M; M + dM) \propto M^{-s}$. On a :

$$s = 1 + 2.3 * \log r \quad (2.4)$$

et Wu & Zhang (2002) ont défini un $ZMHR$, soit le taux massique horaire zénithal (*zenithal hourly mass rate*).

Il existe d'ailleurs une relation (ou plutôt des relations) liant la masse d'un météoroïde à la magnitude visuelle du météore correspondant.

2.2.2 Lien entre magnitude visuelle et masse d'un météore

Hughes (1995a) a fait l'étude pour les Perséides, et donne la formule (convertie en système international ici) :

$$\log m = 14.7 - 4.0 \log V - 0.4M_v \quad (2.5)$$

Avec :

- m : masse (en Kg) de la particule
- V : Vitesse (en m/s) d'entrée dans l'atmosphère
- M_v : Magnitude visuelle du météoroïde lors de la combustion

Précisons que cette formule est théorique, et que les différentes constantes peuvent être ajustées en fonction de l'essai considéré. Elle est en fait une révision de la formule de Whipple (1955), et, à une différence de 0.003 près dans la constante additionnelle, est la même formule que Hughes & Williams (2000).

Brown et al. (2000) ont aussi donné une version modifiée de l'équation 2.5, pour tenir compte de la distance zénithale z :

$$\log m = -4.98 \pm 0.02 - 0.43 \pm 0.01M - 0.07 \pm 0.26 \log(\cos z) \quad (2.6)$$

Notons que cette équation n'est valable que pour les Léonides, et dans la gamme de magnitude $[-3; +5]$.

Quelques valeurs numériques permettant d'avoir un ordre de grandeur des tailles des météoroïdes correspondant à des magnitudes visuelles usuelles sont données dans le tableau 2.3.

2.2.3 Stratégie d'observation

À partir de ces considérations, quelques conseils ont été formulés pour prévenir les erreurs. Nous en mentionnons ici quelques-uns parmi tous ceux diffusés par l'IMO (Rendtel et al., 1995; Koschack & Rendtel, 1990a,b).

- Déterminer sa position exacte (longitude, latitude, altitude), pour le calcul de h .
- Déterminer la magnitude limite (LM) avant d'observer (par comptage d'étoiles), et aussi lorsque les conditions d'observation se modifient (lever de la Lune par exemple).
- Choisir l'orientation de l'observation. Le champ de vision est en effet important. Près du radiant, les météores sont trop rapides et trop courts pour que leur détection soit efficace. Trop loin, il est difficile d'associer un météore avec une pluie particulière. Un bon compromis se situe entre 20 et 40 degrés du radiant.

TAB. 2.3 – Relation masse-magnitude visuelle des météores, selon les formules de Hughes (1995a) et Brown et al. (2000), appliquées aux Léonides ($V = 71 \text{ km.s}^{-1}$, $\rho = 2 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$, $z = 60 \text{ deg}$).

| MAGNITUDE | Hughes 1995 | | Brown et al. 2000 | |
|-----------|-------------|-----------|-------------------|-----------|
| | MASSE (kg) | RAYON (m) | MASSE (kg) | RAYON (m) |
| -2.0 | 1.2e-04 | 2.5e-03 | 7.7e-05 | 2.1e-03 |
| -1.0 | 5.0e-05 | 1.8e-03 | 2.8e-05 | 1.5e-03 |
| 0.0 | 2.0e-05 | 1.3e-03 | 1.1e-05 | 1.1e-03 |
| 1.0 | 7.9e-06 | 9.8e-04 | 3.9e-06 | 7.8e-04 |
| 2.0 | 3.1e-06 | 7.2e-04 | 1.5e-06 | 5.6e-04 |
| 3.0 | 1.2e-06 | 5.3e-04 | 5.4e-07 | 4.0e-04 |
| 4.0 | 5.0e-07 | 3.9e-04 | 2.0e-07 | 2.9e-04 |
| 5.0 | 2.0e-07 | 2.9e-04 | 7.5e-08 | 2.1e-04 |
| 6.0 | 7.9e-08 | 2.1e-04 | 2.8e-08 | 1.5e-04 |

- Choisir l'élévation du champ de vision : trop bas (près de l'horizon) la portion d'atmosphère se situe à plusieurs centaines de kilomètres, et seuls les météores les plus gros sont visibles. Trop haut (près du zénith), la portion d'atmosphère est trop petite pour être totalement efficace (voir figure 2.2). Une valeur correcte se situe entre 50 et 70 degrés au-dessus de l'horizon.

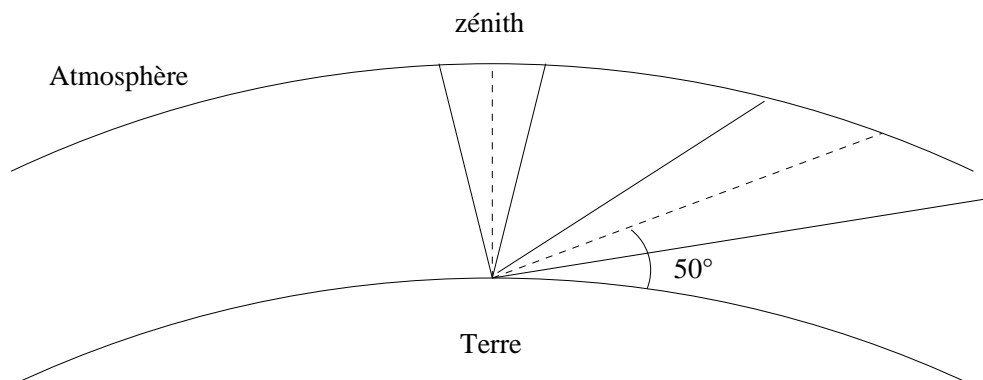


FIG. 2.2 – Illustration de l'importance de l'élévation du champ de vision. La portion d'atmosphère visible est plus importante pour une élévation moyenne que zénithale.

- Déterminer les heures en TU. Lors de grande pluie (comme les Léonides), un comptage par tranche d'une minute est nécessaire. Sinon, des intervalles de 5 à 15 minutes suffisent.
- Déterminer l'obstruction du champ de vision (nuages, arbres etc.)
- Déterminer la trajectoire du météore, en vue de l'associer à une pluie particulière, grâce à la position du radiant. En cas de pluie importante, la proportion de météores venant d'autres radiants est minime, mais il est préférable d'en tenir compte.
- La vitesse angulaire d'un météore permet aussi de l'associer à une pluie particulière. Cependant, la durée d'un météore est très difficile à estimer visuellement (problème de perception). La méthode consiste à évaluer la trajectoire qu'aurait eu le météore s'il avait duré une seconde.
- Déterminer la magnitude du météore, à son éclat maximal (en vue du calcul de r).
- Une observation doit cesser dès que la fatigue devient trop importante. Il est aussi important

- de faire des pauses. L'effet de la fatigue fait manquer les météores les moins lumineux.
- Éviter les boissons chaudes pendant l'observation : elles dilatent les vaisseaux sanguins, ce qui augmente la sensation de froid...
 - Il est important de diffuser ses observations. Les deux listes internationales sont *IMO-news* et *meteorobs* (voir section 3.2).

Les tableaux 2.4 à 2.9 donnent des exemples de rapports d'observations pour les Léonides et autres.

TAB. 2.4 – En-tête d'un rapport d'observation (IMO)

| | | | | |
|------------|-------------------|---------------|----------------|---------------|
| Day :18/19 | Month :11 | Year : 2002 | Begin : 09h35m | End : 09h41m |
| Location | long. 107°15' W | lat. 33°08' E | IMO code : | (réservé IMO) |
| Site : | exact ou environs | Country : | USA | |
| Observer : | Tom King | IMO code : | (réservé IMO) | |

TAB. 2.5 – Report des radiants observés. Ici : Léonides et Taurides nord.

| Shw | alpha | delta | Shw | alpha | delta | Shw | alpha | delta |
|-----|-------|-------|-----|-------|-------|-----|-------|-------|
| LEO | 153 | +22 | NTA | 058 | +22 | | | |

TAB. 2.6 – Comptage des Léonides par tranche d'une minute. Les heures sont au format hhmm ; RA et DEC : direction de l'observation en coordonnées célestes ; Teff : durée d'observation en heure, F : obstruction du champ de vision ; lm : magnitude limite ; M : la méthode d'observation (C pour un comptage simple, P pour un report des trajectoires sur carte) ; N : nombre de météores.

| Period (UT) | Field | | Teff h | F | lm m | LEO | | \bar{M} \bar{N} | | \bar{M} \bar{N} | | \bar{M} \bar{N} | | \bar{M} \bar{N} | | Spor | |
|----------------|-------|-----|-----------|-----|---------|-----|----|-----------------------|---|-----------------------|---|-----------------------|---|-----------------------|---|------|---|
| | RA | Dec | | | | M | N | M | N | M | N | M | N | M | N | | |
| 0935-0936 | 100 | +20 | 0.017 | 1 | 6.1 | c | 5 | | | | | | | | | c | 3 |
| 0936-0937 | 100 | +20 | 0.017 | 1 | 6.1 | c | 12 | | | | | | | | | c | 2 |
| 0937-0938 | 100 | +20 | 0.017 | 1.1 | 6.1 | c | 13 | | | | | | | | | c | 1 |
| 0938-0939 | 110 | +20 | 0.017 | 1 | 6.1 | c | 10 | | | | | | | | | c | 1 |
| 0939-0941 | 110 | +20 | 0.033 | 1 | 6.0 | c | 24 | | | | | | | | | c | 3 |

TAB. 2.7 – Répartition en magnitude pour les Léonides reportées au tableau 2.6.

| Shower | -6 | -5 | -4 | -3 | -2 | -1 | 0 | +1 | +2 | +3 | +4 | +5 | +6 | +7 | tot |
|--------|----|----|----|----|----|----|---|----|----|----|----|----|----|----|-----|
| LEO i | - | - | - | - | - | - | - | 1 | 1 | 2 | 1 | - | - | - | 5 |
| LEO ii | - | - | - | - | - | 1 | - | 2 | 1 | 5 | 2 | 1 | - | - | 12 |
| LEOiii | 1 | - | - | - | - | 2 | 2 | 2 | 1 | 3 | 1 | 1 | 1 | - | 13 |
| LEO iv | - | - | 1 | - | 1 | - | - | 3 | 4 | - | 1 | - | - | - | 10 |
| LEO v | - | - | - | - | 2 | - | 3 | 2 | 5 | 7 | 3 | 1 | | | 24 |

TAB. 2.8 – Comptage de météores pour d'autres pluies (Perséides, κ -Cygnes et sporadiques). La signification des variables est la même que pour le tableau 2.6.

| Period (UT) | Field | | Teff h | F | lm m | PER | | KCG | | \bar{M} \bar{N} | | \bar{M} \bar{N} | | Spor | |
|----------------|-------|-----|-----------|-----|---------|-----|----|-----|---|---------------------|-----------|---------------------|-----------|------|---|
| | RA | Dec | | | | M | N | M | N | \bar{M} | \bar{N} | \bar{M} | \bar{N} | M | N |
| 2231-2248 | 330 | +45 | 0.28 | 1 | 5.96 | c | 8 | c | 0 | | | | | c | 2 |
| 2248-2305 | 335 | +45 | 0.28 | 1.1 | 6.05 | c | 14 | c | 0 | | | | | c | 1 |
| 0004-0016 | 340 | +45 | 0.20 | 1 | 6.10 | c | 7 | c | 1 | | | | | c | 0 |
| 0016-0030 | 345 | +45 | 0.23 | 1 | 6.10 | c | 11 | c | 1 | | | | | c | 4 |

TAB. 2.9 – Répartition en magnitude pour les pluies observées dans le tableau 2.8 (Perséides, κ -Cygnes et sporadiques)

| Shower | -6 | -5 | -4 | -3 | -2 | -1 | 0 | +1 | +2 | +3 | +4 | +5 | +6 | +7 | tot |
|---------|----|----|----|----|----|----|---|----|-----|----|-----|-----|-----|----|-----|
| PER 1-2 | - | - | 1 | - | - | 2 | 1 | 3 | 2 | 7 | 3.5 | 2 | 0.5 | - | 22 |
| PER 3-4 | - | - | - | - | - | - | 2 | 2 | 5.5 | 6 | 1.5 | 1 | - | - | 18 |
| KCG | - | - | - | - | - | - | - | - | 1 | - | - | 0.5 | 0.5 | - | 2 |
| spor. | - | - | - | - | - | 1 | - | 1 | 2 | - | 1 | 2 | - | - | 7 |

2.2.4 Résultats scientifiques obtenus par observation visuelle

Les observations visuelles permettent de tracer le profil de la pluie rencontrée (voir figure 2.3). Pour effectuer le calcul de ZHR , l'index de population a dû être calculé. La figure 2.4 montre comment r varie au cours de la pluie.

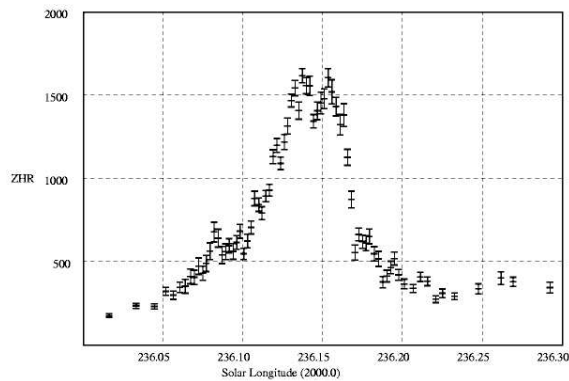


FIG. 2.3 – Profil du premier pic d'activité des Léonides 2001 (Arlt et al., 2001).

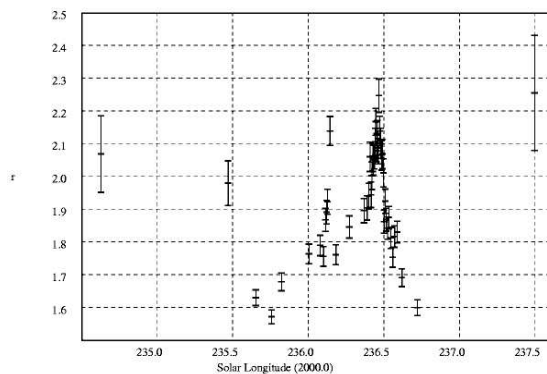


FIG. 2.4 – Variation de l'index de population pendant les Léonides 2001 (Arlt et al., 2001)

À partir de ces données des modélisations de l'essai peuvent être effectuées. (Brown & Arlt, 2000; Jenniskens, 1995; Jenniskens et al., 2000b; Jenniskens, 2002)

Les observations visuelles sont les seules qui ont pu être effectuées dans le passé (XIX^{ème} siècle et avant), et constituent donc la seule source d'information de ces pluies. Cependant, les témoignages doivent être considérés avec attention (voir section 1.3)

2.3 Observations photographiques

L'avantage de la photographie vient de ce que l'observateur peut garder une trace du phénomène.

2.3.1 Principe

Le principe est simple : il suffit d'avoir un appareil de type reflex, possédant une pose longue (pose B). Le suivi permet de déterminer directement la position du radiant.

L'objectif doit être suffisamment ouvert et posséder un grand champ (typiquement, un 50 mm ouvert à f/1.8). Notons que l'emploi de fisheye fait apparaître les météores sur une très petite portion du film. L'avantage bien évidemment est que toute la voûte céleste est surveillée (à chacun ses préférences...). L'autre méthode pour couvrir le ciel entier tout en gardant une trace suffisamment longue sur le film consiste à monter des appareils photos en batterie (voir figure 2.5)



FIG. 2.5 – Appareils photos montés en batterie, pour une couverture totale du ciel (photo : Dutch Meteor Society).

L'exposition doit être suffisamment longue pour qu'un météore arrive dans le champ, mais suffisamment courte pour que le fond de ciel ne soit pas saturé. En général, quelques minutes suffisent.

La formule de Hawkins (cité par Trigo-Rodriguez et al. (2001a)) donne la magnitude limite atteignable en fonction de la sensibilité du film :

$$m = 2.512 \log(d^2 f^{-1} g) - 9.95 \quad (2.7)$$

avec

- m : magnitude limite
- d : ouverture effective
- f : longueur focale
- g : sensibilité du film (ISO)

On arrive communément à des valeurs proches de la magnitude limite visuelle (Borovicka et al., 1995). La figure 2.6 illustre ce qu'il est possible de faire avec un fisheye.

L'emploi d'un obturateur extérieur permet de déterminer la vitesse angulaire des météores (voir figure 2.7 et 2.8).



FIG. 2.6 – Léonides 1998 (Tóth et al., 2000)



FIG. 2.7 – Les mêmes appareils que dans la figure 2.5, équipés d'un obturateur tournant (photo : Dutch Meteor Society).

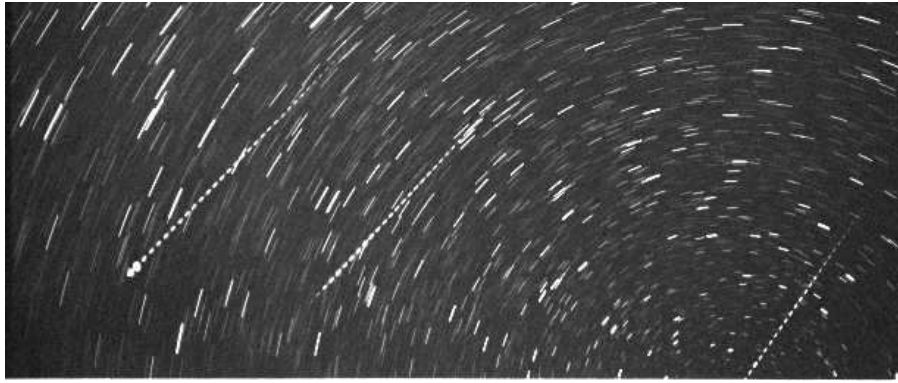


FIG. 2.8 – Photo prise avec un obturateur tournant (voir figure 2.7). Les coupures dans la trace du météore correspondent au passage de l’obturateur. Il est ainsi possible de calculer la vitesse angulaire du météore, et par la suite de remonter à sa vitesse orbitale. (photo : Dutch Meteor Society)

2.3.2 Résultats scientifiques accessibles avec la technique photographique

À partir des clichés photographiques, il est possible de déterminer :

- Le radiant (par continuation des queues de météores)
- l’altitude d’un météore (grâce à deux clichés pris à deux points différents) (Maitre, 1939; Ceplecha et al., 2000; Borovicka et al., 1995)
- La vitesse du météore (si l’équipement comprend un obturateur tournant)
- L’orbite du météore avant d’entrer dans l’atmosphère (Jopek et al., 1999; Betlem et al., 1999)
- La courbe de lumière (approximative) du météore
- La décélération, si le météore est suffisamment lent et lumineux.
- La masse (à partir de mesures photométriques)

2.4 Observations vidéos

L’observation vidéo combine les avantages de la photographie, mais elle y ajoute la notion temporelle. Chaque évènement peut ainsi être daté avec précision (début, fin, explosion éventuelle).

2.4.1 Principe

L’observation vidéo requiert davantage d’équipement que la photo. Les caméras usuelles ne sont en effet pas adaptées à la vision de nuit. Leur sensibilité insuffisante nécessite d’ajouter un intensificateur devant le capteur. Le principe est illustré sur la figure 2.9.

L’avantage de la vidéo est qu’il est possible de traiter directement le signal (pourvu qu’on ait une sortie numérique), et faire la réduction des données en temps réel. Des programmes de surveillance automatique (Oberst et al., 1998) permettent d’avoir un suivi permanent de l’activité des météores (ou au moins toutes les nuits où il fait beau...). Ces collaborations entre différentes équipes ont récemment permis de détecter la chute d’un météorite le 6 avril 2002, de suivre sa trajectoire, déterminer son orbite initiale, de calculer son point d’impact, et enfin de retrouver

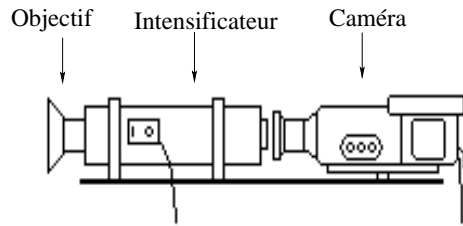


FIG. 2.9 – Principe d’observation vidéo : un intensificateur est placé entre l’objectif et le récepteur (source : IMO).

quelques fragments à Neuschwanstein (Allemagne), à 400 mètres du point prévu (Spurny et al., 2002).

2.4.2 Résultats obtenus avec la vidéo

La vidéo permet d’obtenir :

- la courbe de lumière précise du météore, et par-là sa composition (Murray et al., 2000, 2002)
- la décélération (plus précis que la photographie) et la fragmentation du météoroïde
- la masse de l’objet initial (plus précis que la photographie).
- la position du radiant
- le profil de la pluie ($ZHR = f(t)$), disponible juste après l’observation, moyennant un bon logiciel (Brown et al., 2000).
- les vitesses angulaires, et par extension les vitesses d’entrée dans l’atmosphère
- l’orbite du météoroïde (par mesure différentielle)
- la collecte de fragments (Spurny et al., 2002)
- une surveillance presque permanente du ciel (la météorologie étant le principal handicap) (Oberst et al., 1998)

Soulignons en particulier la détection de jets transverses par LeBlanc et al. (2000) à partir de mesures vidéo (campagne MAC, 1998, voir section 3.2). Ces jets ont de nouveau été observés en 1999 par Murray et al. (2000), et s’expliqueraient par le modèle de Hawkes & Jones (1975). Les météoroïdes cométaires seraient en effet des grains de silicates et de métal, maintenus ensemble par une «glue», de température d’évaporation plus basse. Les plus petits fragments se détachent avec la glue fondante, et sont rapidement freinés, ce qui crée un «queue perlée» (Murray et al., 2000). Les jets présents dans 28% des météores, seraient dus à une éjection explosive de petits fragments ($\simeq 50 \mu m$) à partir d’un particule en rotation (Murray et al., 2000).

2.5 Observations radio

Deux techniques s’imposent en radio : le radar et la «réflexion en avant», ou *forward scatter*, ci-après : FS (Cevolani et al., 2000).

2.5.1 La réflexion en avant

La réflexion en avant (FS) est la plus répandue, car accessible aux amateurs. Le principe est illustré sur la figure 2.10.

L’avantage d’une telle installation est qu’elle est accessible aux amateurs, et a connu un récent développement dans le monde entier. L’émetteur doit être choisi en fonction de sa constance et

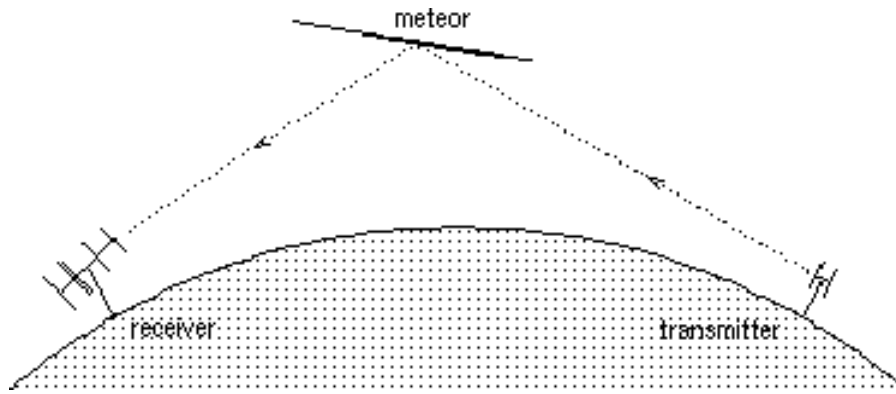


FIG. 2.10 – Principe d’observation par *forward scatter* : un récepteur ne pouvant capter les signaux d’un émetteur situé trop loin profite de la réflexion de l’onde sur le plasma créé par la rentrée dans l’atmosphère d’un météoroïde. (source : IMO).

son étroitesse de bande. Typiquement, la bande FM est souvent utilisée par les amateurs (radio locale), mais le spectre utile s’étend environ de 30 à 100 MHz.

Le matériel nécessaire est le suivant (voir figures 2.11 à 2.13) :

- une antenne YAGI (directionnelle),
- un récepteur à bande étroite (pour éviter les détections erronées),
- un ordinateur pour traiter et stocker les observations,
- une interface électronique récepteur-ordinateur.

Les avantages de cette technique sont multiples :

- indépendance vis-à-vis de la météorologie,
- observation en continu (ou presque) permettant un suivi annuel,
- sensibilité à des particules plus petites que les observations visuelles (Ma et al., 2001). Le pic d’activité est en général plus large qu’en optique (Cevolani et al., 2000).
- profil de la pluie correct,
- estimation de r grâce à la longueur des échos.

Les inconvénients sont les suivants :

- problème d’intégrité : il est impossible de faire la différence entre une grosse particule et deux petites entrant simultanément car le niveau de réception sera le même.
- pas de détermination du radiant, donc il est impossible de discerner les différentes pluies lors d’une observation. En cas de tempête, le bruit causé par les sporadiques est négligeable, mais pas en cas de pluie mineure.
- pas d’estimation de magnitude. Ceci dit, l’index de population r est déterminé grâce à la durée de chaque météore.
- pas transportable. L’émetteur doit se trouver à quelques centaines (600 au moins) de kilomètres du récepteur. Ceci n’est pas un problème dans les zones habitées, mais le devient aux pôles par exemple.
- pas d’estimation du ZHR , mais le profil de la pluie est conforme aux observations visuelles.
- problème de saturation en cas de tempête. Dans ce cas, on mesure le pourcentage de réflectivité de ciel (Cevolani et al., 2000) pour estimer l’activité.
- existence de sporadiques E_s : à cause de l’activité solaire, il arrive que l’atmosphère soit soudainement très réfléchive aux ondes radio. Il est donc impossible de détecter les météores, par saturation.
- les instruments sont très différents d’une installation à l’autre (antenne, fréquence, gain,



FIG. 2.11 – Antenne YAGI utilisée pour la détection radio des météores, par FS (cliché : C. Birnbaum, Cité des sciences et de l'industrie, La Villette)



FIG. 2.12 – Station radio-réceptrice pour l'observation des météores en FS. De droite à gauche : écran du PC, muni du logiciel *colorgramme* (P. Terrier) de traitement des données, récepteur et interface. Les haut-parleurs permettent un comptage manuel (cliché : C. Birnbaum, Cité des sciences et de l'industrie, La Villette).

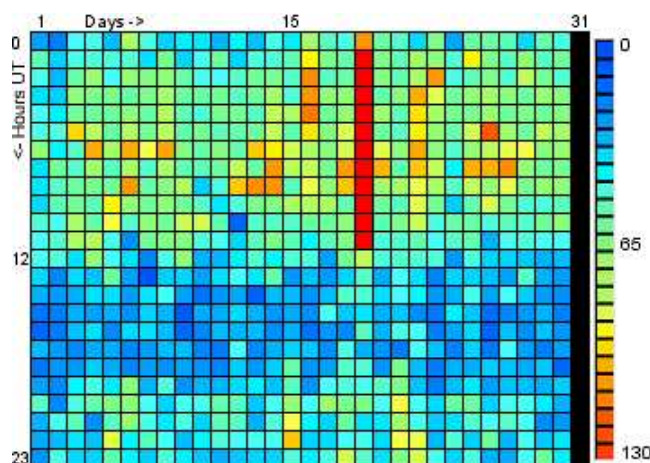


FIG. 2.13 – Observations radio des météores par Pierre Terrier durant le mois de novembre 2002. Le graphique est généré par le logiciel *colorgramme*. En abscisse le temps est représenté, en jours ; en ordonnées, le temps en heures du jour considéré. L'échelle de couleur à droite donne le nombre d'échos enregistrés. On voit nettement l'activité des Léonides le 19. (source : Pierre Terrier).

largeur de bande etc.).

Notons l'existence de réseaux d'observateurs, qui permettent de suivre l'évolution d'une pluie en temps réel sur Internet (voir section 3.2).

2.5.2 observations radar

Le radar est limité à l'utilisation professionnelle, car sa mise en œuvre est plus complexe. Les résultats obtenus sont aussi de meilleure qualité. En effet, l'écho reçu permet d'obtenir toute la trajectoire du météoroïde dans l'atmosphère. À partir de là, la position et la vitesse de l'objet sont calculables, et c'est donc directement l'orbite qui est accessible.

On détermine donc précisément :

- le radiant (Hawkins, 1956; Stohl, 1968; Carrara et al., 1968; Jones & Brown, 1993),
- l'orbite de toutes les particules entrant dans l'atmosphère. Ceci permet de discriminer toutes les particules non souhaitées lors de l'observation d'une pluie particulière. L'association entre météoroïdes et corps parent s'en trouve donc facilitée (Baggaley, 1995).
- le profil de la pluie (Brown et al., 1997; Šimek & Pecina, 2000),
- la masse et la répartition en masse des météoroïdes (Porubcan et al., 1998; Šimek & Pecina, 2001; Pupillo et al., 2002),
- l'indépendance envers la météo rend possible les surveillances permanentes (aux temps de maintenance près). C'est notamment ce genre de suivis qui a permis de déterminer les radiants des météores sporadiques (Jones & Brown, 1993).

Parmi les radars les plus célèbres mentionnons ceux de : Adélaïde (Australie), Canterbury (Nouvelle Zélande), Kharkiv (Ukraine), Ondrejov (Tchéquie), Arecibo (Porto-Rico), Svalbard (Royaume de Norvège), Nunavut (Canada) etc.

Les éléments orbitaux des météoroïdes ainsi calculés sont partiellement mis à disposition à l'*IAU Meteor Data Center* situé à l'observatoire de Lund en Suède (Lindblad, 2001).

Précisons enfin que souvent les groupes d'observateurs combinent toutes les techniques mentionnées ci-dessus, ce qui permet de vérifier la véracité des résultats, et de souligner les avantages

et inconvénients de chacune (Singer et al., 2000; Koschny & Zender, 2000; Brown et al., 1998, 2000; Ma & He, 2001; Li et al., 2002).

2.6 Autres types d'observations

2.6.1 Observations Infrarouge

La première détection directe de courants de météoroïdes a été faite par Sykes et al. (1986), avec le satellite infra-rouge IRAS ($\lambda = 12; 25; 60$ et $100 \mu\text{m}$). Bien entendu, l'existence même de ces courants était déjà supposée depuis fort longtemps, puisque Schiaparelli avait déjà associé comètes et météoroïdes (voir section 1.3). Mais l'observation des courants de météoroïdes n'était jusqu'ici possible que lorsque la Terre entrait en collision avec eux, provoquant ainsi une pluie intense de météores. Le modèle cométaire déduit est présenté sur la figure 2.14 (Sykes & Walker, 1992).

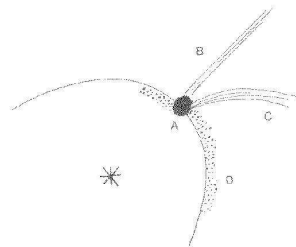


FIG. 2.14 – Le modèle cométaire de Sykes & Walker (1992). A : coma, B : queue ionisée, C : queue de poussières, D : traînée de poussières suivant et précédant la comète sur son orbite.

Si la détection directe des courants reste historique, c'est aussi parce que IRAS a détecté ces courants directement dans le sillage de comètes connues : Encke, Pons-Winnecke, Schwassmann-Wachmann 1, Tempel 1 et 2 (Sykes et al., 1986, 1990) etc. De plus, Sykes et al. (1986) ont rapporté la détection de plusieurs courants sans aucun corps parent connu. La disparition des corps parents peut avoir deux explications. Ou bien la comète s'est totalement vaporisée, ou bien son orbite a changé de manière «catastrophique», si bien que la traînée ne semble plus être dans son sillage. La partie II décrit comment des rencontres proches peuvent modifier l'orbite des courants de météores.

Il est intéressant de souligner que ces courants détectés ont été associés à des comètes à courte période. Jenniskens et al. (1997) ont rapporté la détection de courants sur une orbite à longue période, par observation des α -Monocéroïdes.

Les Léonides ont cependant aussi été détectés directement dans les longueurs d'ondes visibles par Nakamura et al. (2000)

Pour ce qui concerne les météores proprement-dites, les observations en infrarouge ne sont pas nombreuses. Mentionnons Rossano et al. (2000), qui pendant la campagne des Léonides 1998 ont déduit une température maximale de la particule solide de 800 K (observations dans la bande $\lambda = 3 - 5.5 \mu\text{m}$).

2.6.2 Observations spectroscopiques

Les observations spectroscopiques des météores révèlent en partie leur composition. Dans le visible, un spectre de météore montre clairement les émissions de H , O , N et N_2 atmosphériques (Borovicka et al., 1999). Les composants du météoroïde sont des matériaux réfractaires : Fe , Mg , Na , Ca (Borovicka et al., 1999; Kelley et al., 2000; Borovička & Jenniskens, 2000; Llorca et al., 2003). Le gaz (et le plasma) révèle une température de 4000 à 5000 K , alors que la particule est bien plus froide, avec seulement 1400 K (température de vaporisation des silicates).

Un spectre typique est donné sur la figure 2.15.

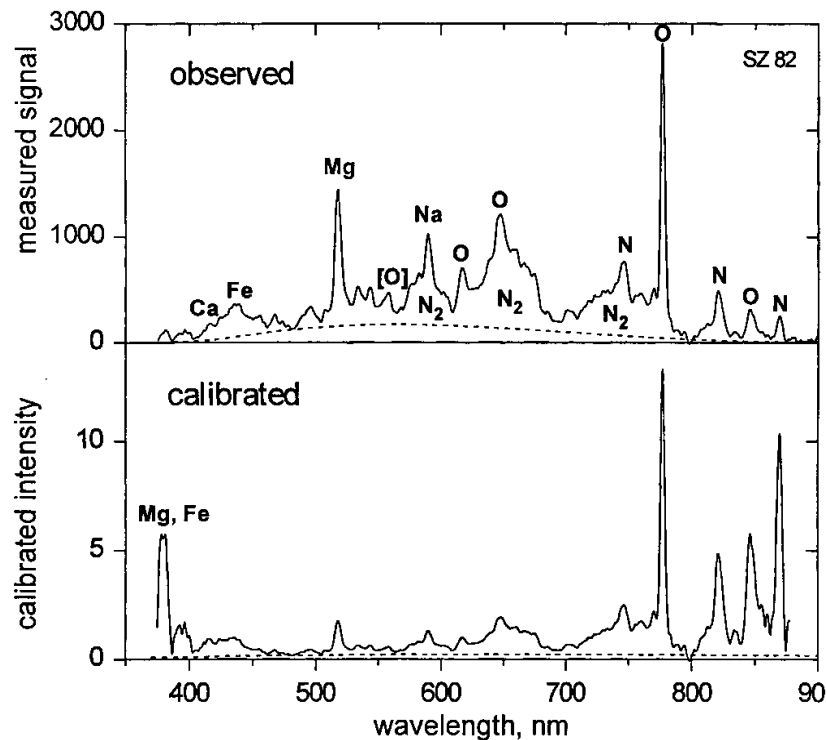


FIG. 2.15 – Spectre de Léonide d'après Borovicka et al. (1999). En haut : spectre brut ; en bas : spectre normalisé. La ligne en pointillés représente le continuum thermique.

Bien que le spectre d'un météore ait une certaine constante dans sa composition (éléments mentionnés ci-dessus), les raies spectrales identifiées ne sont pas toujours les mêmes suivant les pluies. Il n'y a pas encore d'explication nette à ce sujet, mais les différences de vitesse, composition et de densité sont soupçonnées d'être la cause de telles différences. Notons aussi que le spectre d'une traînée persistante ne diffère pas de celui du météore initial (Borovička & Jenniskens, 2000).

Les observations spectroscopiques infrarouge (3-13 μm) révèlent la présence de molécules : CH_4 , CO_2 , CO et H_2O à «moyenne» température (Russell et al., 2000). Celle-ci (200-300 K) est en effet plus basse que celle enregistrée pour la particule elle-même ou le gaz environnant, mais plus élevée que la température habituelle à une altitude de 100 km . De même, la présence d'eau ne signifie pas forcément que les météoroïdes en contiennent : elle pourrait en effet provenir de la dégradation de matière organique (Russell et al., 2000).

2.6.3 Observations électrophoniques

Cette méthode est pour le moins curieuse, d'abord par son nom, et ensuite par ce qu'on ne sait pas encore très bien l'expliquer. Il s'agit ici d'entendre les météores...

Les premiers témoignages de sons accompagnant les météores peuvent être reconnus dès l'antiquité chez les Sumériens, les Arabes, les Chinois etc. Halley rapporte aussi le témoignage de Geminian Montanari, en 1676 (Zgrablić et al., 2002).

On distingue deux types de sons : les «woosh» (type-1) et les «pop» (type-2). Les premiers sont associés à des météores lents et très brillants, et les seconds à des météores rapides, mais pas nécessairement aussi brillants que les premiers (Zgrablić et al., 2002). Il est important de noter que les sons sont entendus **en même temps** que le météore est vu. Ceci discrimine donc l'explication par propagation d'onde de choc, suite à une entrée supersonique des particules. Le terme «électrophonique» a été utilisé pour la première fois en 1937, comme une description de la sensation causée par le passage d'un courant électrique à travers la tête (Vinković et al., 2002). À partir de là, on a tenté d'enregistrer ces sons, et de mesurer les champs électriques et fréquences assimilées lors de l'apparition de ce phénomène rarissime (Keay, 1994; Beech et al., 1995c,a; Price & Blum, 2000; Zgrablić et al., 2002) Récemment, un formulaire a été dressé pour harmoniser les témoignages et pouvoir traiter ces données de façon uniforme (Vinković et al., 2000, 2002).

Comme nous l'avons dit, l'explication du phénomène n'est pas encore complètement élucidée, mais quelques approches donnent déjà une idée de ce qui pourrait se passer. Il s'agirait d'une émission d'ondes électromagnétiques à des fréquences correspondant aux sons audibles (20 Hz à 20 kHz , ELF/VLF). Ces ondes entreraient en résonance avec des objets au sol, produisant ainsi la vibration audible de l'air. Elles sont produites lors de la rentrée dans l'atmosphère du météoroïde, et nécessitent un piégeage des lignes du champ géomagnétique dans le plasma turbulent de la queue du météore (Keay, 1995; Beech, 1998; Zgrablić et al., 2002). On a cru longtemps que seuls des météoroïdes «massifs» (correspondant à des météores de magnitude inférieure à -10) pouvaient produire de tels effets, car la turbulence du plasma doit être excessivement prononcée (Beech et al., 1995c). Mais Zgrablić et al. (2002) ont récemment revu cette valeur à la baisse, avec seulement une magnitude -2 . L'explication viendrait de la charge électrique acquise par le météoroïde endant son entrée dans l'atmosphère (Zgrablić et al., 2002).

2.6.4 Des météoroïdes dans tout le système solaire

Puisque des météoroïdes entrent en collision avec la Terre, il est naturel de penser que des collisions avec les autres planètes sont possibles.

Sur la Lune

Tout d'abord, notre plus proche voisine la Lune garde le témoignage d'une activité météoritique intense. C'est pendant les grandes pluies de Léonides de ces dernières années que des impacts sur sa surface ont été observés (Bellot Rubio et al., 2000b; Cudnik et al., 2002; Dunham et al., 2000; Ortiz et al., 2002). Bien entendu les observations se font sur la partie sombre, et ce sont les flashes consécutifs aux impacts qui sont traqués par vidéo. Les figures 2.16 et 2.17 illustrent ces détections.

Les météoroïdes détectables ont des masses supérieures à une centaine de grammes (Bellot Rubio et al., 2000a). L'efficacité lumineuse (rapport entre l'énergie rayonnée et l'énergie cinétique au moment de l'impact) déduite de ces observations est d'environ 10^{-2} . Artemieva et al. (2000), à partir de simulations numériques ont estimé que les météoroïdes devaient avoir des diamètres centimétriques.

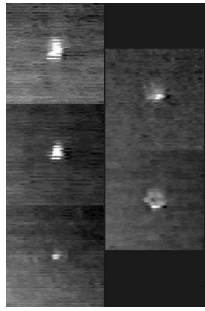


FIG. 2.16 – Impact de Léonides sur la lune (Ortiz et al., 2002)

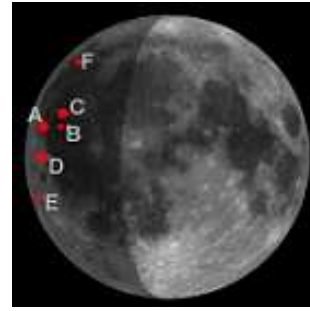


FIG. 2.17 – Localisation de quelques impacts lunaires (Dunham et al., 2000)

Sur les autres planètes du système solaire

L'exemple le plus célèbre de collision entre une planète et un petit corps reste celle de Shoemaker-Levy 9 et Jupiter en 1994 (voir figure 2.18).

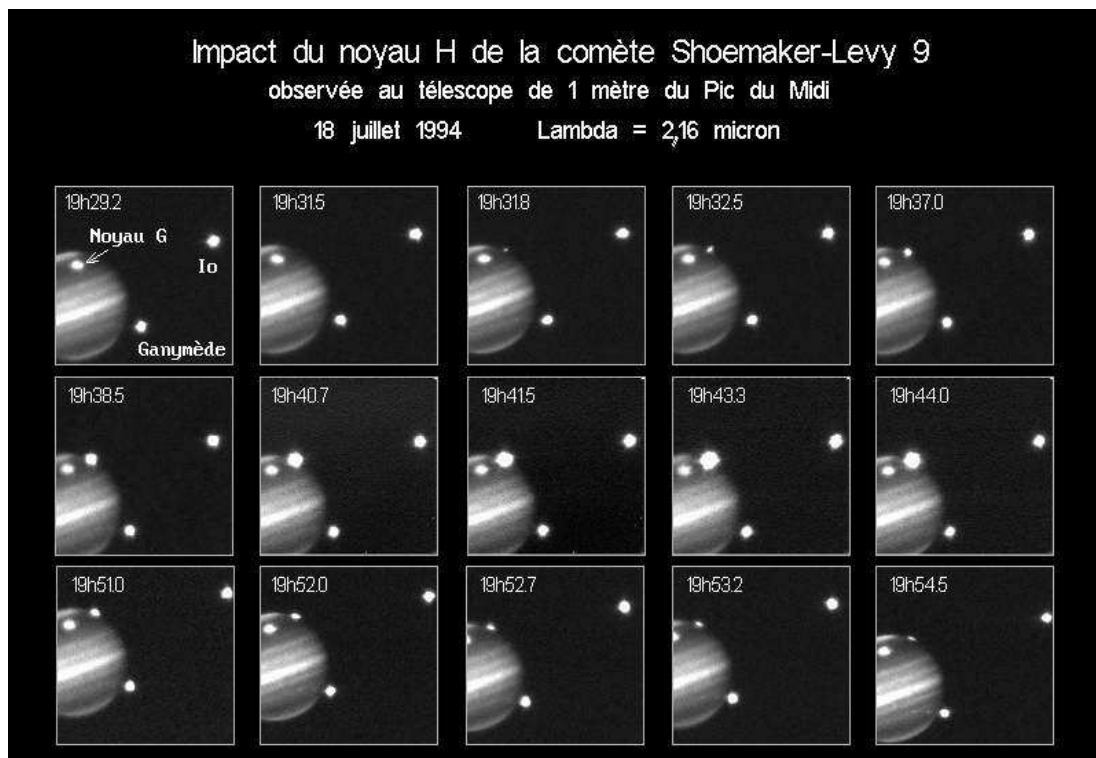


FIG. 2.18 – Chute du fragment H de la comète Shoemaker-Levy 9 sur Jupiter, vue depuis le telescope de 1m du Pic du midi (crédit : F. Colas, IMCCE).

Il est raisonnable de penser qu'en plus des fragments cométaires, de nombreux météoroïdes sont entrés dans l'atmosphère de la planète. Shulman (2002) a même mis en évidence la présence de matière cométaire sur Europe avant la collision avec le fragment A.

Larson (2001) a effectué une recherche systématique des possibilités de pluies sur les planètes du système solaire, grâce aux éléments orbitaux de 250 comètes connues. Les résultats sont conformes aux attentes : plus la planète est massive, plus les collisions ont des chances d'avoir

lieu. Nemtchinov & Kosarev (2002) suggèrent même d'inclure sur les futures sondes spatiales un programme de détection de pluie de météores sur les planètes géantes. Le but est de pouvoir discriminer les éclairs des météores, et donc de mieux comprendre l'atmosphère de ces planètes.

Pour ce qui concerne les planètes telluriques, Beech & Brown (1995) affirment qu'il est possible d'observer des flashes sur Vénus avec un simple télescope d'amateur, pourvu que la magnitude absolue du météore correspondant atteigne -20 . Mais l'occurrence d'un tel phénomène devrait être estimée avant de conduire de telles observations...

Sur Mars, Ma et al. (2002) ont observé que les vitesses de collisions entre la planète et les météoroïdes éjectés de comètes étaient moins grandes que sur la Terre. Comme l'atmosphère martienne est plus ténue que sur Terre, l'altitude des météores est comparable (une centaine de kilomètres). De même, Christou & Beurle (1999) ont montré que la comète 1P/Halley était susceptible de produire des pluies météoritiques sur la planète rouge.

Et même sur la Terre

Par définition, lorsqu'un météoroïde parvient au sol terrestre, il devient un(e) météorite (voir section 1.1). Les grandes pluies de météoroïdes sont rarement accompagnées de récoltes de météorites. Celles que l'on trouve ont généralement une origine astéroïdale, et sont suffisamment denses et massives pour résister (partiellement) à l'entrée dans l'atmosphère (Weigel et al., 2000).

Cependant, les particules les plus petites sont freinées dès qu'elles atteignent les couches les moins denses de l'atmosphère (Toppani et al., 2001). Elles ne sont pas désintégrées, et tombent sur le sol : ce sont les micro-météorites (voir section 1.1). Leur récolte nécessite de pouvoir faire la distinction entre ces particules et toutes celles ayant une origine terrestre (végétaux, pollution, érosion etc.). Les meilleurs endroits pour récolter les micro-météorites sont sans conteste les régions polaires. Le pôle sud en particulier, car les précipitations y sont très faibles (Duprat et al., 2001b,a).

Les météoroïdes sont même suspectées de pourvoir l'atmosphère terrestre en matière organique, ce qui pourrait avoir eu un rôle dans les mécanismes d'apparition de la vie sur Terre (Jenniskens et al., 2000d; Despois et al., 2000).

Des météores depuis l'espace

L'observation de météores la plus curieuse reste celle qui peut être faite «par-dessus», plutôt que «par-dessous». Expliquons-nous : toutes les observations de météores tombant sur la Terre se font depuis le sol ou en avion, mais en tous les cas dans l'atmosphère. Jenniskens et al. (2000c) ont réussi lors de la campagne d'observation des Léonides 1997, à prendre des images de météores à partir du satellite MSX (*Midcourse Space Experiment satellite*). Celui-ci était initialement destiné à détecter et traquer les tests de missiles (voir les figures 2.19 et 2.20).



FIG. 2.19 – La pluie de Léonides 1997 observée depuis le satellite MSX, d'après Jenniskens et al. (2000c)



FIG. 2.20 – Le satellite MSX (crédit : US Air Force)

Chapitre 3

Les campagnes d'observation

Assister à une tempête de météores est un spectacle aussi saisissant qu'une éclipse totale de soleil. La différence est qu'une pluie dure plus longtemps, mais elle est aussi bien plus rare.

Depuis 1998, nous avons la chance incroyable de traverser l'essaim des Léonides, et ce fut l'occasion de conduire des campagnes d'observations.

Nous décrivons dans les sections qui suivent les observations de l'IMCCE, et les campagnes internationales.

3.1 Les campagnes de l'IMCCE

3.1.1 Les campagnes de 1998 et 1999

Les observations de 1998 ont été forfeites, pour la simple raison que les prévisions étaient en retard de 16 heures. François Colas était en Chine à la bonne période, et a pu contempler le spectacle. Mais comme beaucoup d'observateurs, sa réflexion fut : «vu l'activité de ce soir, gardons les films photo pour demain, car cela risque d'être fantastique»...

En 1999 le premier maximum était prévu vers 2h (TU), ce qui permettait des observations en Europe. François est parti avec quelques collègues sur le plateau du Larzac, où un bolide a pu être observé. Grâce aux témoignages divers, Gérard Faure et Emmanuel Brochard ont pu faire une étude des caractéristiques de ce météoroïde, résumées dans le tableau 3.1.

Précisons que cette campagne a fait l'objet d'un reportage filmé destiné au grand public.

3.1.2 La campagne de 2000

La campagne 2000 a été la première expérience de l'auteur en matière d'observation des météores. Nous avons bénéficié de l'emploi d'une caméra intensifiée dont les caractéristiques sont

TAB. 3.1 – Caractéristiques du bolide de 1999

| | |
|--------------|---|
| Date | 18 nov. 1999 |
| Heure | 01 :56 :30 ($\pm 1 s$) TU |
| Magnitude | -14 |
| Masse | 15 <i>Kg</i> |
| Densité | 1300 <i>Kg.m⁻³</i> |
| Diamètre | 28 <i>cm</i> |
| Localisation | aux 2/5 èmes de la distance Bastia-Toulon |



FIG. 3.1 – La pluie de Léonides 1999 observée depuis le Larzac. Noter le bolide au raz de l’horizon. (photo : E. Frappa, compositage de 3 images de 10-15 mn chacune)



FIG. 3.2 – Autre photo du même bolide par J. Blumerg

données dans le tableau 3.2. La figure 3.3 illustre le plus gros météore observé.

TAB. 3.2 – Caractéristiques des observations des Léonides 2000.

| | |
|--|---|
| COLAS François LECACHEUX Jean VAUBAILLON Jérémie | IMCCE, France DESPA, France IMCCE, France |
| Localisation | OHP, France $\lambda = 43^{\circ}56'N$, $\varphi = 5^{\circ}43'E$, $alt. = 665m$ |
| Date | 18 nov. 2000 23 :00 à 5 :30 (TU) |
| Instrument | camera vidéo intensifiée (Adimec, NRX 2) |
| Min flux | $10E-4$ lux |
| Objectif | 10 mm, f/1.5 |
| FOV | $\sim 3700 \text{ deg}^2$ |

La réduction des données a été un peu laborieuse. En effet, on peut voir sur la figure 3.3 que les images étaient très bruitées, à cause de la présence de la Lune lors des observations. Par ailleurs, nous ne disposons pas d’un logiciel de détection automatique des météores. Bien que de tels outils existent et soient diffusés par l’IMO (voir section 3.2.1), notre carte d’acquisition vidéo n’était pas compatible avec le logiciel *MetRec*. La réduction des observations s’est donc faite de façon «manuelle», c’est à dire que les huit heures de vidéo ont été visionnées et le comptage s’est fait avec une précision d’une seconde. La présence de la Lune n’a pas facilité la tâche... Les résultats sont montrés dans les figures 3.6 à 3.10. Les corrections apportées pour calculer le ZHR prennent en compte la magnitude limite, la hauteur du radiant et le champ de vision (plus étroit sur les films que celui d’un œil humain).

Malgré le comptage en 10 minutes, le niveau observé était assez bas, ce qui entraîne des fluctuations statistiques importantes. Théoriquement, le ZHR déduit des deux méthodes de comptage doit être identique. Il est donc important d’avoir un nombre de météores suffisant pour déduire un comptage fiable.



FIG. 3.3 – Le plus gros météore enregistré lors des observations des Léonides 2000. (IMCCE)

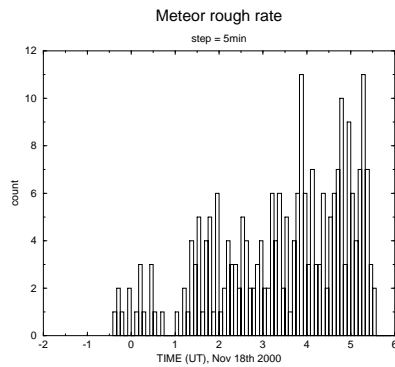


FIG. 3.4 – Mesures brutes de flux de Léonides 2000. L'intervalle de comptage est de 5 minutes (IMCCE)

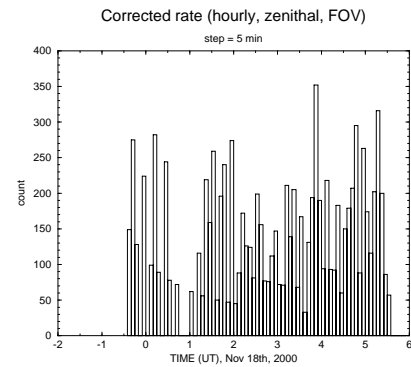


FIG. 3.5 – ZHR des Léonides 2000 déduit du comptage par 5 minutes ($r = 2.5$, $LM = 6.5$).

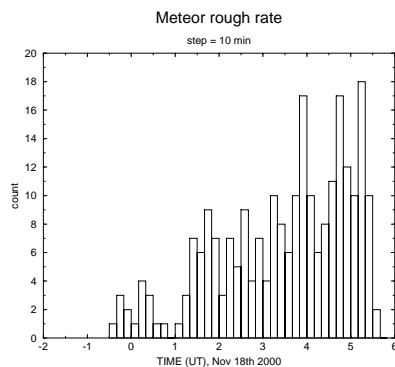


FIG. 3.6 – Mesures brutes de flux de Léonides 2000. L'intervalle de comptage est de 10 minutes (IMCCE)

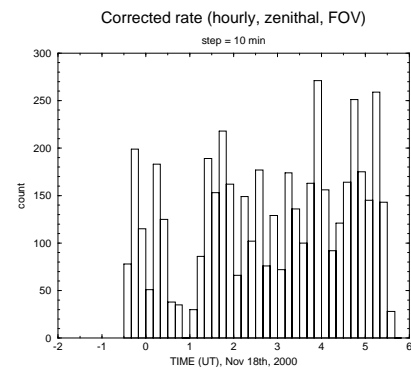


FIG. 3.7 – ZHR des Léonides 2000 déduit du comptage par 10 minutes ($r = 2.5$, $LM = 6.5$).

Les figures 3.8 et 3.9 illustrent l'importance de la magnitude limite LM (voir équation. 2.1). Les différences sont énormes pour 1.5 magnitudes. De même, la figure 3.10 illustre le rôle de l'index de population r . L'erreur combinée sur ces deux facteurs entraîne des variations importantes du ZHR déduit. Il est donc primordial de les déterminer avec précision.

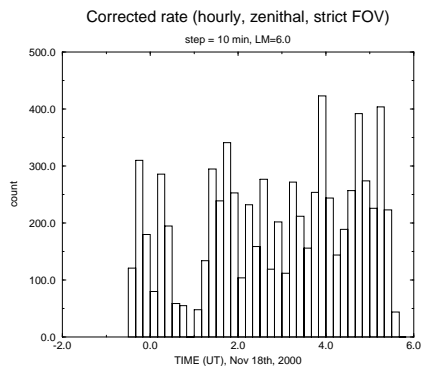


FIG. 3.8 – ZHR des Léonides 2000 pour un intervalle de 10 minutes, et une magnitude limite de 6.0 au lieu de 6.5 (voir figure 3.7, $r = 2.5$, $LM = 6.0$).

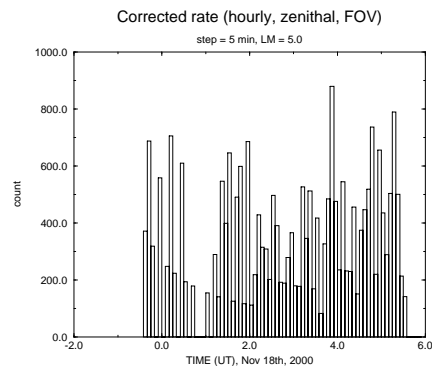


FIG. 3.9 – ZHR des Léonides 2000 pour un intervalle de 5 minutes, et une magnitude limite de 5.0 au lieu de 6.5 (voir figure 3.5, $r = 2.5$, $LM = 5.0$).

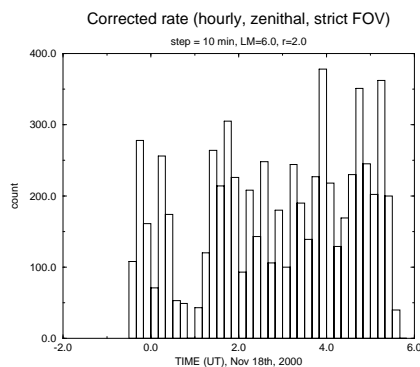


FIG. 3.10 – ZHR des Léonides 2000 pour un intervalle de 10 minutes, une magnitude limite de 6.0 et un index de population de 2.0 (voir figure 3.5, $r = 2.0$, $LM = 6.0$).

3.1.3 La campagne de 2001

Pour cette année, deux maxima étaient prévus, visibles en Amérique du Nord et en Extrême Orient. Nous avons choisi d'observer le second pic, car l'Amérique du nord est suffisamment fournie en observateurs. Après moultes hésitations, notre choix s'est porté sur la Corée du Sud. Le Japon est en effet souvent sous les nuages en novembre, et le radiant était suffisamment haut lors du maximum. De plus, l'accès est relativement aisé (pas de visa pour un séjour court). Ceci dit, les «restrictions budgétaires» de fin d'année ont limité l'expédition à un seul membre : l'auteur... François Colas et Jean Lecacheux ont fait environ 2000 km pour traquer le beau temps en France... Finalement, ils ont pu observer la fin de la pluie.

En Corée, nous avons reçu l'aide (précieuse!) d'un trio hollandais : Urijan Poerink, Simon van Leverinke et René Esser, que nous remercions chaleureusement. De même, le groupe d'Allemands comprenant Rainer Arlt, Sirko Molau, Daniel Fischer etc. nous ont grandement aidés lors des observations et au retour. Nous avons bénéficié de l'accueil du *Bohyunsan Optical Astronomical Observatory* (BOAO), et en particulier du laboratoire solaire pour la logistique (courant, pied photo etc.). Nous remercions en particulier Young Beom Jeon et Young-Deuk Park pour leur accueil. Le BOAO est situé sur une montagne à 1200 m d'altitude (les coordonnées de l'observatoire sont : Long : 128° 58' 35,7 " E, Lat : 36° 9'53,2" N).

Les conditions ont été optimales, malgré une grande frayeur juste avant le lever du radiant (un nuage se formait juste au sommet), et nous avons utilisé le même matériel que l'année précédente (voir tableau 3.2).

Les observations ont été réduites grâce à un logiciel de détection automatique développé par Jaouen Deroin et Alexandre Leroux, que nous avons encadrés avec François Colas. Les résultats sont reportés dans les figures 3.11 à 3.14. Christophe Marlot nous a communiqué ses mesures visuelles, que nous avons traitées (voir figures 3.15 et 3.16).

Une idée de la beauté du spectacle n'est que très partiellement donnée par les figures 3.17 et 3.18...

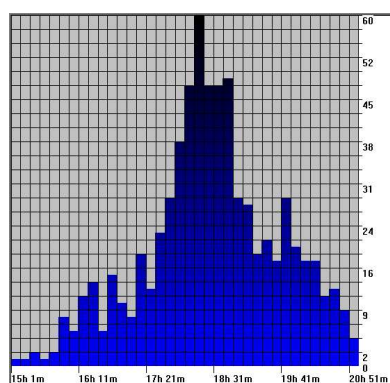


FIG. 3.11 – Comptage brut des Léonides 2001 par intervalle de 10 minutes, obtenus par détection automatique des bandes vidéo.

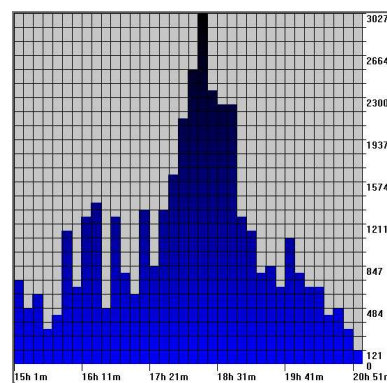


FIG. 3.12 – ZHR des Léonides 2001 pour un intervalle de 10 minutes, déduit des observations vidéo (figure 3.11).

Les deux techniques donnent des résultats consistants, grâce à l'abondance de données, avec un maximum vers 18 :15 et $ZHR \simeq 3500$. Ces résultats sont en accord avec ceux publiés par l'IMO (18 :16, $ZHR \simeq 3500$, voir figure 3.34 et Arlt et al. (2001) page 60). Les différences d'intervalle de comptage engendrent une différence de ZHR d'environ 10 à 15 %. Il est préférable d'avoir un intervalle de temps le plus long possible pour avoir une courbe lisse, mais la détermination de l'instant du maximum en souffre.

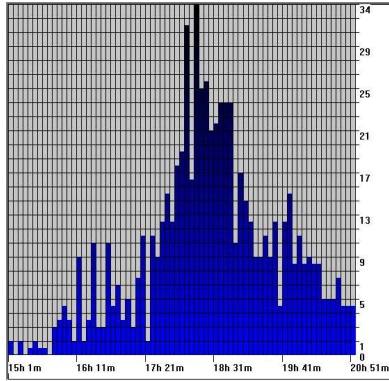


FIG. 3.13 – Observation des Léonides 2001 pour un intervalle de 5 minutes, obtenus par détection automatique des bandes vidéo. Le bruit statistique est plus important pour un tel intervalle (comparer avec la figure 3.11).

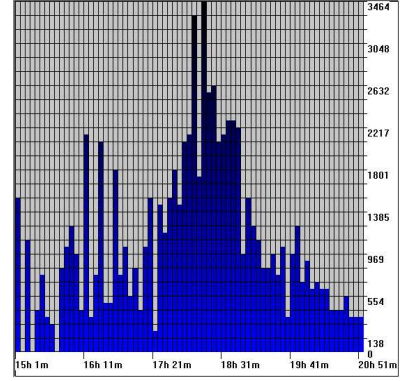


FIG. 3.14 – ZHR des Léonides 2001 pour un intervalle de 5 minutes, déduit des observations vidéo (figure 3.13).

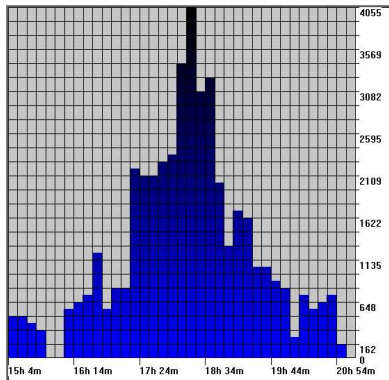


FIG. 3.15 – ZHR par intervalle de 10 minutes, obtenu par les observations visuelles de C. Marlot (Corée du Sud).

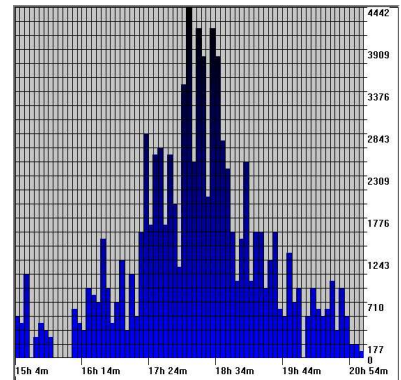


FIG. 3.16 – ZHR par intervalle de 5 minutes, obtenu par les observations visuelles de C. Marlot (Corée du Sud).



FIG. 3.17 – Léonides 2001, dans les arbres de Corée du sud (photo : J. Vaubaillon)



FIG. 3.18 – Léonides 2001 en Corée du Sud (photo : J. Vaubaillon)

L'abondance de météores a grandement réduit les fluctuations statistiques visibles dans les mesures de l'année précédente, et la croissance et décroissance du flux sont nettement visibles sur les graphiques. Malgré tout, pour le nombre de météores enregistrés, il est préférable d'avoir un comptage en 10 minutes plutôt qu'en 5. Le programme de détection automatique a grandement facilité la tâche de réduction.

3.1.4 La campagne de 2002

Pour la dernière grande pluie de Léonides de ces 30 prochaines années, nous avons multiplié les moyens, avec en tout trois caméras, dont deux WATEC 902H (sensibilité : $2 \cdot 10^{-5}$ lux, objectif : 10mm, f/1.4). L'expédition comprenait, outre les «habitues» (François Colas, Jean Lecacheux et l'auteur), plusieurs scientifiques et journalistes (CNRS et Ciel et Espace). Le «camp de base» était l'OHP et tous se sont retrouvés à l'observatoire Sirène au plateau d'Albion. ($+44^{\circ} 00' 00''$ de longitude Nord, $-05^{\circ} 29' 13''$ de latitude est, 1100 mètres d'altitude).

Les nuages nous ont aussi causés quelques frayeurs, avec 8/8ème de couverture une demi-heure avant le maximum et nous ont empêchés de faire une détection automatique (hétérogénéité). Nous reportons dans les figures 3.19 et 3.20 les résultats d'un comptage visuel de l'auteur, communiqué à l'IMO (voir section 3.2.1). L'absence de mesure reflète les pauses dans le comptage (changement de position et d'orientation du champ de vision).

Notons que la campagne 2002 fut la plus éprouvante pour les nerfs de l'auteur, car nos prévisions avaient été publiées quelques mois auparavant (Vaubaillon, 2002a,b). Il s'est avéré que ces prévisions furent les meilleures, autant du point de vue de l'instant du maximum que de la quantité de météores observables (Arlt et al., 2002).

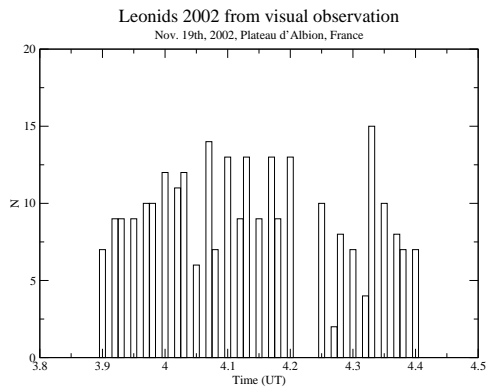


FIG. 3.19 – Comptage visuel des Léonides 2002

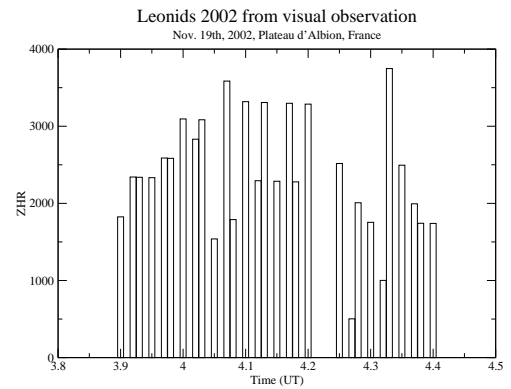


FIG. 3.20 – ZHR des Léonides 2002, déduit des observations visuelles



FIG. 3.21 – Une partie de l'équipe d'observation des Léonides 2002. De gauche à droite : Cyril Birnbaum (Cité des sciences et de l'industrie), Éric Frappa (Planétarium de Saint-Étienne), François Colas (IMCCE), Jean Mouette (IAP) et Jérémie Vaubillon (IMCCE). L'image est un montage d'E. Frappa à partir de photographies de J. Vaubillon.

3.2 Les campagnes internationales

L'inconvénient des observations effectuées en solo est que la quantité de données récoltées n'est pas très importante, sauf en cas de tempête de météores. D'autre part, un observateur peu rarement assister à plusieurs pluies consécutives, séparées par quelques heures, car entre temps, le radiant se couche ou le soleil se lève.

C'est pourquoi des campagnes internationales d'observations sont organisées. Avec le retour en force des Léonides, elles ont connu un succès croissant ces dernières années. Nous décrivons succinctement quelques-unes de ces campagnes dans les paragraphes qui suivent.

3.2.1 L'International Meteor Organization

Présentation

L'*International Meteor Organization* ou IMO est une organisation internationale à but non lucratif, fondée en Belgique en 1988, et qui possède le même genre de statut que l'UAI (pour les raisons de législation belge). Elle regroupe plus de 250 observateurs de tous pays, mais il est vrai que beaucoup sont européens. Une conférence annuelle permet d'échanger de nombreuses informations sur les observations et les prévisions. D'ailleurs, les professionnels y participent activement (voir photos 3.22 à 3.25).



FIG. 3.22 – IMC 2001 en Slovénie : l'occasion pour l'auteur de voir amateurs et professionnels des météores. Ici, rencontre avec Nagatoshi Nogami, à l'aéroport de Ljubljana (cliché : Jure Zakrajsek, MBK, Slovénie).



FIG. 3.23 – IMC 2001 : présentation du travail de l'IMCCE sur les Léonides par l'auteur (cliché : Jure Zakrajsek, MBK, Slovénie).

L'IMO publie un journal bimensuel (WGN) qui n'est pas soumis à un comité de lecture comme les journaux scientifiques. Néanmoins, les résultats d'observations y sont reportés, et les professionnels s'y réfèrent et y publient régulièrement (voir par exemple : Arlt et al. (2002); Jenninskens (2001); Lyytinen et al. (2001); McNaught & Asher (1999a); Vaubaillon (2002a)). De même, des livres de références sont publiés par l'IMO (Rendtel et al., 1995; Rendtel, 1995). Pour la diffusion des informations de dernière minute, une liste électronique fait référence : *IMO-news*, disponible sur *yahogroups*. Mentionnons les prévisions régulières (toutes les deux semaines environ) fournies par Robert Lunsford, et diffusées sur *IMO-news*. Le site web de l'IMO a comme adresse : *www.imo.net*. De nombreux conseils d'observation y sont prodigués, et se sont avérés très utiles pour nos propres campagnes.

L'IMO tient à jour des bases de données sur les observations visuelles (VMDB), photographiques (PMDB), télescopiques, vidéo (rapports réguliers, programme *METREC*, Molau (1999)),



FIG. 3.24 – IMC 2002 en Pologne : photo d'une partie du groupe avant le départ. (cliché : J. Vaubaillon)



FIG. 3.25 – IMC 2002 : de gauche à droite : l'auteur, Dunja Fabian (Italie) et Javor Kac (Slovénie) (cliché : J. Vaubaillon)

radio, et sur les observations de boules de feu (FIDAC). Tout ceci est disponible sur le site de l'organisation, et incombe à chaque commission. De même, des outils d'analyse sont disponibles gratuitement pour les amateurs. Citons par exemple le logiciel *MetRec* de détection automatique des météores à partir d'enregistrements vidéo.

Résultats scientifiques

Bien évidemment, l'activité de l'IMO augmente pendant les grandes campagnes d'observations. Toutes les observations sont reportées, si bien que les données collectées ne souffrent pas des fluctuations statistiques typiques d'un sous-échantillonnage. Les résultats des observations des Léonides sont visibles sur les figures 3.26 à 3.35.

Les chiffres (ZHR et r) rapportés par l'IMO sont directement pris en compte par les professionnels pour ajuster leurs modèles. Notons que la réduction des observations n'est pas forcément aisée avec une aussi grande abondance d'observations. En effet, les plus grandes incertitudes viennent des observateurs eux-mêmes, et il est bien entendu impossible de vérifier si tous les conseils ont été suivis scrupuleusement. Ceci dit, les observateurs chevronnés permettent de discréditer les rapports farfelus. Cette façon de collecter les observations du monde entier est la seule manière d'obtenir une couverture globale des pluies de météores.

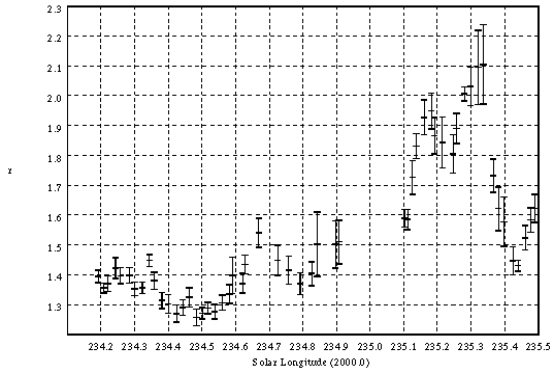


FIG. 3.26 – Mesure de l'index de population r des Léonides 1998, d'après l'IMO (Arlt & Brown, 1999).

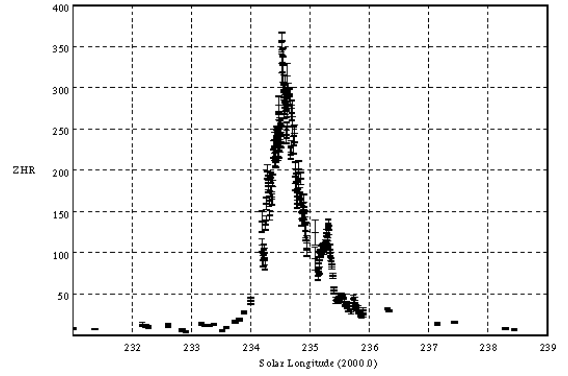


FIG. 3.27 – ZHR des Léonides 1998 d'après l'IMO (Arlt & Brown, 1999).

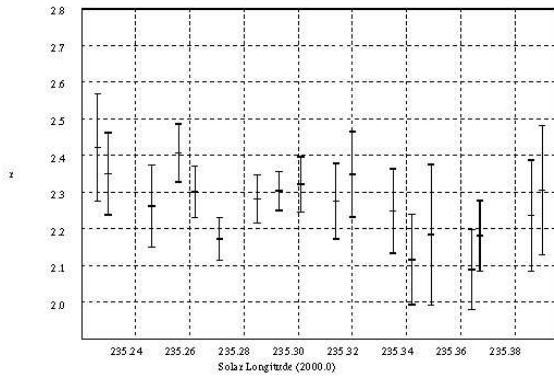


FIG. 3.28 – Mesure de l'index de population r des Léonides 1999, d'après l'IMO (Arlt et al., 1999).

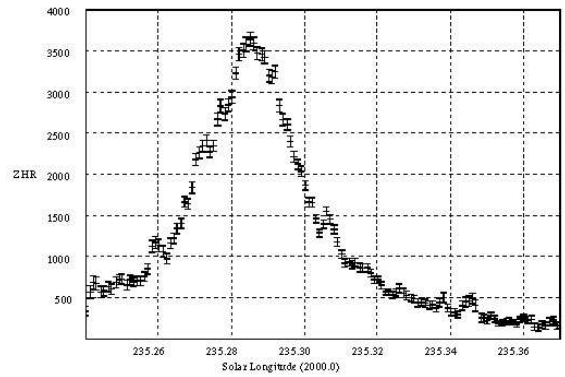


FIG. 3.29 – ZHR des Léonides 1999 d'après l'IMO (Arlt et al., 1999).

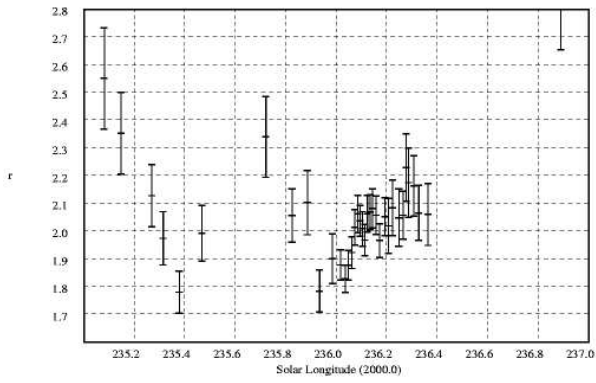


FIG. 3.30 – Mesure de l'index de population r des Léonides 2000, d'après l'IMO (Arlt & Gyssens, 2000).

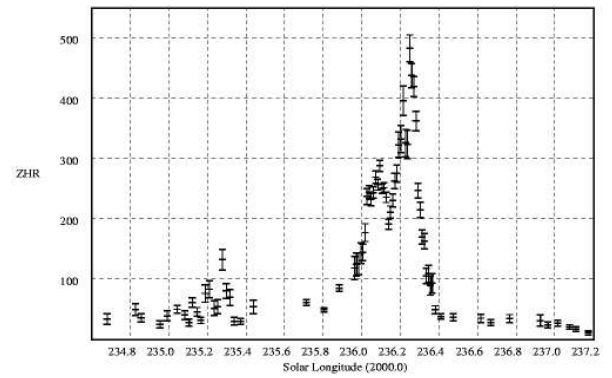


FIG. 3.31 – ZHR des Léonides 2000 d'après l'IMO (Arlt & Gyssens, 2000).

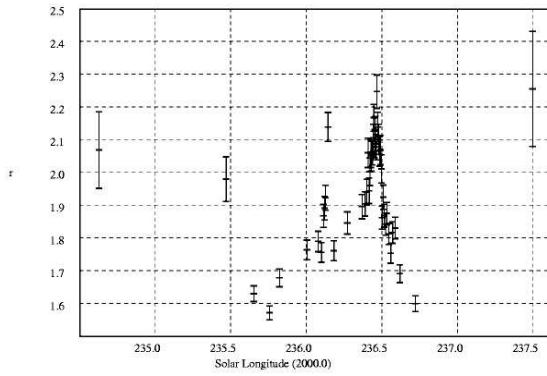


FIG. 3.32 – Mesure de l'index de population r des Léonides 2001, d'après l'IMO (Arlt et al., 2001).

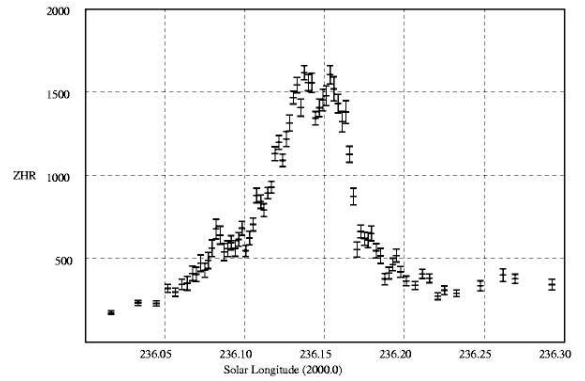


FIG. 3.33 – ZHR du premier pic des Léonides 2001 d'après l'IMO (Arlt et al., 2001).

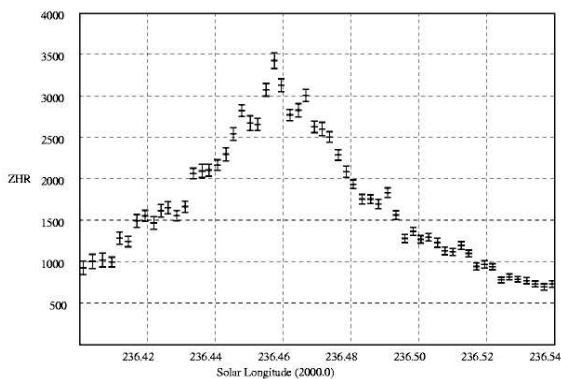


FIG. 3.34 – ZHR du second pic des Léonides 2001 d'après l'IMO (Arlt et al., 2001).

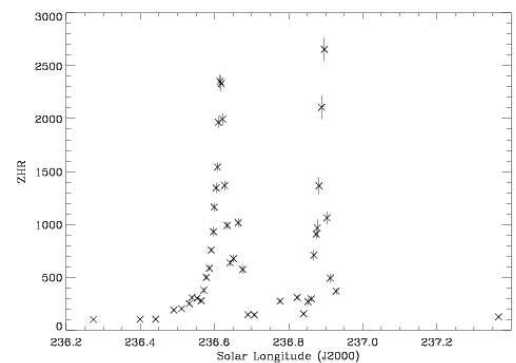


FIG. 3.35 – ZHR des Léonides 2002 d'après l'IMO (Arlt et al., 2002).

3.2.2 La «Leonid Multi-instruments Aircraft Campaign»

Présentation

Le retour des Léonides prévu pour 1998 fut un évènement exceptionnel et très attendu par la communauté scientifique. C'est pourquoi les efforts se sont multipliés pour ne rien manquer de ces météores. Peter Jenniskens est à l'origine d'une campagne sans précédent mettant en œuvre des moyens aéroportés ; cette campagne fut baptisée la *Leonid Multi-Instruments Aircraft Campaign*, ou *Leonid MAC* (Jenniskens & Butow, 1999; Jenniskens et al., 2000b). L'idée de s'affranchir de la couverture nuageuse coûte que coûte en se plaçant au-dessus n'est pas nouvelle en soi, et paraît assez intuitive. D'ailleurs, les astronomes n'installent-ils pas leurs observatoires au sommet des montagnes ? Mais pour une pluie de météores, les contraintes sont différentes. En effet, la résolution des images n'importe guère (dans la limite du raisonnable...), puisque les instruments utilisés ont un grand champ de vision. Donc le vent ne gêne guère, contrairement à nombre d'observations astronomiques. Par contre, il importe d'être au bon endroit au bon moment, et surtout d'avoir un ciel dégagé, car l'occasion d'assister à une grande pluie se présente rarement. Il faut donc jongler entre situation géographique (lever du radiant et coucher du soleil) et couverture nuageuse.

La première idée fut d'employer un ballon pour observer au-dessus des nuages (voir figure 3.36). À l'ère de l'aviation, la première tentative d'observation des météores en avion date de 1933 (Jenniskens & Butow, 1999).

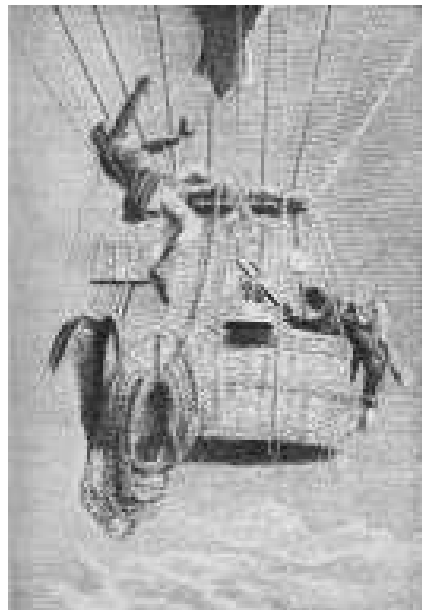


FIG. 3.36 – Le vol de Glaisher et Coxwell en 1862, où ils faillirent perdre la vie. Henry Coxwell rapporta l'observation d'une boule de feu (Beech, 1999)

Pour la campagne MAC, des Boeings 707 et autres appareils ont été mis en œuvre par la NASA et l'USAF. Le nombre de météores visibles à une dizaine de kilomètres d'altitude atteint jusqu'à cinq fois celui d'un observateur au sol (Koschny & Zender, 2000). Ceci est dû à la très faible absorption de la lumière près de l'horizon, à haute altitude.

Les instruments utilisés et leur disposition sont décrits sur la figure 3.37.

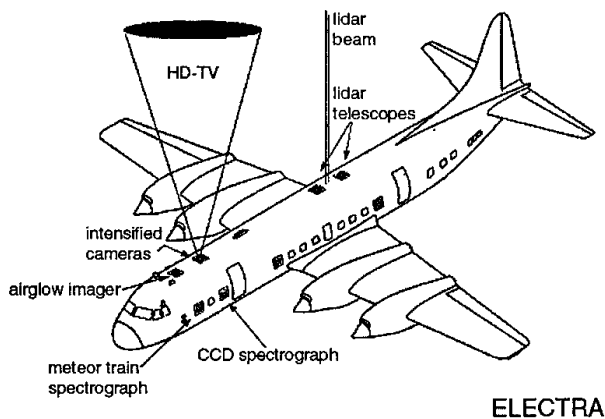


FIG. 2. Relative position of instruments on *Electra*.

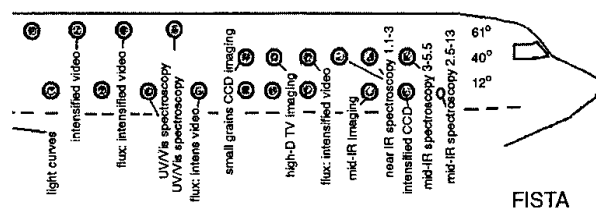


FIG. 3. Relative position of instruments on *FISTA*.

FIG. 3.37 – Instruments à bord des deux avions de la *Leonid Multi-Instruments Aircraft Campaign 1998* (Jenniskens & Butow, 1999).

L'analyse de la pluie de Léonides (mesure du flux de particules) a été directement transmise aux agences spatiales, qui pouvaient ainsi estimer le risque de collision avec un satellite en temps réel.

Résultats scientifiques

Les domaines couverts par un tel déploiement de moyens sont très vastes.

Les mesures de flux ont permis de vérifier la véracité des prévisions de ces cinq dernières années. De plus l'activité (ZHR) a été successivement modélisée sous la forme d'une gaussienne (Arlt et al., 1999), exponentielle (Jenniskens, 1994, 1995) (équation 3.1), puis Lorentzienne (Jenniskens et al., 2000b) (équation 3.2).

$$ZHR = ZHR_{max} 10^{-B|\lambda_0 - \lambda_{0_{max}}|} \quad (3.1)$$

avec :

- B : constante ($^{\circ-1}$)
- λ_0 : longitude solaire ($^{\circ}$)
- $\lambda_{0_{max}}$: longitude solaire lors du maximum ($^{\circ}$)

$$ZHR = ZHR_{max} \frac{(\frac{W}{2})^2}{(\lambda_0 - \lambda_0^{max})^2 + (\frac{W}{2})^2} \quad (3.2)$$

- W : largeur du profil à mi-hauteur ($W = 0.0036 \pm 0.002^\circ$ pour 1999 par exemple)
- λ_0 : longitude solaire ($^\circ$)
- $\lambda_{0_{max}}$: longitude solaire lors du maximum ($^\circ$)

Notons que cette distribution n'est valable que pour un maximum de la pluie. L'existence de plusieurs courants permet de modéliser chaque rencontre avec des paramètres différents. Ceci dit, les profils asymétriques ne peuvent être expliqués par une telle modélisation.

C'est lors de ces campagnes que des observations infrarouge des météores ont pu être effectuées (Russell et al., 2000; Rossano et al., 2000). Les études photométriques (courbes de lumière) et spectroscopiques ont fourni des informations sur la composition des météoroïdes (voir section 2.4 et 2.6.2).

De même, l'influence des pluies de météores sur l'atmosphère (Despois et al., 2000) et la contribution des météoroïdes à l'apport de matière organique, et par extension à l'origine de la vie sur Terre, ont pu être examinées (Jenniskens et al., 2000d; Rairden et al., 2000).

Le journal *Earth, Moon and Planets* a consacré les volumes 82-83 aux premiers résultats de la campagne de 1999. Il serait long et inutile de lister tous les résultats scientifiques obtenus. Les références principales ont été données au chapitre 2. C'est pourquoi nous ne nous appesantirons pas davantage sur le sujet.

3.2.3 Autres campagnes d'observation des météores

Au-delà des campagnes officielles et/ou professionnelles, les initiatives personnelles ou ponctuelles pour collecter les observations abondent dans tous les pays. Nous mentionnons ici pour information quelques-unes d'entre elles, qu'il nous semble important de connaître pour tout professionnel ou amateur dans le domaine des météores.

La *North American Meteor Society* est la pendante américaine de l'IMO, même si celle-ci se veut internationale. En fait, les observations américaines sont très nombreuses, et le rôle de la NAMN est entre autres, de récolter celles-ci sur le continent américain, et de les envoyer à l'IMO. Par contre, le dépouillement et analyse sont effectués par l'IMO.

La liste *meteorobs* est sans conteste la plus active des listes électroniques. *IMO-news* est plutôt connue des membres de l'IMO. Ceci dit, il est fréquent de voir apparaître le même message dans les deux listes.

En Europe, l'*European fireball network* (Cepelcha, 1986; Oberst et al., 1998) a permis à Spurny et al. (2002) de retrouver la météorite de Neuschwanstein (voir section 2.4).

La *Dutch Meteor Society* ou DMS a conduit des observations poussées en Chine en 1998 (De Lignie et al., 2000). Les figures 2.7 et 2.8 (respectivement pages 37 et 38) sont tirées de cette expédition.

Les sons électrophoniques étant rares, une surveillance et coordination des observations est nécessaire. Le *Global Electroponic Fireball Survey* en a la responsabilité (Vinković et al., 2000, 2002).

En radio, des campagnes sont régulièrement organisées pour coordonner toutes les observations. Hiroshi OGAWA (université de Tsukuba, membre de la *Nippon Meteor Society*) est à l'origine de ce projet qui a pris naissance avec les Léonides 2001 (voir : <http://homepage2.nifty.com/baron/radio.htm>).

De même, Pierre Terrier en France est l'initiateur d'un programme de radio observation. Il propose la construction de matériel simple de détection (antenne, interface etc.) et fournit

un logiciel de traitement automatique appelé *colorgramme*. Tous les détails techniques de l'installation sont disponibles en ligne à : <http://www.page.to/meteor>. Les utilisateurs peuvent envoyer leurs données et les résultats des observations sont disponibles en temps réel (<http://radio.data.free.fr/main.php3>) ou en différé (<http://www.rmob.org/>).

Parmi les amateurs très actifs en science des météores, mentionnons aussi le groupe MBK en Slovénie (auteur des «lois de Murphy des météores», voir annexe D), le *Spanish Photographic Meteor Network* (Trigo-Rodriguez et al., 2001b) en Espagne, la commission des phénomènes atmosphériques, météorites et astéroïdes de la Société Astronomique de France.

Et enfin, nous ne pouvons que souligner la contribution des roumains, avec en particulier la *Romanian Society for Meteors and Astronomy* ou SARM, qui publie régulièrement sous l'impulsion d'Andrei Dorian Gheorghe des ouvrages «d'astropoésie», dont quelques sélections sont fournies en annexe D.



FIG. 3.38 – Le spectacle annuel organisé par les roumains à chaque conférence de l'IMO. L'occasion de lire des *astropoèmes* et de se détendre. Ici, en Slovénie, en 2001.

Deuxième partie

Modélisation et simulation des essaims
météoritiques

Comme nous l'avons vu dans l'introduction générale (page 12), le but de ce travail est fournir des éphémérides des grandes pluies de météoroïdes. Pour cela, il est primordial de connaître la façon dont les particules sont émises dans le système solaire. Nous décrivons donc ici la modélisation des essaims météoritiques ainsi que la simulation effectuée et les résultats obtenus sur leur évolution.

Chapitre 1

Modélisation

1.1 Généralités

Les météoroïdes ont deux origines (voir page 25) : cométaire et astéroïdale. Les particules astéroïdales proviennent de chocs, et donnent une activité météoritique faible et régulière (sporadiques). Nous ne nous intéressons donc pas à ces météoroïdes ici, mais plutôt à celles ayant une origine cométaire.

Nous parlerons aussi de *poussières* pour désigner les météoroïdes. Il est important de souligner que ce mot est souvent utilisé dans la littérature scientifique pour désigner des particules de tailles très différentes. En général, les études sur les comae de comètes ou sur la lumière zodiacale considèrent des objets dont la taille est suffisamment petite pour diffuser efficacement la lumière solaire, c'est à dire comprises typiquement entre 1 et $100\mu m$ (Grün et al., 1985; Gustafson, 1994; Liou & Zook, 1997; Liou et al., 1999).

Notre étude concerne au contraire des particules dont la taille est **supérieure** à $100\mu m$ (voir tableau 2.3, page 32). La particularité de ces météoroïdes est qu'ils sont donc difficilement observables : trop gros pour diffuser efficacement la lumière visible, et trop petits pour espérer être observés par des télescopes. Notons tout de même que l'essaim des Léonides a été aperçu une seule et unique fois dans le visible par Nakamura et al. (2000), mais cette détection reste marginale, et a aussi été facilitée par la géométrie de l'observation (c'est à dire au moment la pluie de Léonides de 1998, alors que la densité de poussière était encore suffisamment élevée. Cette détection n'a pas eu lieu l'année suivante.). Les deux moyens les plus efficaces pour observer les météoroïdes sont les météores et les (rares) observations de leur émission en infrarouge (Sykes et al., 1986). Pour effectuer des prévisions des grandes pluies, l'observation des météores est une méthode quelques peu tardive, c'est le moins qu'on puisse dire... Par contre l'utilité de telles observations réside bien évidemment dans la confrontation *a posteriori* avec les modèles.

Puisque le but est de fournir des éphémérides, les évolutions à très long terme (typiquement un million d'années) ayant une signification davantage qualitative que quantitative ne sont pas notre priorité. Néanmoins, il est important de savoir que les résonances, en particulier avec Jupiter, jouent un rôle important dans l'évolution des courants de météoroïdes, en les piégeant (Froeschlé & Scholl, 1986; Scholl & Froeschlé, 1988) (voir aussi section 1.10). De même, les chocs entre particules ne sont pas pris en compte ici.

1.2 Origine des courants de météoroïdes

Comme nous l'avons vu à la section 1.2, le lien entre comètes et météores s'est fait dès le XIXème siècle. Selon le modèle de Whipple (1950), une comète est une *boule de neige sale*, ou, plus scientifiquement parlant, un agglomérat de glace d'eau et de poussières de toutes tailles.

Lorsque le noyau passe suffisamment près du soleil, la glace se sublime, et le gaz entraîne avec lui les poussières. La vitesse finale d'éjection des météoroïdes est discutée dans la section 1.4. Pour les tailles qui nous intéressent, précisons déjà qu'elle est de l'ordre de quelques dizaines de mètres par seconde. L'interaction avec le gaz cesse rapidement, typiquement à une dizaine de rayons cométaires (Crifo & Rodionov, 1997). Les particules deviennent donc indépendantes de leur corps parent et suivent une trajectoire balistique. Les grosses particules qui forment alors les essaims météoritiques suivent des orbites similaires à celle des comètes parentes.

Le modèle cométaire de Sykes & Walker (1992) (voir figure 2.14 page 43) prévoit que les météoroïdes s'organisent en filament au voisinage de la comète parente. L'observation de la comète Encke en infrarouge a confirmé avec succès cette vision (voir figure 1.1).

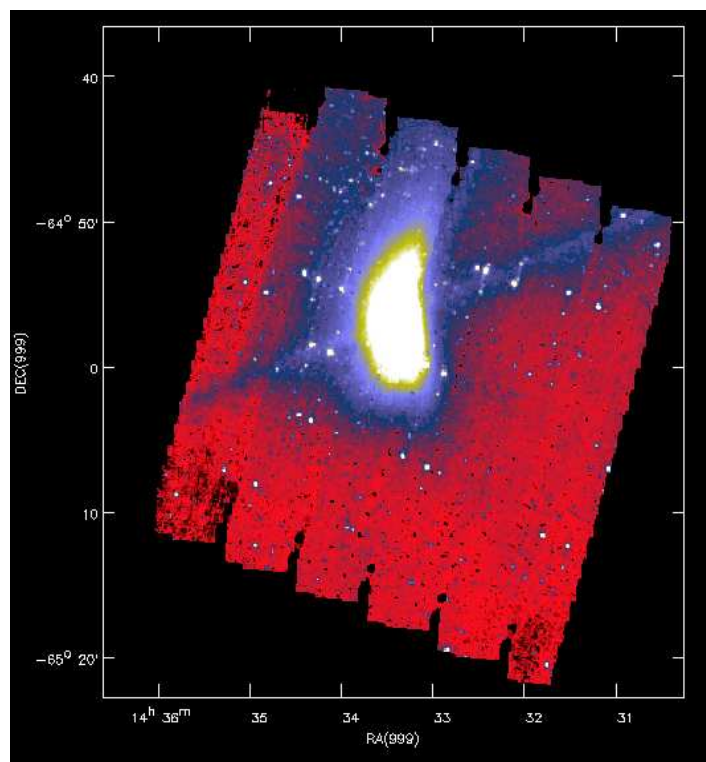


FIG. 1.1 – Détection directe par le satellite ISO du courant de météoroïdes accompagnant la comète Encke, d'après Reach et al. (2000) ($\lambda = 8 - 15 \mu m$)

D'après Reach et al. (2000), les particules visibles sur la figure 1.1 qui forment l'essaim ont un diamètre supérieur au millimètre. Le filament possède une section d'environ $2 \cdot 10^4 km$, et a été formé par plusieurs passages successifs de la comète au périhélie.

Le lien entre les filaments de Sykes & Walker (1992) et les pluies de météores a été mis en évidence par Kresak (1993), bien que le terme même soit introduit par Jenniskens (1996). Il suffit en effet pour la Terre de rencontrer un tel courant pour assister à une grande pluie de météores.

1.3 Configuration d'éjection des météoroïdes

1.3.1 Distance héliocentrique

Nous voyons donc qu'il est primordial de connaître le corps parent (lorsque cela est possible) pour produire des éphémérides, car son orbite conditionne les conditions initiales des météoroïdes

éjectés dans le système solaire.

Les comètes sont constituées de plusieurs éléments volatils, comme H_2O ou CO_2 . L'eau étant de loin l'élément le plus abondant (Biver et al., 2002), nous nous contenterons de ne considérer que cette molécule pour l'éjection des particules. La distance minimale de sublimation de l'eau dans le système solaire se situe à environ 3ua . Même si d'autres éléments plus volatils sont émis à plus grande distance, nous ne les considérerons pas ici, car ils représentent une infime partie de la masse éjectée par la comète.

Les comètes soumises au dégazage subissent des forces non-gravitationnelles qui modifient leurs trajectoires. La modélisation de ces forces est décrite dans la section 1.7.

1.3.2 Angle d'éjection

La sublimation s'effectue sur la partie éclairée du noyau cométaire. Pour des raisons de simplification, nous supposons un noyau sphérique, et négligerons les effets d'inertie thermique. Les particules sont donc supposées être éjectées dans 2π stéradians.

1.3.3 Présentation du problème de la vitesse d'éjection

Si la vitesse du gaz s'échappant d'un noyau cométaire peut s'observer par décalage spectral, il n'en est pas de même des météoroïdes. Le calcul de leur vitesse d'éjection a commencé avec Whipple (1951) (voir section 1.4). Les observations de Sykes & Walker (1992) suggèrent que celle-ci est *faible*, c'est à dire de quelques mètres par seconde, pour expliquer le maintien de la cohérence du courant (Sykes & Walker, 1992; Kresak, 1993). De même, Asher (1999) ne considéra que des vitesses de 10 à 25m.s^{-1} .

Harris et al. (1995) ont tenté de mesurer directement cette vitesse, grâce à la dispersion des éléments orbitaux des météoroïdes, mesurée lors d'observation des météores. Kresak (1992) et Brown & Jones (1998) argumentent pour dire que cela est impossible tant l'erreur sur les mesures est importante. Malgré tout, les valeurs *fortes* données par cette méthode (soit quelques centaines de mètres par seconde) ont persisté à être utilisées jusque très récemment (Wu & Williams, 1996; Pecina & Simek, 1997).

D'une manière générale, on peut dire qu'un consensus s'établit petit à petit pour affirmer que la vitesse d'éjection des météoroïdes de 0.1 mm à quelques centimètres de rayon est de quelques dizaines de mètres par seconde (Wu & Williams, 1993; Brown & Jones, 1998).

La vitesse d'éjection des météoroïdes peut être calculée grâce à un modèle physique de comète. Whipple (1951) a été le premier à effectuer un tel travail, et son approche est brièvement décrite dans la section 1.4. Depuis, nos connaissances sur les comètes ont augmenté, et le modèle hydrodynamique le plus complet à ce jour reste celui de Crifo & Rodionov (1997). Il est de même succinctement décrit dans la section 1.5. C'est cette dernière approche que nous avons considérée lors de la construction de notre modèle.

1.4 Vitesse d'éjection : le modèle de Whipple (1951) et ses dérivés.

1.4.1 Présentation du modèle

Whipple (1951) considère que la sublimation ne se fait que sur l'hémisphère éclairé d'un noyau cométaire sphérique (pour simplifier), ce qui paraît tout à fait logique. L'efficacité de l'interaction avec le rayonnement solaire est introduite par un coefficient $\frac{1}{n}$ (au mieux, $n = 1$). La perte totale de masse gazeuse par unité de temps est fonction de la distance du noyau au soleil, et est donné par :

$$\Delta M_{gaz} = \frac{\pi r_c^2 S_0}{n R_h^2 H} \quad (1.1)$$

avec :

- ΔM_{gaz} : perte de masse gazeuse du noyau (kg)
- r_c : rayon du noyau cométaire (km)
- R_h : distance héliocentrique du noyau cométaire (unité : UA. C'est la seule quantité à ne pas être en SI)
- S_0 : flux de radiation solaire à 1 ua ($1.37kWm^{-2}$)
- $\frac{1}{n}$: efficacité du rayonnement solaire ($0.1 \leq \frac{1}{n} \leq 1$)
- H : chaleur latente de sublimation de l'eau ($1.880J/Kg$)

Whipple considère que le gaz s'étend dans l'hémisphère éclairé (2π stéradians), à la vitesse moyenne donnée par :

$$\bar{v}_{gaz} = \sqrt{\frac{8kT_{gaz}}{\pi m_{gaz}}} \quad (1.2)$$

avec :

- k : constante de Boltzman
- T_{gaz} : température du gaz
- m_{gaz} : masse moléculaire du gaz

La quantité de mouvement Δp transférée, à la distance R du centre du noyau cométaire, par unité de surface et de temps, est donc :

$$\Delta p = \frac{\pi r_c^2 \bar{v}_{gaz} S_0}{2n \pi R^2 H R_h^2} \quad (1.3)$$

Les particules de poussière, considérées comme

- sphériques
- de rayon r (m)
- de masse volumique densité ρ ($kg.m^{-3}$)

Elles sont drainées par le gaz, ce qui fait que la quantité de mouvement leur étant attribuée est $\pi r^2 \Delta p$. Mais Whipple introduit un coefficient de traînée de $2(1 + \frac{4}{9}) = 2\frac{13}{9}$. Notons qu'il semble que Whipple ait oublié le facteur 2 par la suite, car il déduit que la force exercée par le gaz sur la particule est :

$$F = \frac{13 \pi r^2 \bar{v}_{gaz} S_0 r_c^2}{18 n R^2 H R_h^2} \quad (1.4)$$

En tenant compte de l'attraction gravitationnelle du noyau cométaire (de masse volumique ρ_c), la somme des forces exercées sur la particule prend donc la forme :

$$\Sigma F = \frac{13 \pi r^2 \bar{v}_{gaz} S_0 r_c^2}{18 n R^2 H R_h^2} - \frac{G}{R^2} \left(\frac{4}{3} \pi \rho r^3 \frac{4}{3} \pi \rho_c r_c^3 \right) \quad (1.5)$$

L'accélération de la particule de poussière, dans le repère du noyau cométaire, est donc :

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{39 \bar{v}_{gaz} S_0 r_c^2}{72 n \rho R^2 H R_h^2} - \frac{G}{R^2} \left(\frac{4}{3} \pi \rho r^3 \frac{4}{3} \pi \rho_c r_c^3 \right) = (C_1 - C_2 r_c) \frac{r_c^2}{R^2} \quad (1.6)$$

avec

$$- C_1 = \frac{39 \bar{v}_{gaz} S_0}{72 n \rho r H R_h^2}$$

$$- C_2 = \frac{4}{3} \pi \rho_c \mathcal{G}$$

En intégrant, la vitesse finale d'éjection de la particule prend donc la forme :

$$V_{ej}^2 = 2 C_1 r_c - 2 C_2 r_c^2 \quad (1.7)$$

Brown & Jones (1998) en donnent la formule empirique remaniée :

$$V_{ej} = 8.03 R_h^{-1.125} \rho^{-1/3} r_c^{1/2} m^{-1/6} f \quad (1.8)$$

Les unités employées par Brown & Jones (1998) sont :

- R_h : en ua
- ρ : $g.cm^{-3}$ (et non $kg.m^{-3}$ comme dans l'exemple que donnent Brown & Jones (1998))
- r_c : km
- m : g (masse du météoroïde)
- La lettre f est introduite par Whipple pour représenter la durée pendant laquelle la comète est sujette au dégazage. Mais ici, Brown et Jones lui attribuent la fonction portée auparavant par $\frac{1}{n}$ (*i.e.* fraction du rayonnement solaire intervenant dans la sublimation de la glace), et malheureusement, beaucoup d'autres auteurs reprennent cette erreur... Bref, une confusion règne dans la littérature au sujet de ce facteur...

Notons que cette formule est vraie si la vitesse d'éjection est bien inférieure à la vitesse d'agitation du gaz. Whipple (1951) donne l'application numérique pour une particule d'un centimètre de rayon, et d'une masse volumique de $4 * 10^3 kg.m^{-3}$, et trouve une vitesse de $3m.s^{-1}$ (donc *faible*).

1.4.2 Les remaniements de la formule de Whipple (1951)

Nous ne citons ici que les auteurs s'intéressant aux pluies de météoroïdes, car la formule de Whipple a fait l'objet de nombreux remaniements.

Jones (1995) a corrigé la formule de Whipple, en prenant en compte le fait que la température de surface du noyau est contrôlée, d'une part par l'équilibre entre les radiations solaires et celles du noyau au-delà d'environ $2.5 ua$, mais qu'en deçà, le mécanisme de sublimation agit beaucoup plus fortement dans le bilan thermique. Jones (1995) traite aussi le sujet en considérant une expansion adiabatique du gaz. Enfin, il prend en compte le fait que la sublimation ne se fait pas sur toute la surface, mais à partir de «puits» (cône d'éjection de demi-angle α). Ceci l'a conduit à introduire le facteur $\sin(\frac{\alpha}{2})^{0.37}$. Il est important de mentionner ici que dans la suite de ses travaux (Brown & Jones, 1998), c'est un cas particulier qui a été considéré (*i.e.* $\alpha = 60^\circ$, Jones, communication personnelle), donnant comme formule :

$$V_{ej} = 10.2 R_h^{-1.038} \rho^{-1/3} r_c^{1/2} m^{-1/6} f \quad (1.9)$$

avec les mêmes unités que précédemment. Malheureusement, cette spécificité n'est pas toujours explicitée dans la littérature...

Brown & Jones (1998) prennent en considération le fait que deux grains ayant les mêmes caractéristiques n'auront pas forcément exactement la même vitesse d'éjection (la réalité étant souvent beaucoup plus complexe que nos formules), et introduisent une distribution de probabilité P parabolique dans la formule de Jones :

$$P(V - V_{ej}) = 1 - \left(\frac{V}{V_{ej}} - 1 \right)^2 \quad (1.10)$$

Leur troisième modèle considère une loi en $r^{0.5}$, puisque l'observation des comae tend à confirmer cette valeur.

Brown & Jones (1998) introduisent aussi la formule dite de Crifo (1995). Celui-ci considère un modèle cométaire où la poussière est émise dans toute la coma. D'après Brown & Jones (1998), la formule de Crifo (1995) prend la forme :

$$\log_{10} V_{ej} = -2.143 - 0.605 \log_{10} r - 0.5 \log_{10} R_h \quad (1.11)$$

avec, rappelons-le :

- r : rayon de la particule considérée (m)
- R_h : distance héliocentrique (ua)

Ici aussi une distribution de probabilité est prise en compte :

$$P(V - V_{ej}) = \frac{1}{e^{3.7}} \left[\frac{3.7 - 10.26 (V - V_{ej}) + 4.12 (V - V_{ej})^2}{1 - 1.03 (V - V_{ej}) + 0.296 (V - V_{ej})^2} \right] \quad (1.12)$$

Notons que Crifo lui-même (communication personnelle) n'est pas explicite sur l'origine de ces formules qui semblent être des cas particuliers...

Göckel & Jehn (2000) ont essayé de déterminer la formule et la masse volumique (valeur critique et mal connue également) donnant les résultats les plus probants et pouvoir ensuite faire des prédictions précises. Ils concluent que le modèle de Crifo (1995) avec une masse volumique de 4000 kg.m^{-3} s'accordent le mieux avec les observations des Léonides.

Hughes (2000) a lui aussi repris la formule de Whipple et en a déduit un certain nombre de paramètres à inclure dans une distribution, plutôt que de les fixer. Mais cette façon de procéder introduit beaucoup de paramètres difficiles à estimer. Il mentionne dans sa conclusion que si les grains contiennent encore de l'eau sous forme de glace une fois éjectés, le problème se complexifie beaucoup. Ils se comportent alors comme des fusées, dont la vitesse est donnée par (voir aussi Desvoivres et al. (2000); Desvoivres (1999)) :

$$V_1 - V_0 = - \bar{v}_{gaz} \log_e \frac{m_0}{m_1} \quad (1.13)$$

avec :

- V_0 : vitesse initiale du grain
- V_1 : vitesse finale du grain
- \bar{v}_{gaz} : vitesse moyenne des gaz
- m_0 : masse initiale du grain
- m_1 : masse finale du grain

ce qui conduit à des vitesses beaucoup plus élevées que son modèle, et qui ne sont apparemment pas adaptées aux observations des météores. Notons cependant que de telles éjections peuvent avoir lieu pour au moins des gros fragments (voir figure 1.2).

Enfin Ma et al. (2002) on repris totalement le problème, mais déduisent aussi une formule de type Whipple (1951).

Toutes ces formules (exceptée celle dite de Crifo (1995)) ne sont que des remaniements de la formule de Whipple (1951). L'ordre de grandeur est de la vitesse d'éjection est donc fixé par ces approches, mais nous avons désiré avoir le modèle le plus complet possible. Il nous semble notamment que la dépendance avec l'angle subsolaire d'éjection est mal contrainte par ces modèles. Pour nos travaux, nous avons préféré nous adresser directement aux spécialistes du dégazage cométaire, en l'occurrence Jean-François Crifo, que nous remercions chaleureusement.

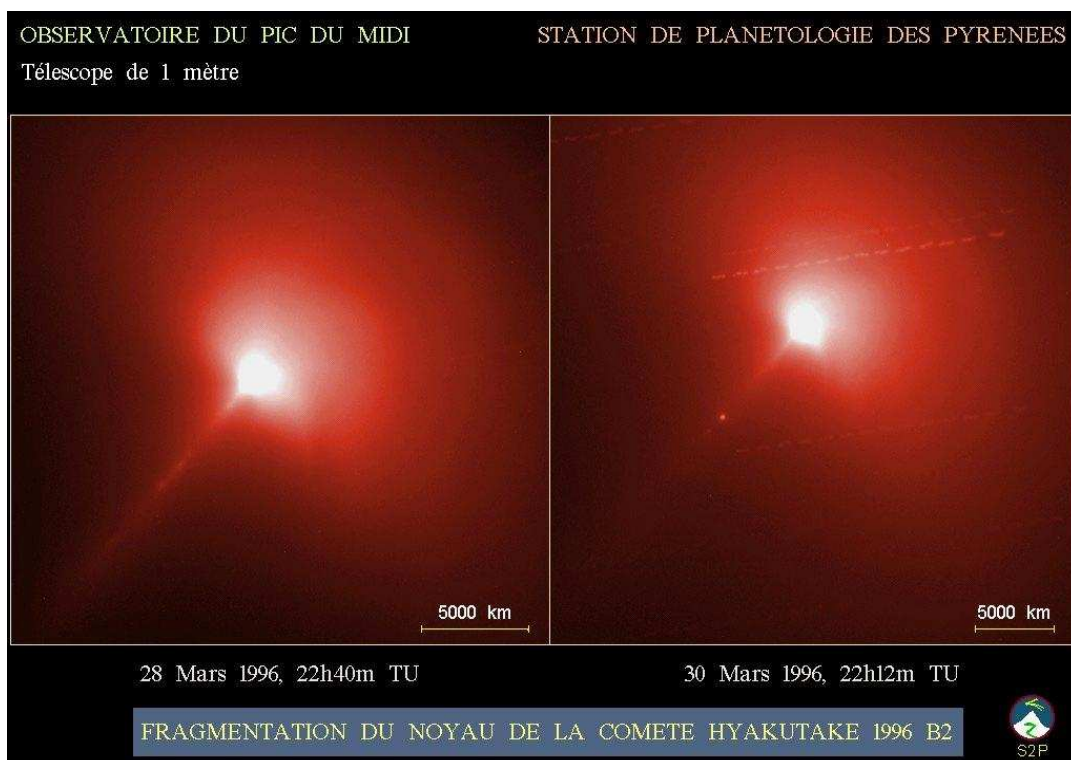


FIG. 1.2 – Illustration de l'éjection de grosses particules encore chargées d'éléments volatiles par les comète. Ici la comète Hyakutake observée au pic du midi à deux jours d'intervalle. Noter le fragment visible derrière la comète le 30 mars (Desvoivres et al., 1999, 2000).

1.5 Vitesse d'éjection : le modèle de Crifo & Rodionov (1997)

Ce modèle est à ce jour le plus complet, et considère l'interaction complète entre le gaz et une particule, de taille comprise entre $10^{-8} m$ et quelques dizaines de centimètres, pour une distance héliocentrique inférieure à $3 ua$. Notons que nous ne discuterons pas ici la présence ou l'absence de jets.

La vitesse d'éjection est détaillée dans l'annexe D de Crifo & Rodionov (1997). Nous reprenons ici les termes fondamentaux.

$$V_\infty = W V(\phi) \quad (1.14)$$

avec :

$$W = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{\gamma k_B T}{m}} \quad (1.15)$$

où :

- $\gamma = \frac{4}{3}$: rapport des chaleurs spécifiques
- k_B : constante de Boltzman
- T : température du gaz. Celle-ci nous a été fournie par Crifo (communication personnelle) mais a depuis été publié par Rodionov et al. (2002).
- m : masse des molécules de gaz (pour l'eau : $m = 18 amu$)

$$\phi \simeq \frac{1}{1.2 + 0.72 \sqrt{\frac{a_d}{a_\star}}} \quad (1.16)$$

avec :

- a_d : rayon de la particule
- a_\star : rayon critique

Le rayon critique est le rayon en dessous duquel l'efficacité d'interaction gaz-particule commence à diminuer. Si $a_d \ll a_\star$ la vitesse devient constante et $V_\infty \simeq W$. L'application numérique donne des valeurs *faibles* de la vitesse d'éjection, c'est à dire comprises entre 0 et quelques dizaines de mètres par seconde, pour les tailles de météoroïdes considérés ici.

L'annexe D de Crifo & Rodionov (1997) donne :

$$a_\star = \frac{m(1-A)c_\odot R_n}{\rho_d \alpha_s L_s v_g} \frac{f(r_h) \cos z}{r_h^2} \quad (1.17)$$

avec :

- A : albedo du noyau
- c_\odot : constante solaire
- ρ_d : masse volumique de la particule
- α_s : coefficient de sublimation
- L_s : chaleur latente de sublimation
- v_g : vitesse du gaz ($v_g = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m}}$)
- R_n : rayon du noyau cométaire (m)
- r_h : distance héliocentrique (au)
- $f(r_h)$: fraction de surface active
- z : angle au point subsolaire

Une manière de déterminer f est donnée dans l'annexe A de Crifo & Rodionov (1997) (équation 9), en examinant l'équilibre thermodynamique du noyau :

$$\epsilon \sigma T^4 + \alpha_s L_s Z = (1-A)c_\odot \frac{\cos z}{r_h^2} \quad (1.18)$$

avec :

- ϵ : émissivité (0.9)
- σ : constante de Stefan ($5.6710^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$)
- T : température de la *glace pure* ($\simeq 180 K$ aux distances héliocentriques considérées ici).
- Z : flux

Z peut être calculé grâce à :

$$f Z \pi R_n^2 = Q \quad (1.19)$$

avec :

- Q le flux moléculaire, calculé grâce à l'équation de Jorda et al. (1992) (voir ci-dessous)
 - f : fraction de surface active
- Jorda et al. (1992) donnent la relation :

$$\log Q = 30.78 - 0.26 |m_H| \quad (1.20)$$

avec :

- m_H : magnitude absolue de la comète

Notons enfin que l'influence gravitationnelle du noyau cométaire sur les particules considérées ici est négligeable. La vitesse de libération à la surface est en effet donnée par :

$$V_{lib}^2 = 2\mathcal{G} \frac{M_c}{r_c} = \frac{8}{3}\pi \mathcal{G} \rho_c r_c^2 \quad (1.21)$$

Pour Tempel-Tuttle, on arrive à l'application numérique suivante :

- masse volumique du noyau cométaire (valeur choisie) : $\rho_c = 1000 kg.m^{-3}$
- rayon du noyau cométaire : $r_c = 1.8 km$ (Hainaut et al., 1998)
- Vitesse de libération (valeur déduite) : $V_{lib} = 0.6 m.s^{-1}$

Notons toutefois que si cette vitesse est faible pour ce qui concerne les Léonides, la vitesse de libération n'est plus négligeable dans le cas d'un corps parent plus massif.

1.6 Construction de notre modèle : circonstances d'éjection des météoroïdes

Dans ce qui suit, nous considérerons donc que :

1. les météoroïdes sont éjectés par un corps parent cométaire,
2. la comète est composée essentiellement de glace d'eau,
3. le noyau cométaire est sphérique et homogène,
4. la comète émet des météoroïdes dès qu'elle s'approche à moins de $3ua$ du soleil,
5. l'éjection se fait dans l'hémisphère éclairé,
6. la vitesse d'éjection est donnée par le modèle de Crifo & Rodionov (1997),
7. les météoroïdes sont sphériques et homogènes, de rayon supérieur à $100\mu m$, et de masse volumique $\rho = 2000 kg.m^{-3}$,
8. leurs orbites sont régies par la gravité du Soleil et des planètes du système solaire, ainsi que par les forces radiatives décrites dans la section 1.8

Le tableau 1.1 donne les résultats des mesures effectuées sur la comète 55P/Tempel-Tuttle et le tableau 1.2 récapitule les choix que nous avons fait sur les paramètres des formules.

| Symbole | Nom | Valeur |
|---------------|-------------------------|----------|
| r_n | rayon du noyau | 1.8 km |
| m_H | magnitude absolue | 8.5 |
| q | distance au périhélie | 0.997 AU |
| $[Af\rho](q)$ | $[Af\rho]$ au périhélie | 78.9 cm |

TAB. 1.1 – Variables déduites de l'observation de la comète 55P/Tempel-Tuttle. r_n est tiré de Hainaut et al. (1998), m_H de Beech et al. (2001) et $[Af\rho]$ de Lamy & Toth (communication personnelle, déduite de Lamy et al. (1998)). Ce dernier paramètre sera utilisé en partie III. Il mesure la quantité de poussières éjectées par la comète.

Les applications numériques donnent pour formule finale de la vitesse d'éjection des Léonides :

$$V_{ej} = \frac{845}{1.2 + 620 \sqrt{a_d \frac{r_h^2}{\cos z}}} \quad (1.22)$$

Notons que cette formule est une approximation. Dans la pratique, nous avons effectué le calcul complet pour chaque particule. La figure 1.3 donne la répartition des vitesses d'éjection pour des particules des intervalles $[0.1; 0.5] mm$ et $[0.1; 1] mm$ s'échappant de la comète 55P/Tempel-Tuttle pour $q \leq r_h \leq 3ua$ et $-90^\circ < z < 90^\circ$. Nous voyons que les vitesses d'éjection se concentrent autour de $10 m.s^{-1}$, ce qui est en accord avec les valeurs *faibles* trouvées par les autres approches. Nous voyons aussi que des valeurs plus élevées (30 à $40 m.s^{-1}$) ne sont pas exclues. Les distributions des angles d'éjection des particules dans le plan de l'orbite cométaire (angle a) et perpendiculaires à ce plan (angle b) sont données dans la figure 1.4 (voir aussi l'équation 2.4, page 94).

Les conditions initiales des particules sont fixées par la position et la vitesse du noyau cométaire, et de la vitesse d'éjection. Nous examinons maintenant les manières d'obtenir ces positions-vitesses.

| Symbole | Nom | Valeur |
|---------------|---|--|
| γ | rapport des chaleurs spécifiques (eau) | $\frac{4}{3}$ |
| T_g | température du gaz | [100; 175] K |
| m | masses moléculaire du gaz (eau) | 18 <i>amu</i> |
| A | albédo du noyau | 0.04 |
| c_{\odot} | constante solaire | 1353 <i>W.m</i> ⁻² |
| ρ_d | masse volumique des poussières | 2000 <i>kg.m</i> ⁻³ |
| α_s | coefficient de sublimation | 1 |
| L_s | chaleur latente de sublimation (eau) | 2833 10 ³ <i>J.kg</i> ⁻¹ |
| r_h | distance héliocentrique | $q \leq r_h \leq 3.0 \text{ AU}$ |
| z | angle au point subsolaire | $-90^\circ \leq z \leq 90^\circ$ |
| ϵ | émissivité | 0.9 |
| σ | constante de Stefan | 5.6710 ⁻⁸ <i>W.m</i> ⁻² . <i>K</i> ⁻⁴ |
| T_i | température de la glace pure | $\simeq 190 \text{ K}$ |
| a_* | rayon critique | $\simeq 0.31 \mu\text{m}$ |
| $Q_{H_2O}(q)$ | taux de production des gaz au périhélie | 3.715 10 ²⁸ <i>mol.s</i> ⁻¹ |
| f | fraction de surface active | 0.24 |

TAB. 1.2 – Valeur des différents paramètres de la formule de Crifo & Rodionov (1997) utilisés. T_g est tiré de Rodionov et al. (2002); ρ_d de Olsson-Steel (1987)

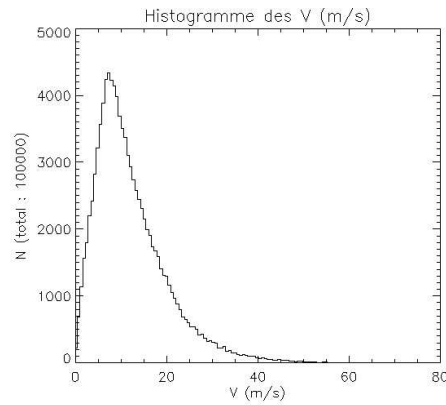


FIG. 1.3 – Histogramme de la vitesse d'éjection de particules de rayon compris entre 0.1 et 1 mm.

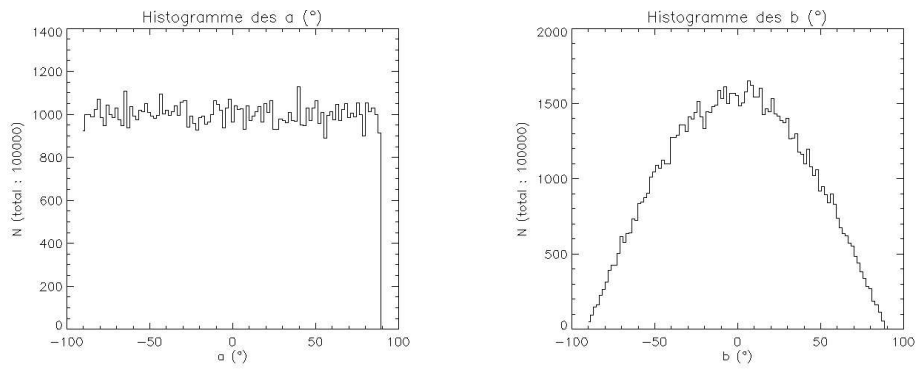


FIG. 1.4 – Distribution initiale des angles dans le plan (angle a) et perpendiculaire au plan (angle b) orbital cométaire, pour des particules des intervalles $[0.1; 0.5] \text{ mm}$ et $[0.1; 1] \text{ mm}$.

1.7 Forces non-gravitationnelles cométaires

D'une manière générale, l'accélération d'un corps évoluant dans le système solaire est donnée par :

$$\frac{d^2\vec{r}_h}{dt^2} = -\mathcal{G}M_\odot \frac{\vec{r}_h}{\|\vec{r}_h\|^3} + \nabla R(+N) \quad (1.23)$$

avec :

- \vec{r}_h : vecteur position héliocentrique
- $\mathcal{G}M_\odot$: constante de gravitation héliocentrique
- R : fonction perturbatrice de la mécanique newtonienne
- l'option (+N) représente l'ajout ou non de termes non-gravitationnels (souvent nul)

La fonction perturbatrice gravitationnelle est donnée par :

$$R = k^2 \sum_{i=1}^9 m(i) \left(\frac{1}{\|\vec{r}_i - \vec{r}\|} - \frac{\vec{r}_i \cdot \vec{r}}{\|\vec{r}_i\|^3} \right) \quad (1.24)$$

où :

- k : constante de Gauss ($k = 0.01720209895$)
- $m(i)$: masses du ième corps perturbateur
- r_i : position du corps perturbateur
- r : position du corps considéré

Pour i variant de 1 à 9, on prend en compte toutes les perturbations des planètes du système solaire.

Le cas d'une comète est particulier, car les forces non-gravitationnelles résultant du dégazage du noyau (effet de fusée) ne sont pas négligeables. L'équation du mouvement s'écrit donc :

$$\frac{d^2\vec{r}_h}{dt^2} = -\mathcal{G}M_\odot \frac{\vec{r}_h}{\|\vec{r}_h\|^3} + \nabla R + \vec{a}_{ng} \quad (1.25)$$

avec \vec{a}_{ng} désignant l'accélération non-gravitationnelle, telle que : $\vec{a}_{ng} = \frac{\vec{F}_{ng}}{m_{particule}}$

L'expression de cette accélération a été estimée par Marsden (1969). Il considère un dégazage continu du noyau, et prend en compte la rotation de celui-ci. Ses formules prennent la forme :

$$\vec{N} = F_1 \frac{\vec{r}_h}{r_h} + F_2 \frac{\vec{h} \wedge \vec{r}_h}{hr_h} + F_3 \frac{\vec{h}}{r_h} \quad (1.26)$$

où $\vec{h} = \vec{r}_h \wedge \dot{\vec{r}}_h$ (vecteur moment angulaire). Chaque terme de l'équation 1.26 désigne respectivement la composante radiale, transverse et normale au plan de l'orbite. Les F_i sont mis sous la forme (Arlot et al., 1998) :

$$F_i = A_i \alpha \left(\frac{r}{r'}\right)^{-m} [1 + \left(\frac{r}{r'}\right)^{-n}]^{-k} \quad (1.27)$$

avec :

- $m = 2.15$
- $n = 5.093$
- $k = 4.6142$
- $r' = 2.808 \text{ ua}$
- $\alpha = 0.111262$

Souvent, le terme A_3 est pris comme étant nul (pas d'accélération dans la direction perpendiculaire au plan de l'orbite). Les deux autres sont déterminés par la méthode des moindres carrés, en considérant quelques orbites. Il faut souligner que cette façon de procéder ne permet pas de relier toutes les orbites (souvent 2, rarement plus de 4), car chaque coefficient n'est pas constant.

Par la suite, nous parlerons de **forces non-gravitationnelles cométaires** pour désigner celles que nous venons de décrire, et de **forces non-gravitationnelles des poussières** ou **forces non-gravitationnelles** (sans autre spécificité) pour désigner les forces d'origine radiative qui s'exercent sur les poussières, et que nous précisons dans la section 1.8.

1.8 Forces non-gravitationnelles s'exerçant sur les particules

Nous faisons ici l'inventaire des forces non-gravitationnelles et considérer successivement leur importance pour la dynamique des météoroïdes.

1.8.1 Pression de radiation

Elle est due à l'interaction entre les particules et le rayonnement solaire. Les photons n'arrivent en effet que sur une seule face de la particule, ce qui entraîne un déséquilibre dans le bilan des forces. Sa direction est celle du rayon vecteur Soleil-météoroïde.

$$\vec{F}_{rad} = \frac{SQ\pi r^2}{c} \left[1 - \frac{V_r}{c}\right] \frac{\vec{R}_h}{R_h} \quad (1.28)$$

où :

- S : flux solaire à la distance héliocentrique $R_h = \|\vec{R}_h\|$. $S_0 = 1.37kWm^{-2}$ à 1 ua. Le flux reçu à une distance R_h (exprimée en ua) du soleil est : $S(R_h) = \frac{S_0}{R_h^2}$
- Q : facteur de dispersion, qui tient compte de la méconnaissance que l'on a de l'albédo. Olsson-Steel (1987) la prend unitaire (comme beaucoup d'autres auteurs).
- πr^2 : surface projetée de la particule soumise au rayonnement.
- c : vitesse de la lumière
- $V_r = \frac{dR_h}{dt}$: vitesse radiale de la particule.

Finalement, la force de pression de radiation peut se réécrire :

$$\vec{F}_{rad} = \frac{S_0 Q \pi r^2}{R_h^2 c} \left[1 - \frac{V_r}{c}\right] \frac{\vec{R}_h}{R_h} \quad (1.29)$$

En prenant $Q = 1$, et en négligeant le terme en $\frac{V_r}{c}$ dans l'équation 1.29, on définit communément le rapport β tel que :

$$\beta = \frac{F_{rad}}{F_{grav}} = \frac{3}{4} \frac{S_0}{\mathcal{G}M_\odot c} \frac{1}{\rho r} \quad (1.30)$$

En considérant $S = \frac{L_\odot}{4\pi d^2}$, avec $L_\odot = 4 \cdot 10^{26} W$ la luminosité du soleil et d la distance au soleil, l'application numérique donne :

$$\beta \simeq 5.7 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\rho r} \quad (1.31)$$

En prenant une densité d'environ $600 kg.m^{-3}$ la pression de radiation équilibre la gravité pour une particule d'une taille de $1 \mu m$. Une valeur commune pour les particules considérées ici est $\beta \simeq 10^{-3}$. La pression de radiation est la force radiative la plus importante.

1.8.2 Force de Poynting-Robertson

La force de Poynting-Robertson est due à l'émission radiative propre de la particule. Le déplacement de celle-ci contracte les ondes électromagnétiques émises dans la direction du mouvement. Il en résulte une force dont la direction est proche de celle du vecteur vitesse et dont l'expression est donnée par :

$$\vec{F}_P = -\frac{SQ\pi r^2}{c^2} (\vec{V}_r + \vec{V}_\theta) \quad (1.32)$$

avec les mêmes notations que pour l'équation 1.28, et :

– $V_\theta = R_h \frac{d\theta}{dt}$ est la vitesse tangentielle.

De même, l'équation 1.32 peut se réécrire :

$$\vec{F}_P = -\frac{S_0 Q \pi r^2}{R_h^2 c^2} \vec{V} \quad (1.33)$$

Burns et al. (1979) donnent la version compactée de la somme des deux forces venant d'être citées sous la forme :

$$\vec{F}_{rad+P-R} = \frac{SQ\pi r^2}{c} \left[\left(1 - \frac{V_r}{c}\right) \frac{\vec{R}_h}{R_h} - \frac{\vec{V}}{c} \right] \quad (1.34)$$

Notons qu'on a en module $F_{rad} \simeq 10^4 F_P$, ce qui montre la prépondérance de la force de pression de radiation. La force de Poynting-Robertson est responsable de la chute des grains les plus petits sur le Soleil, au bout de plusieurs milliers d'années (voire dizaines de milliers).

1.8.3 Force de Yarkovsky-Radzievskii

Si la particule possède un mouvement de rotation suffisamment lent pour qu'elle ne soit pas en équilibre thermodynamique, elle ne rayonnera pas uniformément : le côté le plus chaud (juste avant le coucher du soleil) sera le plus émissif. Il en résulte donc une force, découverte par Yarkovsky (référence perdue, voir Opik (1951b)), et affinée par Radzievskii Radzievskii (1952), telle que son module est donné par :

$$F_Y = \frac{8\pi}{3} r^2 (\epsilon \sigma T^3 \frac{\Delta T}{c}) \cos \xi \quad (1.35)$$

avec

- T : température du corps
- ΔT : différence de température entre les régions chaudes et froides de la particule.
- ϵ : émissivité du corps.
- ξ : obliquité (angle entre l'axe de rotation et le pôle orbital)

La température elle-même peut être calculée en égalisant, dans un bilan thermique simple, en comparant le flux reçu au flux émis :

$$S(R_h) \pi r^2 (1 - A) = \epsilon \sigma T^4 \quad (1.36)$$

ce qui se réécrit :

$$T = \left[(1 - A) \frac{\pi S_0}{\epsilon \sigma} \frac{r^2}{R_h^2} \right]^{1/4} \quad (1.37)$$

A représentant l'albédo de la particule.

L'expression de la différence de température est donnée par :

$$\Delta T = \frac{S}{\gamma \sqrt{\omega}} (1 - A) \quad (1.38)$$

où :

- γ : inertie thermique ($\gamma = \frac{1}{\sqrt{K\rho C}}$)
- ω : vitesse angulaire

Suivant la valeur de ξ , la force de Yarkovsky peut agir comme un frein ou une accélération positive. De même, contrairement aux deux forces précédentes, elle peut aussi agir dans les trois dimensions. L'estimation de ω n'est pas directe. Le mouvement de rotation est dû à l'interaction anisotrope de la particule avec le rayonnement solaire (surtout). L'anisotropie provient des différences d'albédo à la surface de la particule, et il s'ensuit un effet de couple. Typiquement,

en un millier d'années, Olsson-Steel (1987) estime qu'une particule de 1 mm de rayon acquiert une vitesse angulaire de 10^4 rad.s^{-1} , avec une relation $\omega \propto \frac{1}{\rho r^2}$. Avec une telle vitesse angulaire, l'effet Yarkovsky tel qu'il a été décrit ici est minime. Lyytinen & Van Flandern (2000) soulignent plutôt l'importance de l'effet saisonnier. En effet, l'obliquité entraîne une différence d'ensoleillement aux pôles. Comme la précession est en général plus lente que la rotation, c'est plutôt cet effet qui sera prépondérant.

Ceci dit, d'après David Vokrouhlický (communication personnelle, voir aussi Vokrouhlický & Farinella (2000)), le diamètre minimum pour qu'un météoroïde présente l'effet Yarkovsky est d'une dizaine de centimètres. C'est pourquoi nous n'avons pas intégré cet effet dans nos simulations.

La figure 1.5 donne un récapitulatif des forces exercées sur la particule considérée.

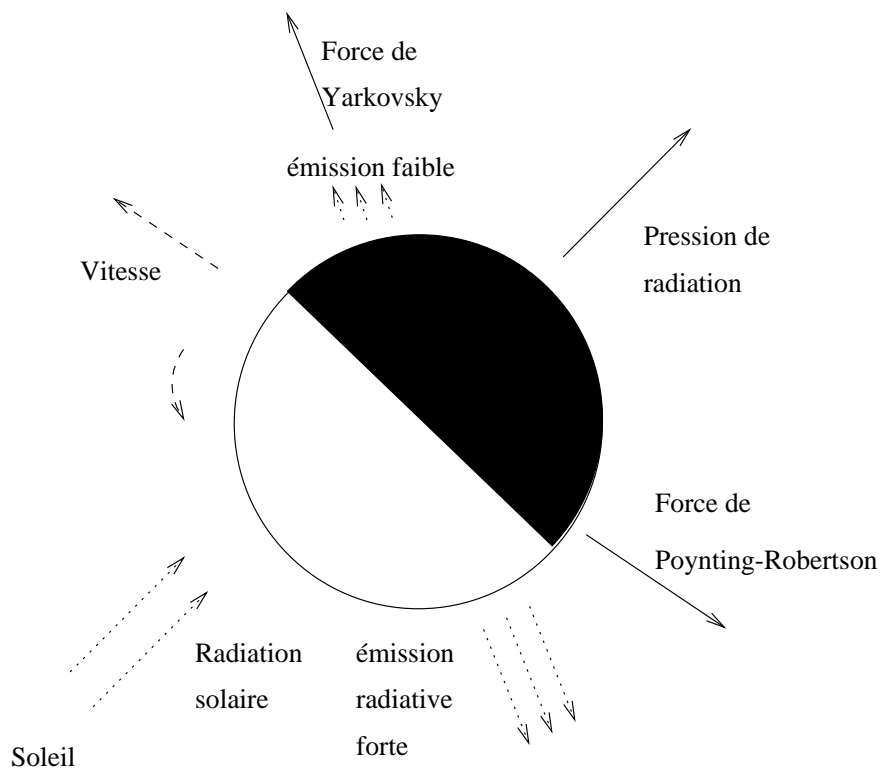


FIG. 1.5 – Récapitulatif des principales forces non-gravitationnelles exercées sur un météoroïde supposé sphérique. Le soleil l'éclaire en bas à gauche, générant la pression de radiation en haut à droite. Le déplacement de la particule dans l'espace (vecteur vitesse en haut à gauche) entraîne une compression des ondes électromagnétiques, ce qui produit la force de Poynting-Robertson, en bas à droite. La rotation de la sphère sur elle-même induit un déséquilibre thermique entre soir et matin : c'est l'effet Yarkovsky-Radzievskii diurne.

1.9 Forces non-gravitationnelles non explicitées et négligées

Vent solaire : Le soleil émet continuellement des particules (alpha surtout), et il est logique de se demander comment celles-ci interagissent avec les météoroïdes. L'expression de la force due au vent solaire est de la même forme que celle de Poynting-Robertson, et vaut environ 30% de

celle-ci en module (Gustafson, 1989; Marzari & Vanzani, 1994; Liou & Zook, 1997; Liou et al., 1999). À l'instar de Olsson-Steel (1987), nous absorberons cette force dans le paramètre Q de la formule 1.34, et en prenant $Q = 1$.

Sublimation : Une comète étant faite essentiellement de glace, on peut se demander si les grains éjectés contiennent eux aussi de la matière volatile qui s'échapperait de leur surface après leur émission par le noyau. Comme le souligne Hughes (2000), la vitesse terminale de tels grains serait alors beaucoup plus grande que les quelques dizaines de mètres par seconde requis pour expliquer les pluies de météores. Si un tel mécanisme a lieu, les grains produits s'échappent donc du principal courant de météoroïde (voir Desvoivres et al. (2000) et figure 1.2 page 75).

Autres hypothèses simplificatrices : Nous négligerons aussi les effets de non-sphéricité et de porosité des particules (Gustafson, 1989; Klacka, 1993; Mukai et al., 1992), leur charge électrique éventuelle et les phénomènes de collision (Gustafson, 1994). Notons que les travaux cités ici concernent les particules composant le nuage zodiacal (donc bien plus petites que celles qui nous intéressent ici).

1.10 Influence des différents facteurs sur l'évolution des météoroïdes

Influence de β : Les équations 1.29 et 1.30 montrent (en négligeant le terme en $\frac{V_c}{c}$) que la force de pression de radiation est radiale, et varie en $\frac{1}{R_h^2}$, tout comme la gravité. L'équation de Newton peut se réécrire :

$$\vec{F} = (1 - \beta) \frac{\mathcal{G}M_\odot m}{R_h^2} \frac{\vec{R}_h}{R_h} \quad (1.39)$$

La pression de radiation peut donc être vue comme une «réductrice de gravité» dans le cas Képlérien, et l'influence de β comme un «allongement» de l'ellipse Képlérienne. Rigoureusement, le demi-grand axe a devient (Ma et al., 2001) :

$$a = \frac{1 - \beta}{1 - \frac{2a_0}{R_h}\beta} a_0 \quad (1.40)$$

avec a_0 le demi-grand axe si $\beta = 0$. De même, la troisième loi de Kepler devient :

$$a^3 = (1 - \beta)P^2 \quad (1.41)$$

L'application numérique pour une orbite semblable à celle d'une particule de Léonides donne :

- $\beta = 0.001$
- $a_0 \simeq 10 ua$: demi-grand axe d'une particule telle que $\beta = 0$
- $a \simeq 10.19 ua$: demi-grand axe d'une particule telle que $\beta = 0.001$
- $\Delta P \simeq 1$ an : différence de période entre les deux particules

Les différences de taille et/ou de composition (albédo) des particules vont entraîner des valeurs différentes de β . Donc chaque météoroïde aura une période propre, ce qui contribue à la dilution du courant le long de l'orbite cométaire parente.

Influence de la vitesse d'éjection : La vitesse d'éjection entraîne une différence de vitesse orbitale entre les particules. En se plaçant de nouveau dans le cas képlérien, non perturbé par la pression de radiation, on a :

$$V^2 = \frac{2\mu}{r} - \frac{\mu}{a} \quad (1.42)$$

En différenciant :

$$2V\delta V = -\frac{\mu}{r^2}\delta r + \frac{\mu}{2a^2}\delta a \quad (1.43)$$

Si on éjecte les particules au même endroit (i.e. $dr = 0$) et en prenant :

- $a \simeq 10 \text{ ua}$
- $V \simeq 40 \text{ km.s}^{-1} \simeq 0.02304 \text{ ua.j}^{-1}$
- $\delta V \simeq 40 \text{ m.s}^{-1} \simeq 1.15 \cdot 10^{-5} \text{ ua.j}^{-1}$ (au maximum, voir figure 1.3).
- $\mu \simeq k^2 = 0.017202^2$
- $p \simeq 33.2 \text{ ans}$

et en considérant qu'il y a éjection dans deux sens opposés («devant» et «derrière» la comète), on a :

$$\Delta a = \frac{2a^2V * 2\Delta V}{\mu} \simeq 0.717 \text{ ua} \quad (1.44)$$

La différence de période est de :

$$\Delta p = \frac{3}{2}p \frac{\Delta a}{a} \simeq 3.5 \text{ ans} \quad (1.45)$$

En deux passages consécutifs au périhélie, il y a déjà sept ans d'écart entre deux particules éjectées dans des directions opposées. La vitesse d'éjection est donc aussi un facteur de dispersion des météoroïdes.

Influence des résonances : Contrairement à la pression de radiation ou à la vitesse d'éjection dont l'action est instantanée et définitive, les résonances influent sur la dynamique d'un courant de météoroïdes de façon plus complexe, dans le sens où des particules non piégées peuvent le devenir, et inversement. Dans le cas d'objets ayant une orbite de type cométaire, l'influence de la résonance de moyen mouvement 2 : 1 avec Jupiter est primordiale (Froeschlé & Scholl, 1986; Kresak, 1993). C'est aussi souvent sur le long terme que leur influence se fait ressentir (Froeschlé & Scholl, 1986; Scholl & Froeschlé, 1988; Marzari & Vanzani, 1994; Wu & Williams, 1995).

Typiquement, l'effet des résonances sera de confiner les météoroïdes sur des orbites spécifiques (Asher et al., 1999a,b). Ils ont aussi montré que la pluie de Léonides de 1998 était due à la rencontre de la Terre avec des particules éjectées en 1333, et confinées dans la résonance 5 : 14 avec Jupiter. Notons que la comète elle-même est prise dans cette même résonance.

Puisque les météoroïdes ont une évolution propre, il arrive que certains d'entre eux soient pris dans une résonance, alors que les autres ne le sont pas. Après quelques révolutions, le courant principal est divisé en plusieurs parties (Froeschlé & Scholl, 1986; Wu & Williams, 1995).

Nous avons vu que la pression de radiation déplace le demi-grand axe des météoroïdes (voir équation 1.40). De même, le facteur β va déplacer une résonance $p : q$ selon (Liou & Zook, 1997) :

$$a_R = a_P(1 - \beta)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{p}{q}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.46)$$

avec :

- a_R : demi-grand axe de la résonance
- a_P : demi-grand axe de la planète

Enfin, Sicardy et al. (1993) ont montré que les résonances externes étaient capables de contre-carrer la chute de grains micrométriques sur le soleil, due à la force de Poynting-Robertson.

TAB. 1.3 – Différentes valeurs de la masse volumique des météoroïdes.

| Valeur de ρ (*1000, $kg.m^{-3}$) | Référence | Taille typique |
|--|----------------------------|---------------------------------------|
| 4 | Göckel & Jehn (2000) | 1.5 mm : météores |
| 3 | Sicardy et al. (1993) | μm : poussière interstellaire |
| 2.5 | Liou et al. (1999) | 50 μm : nuage zodiacal |
| 1 à 3 | Grün et al. (1985) | 50 μm : nuage zodiacal |
| 1 à 3 | Rietmeijer (2002) | 10 μm – 10 mm : météores |
| 0.3 à 3 | Ceplecha (1994) | 0.1 – 5 mm : météores |
| 0.4 à 2.4 | Bellot Rubio et al. (2002) | 1 – 10 mm : météores |
| 0.4 à 2.9 | Babadzhanov (2002) | 3 mm – 3 m : météores |
| 0.8 | Wu & Williams (1993) | 1 mm : météores |
| 0.1 | Fulle et al. (2000) | 20 – 60 μm : poussière cométaire |

Influence du choix de la masse volumique : Le choix de la masse volumique ρ est délicat. En effet, nous avons vu que le facteur β en dépend directement (voir équation 1.30), et que donc, pour une taille donnée, c'est toute la dynamique qui est suspendue à ce paramètre.

Or les valeurs de la littérature peuvent varier d'un facteur 10! (voir tableau 1.3)

Les météores sont classés par type de population (Ceplecha, 1994) en fonction de leur masse volumique. Celles de type I étant par convention plus denses que celles de type III. Cette dernière sous-partie se divise même en catégorie A et B, les B étant encore moins denses. Ceci explique par exemple les intervalles trouvés dans un seul et même article.

Notre choix (difficile) se porte sur une valeur moyenne, soit $\rho = 2000 kg.m^{-3}$. Remarquons qu'au début de cette thèse (2000) certaines références n'étaient pas accessibles, (notamment l'étude de Babadzhanov (2002)) mais que les parties extrêmes étaient connues (0.1 à 4 $10^3 kg.m^{-3}$). Précisons aussi que les simulations ont été effectuées par intervalle de tailles, allant de 0.1 à 100 mm. Le choix de la masse volumique n'est donc pas critique, dans le sens où chaque population de particule est étudiée séparément. S'il s'avérait par la suite que la masse volumique devait être divisée ou multipliée, cela reviendrait en première approximation à considérer un autre intervalle de taille. Une étude plus détaillée, avec une masse volumique de $1000 kg.m^{-3}$ ne change pas les instants des prévisions des pluies (tableau 4.1, page 204) ou la valeur de l'indice de population s ajustée (figure 4.1, page 205).

Maintenant que le cadre physique de travail est défini, nous décrivons la simulation mise en œuvre pour étudier les courants de météoroïdes

Chapitre 2

Simulations

Notre but dans ce qui suit est de simuler de façon la plus complète possible la formation et l'évolution d'un courant de météoroïdes. Après avoir revu les différentes méthodes utilisées jusqu'ici, nous décrivons le programme permettant une telle simulation, et présentons les résultats pour les Léonides et autres essaims.

2.1 Généralités sur les simulations

La simulation des courants de météoroïdes nécessite de disposer de suffisamment d'espace mémoire (RAM) et d'une machine suffisamment rapide pour pouvoir prendre en compte un *grand* nombre de particules. Le développement de l'informatique a donc permis d'améliorer au cours du temps les simulations effectuées.

Les évolutions à longue période ne prennent en général pas en compte les effets dissipatifs, et les intégrateurs symplectiques peuvent donc être utilisés (Froeschlé & Scholl, 1986; Liou et al., 1999). On peut considérer que les résultats de ces intégrations restent valables plutôt pour les *très grosses* particules, sur lesquelles les forces non gravitationnelles n'ont que peu d'effet.

Le tableau 2.1 donne quelques caractéristiques des simulations de courants de météores, ainsi que nos choix. Les distances héliocentriques de dégazage varient d'un article à l'autre, et sont soit restreintes au périhélie, soit supérieures ou égales à $3 ua$.

Sans conteste, le travail de Brown & Jones (1998) est le plus complet, et a d'ailleurs fortement inspiré celui de Göckel & Jehn (2000). Le but de ces deux travaux était, entre autres, de tester la vitesse d'éjection, d'où le nombre impressionnant de particules simulées. Ceci permet aussi d'échantillonner de manière complète les courants et donc d'avoir une vision la plus globale possible. Nous reviendrons sur l'importance d'avoir un grand nombre de particules à la section 3 et en partie III. Mentionnons déjà que le pourcentage de particules rencontrant la Terre est faible (inférieur à 10 %) pour une année donnée, et que les prévisions les plus fiables en terme de flux se font avec au moins une centaine de particules. Donc si l'on veut avoir un échantillonnage suffisant chaque année, le nombre de particules doit être important. Chaque courant généré dans l'étude de Brown & Jones (1998) (caractérisé par la taille des particules, leur masse volumique et leur modèle d'éjection) comprend 10^4 particules. Nous verrons à la section 3 pourquoi nous en avons choisi $5 \cdot 10^4$.

Le rayon des particules considérées ici correspond à celles donnant naissance à des météores visibles, mais aussi radio (0.1 mm). De ce fait, la couverture est totale pour les prévisions. Notons aussi qu'au-delà de quelques centimètres, les forces non-gravitationnelles diffèrent peu d'une particule à l'autre, si bien que les résultats restent valables pour des particules plus massives (pourvu que le dégazage d'un quelconque élément volatile soit négligeable). Mentionnons aussi le fait que les particules les plus lentes doivent être très massives pour produire un météore visible. De ce fait, la distinction visible ou radio-météore n'est pas simplement une sélection en taille.

Le choix de l'algorithme est assez crucial. En effet comme nous l'avons vu, puisque notre but est de produire des éphémérides précises des pluies météoritiques. À cause des forces non-gravitationnelles l'énergie n'est pas conservée et les intégrateurs symplectiques sont donc proscrits *a priori*. D'autre part, les pluies de météores impliquent de pouvoir gérer les rencontres proches d'un grand nombre de particules simultanément. Initialement, notre choix s'était porté sur un algorithme de Bulirsh et Stoer, mais nous avons finalement préféré l'algorithme de Radau de degrés 15 (Everhart, 1985) pour sa rapidité et une précision similaire. Quelques résultats de tests sont présentés à la section 2.5. Le pas est évidemment variable pour gérer les rencontres proches avec les planètes.

Puisque notre étude se veut la plus complète possible, toutes les planètes sont prises en compte dans la fonction perturbatrice. Nous avons différencié la Terre et la lune, car les tests de collision se font avec la Terre uniquement. D'autre part, notons que, contrairement à notre étude, celle de Lyytinen & Van Flandern (2000) considère la force de Yarkovsky-Radzievskii moyennée, mais une vitesse d'éjection nulle. L'effet dissipatif des particules est donc équivalent, mais notre approche est plus «physique». Plutôt que d'être calculées, les éphémérides des planètes ont été interpolées grâce à la théorie DE406, valable pour les années allant de -3000 à +3000. Les coordonnées choisies sont héliocentriques et données dans l'écliptique à J2000.0. De ce fait, une conversion équateur - écliptique est nécessaire lorsqu'on utilise DE406.

TAB. 2.1 – Caractéristiques des différentes méthodes de simulation des courants de météoroïdes. ¹ : Nombre de particules (en tout); ² : rayon des particules; ³ : type d'intégrateur (RK = Runge-Kutta, RKN = Runge-Kutta-Nyström, RA = Radau 15, SW = Stumpf-Weiss, S = Symplectique); ⁴ : planètes perturbatrices prises en compte; ⁵ : vitesse d'éjection (Δ dénote une distribution de la variable orbitale qui suit; les modèles cités sont ceux donnant les meilleurs résultats parmi ceux testés; les valeurs sont en $m.s^{-1}$); ⁶ : Forces non-gravitationnelles (R : pression de radiation, P : Poynting-Robertson, Y : Yarkovsky)

| Référence | Pluie | N^1 | r^2 (mm) | Int. ³ | Pla. ⁴ | V_{ej}^5 ($m.s^{-1}$) | FNG ⁶ |
|---------------------------|-------|-------------------|------------|-------------------|----------------------------|-----------------------------|------------------|
| Hughes et al. (1981) | Qua | 210 | 1-20 | RK | ϑ, δ | ΔE | P |
| Froeschlé & Scholl (1986) | Qua | 12 | - | S | ϑ | non | - |
| Wu & Williams (1993) | Per | 3*500 | 1 | RKN | $\delta, \vartheta-\delta$ | $\propto r_h^{-1.125}$ | R |
| Williams & Wu (1994) | Per | 500 | 1-10 | RKN | $\vartheta-P$ | Δa | R |
| Wu & Williams (1995) | Per | 11000 | 1 | RKN | $\delta, \vartheta-\delta$ | $\Delta(i, \Omega, \omega)$ | R |
| Wu & Williams (1996) | Leo | 100 | 1 | RKN | $\vartheta-P$ | 600 | R |
| Brown & Jones (1998) | Per | $7.32 \cdot 10^6$ | 0.1-15 | RK4 | $\vartheta-P$ | Jones95 | R,P |
| Lyytinen & V.F. (2000) | Leo | 2600 | 1 | - | $\vartheta-P$ | 0 | R,P,Y |
| Brown & Arlt (2000) | Leo | 10^6 | 0.1-15 | RK4 | $\vartheta-\vartheta$ | Jones95 | R,P |
| Göckel & Jehn (2000) | Leo | 61000 | 0.1-15 | SW | $\delta-\delta$ | Crifo95 | R |
| Arter & Williams (2002) | Lyr | 5000 | 1-10 | RKN | ϑ | 25-150 | - |
| Messenger (2002) | Ppu | $6 \cdot 10^5$ | ≤ 0.1 | RK | - | 100 | - |
| Vaubailon | Leo | $3 \cdot 10^6$ | 0.1-15 | RA | $\vartheta-P+\vartheta$ | C&R97 | R,P |
| Vaubailon | Ppu | $1 \cdot 10^6$ | 0.1-15 | RA | $\vartheta-P+\vartheta$ | C&R97 | R,P |

Le programme d'intégration des particules proprement dit est écrit en Fortran 90 (plus quelques sous-programmes en Fortran 77). La gestion des fichiers et du lancement des intégrations est écrit en Perl, et le programme principal a été baptisé PINTeM : Programme d'INTEgration des Essais Méteoritiques (voir section 2.3), et utilise un intégrateur numérique écrit en Fortran 90 et 77 dénommé PINTE. L'intégration du corps parent se fait avec le programme appelé COP (*Cometary Orbit for PINTeM*). La figure 2.1 décrit de façon schématique l'architecture et le rôle

de chaque programme.

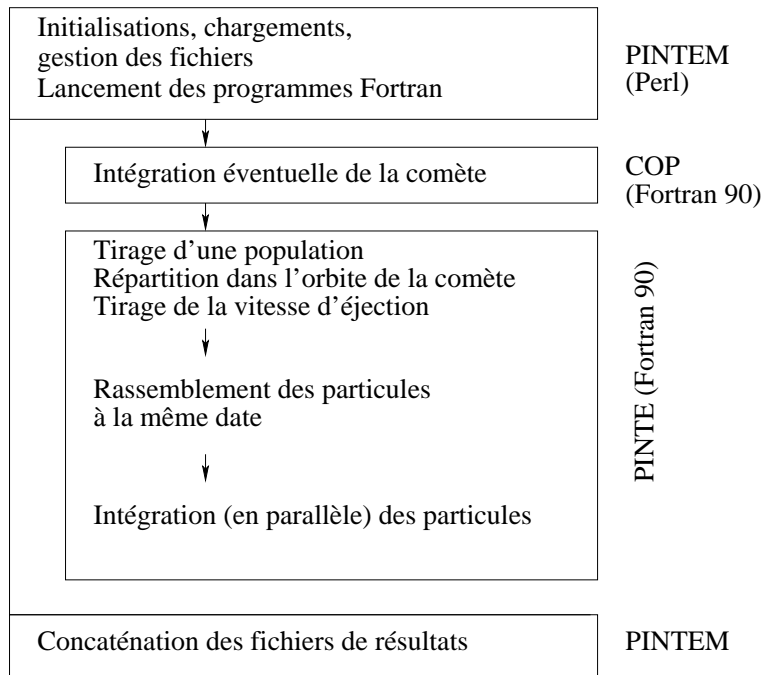


FIG. 2.1 – Plan général de l'intégrateur

2.2 Simulation du corps parent : COP

2.2.1 Généralités

Nous avons choisi de séparer complètement l'intégration du corps parent de celui des météoroïdes. Nous avons vu en effet que leurs dynamiques étaient différentes (voir section 1.7). D'autre part, ceci économise du temps de calcul lorsque l'on considère plusieurs fois le même passage au périhélie.

De plus, nous avons voulu faire un programme le plus explicite possible de manière à faciliter sa diffusion éventuelle. L'utilisateur n'a pas donc besoin de connaître avec certitude l'année de passage au périhélie du corps parent. Ceci permet aussi de considérer des passages inobservés.

Le programme a été baptisé COP : *Cometary Orbit for Pintem* (orbite cométaire pour PINTEM).

Rappelons que notre but est d'avoir un arc d'orbite tel que $r_h \leq 3 \text{ ua}$. Nous ne recherchons donc pas à effectuer des ajustements d'orbites et de paramètres non-gravitationnels. Ce travail est de plus déjà fait à l'IMCCE par Patrick Rocher que nous remercions pour avoir fourni son catalogue de passages au périhélie, qui contient les fameux A_i (voir section 1.7). Dans le cas où un passage n'était pas répertorié, Patrick Rocher nous l'a cordialement calculé.

2.2.2 Arc d'orbite pour un passage connu

Le catalogue de Patrick Rocher contient les coordonnées cartésiennes d'un point proche du périhélie. Or la structure du programme (algorithme) sélectionne les bornes d'intégration sur le temps. Si l'utilisateur n'a pas besoin de connaître précisément la date du passage, il connaît encore

moins les dates de passage à $r_h \leq 3 \text{ ua}$... D'autre part, le programme doit être suffisamment souple pour pouvoir changer cette distance critique. Pour calculer les dates de passage à moins de 3 ua , nous avons considéré que l'orbite était keplérienne, pour l'arc considéré. Bien que ceci soit faux si les paramètres non-gravitationnels sont importants, ce n'est pas notre principale préoccupation à ce stade. Les coordonnées cartésiennes sont tout d'abord transformées en coordonnées orbitales. L'instant considéré est T_0 . Le calcul des instants T_+ et T_- se fait de la manière suivante :

L'anomalie excentrique est calculée par :

$$E_{\pm} = \pm \arccos \frac{a - r}{ae} \quad (2.1)$$

L'anomalie moyenne en est déduite grâce à :

$$M_{\pm} = E_{\pm} - e \sin E_{\pm} \quad (2.2)$$

et enfin :

$$T_{\pm} = T_0 + \frac{M_{\pm}}{n} \quad (2.3)$$

L'intégration de la comète s'effectue ensuite en considérant les forces non gravitationnelles entre T_+ et T_- . On vérifie qu'à la fin de l'intégration la distance héliocentrique aux deux points est bien de 3 ua .

Les passages effectivement observés sont ceux de 1366, 1866, 1899, 1932, 1965 et 1998.

2.2.3 Intégration éventuelle de la comète

Le programme prévoit en outre de pouvoir intégrer les positions-vitesses de la comète indépendamment. Ceci est une sécurité, pour prévenir les cas urgents qui, selon la loi de Murphy, auraient la fâcheuse tendance à coïncider avec une éventuelle absence de Patrick...

Les paramètres non-gravitationnels sont choisis en fonction du passage référencé (du catalogue) le plus proche de l'arc voulu. L'intégration commence au début (ou à la fin) de l'arc d'orbite déjà calculé le plus proche également. La figure 2.2 illustre cette stratégie.

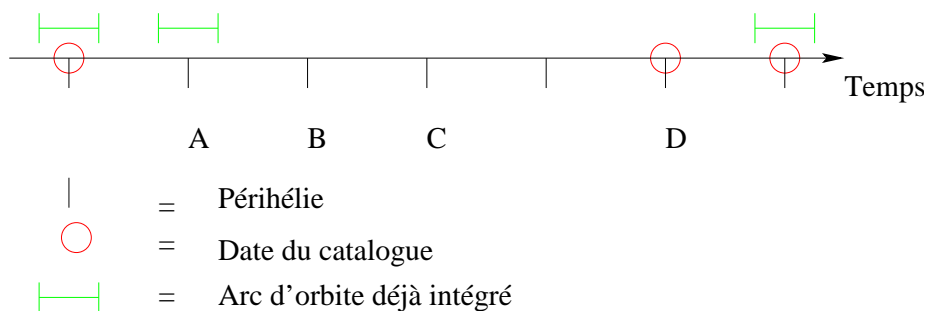


FIG. 2.2 – Illustration de la stratégie d'intégration de la comète.

Supposons que l'on veuille intégrer la comète pour le passage au périhélie situé en C. Les coefficients des forces non-gravitationnelles choisis seront ceux du passage en D (le plus proche), et les conditions initiales (positions / vitesses) celles de la fin de l'arc déjà intégré, correspondant au périhélie A. Nous remarquons que lors de l'intégration de A à C, la comète passe encore une fois au périhélie. Une détection sur la distance héliocentrique va permettre d'obtenir les deux arcs, en B et C en une seule intégration. Le risque d'oublier des passages se trouve donc amoindri.

Malgré tout, il est évident qu'une connaissance préalable du corps parent facilite la décision de l'année à intégrer. De même, l'intégration de la comète d'un passage à l'autre n'est effectuée qu'en dernier recours.

Les positions-vitesses de la comète sont sauvées à raison d'un point par jour. Ces points serviront donc de conditions initiales (moyennant l'ajout de la vitesse d'éjection) aux météoroïdes.

Enfin, notons que la décision d'intégrer la comète revient au programme écrit en Perl (PINTEM).

2.3 Programme d'INTégration des Essaims Météoritiques (PINTEM)

PINTEM est la programme réellement lancé par l'utilisateur. Il rassemble toutes les opérations d'initialisation et de détermination des options de lancement du programme PINTE. Le choix du langage Perl vient du fait que les chaînes de caractères sont facilement manipulables, et les variables non typées. La figure 2.3 détaille les fonctions de PINTEM.

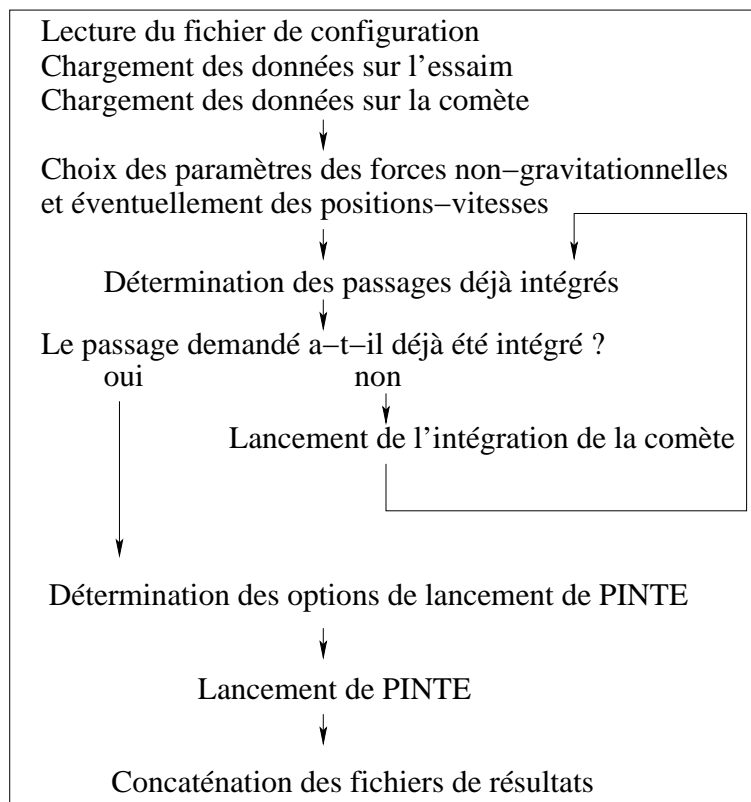


FIG. 2.3 – Plan détaillé du programme PINTEM

2.4 Le cœur de l'intégration : PINTE (Fortran)

PINTE est l'intégrateur proprement dit. son schéma général est le suivant :

1. Détermination de la population de particules (par génération de nombres aléatoires par la méthode de Park-Miller, combiné avec un décalage de Marsaglia, tirée des *Numerical*

Recipes) dans les limites de tailles spécifiées.

2. Répartition des particules dans l'orbite cométaire
3. Tirage de la direction d'éjection
4. Calcul de la vitesse d'éjection, et ajout à la vitesse orbitale
5. Chaque point de l'orbite cométaire correspond à un instant différent. Le nuage étant intégré de façon globale par la suite, il est nécessaire de rassembler toutes les particules à une seule et unique date
6. Intégration de l'ensemble du nuage jusqu'à la date voulue.

Notons que le tirage de la direction d'éjection se fait en choisissant deux angles : α dans le plan orbital, et β perpendiculaire au plan. Ces deux angles sont compris dans l'intervalle $[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$. Or si les deux distributions de probabilité sont plates, le tirage des deux angles génère davantage de points aux pôles qu'à l'équateur. Pour un angle α tiré dans une distribution plate, il faut que β soit tel que :

$$\cos \beta = 2P - 1 \quad (2.4)$$

avec P un nombre aléatoire compris entre 0 et 1.

La vitesse d'éjection dépend de l'angle θ au point subsolaire tel que :

$$\cos \theta = \cos \alpha \cos \beta \quad (2.5)$$

Cette vitesse est ajoutée vectoriellement à la vitesse orbitale.

Initialement, le programme était écrit en quadruple précision, de façon à pouvoir prendre en compte toutes les décimales contenues dans la constante de la masse solaire. Mais l'exécution d'un programme en quadruple précision se fait par l'intermédiaire d'un logiciel externe, ce qui augmente beaucoup le temps de calcul. Or ce temps est déjà suffisamment élevé dès que l'on veut considérer un grand nombre de particules. Pour vérifier si la quadruple précision était essentielle, nous avons intégré un nuage d'un millier de particules des Léonides éjectées en 1866 sur un millier d'années. Le choix de l'année 1866 comme condition initiale vient de ce que le nuage rencontre la Terre à plusieurs reprises. Les différences de position entre les deux intégrations (double et quadruple) ont atteint au maximum 400 km, ce qui est pleinement suffisant pour notre application (nous verrons en effet que l'extension du nuage est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à cette valeur). Or le gain en temps de calcul est d'environ 4.4. Nous avons donc abandonné la quadruple précision au profit de la double.

Pourtant, malgré ces précautions, l'intégration de plusieurs milliers de particules sur quelques centaines d'années reste assez longue. Le tableau 2.2 récapitule les temps de calculs nécessaires, d'après l'expérience.

TAB. 2.2 – Temps de calcul nécessaire à l'intégration de particules, d'après l'expérience. La machine utilisée est une RS6000 dont les ressources sont partagées par plusieurs utilisateurs.

| N particules | Période (ans) | Temps d'exécution |
|--------------|---------------|-------------------|
| 50 | 33.3 | 8 mn |
| 100 | 33.3 | 17 mn |
| 1000 | 33.3 | 3h30 mn |
| 50 | 100 | 40 mn |
| 50 | 500 | 2h45 mn |
| 50 | 1000 | 8h |

TAB. 2.3 – Temps de calcul nécessaire à l'intégration de particules, d'après l'extrapolation du tableau 2.2.

| N particules | Période (ans) | N processeurs | Temps d'exécution |
|--------------|---------------|---------------|-------------------|
| 1000 | 1000 | 1 | 100 h |
| 10^5 | 33.3 | 1 | 14 jours |
| 10^5 | 1000 | 1 | 1 an, 2 mois |
| 1000 | 1000 | 50 | 2 h |
| 10^5 | 1000 | 50 | 8 jours (200 h) |

Les temps nécessaires extrapolés du tableau 2.2, et en supposant des intégrations par paquets de cent particules sont décrits dans le tableau 2.3.

Nous voyons donc que l'objectif à atteindre est pleinement accessible, à condition de pouvoir disposer de suffisamment de processeurs, et de modifier le programme de telle sorte qu'il soit parallélisé. Rappelons que Brown & Jones (1998) ont monopolisé 5 PC équipés de Pentium sur quatre mois d'intégration pour effectuer leur travail.

2.5 Programmation parallélisée

Le principe de la programmation parallélisée est de pouvoir disposer de plusieurs processeurs simultanément, afin de gagner un facteur en temps d'exécution au moins égal au nombre de processeurs utilisés.

Cela nécessite que le programme soit suffisamment souple et linéaire pour pouvoir séparer les différentes tâches. Dans notre cas, puisque les particules sont indépendantes, la parallélisation est aisée, et consiste à répartir les particules dans les processeurs.

Le langage utilisé pour paralléliser le code est MPI (*Message Passing Interface*), qui est en fait une librairie de fonction Fortran à inclure lors de la compilation.

Pour ce qui est de l'écriture du programme nous utilisons le modèle SPMD : *Simple Program Multiple Data*, c'est-à-dire que le même programme est lu et exécuté par tous les processeurs. La distinction des tâches se fait en interne, grâce à des conditions sur les numéros de processeurs alloués.

Pour une bonne parallélisation, le programme doit aussi être indépendant du nombre de processeurs utilisés (*scalabilité*).

Les communications entre processeurs se font grâce aux sous-programmes propres à MPI. Le modèle est celui du *Maître - Esclave*, c'est à dire que le processeur maître distribue le travail aux processus esclaves, et récupère les résultats des calculs. Les communications choisies sont en *mode bloquant*, c'est à dire que l'exécution du programme est suspendue jusqu'à ce que la communication en cours soit achevée. La raison est que le rafraîchissement des valeurs doit absolument être complété avant de continuer une intégration. L'architecture du sous-programme de parallélisation est décrite dans la figure 2.4.

La dernière phase est indispensable lors du rassemblement des particules, et c'est la raison du choix du mode bloquant des communications.

Les sauvegardes intermédiaires et finales ne sont effectuées que par le processeur maître, pour éviter des conflits d'écriture dans un même fichier entre processeurs.

Si l'IMCCE commence à s'équiper de machines multiprocesseurs, leur nombre reste encore insuffisant pour nos applications. Nous nous sommes donc tournés vers le CINES pour exécuter le programme.

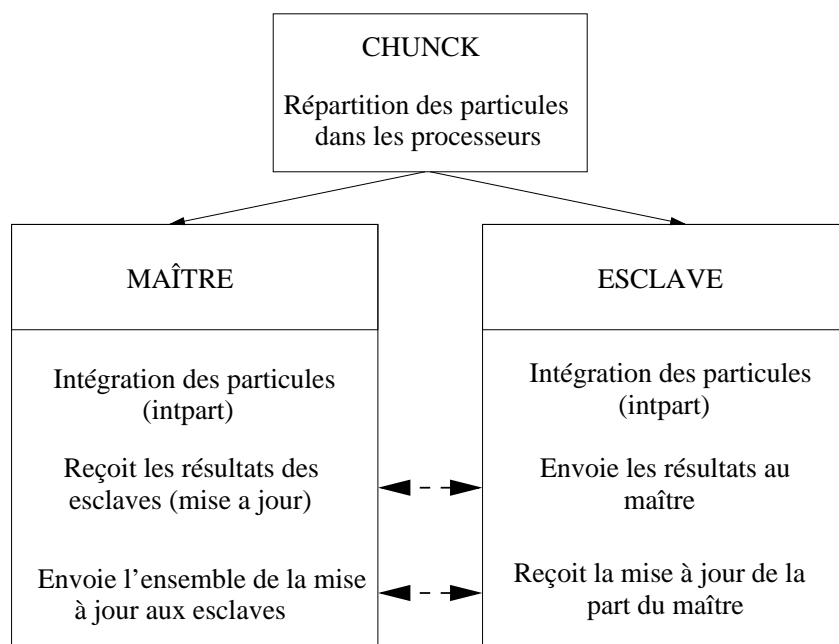


FIG. 2.4 – Illustration du mode bloquant dans un programme parallélisé.

2.6 Le CINES

Le CINES (Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur), comme son nom l'indique est un établissement de l'Enseignement Supérieur, et «fait suite au CNUSC (Centre National Universitaire Sud de Calcul). Avec l'IDRIS (unité du CNRS, Orsay) le CINES met à disposition de la communauté scientifique de la recherche publique des moyens informatiques exceptionnels. Grâce à ses deux supercalculateurs à architecture parallèle IBM SP et SGI le CINES offre aux laboratoires la possibilité de paralléliser et d'exploiter leurs codes scientifiques.» (source : www.cines.fr).

L'IBM SP contient 472 processeurs (375 MHz), développant chacun 1.5 Gflops crête (soit au total 708 Gflops crête). Une demande d'utilisation des services du CINES a été acceptée en janvier 2002, et renouvelée en 2003. Cinquante mille heures CPU ont été accordées pour chaque année.

L'exécution d'un travail peut être effectuée sur quelques dizaines de processeurs simultanément. L'avantage aussi est que chaque processeur est attribué à un utilisateur, et ne fait donc que la tâche voulue. Dans la pratique, le facteur gagné par rapport à une utilisation classique est donc un peu supérieur à celui lié uniquement à l'augmentation pure et simple du nombre de processeurs.

Nous avons exécuté quelques intégrations pour effectuer les tests de la parallélisation. Le CINES met à disposition pour ce genre d'opérations une petite dizaine de processeurs en libre service, alors que pour une exploitation du programme, l'ensemble des travaux est répertorié et ceux-ci sont mis en file d'attente jusqu'à ce qu'un nombre suffisant de processeurs se libère. Les résultats sont présentés dans le tableau 2.4.

Nous avons une confirmation ici que le facteur de gain en temps peut être supérieur à celui lié uniquement à l'augmentation pure et simple du nombre de processeurs.

Mentionnons enfin que Michèle Batlle (formatrice) est venue à l'IMCCE à la demande de l'auteur pour présenter les activités du CINES ainsi que pour proposer des cours sur la paral-

TAB. 2.4 – Différence de temps d'exécution entre l'IMCCE et le CINES

| Lieu | N part | Durée (ans) | N proc | Temps | Commentaire |
|-------|--------|-------------|--------|------------|--|
| IMCCE | 50 | 33 | 1 | 8 mn 10 s | 13 mn 24 s si processeur surchargé gain : 2.5 à 4 temps comparable à CINES |
| CINES | 50 | 33 | 1 | 3 mn 22 s | |
| IMCCE | 15 | 33 | 1 | 3 mn 4 s | |
| IMCCE | 100 | 33 | 1 | 17 mn 20 s | gain : 2.6 gain : 7.4 temps comparable à IMCCE temps comparable à 100 particules Sauvegarde intermédiaire tous les ans |
| CINES | 100 | 33 | 1 | 6 mn 38 s | |
| CINES | 100 | 33 | 3 | 2 mn 21 s | |
| CINES | 300 | 102 | 4 | 16 mn | |
| CINES | 300 | 33 | 3 | 6 mn 33 s | |
| CINES | 500 | 102 | 5 | 22 mn 35 s | |

lélisation. De même, Philippe Falandry (spécialisé dans la présentation de résultats) a créé une animation à partir de nos données, disponible sur :

www.imcce.fr/s2p/leonides/predictions/Leonid_Prevision.html.

Chapitre 3

Évolution d'un essaim à «longue période» : les Léonides

Comme nous l'avons vu à la section , les Léonides sont les pluies de météoroïdes les plus dangereuses pour l'instrumentation spatiale car les plus abondantes et les plus rapides. C'est pourquoi nous les avons étudiées en particulier.

Le terme «longue période» n'est pas à prendre au sens cométaire. On désigne en effet les comètes suivant leur période : longue période ($P > 200$ ans) et courte période ($P < 200$ ans). La plupart des comètes responsables des essaims météoritiques sont des comètes à courtes périodes. Nous faisons la distinction ici entre les comètes de la famille de Jupiter ($P < 20$) et des comètes de type Halley ($20 < P < 200$ ans). Les premières seront associées à des essaims dits «à courte période» et les seconds «à longue période».

3.1 Corps parent : la comète 55P/Tempel-Tuttle

Nous avons vu à la section 1.3, que le corps parent des Léonides est la comète 55P/Tempel-Tuttle. Sa période étant d'environ 33 ans, on s'attend *a priori* à assister à des grandes pluies de Léonides avec la même période, mais la réalité est plus compliquée. Les caractéristiques orbitales de la comète sont données dans le tableau 3.1.

TAB. 3.1 – Caractéristiques orbitales de la comète 55P/Tempel-Tuttle (Patrick Rocher, communication privée)

| | | |
|---|--------------------------|-------------------------------|
| Passage au périhélie (T) | 1998 février 28,09653 TT | $\pm 0,00005$ TT |
| Argument de la latitude du périhélie (ω) | 172,4967065 ° | $\pm 0,0001260$ ° |
| Longitude du nœud (Ω) | 235,2584318° | $\pm 0,0001057$ ° |
| Inclinaison (i) | 162,4861567° | $\pm 0,0000320$ ° |
| Distance au périhélie (q) | 0,9765889 ua | $\pm 0,0000005$ ua |
| Excentricité de l'orbite (e) | 0,9055092 | $\pm 0,0000025$ |
| Demi grand axe (a) | 10,3352760 ua | $\pm 0,0002781$ ua |
| Moyen mouvement (n) | 0,02966340 °/jour | $\pm 0,00000120$ °/jour |
| Période (P) | 33,227 ans | $\pm 0,0013409$ (0,4898 jour) |

La comète atteint l'orbite d'Uranus à son aphélie, et passe proche de la Terre à son nœud descendant, proche du périhélie. Les figures 3.1 et 3.2 illustrent ces propriétés.

Cette proximité avec la Terre explique qu'une telle comète est susceptible de produire des

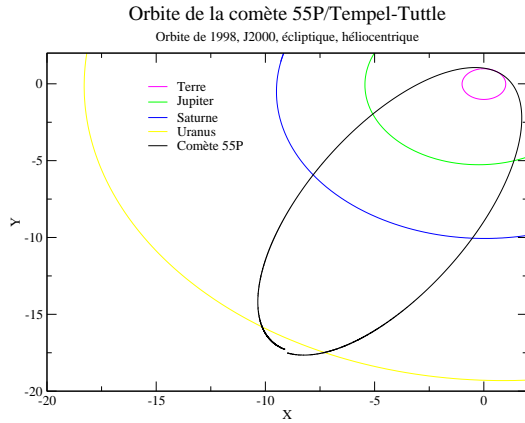


FIG. 3.1 – Orbite de la comète 55P/Tempel-Tuttle (X,Y)

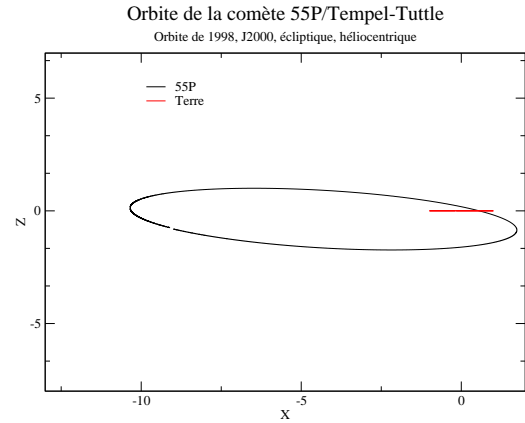


FIG. 3.2 – Orbite de la comète 55P/Tempel-Tuttle (X,Z)

météores. Malgré des passages répétés vers 1 ua , les observations de cette comète sont assez rares, notamment lors de son dernier passage qui était peu favorable (Hainaut et al., 1998; Jorda et al., 1998; Lamy et al., 1998). De plus, sa magnitude visuelle est souvent faible, ce qui ne facilite pas son étude. Il est certain que cet objet revêt pourtant une importance capitale pour l'étude des Léonides (nous reviendrons sur ce point en partie III). Dans ce qui suit, nous détaillerons successivement trois courants caractéristiques à «court, moyen et long» terme. Ces trois qualificatifs dépendent davantage du nombre de révolutions que de l'âge réel du courant.

3.2 Évolution d'un essaim particulier à court terme : celui de 1767

3.2.1 Généralités sur les représentations

Nous présentons ici et dans la suite les résultats des intégrations numériques sous forme de figures représentant le courant dans le système solaire. Sauf précision, ces représentations sont héliocentriques, et se font dans l'écliptique J2000. Les axes sont gradués en unité astronomique.

Sur chaque figure sont aussi incluses les orbites de la Terre et Jupiter. Pour ce qui concerne les Léonides, nous avons rajouté celles de Saturne et d'Uranus. Un astérisque sur l'orbite permet de connaître la position de la planète à l'instant où la figure est générée.

Précisons qu'à cause de l'échelle de visualisation, il est souvent impossible de déterminer par cette méthode si tel ou tel courant engendre une pluie de météores. Ceci sera discuté en partie III.

Nous avons choisi le courant de 1767 car il a été responsable d'un des deux pics de la pluie de 2002.

Les résultats obtenus sont conformes au modèle cométaire de Sykes & Walker (1992) (voir figure 2.14, page 43). En effet, les *grosses poussières* (i.e. celles qui nous intéressent) précèdent et suivent effectivement la comète sur son orbite, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.3

3.2.2 Suivi du courant sur plusieurs périodes

Les figures 3.4 à 3.33 montrent l'évolution du courant de particules ayant des tailles comprises dans l'intervalle $[0.1; 0.5] \text{ mm}$, de 1769 à 2032 (soit huit révolutions).

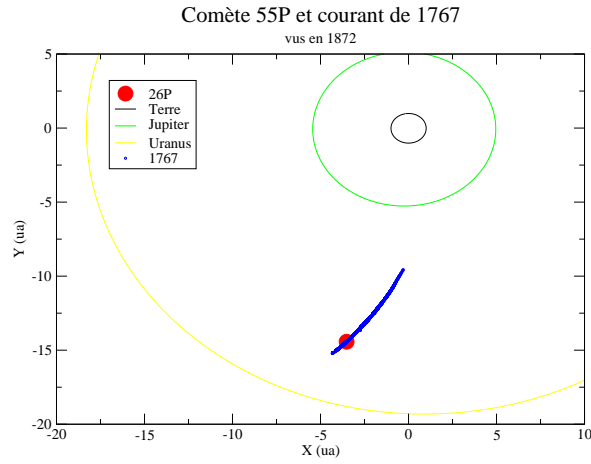


FIG. 3.3 – Les résultats des simulations reproduisent bien le modèle cométaire de Sykes & Walker (1992) (voir figure 2.14, page 43) : les météoroïdes précèdent et suivent la comète sur son orbite. Ici, le courant de 1767 est vu en 1872, pour des particules de rayon compris dans l'intervalle $[0.5; 1] mm$.

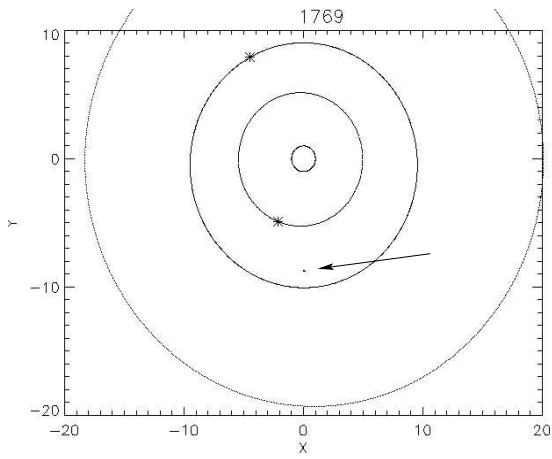


FIG. 3.4 – Courant de 1767, vu en 1769 (coordonnées : $[0; -8]$)

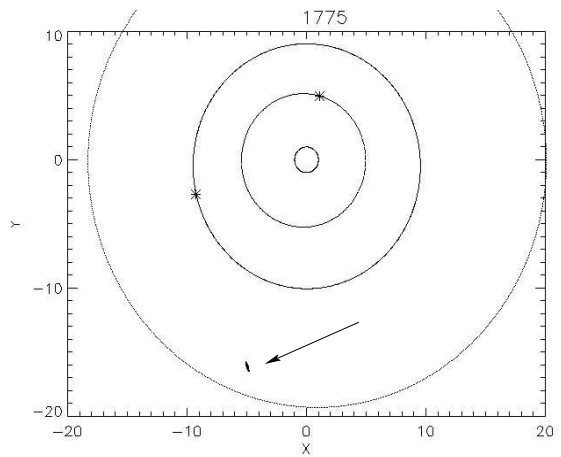


FIG. 3.5 – Courant de 1767, vu en 1775

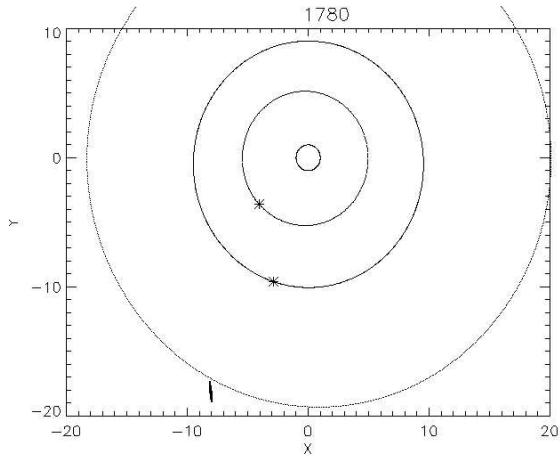


FIG. 3.6 – Courant de 1767, vu en 1780

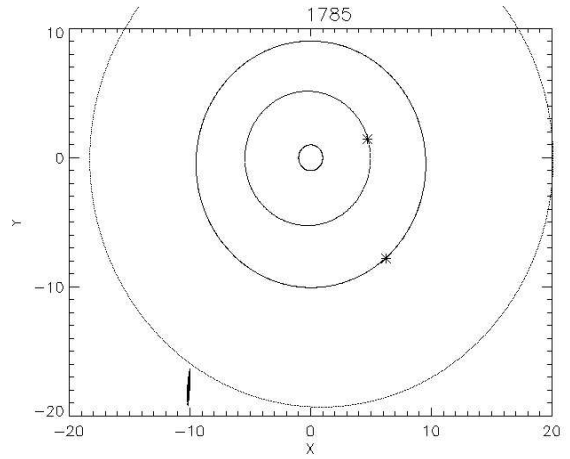


FIG. 3.7 – Courant de 1767, vu en 1785

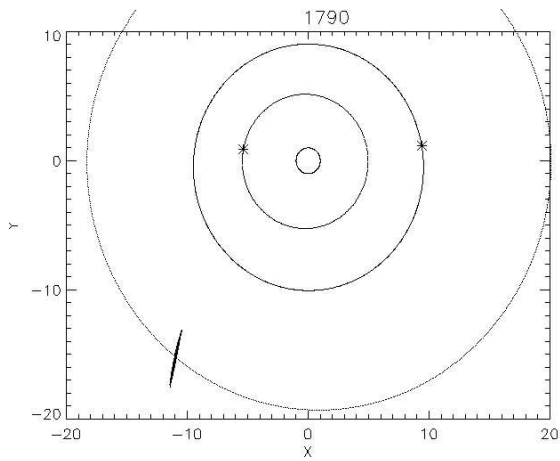


FIG. 3.8 – Courant de 1767, vu en 1790

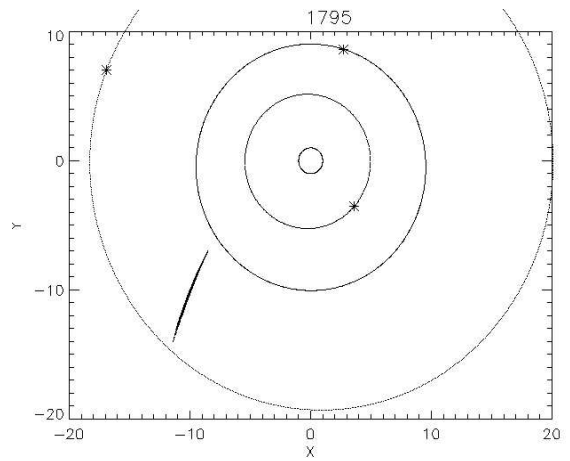


FIG. 3.9 – Courant de 1767, vu en 1795

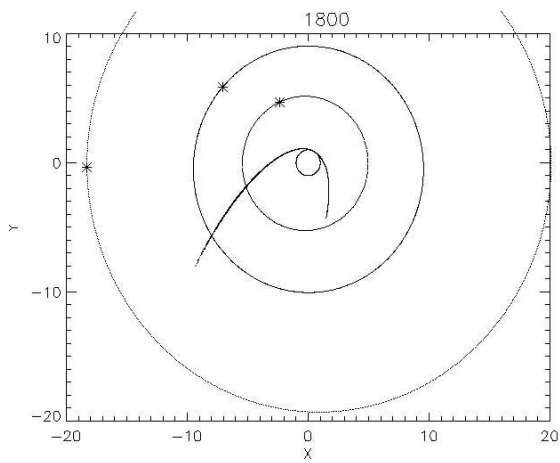


FIG. 3.10 – Courant de 1767, vu en 1800

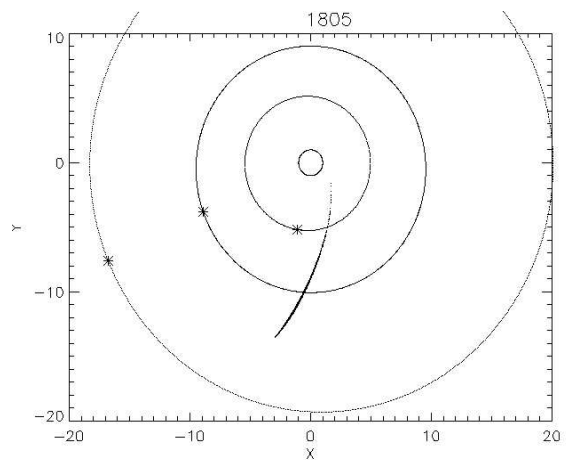


FIG. 3.11 – Courant de 1767, vu en 1805

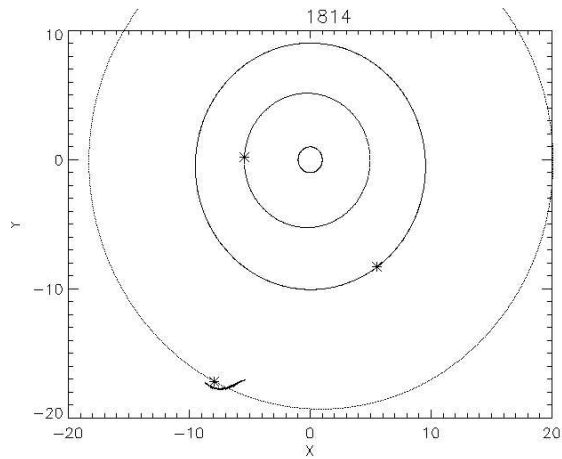


FIG. 3.12 – Courant de 1767, vu en 1814

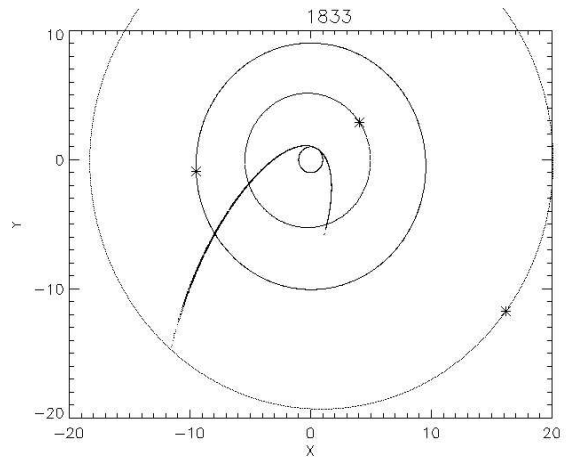


FIG. 3.13 – Courant de 1767, vu en 1833

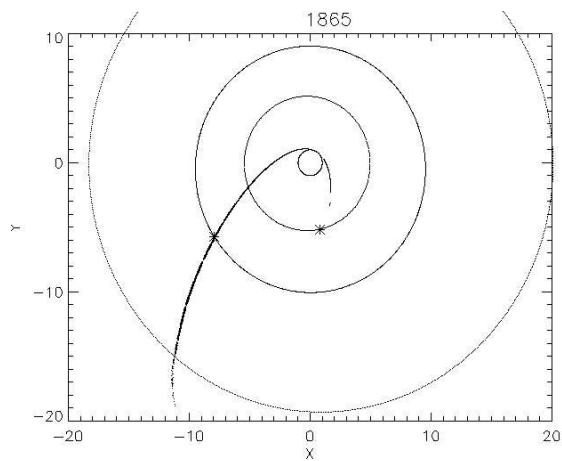


FIG. 3.14 – Courant de 1767, vu en 1865

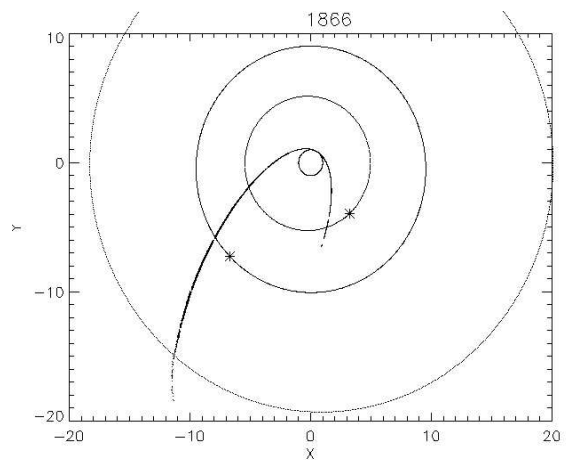


FIG. 3.15 – Courant de 1767, vu en 1866

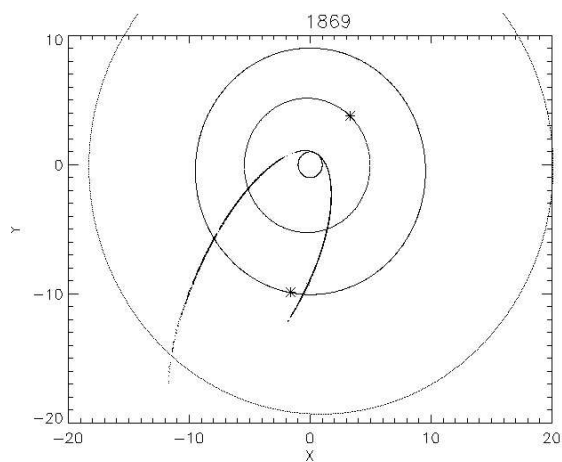


FIG. 3.16 – Courant de 1767, vu en 1869

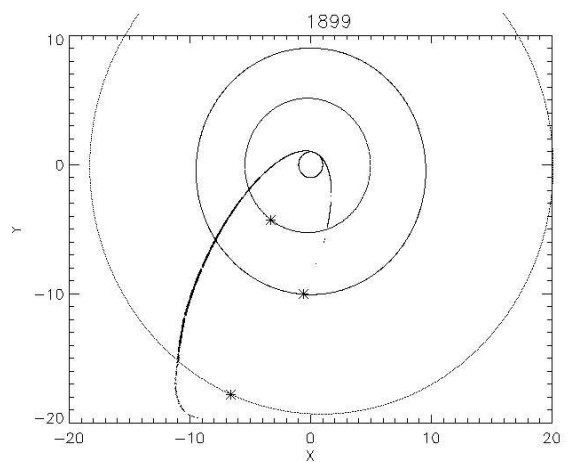


FIG. 3.17 – Courant de 1767, vu en 1899

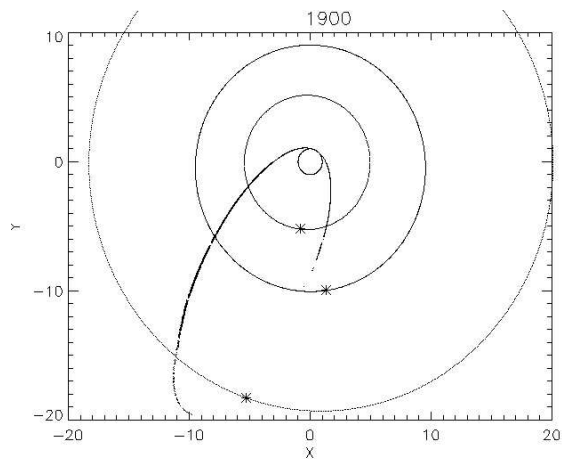


FIG. 3.18 – Courant de 1767, vu en 1900

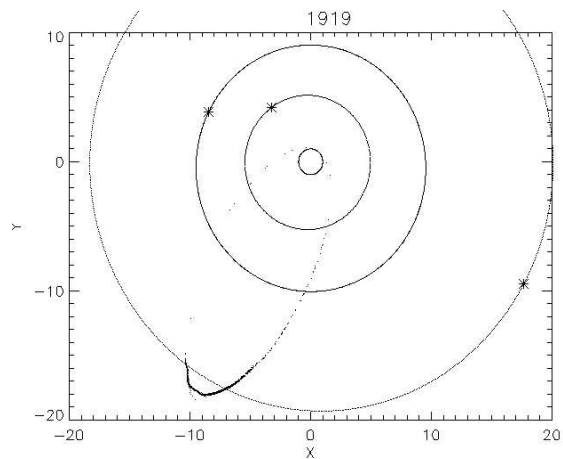


FIG. 3.19 – Courant de 1767, vu en 1919

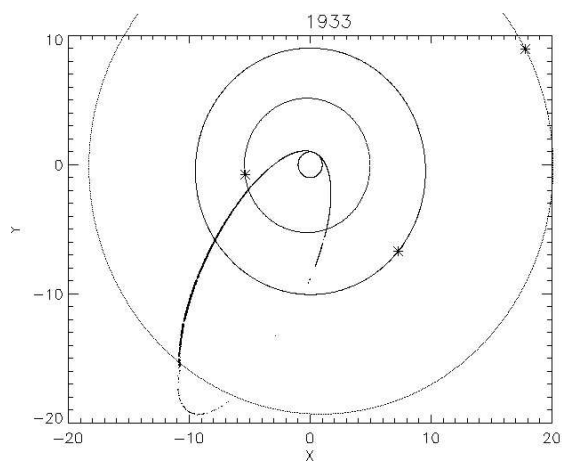


FIG. 3.20 – Courant de 1767, vu en 1933

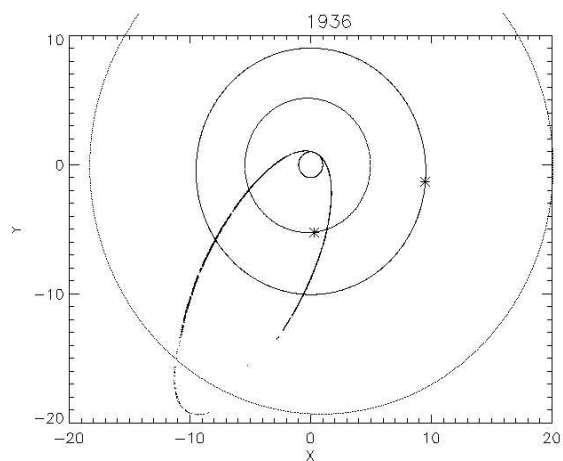


FIG. 3.21 – Courant de 1767, vu en 1936

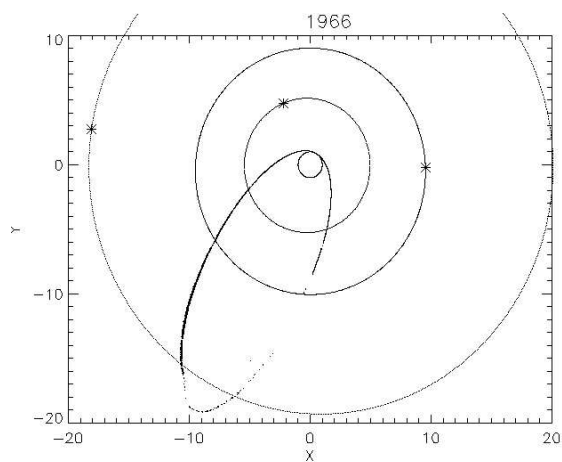


FIG. 3.22 – Courant de 1767, vu en 1966

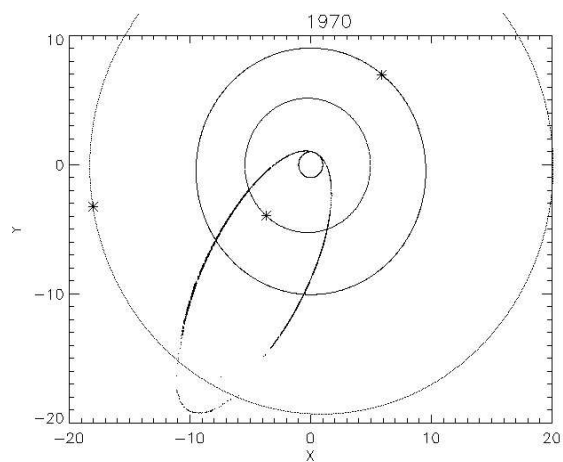


FIG. 3.23 – Courant de 1767, vu en 1970

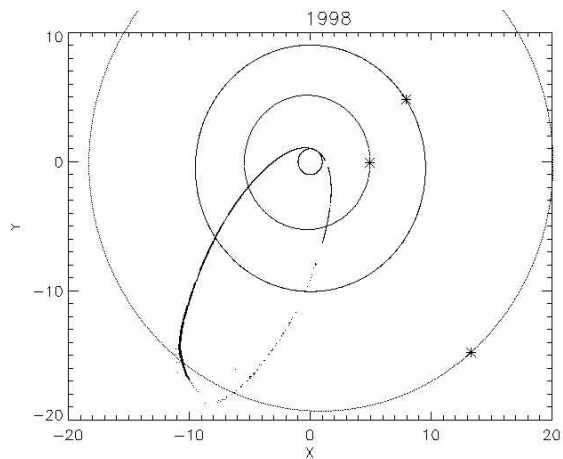


FIG. 3.24 – Courant de 1767, vu en 1998

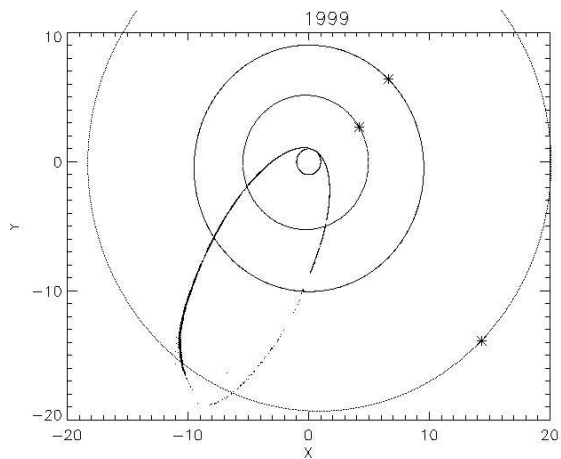


FIG. 3.25 – Courant de 1767, vu en 1999

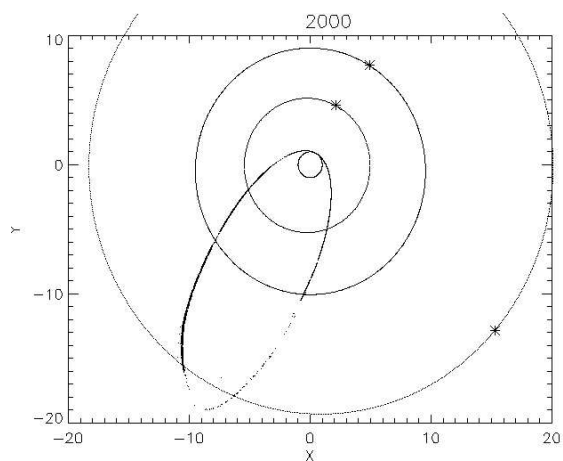


FIG. 3.26 – Courant de 1767, vu en 2000

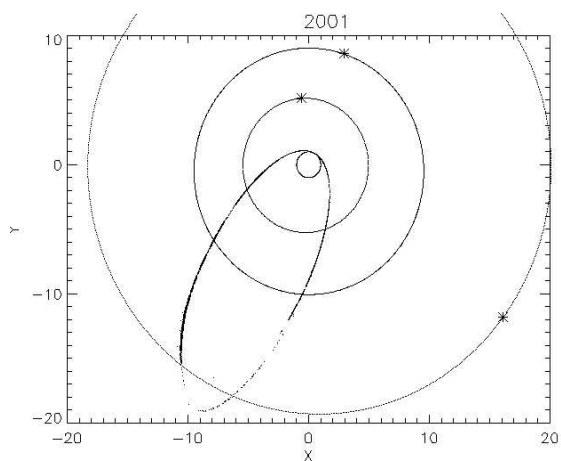


FIG. 3.27 – Courant de 1767, vu en 2001

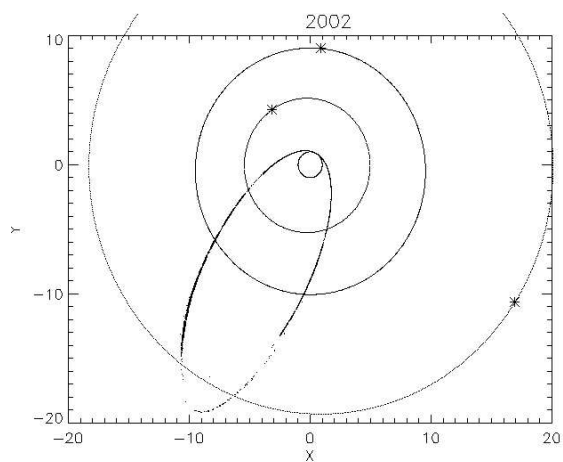


FIG. 3.28 – Courant de 1767, vu en 2002

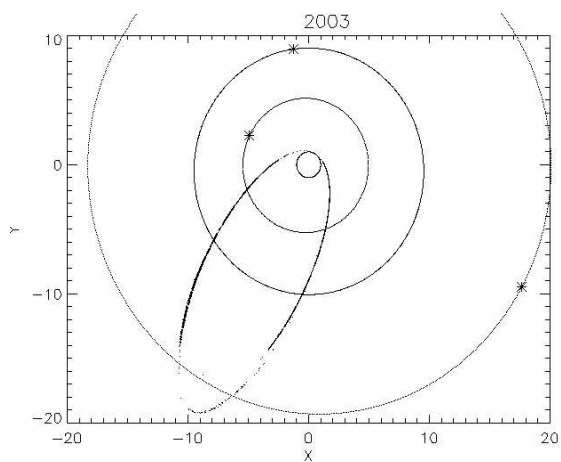


FIG. 3.29 – Courant de 1767, vu en 2003

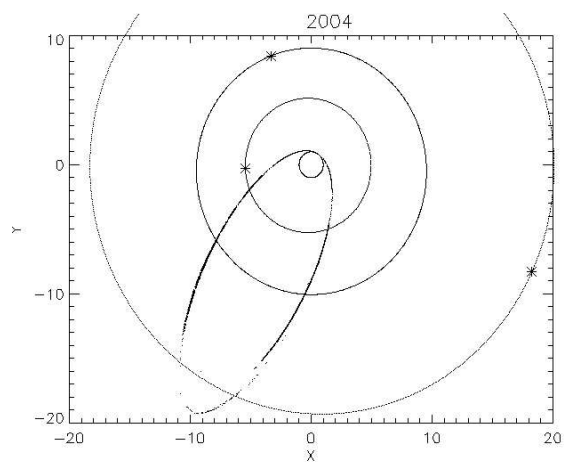


FIG. 3.30 – Courant de 1767, vu en 2004

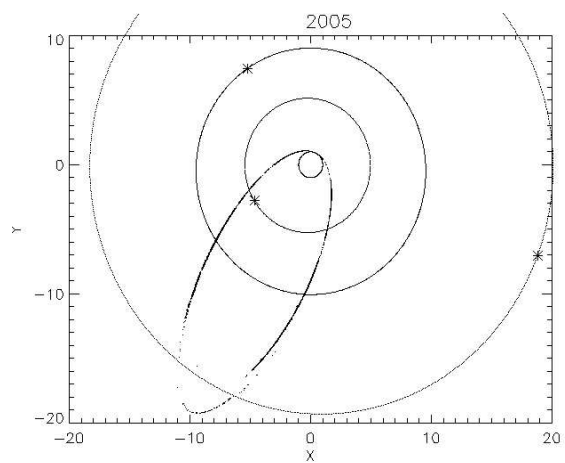


FIG. 3.31 – Courant de 1767, vu en 2005

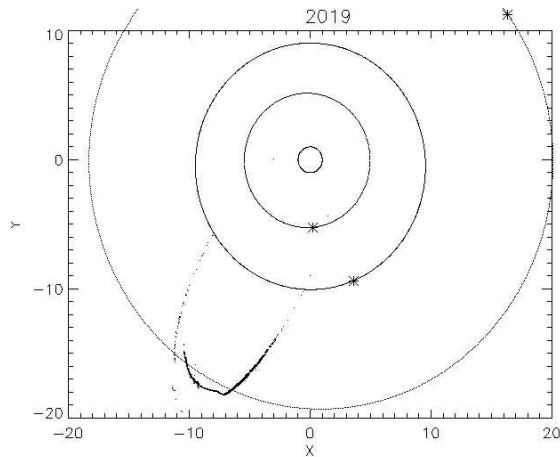


FIG. 3.32 – Courant de 1767, vu en 2019

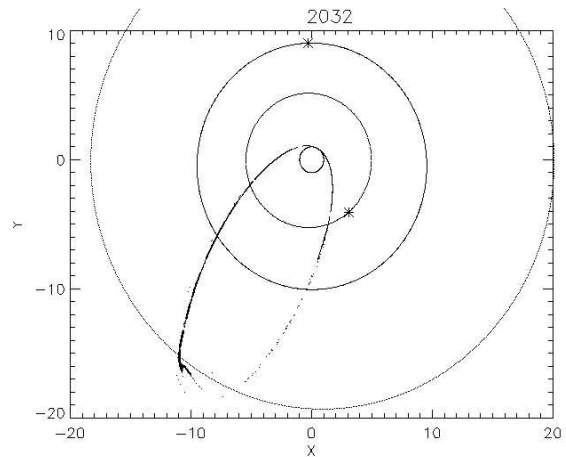


FIG. 3.33 – Courant de 1767, vu en 2032

Nous voyons que peu après l'éjection les particules restent toutes dans le même voisinage (figure 3.4 à 3.6). En effet, les vitesses relatives de quelques mètres par seconde ne suffisent pas, dans un premier temps, à disperser les météoroïdes.

Par contre, les vitesses d'éjection ainsi que les différences de β induisent une différence de demi-grand axe (voir section 1.10) qui se traduit par des aphélies différentes. La dispersion des particules le long de l'orbite commence à l'aphélie (voir figures 3.7 à 3.8). Chaque particule possède en effet un demi-grand axe propre, et donc un temps de passage à l'aphélie propre. La dispersion est particulièrement visible lors du premier retour du courant vers le soleil : les particules se répartissent « à la queue leu-leu » sur une orbite proche de l'orbite cométaire.

En 1814, le courant rencontre Uranus (figure 3.12), ce qui va induire des perturbations différentielles sur le courant. D'autres rencontres proches vont avoir lieu avec en particulier Saturne en 1865 et 1869 (figures 3.14 et 3.16). Il est intéressant de noter que ces deux rencontres successives sont très proches dans le temps, et sont possible à cause de l'étendue du courant à cette période. Par contre, à cause de l'inclinaison de l'orbite des particules, ces rencontres proches n'ont pas d'effet d'éjection de particules sur des orbites radicalement différentes.

Après deux révolutions (figure 3.13), le courant est déjà suffisamment perturbé pour présenter des « lacunes » : la densité le long de l'orbite n'est pas constante. Au cours du temps, les perturbations planétaires se répétant, de telles cassures dans le courant vont se multiplier (voir figures 3.13 à 3.33). Notons qu'avec moins de particules dans le courant, il est impossible de savoir si ces brisures sont réelles ou uniquement le résultat d'un sous-échantillonnage. Voilà pourquoi nous avons choisi de considérer $5 \cdot 10^4$ particules par intervalle de taille.

L'influence des perturbations planétaires est particulièrement visible à l'aphélie lorsque les vitesses sont les plus faibles. Au périhélie, le courant semble passer toujours au même endroit, mais nous verrons en détail en partie III que ce n'est pas le cas (une fois de plus l'échelle de visualisation introduit un artefact).

Les figures 3.30 et 3.31 montrent bien que les particules en tête ont une orbite intérieure à celle en queue.

3.2.3 Variation des éléments orbitaux

Les figures 3.34 à 3.36 montrent l'évolution des répartitions des demi-grand axe, excentricité et inclinaison sur la période 1799-2034. On peut voir que les grands changements dans la répartition de a interviennent lors des rencontres avec la Terre (périhélie).

Le premier effet est l'apparition de lacunes dans les histogrammes suivant un retour au périhélie. Ceci fait bien évidemment écho aux lacunes «physiques» décrits dans le paragraphe précédent.

Le second effet est un confinement des éléments orbitaux, qui se détend en général après la rencontre. Le cas de 1932 est particulier dans le sens où la rencontre a été moins proche que les années précédentes. Le confinement attendu a été moins efficace : la distribution reste étalée. Le confinement de 2001 subsiste jusqu'à la rencontre de 2034.

Les rencontres proches avec Uranus et Saturne en 1895 confinent également le demi-grand axe. En 1896, la rencontre avec Uranus disperse de nouveau l'essaim.

Les évolutions temporelles des excentricités, inclinaisons et périodes suivent les mêmes tendances que le demi-grand axe.

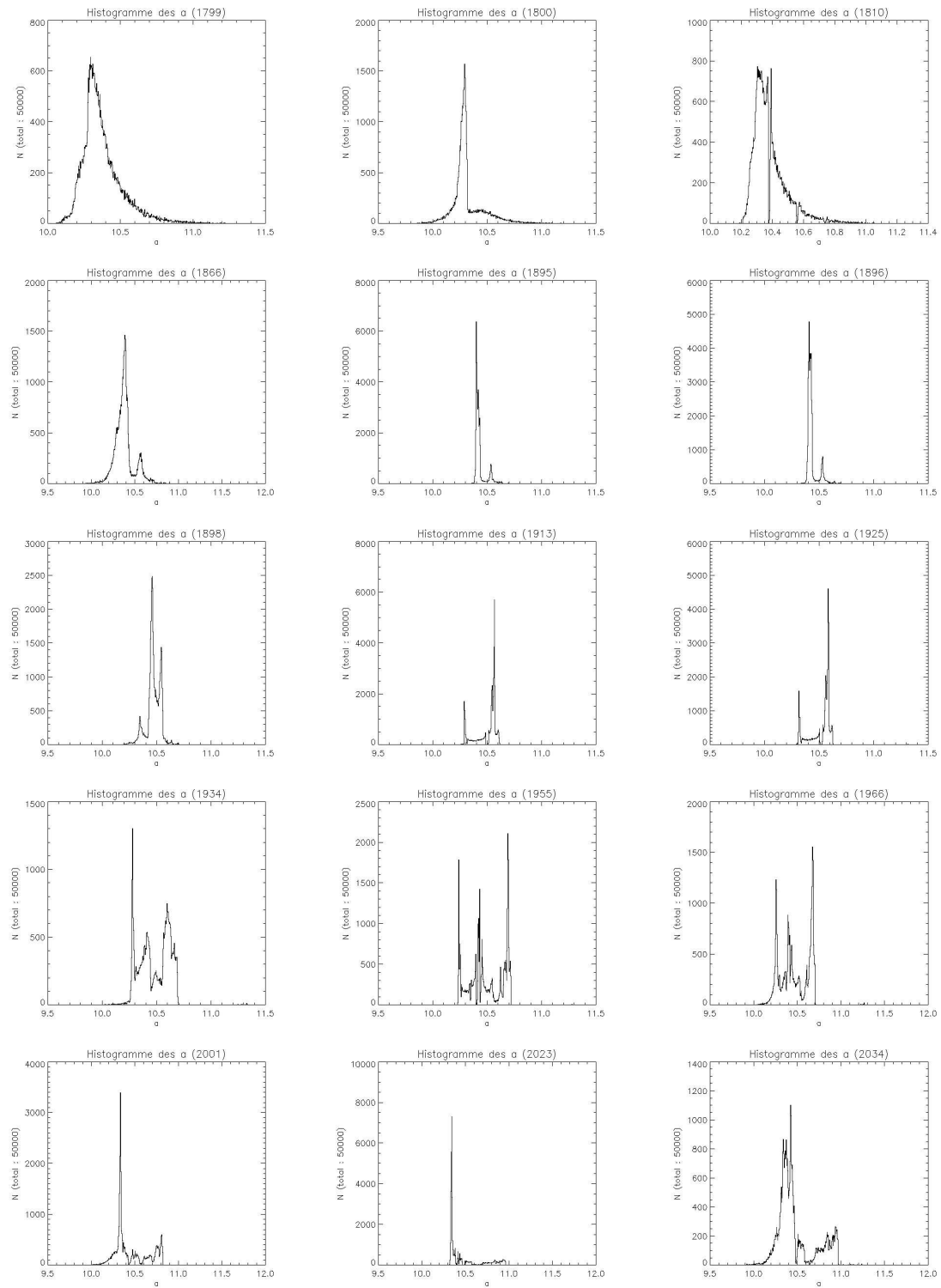


FIG. 3.34 – Répartition des demi-grand axes du courant de 1767 ($[0.1; 0.5] mm$) entre 1799 et 2034

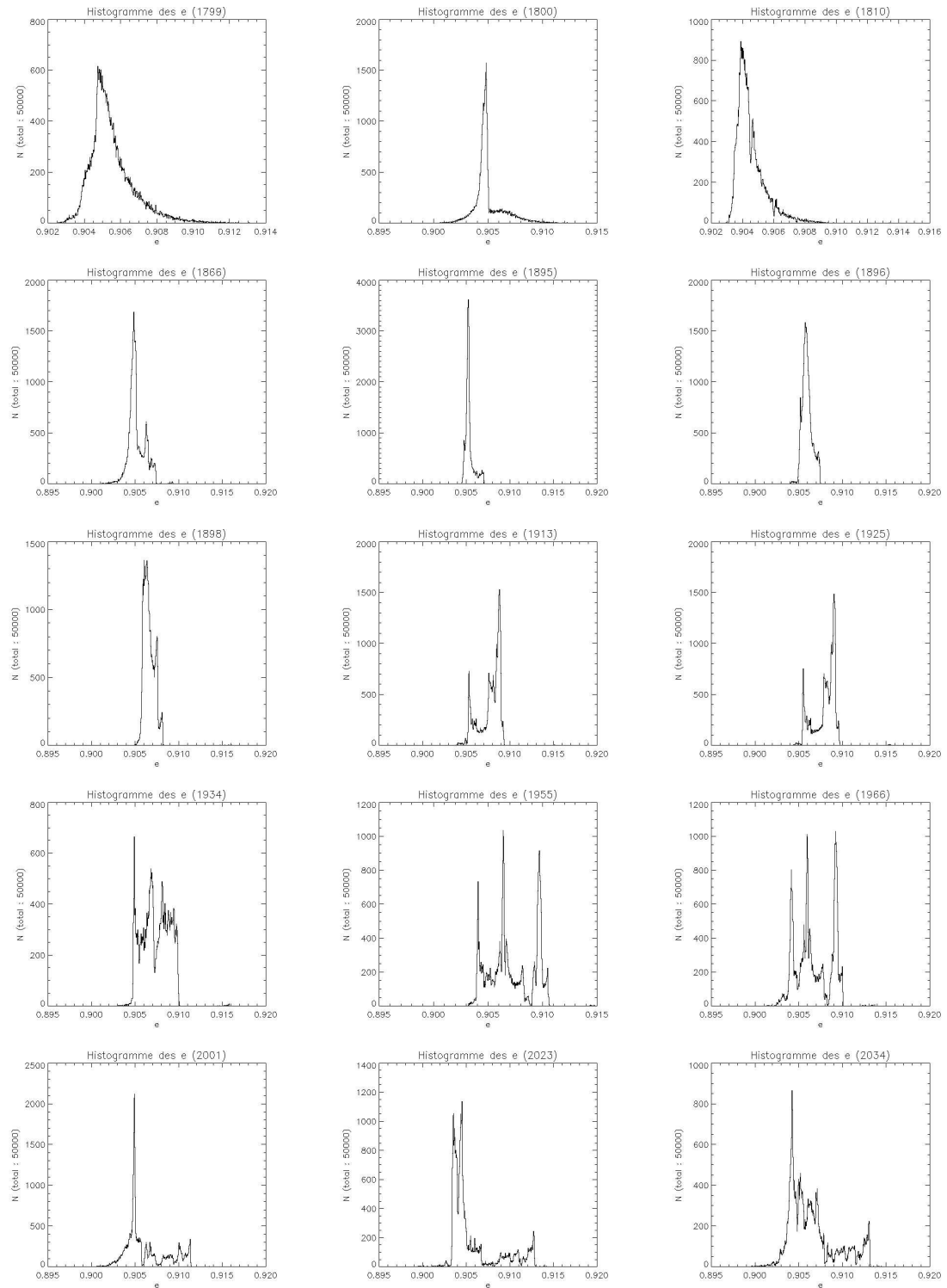


FIG. 3.35 – Répartition des excentricités du courant de 1767 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$) entre 1799 et 2034

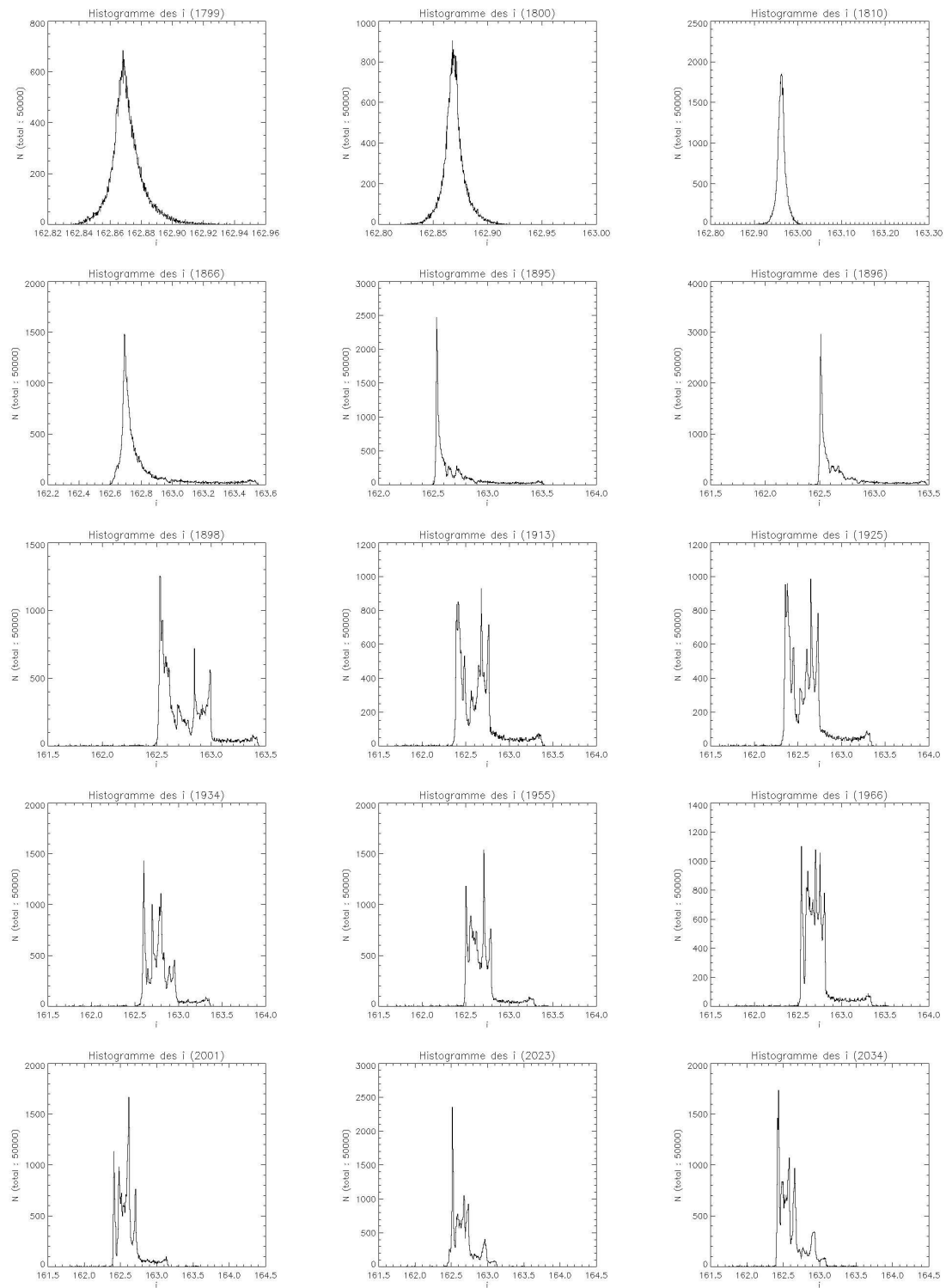


FIG. 3.36 – Répartition des inclinaisons du courant de 1767 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$) entre 1799 et 2034

3.2.4 Importance de la taille

Nous avons vu que le facteur β ainsi que la vitesse d'éjection dépend de la taille des particules (voir formules 1.30 et 1.22 pages 82 et 78).

Notons que Ma et al. (2001) ont reporté une observation de radio-météores en 1998, qui était en décalage de plusieurs heures avec les observations visuelles. De même Hughes et al. (1981) ont fait la séparation entre les particules visibles et radio.

Il est donc naturel de se demander si les résultats obtenus précédemment restent valables pour des météoroïdes plus massives. Les figures 3.37 à 3.41 montrent pour l'année 1962 l'état des courants composés de particules de rayon supérieur à 0.5 mm . Les figures 3.42 à 3.49 montrent la répartition des éléments orbitaux pour deux courants particuliers, toujours en 1962.

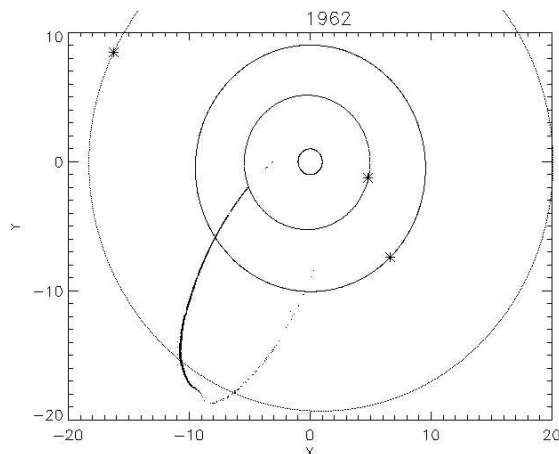


FIG. 3.37 – Courant de 1767 vu en 1962, pour des particules dans la tranche $[0.1 - 0.5]\text{ mm}$

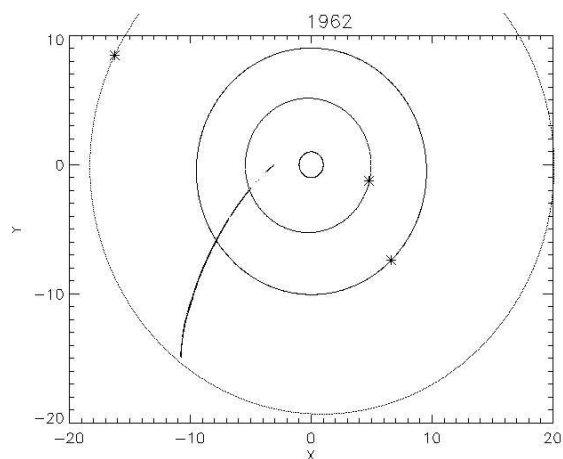


FIG. 3.38 – Courant de 1767 vu en 1962, pour des particules dans la tranche $[0.5 - 1]\text{ mm}$

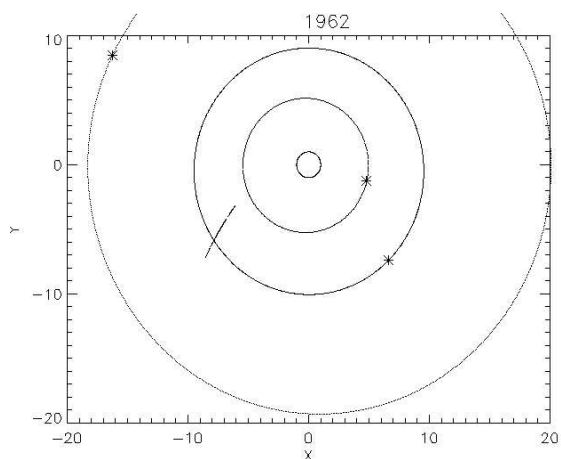


FIG. 3.39 – Courant de 1767 vu en 1962, pour des particules dans la tranche $[1 - 5]\text{ mm}$

Comme on pouvait s'y attendre, la dispersion des particules (dans l'espace cartésien ou des éléments orbitaux) diminue lorsque la taille augmente. En effet, la vitesse d'éjection est moindre, ce qui entraîne des vitesses relatives peu élevées. De même, les particules plus massives sont moins sensibles aux forces non-gravitationnelles. Nous remarquons que les courants dont les particules ont un rayon supérieur à 5 mm ont pratiquement la même évolution. On peut donc fixer la limite d'influence de la vitesse d'éjection et des forces non-gravitationnelles considérées ici à cette taille

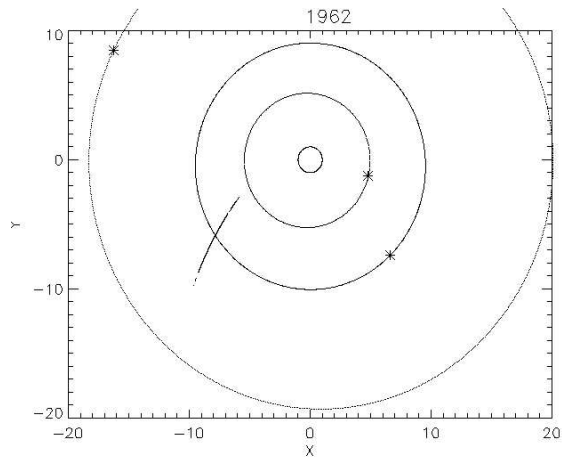


FIG. 3.40 – Courant de 1767 vu en 1962, pour des particules dans la tranche $[5 - 10] \text{ mm}$

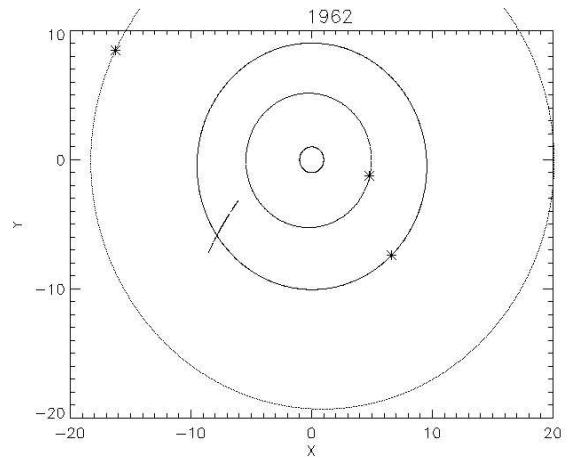


FIG. 3.41 – Courant de 1767 vu en 1962, pour des particules dans la tranche $[10 - 100] \text{ mm}$

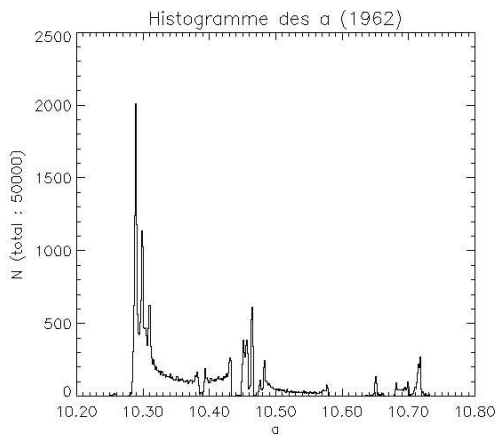


FIG. 3.42 – Répartition des demi-grand axes du courant de 1767 ($[0.5; 1] \text{ mm}$), en 1962

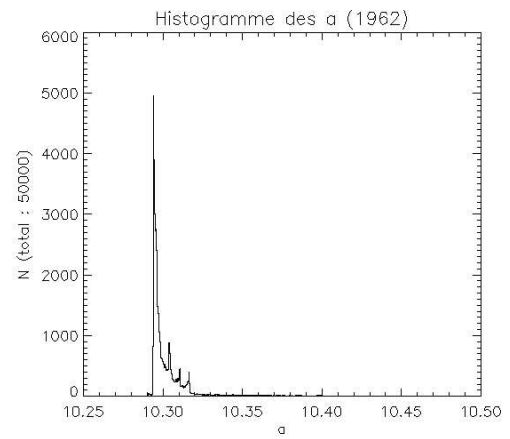


FIG. 3.43 – Répartition des demi-grand axes du courant de 1767 ($[5; 10] \text{ mm}$), en 1962

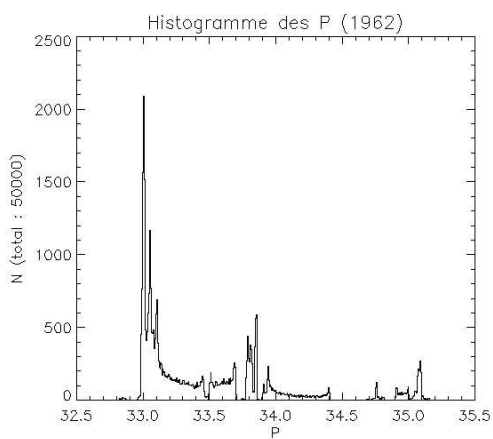


FIG. 3.44 – Répartition des périodes du courant de 1767 ($[0.5; 1] \text{ mm}$), en 1962

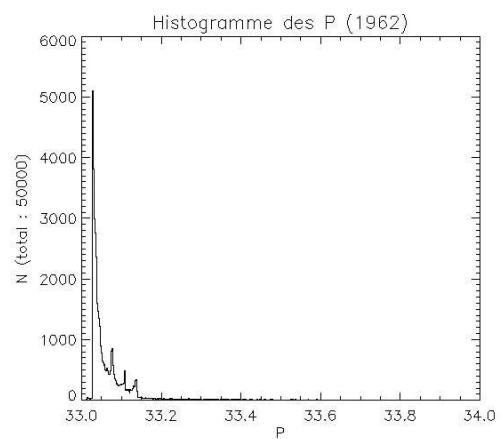


FIG. 3.45 – Répartition des périodes du courant de 1767 ($[5; 10] \text{ mm}$), en 1962

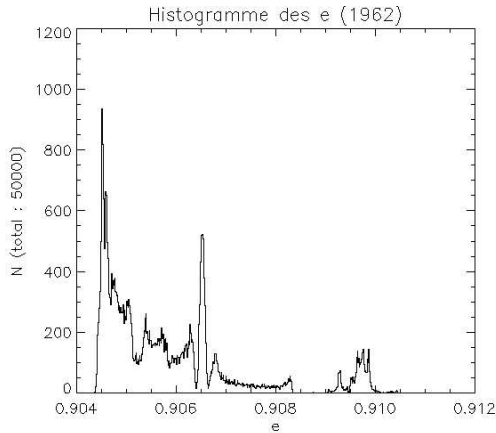


FIG. 3.46 – Répartition des excentricités du courant de 1767 ($[0.5; 1] \text{ mm}$), en 1962

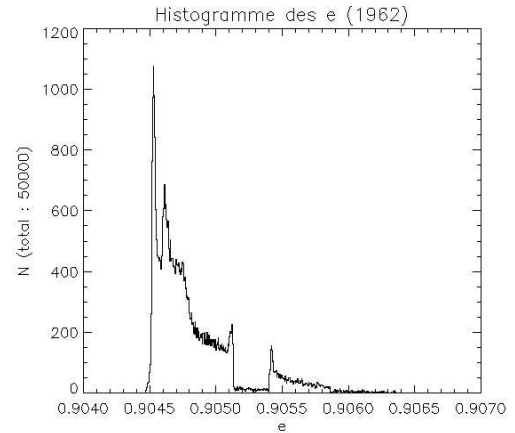


FIG. 3.47 – Répartition des excentricités du courant de 1767 ($[5; 10] \text{ mm}$), en 1962

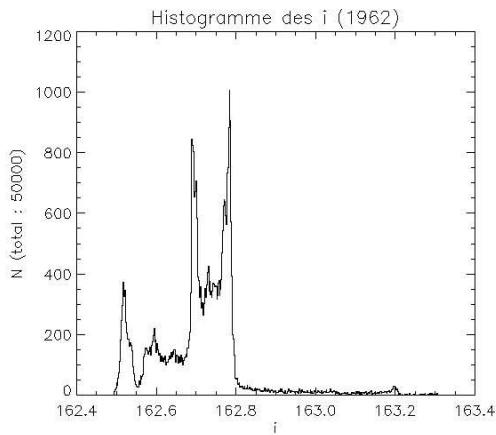


FIG. 3.48 – Répartition des inclinaisons du courant de 1767 ($[0.5; 1] \text{ mm}$), en 1962

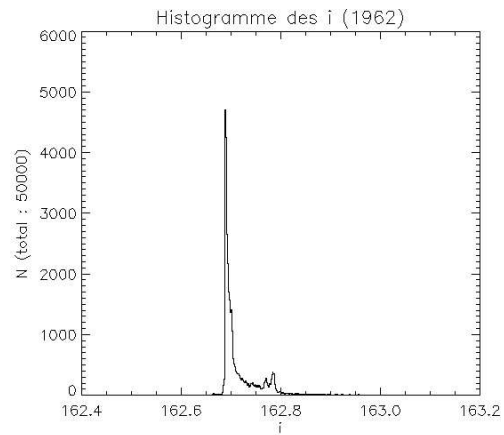


FIG. 3.49 – Répartition des inclinaisons du courant de 1767 ($[5; 10] \text{ mm}$), en 1962

(pour une masse volumique de 2000 kg.m^{-3}).

Les particules de rayon inférieur à 0.5 mm sont très en retard sur les autres. Ceci explique qu'au fil des ans suivant le retour de la comète, les pluies sont de moins en moins riches en météores brillants.

En regard des figures précédentes, il est clair que l'évolution d'un courant donné dépend des tailles de particules qui le composent. Le premier point important est que l'étendue du courant sera différente. De ce fait, les rencontres proches avec les planètes auront un effet beaucoup plus global sur un courant fait de grosses particules.

Cependant, on peut aussi noter une constante indépendante de la taille : tous les courants sont plus ou moins fracturés. Voyons maintenant la cause de ces fractures.

3.2.5 Importance de la Terre

Les lacunes dans les courants sont causées par les rencontres proches avec la Terre. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer les figures 3.50 à 3.57, qui représentent le courant de 1767 pour des rayons compris entre 0.1 et 0.5 mm , intégré sans prendre en compte la Terre (comparer avec les figures 3.13 à 3.32).

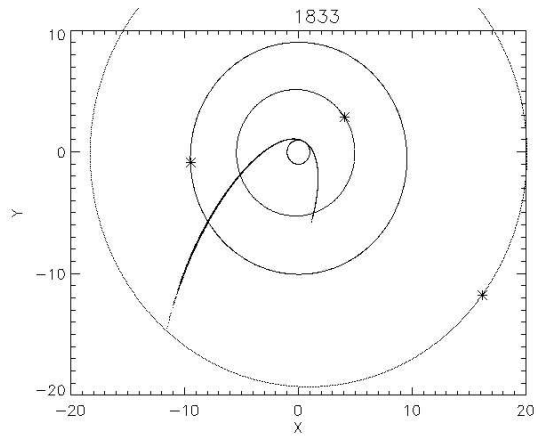


FIG. 3.50 – Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 1833. Comparer avec la figure 3.13

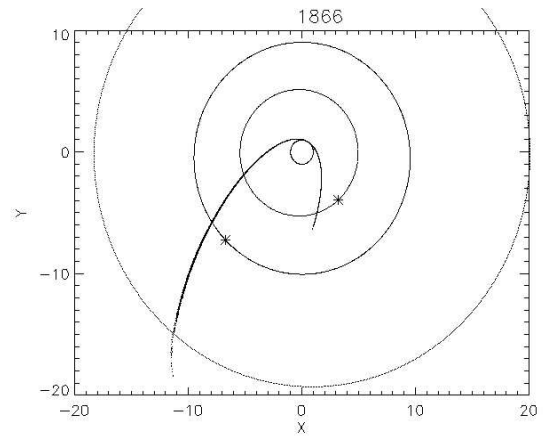


FIG. 3.51 – Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 1866. Comparer avec la figure 3.15

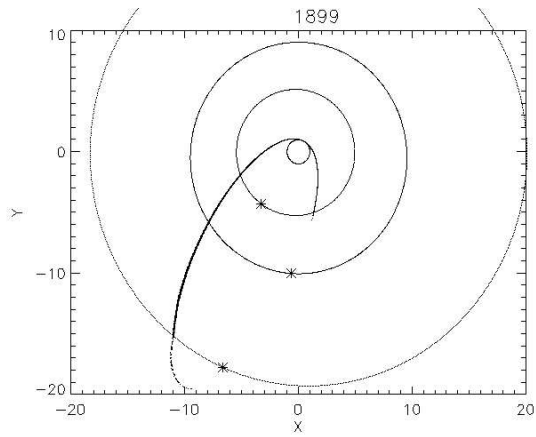


FIG. 3.52 – Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 1899. Comparer avec la figure 3.17

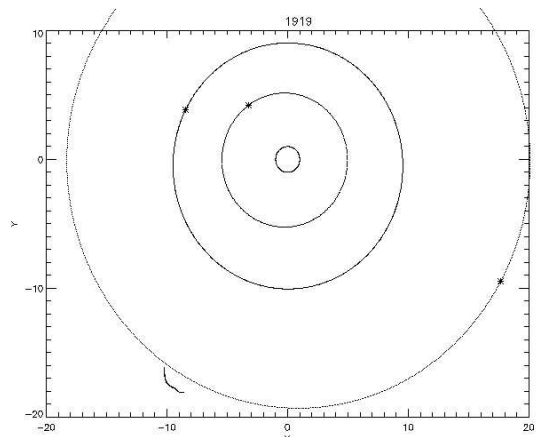


FIG. 3.53 – Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 1919. Comparer avec la figure 3.19

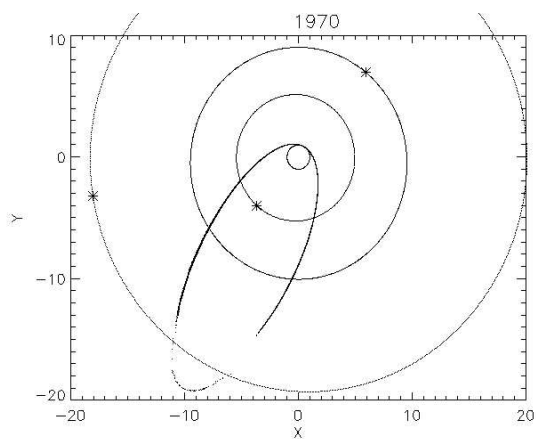


FIG. 3.54 – Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 1970. Comparer avec la figure 3.23

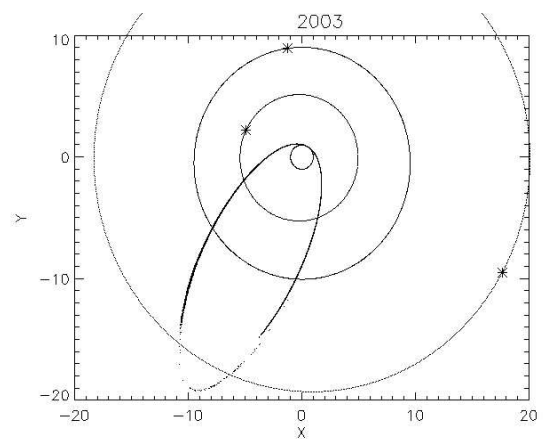


FIG. 3.55 – Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 2003. Comparer avec la figure 3.29

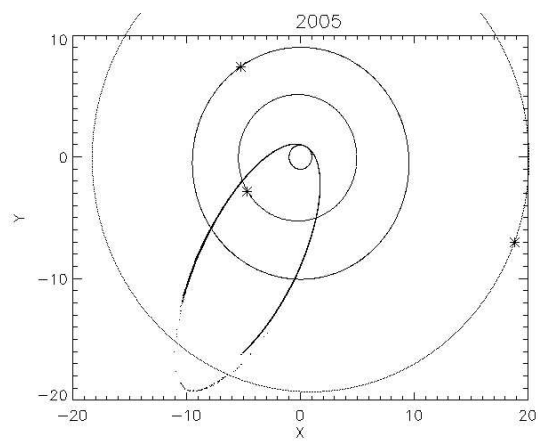


FIG. 3.56 – Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 2005. Comparer avec la figure 3.31

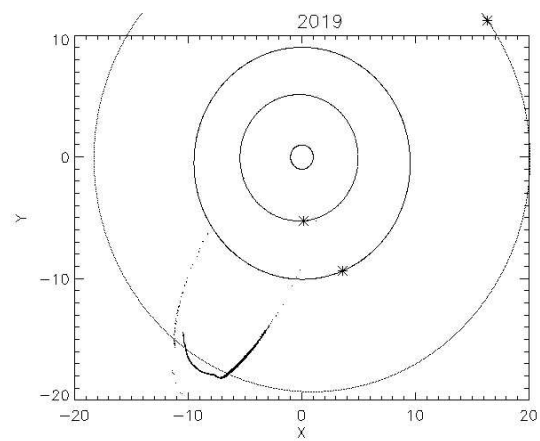


FIG. 3.57 – Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 2019. Comparer avec la figure 3.32

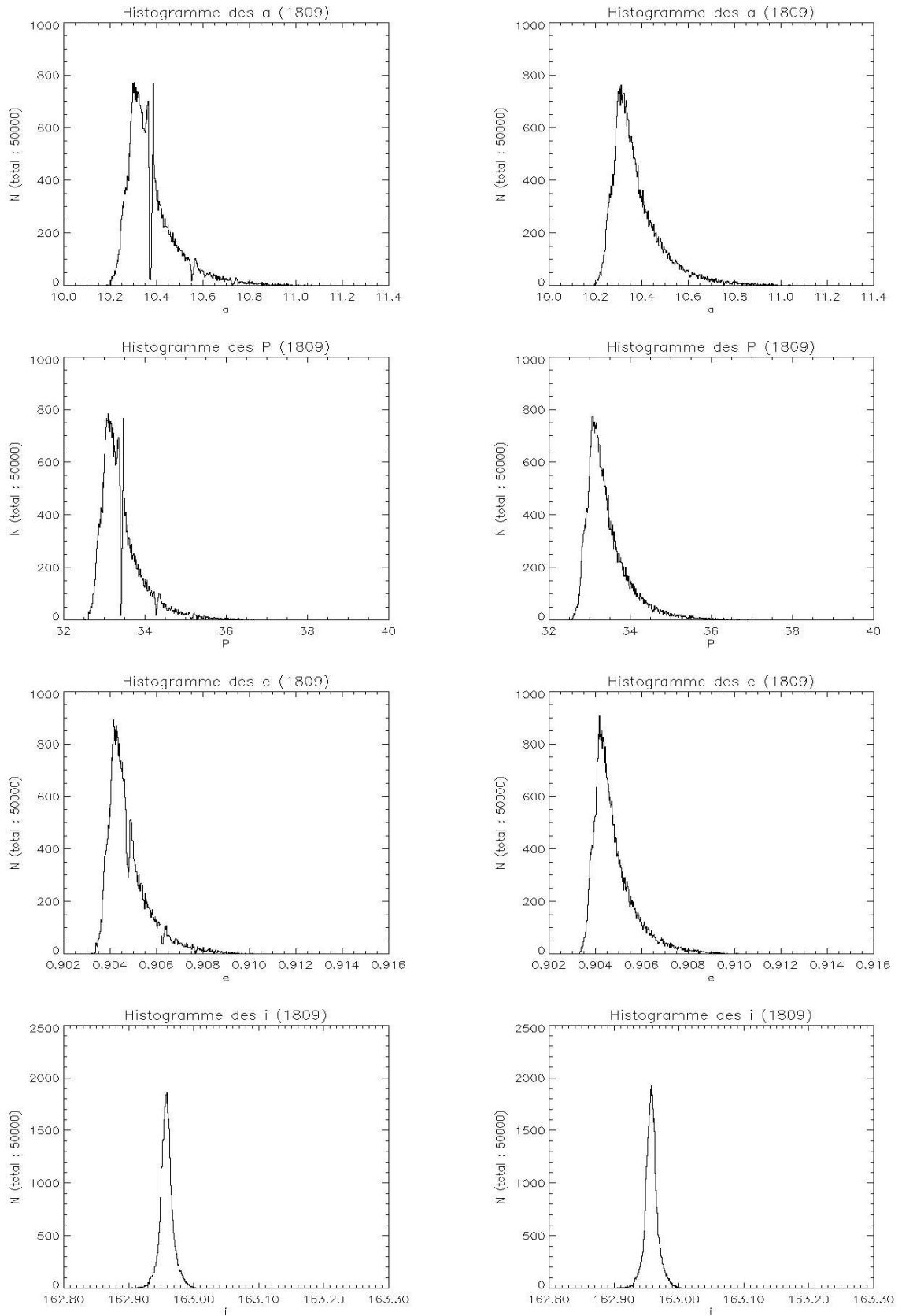


FIG. 3.58 – Éléments orbitaux (a, P, e, i) du courant de 1767 ($[0.1; 0.5] mm$) en 1809. À gauche avec la Terre, à droite sans la Terre

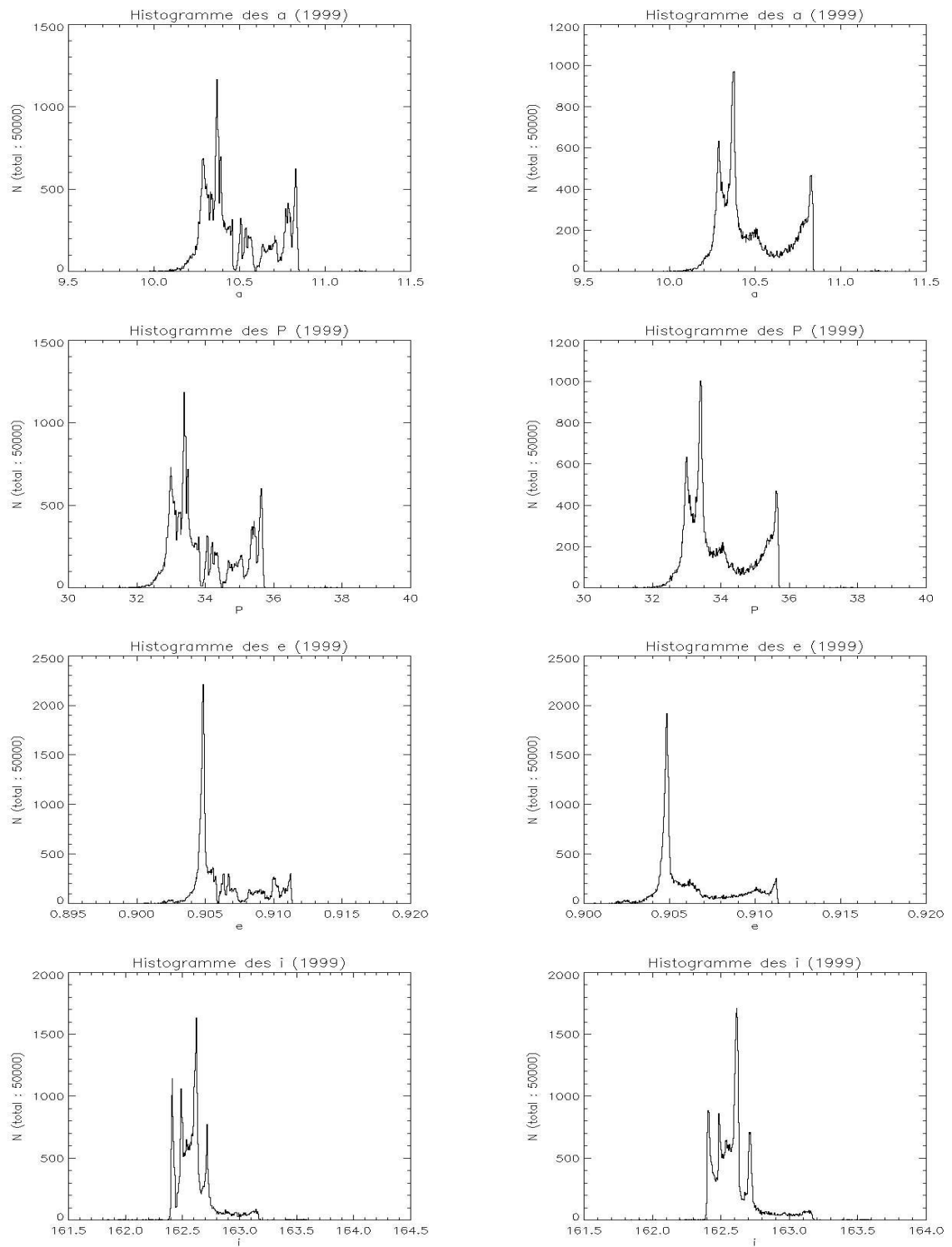


FIG. 3.59 – Éléments orbitaux (a, P, e, i) du courant de 1767 ($[0.1; 0.5] mm$) en 1999. À gauche avec la Terre, à droite sans la Terre

Nous voyons qu'en absence de la Terre, les courants sont perturbés (par les autres planètes) mais non fractionnés. En raison de la vitesse relative des météoroïdes et de la Terre qui atteint 71 km.s^{-1} , les rencontres proches avec la Terre ne sont pas suffisantes pour éjecter les particules sur des orbites très différentes de celle de la comète parente, ou elliptiques. Bien que le programme ait une détection automatique de telles éjections causées par les rencontres proches avec les planètes, nous n'en avons jamais observé.

Dans l'espace des éléments orbitaux (figure 3.58 et 3.59), la trace de la Terre apparaît encore sous forme de fractures ou crevasses dans les distributions. Les perturbations par les autres planètes sont nettement visibles, mais en aucun cas ne provoquent des lacunes, comme le fait la Terre.

Les figures 3.60 à 3.63 montrent l'ampleur des lacunes dans le courant de particules de rayon compris dans l'intervalle $[0.5; 1] \text{ mm}$.

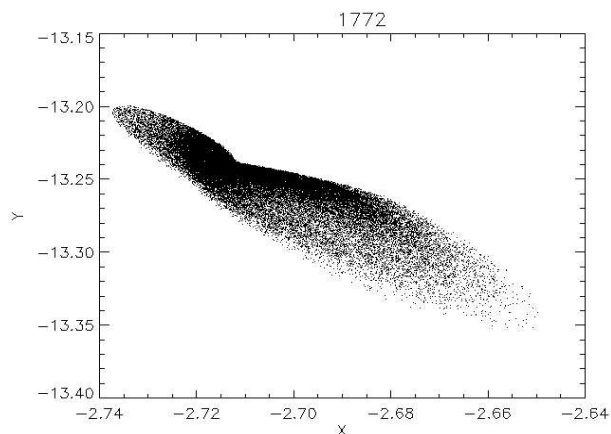


FIG. 3.60 – Courant de 1767, vu en 1772 : juste après l'éjection (particules de rayon compris dans l'intervalle $[0.5; 1] \text{ mm}$).

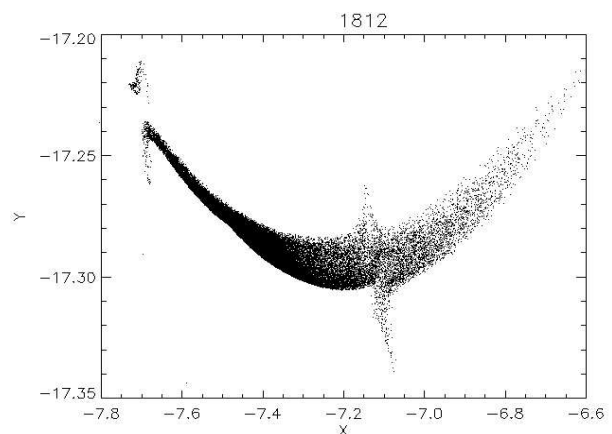


FIG. 3.61 – Courant de 1767, vu en 1812 : Les premières perturbations suite au premier retour au périhélie sont déjà visibles.

Si la présence de lacunes est fréquente (voir figures 3.64 et 3.65), elle n'est pas obligatoire, tant que le courant est relativement jeune. La figure 3.66 montre le courant de 1866 sans lacune après quatre révolutions. Le courant éjecté au périhélie suivant (1899) en présente pourtant, après le même nombre de révolution (voir figure 3.67).

Nous voyons donc que, même si des similitudes entre courants peuvent être établies, l'histoire de chacun est unique. Ceci provient des changements orbitaux du corps parent, mais aussi de la configuration planétaire au moment de l'éjection et pendant les quelques premières révolutions.

Pourtant, des traces de futures fractures peuvent être reconnues dans les éléments orbitaux du courant de 1866. Les figures 3.68 à 3.71 montrent la répartition de ses éléments. On peut nettement distinguer deux populations différentes, suite aux rencontres proches avec la Terre.

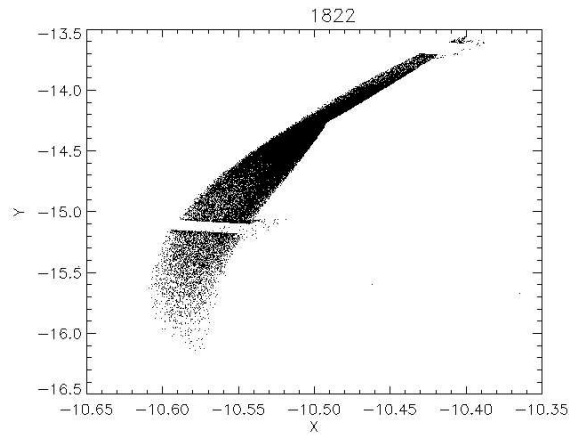


FIG. 3.62 – Courant de 1767, vu en 1822 : le passage de la Terre à proximité du courant en 1799 et 1800 a induit des lacunes. La trajectoire de la Terre est bien reconnaissable, même si elle n'a pas physiquement traversé le courant.

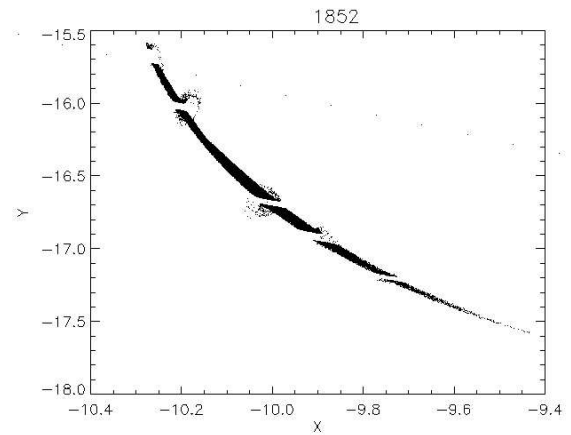


FIG. 3.63 – Courant de 1767, vu en 1852 : Après plusieurs passages au périhélie, le courant est perturbé à plusieurs endroits.

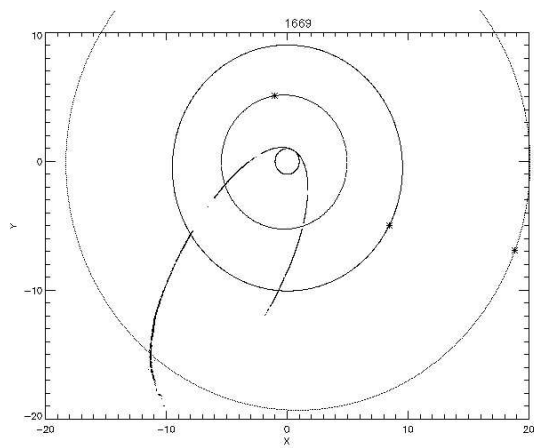


FIG. 3.64 – Courant de 1499, vu en 1669 : des cassures sont visibles dans le courant

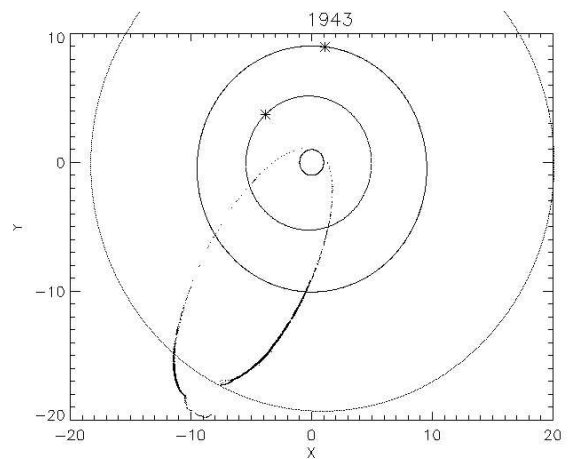


FIG. 3.65 – Courant de 1733, vu en 1943 : le courant est séparé en deux.

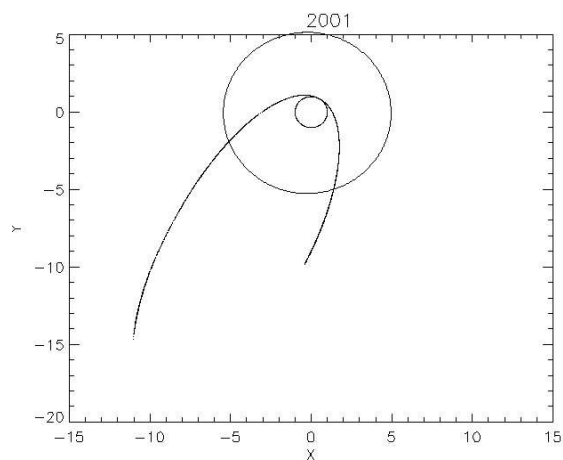


FIG. 3.66 – Courant de 1866, vu en 2001 : le courant ne présente pas de lacune après quatre révolutions.

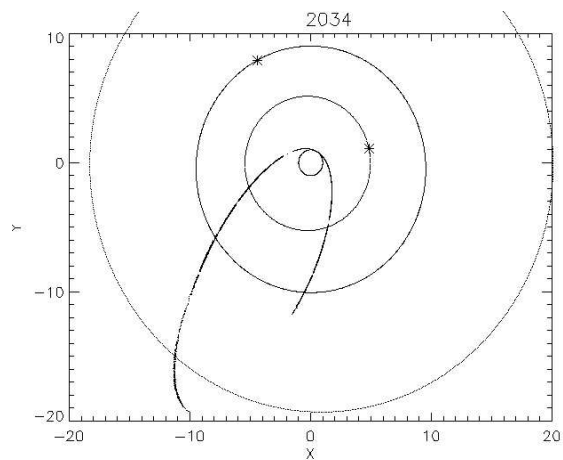


FIG. 3.67 – Courant de 1899, vu en 2034 : avec le même nombre de révolution que le courant de la figure 3.66, celui de 1899 présente ici quelques fractures. L'histoire de chaque courant est unique.

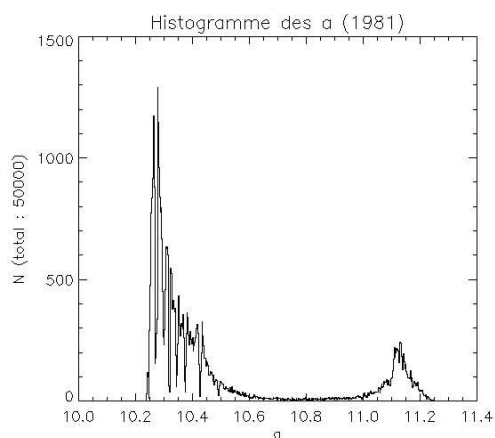


FIG. 3.68 – Répartition des demi-grand axes du courant de 1866, en 1981

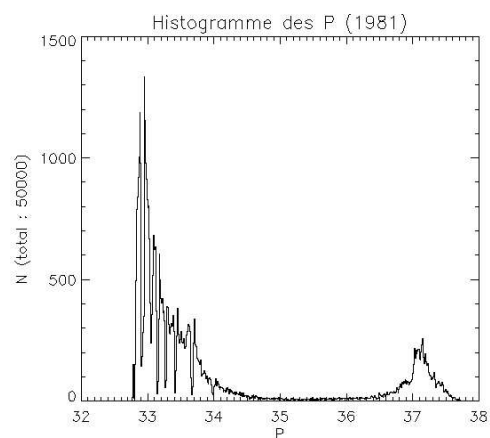


FIG. 3.69 – Répartition des périodes du courant de 1866, en 1981

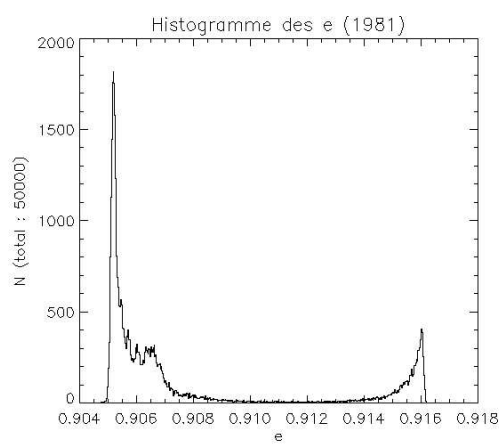


FIG. 3.70 – Répartition des excentricités du courant de 1866, en 1981

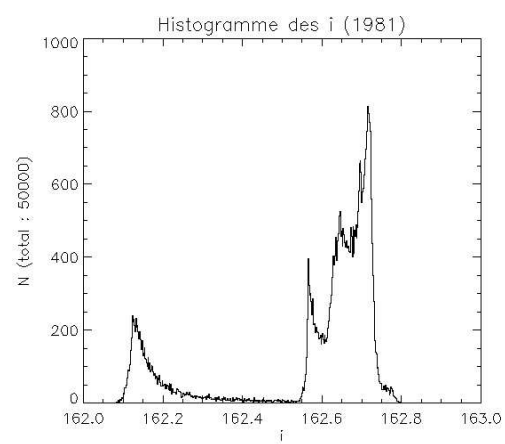


FIG. 3.71 – Répartition des inclinaisons du courant de 1866, en 1981

3.2.6 Importance des lacunes pour la prévision des pluies

Il est évident que la présence ou non de lacunes dans un courant donné va être primordiale pour pouvoir faire des prévisions de pluies météoritiques. En effet, même si le corps parent avait son nœud descendant (ou ascendant suivant le cas) proche de la Terre, il suffit que la Terre passe dans une lacune du courant pour que rien ne soit observé.

Cependant, l'absence de lacunes ne signifie pas qu'une pluie de météores apparaîtra tant que des particules passeront au nœud. Encore une fois, c'est la distance du nœud à l'orbite terrestre qui importe (voir partie III).

Dans leur étude, Scholl & Froeschlé (1988) ont eux aussi décelé la présence de divisions dans les courants, mais celles-ci sont de nature différente. En effet, elles résultent de la présence de particules de chaque côté d'une forte résonance avec Jupiter (2 : 1). Ces brisures sont aussi visibles à long terme seulement, alors qu'ici une seule révolution peut suffire.

Wu & Williams (1995) au contraire ont décelé des carences dans les orbites des Perséides, suite au piégeage dans les résonances. L'effet est aussi rapide (150 ans, comparé aux 120-130 ans de période pour la comète).

Notons que l'existence de ces lacunes a été diffusée à la conférence annuelle de l'IMO (Vaubillon, 2002a), alors que David Asher présentait le même genre de résultats (McNaught & Asher, 2002).

3.2.7 Coexistence de plusieurs courants

Le retour de la comète au périhélie engendre la naissance d'un nouveau courant, qui va coexister avec les précédents. Les figures 3.72 à 3.77 montrent l'évolution des courants de 1733 et 1767 en même temps.

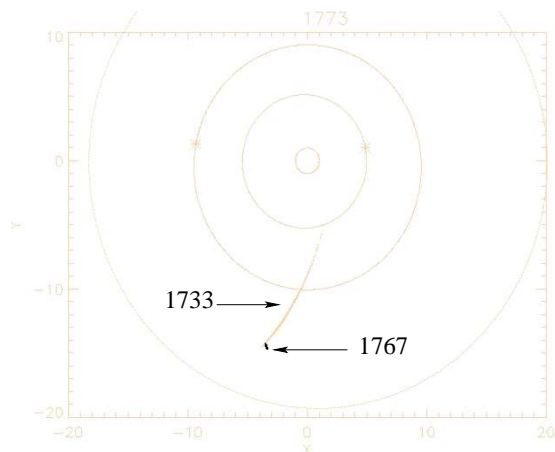


FIG. 3.72 – Les courants de 1733 et 1767, vus en 1773. Le courant de 1767 (en noir) est fraîchement éjecté et n'est pas encore dispersé le long de l'orbite du corps parent (position : $[-4; -14]$).

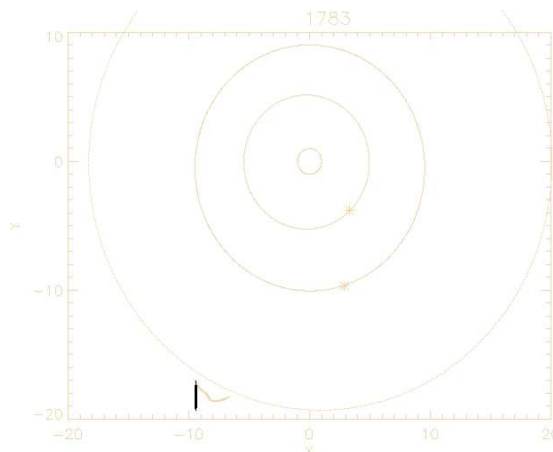


FIG. 3.73 – Les courants de 1733 et 1767, vus en 1783. Alors que le courant de 1733 est déjà bien perturbé, celui de 1767 commence à s'étendre par le jeu des différences de demi-grand axe.

On peut voir à quel point la diffusion des particules le long d'une orbite similaire à celle du corps parent se fait à l'approche de l'aphélie. Par la suite, chaque courant est indépendant l'un de l'autre, mais, pour des conditions d'éjection similaires, leurs histoires globales restent similaires.

Les différences visibles pour deux courants très proches l'un de l'autre (du point de vue de l'évolution) interviennent par exemple lors des rencontres proches avec la Terre par exemple. Si

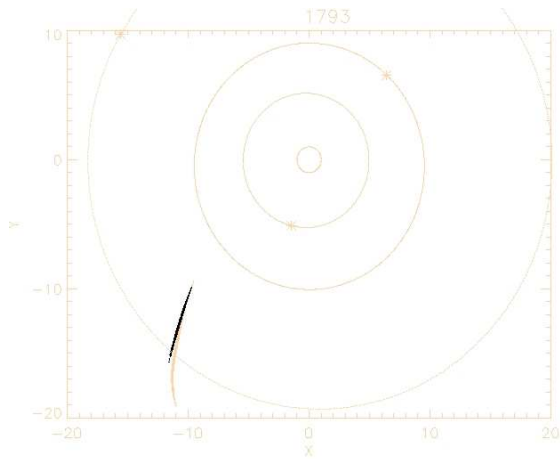


FIG. 3.74 – Les courants de 1733 et 1767, vus en 1793. Le courant de 1767 rejoint celui de 1733 en s'étirant le long de l'orbite parente.

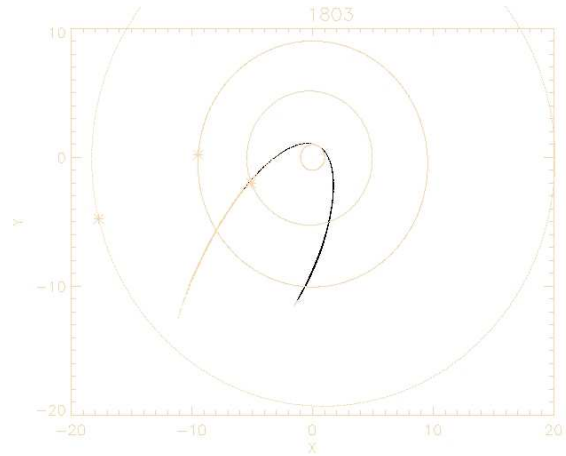


FIG. 3.75 – Les courants de 1733 et 1767, vus en 1803. Les deux courants semblent confondus

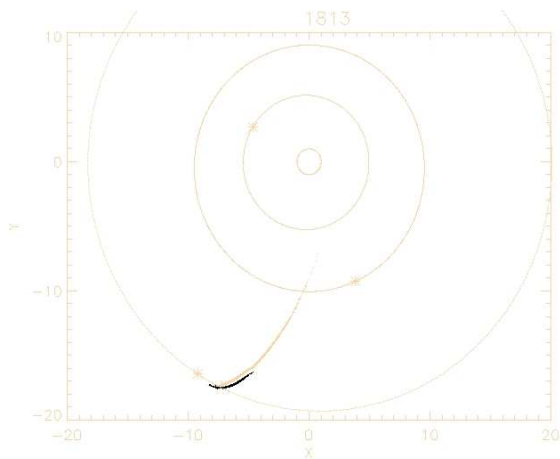


FIG. 3.76 – Les courants de 1733 et 1767, vus en 1813. La séparation entre les deux courants est plus nette à l'aphélie, lorsque les vitesses sont faibles.

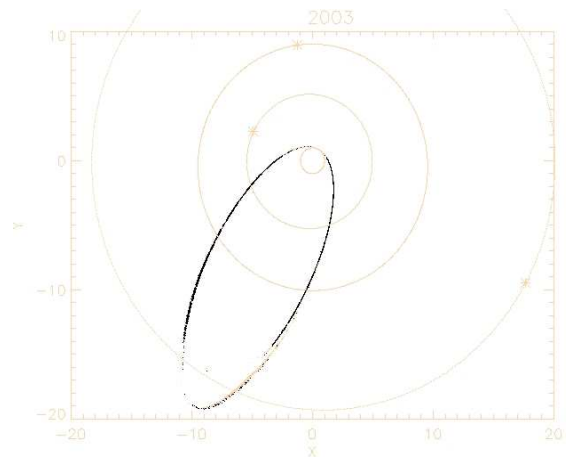


FIG. 3.77 – Les courants de 1733 et 1767, vus en 2003. Les deux courants s'étendent le long d'orbites similaires à celle du corps parent. Malgré tout, chacun est indépendant et possède sa propre histoire.

l'un présente des lacunes nettes, l'autre aura plutôt un aspect continu. Ceci dépend de la distance à laquelle la Terre croise le courant. Par contre, les rencontres avec les autres planètes (Saturne, Jupiter et Uranus) sont beaucoup moins proches qu'avec la Terre, et auront le même effet sur les deux courants, car leur étendue sera similaire.

3.3 Évolution d'un essaim à moyen terme : celui de 1333

3.3.1 Influence du moyen terme

L'essaim de 1333 a été responsable de la pluie inattendue de 1998 (Asher et al., 1999a,b).

Les figures 3.78 à 3.88 montrent l'évolution de ce nuage pour des tailles comprises entre $[0.1; 0.5] \text{ mm}$ et $[1; 5] \text{ mm}$.

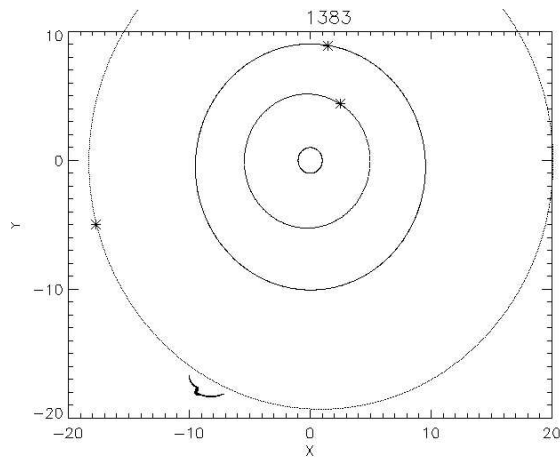


FIG. 3.78 – Courant de 1333, vu en 1383 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$). Après une révolution, le courant est déjà perturbé.

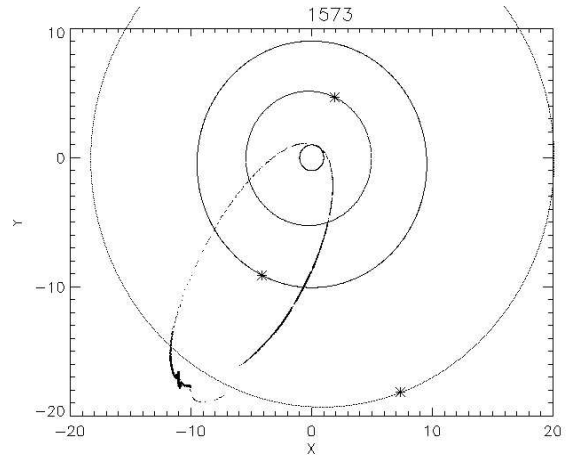


FIG. 3.79 – Courant de 1333, vu en 1573 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$). Après sept révolutions le courant est scindé en deux. La «tête» rattrape la «queue»

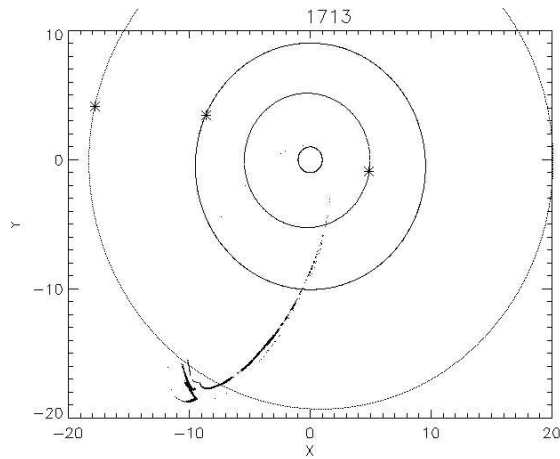


FIG. 3.80 – Courant de 1333, vu en 1713 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$). Après 11 révolutions, la tête et la queue deviennent difficilement discernables. Ici à l'aphélie, la tête est la partie ayant l'ordonnée la plus grande.

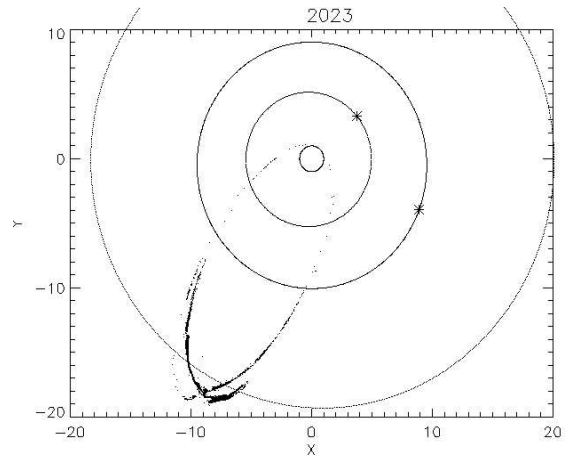


FIG. 3.81 – Courant de 1333, vu en 2023 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$). Après une vingtaine de révolutions on assiste à un croisement de deux parties du courant.

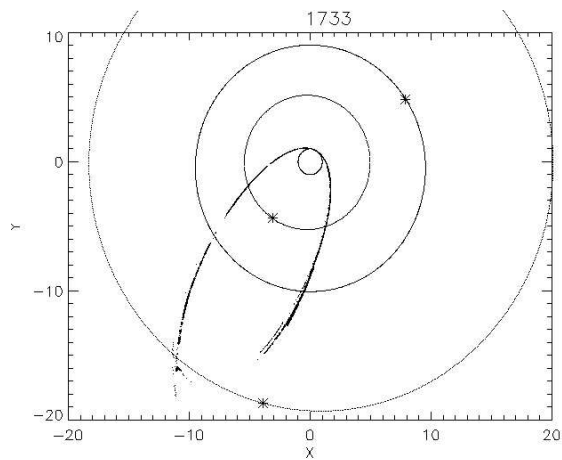


FIG. 3.82 – Courant de 1333, vu en 1733 ([0.1; 0.5] mm).

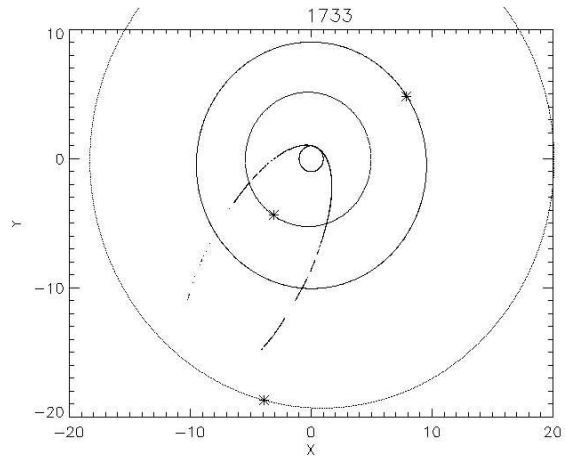


FIG. 3.83 – Courant de 1333, vu en 1733 ([1; 5] mm). Il existe dans ce courant des fractures qui n'existent pas dans celui composé de particules plus petites (coordonnées de la lacune : [-2; -12]; comparer avec la figure 3.82)

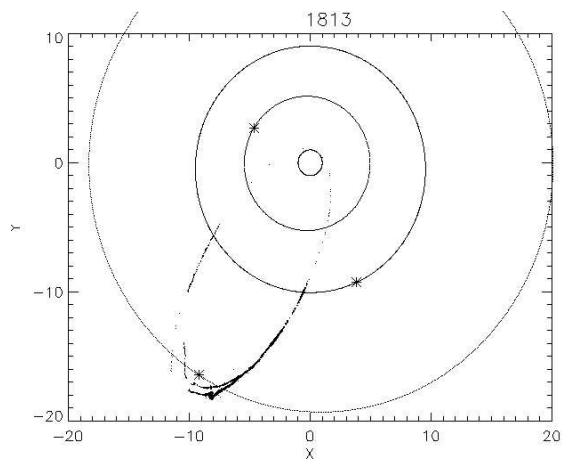


FIG. 3.84 – Courant de 1333, vu en 1813 ([0.1; 0.5] mm). Rencontre proche avec Uranus

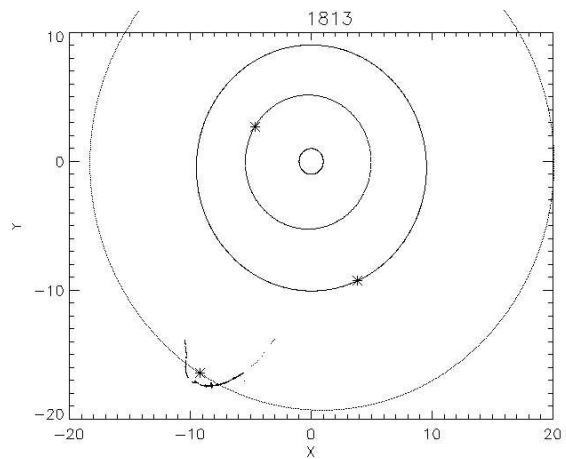


FIG. 3.85 – Courant de 1333, vu en 1813 ([1; 5] mm). La rencontre proche avec Uranus concerne toutes les tailles

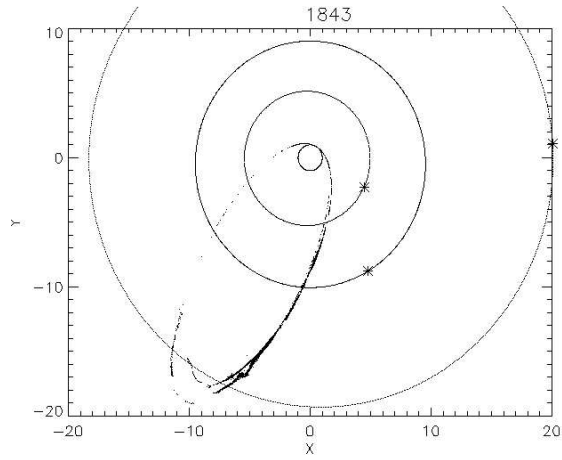


FIG. 3.86 – Courant de 1333, vu en 1843 ([0.1; 0.5] mm). Après 15 révolutions le courant principal s'est scindé en trois parties.

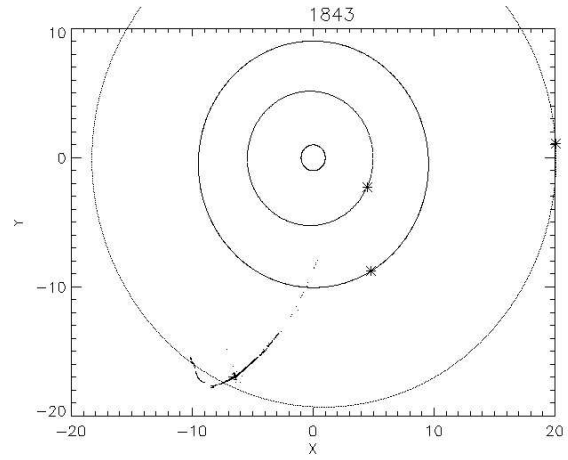


FIG. 3.87 – Courant de 1333, vu en 1843 ([1; 5] mm). Le courant de grosses particules est lui aussi très perturbé.

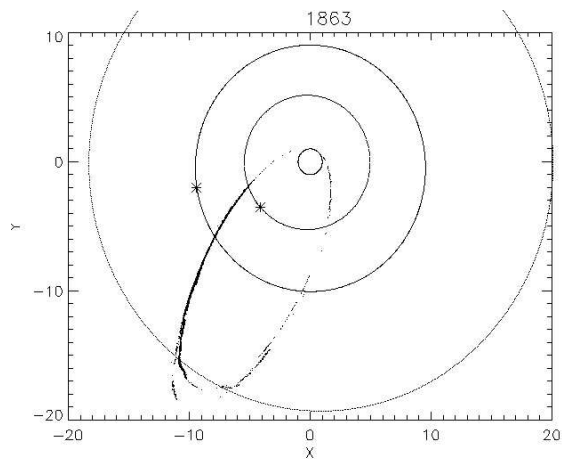


FIG. 3.88 – Courant de 1333, vu en 1863 ([0.1; 0.5] mm). Les trois parties du courant visibles sur la figure 3.86 deviennent indiscernable lors du retour vers le périhélie, mais ceci n'est qu'un artefact de la visualisation

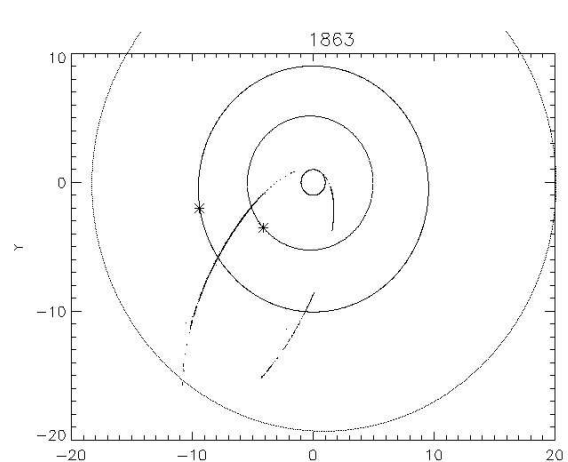


FIG. 3.89 – Courant de 1333, vu en 1863 ([1; 5] mm). Les grosses particules remplissent toute l'orbite après une quinzaine de révolutions.

Nous voyons que le courant est perturbé dès le début de son histoire (figure 3.78). Le courant de petites particules est plus facilement perturbé à cause de son extension. De même, (figure 3.78) les vitesses d'éjection et les facteurs β étant supérieurs à ceux des particules plus grosses, ce courant remplit l'orbite cométaire plus rapidement (comparer les figures 3.78 et 3.89).

Ce qui est remarquable dans l'évolution du courant de petites particules, c'est que le courant principal se divise en plusieurs sous-courants suite aux perturbations différentielles le long de l'orbite cométaire (voir figure 3.79). Après un nombre suffisant de révolutions, la «tête» (partie du courant, qui au départ était la plus proche du corps parent) rattrape la «queue» (partie la plus éloignée). Avec la multiplication de cet effet au cours du temps, la structure du courant devient de plus en plus complexe (figure 3.81), et peut donner naissance à plusieurs sous-courants (figure 3.86).

L'évolution du courant composé de grosses particules est plus simple car son extension est moindre. Mais le jeu des perturbations différentielles finissent aussi par diviser le courant principal en sous-courants (figure 3.89). La dispersion des petites particules (figure 3.82) masque une lacune apparaissant dans le courant des grosses particules (figure 3.83)

La figure 3.90 montre la répartition des éléments orbitaux en fin d'intégration (2043) pour les particules de $[0.1; 0.5] mm$ et $[1; 5] mm$. Sur le moyen terme, aucune caractéristique nouvelle n'est recensée de ce point de vue.

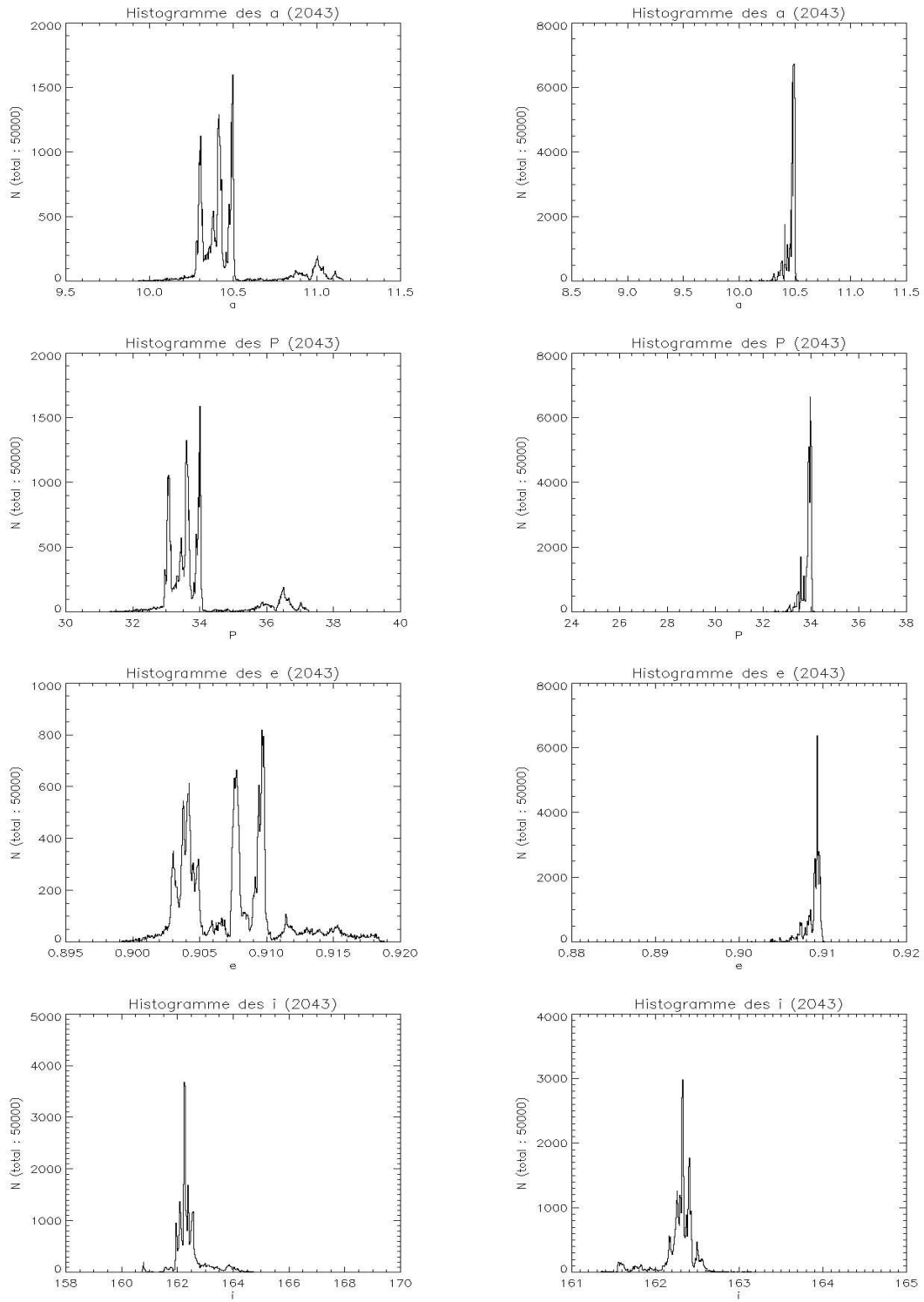


FIG. 3.90 – Répartition des éléments orbitaux (a, P, e, i) du courant de 1333 en 2043 pour les particules de $[0.1; 0.5]$ mm à gauche et $[1; 5]$ mm à droite

3.3.2 Comparaison avec un autre courant

La question est maintenant de savoir si l'évolution des courants de 1767 et 1333 peut être considérée comme représentative des courants en général, ou si ces nuages sont des cas particuliers.

Les figures 3.91 à 3.94 montrent l'évolution du courant de 1499. Toutes les caractéristiques déjà citées sont aussi présentes dans ce courant.

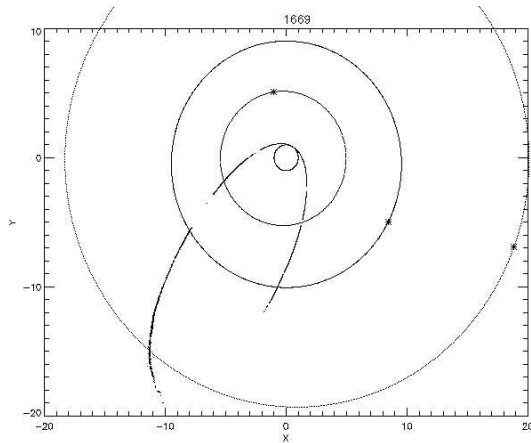


FIG. 3.91 – Courant de 1499, vu en 1669 ($[0.1; 0.5] mm$). Les lacunes caractéristiques apparaissent.

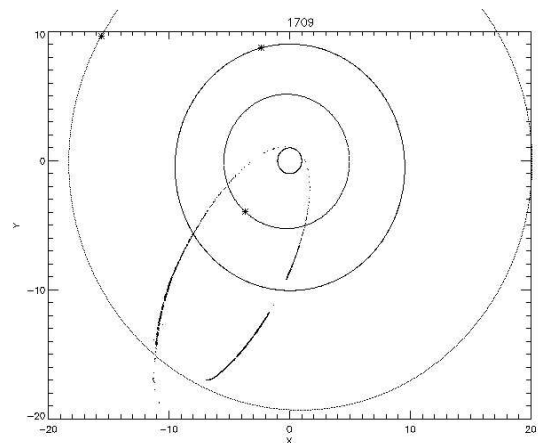


FIG. 3.92 – Courant de 1499, vu en 1709 ($[0.1; 0.5] mm$). Le courant se sépare en deux sous-courants.

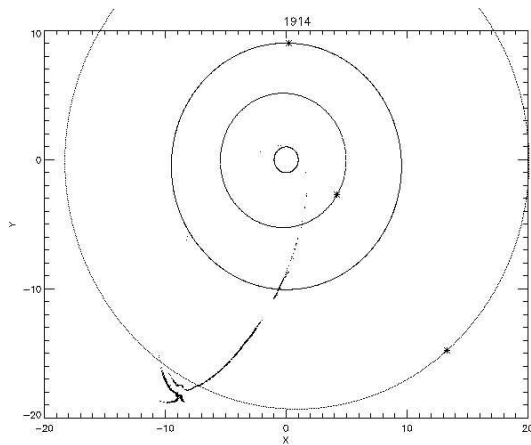


FIG. 3.93 – Courant de 1499, vu en 1914 ($[0.1; 0.5] mm$). Le courant principal est séparé en trois sous-courants.

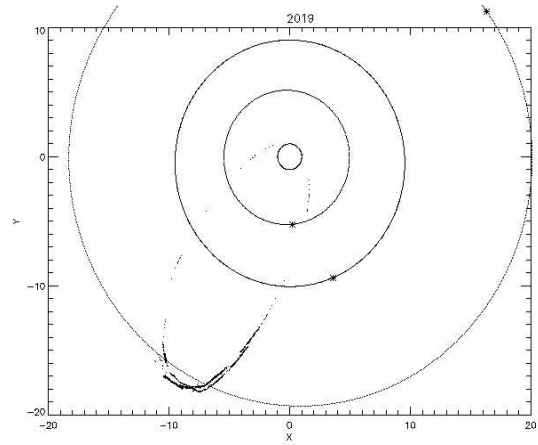


FIG. 3.94 – Courant de 1499, vu en 2019 ($[0.1; 0.5] mm$) : croisement de sous-courants à l'aphélie.

3.4 Évolution d'un essaim à «long terme» : celui de 604

Le sens de «long terme» doit être précisé ici. Comme nous l'avons dit, notre but n'est pas d'avoir une idée de ce qu'il se passe sur quelques millions d'années, mais plutôt sur quelques centaines, voire quelques milliers. Le courant considéré ici a été intégré de 604 à 2984.

Les résultats sont présentés dans les figures 3.95 à 3.136

3.4.1 Évolution des grosses particules : $[1; 5] mm$

Sachant que les petites particules sont diffusées facilement, nous nous sommes d'abord intéressés aux grosses, pour voir comment varie leur évolution sur des longues périodes.

Les caractéristiques déjà rencontrées sont aussi présentes dans ce courant, c'est pourquoi nous ne nous étendrons pas sur le sujet (voir figures 3.95 à 3.96).

Par contre, le courant a une rencontre proche avec Saturne entre 1187 et 1188, détaillée sur les figures 3.99 à 3.110. On voit que la perturbation agit beaucoup dans la direction perpendiculaire à l'écliptique. Les éléments orbitaux sont dispersés en très peu de temps (voir en particulier les échelles des figures 3.111 à 3.118).

Par la suite, les particules continuent lentement leur diffusion, jusqu'à remplir complètement l'orbite principale (figure 3.98). Malgré tout, avec les jeux des différentes périodes, il arrive que des lacunes se forment dans le tore, comme en 1644 (figure 3.97). Mais ces formations ne subsistent pas.

Il faut entre trente et quarante révolutions pour que le courant ne présente plus d'hétérogénéités clairement apparentes. Ensuite, le tore s'élargit lentement.

Les distributions des éléments orbitaux en fin d'intégration sont présentées dans les figures 3.119 à 3.122.

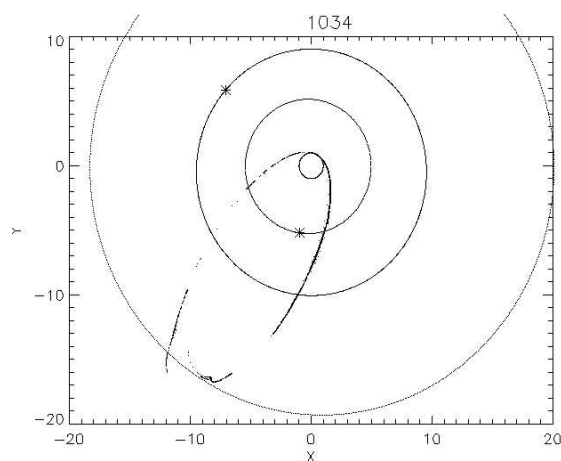


FIG. 3.95 – Courant de 604, vu en 1034 ($[1; 5] mm$). Les particules bouclent l'orbite.

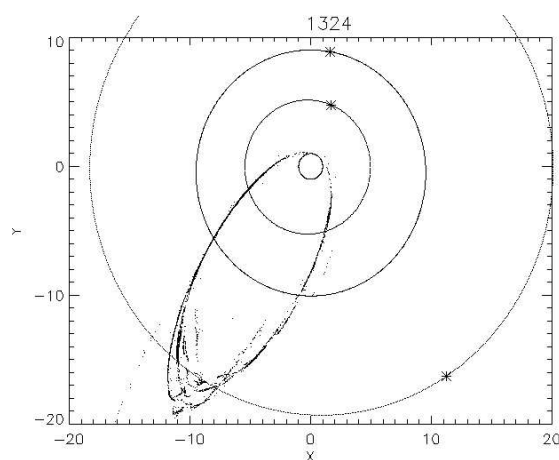


FIG. 3.96 – Courant de 604, vu en 1324 ($[1; 5] mm$). Le courant principal s'est scindé en plusieurs parties dont les aphélie sont décalés.

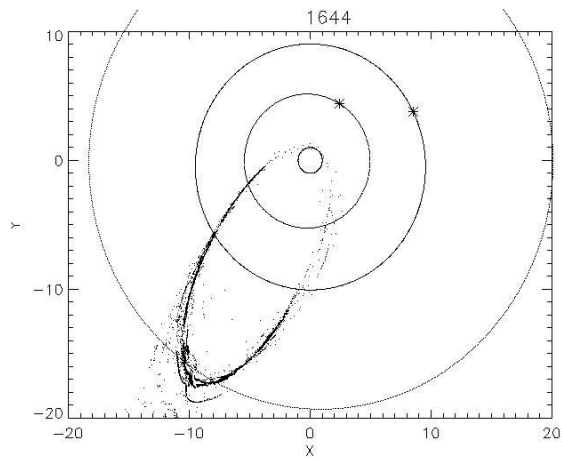


FIG. 3.97 – Courant de 604, vu en 1644 ($[1; 5] mm$). Malgré la dispersion des particules qui remplissent l'orbite, des lacunes éphémères peuvent apparaître par le jeu des différentes périodes.

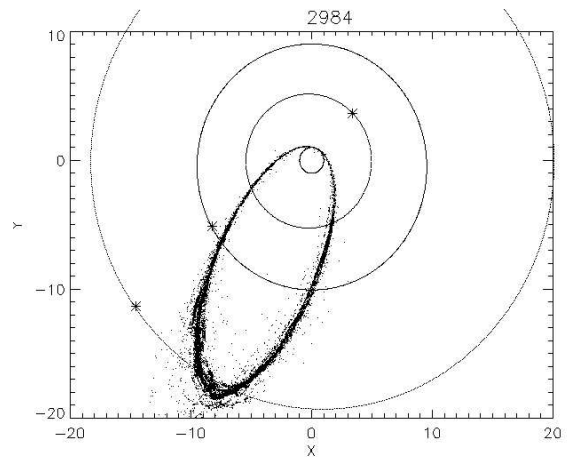


FIG. 3.98 – Courant de 604, vu en 2984 ($[1; 5] mm$). Le courant s'est très élargi et forme un tore diffus. Des particules passent en permanence au voisinage de la Terre, contribuant par là-même aux météores annuels.

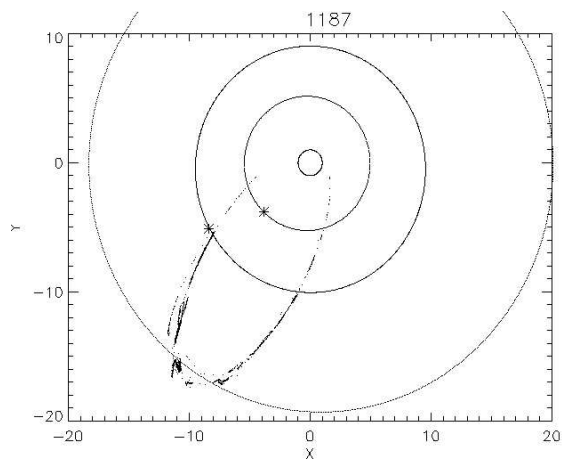


FIG. 3.99 – Courant de 604, vu en 1187 ($[1; 5] mm$)

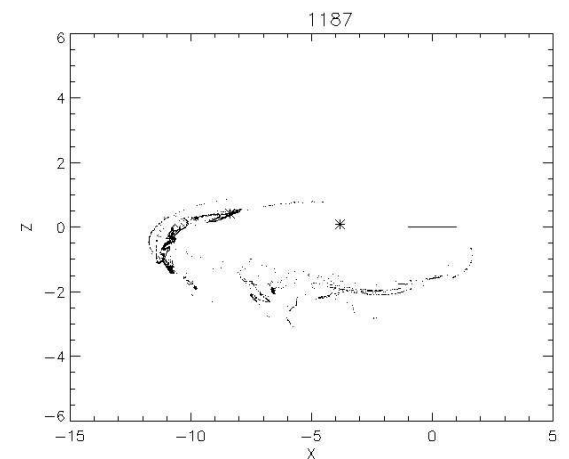


FIG. 3.100 – Courant de 604, vu en 1187 selon (xOz) ($[1; 5] mm$).

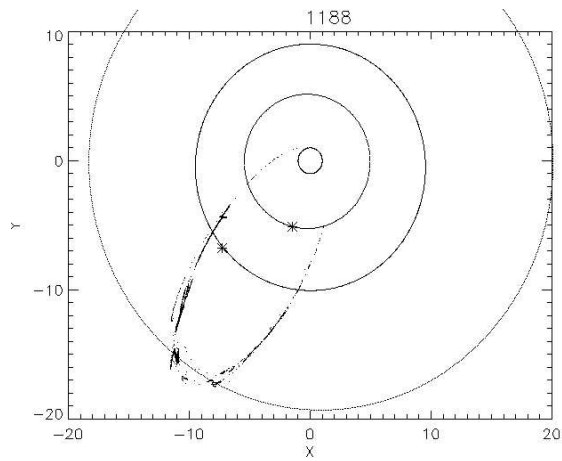


FIG. 3.101 – Courant de 604, vu en 1188 ([1; 5] mm).

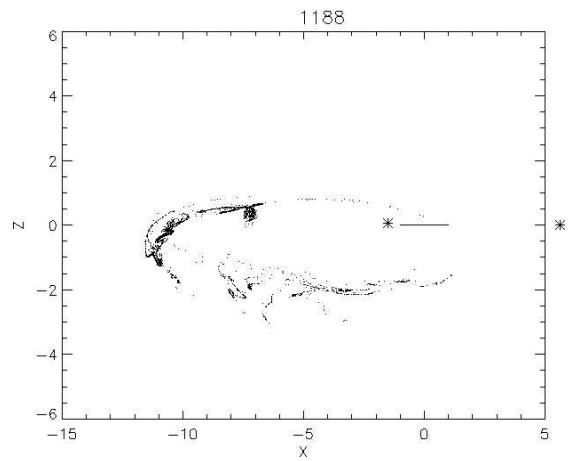


FIG. 3.102 – Courant de 604, vu en 1188 selon (xOz) ([1; 5] mm).

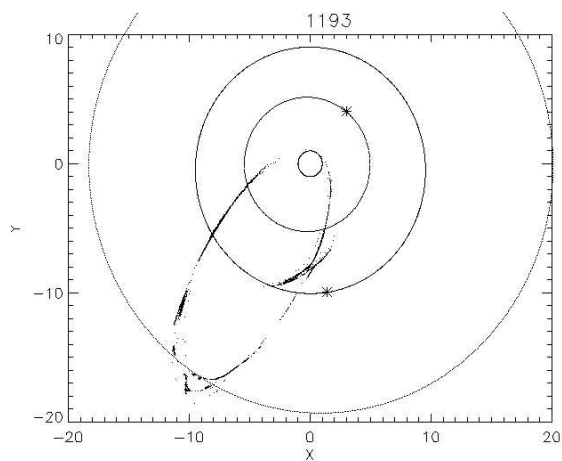


FIG. 3.103 – Courant de 604, vu en 1193 ([1; 5] mm).

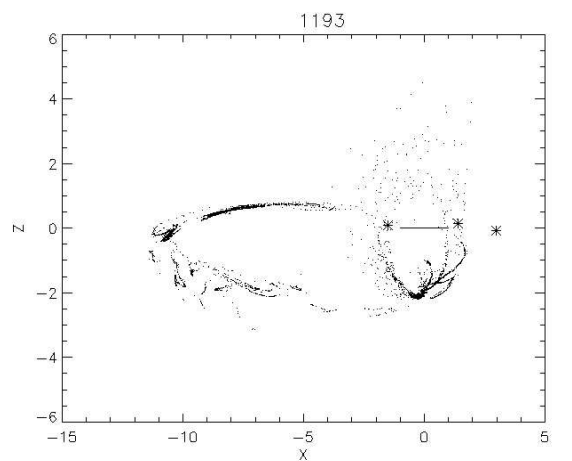


FIG. 3.104 – Courant de 604, vu en 1193 selon (xOz) ([1; 5] mm).

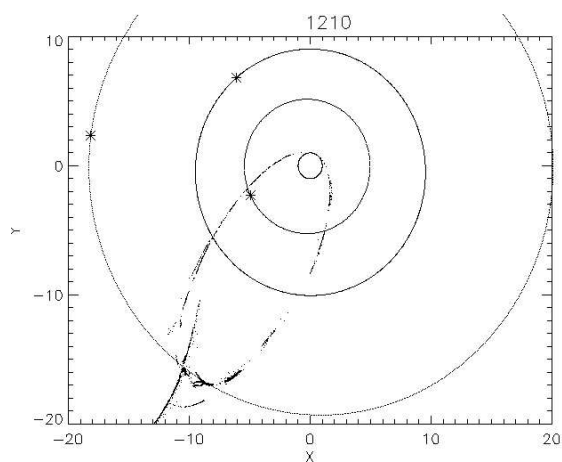


FIG. 3.105 – Courant de 604, vu en 1210 ([1; 5] mm).

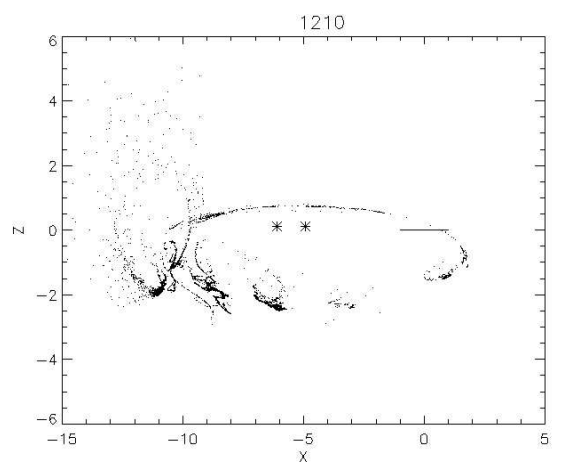


FIG. 3.106 – Courant de 604, vu en 1210 selon (xOz) ([1; 5] mm).

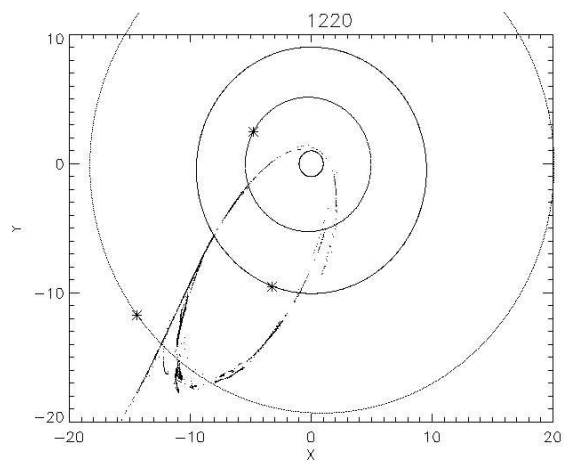


FIG. 3.107 – Courant de 604, vu en 1220 ([1; 5] mm).

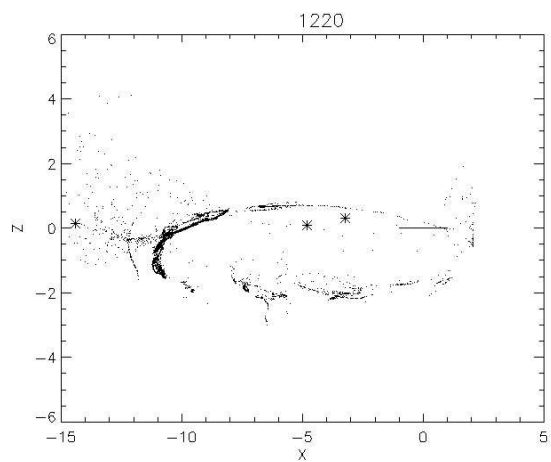


FIG. 3.108 – Courant de 604, vu en 1220 selon (xOz) ([1; 5] mm).

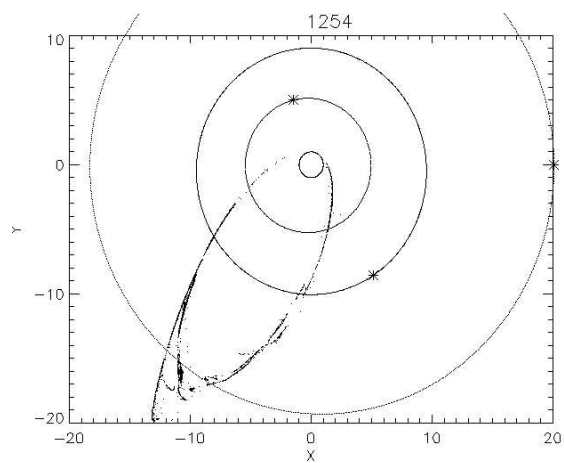


FIG. 3.109 – Courant de 604, vu en 1254 ([1; 5] mm).

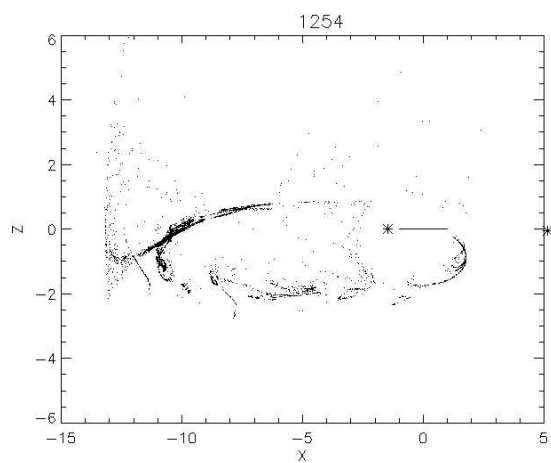


FIG. 3.110 – Courant de 604, vu en 1254 selon (xOz) ([1; 5] mm).

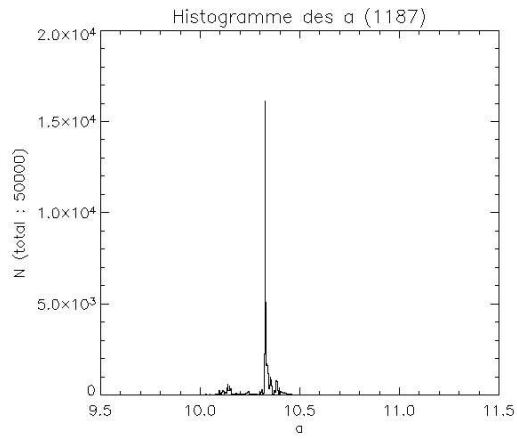


FIG. 3.111 – Répartition des demi-grand axes du courant de 604, en 1187 ([1; 5] mm).

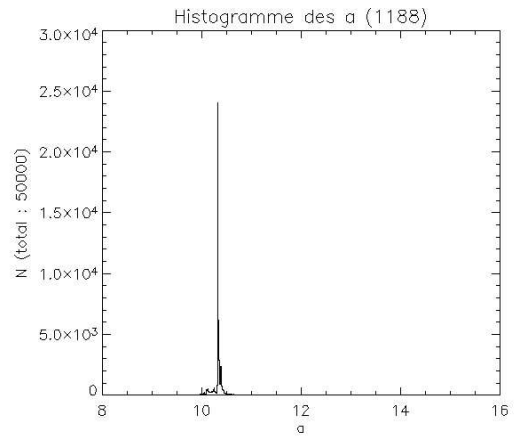


FIG. 3.112 – Répartition des demi-grand axes du courant de 604, en 1188 ([1; 5] mm).

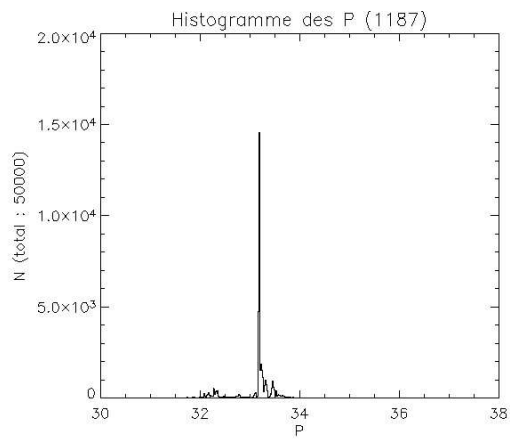


FIG. 3.113 – Répartition des périodes du courant de 604, en 1187 ([1; 5] mm).

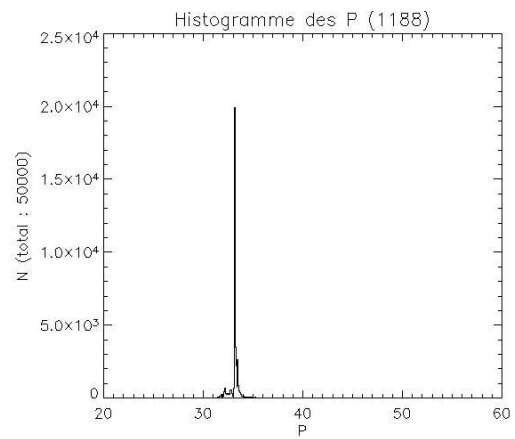


FIG. 3.114 – Répartition des périodes du courant de 604, en 1188 ([1; 5] mm).

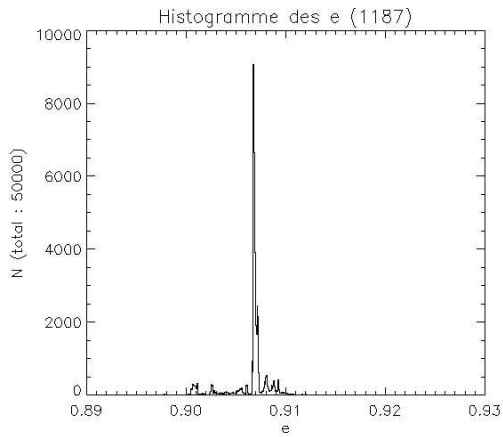


FIG. 3.115 – Répartition des excentricités du courant de 604, en 1187 ([1;5] mm).

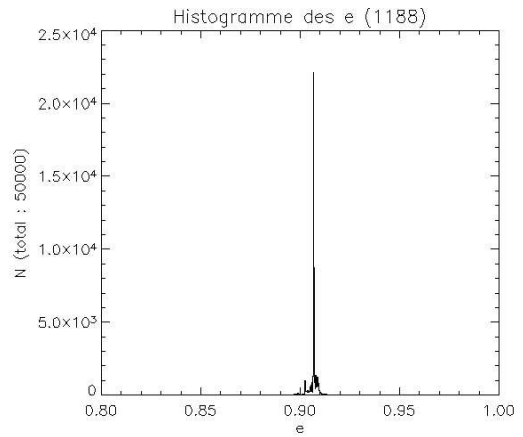


FIG. 3.116 – Répartition des excentricités du courant de 604, en 1188 ([1;5] mm).

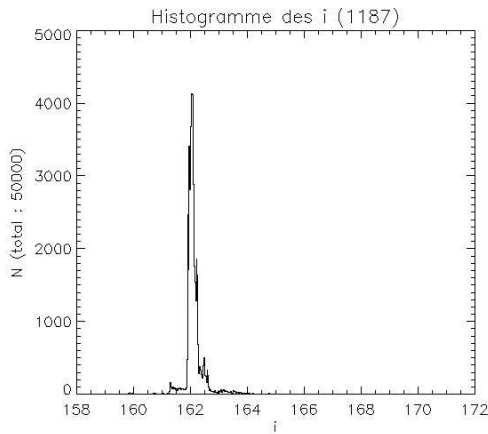


FIG. 3.117 – Répartition des inclinaisons du courant de 604, en 1187 ([1;5] mm).

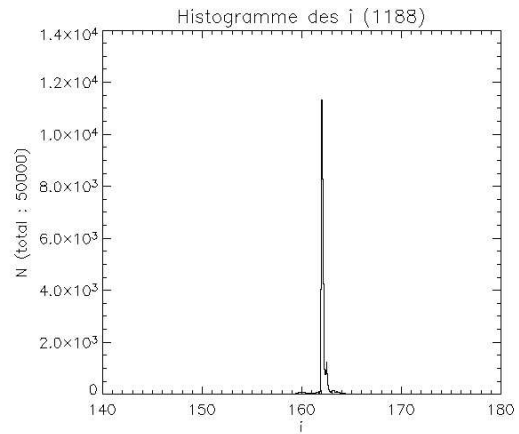


FIG. 3.118 – Répartition des inclinaisons du courant de 604, en 1188 ([1;5] mm).

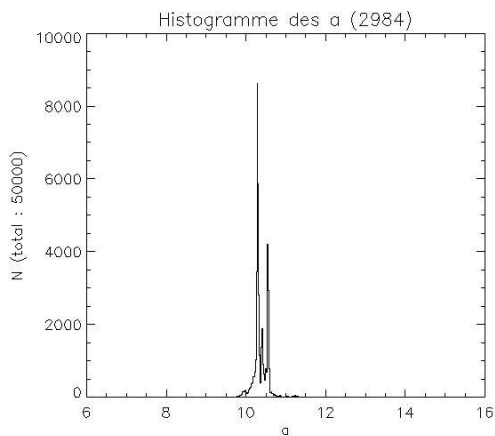


FIG. 3.119 – Répartition des demi-grand axes du courant de 604, en 2984 ([1;5] mm).

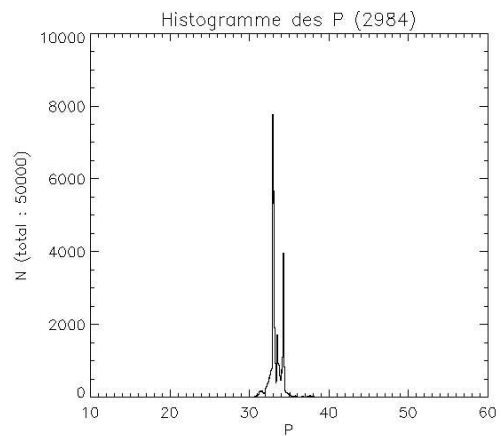


FIG. 3.120 – Répartition des périodes du courant de 604, en 2984 ([1;5] mm).

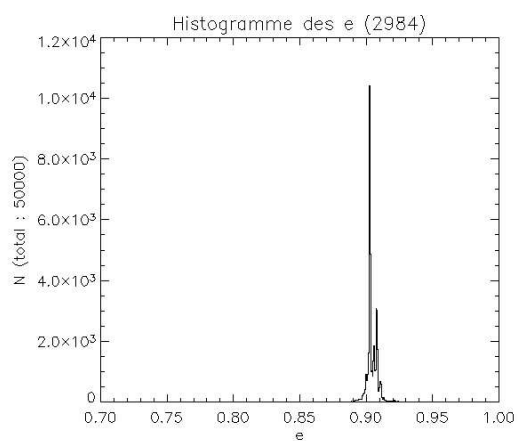


FIG. 3.121 – Répartition des excentricités du courant de 604, en 2984 ($[1; 5] \text{ mm}$).

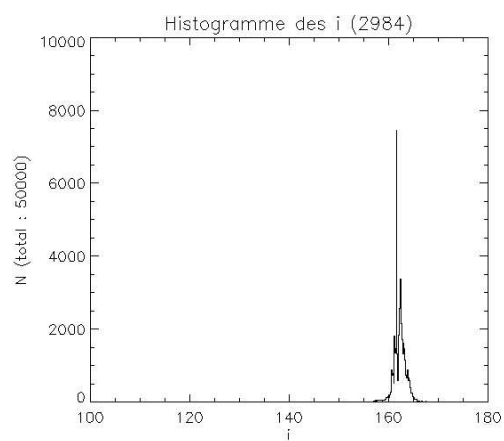


FIG. 3.122 – Répartition des inclinaisons du courant de 604, en 2984 ($[1; 5] \text{ mm}$).

3.4.2 Évolution des petites particules : $[0.1; 0.5] mm$

Les particules plus petites sont davantage dispersées, mais ne subissent pas d'éjection de la part des planètes géantes (figures 3.123 à 3.136). Le courant est stable dans l'ensemble sur cette période de temps.

Il faut environ une dizaine de révolutions de moins que pour les grosses particules pour que le courant ne présente plus d'hétérogénéités clairement apparentes (soit entre vingt et trente).

Les figures 3.125 à 3.136 montrent que les petites particules sont beaucoup plus dispersées que les grosses (comparer avec les figures 3.111 à 3.122).

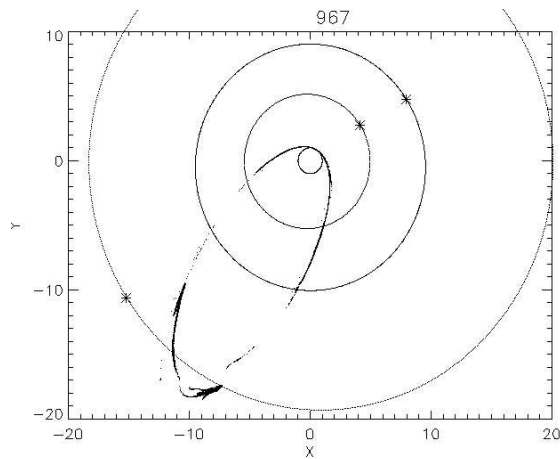


FIG. 3.123 – Courant de 604, vu en 967 ($[0.1; 0.5] mm$). Les particules bouclent l'orbite deux révolutions avant celles de la figure 3.95.

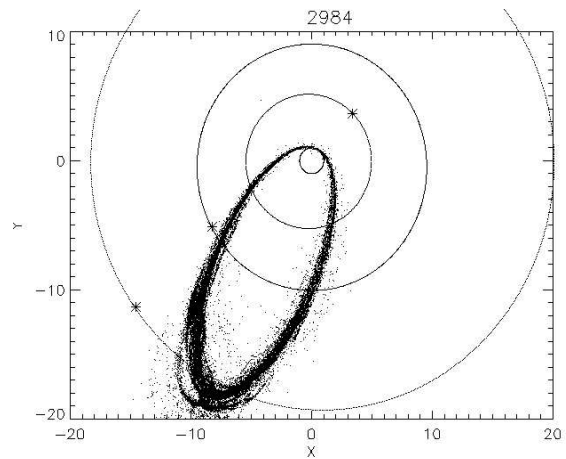


FIG. 3.124 – Courant de 604, vu en 2984 ($[0.1; 0.5] mm$). Le courant est plus large que celui de la figure 3.98.

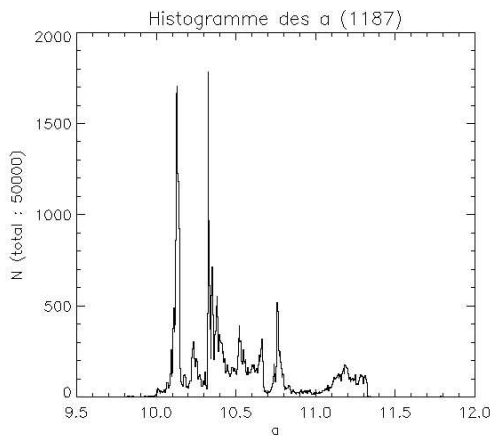


FIG. 3.125 – Répartition des demi-grand axes du courant de 604 ($[0.1; 0.5] mm$), en 1187

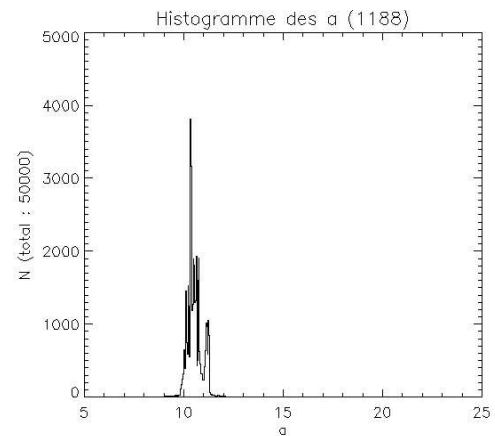


FIG. 3.126 – Répartition des demi-grand axes du courant de 604 ($[0.1; 0.5] mm$), en 1188

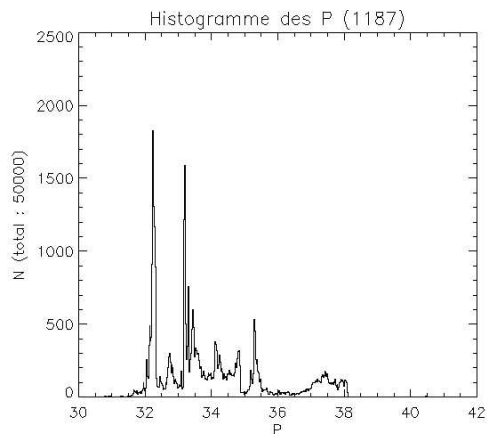


FIG. 3.127 – Répartition des périodes du courant de 604 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$), en 1187

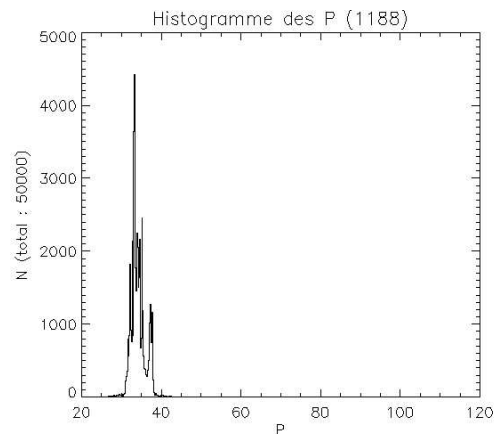


FIG. 3.128 – Répartition des périodes du courant de 604 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$), en 1188

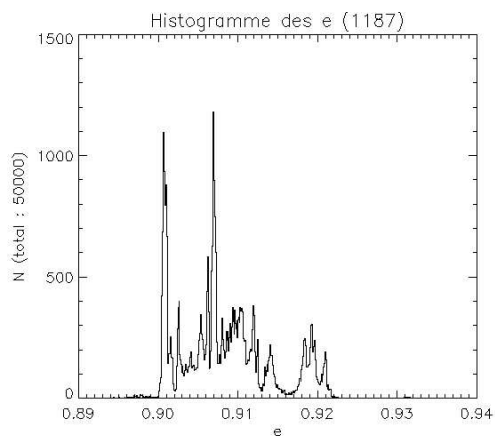


FIG. 3.129 – Répartition des excentricités du courant de 604 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$), en 1187

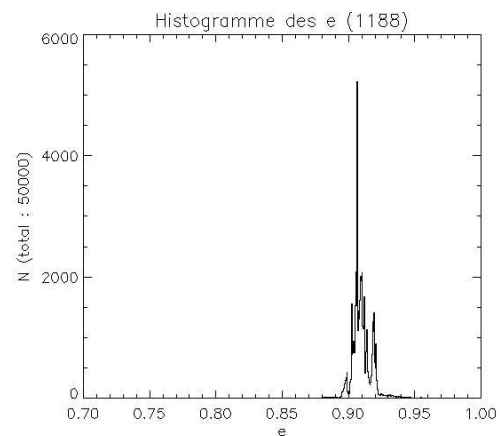


FIG. 3.130 – Répartition des excentricités du courant de 604 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$), en 1188

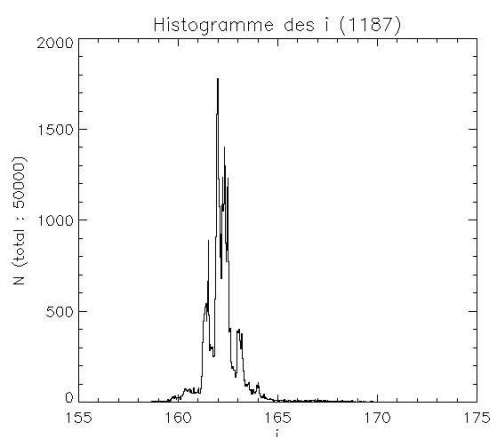


FIG. 3.131 – Répartition des inclinaisons du courant de 604 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$), en 1187

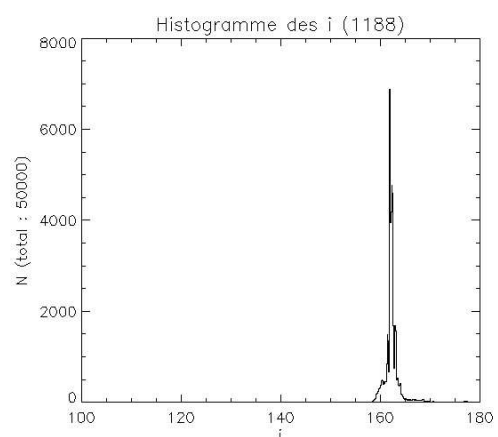


FIG. 3.132 – Répartition des inclinaisons du courant de 604 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$), en 1188

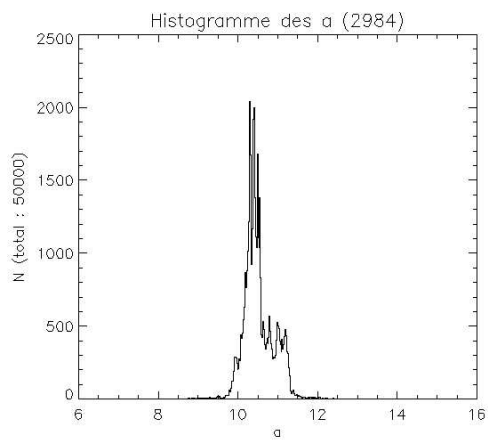


FIG. 3.133 – Répartition des demi-grand axes du courant de 604 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$), en 2984

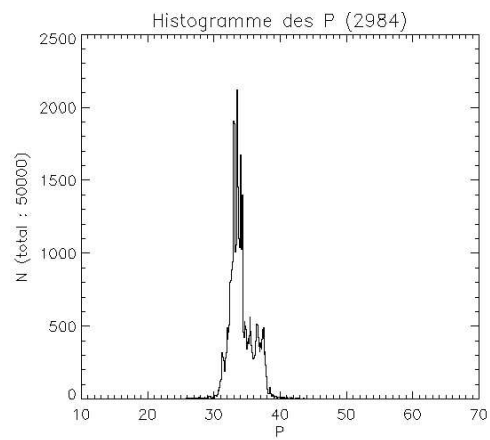


FIG. 3.134 – Répartition des périodes du courant de 604 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$), en 2984

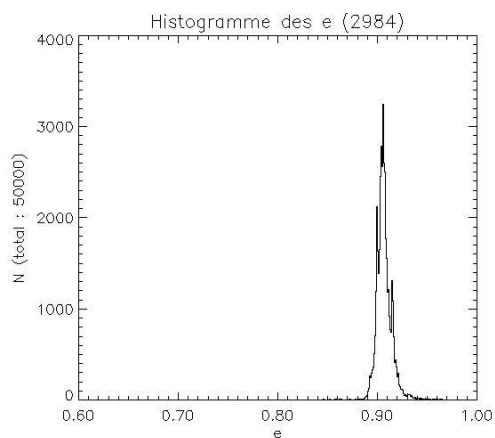


FIG. 3.135 – Répartition des excentricités du courant de 604 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$), en 2984

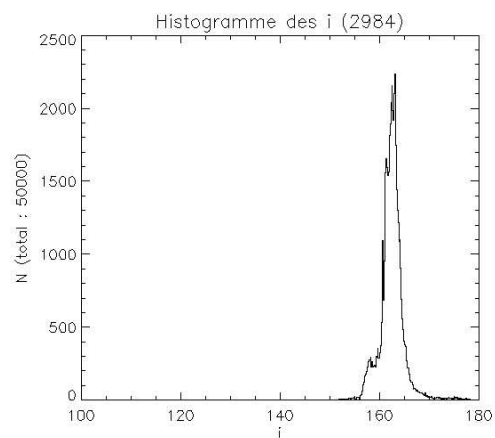


FIG. 3.136 – Répartition des inclinaisons du courant de 604 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$), en 2984

3.4.3 Notion de filament

Le concept de filament a été introduit par Jenniskens (1996), lorsque l'activité des Léonides s'est accrue entre 1994 et 1996, et même jusqu'en 1998 (Jenniskens et al., 2000b). L'idée est que des particules prises dans des résonances y restent pendant un certain temps. Avec les passages successifs de la comète au périhélie, le nombre de particules prises dans ces résonances augmente, créant ainsi le fameux filament. Celui-ci est composé préférentiellement de grosses particules éjectées sur une longue période de temps. Lorsque la Terre entre dans ce filament on assiste à une pluie de météores brillantes.

Nous avons essayé de reproduire l'image d'un filament (figure 3.137), à partir de courants éjectés depuis l'an 1300.

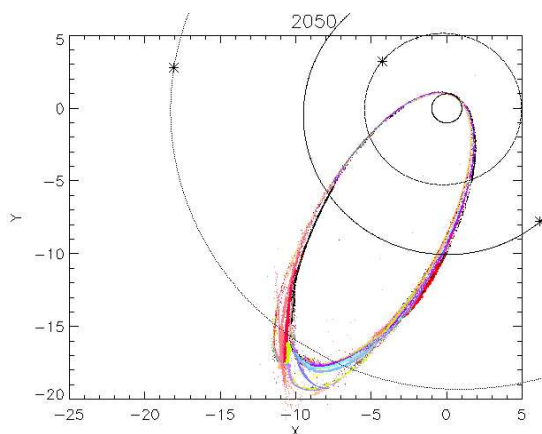


FIG. 3.137 – Reconstruction d'un filament, à partir de météoroïdes éjectés entre 1300 et 1998 ($[0.1; 0.5] mm$), vu en 2050.

On peut voir en effet des concentrations de particules le long de l'orbite cométaire.

3.5 Conclusion sur l'évolution des Léonides

Les nuages météoritiques responsables des Léonides formés de particules éjectées de la comète Tempel-Tuttle se dispersent dans l'espace interplanétaire selon différents mécanismes. Tout d'abord l'action de la vitesse d'éjection et des forces non-gravitationnelles entraîne des différences de périodes, qui se manifestent dès le premier passage à l'aphélie. C'est à cet endroit de l'orbite que les météoroïdes se mettent «à la queue leu-leu» et commencent à se répartir sur l'orbite cométaire. Avant cela, le nuage reste compact. Les vitesses relatives vont diffuser de façon continue les particules, mais la dispersion totale n'est pas une fonction linéaire du temps, à cause de l'influence des planètes.

La Terre en particulier provoque des lacunes dans les nuages, lors de ses rencontres proches. Dans l'espace des éléments orbitaux, des lacunes dans les distributions de a , e et i sont aussi visibles.

Les autres planètes ont aussi un effet de dispersion, qui est particulièrement efficace dans la direction perpendiculaire au plan de l'écliptique, du fait de l'inclinaison des orbites. Lors de rencontres proches, l'effet dissipatif est bien sûr nettement augmenté, mais sur une portion limitée du courant. Celle-ci dépend de l'âge du nuage, et est d'autant plus petite que le nuage est vieux (toutes proportions gardées). L'influence des planètes géantes s'exerce aussi via les résonances qui confinent les essaims.

Chaque essaim est unique dans le sens où lors de sa génération les configurations planétaires ne sont jamais identiques. Cependant des constantes peuvent être établies dans l'histoire de ces nuages. En effet, les perturbations planétaires sont inéluctables. Tant que l'orbite du corps parent passe suffisamment près de la Terre, des fractures vont apparaître dans les essaims éjectés. Les rencontres proches avec les planètes géantes ne sont pas obligatoires, mais celles-ci vont inmanquablement perturber de façon différente chaque partie du nuage. Si des fractures n'apparaissent pas directement, la distribution des éléments orbitaux montre différents groupes plus ou moins bien séparés.

Les différences entre courants s'expliquent par leur âge plus ou moins avancé. D'une manière générale, nous voyons qu'après un nombre suffisant de révolutions (entre 10 et 20), les courants présentent tous des lacunes et sont divisés en sous-courants. L'unicité de l'histoire de chaque courant réside dans la rapidité avec laquelle ces caractéristiques apparaissent.

Au bout de plusieurs dizaines de révolutions le nuage se répartit sur toute l'orbite du corps parent et forme ainsi un tore. Celui-ci continue à grandir sous l'effet des perturbations planétaires et des vitesses relatives.

L'âge des essaims des Léonides dépasse largement les temps d'intégrations numériques effectuées ici. Brown & Jones (1998) estiment par exemple que l'âge de l'essaim des Perséides est de l'ordre de 10^5 ans.

Chapitre 4

Évolution d'un essaim à «courte période» : les Pi-Puppides

Précisons une fois de plus que le terme «essaim à courte période» doit être compris comme : essaim associé à une comète de la famille de Jupiter ($P < 20$ ans).

4.1 Introduction aux Pi-Puppides

Les Pi-Puppides, aussi abrégés PPU (tableaux 2.1, page 27 et 2.2 page 28) est un essaim météoritique dont le radiant se situe à proximité de l'étoile π de la constellation de la Poupe (d'où son nom, voir section 2.1 page 25).

Le corps parent des Pi-Puppides est la comète 26P/Grigg-Skjellerup, dont la période est d'environ six ans. En comparaison de Tempel-Tuttle la portion d'orbite où la comète dégaze est donc bien plus importante ici. Le tableau 4.1 donne ses éléments orbitaux pour le passage de 1997.

TAB. 4.1 – Caractéristiques orbitales de la comète 26P/Grigg-Skjellerup (source : Patrick Rocher, IMCCE)

| | | |
|---|-----------------------|------------------------------|
| Passage au périhélie (T) | 1997 août 30,30364 TT | $\pm 0,00000$ TT |
| Argument de la latitude du périhélie (ω) | 359,3318534 ° | $\pm 0,0000639$ (°) |
| Longitude du nœud (Ω) | 213,3092275 (°) | $\pm 0,0000418$ (°) |
| Inclinaison (i) | 21,0867800 (°) | $\pm 0,0000147$ (°) |
| Distance au périhélie (q) | 0,9968100 ua | $\pm 0,0000008$ ua |
| Excentricité de l'orbite (e) | 0,6638023 | $\pm 0,0000027$ |
| Demi grand axe (a) | 2,9649518 ua | $\pm 0,0000261$ ua |
| Moyen mouvement (n) | 0.003369418 (°/jour) | ± 0.000000074 (°/jour) |
| Période (P) | 5.105456 ans | ± 0.000113 (0.0412 jour) |

Les figures 4.1 et 4.2 représentent son orbite dans le système solaire (coordonnées rectangulaires héliocentrique, écliptique J2000).

L'aphélie et le périhélie de la comète sont proches de Jupiter et de la Terre respectivement. Vu l'importance des rencontres proches évoquées lors de l'étude sur les Léonides, on peut déjà s'attendre à ce que les courants éjectés par 26P/Grigg-Skjellerup soient très perturbés par la Terre et Jupiter.

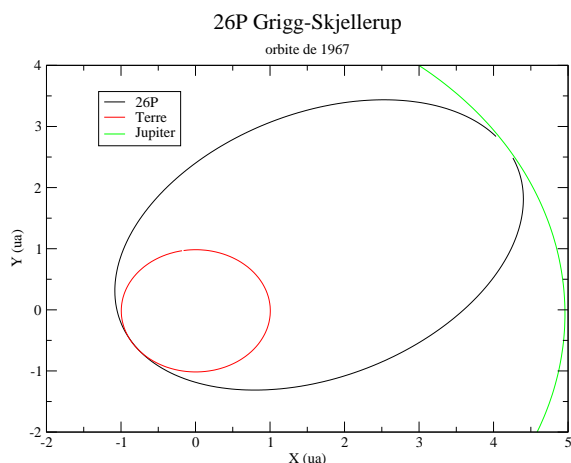


FIG. 4.1 – Orbite de la comète 26P/Grigg-Skjellerup (X,Y)

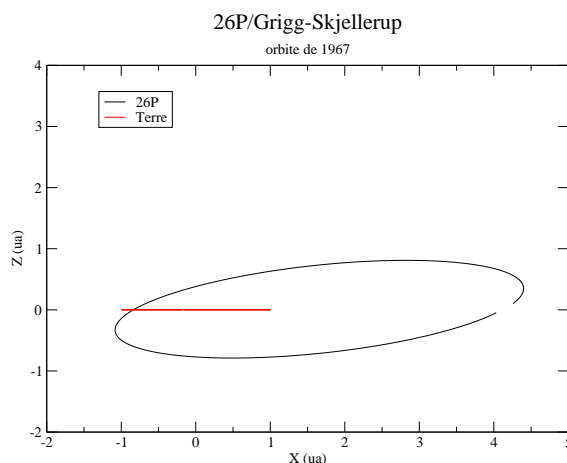


FIG. 4.2 – Orbite de la comète 26P/Grigg-Skjellerup (X,Z)

L'étude des Pi-Puppides nous a été suggérée par Jean Duprat (CSNSM), à cause de l'alerte d'une pluie possible en avril 2003, diffusée par Messenger (2002). Mais l'approche de celui-ci était simpliste. Son but était uniquement de voir si une capture atmosphérique des micrométéorites était réalisable ou non. Nous avons vu dans le tableau 2.1 (page 90) qu'il ne tient aucun compte des perturbations des planètes (orbites keplériennes). D'autre part, il considère des particules de diamètre inférieur à $100 \mu m$. Enfin il ne considère que les nuages éjectés dans la période 1967-1997. C'est en effet durant ce laps de temps que la comète s'est le plus approchée de la Terre, à son périhélie, et que les Pi-Puppides ont été observés. Cependant, nous avons déjà vu avec les Léonides que les nuages suivent à la fois de près et de loin le corps parent. C'est pourquoi nous avons décidé de prendre aussi en compte les passages précédents, jusqu'à 1848.

Les simulations ne prennent en compte que 10^4 particules par passage au périhélie et par intervalle de taille. En effet, comme l'orbite du corps parent est moins étendue que pour les Léonides, ce nombre restreint ne nuit pas à la lisibilité des représentations graphiques choisies.

4.2 Évolution quasi-linéaire des petites particules

Nous étudions ici en détail le courant généré en 1848, car il est représentatif de pratiquement tous les courants (exception faite de celui de 1878, traité à la section 4.10).

Le début de l'existence du courant n'a rien de particulier, tant qu'il ne rencontre pas Jupiter (voir section 4.3). Sur la figure 4.3 on peut voir que le courant s'étend uniquement à cause des différences de vitesses d'éjection et de β . On peut donc qualifier cette expansion de *linéaire* dans le sens où la densité du courant diminue linéairement avec le temps. C'est d'ailleurs l'hypothèse faite par McNaught & Asher (1999a) pour prévoir la valeur du *ZHR*.

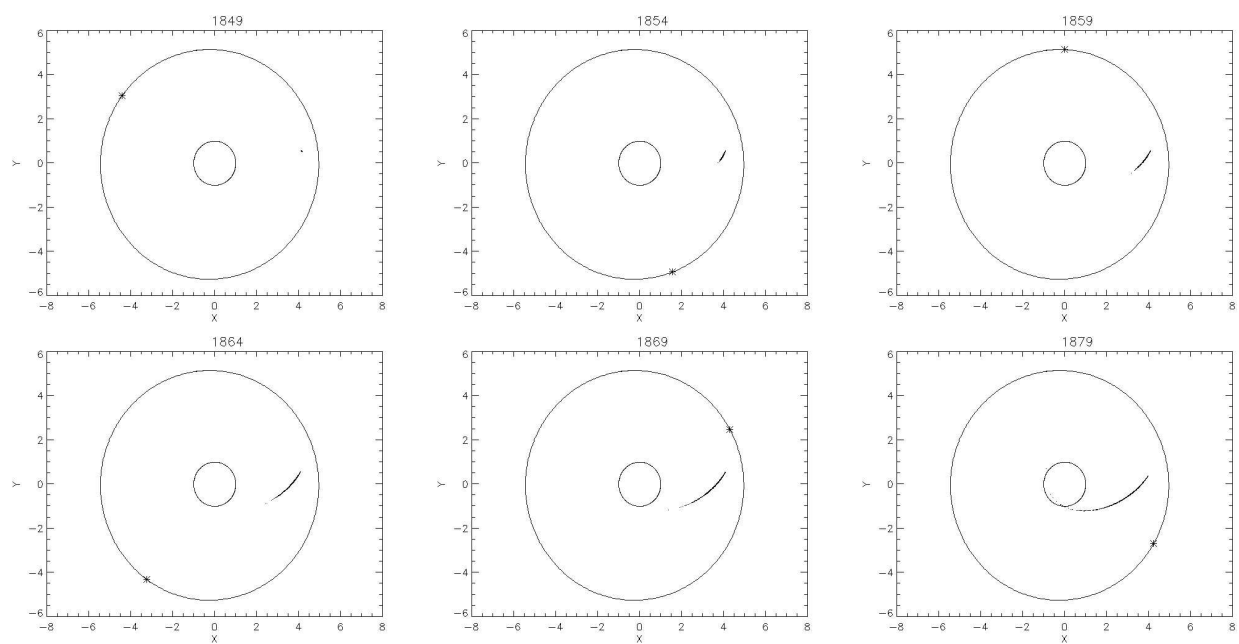


FIG. 4.3 – Évolution du courant de 1848 ($[0.1; 0.5] mm$) entre 1849 et 1879.

4.3 Rencontre proche avec Jupiter

En 1881 le courant a une rencontre proche avec Jupiter. Comme on peut s'y attendre, la diffusion va être beaucoup plus efficace suite aux perturbations induites. De même que pour les Léonides, c'est dans la direction perpendiculaire à l'écliptique que les changements sont primordiaux. La figure 4.4 retrace l'histoire du courant dans les deux plans (xOy) et (xOz).

Les boucles qui se forment sont caractéristiques des rencontres proches avec les planètes géantes. Elles tendent à se dissiper au cours du temps. Elles sont en effet très étirées lors du retour au périhélie où les vitesses relatives d'un bout à l'autre du nuage augmentent. Le courant garde la trace de la perturbation par la dispersion des particules.

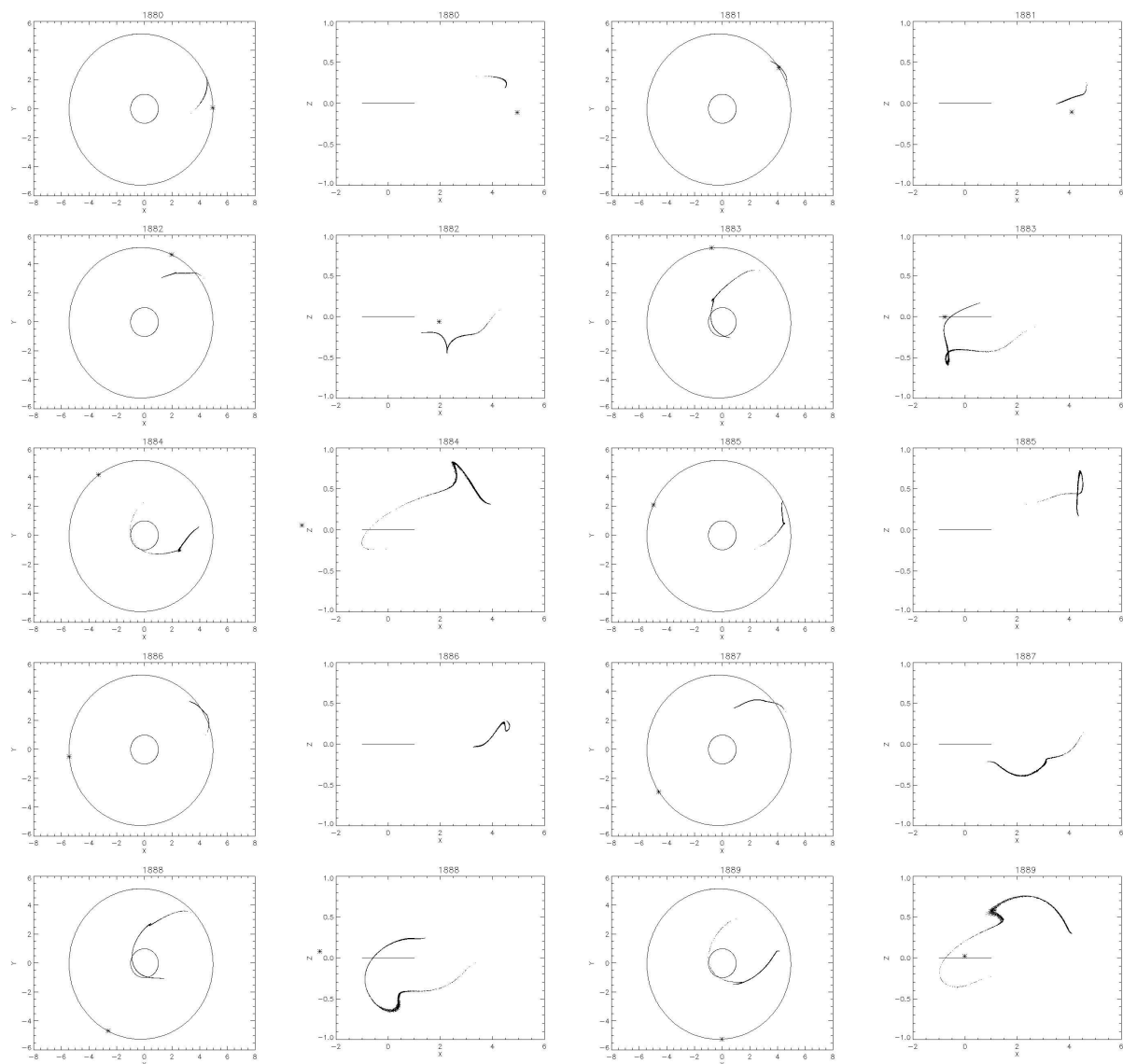


FIG. 4.4 – Évolution du courant de 1848 ($[0.1; 0.5] mm$) entre 1880 et 1889, vu dans le plan (xOy) à gauche et (xOz) à droite.

4.4 Évolution des éléments orbitaux lors de la rencontre proche

La figure 4.5 donne les variations des éléments orbitaux lors de la rencontre proche.

On assiste à des «sauts» dans les distributions. Globalement, les distributions des éléments s'élargissent et augmentent (voir les échelles des figures). L'effet est particulièrement visible pour l'inclinaison, qui pour certaines particules augmente de 5° .

En 1999, après plusieurs rencontres proches, les éléments sont très dispersés, et il peut même exister une ou plusieurs particules à trajectoires hyperboliques. Ceci fait une grande différence avec les Léonides, où les rencontres proches ne suffisaient pas à éjecter des particules hors du système solaire, ou sur des orbites radicalement différentes de celle du corps parent. Notons toutefois que ces particules finissent souvent par retrouver des trajectoires paraboliques, par le jeu des perturbations des autres planètes géantes.

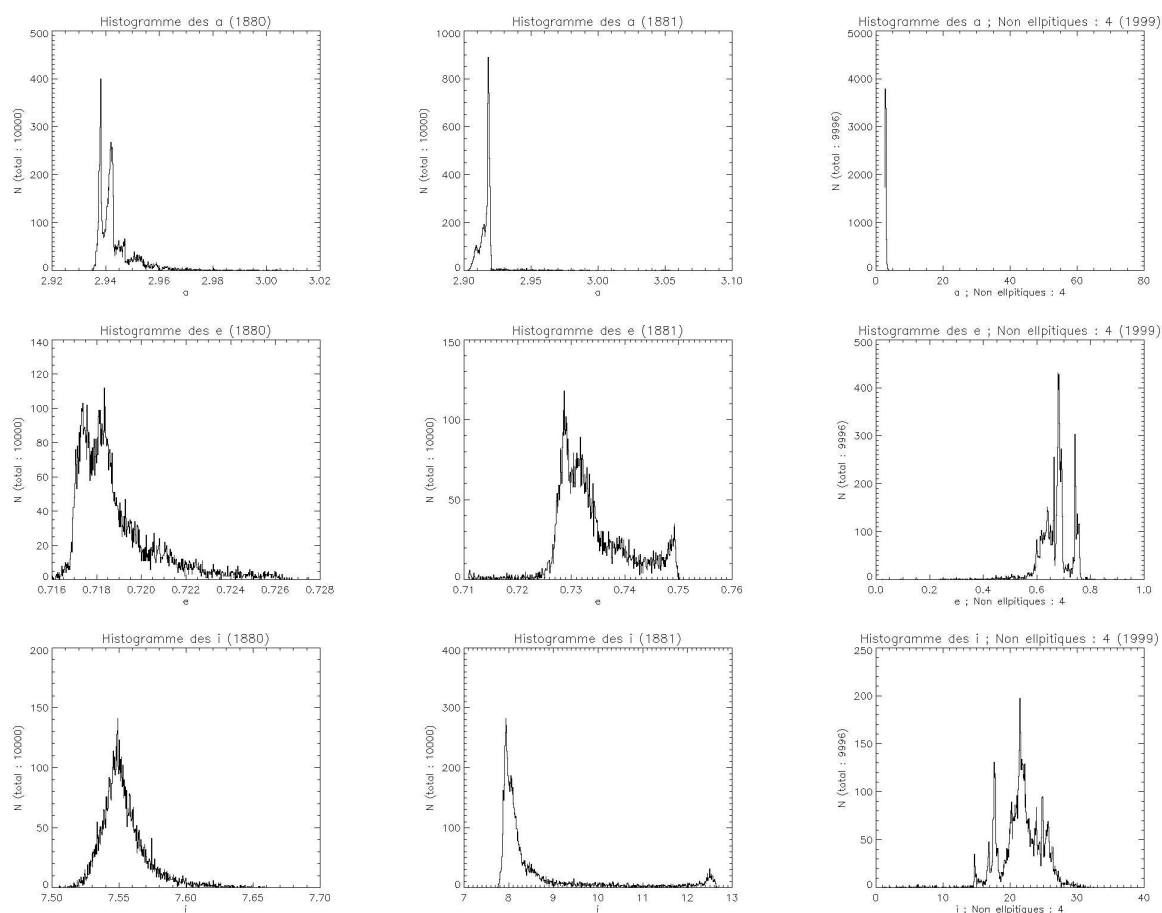


FIG. 4.5 – Évolution des éléments orbitaux du courant de 1848 ($[0.1; 0.5] mm$), en 1880, 1881 et 1999

4.5 Reprise de l'évolution quasi-linéaire

Après la rencontre proche avec Jupiter le courant continue à s'étendre, et occupe toute l'orbite cométaire en 1914 (rencontre de la «tête» et de la «queue», figure 4.6). Cependant, ce remplissage est éphémère, car le courant n'est pas encore suffisamment perturbé. Il se crée peu après (1924) un espace vide (lacune) causé par le rattrapage des deux parties du courant. Malgré tout, en 1939 le courant a bel et bien rempli l'ensemble de l'orbite parente.

Une autre rencontre proche avec Jupiter survenant en 1940 déforme encore l'essaim, augmentant la dispersion des particules.

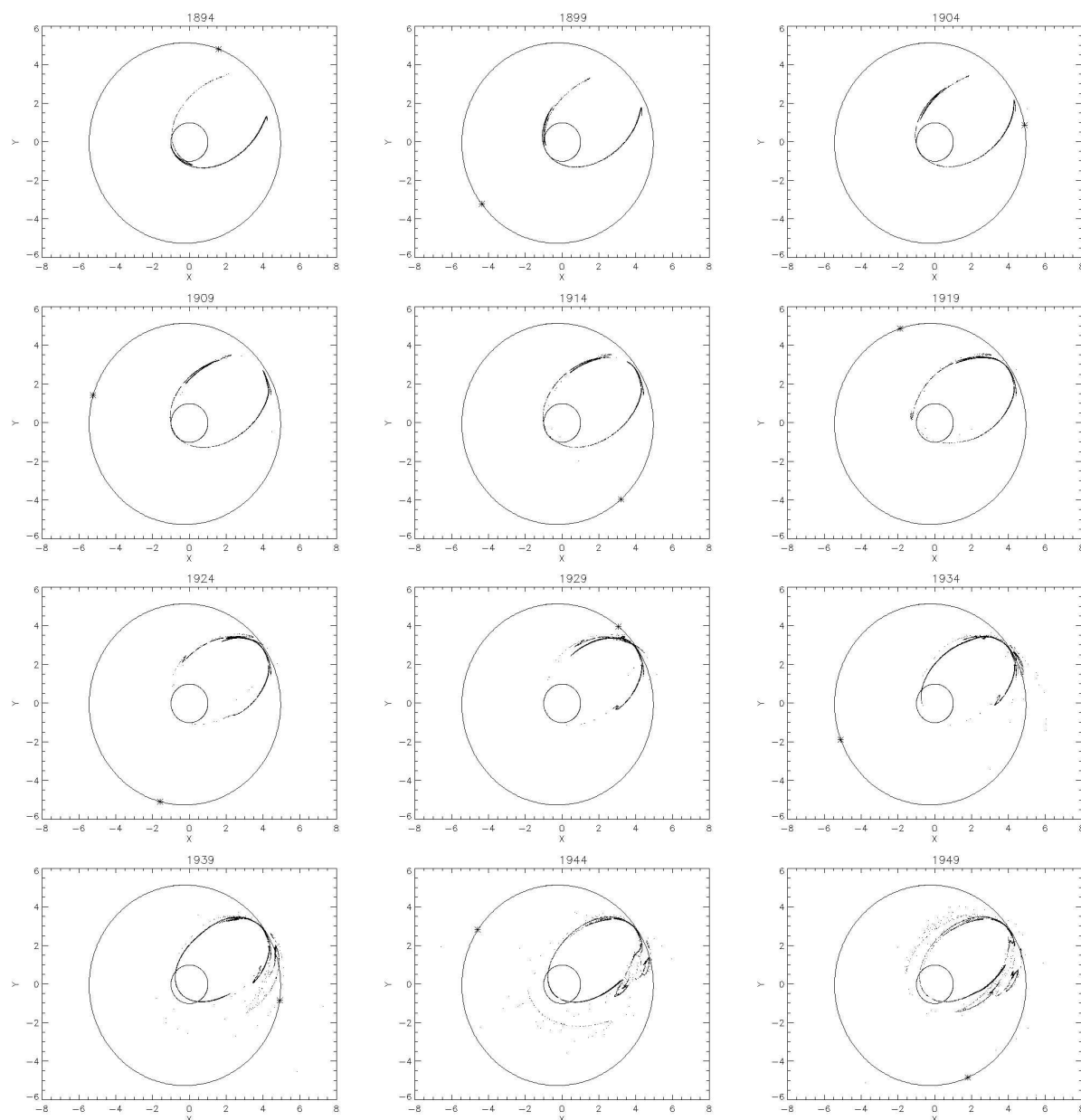


FIG. 4.6 – Évolution du courant de 1848 ($[0.1; 0.5] mm$) entre 1894 et 1949.

4.6 Modification du périhélie : la «saison des pluies»

À partir de 1967, la comète parente elle-même se rapproche de l'orbite terrestre (Messenger, 2002), suite à une perturbation par Jupiter en 1964. Le courant aussi va voir son périhélie se décaler vers 1 ua . Cependant, puisqu'il s'étend sur plusieurs unités astronomiques, seule une partie de celui-ci va réellement pouvoir passer à la distance voulue. La figure 4.7 illustre cette caractéristique. Typiquement ce sont les particules les plus proches de la comète qui subissent cet effet. Il s'agit soit des plus massives, soit de celles ayant été éjectées avec la vitesse la plus faible. Ou encore, celles qui ont été très perturbées, mais qui par coïncidence se trouvaient au voisinage de la comète au moment de la rencontre.

On voit aussi que les perturbations s'étant multipliées, la structure de l'essaim dans le plan (xOz) est très complexe. Les boucles observées sur la figure 4.4 s'organisent maintenant en sous-courant, qui se placent sur des orbites complètement différentes les unes des autres.

La conséquence du déplacement de la distance au périhélie est que des pluies de météores seront observées lorsque la Terre traversera l'essaim. Ceci est discuté à la section 5.1 de la partie III.

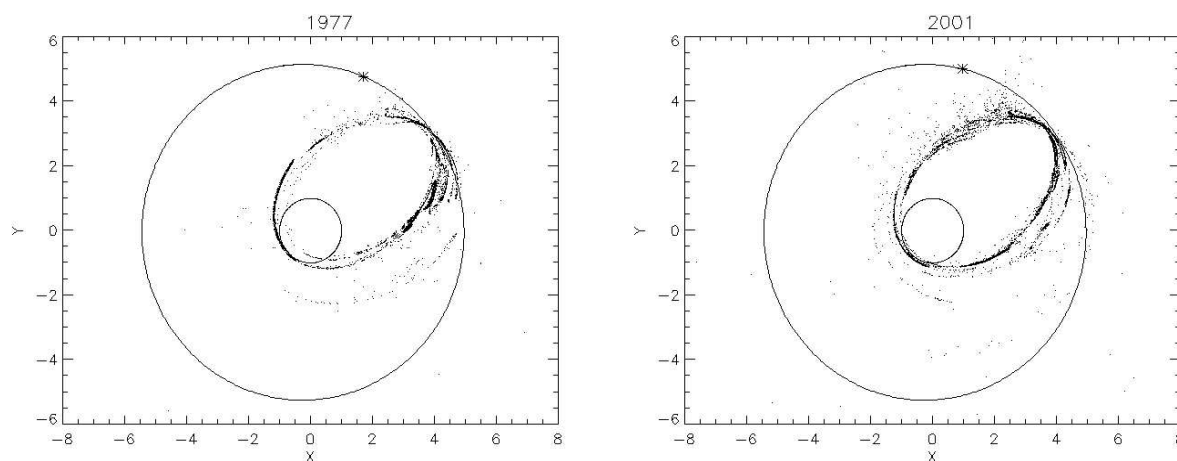


FIG. 4.7 – Évolution du courant de 1848 ($[0.1;0.5] \text{ mm}$) entre 1977 et 2001 : le périhélie de certaines particules passe très près de la Terre.

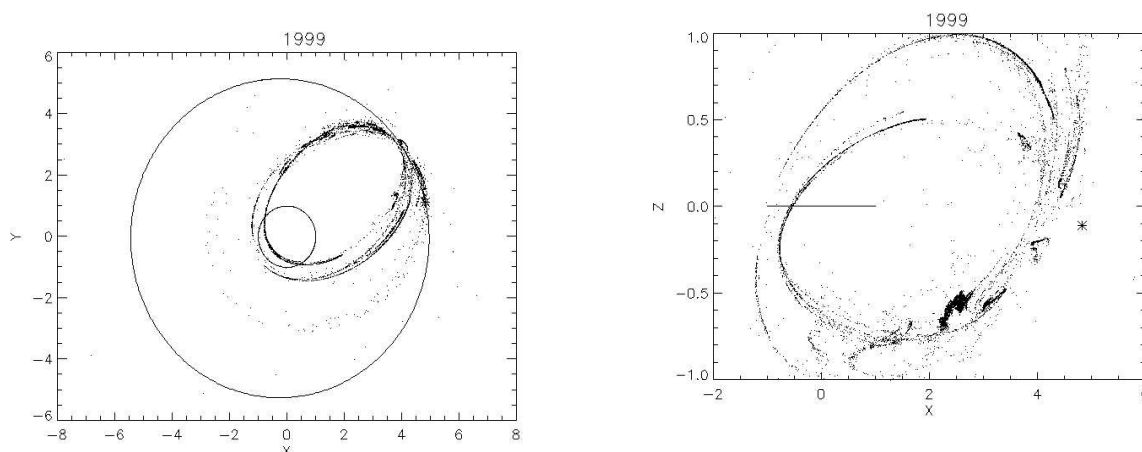


FIG. 4.8 – Courant de 1848, vu en 1999

FIG. 4.9 – Courant de 1848, vu en 1999, dans le plan (xOz)

4.7 Évolution des grosses particules

Les grosses particules vont moins s'étendre dans l'espace, mais finissent à terme par présenter les mêmes caractéristiques que les petites : remplissage de l'orbite du corps parent, division en sous-courants, perturbations efficaces dans le plan perpendiculaire à l'écliptique. Les boucles typiques des rencontres proches sont visibles sur la figure 4.10. Elles sont le résultat de la répartition des particules devant et derrière Jupiter au moment de la rencontre.

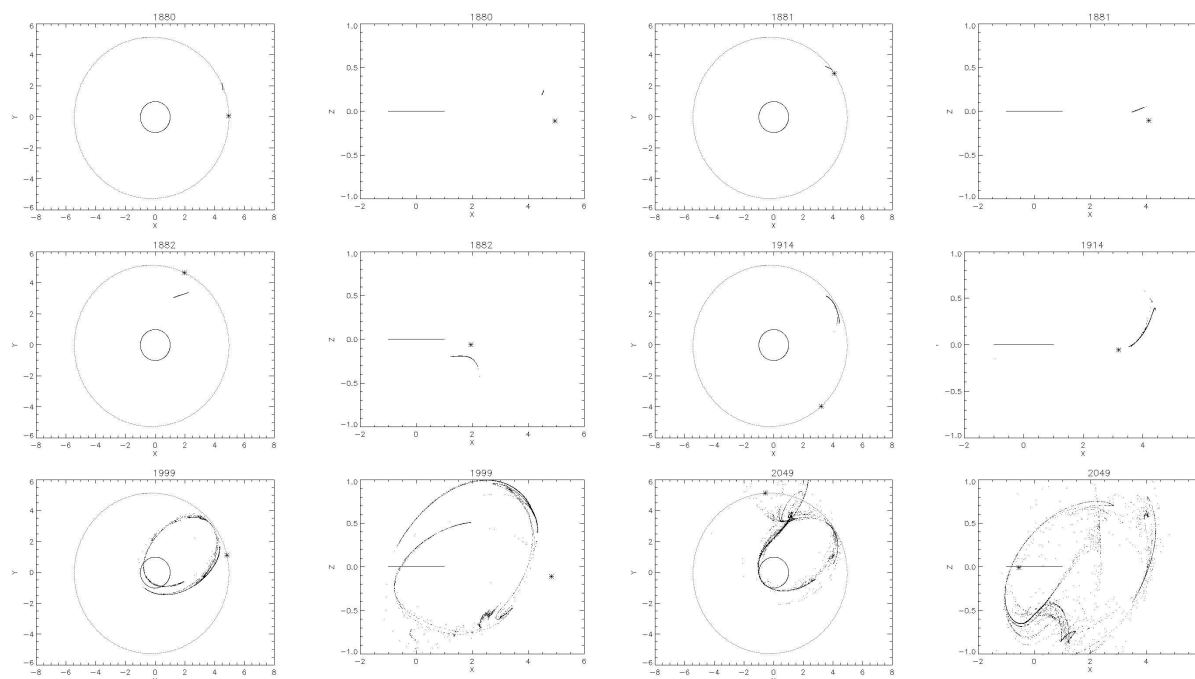


FIG. 4.10 – Évolution du courant de 1848 ($[1; 5] mm$) entre 1880 et 2049, vu dans les plans (xOy) et (xOz) .

4.8 Effet des rencontres proches

La figure 4.11 montre le courant quelques années (deux ou trois) après une rencontre proche avec Jupiter. On peut y reconnaître chaque fois une boucle caractéristique, ou tout au moins son amorce, si la rencontre n'a pas été aussi efficace qu'en 1880.

D'autre part, la planète arrache sur son passage des particules à l'essaim. On voit clairement les particules remplir petit à petit l'espace interplanétaire. Rappelons qu'à l'occasion quelques particules acquièrent une vitesse suffisante pour être éjectées sur des orbites hyperboliques.

Le courant va donc progressivement s'appauvrir, à force de rencontres répétées. La question qui se pose donc est de savoir ce que devient le courant à long terme.

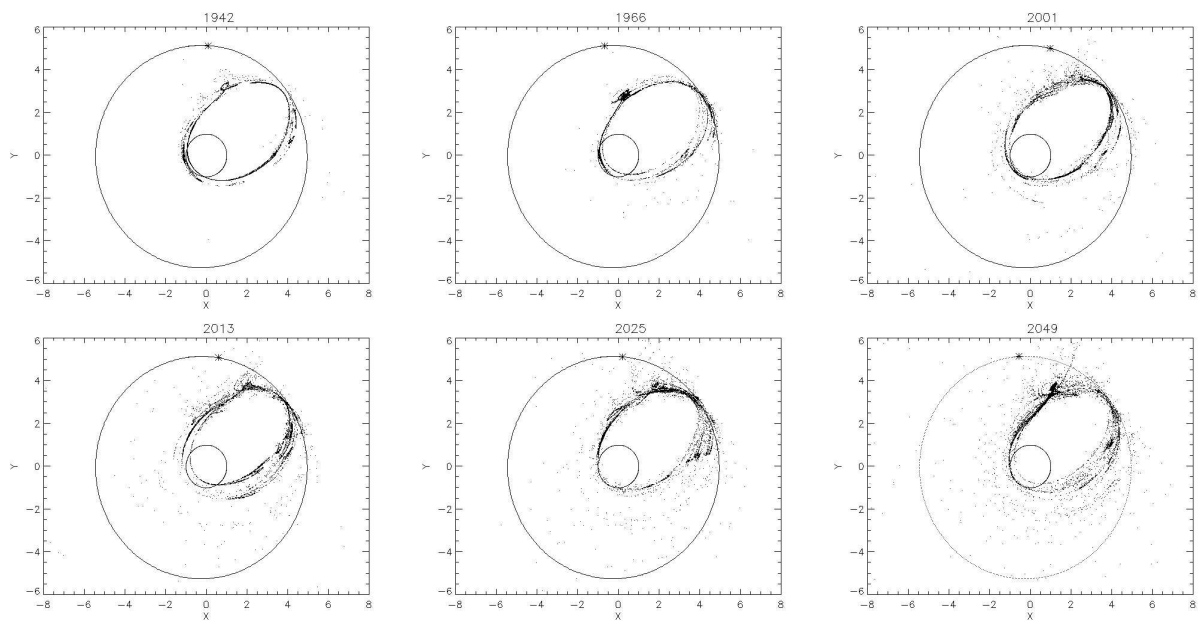


FIG. 4.11 – Évolution du courant de 1848 ($[0.1; 0.5] mm$) entre 1942 et 2049. Les rencontres proches avec Jupiter arrachent quelques particules au courant principal.

4.9 Évolution à «long terme»

4.9.1 Évolution des petites particules

Le courant ne cesse de se dissiper suite aux rencontres proches avec les planètes. La figure 4.12 montre l'évolution du courant pour une longue période (2220 à 2774), et la figure 4.13 donne les éléments orbitaux correspondants.

On voit que quelques structures subsistent toujours en 2220 : deux courants ayant des périhélie distincts sont reconnaissables au milieu du tore diffus. La concentration de particules à l'aphélie provient des vitesses moins élevées à ce point, d'où un temps de passage plus long. Les boucles précédemment évoquées ont complètement disparu. Les distributions des éléments orbitaux s'étalent de plus en plus, avec toutefois certaines concentrations. On reconnaît ici la trace des restes de structures identifiées dans l'espace cartésien.

Une particule a atteint une orbite hyperbolique en 2220 et en 2318. Cependant le zoom automatique nous permet de savoir qu'il ne s'agit pas de la même particule, sinon l'échelle serait beaucoup plus grande. Ceci illustre la capture des particules par les autres planètes.

L'année 2318 marque la disparition des différents courants, au profit d'un tore diffus et complexe. Précisons tout de même que cette limite n'est pas atteinte brutalement, comme on pouvait s'en douter. Les éléments orbitaux continuent toujours à se disperser.

En fin d'intégration (2774) on ne reconnaît plus aucune structure nulle part. Seul un tore diffus subsiste. Les inclinaisons se répartissent selon une distribution plate et les excentricités ont augmenté tout en ayant de même une répartition s'aplatissant. Les particules participent au flux continu tombant sur la Terre et il est impossible de déterminer une époque spécifique pour l'observation, ni un radiant particulier, à cause de la dispersion des éléments orbitaux.

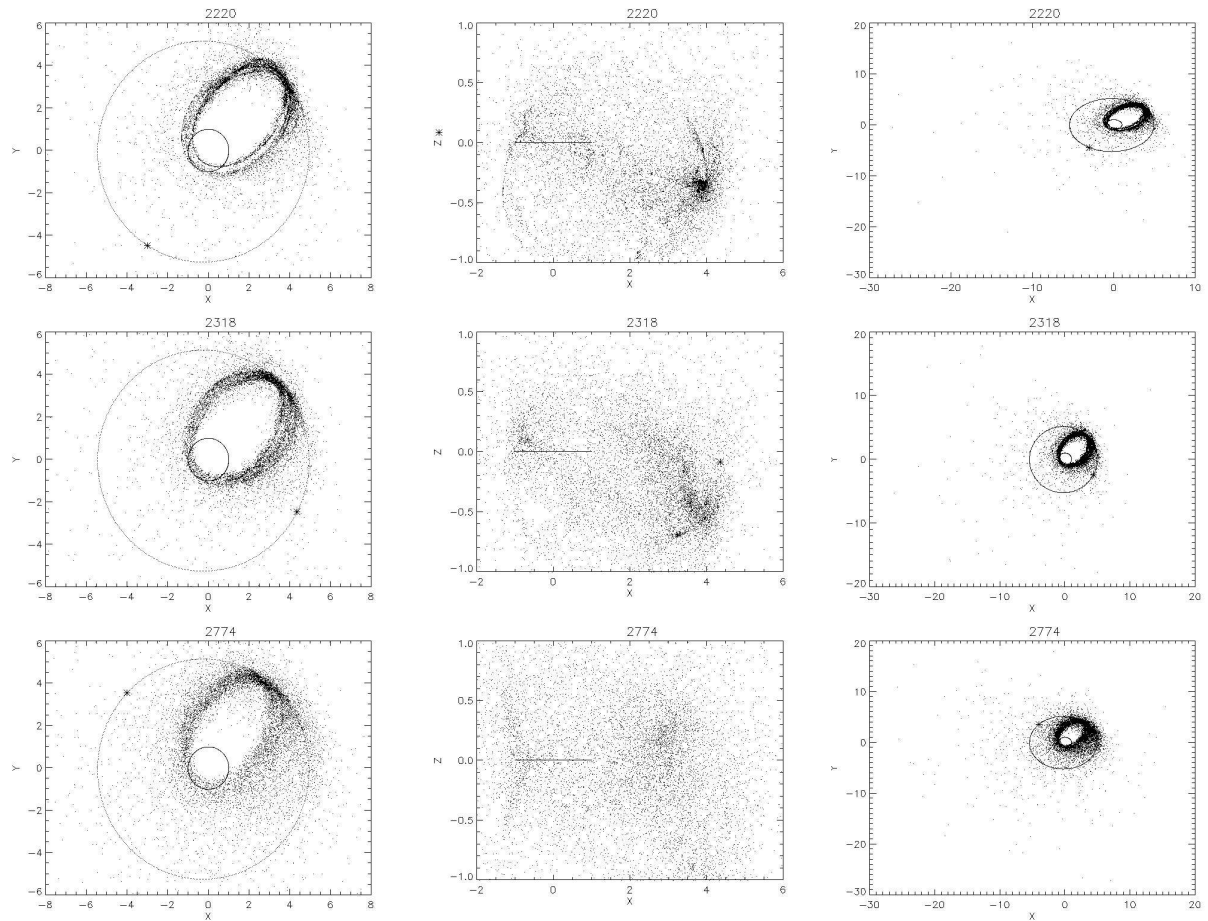


FIG. 4.12 – Évolution du courant de 1848 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$) entre 2220 et 2774, vu dans les plans (xOy) à gauche et à droite, et (xOz) au centre. Les figures de droite ont été effectuées avec un zoom automatique.

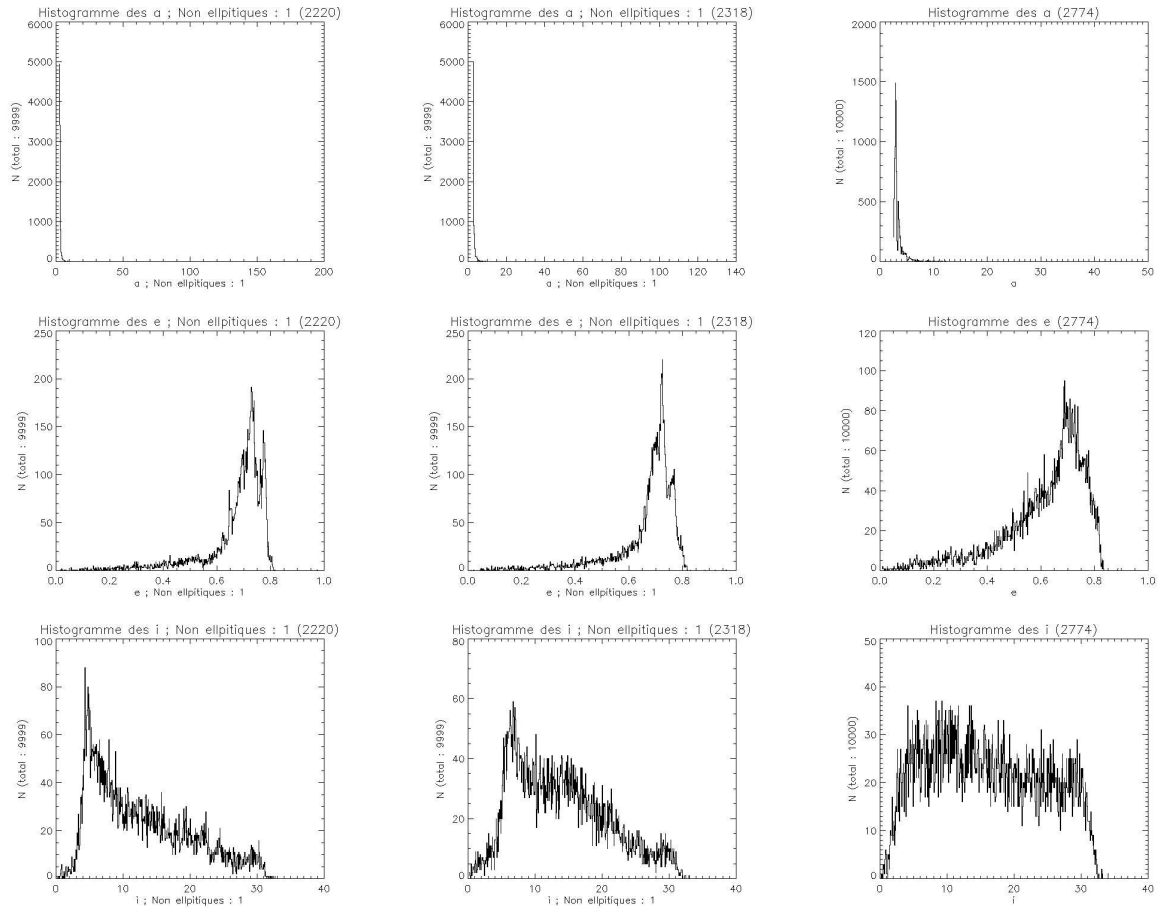


FIG. 4.13 – Évolution des éléments orbitaux du courant de 1848 ($[0.1; 0.5] mm$) entre 2220 et 2774.

4.9.2 Évolution des grosses particules

À long terme, les grosses particules subissent le même sort que les petites, même si leur évolution est un peu plus lente. En effet, en 2318, il subsiste toujours des fins résidus d'anciennes structures, mais ils sont noyés dans le reste des particules.

Les distributions des éléments orbitaux sont semblables. On note toutefois en 2220 une concentration pour certaines valeurs, ce qui prouve encore une fois l'évolution plus lente des grosses particules.

Une particule possède une orbite hyperbolique, mais il est probable qu'elle sera capturée de nouveau par les autres planètes, comme nous l'avons déjà vu précédemment.

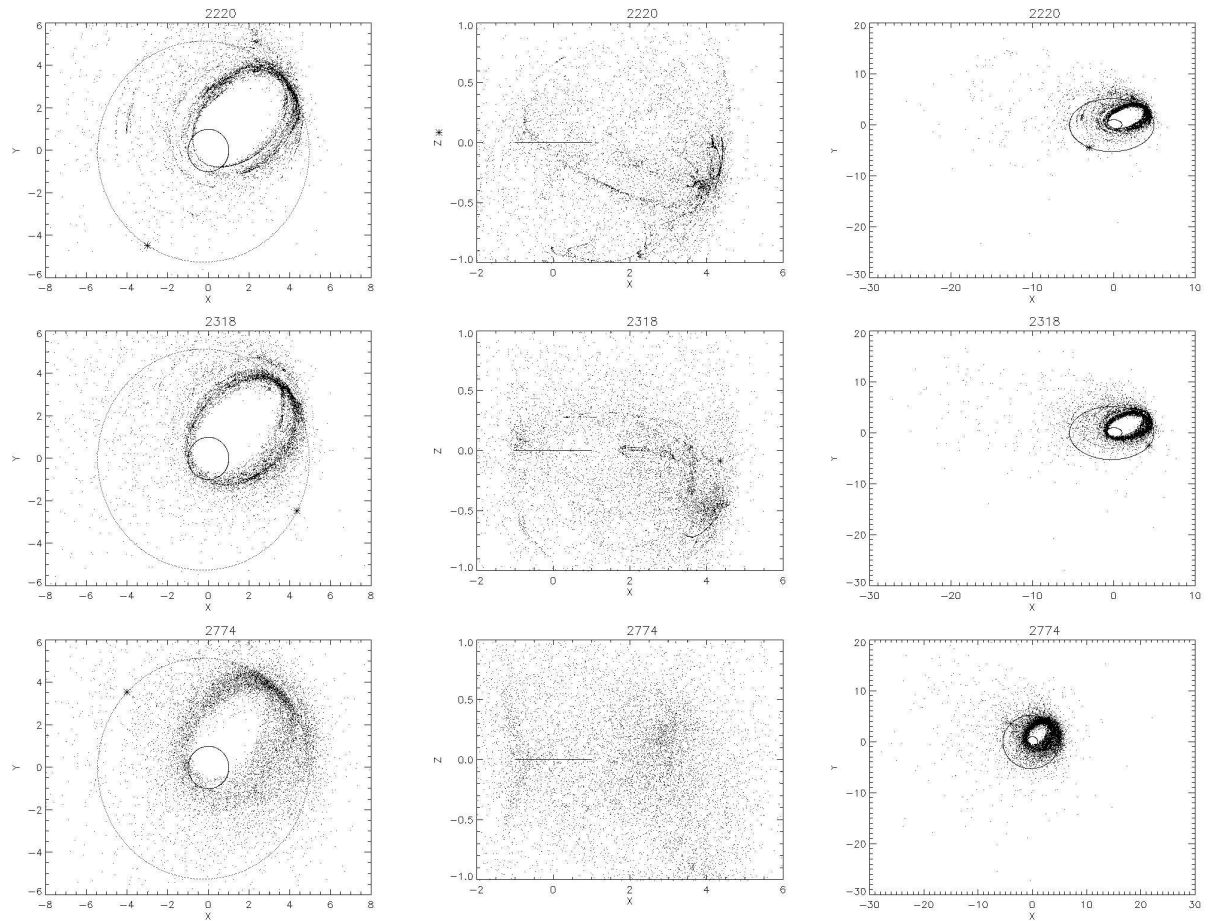


FIG. 4.14 – Évolution du courant de 1848 ($[1;5] mm$) entre 2220 et 2774, vu dans les plans (xOy) à gauche et à droite, et (xOz) au centre. Les figures de droite ont été effectuées avec un zoom automatique.

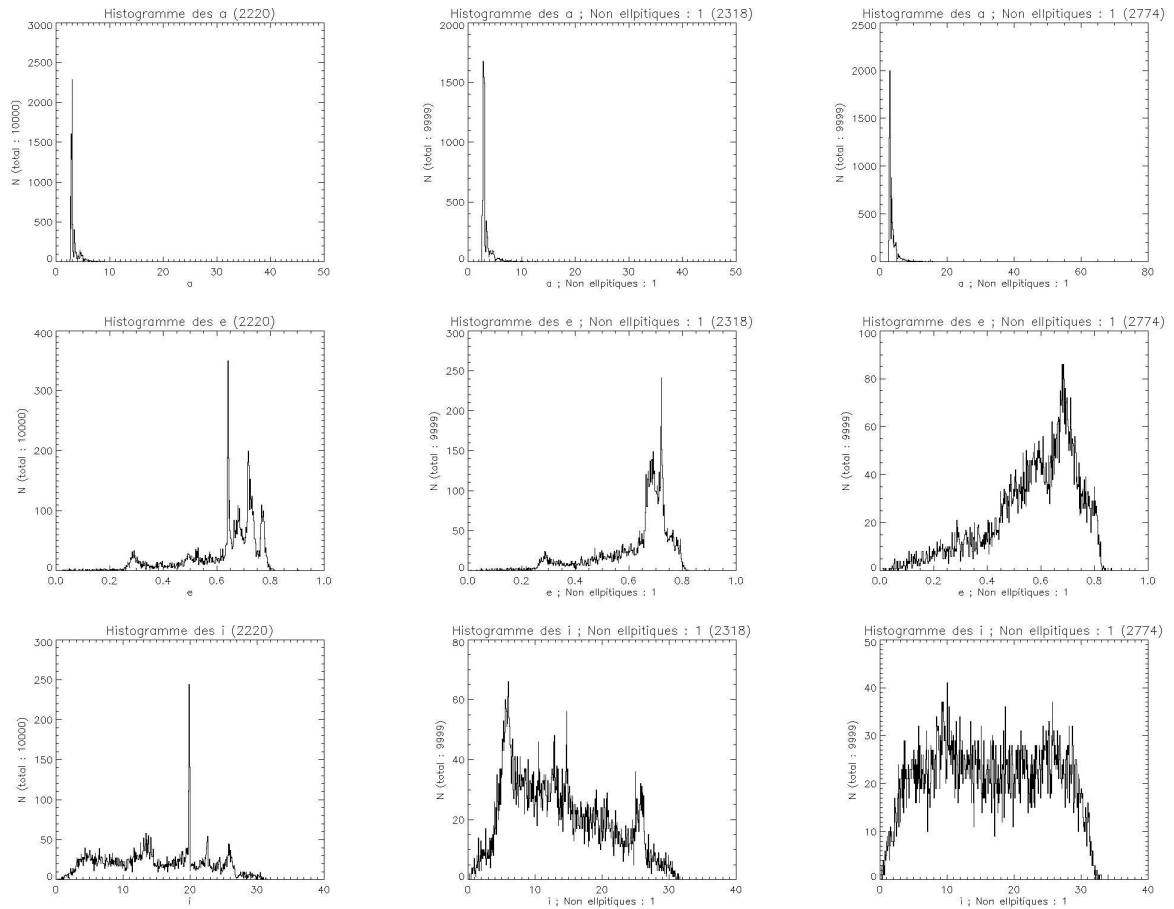


FIG. 4.15 – Évolution des éléments orbitaux du courant de 1848 ($[1;5] mm$) entre 2220 et 2774.

4.10 Le cas particulier du courant de 1878

Comme nous l'avons déjà dit le choix de l'étude du courant de 1848 s'explique par le fait qu'il est représentatif de tous les courants simulés ici. Mais le cas du courant de 1878 est particulier. Nous avons vu que les rencontres proches influent beaucoup sur l'évolution des courants. Il se trouve que le courant de 1878 subit peu de rencontres proches avec Jupiter, comparativement aux autres nuages. La configuration planétaire lors de son éjection n'était en effet pas propice à la rencontre de 1880-1881 (voir figure 4.16).

Alors que le courant éjecté au périhélie précédent (1873) a déjà commencé à s'étendre au moment de la rencontre, celui de 1878 encore très jeune est toujours compact. Contrairement au premier qui subit une perturbation différentielle, ce dernier va donc réagir de façon globale. Par la suite, l'étendue du courant de 1873 va faciliter les rencontres avec Jupiter lorsque la planète passera au voisinage de l'aphélie des météoroïdes. Il en résultera des lacunes, comme pour le courant de 1848. Par contre, comme le courant de 1878 n'est pas étendu, les occasions de rencontre sont minimales. En 2003, nous voyons que le courant de 1878 est encore très peu perturbé, par rapport à celui de 1873.

La figure 4.17 montre l'évolution du demi-grand axe du courant de 1878 après la rencontre de 1880. On voit un confinement de a , qui va durer jusqu'en 1964, par saut à chaque nouvelle rencontre avec la planète. Ensuite, la perturbation engendrée en 1965 commencera à étendre le courant de façon identique au courant de 1848, entraînant la distribution étendue des éléments orbitaux et l'apparition de lacunes (voir figure 4.18).

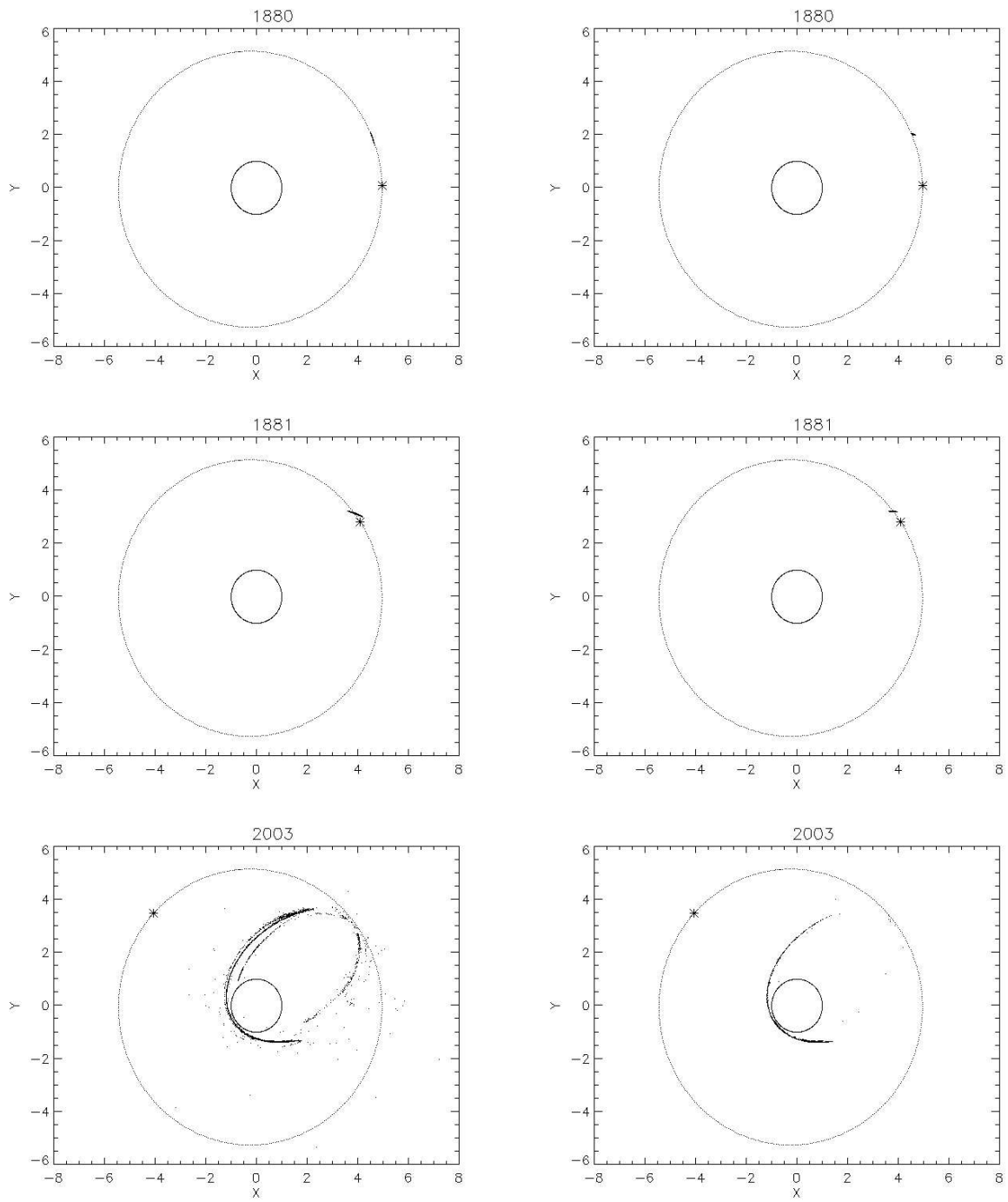


FIG. 4.16 – Évolution des courants de 1873 à gauche et 1878 à droite ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$) entre 1880 et 2003. Le courant de 1878 échappe à la rencontre proche de 1881 avec Jupiter. Il est donc beaucoup moins étendu et perturbé que celui éjecté une révolution auparavant.

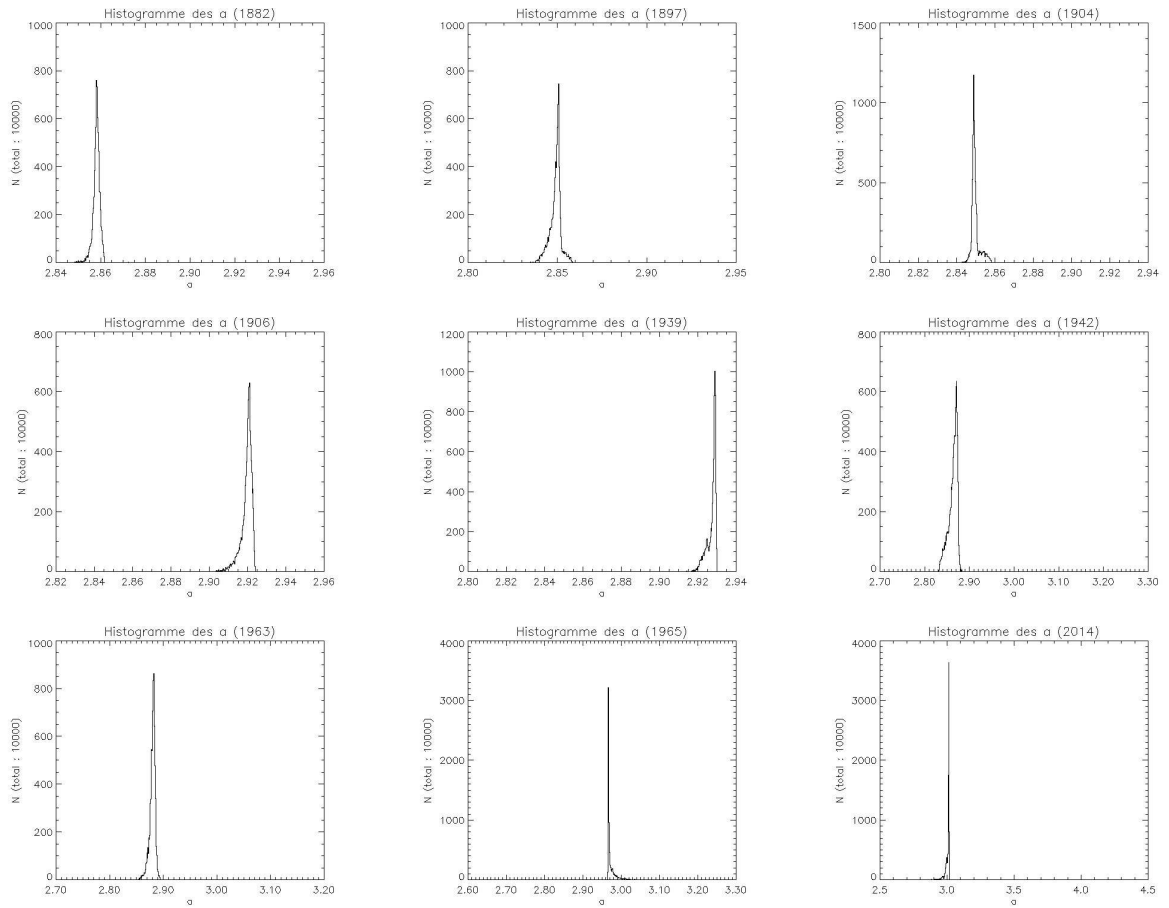


FIG. 4.17 – Évolution du demi-grand axe et période du courant de 1878 ($[0.1; 0.5] \text{ mm}$) entre 1882 et 1965. a reste confiné jusqu'en 1965 où la dispersion identique au courant de 1848 commence.

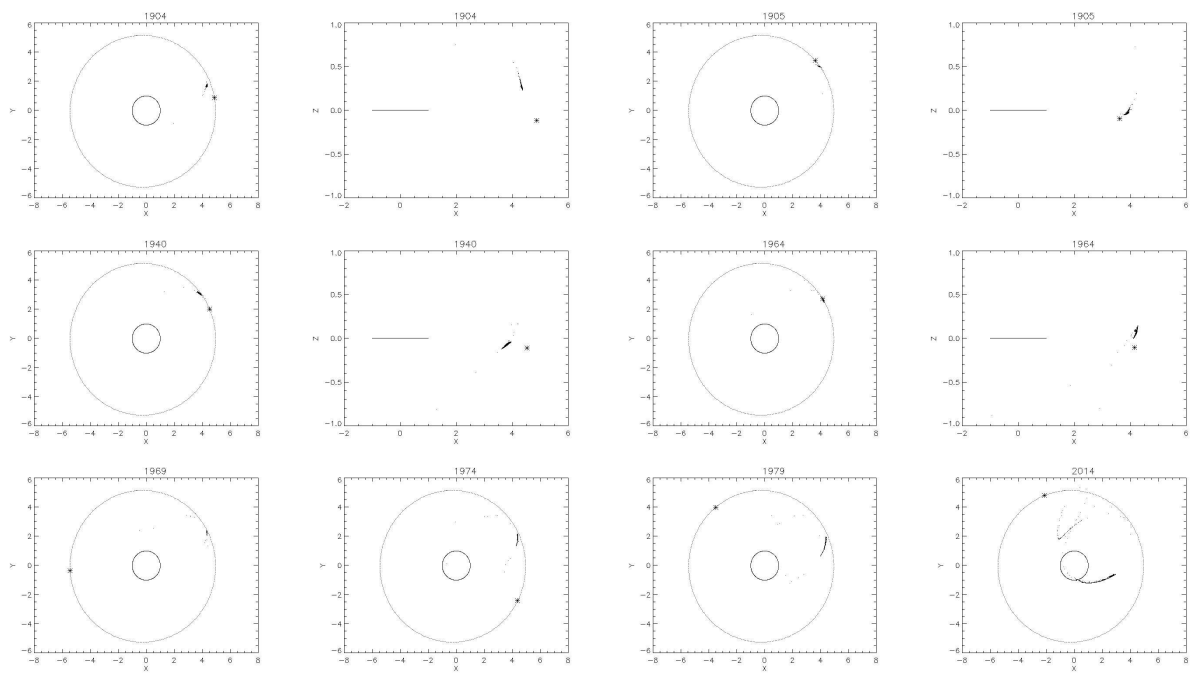


FIG. 4.18 – Évolution du courant de 1878 ($[0.1; 0.5] mm$) entre 1904 et 2014, dans les plans (xOy) et (xOz) . La rencontre de 1964 seulement réussit à disperser le courant, qui reste confiné jusque là. Ensuite, son évolution est identique à celle du courant de 1848.

Outre la proximité des résonances $\frac{12}{5}$ et $\frac{7}{3}$, une explication possible de ce confinement jusqu'en 1964-1965 est la suivante : en 1881, puisque le courant n'est pas encore étendu, l'effet dispersant des vitesses d'éjection et des différences de β (rapport entre les forces radiatives et gravitationnelles, voir page 82 est inhibé lors de la première rencontre avec Jupiter. L'attraction gravitationnelle de la planète empêche en effet une dispersion dans la direction anti-solaire. Toutes les particules qui à l'origine devaient avoir un aphélie éloignée de l'orbite cométaire sont contraintes de se joindre aux autres. La suite est logique : un étalement moindre réduit les occasions de rencontre des planètes, comme nous l'avons dit. Ceci dit, cela n'explique pas pourquoi le courant reste confiné jusqu'en 1964.

Le tableau 4.2 donne la position des quelques résonances proches des Pi-Puppides aux époques où le courant ne s'étend pas. La présence de la résonance $\frac{5}{12}$ pourrait expliquer que les particules restent confinées. La présence de résonances d'ordre élevé est assez suspecte, dans le sens où leur influence tend à s'amenuiser lorsque l'ordre augmente. Cependant on peut considérer qu'elles jouent un rôle dans l'évolution du courant, car sinon la dispersion commencerait bien plus tôt. Notons que les échelles de temps sont très courtes ici, ce qui est inhabituel lorsqu'on considère l'influence des résonances.

TAB. 4.2 – Répartition des demi-grands axes correspondant à des résonances dans lesquelles peuvent être piégées les Pi-Puppides (ces valeurs tiennent compte de β).

| Époque | a des PPU (ua) | Résonance proche | a de la résonance (ua) |
|-----------|----------------------|--------------------------------|------------------------------|
| 1882-1904 | 2.85 ± 0.02 | $\frac{13}{32}, \frac{11}{27}$ | 2.856, 2.861 |
| 1906-1939 | 2.91 ± 0.02 | $\frac{3}{7}, \frac{5}{12}$ | 2.959, 2.904 |
| 1942-1963 | 2.87 ± 0.02 | $\frac{11}{27}$ | 2.861 |

4.11 Influence de la Terre

De même que pour les Léonides, on s'attend à ce que les passages de la Terre dans le courant ait une influence. La figure 4.19 montre l'état du courant éjecté en 1967 pour quelques années. Notons qu'avant 2011 le courant ne rencontre pas Jupiter. En 2012, les particules perturbées par cette planète sont visibles en bas à droite de la figure concernée. On reconnaît les figures caractéristiques déjà aperçues avec les Léonides : la trace de la Terre s'inscrit dans le courant, créant des zones de faible densité de particules (lacunes).

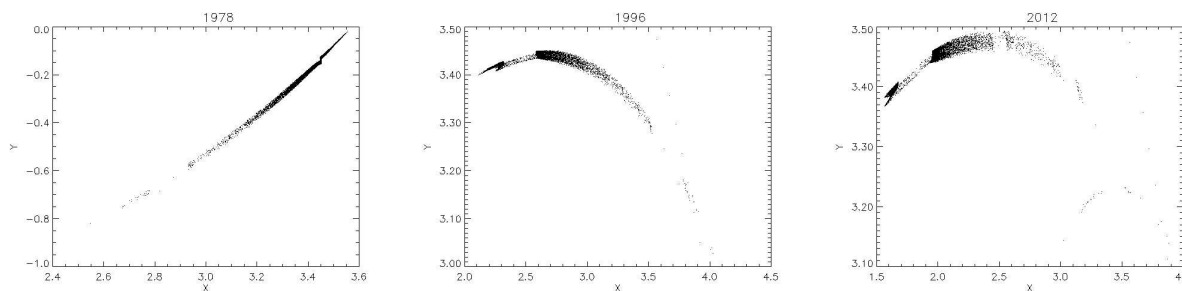


FIG. 4.19 – Évolution du courant de 1967 ($[1; 5] mm$), vu avec un zoom automatique permettant de mettre en évidence l'influence de la Terre dans le courant .

Il semble donc que la présence de lacunes soit fréquente dans les courants météoritiques. On peut même considérer qu'elles apparaissent dès qu'un courant rencontre la Terre. Celle-ci est en effet trop peu massive pour créer des perturbations globales comme le font Jupiter ou les planètes

géantes en général. Les rencontres se font aussi à des vitesses comprises entre 20 et 70 $km.s^{-1}$, ce qui est suffisamment rapide pour qu'une petite partie du courant seulement soit perturbée. Les travaux futurs sur les prévisions des pluies météoritiques devront donc en tenir compte.

4.12 Conclusion sur l'évolution des Pi-Puppides

Les phénomènes rencontrés avec les Léonides se retrouvent tous ici : dispersion, lacunes, fractures, apparition de sous-courants. D'une manière générale, l'évolution d'un essaim à courte période est plus rapide que celle d'un essaim à longue période.

Avec un aphélie au voisinage de l'orbite de Jupiter, l'influence des rencontres proches est plus importante que pour les Léonides pour plusieurs raisons. Tout d'abord elles se répètent beaucoup plus souvent à cause de la période plus courte des Pi-Puppides. Ensuite, elles interviennent au moment où les vitesses orbitales sont les plus faibles. L'effet dominant est une dispersion des particules, mais il peut aussi arriver qu'un nuage jeune soit entièrement perturbé, ce qui peut bloquer le processus de dispersion. De même, un piégeage momentané dans une ou plusieurs résonances favorise le confinement du courant. Ici encore l'histoire de chaque nuage est unique, même si tous, à terme, finissent par présenter des caractéristiques semblables.

Les rencontres proches appauvrissent le courant en éjectant des particules sur des orbites complètement différentes, voire hyperboliques. Ceci fait une grande différence avec les Léonides, dont les rencontres avec Jupiter s'effectuent à vitesse plus élevée et à des distances plus importantes à cause de l'inclinaison de cet essaim (il est difficile de parler dans ce cas de rencontre «proche»). Notons que les particules hyperboliques sont susceptibles d'être piégées de nouveau dans le système solaire grâce à l'attraction gravitationnelle des autres planètes géantes. C'est surtout l'inclinaison des météoroïdes qui change le plus facilement lors des rencontres proches.

À long terme, un nuage à courte période se dissipe complètement de telle façon que pour un observateur de météores, il est impossible d'associer la particule à l'essaim en question. L'environnement terrestre est en effet continuellement occupé par des particules. Le nuage est donc extrêmement diffus et les météores observés contribueraient plutôt aux sporadiques.

De plus, les différences orbitales avec la comète parente sont tellement grandes que le radiant n'est plus définissable. Rappelons toutefois qu'une association avec l'essaim peut tout de même être tentée grâce aux invariants orbitaux (Jopek et al., 1999). Mais ceci nécessite de déterminer l'orbite du météoroïde, et n'est donc pas accessible pendant l'observation proprement dite.

Chapitre 5

Conclusion sur l'évolution des essaims météoritiques en général

L'évolution d'un courant météoritique est dominée dans un premier temps par les vitesse d'éjection, puis par les forces non-gravitationnelles. L'effet combiné de ces deux facteurs est une période propre pour chaque particule, ce qui contribue à la dispersion des météoroïdes le long de l'orbite du corps parent. Les météoroïdes les plus massives sont moins sensibles à cet effet et ont une extension spatiale moins importante. Leur évolution est donc plus lente.

Au bout de quelques révolutions (typiquement une dizaine), les perturbations planétaires dominent le processus de dispersion des météoroïdes dans l'espace. Ce résultat est en accord avec les travaux de Kresak (1993). Cependant, nous trouvons ici que l'influence des planètes se fait ressentir dans le plan perpendiculaire à l'écliptique, plutôt que dans le plan perpendiculaire au plan de l'orbite du corps parent. Ceci est simplement dû au fait que les comètes ont souvent des inclinaisons très fortes en comparaison de celles des planètes du système solaire.

Suite aux rencontres proches avec les planètes, on trouve plusieurs conséquences. La Terre cause des lacunes dans la structure des essaims. Ceci est particulièrement important pour la prévision des pluies météoritiques. La densité du nuage ne varie pas de façon simplement linéaire avec le temps, contrairement aux affirmations de Sykes & Walker (1992) et des premiers travaux de McNaught & Asher (1999a).

Les planètes géantes induisent des perturbations différentielles qui finissent par séparer le courant en un ou plusieurs sous-courants. La dispersion de météoroïdes ainsi générée peut aboutir à une répartition des particules en anomalie moyenne atteignant 180° ou plus. À moyen terme, c'est toute l'orbite du corps parent qui est remplie. La conséquence de la création de sous-courants denses est qu'une pluie de météores peut avoir lieu même si le corps parent se trouve à l'aphélie. Ceci est primordial pour la prévision des pluies météoritiques.

Dans l'espace des éléments orbitaux, on assiste également à une dispersion des répartitions, et à des sauts lors des rencontres proches. L'influence de ces rencontres est surtout visible sur l'inclinaison. Les demi-grands axes et excentricités ont tendance à augmenter. La distribution en i tend à s'aplatir et en a et e à se dilater.

Les résonances limitent la dispersion des particules, comme l'ont déjà montré Sicardy et al. (1993) et Asher (1999). De même, une rencontre proche dès le début de l'histoire d'un courant peut inhiber la diffusion de météoroïdes dans l'espace.

L'histoire de chaque courant est donc unique. Les caractéristiques générales établies plus haut restent valables, mais c'est le temps qu'elles mettront pour apparaître qui diffère d'un nuage à l'autre. Il est donc dangereux d'estimer l'âge d'un courant à partir de son extension spatiale, comme l'ont fait Sykes & Walker (1992). Une étude dynamique est souhaitable pour voir comment se comporte le nuage. S'il est possible, cette étude pourrait remonter le temps pour examiner en détail l'histoire du nuage considéré. De même, Kresak (1993) estimait l'âge des

courants à courte période à une soixantaine d'années tout au plus. Nous avons vu qu'ils pouvaient subsister beaucoup plus longtemps. Les structures identifiées peuvent en effet subsister parmi le flot diffus de particules pendant quelques centaines d'années. Ceci dit, le travail de Sykes & Walker (1992) était limité par la technique d'observation, qui ne pouvait détecter que les parties des courants les plus denses. L'étendue sur toute l'orbite du corps parent a rarement été observée autrement que par les météores.

À long terme, les essaims à courte période sont beaucoup plus diffusés que ceux à longue période, à cause du nombre de rencontres proches plus important. Les éjections de particules sur des orbites hyperboliques peuvent être limitées par la récupération des météoroïdes par les planètes géantes. Pour un observateur de météores, il est impossible d'associer durant l'observation les particules très anciennes, qui apparaissent sinon tout au long de l'année, du moins sur une période beaucoup plus importante que les pluies usuelles identifiées dans l'annexe A. Seule une étude sur les orbites des météores pourrait révéler leur véritable origine (Jopek et al., 1999). Par contre on explique bien par cette approche comment en quelques dizaines de révolutions ($\simeq 30$) les météoroïdes sont suffisamment dispersés pour contribuer au flot annuel observé en période de pluie. C'est donc la raison pour laquelle chaque pluie ne dure pas seulement quelques heures (comme les tempêtes de météores), mais plutôt quelques jours, voire dizaines de jours.

L'âge des perséides (courant à longue période) a été estimé à 10^5 ans par Brown & Jones (1998). Notre étude ne permet pas de vérifier ce résultat, mais le valide sur au moins 10^3 ans. Si l'âge de la comète parente est bien en deçà des 10^5 ans il est donc possible d'observer des essaims orphelins, comme l'ont fait Sykes & Walker (1992). On peut même imaginer que si la comète se fractionne (comme la comète 1999 LINEAR S4, De Pater et al. (2000)), les morceaux se répartissent dans l'essaim, enrichissant celui-ci en gros grains. À long terme ceux-ci seront complètement dispersés dans l'essaim et pourront contribuer à l'apparition de bolide lors des pluies de météores.

Troisième partie

Prévision des pluies météoritiques

Les intégrations numériques effectuées précédemment nous ont aussi permis d'étudier les moyens d'effectuer des prévisions des pluies météoritiques. Ce problème n'est pas simple et souvenons-nous que les scientifiques du XIXème siècle avaient été très déçus de l'absence des Léonides en 1899.

Nous commencerons par décrire les différentes méthodes employées jusqu'ici pour expliquer les pluies de météores, puis nous présenterons notre approche.

Chapitre 1

Revue des méthodes

On peut distinguer deux périodes dans l'histoire récente de la prévision d'essaims météoritiques : l'avant et l'après Asher (1999). En effet, ce dernier a montré l'importance de prendre en compte les particules seules, plutôt que de considérer uniquement l'orbite du corps parent. Nous aborderons tout d'abord quelques méthodes le précédant, puis le modèle de McNaught & Asher (1999a) et Lyytinen & Van Flandern (2000). Enfin, nous présentons les modélisations des essaims effectuées par Jenniskens, suite aux observations poussées qu'il a effectuées. Notons que ce dernier ne fait pas d'intégration numérique, mais utilise les résultats qui en découlent.

1.1 L'avant Asher et McNaught

1.1.1 Méthodes basées sur l'orbite du corps parent

Puisque les météoroïdes s'échappent d'un noyau cométaire et restent plus ou moins dans son voisinage en formant des courants (Sykes & Walker, 1992), il est logique de s'intéresser aux corps parents. Kresak (1993) utilise la distance minimale entre l'orbite terrestre et l'orbite cométaire pour faire un modèle. L'idée qui sera suivie à maintes reprises par la suite est que puisque les météoroïdes s'organisent en nuage autour de la comète, plus on passe près de celle-ci, plus la densité de particules rencontrées, et donc de météores sera importante. Parmi les auteurs utilisant la distance Terre-comète pour les Léonides, citons :

- Mason (1995) qui conclut que le retour 2029-2033 sera pauvre en météores.
- Yeomans et al. (1996) qui ne prévoient pas d'activité particulière pendant un siècle après la période 1998-1999.
- Ferrin (1999) qui crée une carte de densité de poussières autour de la comète, d'après les observations des météores.
- Wu (2002) qui considère en plus de la distance orbitale Terre-comète le temps entre le passage des deux corps au point le plus proche. Comme Yeomans et al. (1996) prévoit une baisse d'activité après 1998-1999.

Il est indéniable que la distance des orbites de la Terre et de la comète parente est importante, pour savoir s'il y aura une pluie de météores ou non. Mais cette considération seule ne suffit pas. L'ennui de cette approche en effet est qu'elle est incapable de prendre en compte les lacunes qui peuvent exister dans les courants, comme nous l'avons vu au chapitre 3. De même, chaque courant possède une histoire qui lui est propre. D'autre part, comme l'extension d'un nuage donné est très grande, les différentes parties du nuage ne subissent pas les mêmes perturbations. Il en résulte que les orbites du corps parent et des météoroïdes sont complètement indépendantes, même si elles peuvent se ressembler fortement. Il apparaît donc que l'orbite du corps parent est utile pour révéler l'origine des essaims météoritiques, mais qu'elle ne peut pas donner avec certitude des indications quantitatives sur le *ZHR*.

1.1.2 Méthodes basées sur les orbites des météoroïdes

Wu et Williams

Wu & Williams (1992) ont été parmi les premiers à effectuer des intégrations numériques de trajectoires de météoroïdes. Leur conclusion était que la Terre rencontre plus facilement les particules situées à l'extérieur de l'orbite cométaire plutôt qu'à l'intérieur. L'influence de la distance Terre-comète est aussi prise en compte ici. Par la suite ils ont amélioré petit à petit leur modèle.

Wu & Williams (1993) étudient les Perséides et prennent en compte 500 particules éjectées dans l'hémisphère éclairé du noyau cométaire. Mais le pourcentage de particules rencontrant la Terre est faible. Ils représentent les nœuds des particules, qu'ils comparent avec la trajectoire de la Terre sur l'écliptique, et concluent à une pluie s'il y a superposition. Par contre, ils ne définissent pas de critère temporel, si bien que les nœuds des particules considérées peuvent avoir été atteints bien avant ou après que la Terre passe dans ce voisinage. Au moment où la planète arrive effectivement, rien ne dit que les nœuds ont gardé le même emplacement. Ceci dit, ils parviennent à associer les Perséides de 1986-1992 avec le retour de la comète en 1862.

Williams & Wu (1994) reprennent le modèle précédent en mentionnant le problème de l'instant de passage au nœud pour les particules, mais ne donnent pas explicitement de solution. Par contre, ils instaurent un critère pour sélectionner uniquement les particules ayant le demi-grande axe requis pour croiser la Terre durant la période des pluies météoritiques. Ils en concluent que le maximum des Perséides aurait lieu en 1994 au lieu de 1993. D'après Brown & Rendtel (1996) et Jenniskens et al. (1998), les maxima de 1992 à 1994 ont été similaires, avec un ZHR aux environs de 300-400.

Wu & Williams (1996) appliquent la même méthode aux Léonides, mais en considérant un historique des observations comportant des valeurs de ZHR exorbitantes, démenties par la suite par Brown (1999) et Jenniskens (2001). Leurs intégrations numériques ne prennent en compte qu'une dizaine de particules éjectées depuis 1866, et ils en concluent que le niveau de 1998 sera semblable à celui de 1933. La pluie de 1999 est suspectée d'être pauvre en météores. Les observations ont donné tort à ces prévisions.

Par contre, Williams (1997) trouve qu'Uranus influence les courants et explique qu'une perturbation de cette planète peut déplacer les nœuds des particules, expliquant ainsi qu'il peut y avoir des années très riches, et des années très pauvres en météores.

Brown et Jones

Comme nous l'avons vu (voir tableau 2.1 page 90), le travail de Brown & Jones (1998) sur les Perséides est impressionnant par le nombre de météoroïdes pris en compte. Malgré tout, ils soulignent l'importance du rapprochement entre l'orbite de la comète et celui de la Terre au moment de l'éjection, ce qui sera démenti pour le cas des Léonides par Asher (1999). Par contre, ils associent pluies et courants et soulignent l'importance des rencontres proches avec Jupiter et Saturne sur la position des nœuds. L'influence de la Terre est trouvée négligeable, contrairement à nos résultats sur les Léonides (voir chapitre 3).

Göckel & Jehn (2000) ont repris le même genre de travail que Brown & Jones (1998), pour déterminer quelle serait la vitesse d'éjection qui reproduirait le mieux les observations de Léonides (voir section 1.4). Cependant, sur une idée de Brown ils utilisent un critère temporel de $\delta t = 0.02$ ans. Les particules sont considérées comme ayant impacté la Terre si elles passent à leur nœud descendant à une date t telle que : $t_{max} - \delta t < t < t_{max} + \delta t$, où t_{max} est l'instant du maximum de la pluie. De même, ils définissent un critère spatial tel que :

$$f(x, y) = (0.001 - x)(3.36524 - y)$$

(où x représente l'espace et y le temps) pour prévoir le ZHR . Les particules sont éjectées uniformément sur l'orbite cométaire telle que $R_h < 4 au$. La justification de cette uniformité provient de ce que la comète produit des météoroïdes en fonction de l'ensoleillement qui varie en r_h^{-2} . Mais la loi des aires dit que le temps que la comète passe à un endroit donné est en r_h^2 , si bien que les deux phénomènes se compensent.

Brown & Cooke (2001) ont appliqué le travail de Brown & Jones (1998) aux Léonides 2001, et considèrent un modèle gaussien de ZHR en :

$$ZHR_{obs} = ZHR_{max} \exp - \frac{a(r - b)}{w} \quad (1.1)$$

où ZHR_{max} est déterminé en ajustant la décroissance du maximum en fonction du temps (par les observations passées), a est un paramètre libre, r est la distance héliocentrique, qui doit être corrigée de l'erreur b due au caractère géocentrique de l'observateur, et w est la mesure de la dispersion des nœuds. Leur prévision pour 2001 était une pluie longue et peu importante, comparé aux autres prévisions (McNaught & Asher, 1999a; Lyytinen & Van Flandern, 2000). Au lieu de cela, deux pics distincts ont été observés.

Langbroek

Enfin citons Langbroek (2002) qui considère un modèle des courants de Léonides en «équilibre ponctuel» (*punctuated equilibrium*). Cette expression est empruntée à la biologie (théorie de l'évolution), et définit le caractère non continu de l'évolution de la position du nœud descendant d'un courant donné, ainsi que de sa largeur. Il nous semble que les simulations numériques présentées au chapitre 3 suffisent à expliquer ce genre de discontinuité. Notons de plus que cette propriété est déduite d'après les observations des météores, ce qui signifie que le courant est largement sous-échantillonné dans l'espace et dans le temps. Nous avons vu que les perturbations planétaires suffisent à expliquer les différences de position entre les nuages éjectés à plusieurs époques du noyau cométaire. Langbroek (2002) dément aussi le profil lorentzien d'une pluie de Léonides. Rappelons que McNaught & Asher (1999a) considéraient un profil gaussien, et que Jenniskens et al. (2000b) l'ont modélisé sous forme d'une Lorentzienne. Le démenti de Langbroek (2002) provient du caractère non symétrique des pluies de 2001.

1.2 Asher et McNaught

1.2.1 Approche

Le travail de ces deux auteurs a été initialisé par l'étude d'Asher (1999) (Armagh Observatory), expliquant les pluies de Léonides de 1833 et 1966. L'idée est de considérer des particules éjectées au périhélie de la comète, et de voir quel est le décalage Δa du demi-grand axe par rapport à celui du corps parent nécessaire pour que la particule considérée passe au nœud descendant à l'époque de la pluie. Ceci n'est pas sans rappeler les sélections faites par Williams & Wu (1994), et il est important de noter que le même genre de travail avait déjà été effectué par Kondrateva & Reznikov (1985). Ces derniers avaient en effet déjà prévu les pluies de 1998-2002, avec une précision correcte. Utilisant la même méthode, Asher et al. (1999a) ont expliqué pourquoi la pluie de 1998 avait eu 16 heures de retard par rapport aux prévisions basées sur l'orbite de la comète Tempel-Tuttle.

Peu après, le travail d'Asher (1999) a été complété par McNaught & Asher (1999a) : ils ont calculé en effet les éphémérides des pluies de Léonides des années 1798 à 2034. Outre l'instant de la pluie, ils ont estimé la valeur du niveau avec un modèle de ZHR gaussien et associé chaque rencontre avec un courant particulier. C'est la raison pour laquelle ce papier est devenu une référence mondiale aujourd'hui.

La figure 1.1 reproduit une figure présentée par Asher (2000), prévoyant la pluie des Léonides de 2002. Ce genre d'image rappelle aussi celles effectuées par Wu & Williams (1993). La figure 1.2 indique les localisations où les Léonides pouvaient être observés.

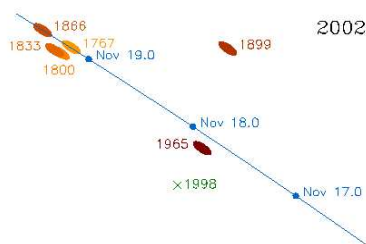


FIG. 1.1 – Figure générée par Asher (2000) : intersection des courants (ellipses) de Léonides avec l'écliptique au moment de la pluie. Il y a «tempête de météores» lorsque la Terre (ligne) passe dans l'un des nuages. Deux maxima sont attendus dans la journée du 19 novembre 2002. La Terre rencontre en effet les courants éjectés en 1767 et 1866.



FIG. 1.2 – Cartes produites par McNaught & Asher (1999b) servant à déterminer quelle région est la mieux placée pour l'observation des Léonides. Ce sont celles qui sont le plus près de la verticale du radiant et suffisamment dans l'ombre de la Terre pour pouvoir assister à toute la pluie. Cette année-ci il fallait être en Europe ou en Amérique du nord.

Le modèle de ZHR utilisé dépend de trois paramètres :

- Δa : différence de demi-grand axe entre les orbites de la comète et de la particule rencontrée. Ce paramètre est un indicateur de dispersion des particules le long de l'orbite cométaire, ainsi que de la taille des particules. Plus il est important, plus les météoroïdes concernés ont été éjectés à des vitesses élevées, et sont sensibles à l'action des forces non-gravitationnelles.
- $r_E - r_D$: différence entre les distances héliocentriques de la Terre et du courant (dans le plan écliptique (xOy)). C'est cette quantité qui est supposée être gaussienne.
- f_M : *Mean anomaly factor* (facteur d'anomalie moyenne). Censé être inversement proportionnel au temps, il mesure la dispersion du courant.

Malheureusement, les valeurs vraisemblablement excessives de ZHR déduites des observations anciennes (Brown, 1999; Kresak, 1993) ont conduit à surestimer d'un facteur 10 le niveau des pluies. Les révisions à la baisse se sont donc multipliées par la suite.

1.2.2 Limites

Si l'approche de McNaught & Asher (1999a) a été un véritable bond en avant sur la qualité temporelle des prévisions des pluies météoritiques, il subsiste une faiblesse dans l'approche du *ZHR*. Tout d'abord à la lumière des simulations du chapitre 3, le paramètre f_M qui semble intuitif nous paraît malvenu. Nous avons vu en effet qu'un courant peut aussi bien rester compact pendant plusieurs révolutions qu'être disloqué par les rencontres proches. Notons tout de même que le modèle tient indirectement compte des lacunes causées par les rencontres avec la Terre en calculant la distance moyenne entre deux particules tests. De même, McNaught & Asher (1999a) ont remarqué que le signe de $r_E - r_D$ influait sur la valeur du *ZHR* sans donner de signification physique quantitative à cette particularité, autrement que par l'ajustement avec les observations. En général, la pluie est plus forte lorsque ce facteur est négatif (i.e. le courant est à l'intérieur de l'orbite terrestre).

Le processus itératif nécessaire pour trouver la date d'occurrence des pluies nous paraît limité parce qu'il présuppose la connaissance approximative de la date de la pluie. Il nous semble qu'une approche plus générale devait être en mesure de prédire la pluie en question même si les rencontres proches avec les planètes déplaçaient les nœuds de plusieurs dizaines de degrés.

1.3 Le modèle de Lyttinen et collaborateurs

1.3.1 Description

L'approche de Lyttinen & Van Flandern (2000) est originale dans le sens où elle diffère des méthodes plus classiques. La vitesse d'éjection des météoroïdes est considérée comme nulle, via le modèle cométaire «satellitaire» de Van Flandern (1981). Une comète est ici vue comme un nuage de particules liées par la gravité mais sans cohésion. Le processus d'éjection provient de la réduction du rayon de la sphère d'influence de la comète lorsque celle-ci s'approche du soleil. Les points de Lagrange L1 et L2 sont considérés comme sources des courants de météoroïdes. D'après van Flandern (1999), ce modèle cométaire a l'avantage d'expliquer pourquoi les comètes parviennent à éjecter des particules de l'ordre du mètre. La vitesse d'éjection est de l'ordre du mètre par seconde, ce qui expliquerait que les météoroïdes ne se dispersent pas totalement dans l'espace et s'organisent en courants. À la lumière du modèle de la vitesse d'éjection de Crifo & Rodionov (1997) (voir partie 1.5, page 76), nous voyons que des vitesses d'éjection dites *faibles* peuvent aussi être obtenues avec une vision plus classique des comètes.

La dispersion des particules le long de l'orbite cométaire est attribuée à la pression de radiation et à l'effet saisonnier de Yarkovsky-Radzievskii (voir section 1.8, page 82). Le travail de Lyttinen & Van Flandern (2000) a été motivé par l'erreur de prédiction de 1998. Tous les modèles considéraient une répartition des particules dans le plan de l'orbite cométaire. Lyttinen & Van Flandern (2000) se sont intéressés aux effets perpendiculaires à ce plan, via le facteur A_2 , par analogie avec les forces non-gravitationnelles cométaires. La force de Yarkovsky-Radzievskii est responsable de ce facteur. Si en effet la pression de radiation et la force de Poynting-Robertson ont un effet supposé proportionnel au temps le long de l'orbite cométaire, l'effet Yarkovsky-Radzievskii agit plutôt dans le plan perpendiculaire, expliquant ainsi la dispersion des essaims. L'influence des forces est modélisée par une accélération appliquée au périhélie des particules uniquement. Le changement de vitesse introduit est de l'ordre de $10^{-6} m.s^{-1}$. La précession et les changements d'inclinaison de l'axe de rotation des particules suite à des chocs éventuels sont négligés par souci de simplification.

1.3.2 Limites

Contrairement à Lyytinen & Van Flandern (2000), nous avons préféré garder une vision plus classique des comètes : un noyau essentiellement composé de glace d'eau dégaze à l'approche du soleil, ce qui entraîne les météoroïdes dans l'espace interplanétaire. La force de Yarkovsky-Radzievskii n'est pas modélisée, mais l'effet dispersif dans la direction perpendiculaire à l'orbite cométaire est pris en compte via une éjection dans tout l'hémisphère éclairé du noyau. L'ajout d'une vitesse d'éjection d'après le modèle de Crifo & Rodionov (1997) permet aussi d'obtenir des valeurs faibles, compatibles avec les observations des pluies de météores. Notre modèle tient compte des forces non-gravitationnelles tout au long de l'intégration, et pas uniquement lors du retour au périhélie des particules.

Le modèle de ZHR pris en compte par Lyytinen & Van Flandern (2000) est de la forme :

$$ZHR = fn(\Delta a) \frac{f_M}{n} (1 + \Delta r^2)^{-0.5p} \quad (1.2)$$

avec les mêmes notations qu'à la section 1.2, et :

- $\Delta r = \frac{r_E - r_D}{0.00059 \text{ na}}$ est la différence entre la distance radiale des nœuds des météoroïdes ($r_E - r_D$) et de la Terre.
- n : nombre de révolution depuis l'éjection du nuage.
- $p = 2.7 \pm 0.7$ est un paramètre libre déduit des observations de 1998.
- de même la fonction $fn(\Delta a)$ est ajustée grâce aux observations.

Dans les modèles plus récents, Lyytinen et al. (2001) considèrent le modèle lorentzien développé par Jenniskens et al. (2000b) (voir équation 3.2, page 63), et ajustent les différentes constantes. La pluie de 1999 est particulière car elle est intervenue avec un décalage temporel d'une demi-heure environ, ce qui est un maximum parmi toutes les prédictions effectuées. Lyytinen et al. (2001) l'expliqueraient par une action particulièrement forte du facteur $A2$. Mais il n'y a pas d'explication à cette exception...

1.4 Jenniskens

1.4.1 Description

Comme nous l'avons déjà vu, Peter Jenniskens (NASA/AMES) a conduit des observations très poussées des Léonides, via la *Leonid Multi-instruments Aircraft Campaign* (voir section 3.2.2, page 61). L'accumulation des données sur les Léonides pendant la période 1998-2002 est assez exceptionnelle, car il a été possible d'échantillonner les courants à divers endroits, et avec les mêmes méthodes d'observation et de réduction.

De ces données, Jenniskens a déduit des modélisations des essais, qui ont été amélioré grâce à chaque nouvelle observation. Le modèle de ZHR est ainsi passé d'une loi exponentielle (Jenniskens, 1994, 1995) à une lorentzienne (Jenniskens et al., 2000b) (voir les équations 3.1 et 3.2, page 62). La valeur de ZHR_{max} de la formule 3.2 dépend du courant lui-même selon :

$$ZHR_{max} = ZHR_0 f_M f(\Delta a) f(\Delta r) \quad (1.3)$$

avec les mêmes notations qu'à la section 1.2. Δr décrit la dispersion des particules dans le plan de l'orbite cométaire, en terme de distance héliocentrique. À partir des différences entre les instants calculés par McNaught & Asher (1999a) et ceux effectivement observés, Jenniskens (2001) déduit un décalage systématique, dû aux conditions d'éjection des particules. Les différences observées reflèteraient donc le mouvement de précession du noyau cométaire. Il a ainsi prédit les pluies de 2002 avec quelques minutes d'avance par rapport au travail de McNaught & Asher

(1999a). Cependant, les observations (Arlt et al., 2002) ont montré qu'il s'agissait en fait de plusieurs minutes de retard. Il nous semble qu'à un tel niveau de précision, on tombe dans les barres d'erreurs de mesure et de modèle, si bien qu'il devient difficile de conclure sur la précession du noyau. Cependant, nous voyons là une illustration de l'utilité des météores pour la physique cométaire.

Jenniskens (2001) observe aussi que l'index de population massique des météores n'est pas unique. De même, les particules les plus petites ont tendance à avoir un maximum plus large et en avance par rapport aux plus grosses. L'étendue d'un courant n'augmente pas linéairement avec le temps, contrairement à ce qu'on pourrait attendre des vitesses d'éjection et forces non-gravitationnelles.

Récemment, Jenniskens (2002) a revu la formule 1.3 en divisant encore le terme Δa par le nombre de révolutions, ce qui réduit les écarts entre observations et post-prédictions.

1.4.2 Récapitulatif pour l'année 2002

Pour l'année 2002, les prévisions des trois modèles cités ci-dessus et des nôtres étaient les suivantes (voir figure 1.3).

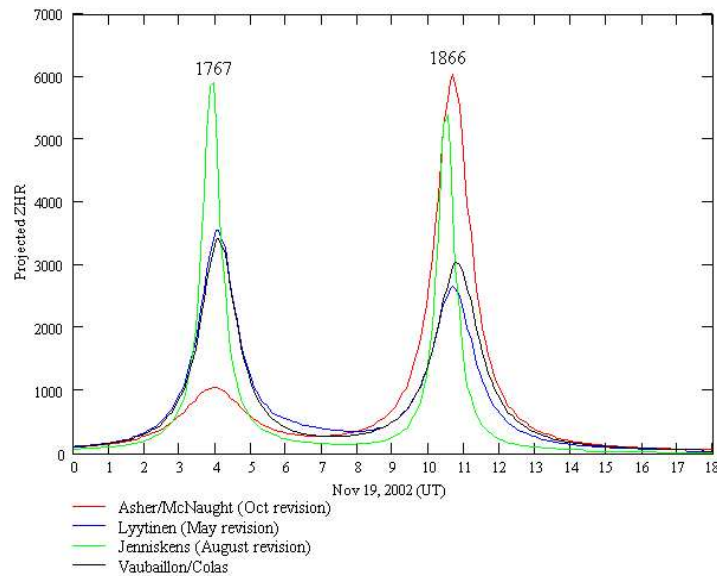


FIG. 1.3 – Prévisions des Léonides 2002 d'après les modèles de l'époque (d'après B. Cooke, MSFC).

Chapitre 2

Notre approche : un modèle physique «complet» ; Première étape : la sélection des particules

Plutôt que d'avoir une modélisation du profil rencontré, de sa largeur, de la dispersion des particules etc. comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, nous avons tenté d'obtenir ces informations à partir des simulations effectuées.

L'idée de base est tout d'abord de détecter les particules simulées qui sont susceptibles d'entrer en collision avec la Terre, puis de faire un lien entre les particules simulées et réelles, via des considérations sur la comète parente.

2.1 Hypothèses

Nous avons déjà vu (section 1.6, page 78) que dans notre modèle les météoroïdes sont éjectés sur tout l'arc d'orbite tel que $r_h < 3 ua$.

D'autre part, nous avons voulu nous affranchir du paramètre f_M , qui est censé décroître pratiquement linéairement avec le temps. Nous avons vu en effet que l'évolution d'un courant peut être fortement non-linéaire. D'autre part, ce facteur est estimé en mesurant la distance entre deux particules tests. Puisque le courant est très hétérogène, le risque existe que les deux particules prises en compte ne soient pas forcément représentatives de courants lors de la pluie.

Afin d'effectuer des prévisions à «moyen terme» (*i.e.* sur quelques centaines d'années), la méthode doit permettre de ne pas connaître *a priori* l'instant de la pluie. Nous avons donc défini un critère d'impact, pour considérer que telle ou telle particule entre bien en collision avec la Terre. Le détail est fourni à la section 2.2.

La façon dont la comète émet les météoroïdes n'entre pas en compte dans les simulations précédentes. La première idée est de simuler exactement la quantité de poussière émise, en faisant varier les paramètres inconnus. Mais ceci dépasse largement les capacités des machines actuelles.

Enfin, le niveau du *ZHR* ainsi que le profil rencontré ne rentrent pas en compte *a priori* non plus. Le but étant de pouvoir les déduire des simulations.

La solution que nous avons choisie pour parvenir à de tels objectifs est hybride entre «tout simuler» et «tout supposer». En effet nous avons voulu échantillonner les courants de la manière la plus complète possible, toutefois compatible avec les moyens de calculs actuels. Pour ne pas utiliser un modèle de répartition en taille nous avons divisé les particules en plusieurs paquets correspondant à des intervalles de taille. En définitive nous avons des comportements des différents paquets que nous pouvons comparer aux observations et nous pouvons ajuster une loi de répartition en taille. Pour des raisons de taille de calcul nous avons utilisé cinq paquets de $5 \cdot 10^5$

particules

L'idée est donc dans un premier temps de détecter les particules ayant impacté la Terre. Dans un deuxième temps, chaque particule se voit assigner un «poids» en fonction de la répartition des tailles, tel que chaque particule simulée puisse représenter un certain nombre de particules réelles. Le calcul du ZHR se fait donc en évaluant la densité de particules réelles aux alentours de la Terre.

2.2 Stratégie de sélection des particules

Afin d'éviter la connaissance *a priori* de l'instant de la pluie, le plus simple est de considérer les particules proches de la Terre à tout moment. Cependant, il est évident qu'une fraction infime des météoroïdes entrent en collision avec la planète, puisque le courant s'étend sur plusieurs unités astronomiques, et qu'une pluie ne dure que quelques heures tout au plus. Même avec $5 \cdot 10^5$ particules on ne peut espérer détecter plus d'une dizaine de particules pour une année donnée.

Göckel & Jehn (2000), sur une idée de Brown, donnent le moyen assez naturel de parvenir à une telle détection. Il suffit en effet de définir un critère d'impact ΔX beaucoup plus large que le diamètre terrestre, car les variations de densité se font à des échelles bien plus grandes que celle du diamètre terrestre.

Göckel & Jehn (2000) voulaient retrouver le profil de la pluie de 1999 causée par le courant de 1866, en testant plusieurs modèles de vitesse d'éjection. Connaissant donc la date à l'avance, leur critère de sélection est double : spatial et temporel. Il est défini pour le calcul du ZHR par :

$$f(x, y) = (0.001 - x)(3.6524 - y) \quad (2.1)$$

où x représente l'espace et y le temps. Les critères sont donc $\Delta X = 0.001 \text{ ua}$ et $\Delta t = 0.001$ année. Précisons que Brown préconisait plutôt le double pour le critère temporel.

Dans notre cas, nous ne souhaitons effectuer qu'un critère de sélection de proximité des particules, sans nous soucier du ZHR pour l'instant. Puisque nous ne souhaitons pas définir de critère temporel, nous avons converti celui-ci en critère spatial uniquement, grâce à :

$$\Delta X = \Delta t * V_r \quad (2.2)$$

avec V_r la vitesse relative de la Terre et des météoroïdes. Conformément aux recommandations de Brown nous avons pris $\Delta t = 0.002$ année, $\simeq 1$ semaine.

Cependant lors d'une simulation les rencontres proches vont faire chuter le pas d'intégration. Les détections multiples vont donc avoir lieu si l'on n'y prend pas garde, surtout si l'orbite des météoroïdes est peu inclinée sur l'écliptique. Nous avons décidé de ne tenir compte que des particules satisfaisant au critère de sélection, et qui de plus passaient au nœud le plus proche de la Terre (*i.e.* descendant pour les Léonides et ascendant pour les Pi-Puppides).

2.3 Résultats : forme des courants dans le voisinage terrestre.

Les nœuds descendants sélectionnés pour l'année 1999 pour les courants de 1699 à 1965 sont représentés sur la figure 2.1 (droite). Pour comparaison, les résultats obtenus par Asher (2000) sont mentionnés à gauche. Les deux études donnent des positions similaires.

Nous nous intéressons maintenant plus particulièrement au courant de 1866. Il possède en effet l'avantage d'avoir été traversé plusieurs fois par la Terre ces quelques dernières années. De plus il est représentatif des courants «jeunes», c'est à dire qui ont moins d'une dizaine de révolutions.

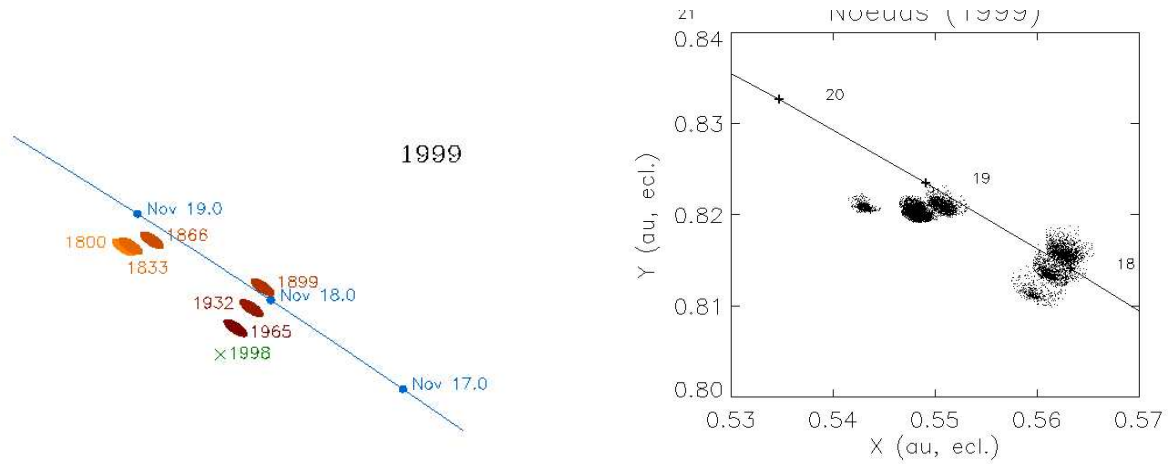


FIG. 2.1 – Nœuds descendants des météoroïdes des courants de 1833 à 1965, vus en 1999. À gauche d’après Asher (2000), à droite d’après nos résultats. Notre figure représente de plus le courant de 1699, en coordonnées (0.54; 0.82).

Sur la figure 2.2 (page 180) les nœuds descendants (points) des météoroïdes dans le voisinage terrestre sont représentés avec la trajectoire de la Terre (ligne continue). Ces figures sont semblables à celles de Wu & Williams (1993) dans leur principe. Nous appellerons «centre» la partie la plus dense, bien qu’elle ne soit pas au centre du nuage à proprement parler. Asher (2000) donne l’allure générale de ces nœuds, modélisée sous forme d’ellipsoïde dont les emplacements correspondent aux centres ici (voir figure 2.1).

La forme du courant rappelle la figure 3 de McNaught & Asher (1999a) : en partant du centre la densité diminue plus fortement en direction du soleil qu’à l’opposé. Ceci résulte de l’action des forces non-gravitationnelles qui ont tendance à souffler les particules. On comprend ici que McNaught & Asher (1999a) aient défini leur modèle de ZHR en fonction du signe de $r_E - r_D$ (voir section 1.2). Notons que la largeur du nuage varie peu sur quelques périodes, et pour plusieurs années consécutives.

Nous voyons de nouveau ici que les grosses particules se concentrent en «tête» du courant, sous l’action des différences de demi-grands axes. On s’attend à ce qu’il y ait une pluie de météoroïdes lorsque la trajectoire de la Terre rencontre le nuage en question. Ici, c’est donc en 1999, 2000, 2001 et 2002 que ces rencontres ont lieu. Cependant, l’année 1999 n’est pas si favorable car seules les particules extrêmes parviennent jusqu’à la Terre (les plus petites et les plus externes au courant).

2.4 Distances héliocentriques lors de l’éjection des particules sélectionnées.

Les figures 2.3 (page 181) montrent la répartition des distances héliocentriques des particules sélectionnées au moment de leur éjection. On voit qu’elles sont éjectées de préférence avant le périhélie plutôt qu’après. Au cours du temps suivant le passage de la comète la sélection se fait plus nette, surtout pour les particules les plus massives. Notons que cette caractéristique subsiste dans les quelques particules détectées lors des rencontres des quelques années suivantes (jusqu’à 2010). Pour expliquer ceci, nous nous penchons maintenant sur les conditions d’éjection des météoroïdes.

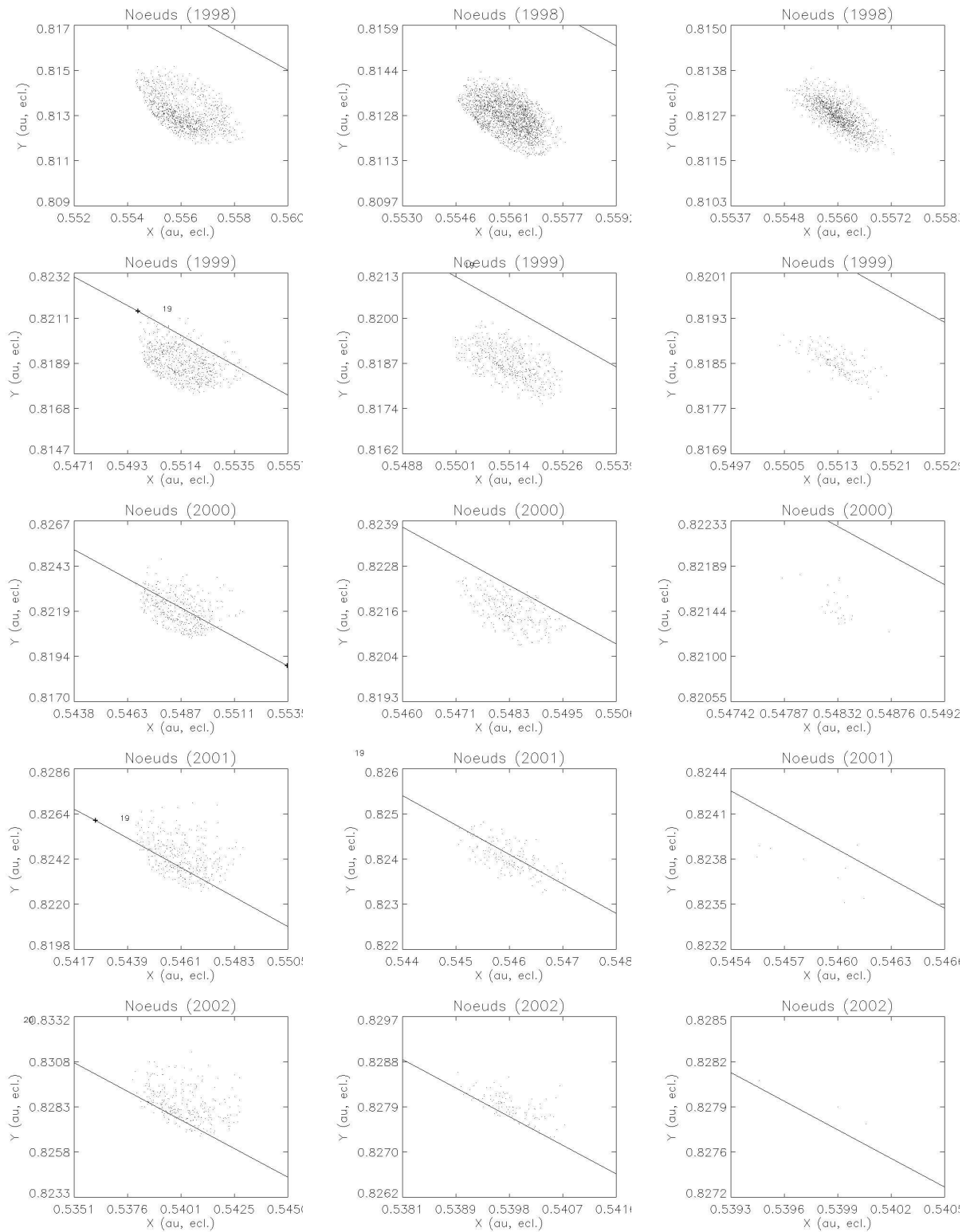


FIG. 2.2 – Nœuds descendants des météoroïdes du courant de 1866. À gauche : particules de l'intervalle $[0.1; 0.5] \text{ mm}$, au centre : $[0.5; 1] \text{ mm}$, et à droite : $[1; 5] \text{ mm}$. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002.

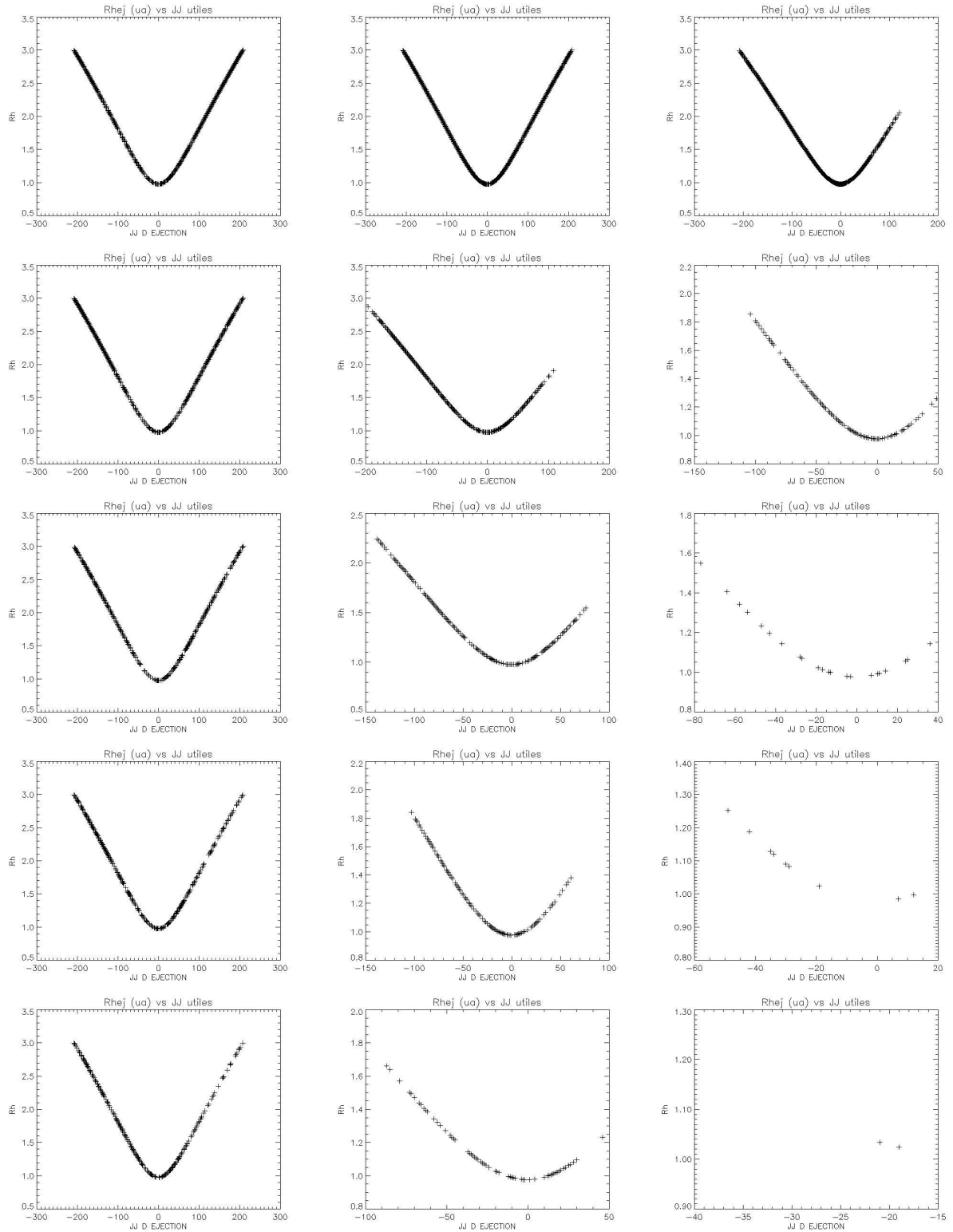


FIG. 2.3 – Instant d'éjection en jour (0 = périhélie) en fonction de la distance héliocentrique lors de l'éjection. À gauche : particules de l'intervalle $[0.1; 0.5] \text{ mm}$, au centre : $[0.5; 1] \text{ mm}$, et à droite : $[1; 5] \text{ mm}$. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002.

2.5 Caractéristiques des particules impactées

Dans les figures 2.3 à 2.6 nous nous penchons sur les conditions d'éjection des particules sélectionnées. Notons que Müller et al. (2001a) ont effectué une étude similaire. Leur but était en effet d'examiner quelles étaient les conditions requises (vitesse et angle d'éjection) pour que les météoroïdes éjectés de la comète 55P/Tempel-Tuttle parviennent à leur nœud aux alentours du 18 novembre 2000. Dans cette première approche, ils ont considéré un modèle simplifié d'évolution du courant ainsi que des vitesses d'éjection. Leur conclusion était qu'il existe une forte dépendance avec la vitesse et l'angle d'éjection.

Notre approche a l'avantage de considérer en plus l'évolution temporelle des caractéristiques des météoroïdes. Dans les lignes qui suivent, nous examinons la répartition des vitesses et angles d'éjection des particules impactées, par intervalle de taille et par année.

2.5.1 Caractéristiques de la vitesse d'éjection

D'après les figures 2.6 et 2.7 (pages 185 et 186) nous pouvons dire que :

- La vitesse d'éjection requise augmente au cours du temps. Ceci est normal puisque les particules les plus lentes restent au voisinage de la comète. Sa valeur passe d'environ $7 m.s^{-1}$ à $15 m.s^{-1}$.
- La dispersion des vitesses diminue lorsque la masse des particules augmente. Cet effet présent au départ du fait de la vitesse d'éjection plus faible n'était pas forcément attendu pour les particules sélectionnées. Ceci montre qu'il n'y a pas unicité du module de la vitesse d'éjection requis pour atteindre la Terre au moment voulu.
- Les particules sont éjectées de préférence aux grandes distances héliocentriques, où la vitesse est moindre qu'au périhélie. Mais cet effet tend à disparaître au fil des ans. Pour les particules proches de la comète (années 1998-1999), il existe clairement une carence de faibles vitesses au périhélie. Ceci se comprend dans le cas képlérien par le fait qu'une vitesse d'éjection élevée est requise au périhélie pour perturber suffisamment l'orbite initiale (cométaire) et déplacer les nœuds descendant des particules concernées. Ceci est vrai essentiellement pour les Léonides, dont le nœuds descendant et le périhélie sont très proches.
- À mesure que le temps passe, la vitesse d'éjection doit être suffisamment forte pour entraîner les particules les plus massives sur des orbites différentes de celle de la comète. C'est pourquoi les gros météoroïdes sélectionnés quelques années après le passage de la comète ont été émis aux alentours du périhélie.

2.5.2 Caractéristiques des angles d'éjection

Le tirage des angles d'éjection dans le plan (angle a) et perpendiculaires au plan (angle b) orbital de la comète selon la formule 2.4 de la partie II (page 94) conduit aux distributions de la figure 2.4.

Les mêmes genres d'histogrammes sont construits pour les particules sélectionnées, et sont donnés dans les figures 2.8 et 2.9. De plus la répartition de ces angles au cours du temps lors de l'éjection est donnée dans les figures 2.10 et 2.11 (voir pages 187 à 190).

Pour les deux angles concernés on observe de manière générale au cours du temps une diminution des contraintes sur les particules pour qu'elles atteignent le voisinage de la Terre. Les distributions tendent à s'aplatir, ce qui traduit le mélange des différentes populations de particules dans les parties du courant les plus éloignées du corps parent.

Dans le plan de l'orbite cométaire on remarque que :

- Il existe clairement une carence des angles négatifs pour les petites particules aux alentours du périhélie. Ceci s'explique par la configuration de l'orbite cométaire lors de l'éjection. Le nœud descendant de celle-ci se trouve en effet à l'intérieur de l'orbite terrestre. Les petites

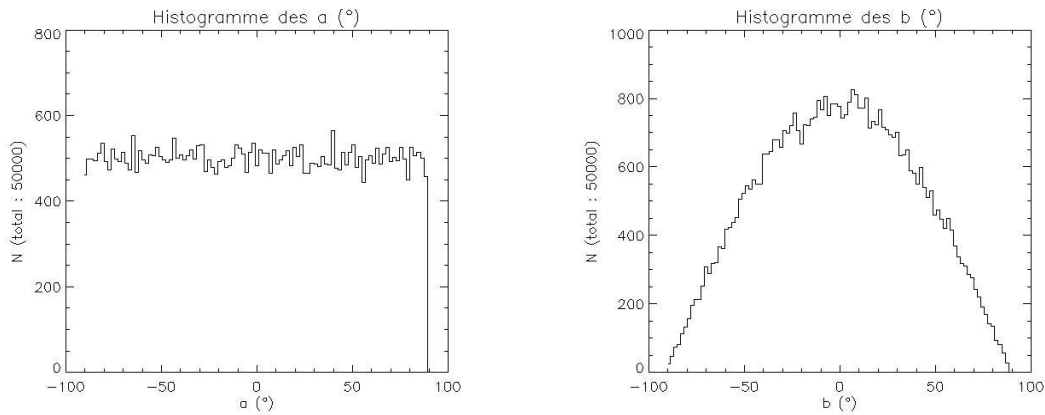


FIG. 2.4 – Distribution initiale des angles dans le plan (angle a) et perpendiculaire au plan (angle b) orbital cométaire, pour des particules d'un intervalle de taille donné.

particules étant particulièrement sensibles aux perturbations engendrées par le processus d'éjection ne peuvent pas atteindre la Terre si elles ont été éjectées du «mauvais» côté. Notons que le nœud descendant lui-même change avec la direction d'éjection.

- Les grosses particules moins sensibles aux perturbations engendrées par l'éjection (vitesse relative moins élevée), subissent néanmoins un effet de sélection. En particulier il est remarquable qu'on n'observe pas les mêmes lacunes. L'effet inverse serait même plutôt dominant. On assiste donc ici à un mélange des populations de particules, suite une fois encore aux différences de période.
- Il est important de noter que si le courant de 1866 est représentatif de tous les autres, des différences apparaissent quant à l'année où les carences remarquées s'observent. Les figures caractéristiques de 1998 pour le courant de 1866 s'observent en 2001 pour le courant de 1699. Ceci reflète la composition du courant le long de l'orbite cométaire.
- La rotation d'un noyau cométaire est rapide par rapport à son orbite, si bien que tout effet d'éjection par des jets probables est très vite moyenné. De ce fait, il est impossible de faire un lien entre les angles d'éjection des poussières et l'existence de jets éventuels à ce niveau de l'étude.

Dans le plan perpendiculaire au plan de l'orbite cométaire on peut voir que :

- Il n'y a pas de sélection entre les particules éjectées d'un côté ou de l'autre.
- Les contraintes sont en général moins fortes que sur l'angle d'éjection dans le plan.
- Lorsqu'elles existent, ces contraintes privilégient une éjection dans le plan de l'orbite cométaire. Les valeurs élevées de l'angle b sont en particulier absentes pour les petites particules éjectées quelques dizaines de jours avant le périhélie.
- Les grosses particules sont éjectées préférentiellement dans le plan de l'orbite, à mesure que le temps passe. Mais ceci reflète aussi la nécessité d'avoir une vitesse d'éjection élevée.
- Ici encore, si le courant de 1866 représente bien tous les autres courants, il peut exister un décalage temporel dans l'apparition des caractéristiques identifiées ici.
- Les trois images de la figure 2.5 montrent les angles d'éjection des particules sélectionnées que la Terre rencontre successivement. Cela correspond, sur une des images de la figure 2.2, aux particules respectivement situées dans la partie droite, partie centrale, et partie gauche du nuage. On voit qu'il y a une forte contrainte sur la direction d'éjection, pour raison de géométrie ici encore. On voit que la partie centrale du courant est occupée par des particules éjectées préférentiellement dans le plan de l'orbite. Mais cette caractéristique est moins évidente pour les particules éjectées aux alentours du périhélie. Lors d'une pluie de météores, on ne voit donc pas le même genre de particule au cours du temps.

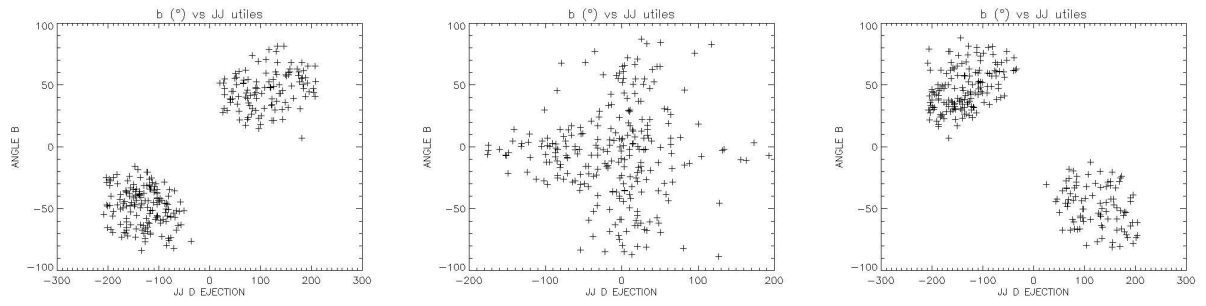


FIG. 2.5 – Angles d'éjection des particules rencontrées successivement par la Terre lors d'une pluie ($[0.1; 5] mm$).

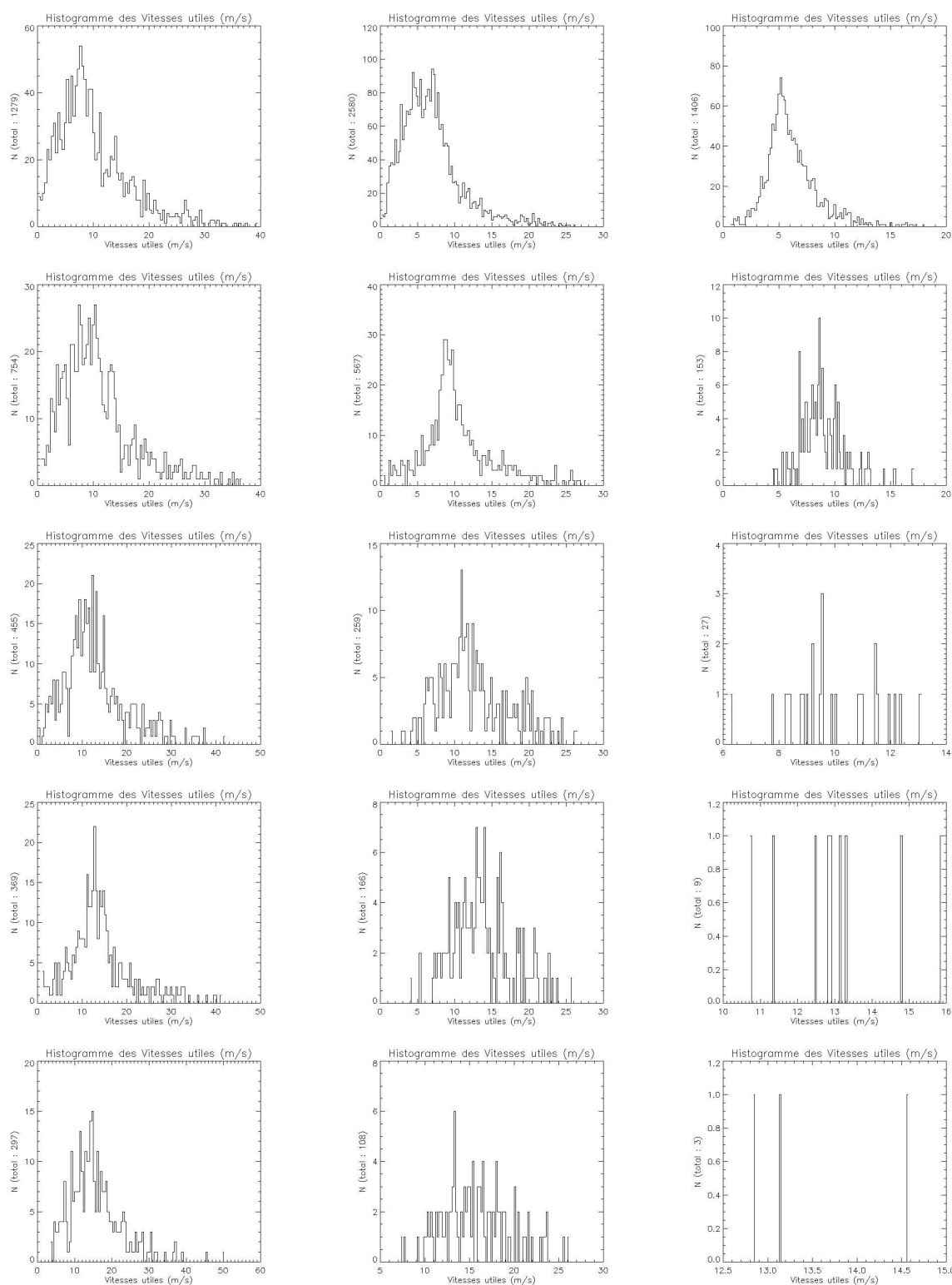


FIG. 2.6 – Histogramme des vitesses d'éjection des météoroïdes sélectionnés. À gauche : particules de l'intervalle $[0.1; 0.5] \text{ mm}$, au centre : $[0.5; 1] \text{ mm}$, et à droite : $[1; 5] \text{ mm}$. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002.

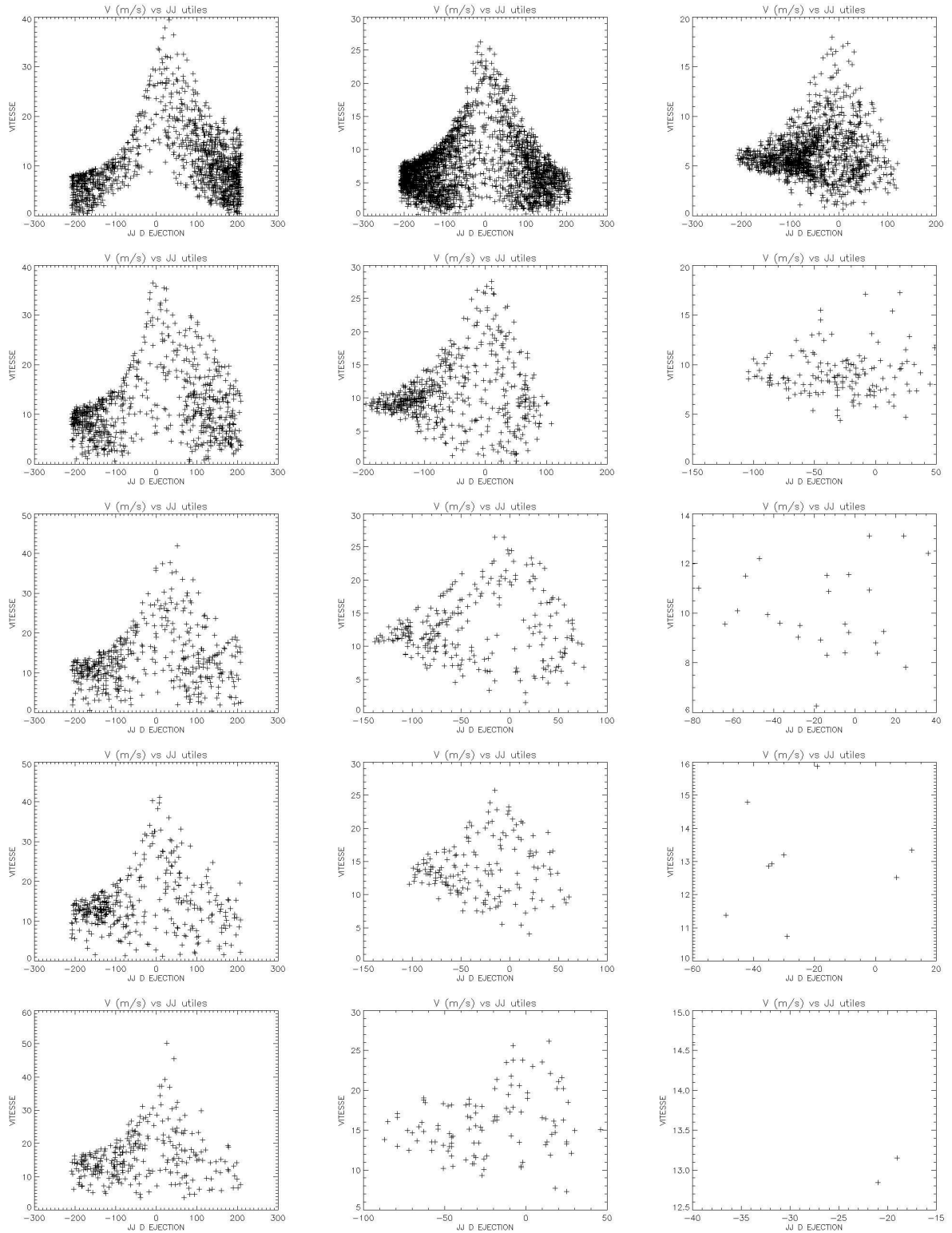


FIG. 2.7 – Instant d'éjection en jour (0= périhélie) en fonction de la vitesse d'éjection des météoroïdes. À gauche : particules de l'intervalle $[0.1; 0.5] \text{ mm}$, au centre : $[0.5; 1] \text{ mm}$, et à droite : $[1; 5] \text{ mm}$. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002.

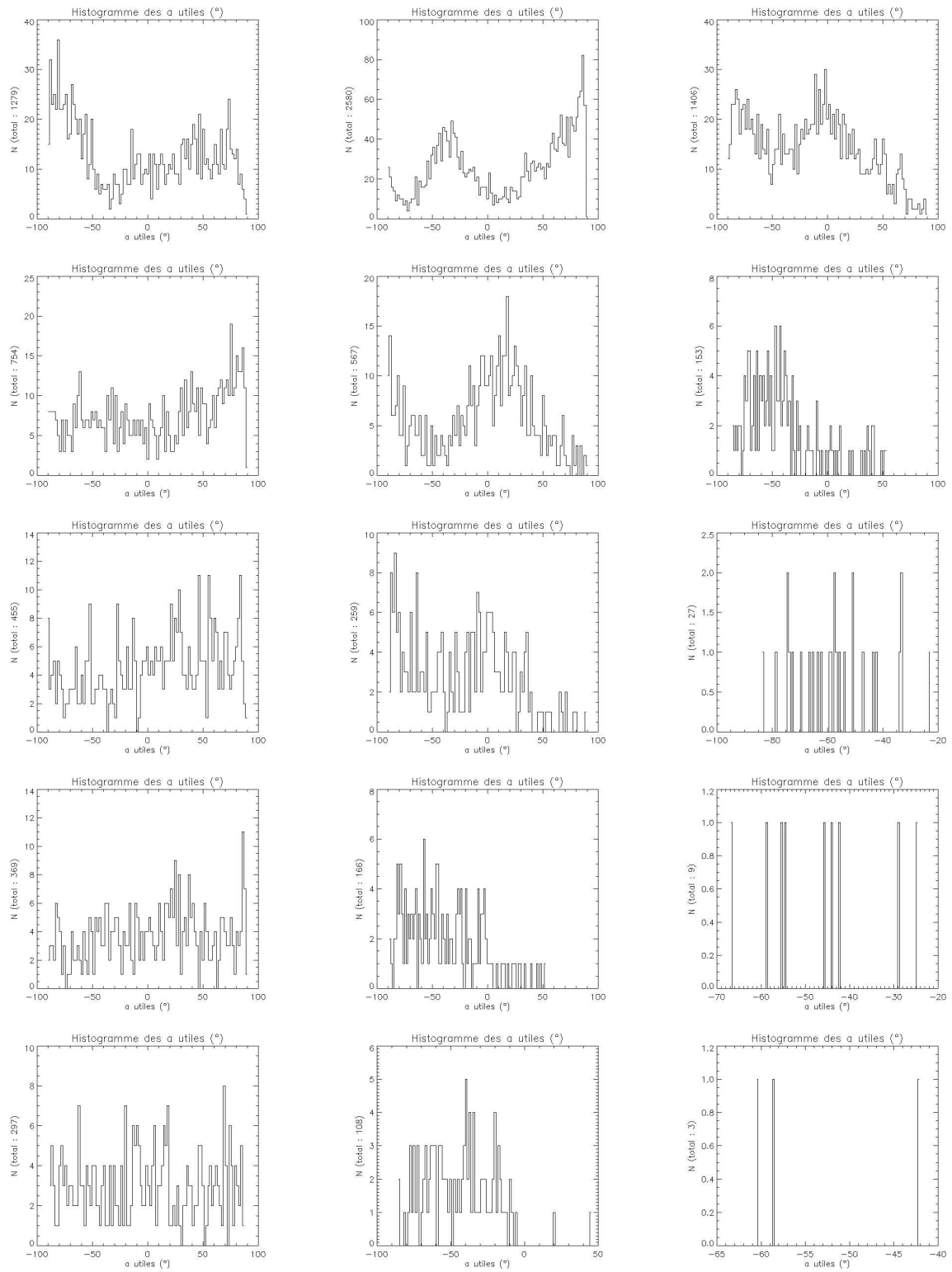


FIG. 2.8 – Histogramme des angles d'éjection dans le plan de l'orbite cométaire des météoroïdes sélectionnés. À gauche : particules de l'intervalle $[0.1; 0.5] \text{ mm}$, au centre : $[0.5; 1] \text{ mm}$, et à droite : $[1; 5] \text{ mm}$. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002.

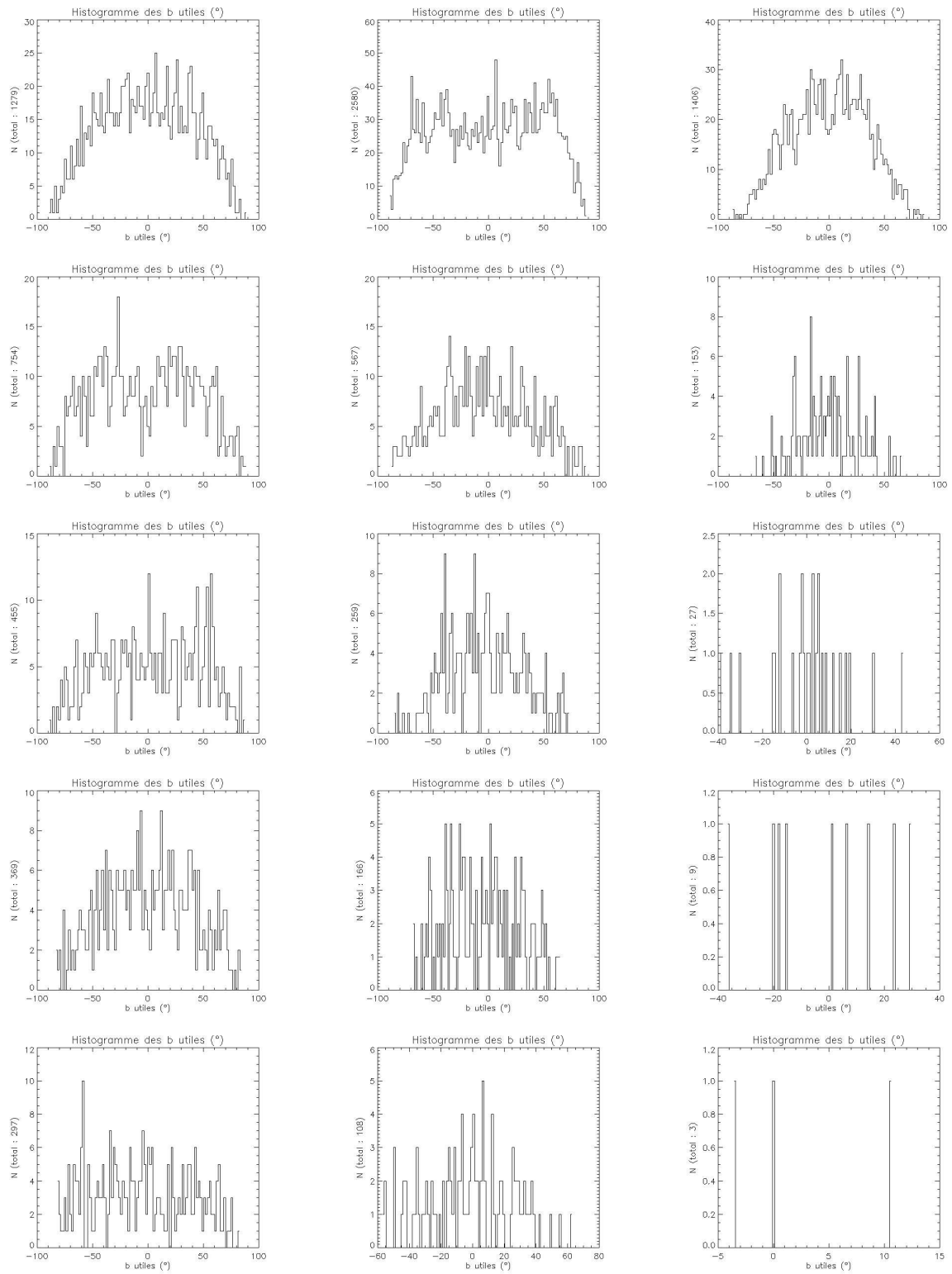


FIG. 2.9 – Histogramme des angles d'éjection dans le plan perpendiculaire au plan de l'orbite cométaire des météoroïdes sélectionnés. À gauche : particules de l'intervalle $[0.1; 0.5] \text{ mm}$, au centre : $[0.5; 1] \text{ mm}$, et à droite : $[1; 5] \text{ mm}$. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002.

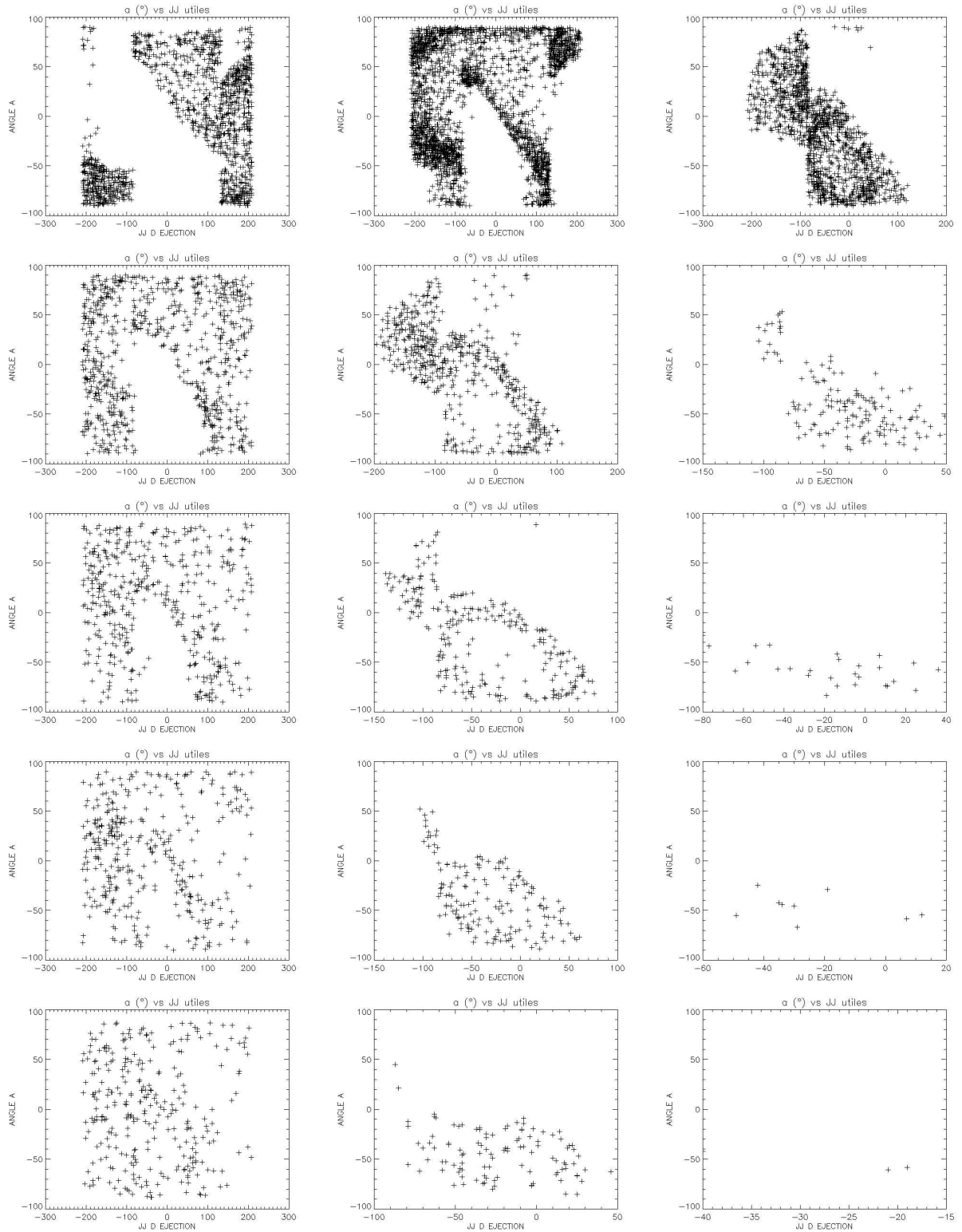


FIG. 2.10 – Instant d'éjection en jour (0= périhélie) en fonction de l'angle d'éjection des météoroïdes dans le plan de l'orbite cométaire. À gauche : particules de l'intervalle $[0.1; 0.5] \text{ mm}$, au centre : $[0.5; 1] \text{ mm}$, et à droite : $[1; 5] \text{ mm}$. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002.

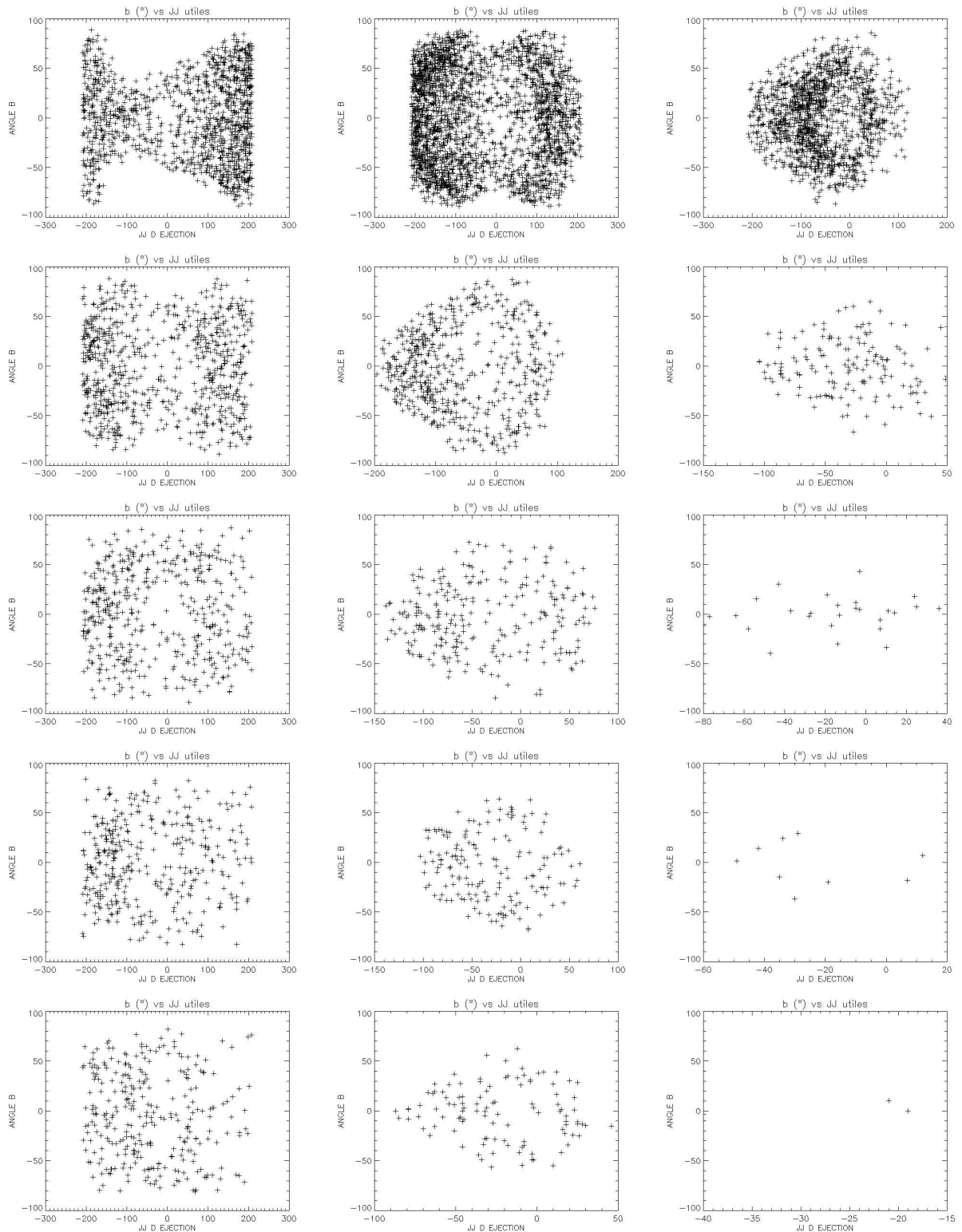


FIG. 2.11 – Instant d'éjection en jour (0= périhélie) en fonction de l'angle d'éjection des météoroïdes dans le plan perpendiculaire au plan de l'orbite cométaire. À gauche : particules de l'intervalle $[0.1; 0.5] mm$, au centre : $[0.5; 1] mm$, et à droite : $[1; 5] mm$. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002.

Chapitre 3

Seconde étape : exploitation de la photométrie du corps parent

Une fois que les particules intéressantes pour la prédiction des pluies météoritiques ont été sélectionnées, nous souhaitons faire un lien entre les simulations et la réalité. Pour cela nous nous sommes intéressés au corps parent et aux mesures photométriques permettant de mesurer la quantité de poussières éjectées.

Précisons que de telles études sur les comètes ne se font pas à l'IMCCE. Nous avons reçu l'aide précieuse de Laurent Jorda (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) pour la compréhension des phénomènes et les calculs qui accompagnent l'exploitation de telles mesures (Jorda, 1995).

3.1 Calcul de la quantité de poussières éjectées

3.1.1 Hypothèses

Dans tout ce qui suit, nous supposerons que :

1. Le noyau cométaire est composé de glace d'eau et de poussières.
2. Le noyau cométaire est sphérique et homogène.
3. Le taux de production d'eau est proportionnel à $(\frac{q}{r_h})^\gamma$ (q : périhélie, r_h : distance héliocentrique, $r_h \leq 3ua$).
4. Le gaz est éjecté dans l'hémisphère éclairé du noyau.
5. Les poussières sont sphériques et homogènes.
6. Leur distribution de taille suit une loi de puissance d'indice s .
7. Les poussières donnant lieu aux météores ont des tailles supérieures à 0.1 mm ,
8. Elles sont éjectées à des distances héliocentriques inférieures à $3ua$, dans l'hémisphère éclairé.
9. Le taux de production local de poussières est proportionnel au taux de production local de gaz, et le coefficient de proportionnalité K ne dépend pas de la distance héliocentrique.
10. Le taux de production locale de gaz dépend de l'angle au point subsolaire,
11. Le paramètre $[Af\rho]$ (A'Hearn et al., 1984) est proportionnel au taux de production des poussières.

3.1.2 Taux de production du gaz

Lors d'une observation de la comète, le taux de production de gaz est évalué par le facteur Q_{H_2O} (hypothèse 1; voir aussi l'équation 1.20 page 77). Mais cette production varie avec la distance héliocentrique r_h . Nous supposons (hypothèse 3) que :

$$Q_{H_2O}(r_h) \simeq Q_{H_2O}(q) \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma \quad r_h \leq 3ua \quad (3.1)$$

avec :

- r_h : distance héliocentrique (ua)
- q : distance au périhélie (ua)
- γ : indice de variation

Le taux de production moléculaire (gaz) locale par unité de surface s'obtient par intégration sur l'hémisphère éclairé (hypothèses 4 et 2) :

$$Q_{H_2O}(r_h) = f(r_h) \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi Z_{H_2O}(r_h, \theta, \varphi) r_n^2 \quad (3.2)$$

avec :

- $f(r_h)$: fraction de surface active
- θ and φ : angles polaires ($^\circ$)
- r_n : rayon du noyau (km)
- Z_{H_2O} : taux de sublimation ($mol.s^{-1}$)

Nous supposons aussi que :

$$Z_{H_2O}(r_h, \theta, \varphi) = Z_o \frac{1}{r_h^2} g(\theta) \quad (3.3)$$

et $g(\theta) = \cos(\theta)$.

Après intégration il vient :

$$f(r_h) = \frac{Q_{H_2O}(q)}{\pi r_n^2 Z_o} \frac{q^\gamma}{r_h^{\gamma-2}} \quad (3.4)$$

Le taux effectif de sublimation locale est donc :

$$Z_{H_2O}^{eff}(r_h, \theta) = f(r_h) Z_{H_2O}(r_h, \theta) = \frac{Q_{H_2O}(q) \cos \theta}{\pi r_n^2} \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma \quad (3.5)$$

3.1.3 Taux de production des poussières

L'idée est de calculer le taux de production de poussières de tailles comprises dans l'intervalle $[a'_1, a'_2]$, sachant qu'il est proportionnel au taux de production de gaz (hypothèse 9).

Taux de production locale

$$Z_g(r_h, \theta) = K Z_{H_2O}^{eff}(r_h, \theta) \quad (3.6)$$

et la distribution en taille (hypothèse 6) est :

$$h(a) = \frac{N}{a^s} \quad (3.7)$$

avec :

- a : rayon de la particule (m)
- s : indice de distribution en taille

- N : facteur de normalisation, tel que $\int_{a_1}^{a_2} h(a) da = 1$, avec a_1 et a_2 le minimum et maximum des rayons de poussières éjectées. $N = \frac{1-s}{a_2^{1-s} - a_1^{1-s}}$.

Le taux de production locale est (hypothèse 10) :

$$z_g(r_h, \theta, a) = Z_g(r_h, \theta) h(a) = K \frac{Q_{H_2O}(q) \cos \theta}{\pi r_n^2} \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma \frac{N}{a^s} \quad (3.8)$$

Densité de poussières et utilisation du paramètre $[Af\rho]$

Nous utilisons le paramètre $[Af\rho]$ (A'Hearn et al., 1984) pour calculer le paramètre K (hypothèse 11). La densité de poussières de rayon $[a, a + da]$ au voisinage du noyau est donné par :

$$n_g(a, \theta, r, r_h) = \frac{z_g(a, \theta, r_h)}{v_g(a, \theta, r_h)} \left(\frac{r_n}{r}\right)^2 \quad (3.9)$$

avec :

- v_g : vitesse terminale des grains ($m.s^{-1}$)
- r : distance au centre du noyau (km)
- r_n : rayon du noyau (km)

Pour un angle donné θ (voir figure 3.1), nous avons : $\cos \theta = \frac{z}{\sqrt{y^2+z^2}}$ and $\frac{1}{x^2} = \frac{1}{y^2+z^2}$.

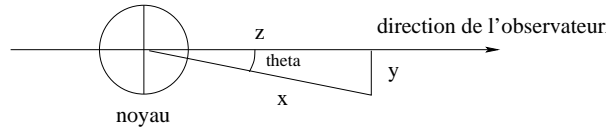


FIG. 3.1 – Configuration de la vue du noyau.

En utilisant l'équation 3.8, n_g devient :

$$n_g(a, z, y, r_h) = K \frac{Q_{H_2O}(q)N}{\pi} \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma \frac{1}{a^s v_g(a, z, y, r_h)} \frac{z}{(y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (3.10)$$

La somme des sections géométriques efficaces dans un diaphragme de rayon ρ est donné par :

$$\Sigma = \int_0^\rho 2\pi y dy \int_0^{+\infty} dz \int_{a_1}^{a_2} \pi a^2 n_g(a, z, y, r_h) da \quad (3.11)$$

ce qui conduit à :

$$\Sigma = 2\pi K Q_{H_2O}(q) N \rho \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{a_1}^{a_2} \frac{da d\theta}{a^{s-2} v_g(a, \theta, r_h)} \quad (3.12)$$

Or $[Af\rho]$ (hypothèse 11) est défini comme (A'Hearn et al., 1984) :

$$[Af\rho] = A(\phi) \left(\frac{\Sigma}{\pi\rho^2}\right) \rho \quad (3.13)$$

avec :

- $\left(\frac{\Sigma}{\pi\rho^2}\right) = f$: facteur de remplissage
- A : albédo. $A(\phi) = 4\pi A_B j(\phi)$, A_B : albédo de Bond et $j(\phi)$: fonction de phase normalisée
- ϕ : angle de phase ($^\circ$)
- ρ : rayon du diaphragme (m)

Expression de n_g en fonction de (y, z)

On veut passer de $n_g(a, \theta, r_h)$ à $n_g(a, z, y, r_h)$. Pour cela il est nécessaire d'exprimer v_g en fonction de (z, y) . Or d'après Crifo & Rodionov (1997) v_g se met sous la forme :

$$v_g(a, \theta, r_h) = W \cdot \phi(\theta, a) \quad (3.14)$$

avec :

$$\begin{aligned} - W &= \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m_{H_2O}}} \text{ que nous considérerons comme constant pour simplifier.} \\ - \phi(\theta, a) &= \frac{1}{1.2+0.72 \sqrt{\frac{a}{a_*}}} \end{aligned}$$

Or :

$$a_* = a_*^0 \cos \theta \quad (3.15)$$

avec $a_*^0 = \frac{m(1-A)c_\odot}{\rho_d \alpha_s L_s v_g} R_n \frac{f(r_h)}{r_h^2}$ que nous supposerons aussi constant pour simplifier. Notons d'ailleurs que a_*^0 fait peu varier la vitesse d'éjection car les particules considérées ont un rayon a tel que $a \gg a_*^0$.

On en déduit que :

$$\phi(\theta, a) = \frac{1}{\alpha + \beta \sqrt{\frac{a}{\cos \theta}}} \quad (3.16)$$

avec :

$$\begin{aligned} - \alpha &= 1.2 \\ - \beta &= \frac{0.72}{\sqrt{a_*^0}} \end{aligned}$$

En combinant les relations 3.10, 3.14 et 3.16 on obtient :

$$n_g(a, z, y, r_h) = \frac{K'}{a^s} \left[\alpha \frac{z}{(y^2 + z^2)^{3/2}} + \beta \sqrt{a} \frac{\sqrt{z}}{(y^2 + z^2)^{5/4}} \right] \quad (3.17)$$

avec :

$$K' = \frac{N \cdot K \cdot Q_{H_2O}(q)}{\pi} \left(\frac{q}{r_h} \right)^\gamma \frac{1}{W} \quad (3.18)$$

Le paramètre Σ (équation 3.11) devient donc :

$$\Sigma = 2\pi^2 K' \int_{a_1}^{a_2} \int_0^\rho \int_0^{+\infty} a^{2-s} \left[\alpha \frac{zy}{(y^2 + z^2)^{3/2}} + \beta \sqrt{a} \frac{y \sqrt{z}}{(y^2 + z^2)^{5/4}} \right] dz dy da \quad (3.19)$$

Le premier terme du crochet est égal à $\int_{a_1}^{a_2} a^{2-s} da$. Le second est un peu plus subtil à calculer.

Calcul du second membre

Les variables y et z étant indépendantes, nous pouvons effectuer les intégrations par étapes successives. Posons :

$$I = \int_0^{+\infty} \frac{y \sqrt{z}}{(y^2 + z^2)^{5/4}} dz \quad (3.20)$$

En prenant $u = z^2$ et $dz = \frac{1}{2} u^{-1/2} du$, I se réécrit :

$$I = \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \frac{y u^{-1/4}}{(y^2 + u)^{5/4}} du = \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \frac{y^{-3/2} u^{-1/4}}{\left(1 + \frac{u}{y^2}\right)^{5/4}} du \quad (3.21)$$

Or Gradshteyn & Ryzhik (1965) nous donnent :

$$\int_0^{+\infty} \frac{x^{\mu-1}}{(1 + \beta x)^\nu} dx = \beta^{-\mu} B(\mu, \nu - \mu) \quad [|\arg \beta| < \pi, \operatorname{Re} \nu > \operatorname{Re} \mu > 0] \quad (3.22)$$

avec B la fonction bêta.

On en déduit :

$$I = \frac{1}{2} B\left(\frac{3}{4}; \frac{1}{2}\right) \quad (3.23)$$

La double intégrale de l'équation 3.19 est donc égale à ρI .

Calcul de K à partir du paramètre $[Af\rho]$

En combinant les équations 3.19 et 3.23 on obtient :

$$\Sigma = 2\pi^2 \rho K' [\alpha A_3(a_1; a_2) + \beta I A_{3.5}(a_1; a_2)] \quad (3.24)$$

où :

$$A_x = \int_{a_1}^{a_2} \frac{da}{a^{s-x+1}} = \begin{cases} \frac{a_2^{x-s} - a_1^{x-s}}{x-s} & \text{si } x \neq s \\ \ln \frac{a_2}{a_1} & \text{si } x = s \end{cases} \quad (3.25)$$

D'après l'équation 3.13 on trouve :

$$[Af\rho] = 2 \frac{N.K.Q_{H_2O}(q)}{W} \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma A(\phi) [\alpha A_3(a_1; a_2) + \beta I A_{3.5}(a_1; a_2)] \quad (3.26)$$

ce qui nous permet de calculer le coefficient de proportionnalité (hypothèse 9) :

$$K = K([Af\rho]_{r_h=q}) = \frac{W [Af\rho]_0}{2 N.Q_{H_2O}(q) A(\phi) [\alpha A_3(a_1; a_2) + \beta I A_{3.5}(a_1; a_2)]} \quad (3.27)$$

3.1.4 Les différents taux de production de poussières

Pour simplifier l'écriture, posons :

$$J = \frac{W}{[\alpha A_3(a_1; a_2) + \beta I A_{3.5}(a_1; a_2)]} \quad (3.28)$$

On peut remarquer que :

$$N.K.Q_{H_2O}(q) = \frac{J [Af\rho]_0}{2 A(\phi)} \quad (3.29)$$

Taux de production locale

En reprenant l'équation 3.8, le taux de production locale de poussières, à la distance héliocentrique r_h , dans l'angle θ est donc :

$$z_g(r_h, \theta, a) = \frac{N.K.Q_{H_2O}(q)}{\pi r_n^2} \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma \frac{\cos \theta}{a^s} \quad (3.30)$$

que nous préférons sous la forme :

$$z_g(r_h, \theta, a) = \frac{1}{\pi r_n^2} \frac{J [Af\rho]_0}{2 A(\phi)} \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma \frac{\cos \theta}{a^s} \quad (3.31)$$

Taux de production totale

Le nombre de particules émises par unité de temps, dans toutes les directions, dans toutes les tailles comprises dans l'intervalle $[a'_1; a'_2]$ (hypothèse 7), à la distance héliocentrique r_h est donné par :

$$Q_g(r_h, a'_1, a'_2) = r_n^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{a'_1}^{a'_2} z(r_h, \theta, a) da \quad (3.32)$$

ce qui s'écrit :

$$Q_g(r_h, a'_1, a'_2) = \frac{J[Af\rho]_0}{2A(\phi)} \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma A_1(a'_1, a'_2) \quad (3.33)$$

avec A_1 défini suivant l'équation 3.25.

Production de poussières sur toute l'orbite

Le nombre total de particules émises par le noyau de tailles comprises dans l'intervalle $[a'_1; a'_2]$ durant tout le processus d'éjection est donc :

$$Q_g^{tot}(a'_1, a'_2) = f^t f^{r_h} Q_g(a'_1, a'_2, q) \quad (3.34)$$

avec :

- f^t : facteur temporel, ou durée du dégazage (s).
- f^{r_h} : facteur de distance héliocentrique, tel que (hypothèses 3 et 8) :

$$f^{r_h} = \int_q^3 \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma = \begin{cases} \frac{q^\gamma}{1-\gamma} (3^{(1-\gamma)} - q^{(1-\gamma)}) & \text{si } \gamma \neq 1 \\ q^\gamma \ln \frac{3}{q} & \text{si } \gamma = 1 \end{cases} \quad (3.35)$$

3.1.5 Taux de production en masse

Il est possible de reprendre les taux de production définis précédemment, et de les convertir en taux de production en masse.

Taux de production locale en masse

Il est donné par :

$$z_m(r_h, \theta, a) = \frac{4}{3} \pi \rho a^3 z(r_h, \theta, a) = \frac{4}{3} \pi \rho \frac{1}{\pi r_n^2} \frac{J[Af\rho]_0}{2A(\phi)} \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma \frac{\cos \theta}{a^{s-3}} \quad (3.36)$$

Taux de production totale en masse

La masse totale de particules de l'intervalle $[a'_1, a'_2]$ éjectées par unité de temps dans toutes les directions, à la distance héliocentrique r_h est :

$$Q_m(r_h, a'_1, a'_2) = r_n^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{a'_1}^{a'_2} \frac{4}{3} \pi \rho a^3 z(r_h, \theta, a) da \quad (3.37)$$

ce qui s'écrit :

$$Q_m(r_h, a'_1, a'_2) = \frac{4}{3} \pi \rho \frac{J[Af\rho]_0}{A(\phi)} \left(\frac{q}{r_h}\right)^\gamma A_4(a'_1, a'_2) \quad (3.38)$$

Masse totale de poussières éjectées sur toute l'orbite

La masse totale de poussières émises par le noyau, de tailles comprises dans l'intervalle $[a'_1; a'_2]$ durant tout le processus d'éjection est donc (hypothèse 5) :

$$Q_m^{tot}(a'_1, a'_2) = f^t f^{rh} Q_m(a'_1, a'_2, q) \quad (3.39)$$

On peut aussi définir R comme le rapport de la masse de poussières sur la masse de gaz éjectés.

$$R = \frac{Q_m^{tot}(a'_1, a'_2)}{Q_{m_{H_2O}}^{tot}} \quad (3.40)$$

avec :

$$Q_{m_{H_2O}}^{tot} = f^t f^{rh} Q_{H_2O} m_{H_2O} \quad (3.41)$$

3.1.6 Application numérique

Lors du calcul de la vitesse d'éjection (partie II, section 1.5), nous avons été amenés à calculer certains paramètres déduits des observations de la comète 55P/Tempel-Tuttle. Pour plus de commodité nous reproduisons dans le tableau 3.1 le tableau de la page 78.

| Symbole | Nom | Valeur |
|---------------|---|--|
| r_n | rayon du noyau | 1.8 km |
| m_H | magnitude absolue | 8.5 |
| q | distance au périhélie | 0.997 AU |
| $[Af\rho](q)$ | $[Af\rho]$ au périhélie | 78.9 cm |
| $Q_{H_2O}(q)$ | taux de production des gaz au périhélie | $3.715 \cdot 10^{28} \text{ mol.s}^{-1}$ |
| f | fraction de surface active | 0.24 |

TAB. 3.1 – Variables déduites de l'observation de la comète 55P/Tempel-Tuttle. r_n est tiré de Hainaut et al. (1998), m_H de Beech et al. (2001) et $[Af\rho]$ de Lamy & Toth (communication personnelle, déduite de Lamy et al. (1998)). $Q_{H_2O}(q)$ et f sont déduits des formules 1.19 et 1.20 de la page 77.

Le tableau 3.2 rassemble les applications numériques des différents facteurs introduits précédemment.

| Symbole | Nom | Valeur |
|-------------------------|--|--|
| $Q_{H_2O}(q)$ | taux de production des gaz au périhélie | $3.715 \cdot 10^{28} \text{ mol.s}^{-1}$ |
| $Q_{m_{H_2O}}^{tot}$ | Masse totale de gaz sur un passage | $2.64 \cdot 10^{10} \text{ kg}$ |
| $f(q)$ | fraction de surface active au périhélie | 0.24 (voir texte) |
| A_B | Albédo de Bond | 0.3 |
| $A(\phi)$ | albédo | 0.106 (voir texte) |
| $[a_1; a_2]$ | rayon des particules | $[10^{-6}, 10^{-1}] \text{ m}$ |
| $[a'_1; a'_2]$ | rayon des météores | $[10^{-4}, 10^{-1}] \text{ m}$ |
| s | indice de répartition des tailles | 3.0 (voir texte) |
| N | Facteur de normalisation | $2 \cdot 10^{-12}$ |
| K | coefficient de proportionnalité | $4.42 \cdot 10^{-17}$ |
| f^t | durée du dégazage | $\simeq 3.60 \cdot 10^7 \text{ s}$ |
| f^{r_h} | facteur de distance héliocentrique | 0.658 |
| $z_g(q, 0, a_1)$ | taux de production locale de poussières | $3.23 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ |
| $z_g(3, 0, a_1)$ | idem | $3.23 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ |
| $z_g(q, 0, a'_1)$ | idem | $3.23 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ |
| $z_g(3, 0, a'_1)$ | idem | $3.23 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ |
| $z_g(q, 0, a'_2)$ | idem | $3.42 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ |
| $z_g(3, 0, a'_2)$ | idem | $3.42 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ |
| $Q_g(q, a'_1, a'_2)$ | taux de production totale de poussières | $1.64 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ |
| $Q_g^{tot}(a'_1, a'_2)$ | production totale de poussières | $3.90 \cdot 10^{15}$ |
| $Q_m(q, a'_1, a'_2)$ | perte de masse par seconde | 2749 kg.s^{-1} |
| $Q_m^{tot}(a'_1, a'_2)$ | perte totale de masse par passage | $6.52 \cdot 10^{10} \text{ kg}$ |
| $Q_m^{tot}(a_1, a_2)$ | idem, pour $[a_1, a_2]$ | $6.53 \cdot 10^{10} \text{ kg}$ |
| $\frac{M_d}{M_g}$ | rapport des masses de poussières sur gaz | 2.47 |

TAB. 3.2 – Paramètres déduits des calculs, pour une application à la comète 55P/Tempel-Tuttle.

Le facteur $f(q)$ diffère d'un facteur 10 de la valeur déduite par Beech et al. (2001), mais reste tout à fait raisonnable (*i.e.* $0 < f < 0.5$), et notre approche est aussi plus précise. Rappelons que cette valeur est déduite de la formule 1.19 (page 77).

La valeur de l'albédo est calculée grâce à un modèle simplissime tel que $A(\phi) = 4\pi A_B j(\phi)$, avec $j(\phi)$ la fonction de phase de Divine (1981). Notons qu'aucune dépendance en r_h n'est prise en compte ici, ce qui entraîne une surestimation de l'albédo pour des distances héliocentriques élevées (dans la limite de 3 ua).

Il faut souligner l'importance du facteur s dans ces chiffres. Il apparaît en effet à plusieurs reprises dans les formules, et intervient notamment pour l'équation 3.25. Nous avons vu qu'il existe aussi un indice de population pour les météores (r). Notons qu'on déduit des observations cométaires (Fulle et al., 2000) l'indice cumulatif de distribution massique (appelé b , ou s_{mc} ici). À cause de la définition de s choisie (voir équation 3.7), c'est aussi l'inverse qui peut apparaître dans la littérature. Koschack & Rendtel (1990a) donnent la relation liant l'indice de distribution en masse des météoroïdes s_m et l'indice de population des météores (équation 3.42). Nous rappelons les différentes relations entre tous ces indices dans les équations 3.42 à 3.45. Le tableau 3.3 donne quelques applications numériques de ces formules.

$$s_m = 1 + 2.3 \log r \quad (3.42)$$

$$s_{mc} = s_m - 1 \quad (3.43)$$

$$s = 3s_{mc} + 1 \quad (3.44)$$

| r | s_m | s_{mc} | s |
|-----|-------|----------|------|
| 1.5 | 1.40 | 0.40 | 2.21 |
| 1.6 | 1.46 | 0.46 | 2.40 |
| 1.7 | 1.53 | 0.53 | 2.59 |
| 1.8 | 1.58 | 0.58 | 2.76 |
| 1.9 | 1.64 | 0.64 | 2.92 |
| 2.0 | 1.69 | 0.69 | 3.07 |
| 2.1 | 1.74 | 0.74 | 3.22 |
| 2.2 | 1.78 | 0.78 | 3.36 |
| 2.3 | 1.83 | 0.83 | 3.49 |
| 2.4 | 1.87 | 0.87 | 3.62 |
| 2.5 | 1.91 | 0.91 | 3.74 |
| 2.6 | 1.95 | 0.95 | 3.86 |
| 2.7 | 1.99 | 0.99 | 3.97 |
| 2.8 | 2.02 | 1.02 | 4.08 |
| 2.9 | 2.06 | 1.06 | 4.19 |
| 3.0 | 2.09 | 1.09 | 4.29 |

TAB. 3.3 – Différentes valeurs des indices de populations des météoroïdes et des météores. r : indice de population des météores; s_m : indice de répartition massique des météoroïdes; s_{mc} indice cumulatif de répartition massique des météoroïdes; s : indice de répartition en taille des météoroïdes.

$$s = 3s_m - 2 \quad (3.45)$$

Notons que des valeurs extrêmes de r , soit 1.5 et 2.9, ont été atteintes respectivement en 1998 (Brown & Arlt, 1998) et 2002 (Arlt et al., 2002). Les valeurs numériques fournies dans le tableau 3.2 supposent une répartition égale pour toute la gamme de tailles prises en compte ici. Or il se peut très bien que l'indice de taille s ne soit pas constant sur autant de décades. D'ailleurs Jenninskens (2001) a déjà remarqué une telle variation dans les météores.

Il est intéressant de retrouver dans le tableau 3.2 quelques valeurs proches de celles déjà obtenues par d'autres approches. Jenninskens (2001) a en effet calculé :

- masse totale de poussière éjectée par la comète 55P/Tempel-Tuttle : $2.6 \pm 0.7 10^{10} \text{ kg}$
- masse totale de gaz éjecté par la comète 55P/Tempel-Tuttle : $1.1 \pm 0.7 10^{10} \text{ kg}$
- rapport de la masse de poussière sur celle de gaz : 2.4 ± 1.7

Précisons que si, dans un travail postérieur (Jenninskens, 2002), ces valeurs ont été revues à la baisse, l'ordre de grandeur reste identique.

L'essentiel de la masse éjectée est portée par les grosses particules, et c'est la raison du faible poids des particules les plus petites (de rayon inférieur à 10^{-4} m) dans le calcul de R . Une diminution de l'indice de taille a pour conséquence d'augmenter ce rapport : il passe à 3.6 si $s = 2.2$.

3.2 Stratégie de prévision des pluies

3.2.1 Lien entre particules réelles et simulées

Afin d'évaluer la quantité de particules rencontrées par la Terre au moment de sa rencontre avec les nuages de météoroïdes, nous avons besoin de faire un lien entre particules simulées et particules réelles. L'idée est d'affecter un « poids » à chaque particule simulée. Ce poids corres-

pond à la quantité réelle de particules éjectées par la comète, dans l'intervalle de taille, d'angle d'éjection et de distance héliocentrique d'éjection que représente la particule simulée.

L'avantage d'une telle approche est que les simulations numériques lourdes et longues sont complètement indépendantes des facteurs introduits dans la section 3.1. Les ajustements des paramètres peuvent se faire indépendamment, et il n'est pas nécessaire de refaire les intégrations numériques pour chaque jeu de paramètres.

Nous partirons des équations 3.8 et 3.32 pour calculer les poids. Le nombre de météoroïdes dans l'intervalle de taille $[a'_1, a'_2]$, éjectés par la comète dans l'intervalle de distance héliocentrique $[r_h - dr_h, r_h + dr_h]$, dans l'angle $[\theta - d\theta, \theta + d\theta]$ et $[\varphi - d\varphi, \varphi + d\varphi]$, pendant le temps Δt est donné par :

$$Q_g(r_h, \theta, \varphi, a'_1, a'_2) = r_n^2 \Delta t \int_{\theta - \frac{\Delta\theta}{2}}^{\theta + \frac{\Delta\theta}{2}} \sin \theta d\theta \int_{\varphi - \frac{\Delta\varphi}{2}}^{\varphi + \frac{\Delta\varphi}{2}} d\varphi \int_{r_h - \frac{\Delta r_h}{2}}^{r_h + \frac{\Delta r_h}{2}} dr_h \int_{a'_1}^{a'_2} z(r_h, \theta, a) da \quad (3.46)$$

ce qui conduit à :

$$Q_g(r_h, \theta, \varphi, a'_1, a'_2) = \frac{\Delta t \Delta\varphi}{4\pi A(\phi)} \frac{J[Af\rho]}{2} \frac{\sin^2(\theta + \frac{\Delta\theta}{2}) - \sin^2(\theta - \frac{\Delta\theta}{2})}{2} * \left(\frac{q}{1-\gamma}\right)^\gamma \left[\left(r_h + \frac{\Delta r_h}{2}\right)^{1-\gamma} - \left(r_h - \frac{\Delta r_h}{2}\right)^{1-\gamma}\right] A_1(a'_1, a'_2) \quad (3.47)$$

Les valeurs des différents paramètres de type Δi doivent tenir compte du nombre de particules simulées. Soient N_p le nombre total de particules simulées, et N_j le nombre de jours pris en compte pour le dégazage, on définit :

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \frac{\pi}{2} \frac{N_j}{N_p} (^\circ) \\ \Delta\varphi &= 2\pi \frac{N_j}{N_p} (^\circ) \\ \Delta t &= 86400 \text{ s} \\ \Delta r_h &= \simeq 0.01 \text{ ua} \end{aligned} \quad (3.48)$$

3.2.2 Calcul de l'instant du maximum

Le calcul de l'instant du maximum se fait en deux étapes. Nous avons vu comment les nœuds des particules s'organisent à la section 2.4 du chapitre 2 (voir la figure 2.2, page 180). Le «centre» du nuage est déterminé en calculant la médiane des positions des points. L'instant du maximum correspond au point de la trajectoire terrestre le plus proche de ce centre.

Il est intéressant de comparer les instants des maxima des particules, suivant leur taille. En accord parfait avec Jenninskens (2001), nous pouvons dire que les petites particules ont un pic plus précoce et plus large que les grosses. Le tableau 3.4 donne un ordre de grandeur de ce phénomène. Les différences en temps sont de quelques minutes. L'explication vient une fois de plus du comportement différent en fonction de la taille des météoroïdes. Les plus petites sont plus dispersées et subissent davantage les effets du processus d'éjection.

3.2.3 Calcul de ZHR

Nous avons vu dans la partie 1 (page 30) que le ZHR s'exprime en nombre de météores visibles par heure, par un œil humain dans des conditions idéales. On trouve aussi la densité de flux D_f (Arlt et al., 1999; Brown et al., 2000), qui est liée à la densité spatiale de météoroïdes par :

$$D_f = D * V_r \quad (3.49)$$

où :

| courant | année | intervalle de taille | heure du maximum |
|---------|-------|----------------------|------------------|
| 1899 | 1966 | 0.1-0.5 mm | 17th Nov, 17 :32 |
| 1899 | 1966 | 0.5-1.0 mm | 17th Nov, 17 :37 |
| 1899 | 1999 | 0.1-0.5 mm | 18th Nov, 02 :08 |
| 1899 | 1999 | 0.5-1.0 mm | 18th Nov, 02 :11 |

TAB. 3.4 – Différence d’instant du maximum en fonction de la taille des particules : les plus petites ont un maximum plus précoce que les plus grosses.

- D_f : densité de flux ($km^{-2}.h^{-1}$)
 - D : densité spatiale de particules (km^{-3})
 - V_r : vitesse relative de la Terre et des météoroïdes ($km.h^{-1}$)
- Le lien avec le ZHR est donné par Koschack & Rendtel (1990b) :

$$D_f = \frac{ZHR c(r)}{A} \quad (3.50)$$

avec :

- $c(r) = (13.1 r - 16.5)(r - 1.3)^{0.748}$
- A : Surface d’atmosphère observée à l’altitude de désintégration des météoroïdes. $A = 37200 km^2$

Grâce aux nœuds descendant affectés de leurs poids respectifs, on peut calculer la densité surfacique réelle de particules dans un espace défini. Pour simplifier, nous avons choisi de calculer la densité de particules sur un cercle centré sur le point de l’orbite terrestre correspondant au maximum. Le rayon du cercle δx correspond à la distance que parcourt la Terre pendant le temps $\delta t = 1 h$, à la vitesse V_t . On a bien entendu la relation : $\delta x = V_t * \delta t$.

Cette nouvelle sélection des particules assure de ne considérer que celles qui passent suffisamment près de la Terre au moment voulu. Le critère défini à la section 2.2 du chapitre 2 est en effet bien trop grand pour qu’on puisse y calculer une densité de particules.

D’autre part, ce critère supplémentaire permet de discréditer les nuages passant loin de la Terre, comme source potentielle de météores.

Cependant il reste encore trop large pour espérer déduire le profil complet de la pluie, et donne une estimation globale de la densité, qui est donc considérée comme constante et ramenée à une heure. Le «faible nombre» de particules incluses dans la simulation nous empêchent en général de diminuer δx . Ceci constitue une limite au modèle (voir aussi section 4.5).

Chapitre 4

Application aux Léonides

Maintenant que nous avons une théorie, nous pouvons l'appliquer et donner des éphémérides des pluies de météores en général. Dans ce chapitre nous voyons en particulier le cas des Léonides, principal sujet de cette étude.

4.1 Confrontation aux observations

Nous nous sommes servis de deux sources d'observation parmi toutes celles disponibles. Nous avons vu en effet dans la partie I qu'il existe des historiques des observations des Léonides (voir Brown (1999) par exemple), mais ceux-ci ne donnent pas de résultats globaux sur ces dernières années.

De même, nous avons vu dans la partie I (section 3.2.1 et 3.2.2) que les meilleurs résultats s'obtiennent avec des données provenant des plusieurs parties de la planète. C'est donc naturellement que les confrontations se font ici avec les rapports fournis par l'IMO (Arlt & Brown, 1999; Arlt et al., 1999; Arlt & Gyssens, 2000; Arlt et al., 2001, 2002) et par les campagnes organisées par P. Jenniskens (Jenniskens, 2002).

4.1.1 Date des maxima

Comme nous l'avons vu, l'instant des pluies est estimé grâce à la position médiane des nœuds sélectionnés. Le tableau 4.1 donne la comparaison entre les calculs et les observations faites par l'IMO.

On voit que la concordance est bonne, avec en général quelques minutes à quelques dizaines de minutes d'écart. Notons que le même genre de résultats a été obtenu par McNaught & Asher (1999a) et Lyytinen & Van Flandern (2000). Les grandes différences temporelles concernant les années 1999 et 2000 sont aussi des constantes dans les autres travaux. Ceci nous a amenés à nous demander si un autre courant jusqu'ici inconnu n'avait pas été traversé en même temps (Vaubailon & Colas, 2002), mais sans pouvoir conclure définitivement.

L'année 2000 est particulière dans le sens où le maximum des écarts est enregistré. Notons que la rencontre avec le courant de 1333 n'est mentionnée que dans ce travail. Les observations reportent un plateau dans l'activité, d'une durée d'environ une heure, centré sur l'heure mentionnée dans le tableau 4.1. C'est pour cette raison que l'heure est mal contrainte. Notons que deux courants étaient observables d'après nos résultats : celui de 1333 et celui de 1767. Cependant, l'ajout du courant de 1333 a tendance à retarder le maximum, plutôt qu'à l'avancer.

Plusieurs hypothèses peuvent être émises pour expliquer de telles différences :

- soit les modèles atteignent leur limite, et notre point de vue est biaisé par le peu d'observations effectuées, ce qui signifie que les prévisions très précises des années suivantes ne sont que le produit du hasard (hypothèse peu satisfaisante pour l'esprit scientifique...)

| Année | Courant | OBSERVATIONS | | | McNaught & Asher (1999a) | | | ce travail | | |
|-------|---------|--------------|-----|-----|--------------------------|----|----|------------|----|----|
| | | J | H | M | J | H | M | J | H | M |
| 1998 | 1333 | 17 | 1 | 55 | - | - | - | 17 | 1 | 29 |
| 1999 | 1899 | 18 | 2 | 2 | 18 | 2 | 8 | 18 | 2 | 13 |
| 1999 | 1932 | 18 | 1 | 43 | 18 | 1 | 44 | 18 | 1 | 49 |
| 2000 | 1333 | (?) | (?) | (?) | - | - | - | 18 | 4 | 59 |
| 2000 | 1733 | 18 | 3 | 16 | 18 | 3 | 44 | 18 | 3 | 48 |
| 2000 | 1866 | 18 | 7 | 12 | 18 | 7 | 51 | 18 | 7 | 57 |
| 2000 | 1932 | 17 | 8 | 7 | 17 | 7 | 53 | 17 | 7 | 55 |
| 2001 | 1767 | 18 | 10 | 33 | 18 | 10 | 1 | 18 | 10 | 6 |
| 2001 | 1866 | 18 | 18 | 16 | 18 | 18 | 19 | 18 | 18 | 25 |
| 2001 | 1699 | 18 | 18 | 2 | - | - | - | 18 | 17 | 59 |
| 2002 | 1767 | 19 | 4 | 10 | - | - | - | 19 | 4 | 2 |
| 2002 | 1866 | 19 | 10 | 47 | 19 | 10 | 36 | 19 | 10 | 48 |

TAB. 4.1 – Comparaison des instants des maxima observés et calculés. Les heures sont données en TU , et les observations proviennent de l’IMO.

- soit d’autres courants très anciens se sont ajoutés à ceux observés, et nous ignorons lesquels (hypothèse la plus séduisante car elle ne remet pas en cause les résultats obtenus ; ceci dit, elle ne permet pas de conclure définitivement...).

Il est intéressant de souligner de nouveau les différences entre les modèles. Rappelons en effet que Lyytinen & Van Flandern (2000) ne considèrent pas de vitesse d’éjection, et modélisent la dispersion des météoroïdes par l’action des forces non-gravitationnelles, en particulier celle de Yarkovsky. L’effet net est donc le même que dans notre approche. La réalité se situe certainement entre les deux...

4.1.2 ZHR des maxima et ajustement de l’indice de population

Toutes les prévisions de niveaux des pluies de météores se basent sur une ou plusieurs observations pour ajuster les modèles. En théorie notre approche n’a pas besoin des observations antérieures pour connaître le nombre de particules rencontrées. Cependant, il existe de nombreuses inconnues dans la physique cométaire développée à la section 3.1 du chapitre 3. Le facteur le plus important pour le calcul des poids respectifs des particules et donc de la densité aux alentours de la Terre est l’indice de répartition en taille s . Nous nous sommes donc efforcés d’ajuster ce paramètre grâce aux observations passées, par une minimisation du χ^2 . La figure 4.1 montre les résultats.

Dans le cas parfait, tous les points se situent sur la droite (égalité entre observations et calculs). Les points au-dessus de la droite sous-estiment le niveau, et inversement pour les points au-dessous.

On remarque tout d’abord que l’ajustement est correct pour les observations récentes (c’est à dire à partir de 1998), avec des différences de quelques centaines de météores sur le ZHR . Par contre, il a fallu tenir compte à plusieurs reprises de la contribution simultanée de plusieurs courants. Il arrive en effet que des courants se croisent ce qui entraîne la rentrée de la Terre dans plusieurs nuages en même temps. Il est ensuite difficile de déterminer précisément les contributions de chaque courant (Uchiyama, 2002). Soulignons notamment la contribution non négligeable du courant de 1932 lors de la pluie de 1999, qui est passée plutôt inaperçue dans les études précédentes. La forme étendue du courant dans la direction antisolaire révélée à la section 2.3 du chapitre 2 facilite la compréhension du phénomène.

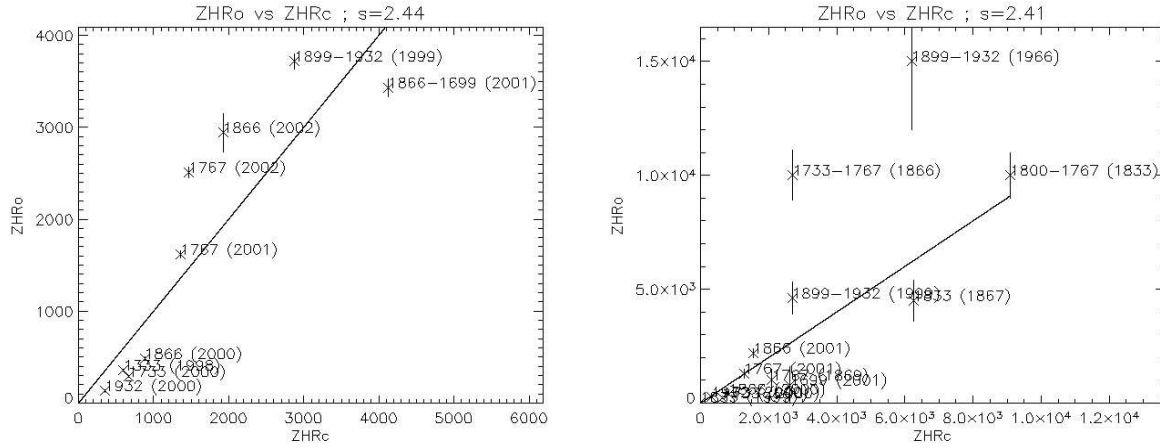


FIG. 4.1 – Comparaison entre ZHR observé (ZHR_o) et calculé (ZHR_c), et ajustement du paramètre s grâce aux observations. La figure de gauche tient compte des observations de l'IMO, effectuées depuis 1998. La figure de droite tient compte des résultats des missions *Leonid MAC* de Jenniskens (2002). L'ajustement de l'indice s est mentionné dans le titre de chaque figure. Les nombres apposés aux points mentionnent les courants considérés, et les années d'observations entre parenthèse. La droite a pour équation $ZHR_o = ZHR_c$. Les valeurs de s sont déduites par un test de χ^2 .

Pour ce qui concerne les observations anciennes, il est curieux de constater comment l'accord se fait pour l'année 1866, mais pas pour les années exceptionnelles comme 1866 et 1966. Notons aussi que la valeur de 1833 n'est pas prise des observations ($ZHR = 50000$) mais de la valeur déduite par Jenniskens (2002). Ce choix provient du caractère très incertain de la valeur reportée. Nous nous souvenons en effet qu'il est difficile d'estimer la quantité de météores pour un observateur non expérimenté. Or les observations de toutes ces pluies n'ont pu être préparées faute de prévision précises. Si malgré tout les scientifiques s'y sont préparés, les méthodes de comptage et de réduction diffèrent de celles utilisées aujourd'hui. Les rapports sont donc entachés d'une incertitude extrême. Les valeurs que nous calculons ici sont encore plus pessimistes que celles déduites par Jenniskens (2002), qui, rappelons-le revoyait déjà à la baisse les résultats de Brown (1999).

Nous trouvons aussi que certains courants anciens ont contribué à la pluie de 1833. Le tableau 4.2 donne les courants et leurs apports respectifs.

TAB. 4.2 – Contributions de courants anciens à la pluie de 1833, jusque là passés inaperçus

| Année | courant | J/M | h :mn | ZHR |
|-------|---------|-------|--------|-----|
| 1833 | 1333 | 13/11 | 11 :26 | 70 |
| 1833 | 1666 | 13/11 | 15 :50 | 30 |
| 1833 | 1699 | 13/11 | 15 :53 | 30 |

Par contre, il est encourageant de retrouver une valeur de s compatible avec les observations cométaires. Rappelons en effet que Fulle et al. (2000) mesuraient $s = 2.6$, et la littérature fournit des valeurs semblables, souvent comprises entre 2.5 et 3.5. Notre ajustement donnant $s = 2.4 \pm 0.1$ est satisfaisante. Par contre, il ne faut pas en déduire rapidement que l'indice de population des météores est toujours égal à $r = 1.6$, d'après le tableau 3.3. Nous rappelons en effet que l'éjection et les forces non-gravitationnelles mélangent de façon complexe les particules. Un même courant

observé plusieurs années de suite ne présente pas toujours le même indice de population : celui de 1866 a en effet révélé un indice particulièrement élevé en 2002 ($r = 2.9$), alors que ce n'était pas le cas en 2000 ($r = 2.05$) (Arlt & Gyssens, 2000; Arlt et al., 2002). La prévision de l'indice de population semble une tâche encore plus ardue que celle du ZHR .

4.2 À propos des prévisions de 2002

À l'époque de la prévision des Léonides 2002 les calculs du modèle cométaire n'étaient pas aussi développés. En particulier l'évaluation de l'intégrale de l'équation 3.19 était largement sous-estimée. De même le poids attribué à chaque particule était calculé avec la production totale de poussières sur un jour entier. C'est la raison pour laquelle la densité déduite n'était pas une densité réelle, et nous l'avons baptisée «densité équivalente» pour éviter toute confusion. Lors de la conférence de l'IMO en septembre 2002 nous avons présenté la figure 4.2 (gauche) qui trace le ZHR en fonction de la densité équivalente. L'alignement des points nous a permis de faire les prévisions, revues ensuite en incluant des observations supplémentaires (figure 4.2, droite). Ces dernières prévisions ont été publiées sur le portail électronique de l'IMCCE, et citées sur de nombreux autres sites, notamment celui de la NASA (via Peter Jenniskens que nous remercions ici).

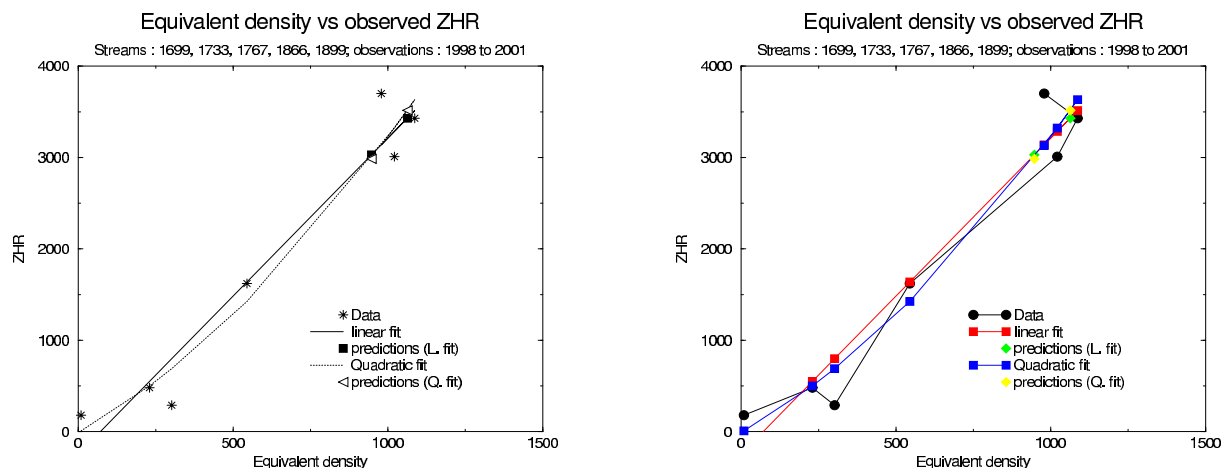


FIG. 4.2 – Prévisions des Léonides 2002, effectuées grâce à la définition d'une «densité équivalente» pour pallier les restrictions calculatoires.

Notons que ces prévisions annonçaient le premier pic supérieur au second. Dans notre révision nous avons prévu le contraire, ce que les observations ont confirmé. Précisons de plus que la figure 4.1 ne mentionne pas les courants de 1800 et 1833. Mais nous avons trouvé une contribution non négligeable de ces deux courants au premier pic, avec des ZHR valant respectivement 400 et 100. De ce fait, nous obtenons un ZHR total proche de 2000 (observations : 2500).

4.3 Les Léonides au-delà de 2002

Le tableau 4.3 donne les prévisions des Léonides pour les années 2003-2100. Les courants pris en compte ici sont ceux de la période 1333-1998, et quelques-uns plus anciens (602-802). Ces derniers servent de test sur la contribution des courants relativement anciens aux pluies contemporaines.

TAB. 4.3 – Prévisions des Léonides 2003-2100, pour les courants de la période 1333-1998, et 602-802 (comme test de la contribution des courants anciens aux observations contemporaines).

| Année | courant | J/M | h :mn | ZHR |
|-------|---------|-------|--------|------|
| 2003 | 636 | 23/11 | 02 :56 | 10 |
| 2003 | 1499 | 13/11 | 17 :17 | 120 |
| 2003 | 1533 | 19/11 | 07 :28 | 400 |
| 2004 | 1333 | 19/11 | 07 :54 | 30 |
| 2006 | 1932 | 19/11 | 06 :33 | 10 |
| 2007 | 1733 | 20/11 | 01 :15 | 10 |
| 2008 | 1466 | 17/11 | 01 :32 | 450 |
| 2009 | 1466 | 17/11 | 21 :44 | 500 |
| 2009 | 1533 | 17/11 | 22 :02 | 250 |
| 2009 | 1567 | 17/11 | 07 :29 | 500 |
| 2011 | 1800 | 16/11 | 22 :04 | 500 |
| 2012 | 1400 | 20/11 | 08 :57 | 20 |
| 2014 | 1567 | 21/11 | 08 :25 | 60 |
| 2015 | 636 | 23/11 | 02 :51 | 100 |
| 2015 | 769 | 19/11 | 22 :52 | 20 |
| 2019 | 736 | 09/11 | 17 :44 | 40 |
| 2028 | 1300 | 19/11 | 13 :35 | 40 |
| 2033 | 1899 | 17/11 | 22 :05 | 800 |
| 2034 | 1433 | 18/11 | 13 :13 | 45 |
| 2034 | 1633 | 19/11 | 03 :37 | 350 |
| 2034 | 1666 | 19/11 | 04 :39 | 1350 |
| 2034 | 1699 | 19/11 | 05 :46 | 1500 |
| 2034 | 1767 | 18/11 | 22 :43 | 1050 |
| 2034 | 1800 | 19/11 | 00 :43 | 70 |
| 2034 | 1833 | 19/11 | 02 :37 | 90 |
| 2034 | 1866 | 19/11 | 05 :45 | 20 |
| 2034 | 1932 | 18/11 | 03 :34 | 2000 |
| 2035 | 1366 | 19/11 | 18 :01 | 110 |
| 2035 | 1633 | 20/11 | 06 :11 | 920 |
| 2035 | 1666 | 20/11 | 07 :30 | 15 |
| 2035 | 636 | 19/11 | 18 :21 | 90 |
| 2036 | 1433 | 18/11 | 21 :55 | 10 |
| 2036 | 1466 | 18/11 | 21 :58 | 260 |
| 2036 | 1633 | 19/11 | 16 :48 | 20 |
| 2036 | 1666 | 19/11 | 19 :58 | 20 |
| 2037 | 1366 | 19/11 | 12 :57 | 140 |
| 2037 | 1800 | 19/11 | 19 :59 | 460 |
| 2038 | 1800 | 20/11 | 15 :15 | 80 |
| 2038 | 1833 | 20/11 | 22 :19 | 50 |
| 2039 | 1767 | 21/11 | 03 :07 | 120 |
| 2042 | 1400 | 18/11 | 13 :04 | 180 |
| 2043 | 1433 | 18/11 | 17 :15 | 50 |
| 2043 | 1433 | 19/11 | 19 :25 | 180 |
| 2043 | 1400 | 19/11 | 17 :30 | 600 |
| 2044 | 1567 | 18/11 | 02 :46 | 100 |
| 2047 | 1567 | 21/11 | 18 :41 | 60 |
| 2069 | 636 | 22/11 | 04 :07 | 20 |
| 2069 | 1433 | 19/11 | 08 :43 | 200 |
| 2077 | 1333 | 21/11 | 09 :27 | 80 |
| 2077 | 1400 | 20/11 | 04 :24 | 450 |
| 2079 | 736 | 19/11 | 17 :09 | 150 |
| 2081 | 669 | 19/11 | 22 :47 | 60 |
| 2093 | 1600 | 20/11 | 15 :20 | 70 |
| 2095 | 769 | 21/11 | 04 :44 | 30 |
| 2095 | 769 | 20/11 | 08 :52 | 20 |

L'année 2003 sera caractérisée par des rencontres avec des courants vieux de plus d'une dizaine de révolutions. Les pluies s'étendront sur une dizaine de jours, mais la contribution du courant de 636 est faible. Nous avons ici un exemple de prévision des «clino-Léonides» (voir page 22). Noter que Lyytinen (1999) mentionne le courant de 735 comme source de pluie aux alentours de 21h30 le 22 novembre, et ne mentionne pas celui de 636. La différence provient de ce que les orbites cométaires que nous prenons ne sont pas les mêmes. Les forces non-gravitationnelles de la comète sont mal contraintes dès lors que les observations font défaut. Lors d'une intégration numérique sur quelques centaines d'années, il arrive ainsi que les passages au périhélie prévus diffèrent de quelques jours à quelques années (à long terme). Par exemple, E. Lyytinen prévoit un passage en 735 alors que nous avons un point en 736. La différence de quelques dizaines de jours entre les deux méthodes change le label de l'année prise en compte. Il est souhaitable que les observations puissent trancher entre les deux hypothèses, mais vu le faible niveau et l'étalement du courant, ceci nous semble difficile (voir aussi le problème des Perséides au chapitre 5).

On remarque dans ce tableau l'absence de pluie en 2007 causée par le courant de 1932, comme le prévoient Lyytinen & Van Flandern (2000). Dans nos simulations tout le courant est déjà passé au nœud en novembre de cette année, si bien qu'aucune rencontre n'est prévue. Ce sera donc un bon moyen de tester la validité du modèle.

Plusieurs pluies jusque-là passées inaperçues se détachent de ce tableau. Tout d'abord celle de 2009, soit onze années après le passage au périhélie de la comète est à noter. La même particularité est observée pour l'année 2043. La dernière occurrence majeure à court terme sera celle de 2011.

Notons aussi la contribution mineure du courant de 1499 à la pluie de 2009, et des courants de 636 à 736 dans celles de 2022-2023.

La pluie de 2069 est particulière car le courant rencontré (636) est fortement perturbé par les planètes. Il s'étend beaucoup plus dans le plan perpendiculaire à l'orbite cométaire. La pluie de 2069 est prévue pour durer pratiquement 24 heures, du 21 novembre à 12h TU jusqu'au lendemain !

Le prochain retour des poussières s'accompagnera de pluies aussi intenses que celles auxquelles nous avons assisté ces dernières années, avec en particulier l'année 2034 très riche en pluies abondantes.

Les retours de 2066 et 2098 ne seront pas aussi favorables. La question se pose : sera-ce donc la fin des Léonides ? L'orbite de la comète pourra nous le dire définitivement.

4.4 Le dernier mot sur la pluie de 1998 ?

L'évènement de 1998 a fait couler beaucoup d'encre pour plusieurs raisons. Tout d'abord à cause de la fameuse prévision «manquée», avec seize heures de décalage (les météores ayant eu le mauvais goût d'arriver plus tôt que prévu, ce qui est pire...).

Ensuite l'explication du phénomène a eu des versions très différentes. Asher et al. (1999a) ont calculé que le courant de 1333 était seul responsable de la pluie. Plus tard Brown & Arlt (2000) ont avancé l'hypothèse d'une pluie causée par plusieurs essaims du XIV^{ème} siècle. Lyytinen (1999) quant à lui a plutôt vu l'influence du courant de 801. Bref, beaucoup de sources pour quelques heures de spectacle pour la plupart manquées.

Nous nous sommes donc penchés sur le problème, qui a été la motivation des calculs des courants très anciens : de 602 à 802. Notons que l'orbite de la comète dont nous disposons diffère sensiblement de celle utilisée par Lyytinen (1999) puisque la date du passage au périhélie n'est pas la même. Nous entrevoyons ici une limite aux prévisions, qui provient de notre ignorance de l'orbite du corps parent à moyen et long terme (nous reviendrons sur cet argument à la section 4.5

Les résultats donnent une contribution majeure des courants de 1300 et 1333 (avec un ZHR cumulé d'environ 260). Puis viennent les contributions des courants de 636 et 1433, avec plusieurs dizaines pour le ZHR . Enfin les courants présents mais les moins actifs ($ZHR \simeq 10 - 20$) sont ceux de 702, 802 et 1400. Notons l'importance du nombre de particules utilisées ici : le meilleur échantillonnage du courant (Brown & Arlt (2000) et ce travail) a plus de chances de n'oublier aucun courant. Par contre en faisant un calcul rapide avec des particules de rayon compris entre 0.05 et 0.1 mm , nous n'avons pas trouvé d'intersection avec la Terre en 1998, contrairement aux suggestions de Ma et al. (2001), qui soupçonnaient une contribution de radio-météores à la pluie. Notons que ces derniers météores sont arrivés en retard par rapport à celles qui sont visibles, exactement comme nous l'observons de façon générale (voir section 3.2.2).

Toujours est-il que la pluie de 1998 aurait pu être beaucoup plus active si la Terre était entrée dans les courants jeunes (1966 ou 1932), comme cela a été le cas en 1833.

Les astronomes ont bien entendu tendance à regretter un tel «loupé», alors que les opérateurs de satellites et les cosmonautes de la station MIR ont plutôt été soulagés...

4.5 Limites du modèle

Les limites du modèle ont été entrevues à plusieurs reprises dans les lignes précédentes. Nous en faisons ici la liste.

Tout d'abord la densité calculée est globale et ne permet pas de déterminer le profil rencontré. C'est principalement le sous-échantillonnage du nuage qui empêche une telle résolution. Or nous rappelons que nous avons déjà mis en œuvre 250000 particules par courant, ce qui est énorme en comparaison des quelques centaines utilisées par McNaught & Asher (1999a) et Lyytinen & Van Flandern (2000). Par contre nous avons pu effectivement faire des prévisions sans avoir d'a priori sur la forme du courant rencontré, et c'est ce qui différencie cette méthode de toutes les autres.

Les figures donnant les nœuds descendants des particules sélectionnées montrent que si le centre du nuage est suffisamment à l'extérieur de l'orbite terrestre le nombre de particules restant après la seconde sélection sera faible. Toute tentative de calcul de densité s'avère donc dangereuse, encore une fois pour des raisons de sous-échantillonnage.

Les prévisions sont sensibles à l'indice de répartition des tailles s , que nous avons aussi considéré comme constant sur toute la gamme de tailles prise en compte ici. Or il n'est pas forcément évident que cette constance a lieu.

Nous avons vu que les prévisions tenant compte de courants anciens souffrent de l'imprécision sur l'orbite du corps parent (voir section 4.4 et la section 5.2 du chapitre 5). Les résultats diffèrent donc suivant le choix de l'orbite. Cependant cela ne concerne jusqu'à présent que des pluies mineures. Les météoroïdes sont en effet très dispersés lorsqu'on considère une telle période de temps. Cependant nous avons vu dans la partie II que des concentrations de météoroïdes peuvent intervenir à «moyen terme». De même avec le cas des Pi-Puppides, nous avons vu qu'une pluie de météores pouvait avoir lieu lorsque la comète parente est à l'aphélie. Tout ceci complique encore le problème.

De même, nous avons supposé que la comète dégaze toujours de la même façon. Or nous savons que d'un retour à l'autre une comète peut présenter un aspect très différent. L'ennui avec 55P/Tempel-Tuttle est que ses dernières apparitions n'ont pas été très favorables. De plus sa magnitude absolue faible en fait un objet peu étudié, ce qui est dommage pour une comète responsable des plus impressionnantes pluies de météores.

Enfin les figures représentant les nœuds descendants des météoroïdes (page 180) montre que les courants s'étendent en général dans la direction perpendiculaire à la direction solaire. Or les pics ne sont pas aussi larges en général. Cependant lors de la pluie de 2001 le niveau de fond était bien plus haut que pour les autres années. Ceci suggère une structure très complexe des

courants, qu'il est bien difficile de modéliser. Les meilleures tentatives dans ce domaine sont celles de Jenniskens (2002).

4.6 Conclusion sur la prévision des Léonides

Les prévisions des pluies météoritiques des Léonides en appliquant notre modèle donnent des résultats satisfaisants.

Les instants des maxima basés sur la position médiane des nœuds ont une précision de quelques minutes à une demi-heure dans le cas le moins favorable. Ces résultats sont en parfaite harmonie avec les travaux de McNaught & Asher (1999a) et Lyytinen & Van Flandern (2000). En cas d'essais très vieux et donc très perturbés, il est nécessaire de faire une sélection sur les particules car la dispersion des nœuds est trop grande. Cependant les résultats des simulations ont tendance à fournir une durée des pluies plus grande que dans la réalité.

Les niveaux des pluies basés sur la photométrie de la comète donnent des résultats satisfaisants. Nous avons pu retrouver les observations de ces quelques dernières années. Les observations historiques d'avant 1998 donnent des résultats contradictoires, mais les ZHR réels sont difficiles à estimer. Notons en particulier l'accord entre ce travail et celui de Jenniskens (2002) sur la pluie de 1833. Le rapport entre l'estimation des observateurs de l'époque et les calculs à partir des modèles est de 5. D'une manière générale les valeurs calculées ici pour les observations historiques donnent des valeurs de ZHR bien en dessous des toutes les estimations précédentes.

À partir de l'ajustement du paramètre s grâce aux observations récentes nous avons pu faire des prévisions des Léonides jusqu'à l'année 2100. Les prochaines grandes pluies sont attendues en particulier en 2034 et 2035.

L'avantage de cette première approche est qu'elle permet de n'ajuster qu'un seul paramètre, à savoir s l'indice de répartition en taille des météoroïdes. La valeur trouvée à partir des observations des pluies de météores est semblable à celle mesurée directement sur des comètes (en fiat, sur 1P/Halley uniquement). Cependant cet ajustement est global et ne prend pas en compte les variations d'activité de la comète, qu'il est de toutes façons très difficile de connaître, faute d'observations.

L'échantillonnage suffisant des courants est primordial pour effectuer une statistique correcte et calculer une densité qui ait un sens.

Chapitre 5

Application aux autres essaims

Le même genre d'application a été effectué pour d'autres essaims que les Léonides. Nous nous sommes naturellement penché sur les pluies dont les corps parents sont des comètes connues. Les Perséides s'imposent, mais nous avons aussi considéré les Pi-Puppides.

5.1 Pi-Puppides 2003

5.1.1 Présentation

Comme nous avons vu au chapitre 4 de la section II (page 143), la période faste des Pi-Puppides a été 1967-1997, d'après Messenger (2002). La perturbation par Jupiter de la comète 26P/Grigg-Skjellerup en 1964 (Kresak, 1987; Sitarski, 1981) a amené le nœud ascendant de ce corps aux alentours de la Terre, jusqu'à ce qu'une rencontre suivante l'en éloigne (Messenger, 2002).

De fait, des observations des Pi-Puppides ont eu lieu en 1972, 1977 et 1982 (Baggaley, 1973; Shao et al., 1977; Povenmire, 1977; Lindblad, 1987). Une revue complète de ces observations a été faite par Hughes (1992). Par contre, aucune observation n'a été rapportée en 1987, 1992 et 1997. Kondratueva & Muravyova (1993) prévoyaient d'ailleurs l'absence de météores dues au courant de 1964 en 1997.

La période des Pi-Puppides semblait donc finie. Or contre toute attente Messenger (2002) annonçait une rencontre entre la Terre et les essaims de 1967-1997 en avril 2003. Nous nous sommes donc naturellement intéressé à cet essaim et avons refait les calculs d'orbite et de test de collision avec la Terre, selon les positions cométaires données par Patrick Rocher.

L'approche de Messenger (2002) est simple, mais constitue une bonne introduction à la prévision des Pi-Puppides. Son but était de savoir si une capture atmosphérique était envisageable en 2003 (il est en effet spécialiste des micro-météorites, et a participé à des campagnes de récoltes aux pôles). C'est pourquoi les particules qu'il considère ont des rayons **inférieurs** à $100 \mu m$: de 10 à $100 \mu m$. Nous avons déjà vu quelques différences entre son modèle et le nôtre dans le tableau 2.1 page 90, mais nous reprenons ici les différences essentielles entre les deux approches :

- Les particules sont éjectées sur toute l'orbite de la comète dans le modèle de Messenger (2002), alors qu'une limite de $3 ua$ est fixée dans le nôtre.
- La vitesse d'éjection calculée par la formule de Crifo & Rodionov (1997) donne des valeurs moins importantes que celle prise par Messenger (2002) ($30-150 m.s^{-1}$).
- Les tailles que nous avons prises en compte pour la circonstance varient de $50 \mu m$ à $1 mm$ (soit trois intervalles de tailles, le premier contenant les météoroïdes de 50 à $100 \mu m$).
- L'absence de perturbations gravitationnelles par les planètes du système solaire permet à Messenger (2002) d'avoir un modèle analytique très rapide (Kepler), et contenant énormément de particules ($6 \cdot 10^5$). Notre approche contient $9.6 \cdot 10^5$ particules et les perturbations

de toutes les planètes et de la Lune. Dans les deux approches les forces non-gravitationnelles sont prises en compte.

- À la lumière des premiers résultats nous nous sommes aperçus que les courants de 1967 à 1997 ne suffisent pas à expliquer les pluies observées, ni à trouver une quelconque pluie en 2003. C'est pourquoi nous avons tenu compte de tous les passages depuis 1848, grâce à de nouvelles intégrations du corps parent par Patrick Rocher.
- La différence essentielle entre les deux approches et les résultats qui en découlent vient à notre avis de l'absence de critère de sélection des particules atteignant leur nœud ascendant dans le modèle de Messenger (2002). Nous avons déjà vu que le critère que nous avons défini est grand, mais il est catastrophique de considérer tous les nœuds des particules pour effectuer des éphémérides de pluies. Il est en effet impossible dans ces conditions de savoir si la Terre est effectivement dans le voisinage lorsque les particules arrivent au nœud. En absence de perturbation planétaire les nœuds seront plus ou moins fixes, alors qu'ils changeront si on introduit les corps du système solaire. Il devient donc nécessaire de définir un critère de sélection comme nous l'avons fait. Lorsque nous nous sommes aperçus que nos résultats différaient totalement de ceux de Messenger (2002), nous avons décidé d'augmenter notre critère de manière que sa valeur numérique soit égale à celle prise pour les Léonides. Cependant, précisons que les Pi-Puppides ont la vitesse relative la plus faible, avec seulement 18 km.s^{-1} , ce qui entraîne un critère temporel élevé.

Précisons que le temps total entre l'alerte de la pluie donnée par Jean Duprat (CSNSM), la recherche bibliographique sur la comète parente, le lancement du programme ($\simeq 10^6$ particules simulées) et l'exploitation des résultats n'a pas excédé une semaine! Nous voyons donc ici l'efficacité de la méthode.

5.1.2 Résultats

Notre premier souci a été de retrouver les observations faites entre 1972 et 1982. Le tableau 5.1 recense les occurrences de pluies ou d'absence de pluies depuis 1972.

Les observations retrouvées sont les suivantes :

- 1977 : Shao et al. (1977) ont rapporté un maximum aux alentours du 23.5-23.6 avril ($\simeq 12 :00-14 :30$ UT). Pourtant aucun météore n'a été vue en Floride le même jour entre 0 et 3h TU (Povenmire, 1977). Les principaux courants responsables de cette pluie sont ceux de 1863, 1873 et 1878. Mais si on ne considère que ceux-là, le maximum est trouvé bien plus tard, ce qui serait en contradiction avec les observations. En tenant compte de tous les autres, on s'aperçoit que leur contribution totale déplace le maximum un peu plus tôt. Comme Hughes (1992) l'avait déjà perçu, nous voyons ici que des superpositions de courants peuvent avoir lieu. Rappelons aussi que le même genre de phénomène a été observé pour les Léonides en 2001. Wood (cité par Hughes (1992) et Lindblad (1987)) conclut des observations que la pluie n'a durée que quelques heures, alors que nos calculs suggèrent plutôt une pluie longue (10 heures). Cependant, elle débute vers 4h TU, ce qui n'est pas incompatible avec l'absence de météores vers minuit le même jour (observations de Floride). De plus, Lindblad (1987) remarque que la vitesse de rentrée dans l'atmosphère extrêmement faible des Pi-Puppides a tendance à ne révéler que les météoroïdes les plus gros, si bien que le *ZHR* réel aurait plutôt été de 1000-4000 au lieu de 75 rapporté par Shao et al. (1977).
- 1982 : nos résultats montrent que le maximum a été manqué, à cause du manque de couverture globale des observateurs. Ceux-ci ont en effet été concentrés en Australie uniquement. Wood (cité par Hughes (1992)) remarque que le pic a pu avoir lieu avant les observations. C'est en effet ce qui est prédit par notre modèle ici. Ici encore les superpositions de courants impliquent une pluie longue.

TAB. 5.1 – Observations des Pi-Puppides et association avec des courants. ¹ : Méthode d’observation : R=radar, V=visible. ² : Instant (heure TU ou jour décimal) du maximum observé, le 23 avril. ³ : ZHR du maximum. ⁴ : Courant associé à la pluie, par ordre d’importance. R=radio-météores ($50-100 \mu m$) ; V=météores visible ($\geq 100 \mu m$) ⁵ : Instant (heure TU ou jour décimal) du maximum prévu, e 23 Avril. ⁶ : Durée totale prévue de la pluie.

| OBSERVATIONS | | | | SIMULATIONS | | | |
|--------------|-------------------|--------------------------------------|------------------|--|--|------------------------|--|
| An | Obs. ¹ | Max. (UT) ² | ZHR ³ | Courant ⁴ | Max. (UT) ⁵ | total (h) ⁶ | remarque |
| 1972 | R | Pluie longue, pas de max discernable | 2 | 1967, 1961 (R) + 1904 | 22/04, 23 :30 \pm 30' | 1 | voir texte |
| 1977 | V | 23.5-23.6 \simeq 12 :00-14 :30 | 75 | 1873, 1863, 1868 et tous ceux de 1848 à 1907 (V) | 13 :57 \pm 1 :00 \simeq 23.58 | 10 | les courants mineurs déplacent le maximum plus tôt |
| 1982 | V | 11 :00-12 :00 probablement plus tôt | 23 | 1907 (V) et tous ceux de 1892 à 1922 | 6 :00 \pm 1 :00 ou 2 pics à 3 :00 et 9 :00 | 10 | Maximum manqué : la fin uniquement a été observée |
| 1987 | pas de pluie | - | 0 | - | - | - | pas de pluie |
| 1992 | idem | - | 0 | - | - | - | idem |
| 1997 | idem | - | 0 | - | - | - | idem |
| 2002 | idem | - | 0 | - | - | - | idem |
| 2003 | R+V | pas de maximum discernable | 0 | 1957, 1961 (R) | 15 :00 \pm 1 :00 | 7 | pic unique |

- 1987 à 1997 : aucune pluie n’est ni prévue (pour tous les intervalle de taille) ni observée à notre connaissance.

5.1.3 Les années 1972 et 2003

Ces deux années ont en commun une prévision de pluie de radio-météores. La figure 5.1 montre les positions des nœuds des particules de taille comprises dans l’intervalle $[0.05; 0.1] \text{ mm}$.

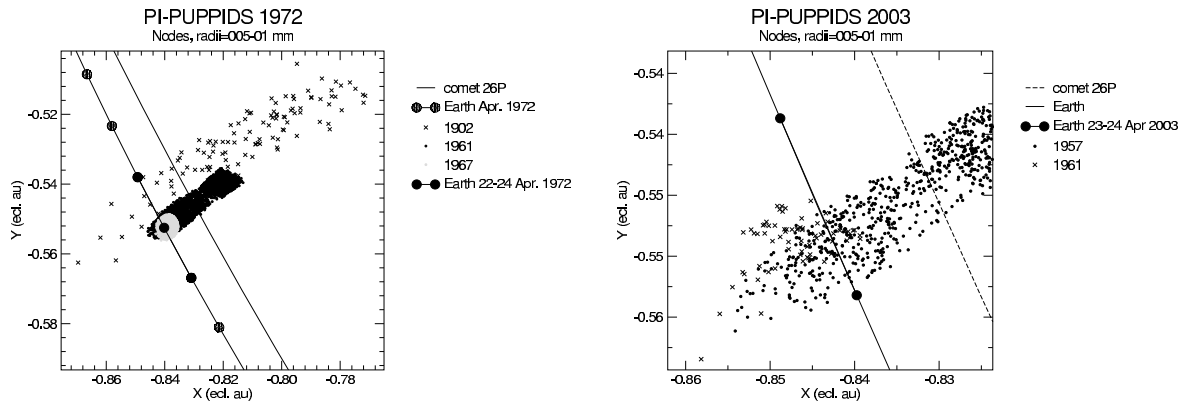


FIG. 5.1 – Nœuds des particules croisant la Terre en 1972 et 2003.

- 1972 : Baggaley (1973) montre que les observations conduites en Nouvelle-Zélande ont débuté après 0h TU (TU=NZST-12h) le 23 avril. Or le niveau de la pluie était bas et diminuait, pour une magnitude limite de l’instrument de +8.5. Nos résultats suggèrent un maximum vers 23h30 TU, mais la fin de la pluie aurait dû être observée.
- 2003 : Deux courants interceptent la Terre le 23 avril, mais contrairement à Messenger (2002) qui ne considérait que les courants de 1967 à 1997, les particules proviennent plutôt ici des passages de 1957 et 1961. De même, Messenger (2002) prévoyait deux pics bien distincts, alors que nous avons une superposition des courants ici.

Précisons qu’à la suite de ces travaux nous avons entamé une brève discussion avec Messenger qui n’a pas vraiment donné de suite. La prévision de la pluie a été diffusée sur les listes d’observateurs de météores (soit *IMO-news* et *meteorobs*). Nous avons reçu beaucoup de réponses suite à cet appel, et avons apprécié les efforts des observateurs sur toute la planète. Les résultats des observations sont données dans le tableau 5.2.

Notons que J. Baggaley nous a informé que le radar néo-zélandais était à ce moment-là en réparation et qu’aucune observation n’a donc pu être effectuée. La couverture spatiale des observateurs n’était pas optimale : les stations radio étaient situées dans l’hémisphère Nord pour la plupart. Notons que l’endroit le mieux placé, compte tenu de l’heure de la pluie était l’Afrique du Sud ou l’Antarctique. Malheureusement malgré tous nos efforts pour trouver une station radio dans cette partie du monde, aucune observation de ce type n’a pu être effectuée.

D’après J. Kac (communication privée), les stations radio de l’hémisphère nord en limite de visibilité de la pluie auraient pu voir quelques météores à cause du déplacement apparent du radiant résultant de la faible vitesse de rentrée dans l’atmosphère des Pi-Puppides. C’est la raison pour laquelle nous trouvons dans cette liste des observateurs de l’hémisphère nord.

TAB. 5.2 – Observations des Pi-Puppides 2003, tirées des comptes rendus diffusés sur les listes IMO-news et meteorobs, et des communications privées. Nous reproduisons ici en premier lieu les observations visuelles, puis les observations radars. Noter que Hans Betlem a aussi effectué des observations télescopiques, sans succès.

| Observateur | Lieu | Méthode | Temps (UT) | Résultats |
|---|----------------|----------|---|--|
| Hans Salm | Bolivie | visuelle | 23/04 3 :30- 5 :30+24/04 3 :45-5 :15 | pas de PPU |
| Tim Cooper | Afrique du Sud | visuelle | 23/04 18 :46- 19 :55 +23/04 20 :16-20 :37 | pas de PPU |
| Mike Begbie | Zimbabwe | visuelle | 23/04 16 :45-19 :00 | 9 PPU entre 17 :05 et 17 :15 |
| Josep Trigo-Rodríguez, Carles Pineda, Albert Sánchez (Spanish Fireball Network) | Espagne | visuelle | 23/04 | pas de PPU |
| Chia yk | Singapour | visuelle | 23/04 7 :00 | pas de PPU (+ nuages) |
| Quanzhi | Chine | visuelle | 23/04 | pas de PPU (+ nuages) |
| Kazuhiro Osada | Japon | visuelle | 23/04 | 1 PPU |
| Adam Marsh | Australie | visuelle | 22/04 soir + 23/04 matin | 4 PPU en 2 heures |
| Michael Boschat | Canada | radio | 23/04 10 :00-15 :00 | rien de spécial sur les PPU |
| Jean-Marie Polard | Belgique | radio | 23/04 12 :56-24 :00 | Max. à 8 :30 et |
| Marcel Schneider | Luxembourg | radio | 24/04 0 :00-12 :56 | 17 :10 |
| George Lauffer | Allemagne | radio | 23/04 | Activité marquée entre 13h et 17h |
| Javor Kac, Jure Zakrajsek | Slovénie | radio | 23/04 0 :00-24 :00 | échos au matin (7 :00) |
| Bruce Young | Australie | radio | 23/04 16 :00-20 :00 | Sporadiques E |
| Hiroshi Ogawa (+ Nippon Meteor Society et radio-observateurs japonais) | Japon | radio | 22/04 to 24/04 | rien de spécial sur les PPU |
| | | | 23/04-24/03 | Activité observée, mais rien de spécial le 23/04 |

Il n'est pas étonnant que les observations visuelles n'aient rapporté aucun météore provenant de l'essaim des Pi-Puppides, car les particules prévues étaient très petites. La magnitude correspondant aux tailles des particules est supérieure à 14.

La station radio la mieux placée était celle de Slovénie, mais les perturbations électromagnétiques ont empêché toute observation des météores. La station du Canada était située bien trop

au nord pour détecter les Pi-Puppides. Seule la station du Luxembourg a rapporté des résultats en accord avec nos prévisions, mais ceci n'a pas été confirmé par les stations voisines (Belgique et Allemagne). Les stations du Japon et d'Australie auraient pu observer la fin de la pluie. H. Ogawa nous a signalé qu'une activité des Pi-Puppides était détectée, mais que celle-ci ne s'était pas intensifiée aux alentours du 23 avril.

Face à ces résultats, c'est une lapalissade de dire que la pluie attendue n'a pas été observée...

5.1.4 Discussion

Deux hypothèses pour expliquer la différence entre prévisions et observations s'imposent donc :

- La première possibilité est que notre modèle qui a si bien prévu les Léonides 2002 échoue en ce qui concerne les Pi-Puppides 1972 et 2003. On peut se demander en effet si notre modèle reste valable pour des particules aussi petites que quelques dizaines de microns, ce qui constitue la principale différence entre les deux pluies. La formule de la vitesse d'éjection reste valable pour ces tailles, mais nous avons aussi vu que les forces non-gravitationnelles influent beaucoup sur la dynamique des météoroïdes (voir page 82). Il est peu probable que la force de Yarkovsky peut encore agir pour de telles tailles, puisqu'elle requiert une différence de température qu'il paraît difficile d'atteindre. Par contre, les phénomènes de collision, notamment avec les particules du vent solaire aurait tendance à augmenter la valeur de β , et par-là même de changer les orbites des météoroïdes dès leur éjection. De même, on peut invoquer les charges électriques des particules, ou encore les effets de non-sphéricité. En définitive, ce sont tous les effets négligés pour les particules millimétriques qui peuvent être invoquées pour expliquer l'absence d'observation positive des Pi-Puppides d'avril 2003.

- En second lieu on peut tout simplement se demander si les météores étaient détectables. Esko Lyytinen nous faisait remarquer avant la pluie (communication privée) que la vitesse extrêmement faible des météoroïdes pouvait empêcher la moindre détection, même par radio. D'autre part, rappelons que Messenger (2002) avait comme but de son étude la capture de micro-météorites, et c'est ce qui l'a amené à s'intéresser aux Pi-Puppides, à cause de (ou grâce à, suivant le point de vue...) leur vitesse lente.

Les magnitudes apparentes des météores étant très grandes il est possible qu'elles échappent même aux meilleurs instruments. L'inconvénient des appareils amateurs est qu'ils ne sont pas homogènes. De même, il est très difficile de faire le lien entre magnitude visuelle et radio. Brown et al. (2000) donnent comme limite de détection une masse de 10^{-9} kg, ce qui correspond, pour les Léonides à une magnitude de moins de 10. Or nous avons vu que les radio-Pi-Puppides ont au moins quatre magnitudes de plus, ce qui suffirait pour expliquer les observations négatives.

Les résultats de H. Ogawa et des radio-observateurs japonais quant à l'activité des Pi-Puppides se comprendraient naturellement par la composante annuelle de cet essaim.

Cependant, quelques amateurs se sont insurgés contre une telle affirmation, soutenant que leurs instruments étaient bien plus sensibles que les radars professionnels, pour la simple raison que la technique de *forward scattering* donne de meilleurs résultats en terme de sensibilité. Mais comme nous l'avons déjà mentionné il est difficile d'estimer la magnitude limite de chaque instrument d'amateur face à la non-homogénéité des stations. En l'absence de références claires sur le sujet il est difficile de conclure.

Il nous semble que le seul moyen de trancher définitivement la question serait soit de récolter directement les particules, soit de profiter d'une autre pluie de Pi-Puppides pour tester des instruments encore plus sensibles. Malheureusement il serait très difficile de faire le lien de façon univoque entre les micrométéorites récoltées et la comète 26P/Grigg-Skjellerup, et aucune autre

pluie particulière de Pi-Puppides n'est attendue pour les années qui viennent (dans la limite de nos simulations).

5.2 Perséides

Les Perséides forment l'essaim le plus connu pour plusieurs raisons. Tout d'abord il intervient en août, soit en plein été, lorsqu'il est facile de rester quelques heures dans le noir les yeux vers le ciel (on ne peut pas en dire autant des Léonides...). Ensuite, il arrive en seconde position dans la liste des essaims abondants, avec une constance année après année. La valeur typique du *ZHR* se situe entre 60 et 110.

Un regain d'activité est apparu pendant les quelques années accompagnant le retour de la comète 109P/Swift-Tuttle. Le *ZHR* enregistré lors des années 1991-1994 a atteint environ 300, avec un pic à 500 en 1992 (Jenniskens et al., 1998).

Nous avons effectué quelques intégrations numériques afin de fournir des éphémérides de cette pluie. Mais les Léonides étant notre principal champ d'investigation, les données n'ont à ce jour pas toutes été exploitées. Seule l'année 2003 a été examinée, dans le but de fournir une indication du risque potentiel pour les satellites artificiels. Aucune activité inhabituelle n'a été détectée. L'IMO prévoit d'ailleurs pour 2003 une activité normale, centrée autour de 4h40 TU le 13 Août.

Or dans un message à la liste *IMO-news* daté du 6 août 2003, Esko Lyytinen annonçait un regain d'activité à 0h de la même date, due au courant de 569. Ce courant expliquerait aussi les activités enregistrées au début des années 1990. C'est ce qui nous a d'ailleurs motivés à examiner de plus près nos propres données. Or il se trouve que l'orbite dont nous disposons diffère totalement de celle dont considérée par E. Lyytinen. Le passage au périhélie que nous utilisons date de décembre 547, ce qui fait 22 ans d'écart ! Pendant un tel laps de temps les configurations planétaires changent complètement et il est donc normal de ne pas avoir les mêmes résultats.

L'orbite prise en considération par E. Lyytinen (communication privée) est celle de Yau et al. (1994). La nôtre est celle que Patrick Rocher nous a fourni (communication privée). Or l'orbite de ce corps est complexe. On en veut pour preuve que le retour au vingtième siècle avait été prévu pour 1981, et a finalement eu lieu en 1992, soit 11 ans après (Kronk, 1988). Il semblerait que des différences des coefficients non-gravitationnels ajustés par les deux travaux ne soient pas les mêmes, ce qui expliquerait les différences de passage. Les temps d'intégration sont en effet très longs.

Pour trancher entre les deux, Huan Meng (communication personnelle) a inspecté les archives chinoises sans trouver de comète en 569 ou 547.

Il résulte donc que le seul moyen de savoir si la comète 109P/Swift-Tuttle est passée au périhélie en 569 ou en 547 est d'observer les Perséides en août 2003. Ceci est une illustration parfaite de l'intérêt scientifique de l'étude des météores comme objets émis par les comètes.

À l'heure où nous écrivons ces lignes aucun rapport officiel de la part de l'IMO concernant l'observation des Perséides ne nous est parvenu. Nous proposons donc au lecteur d'en savoir davantage sur ce sujet lors de la soutenance de ce travail...

5.3 Autres essaims

Cette thèse a été initiatrice de l'étude des courants de météoroïdes et des prévisions des pluies, et est bien entendu appelé à se généraliser à tous les essaims associés à un corps parent connu. Ce travail nécessite une recherche bibliographique poussée sur les observations des météores et des radiants identifiés, puis du corps parent. Nous rappelons par exemple que l'identification n'est pas forcément triviale (voir page 25), en particulier pour le cas des Taurides, associés à plusieurs corps.

Jusqu'ici nous nous sommes intéressés aussi aux Draconides, en collaboration avec Esko Lyytinen. Malheureusement, comme pour l'essaim des Perséides, il nous a manqué du temps pour faire une étude aussi complète et poussée que celle menée sur les Léonides.

Dans la suite de ce travail nous avons l'intention de pallier tout d'abord au plus pressé, c'est à dire de faire des calculs pour les essaims à courtes périodes ou dont les corps parents sont proches du périhélie.

Conclusions générales

Certaines des conclusions ont déjà été mentionnées. Nous en faisons la synthèse ici.

Conclusions sur l'observation des météores

L'observation des météores requiert une statistique suffisante pour déterminer un profil de densité correct (ZHR). Il est donc primordial soit de disposer d'une batterie de capteurs (comme lors des campagnes MAC), soit de communiquer les résultats d'observations à une organisation chargée de la collecte (IMO).

Si l'œil nu suffit à fournir des données scientifiques exploitables la confiance dans les résultats augmente avec l'expérience de l'observateur. La détermination des magnitudes et de l'index de population nous semble en particulier délicate dans le cas d'un novice (nous parlons ici de notre propre expérience...). L'instrument de prédilection est la caméra vidéo à grand champ, qui permet de faire des détections automatiques, et occasionnellement de retrouver une météorite. De plus la fragmentation du météore peut aussi être étudiée. Quantité d'informations restent à exploiter dans les bandes vidéo de l'IMCCE, mais cela relève davantage de la mécanique des fluides que de la mécanique céleste.

Les stations radio permettent d'avoir un suivi en permanence, et peuvent donc nous renseigner sur l'environnement terrestre à long terme (plutôt que pendant les grandes pluies uniquement). Il est souhaitable de développer ce genre d'instruments peu onéreux, faciles d'emploi et ne fonctionnant qu'en récepteur. Par contre, un calibrage de l'appareil est nécessaire pour déterminer la magnitude limite détectable. Malheureusement cette opération n'est pas effectuée par tous les amateurs et il peut donc être difficile d'exploiter des résultats hétérogènes.

Conclusions sur l'évolution des essaims

Les météoroïdes sont influencés par la gravité du Soleil et des planètes, mais aussi par des forces non-gravitationnelles pour l'essentiel d'origine radiative. La différence avec les autres petits corps du système solaire est que les météoroïdes sont beaucoup plus sensibles à ces dernières forces à cause de leur taille réduite. La pression de radiation allonge les orbites keplériennes, mais les particules sont encore trop massives pour être soufflées hors du système solaire. Les essaims météoritiques d'origine cométaire s'organisent en gigantesques nuages de météoroïdes, qui suivent plus ou moins bien leur corps parent.

Les différences de taille et de vitesse d'éjection entraînent des différences de demi-grands axes et de périodes, ce qui se traduit par des retards de passage à l'aphélie et au périhélie. Il en résulte un étirement des nuages sur plusieurs unités astronomiques. Au cours du temps les particules vont remplir toute l'orbite cométaire, mais gardent une orbite propre.

Comme tous les petits corps du système solaire, les résonances ont aussi une influence sur leur comportement à plus ou moins long terme. L'effet le plus marquant est l'inhibition du processus de diffusion des météoroïdes le long de l'orbite cométaire.

Les planètes ont tendance à diffuser les météoroïdes hors de l'orbite cométaire, dans le plan perpendiculaire à l'écliptique. La Terre provoque des lacunes lors de ses rapprochements avec les courants, alors que les planètes géantes les perturbent de façon beaucoup plus globale. Dans l'espace des éléments orbitaux des lacunes apparaissent dans le demi-grand axe. Lors des rencontres l'excentricité augmente et l'inclinaison évolue par saut.

L'étendue d'un courant donné lui fait subir des perturbations différentielles. Il en résulte des fractionnements importants lors de rencontres proches avec les planètes géantes. La fréquence de ces rapprochements va influencer sur la durée de vie du courant. Au bout de quelques dizaines de révolutions il peut devenir impossible de rattacher un météore à son essaim tant l'orbite du météoroïde est perturbée. Cependant la structure générale du courant en forme de tore subsiste sur un millier d'années, même si elle s'élargit.

Conclusions sur la prévision des pluies de météores

Notre modèle basé en premier lieu sur la simulation des courants météoritiques et de la sélection des particules au voisinage de la Terre au moment des pluies a l'avantage de ne considérer que les particules les plus intéressantes du point de vue de la détermination des instants des pluies. Nous avons vu que les météoroïdes impactant la Terre sont de préférence éjectés aux grandes distances héliocentrique, dans la limite de $3ua$. L'angle d'éjection des particules qui restent proches du corps parent est primordial pour pouvoir atteindre la Terre. De même la vitesse d'éjection requise est plus importante pour les météoroïdes éjectés près du périhélie, car la différence d'orbite avec celle de la comète doit être maximale. Cette sélection des météoroïdes est beaucoup moins nette à mesure que l'on s'éloigne du corps parent.

L'exploitation de la photométrie du corps parent permet de faire un lien réel entre comètes et pluies de météores. L'avantage est que ce modèle ne présuppose rien sur la forme du ZHR . De même, si toutes les caractéristiques de la comète parente étaient connues, il serait inutile d'effectuer des calibrages grâce aux observations : les résultats seraient totalement absolus. Dans la pratique, la connaissance du paramètre $[Af\rho]$ et un modèle cométaire nous permet d'avoir une première approche.

La confrontation aux observations des Léonides des ces quelques dernières années nous a permis d'ajuster l'index de distribution en taille des particules émises par la comète 55P/Tempel-Tuttle. La valeur trouvée est consistante avec celles mesurées sur d'autres comètes. Les instants des pluies sont conformes aux observations, avec une précision allant de quelques minutes à quelques dizaines de minutes. La quantité de météores visibles est de même conforme aux observations. Les résultats donnent des valeurs basses des observations du XIXème siècle, mais il est difficile d'estimer les quantités effectivement mesurées.

Les pluies de Pi-Puppides de ces trente dernières années ont pu être retrouvées. La prévision de radio-événements n'a pas été confirmée par les observations. La cause du désaccord provient soit de la sensibilité insuffisante des instruments de mesure, soit de l'influence de forces non-gravitationnelles qui n'ont pas été prises en compte dans ce modèle.

Rien de particulier dans l'activité des Perséides n'a été trouvé pendant cette étude pour les quelques années à venir.

La prévision des pluies de météores se heurte à la méconnaissance des orbites de corps parents à long terme. Le cas échéant, l'observation des météores permet de discriminer une solution donnant une intersection avec la Terre, mais ne permet pas de conclure définitivement.

Perspectives

Au terme de cette première étude sur les météoroïdes et les pluies météoritiques il est possible de dégager certains points qui peuvent être approfondis.

Profil de la pluie : Nous avons vu que la prévision du niveau des pluies se fait par le calcul de la densité de particules sur un espace limité. Il serait souhaitable de pouvoir déterminer la densité en tout point de l'espace, ce qui donnerait accès directement au profil de la pluie, encore une fois sans aucun *a priori* sur la forme du courant. Ceci nécessiterait un échantillonnage plus complet, donc davantage de particules simulées.

Corps parent : L'activité de la comète parente a été supposée constante et le dégazage uniforme dans l'hémisphère éclairé. Il serait intéressant d'examiner l'influence de l'existence de jets ou de sursauts d'activité de la part de la comète sur la structure des courants et la prévision des pluies de météores.

Le retour de la comète 55P/Tempel-Tuttle : D'une manière générale il est souhaitable d'avoir le maximum d'informations concernant le corps parent. Si la comète 26P/Grigg-Skjellerup a eu le privilège d'être examinée par la sonde Giotto, la comète 55P/Tempel-Tuttle souffre d'un manque de données. Ses dernières apparitions n'ont en effet pas été favorables à l'observation. Son prochain passage prévu pour 2031 devra faire l'objet de toute l'attention des astronomes.

La mission Rosetta : De même, la mission Rosetta devrait nous faire apprendre beaucoup de choses sur les comètes et la façon dont elles dégazent. Ce sera alors l'occasion peut-être de revoir quelques équations présentées dans ce travail, et d'affiner les prévisions des pluies de météores.

Diffusion des éphémérides : Cette thèse a été le point de départ d'une activité entièrement nouvelle à l'IMCCE, visant à fournir des éphémérides des pluies de météores aux scientifiques, agences spatiales (comme le CNES) et grand public. La diffusion de ces éphémérides se fera grâce au portail électronique du laboratoire. Les pluies régulières comme les Perséides ou Léonides pourront être prévues suffisamment en avance. Les événements exceptionnels feront l'objets d'études singulières.

Élargissement du sujet : Il est souhaitable que cette activité se développe au même titre que celle menée sur les collisions avec des corps plus massifs, qui composent une menace non seulement pour les satellites artificiels mais aussi pour les populations.

Annexe A

Liste des principaux radiants de météoroides

TAB. A.1 – Liste des principaux radiants de météoroïdes (source : IMO)

| Code | Essaim | Activité | Max | λ_{\odot} deg | α, δ deg | V <i>km/s</i> | r |
|------|---------------------------|---------------|-------|--------------------------|-------------------------|------------------|------|
| AAU | α -Aurigides | 15/01 - 20/02 | 10/02 | 315.70 | 74.0 43.0 | 0.0 | 0.00 |
| ABO | α -Bootides | 14/04 - 12/05 | 28/04 | 36.70 | 218.0 19.0 | 20.0 | 3.00 |
| ACA | α -Capricornides A | 19/04 - 26/05 | 08/05 | 44.70 | 305.0 -13.0 | 0.0 | 0.00 |
| ACE | α -Centaurides | 28/01 - 21/02 | 08/02 | 319.20 | 210.0 -59.0 | 56.0 | 2.00 |
| ACG | α -Cygnes | 01/07 - 30/09 | 15/07 | 112.70 | 315.0 48.0 | 0.0 | 0.00 |
| ACM | α -Canis Majorides | 03/01 - 02/02 | 15/01 | 295.70 | 105.0 -17.0 | 0.0 | 0.00 |
| ACN | α -Carinides | 24/01 - 09/02 | 31/01 | 311.70 | 95.0 -54.0 | 25.0 | 2.50 |
| ACR | α -Crucides | 06/01 - 28/01 | 19/01 | 299.70 | 192.0 -63.0 | 50.0 | 2.90 |
| AHY | α -Hydrides | 05/01 - 14/02 | 24/01 | 304.70 | 140.0 -10.0 | 0.0 | 0.00 |
| ALE | α -Leonides | 28/12 - 13/02 | 29/01 | 301.70 | 159.0 6.0 | 0.0 | 0.00 |
| AMO | α -Monocérotides | 15/11 - 25/11 | 22/11 | 239.32 | 117.0 1.0 | 65.0 | 2.70 |
| AND | Andromedides | 25/09 - 12/11 | 03/10 | 190.70 | 20.0 34.0 | 18.2 | 0.00 |
| APY | α -Pyxides | 14/01 - 03/02 | 24/01 | 304.70 | 132.0 -34.0 | 0.0 | 0.00 |
| AQU | Aquarides | 08/07 - 20/09 | 30/07 | 126.70 | 330.0 -10.0 | 0.0 | 3.20 |
| ARI | δ -Ariétides | 08/12 - 14/12 | 09/12 | 258.30 | 52.0 22.0 | 13.2 | 0.00 |
| ASC | α -Scorpiides | 26/03 - 12/05 | 03/05 | 42.70 | 240.0 -22.0 | 35.0 | 2.50 |
| AUR | Aurigides | 25/08 - 05/09 | 01/09 | 158.60 | 84.0 42.0 | 66.3 | 2.50 |
| AVA | α -Virginides A | 23/02 - 12/03 | 05/03 | 345.70 | 205.0 -9.0 | 0.0 | 0.00 |
| AVB | α -Virginides B | 22/03 - 15/05 | 15/04 | 32.70 | 206.0 -9.0 | 0.0 | 0.00 |
| BAQ | β -Aquarides | 21/07 - 11/08 | 02/08 | 128.70 | 325.0 -4.0 | 0.0 | 0.00 |
| BCR | β -Gruïdes | 22/09 - 25/10 | 08/10 | 195.70 | 338.0 -48.0 | 0.0 | 0.00 |
| BHY | β -Hydrides | 28/01 - 24/02 | 10/02 | 320.70 | 187.0 -34.0 | 0.0 | 0.00 |
| BPA | β -Pavonides | 11/03 - 16/04 | 07/04 | 17.20 | 308.0 -63.0 | 59.0 | 2.60 |
| BPH | β -Phoénicides | 23/09 - 12/10 | 03/10 | 189.70 | 15.0 -45.0 | 0.0 | 0.00 |
| BRC | β -Gruïdes | 23/08 - 15/09 | 02/09 | 159.70 | 337.0 -47.0 | 0.0 | 0.00 |
| CAM | Caméopardalides | 14/03 - 07/04 | 19/03 | 359.70 | 118.7 68.3 | 6.8 | 0.00 |
| CAP | α -Capricornides | 03/07 - 15/08 | 30/07 | 127.00 | 307.0 -10.0 | 25.0 | 2.50 |
| CAU | β -Cor. Australides | 23/04 - 30/05 | 18/05 | 54.70 | 284.0 -40.0 | 45.0 | 3.10 |
| CET | τ -Cétides | 18/06 - 04/07 | 27/06 | 96.70 | 24.0 -12.0 | 0.0 | 0.00 |
| COL | Columbides | 08/11 - 08/12 | 27/11 | 244.70 | 86.0 -34.0 | 0.0 | 0.00 |
| COM | Coma Bérénicides | 12/12 - 23/01 | 20/12 | 268.00 | 175.0 25.0 | 67.0 | 3.00 |
| COR | Corvides | 25/06 - 30/06 | 26/06 | 95.90 | 191.9 -19.1 | 10.0 | 0.00 |
| CSC | χ -Scorpiides | 24/05 - 20/06 | 05/06 | 74.70 | 248.0 -14.0 | 21.0 | 3.10 |
| DAQ | δ -Aquarides N&S | 08/07 - 25/08 | 30/07 | 126.70 | 335.0 -12.0 | 0.0 | 3.30 |
| DAR | Arietides de jour | 29/05 - 19/06 | 07/06 | 76.70 | 44.0 23.0 | 37.0 | 0.00 |
| DAU | δ -Aurigides | 05/09 - 10/10 | 09/09 | 166.00 | 60.0 47.0 | 64.0 | 3.00 |
| DBO | ζ -Bootides | 05/03 - 15/03 | 12/03 | 351.70 | 218.0 12.0 | 0.0 | 0.00 |
| DBT | β -Taurides de jour | 24/06 - 06/07 | 29/06 | 96.70 | 86.0 19.0 | 30.0 | 0.00 |
| DCA | δ -Cancrides | 01/01 - 24/01 | 17/01 | 297.00 | 130.0 20.0 | 30.0 | 3.00 |
| DDP | ζ -Perséïdes | 01/06 - 17/06 | 07/06 | 76.70 | 62.0 23.0 | 27.0 | 0.00 |
| DDR | δ -Draconides | 28/03 - 17/04 | 04/04 | 14.70 | 281.0 68.0 | 26.7 | 0.00 |
| DER | δ -Éridanides | 06/11 - 29/11 | 18/11 | 235.70 | 58.0 -9.0 | 0.0 | 0.00 |
| DLE | δ -Léonides | 15/02 - 10/03 | 25/02 | 336.00 | 168.0 16.0 | 29.0 | 3.00 |
| DME | δ -Mensides | 13/03 - 21/03 | 17/03 | 356.70 | 58.0 -80.0 | 0.0 | 0.00 |

TAB. A.2 – Liste des principaux radiants de météoroïdes (suite ; source : IMO)

| Code | Essaim | Activité | Max | λ_{\odot} deg | α, δ deg | V <i>km/s</i> | r |
|------|---------------------------|---------------|---------|--------------------------|-------------------------|------------------|------|
| DOR | α -Doradides | 08/10 - 31/10 | 21/10 | 207.70 | 69.0 -56.0 | 0.0 | 0.00 |
| DVE | δ -Vélides | 22/01 - 21/02 | 09/02 | 319.70 | 132.0 -56.0 | 0.0 | 0.00 |
| ECA | ε -Carinides | 04/12 - 26/12 | 15/12 | 263.70 | 129.0 -58.0 | 0.0 | 0.00 |
| ECR | η -Carinides | 28/12 - 04/02 | 01/01 | 280.70 | 160.0 -60.0 | 0.0 | 0.00 |
| EER | ε -Éridanides | 09/09 - 12/09 | 10/09 | 167.70 | 57.0 -12.0 | 0.0 | 0.00 |
| EGE | ε -Géminides | 14/10 - 27/10 | 18/10 | 205.00 | 102.0 27.0 | 70.4 | 3.00 |
| ERI | π -Éridanides | 20/08 - 05/09 | 28/08 | 155.70 | 52.0 -15.0 | 59.0 | 2.80 |
| ETA | η -Aquarides | 19/04 - 28/05 | 06/05 | 45.50 | 338.0 -1.0 | 66.0 | 2.70 |
| FBO | φ -Bootides | 16/04 - 12/05 | 30/04 | 40.70 | 240.0 51.0 | 12.0 | 0.00 |
| GCA | γ -Capricornides | 26/04 - 25/05 | 11/05 | 47.70 | 326.0 -17.0 | 0.0 | 0.00 |
| GCO | γ -Corvides | 08/01 - 29/01 | 22/01 | 302.70 | 185.0 -18.0 | 0.0 | 0.00 |
| GDO | γ -Doradides | 19/08 - 06/09 | 30/08 | 157.70 | 67.0 -54.0 | 0.0 | 0.00 |
| GEM | Géminides | 07/12 - 17/12 | 14/12 | 262.00 | 112.3 32.5 | 35.0 | 2.60 |
| GIA | Giacobinides | 06/10 - 10/10 | 09/10 | 195.40 | 262.1 54.1 | 23.0 | 2.60 |
| GNO | γ -Normides | 25/02 - 22/03 | 14/03 | 353.00 | 249.0 -51.0 | 56.0 | 2.40 |
| GPH | γ -Phoénicides | 24/06 - 18/07 | 07/07 | 105.70 | 18.0 -43.0 | 0.0 | 0.00 |
| GPU | γ -Puppides | 28/09 - 30/10 | 15/10 | 202.70 | 109.0 -44.0 | 43.0 | 2.90 |
| GSA | γ -Sagittariides | 27/05 - 13/06 | 06/06 | 75.70 | 272.0 -28.0 | 29.0 | 2.90 |
| HYD | σ -Hydrides | 03/12 - 15/12 | 11/12 | 260.00 | 127.0 2.0 | 58.4 | 3.00 |
| IAQ | ι -Aquarides N&S | 15/07 - 20/0 | 9 05/08 | 131.70 | 330.0 -5.0 | 0.0 | 2.90 |
| ISC | ι -Scorpiides | 30/05 - 18/06 | 08/06 | 78.70 | 265.0 -40.0 | 0.0 | 0.00 |
| JBO | Bootides de juin | 26/06 - 30/06 | 28/06 | 95.80 | 230.0 47.0 | 18.0 | 3.00 |
| JLY | Lyrides de juin | 11/06 - 21/06 | 16/06 | 85.20 | 278.0 35.0 | 31.0 | 3.00 |
| JPE | July Pegasides | 07/07 - 13/07 | 09/07 | 107.50 | 340.0 15.0 | 70.0 | 3.00 |
| KAQ | κ -Aquarides | 08/09 - 30/09 | 20/09 | 178.70 | 339.0 -2.0 | 16.0 | 3.00 |
| KCG | κ -Cygnides | 03/08 - 25/08 | 18/08 | 145.00 | 286.0 59.0 | 24.8 | 3.00 |
| KSC | κ -Scorpiides | 04/05 - 27/05 | 19/05 | 55.70 | 267.0 -39.0 | 45.0 | 2.80 |
| KSE | κ -Serpentides | 01/04 - 07/04 | 04/04 | 14.70 | 230.0 18.0 | 45.0 | 0.00 |
| LEO | Léonides | 14/11 - 21/11 | 18/11 | 235.16 | 152.3 22.2 | 71.1 | 2.50 |
| LIB | Librides | 08/06 - 09/06 | 08/06 | 78.90 | 227.2 -28.3 | 16.0 | 0.00 |
| LMI | Léo-Minorides | 22/10 - 24/10 | 24/10 | 211.70 | 162.0 37.0 | 61.8 | 0.00 |
| LSA | λ -Sagittariides | 05/06 - 25/07 | 01/07 | 99.70 | 276.0 -25.0 | 23.0 | 2.60 |
| LVL | λ -Vélides II | 18/01 - 26/01 | 22/01 | 269.70 | 133.0 -46.0 | 35.0 | 3.00 |
| LYR | Lyrides d'avril | 16/04 - 25/04 | 22/04 | 32.08 | 271.4 33.6 | 47.6 | 2.90 |
| MON | Monocérotides | 27/11 - 17/12 | 09/12 | 257.00 | 100.0 8.0 | 43.0 | 3.00 |
| MVI | μ -Virginides | 01/04 - 12/05 | 25/04 | 35.70 | 221.0 -5.0 | 29.0 | 0.00 |
| NDA | δ -Aquarides Nord | 15/07 - 25/08 | 09/08 | 136.00 | 335.0 -5.0 | 42.3 | 3.42 |
| NEC | Northern η -Cétides | 14/08 - 15/09 | 02/09 | 159.70 | 20.0 -12.0 | 0.0 | 0.00 |
| NIA | ι -Aquarides Nord | 11/08 - 31/08 | 20/08 | 147.00 | 327.0 -6.0 | 31.2 | 3.20 |
| NOP | Ophiuchides Nord | 25/04 - 31/05 | 13/05 | 49.70 | 249.0 -14.0 | 30.0 | 2.90 |
| NPH | ν -Phoénicides | 16/07 - 14/08 | 03/08 | 129.70 | 20.0 -43.0 | 0.0 | 0.00 |
| NPI | Piscides Nord | 25/09 - 19/10 | 12/10 | 199.70 | 26.0 14.0 | 29.0 | 0.00 |
| NSC | ν -Scorpiides | 25/03 - 16/04 | 05/04 | 19.70 | 262.0 -36.0 | 0.0 | 0.00 |
| NTA | Taurides Nord | 01/10 - 25/11 | 12/11 | 230.00 | 58.0 22.0 | 29.2 | 2.30 |

TAB. A.3 – Liste des principaux radiants de météoroïdes (fin ; source : IMO)

| Code | Essaim | Activité | Max | λ_{\odot} deg | α, δ deg | V <i>km/s</i> | r |
|------|---------------------------|---------------|-------|--------------------------|-------------------------|------------------|------|
| OCC | Capricornides d'octobre | 20/09 - 14/10 | 03/10 | 189.70 | 303.0 -10.0 | 15.0 | 2.80 |
| OCE | α -Centaurides | 31/01 - 19/02 | 11/02 | 322.70 | 177.0 -56.0 | 51.0 | 2.80 |
| OCM | ω -Canis Majorides | 17/12 - 04/01 | 27/12 | 275.70 | 108.0 -25.0 | 0.0 | 0.00 |
| ODR | α -Draconides | 07/07 - 24/07 | 16/07 | 113.70 | 271.0 59.0 | 23.6 | 0.00 |
| ORI | Orionides | 02/10 - 07/11 | 21/10 | 208.40 | 94.5 15.8 | 67.0 | 2.90 |
| ORN | χ -Orionides Nord | 16/11 - 15/12 | 02/12 | 258.70 | 82.0 23.0 | 28.0 | 3.00 |
| ORS | χ -Orionides Sud | 07/12 - 14/12 | 11/12 | 259.70 | 85.0 16.0 | 25.5 | 0.00 |
| OSC | ω -Scorpiides | 23/05 - 15/06 | 04/06 | 73.70 | 243.0 -22.0 | 23.0 | 3.00 |
| PAQ | φ -Aquarides | 05/08 - 25/08 | 15/08 | 141.70 | 347.0 -1.0 | 0.0 | 0.00 |
| PAU | Piscis Austrinides | 15/07 - 10/08 | 28/07 | 125.00 | 341.0 -30.0 | 35.0 | 3.20 |
| PEG | Pégasides | 29/10 - 12/11 | 12/11 | 230.70 | 335.0 21.0 | 11.2 | 0.00 |
| PER | Perséides | 17/07 - 24/08 | 12/08 | 140.00 | 46.2 57.4 | 60.0 | 2.60 |
| PHE | Phoénicides de juillet | 10/07 - 16/07 | 13/07 | 111.00 | 32.0 -48.0 | 47.0 | 3.00 |
| PHO | Phoénicides de décembre | 28/11 - 09/12 | 05/12 | 254.25 | 18.0 -53.0 | 18.0 | 2.80 |
| PIP | π -Puppides II | 06/01 - 14/01 | 11/01 | 290.70 | 113.0 -43.0 | 35.0 | 3.00 |
| PLE | ψ -Léonides | 14/01 - 23/02 | 29/01 | 301.70 | 143.1 17.0 | 0.0 | 0.00 |
| PPU | π -Puppides | 15/04 - 28/04 | 23/04 | 33.50 | 110.0 -45.0 | 18.0 | 2.00 |
| PUP | Puppides-Velides | 01/12 - 15/12 | 07/12 | 255.00 | 123.0 -45.0 | 40.0 | 2.90 |
| QUA | Quadrantides | 01/01 - 05/01 | 03/01 | 283.40 | 230.1 48.5 | 42.7 | 2.10 |
| RSA | ρ -Sagittariides | 15/06 - 08/07 | 27/06 | 96.70 | 293.0 -17.0 | 0.0 | 0.00 |
| SAG | Scorpio/Sagittariides | 15/04 - 15/07 | 20/05 | 59.00 | 247.0 -22.0 | 30.0 | 2.30 |
| SDA | δ -Aquarides Sud | 12/07 - 19/08 | 28/07 | 125.00 | 339.0 -16.0 | 41.4 | 3.20 |
| SEC | η -Cétides Sud | 22/08 - 08/09 | 31/08 | 158.70 | 15.0 -20.0 | 0.0 | 0.00 |
| SEX | Sextantides de jour | 24/09 - 05/10 | 29/09 | 184.70 | 152.0 0.0 | 32.2 | 0.00 |
| SIA | ι -Aquarides Sud | 25/07 - 15/08 | 04/08 | 132.00 | 334.0 -15.0 | 33.8 | 2.90 |
| SLE | σ -Léonides | 21/03 - 13/05 | 17/04 | 27.70 | 195.0 -5.0 | 20.0 | 0.00 |
| SOP | Ophiuchides Sud | 13/05 - 26/05 | 20/05 | 56.70 | 258.0 -24.0 | 30.0 | 2.90 |
| SOR | σ -Orionides | 10/09 - 26/10 | 05/10 | 191.70 | 86.0 -3.0 | 65.0 | 3.00 |
| SPI | Piscides Sud | 01/09 - 30/09 | 20/09 | 177.00 | 5.0 -1.0 | 26.3 | 3.00 |
| SPU | σ -Puppides II | 27/11 - 12/12 | 06/12 | 253.70 | 102.0 -45.0 | 38.0 | 2.90 |
| STA | Taurides Sud | 01/10 - 25/11 | 05/11 | 223.00 | 52.0 13.0 | 27.0 | 2.30 |
| TAQ | τ -Aquarides | 19/06 - 05/07 | 30/06 | 99.70 | 343.0 -12.0 | 0.0 | 0.00 |
| TAU | Taurides | 01/10 - 25/11 | 12/11 | 230.00 | 52.0 16.0 | 28.0 | 2.30 |
| TCE | θ -Centaurides | 23/01 - 12/03 | 02/02 | 312.70 | 210.0 -40.0 | 60.0 | 2.60 |
| THE | τ -Herculides | 19/05 - 14/06 | 03/06 | 72.70 | 228.0 39.0 | 15.0 | 0.00 |
| TOP | θ -Ophiuchides | 04/06 - 15/07 | 13/06 | 82.70 | 267.0 -20.0 | 26.7 | 2.80 |
| TPU | τ -Puppides | 19/12 - 30/12 | 23/12 | 270.70 | 104.0 -50.0 | 33.0 | 3.00 |
| URS | Ursides | 17/12 - 26/12 | 22/12 | 270.70 | 217.0 76.0 | 35.0 | 3.00 |
| VEL | Puppides/Velides | 02/12 - 06/12 | 05/12 | 256.30 | 128.0 -45.0 | 41.0 | 0.00 |
| VIR | Virginides | 25/01 - 15/04 | 25/03 | 4.00 | 195.0 -4.0 | 30.0 | 3.00 |
| WCA | ω -Capricornides | 19/04 - 15/05 | 02/05 | 38.70 | 315.0 -22.0 | 0.0 | 0.00 |
| XOR | χ -Orionides Nord | 26/11 - 15/12 | 02/12 | 250.00 | 82.0 23.0 | 30.0 | 3.00 |
| ZPU | ζ -Puppides | 02/11 - 20/12 | 04/12 | 254.70 | 123.0 -43.0 | 41.0 | 0.00 |

Annexe B

Formulaire IMO de rapport d'observation

International Meteor Organization VISUAL OBSERVING FORM – Summary Report

Date: _____ (day), _____ (month), _____ (year). Begin: _____^h _____^m. End: _____^h _____^m. (UT)

Location: $\lambda =$ _____[°] _____['] _____["] E/W, $\varphi =$ _____[°] _____['] _____["] N/S, $h =$ _____ m. IMO Code: _____

Place: _____ Country: _____

Observer: _____ IMO Code: _____

Observed showers (*please use IMO three-letter code*):

| Shower | α | δ | Shower | α | δ | Shower | α | δ | Shower | α | δ |
|--------|----------|----------|--------|----------|----------|--------|----------|----------|--------|----------|----------|
| _____ | _____° | _____° | _____ | _____° | _____° | _____ | _____° | _____° | _____ | _____° | _____° |
| _____ | _____° | _____° | _____ | _____° | _____° | _____ | _____° | _____° | _____ | _____° | _____° |

Observed numbers of meteors per period and per shower:

M: observing method (*C(ounting)*, *P(lotting)* or *R (meteor coordinates estimated directly)*)

N: number of meteors observed; distinguish between "0" (no meteors seen) and "/" (shower not analyzed during the period)

| Period (UT) (^h ^m – ^h ^m) | Field | | T _{eff} (^h) | F | Lm | _____ | | _____ | | _____ | | _____ | | _____ | | _____ | | Spor. | | Tot N |
|--|--------------|--------------|--------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|----------|
| | α (°) | δ (°) | | | | M | N | M | N | M | N | M | N | M | N | M | N | M | N | |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| Totals of N | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |

Give interval analyses for each period mentioned above.

Magnitude distributions (for the entire observation):

| Shower | -6 | -5 | -4 | -3 | -2 | -1 | 0 | +1 | +2 | +3 | +4 | +5 | +6 | +7 | Tot |
|--------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |
| Spor. | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ | _____ |

Annexe C

Formations et présentations diverses pendant la thèse

Les trois années de thèse nous ont permis de participer à de nombreux colloques ou écoles diverses dont nous faisons la liste ici. De même, les météores étant un sujet affectionné du grand public, nous mentionnons nos participations à la vulgarisation scientifique.

Participation à des colloques internationaux

Nous avons conscience que la liste qui suit est exceptionnellement longue pour un simple doctorant. Nous ne saurions remercier suffisamment l'IMCCE pour nous avoir permis de participer à toutes ces conférences.

De même nous remercions Peter Jenniskens pour nous avoir poussé à participer au *Leonid MAC Workshop*, et attribué un horaire plus qu'honorable pour notre présentation.

Nous aimerions insister sur le fait que ces conférences ont été plus que bénéfiques à notre travail. Étant seuls à l'IMCCE à travailler sur les météoroïdes, ces séjours nous ont permis de rencontrer des professionnels ayant le même champ d'investigation.

Ne paraît pas dans cette liste le séjour d'une semaine (17-26 mars 2002) effectué à l'observatoire d'Armagh (Irlande du Nord, Royaume Uni), en compagnie de David Asher et Mark Bailey que nous remercions encore chaleureusement.

- 18-21 septembre 2003 : *International Meteor Conference 2003*, (conférence annuelle de l'IMO), Bollmansruhe, Allemagne, présentation du travail sur les Pi-Puppides.
- 28-31 août 2003 : *Leonid MAC Workshop*, San Francisco, NASA/AMES, États-Unis, présentation de la méthode nous ayant conduit aux prévisions des Léonides 2002.
- 26-29 septembre 2002 : *International Meteor Conference 2002*, (conférence annuelle de l'IMO), Frombork, Pologne, présentation des prévisions des Léonides 2002.
- 29 Juillet - 2 Août 2002 : *Asteroids, Comets and Meteors 2002*, Berlin, Allemagne, poster sur l'évolution de l'essaim des Léonides de 1866 et premières estimations des Léonides 2002.
- 20-23 Septembre 2001 : *International Meteor Conference 2001*, (conférence annuelle de l'IMO) : présentation du bilan des observations des Léonides 2000, et des travaux de l'IMCCE sur le sujet.
- 17-22 Juin 2001 : *CELMEC III*, Rome, Italie
- 10-16 Juin 2001 : *Asteroid 2001*, Palerme, Italie, Astéroïdes, lien avec les essaims météoriques

Participation à des écoles du CNRS

- 24-28 mars 2003 : École de Physique du CNRS, Lanslevillard (France), Dynamique des corps célestes non ponctuels et des anneaux dans le système solaire
- 11-15 Mars 2002 : École de Physique du CNRS, Pralognan (France), Diffusion dans les systèmes dynamiques ; application aux systèmes gravitationnels.
- 28 Janvier - 2 février 2001 : École de physique des Houches (CNRS, France), Chronologie de la formation du système solaire

Participation à la formation post-DEA

Septembre et Mars 2000 (chaque formation a duré une semaine) : Formation Post-DEA, Observatoire de Paris, centre de Meudon :

- Introduction à la conduite de projet
- Planétologie comparée
- Planètes extra-solaires

Autres présentations scientifiques

Nous listons ici les conférences que nous avons données face à un public exclusivement constitué de scientifiques.

- 6 mai 2003 : Journées scientifiques de l'IMCCE, «Évolution d'un essaim à courte période»
- 26 janvier 2003 : Séminaire des doctorants de l'IMCCE, «Dynamique des essaims météoritiques : application aux Léonides... et autres.»
- 20 mars 2002 : Visite au *Armagh Observatory*, «*Leonids and satellites : to protect or not to protect ?*»
- 12 novembre 2002 : Séminaire LTE, «Léonides 2002 : la dernière pluie d'étoiles filantes ?»
- 9 juin 2000 : Journées scientifiques de l'IMCCE, «Forces non-gravitationnelles et Léonides»

Enseignement

2000-2002, IUT de l'université de Saint-Denis, informatique «douce» : Word, Excel et Front-page (environ 120 heures en tout)

Participation à la vulgarisation scientifique

Articles de vulgarisation

- Vaubaillon, J., Essaims cométaires et pluies d'étoiles filantes, *L'Astronomie*, journal de la SAF, octobre 2001, vol 115, p. 406-411

Nous avons également participé à l'élaboration des articles suivants :

- Brisson, I., Ce soir, regardez filer les étoiles, *Le Figaro*, 8 août 2002
- Martin E., Léonides 2002, mobilisation générale pour un grand cru, *Ciel & Espace*, vol. 390, octobre 2002
- Marlot C., Léonides !, *L'Astronomie*, journal de la SAF, novembre 2002, p. 614-623
- Peyratout, D., Objet volant identifié, *L'Astronomie*, journal de la SAF, décembre 2002, vol 116, pages 706-708.

Manifestations scientifiques

- 2000-2002 : Nombreuses visites de l'observatoire de Paris.
- 9-11 août 2001 : La nuit des étoiles, Observatoire de Paris
- 5 avril 2002 : Collège de Saint-Eloy les Mines (Auvergne), conférence : «Ballade dans le système solaire.»
- 19 novembre 2002 : Lycée du Canada, Evreux (Eure), conférence sur les Léonides 2002.
- 20 novembre 2002 : Fête de la science, école polytechnique, conférence sur les Léonides 2002.
- 11 novembre 2002 : Les rencontres du ciel et de l'espace, Cité des sciences et de l'industrie, conférence sur les Léonides 2002.
- 10-14 mars 2003 : La nuit des planètes, Observatoire de Paris
- 9 août 2003 : La nuit des étoiles, Cité des sciences et de l'industrie, conférence sur les Perséides.
- 7 novembre 2003 : université de Lille, présentation des Léonides 2003.

Émissions radiophoniques :

- août 2002 : RTL, interview d'environ cinq minutes sur les Perséides
- mardi 12 août 2003 : France Inter, *idem*.

Annexe D

Astropoésie et lois de Murphy

Astropoésie

L'*astropoésie* est un néologisme particulièrement affecté des roumains, qui sous l'impulsion de Valentin Grigore et Andrei Dorian Gheorghe organisent des concours *d'astropoésie*.

Le poème suivant a été composé par l'auteur à la demande d'Andrei Dorian Gheorghe (*Romanian Society for Meteors and Astronomy*). Il est rédigé en anglais, pour faciliter sa diffusion, mais a aussi été traduit en roumain et lu lors de la conférence nationale de la SARM, Vanatorul Camp, Bucegi Mountains, 30 novembre 2002. Que le lecteur me pardonne la faute typiquement française : *Leonids 2002* au lieu de *2002 Leonids*...

Le poème a été rédigé à l'issue de la campagne d'observation des Léonides 2002. Les conditions météorologiques étaient peu favorables, et la perspective d'une prévision manquée augmentaient la tension de l'auteur... Rappelons que les Léonides nous ont conduits jusqu'en Corée du sud en 2001, et nous ont fait faire plus de 1500 km en 2 ou 3 jours en 2000 et 2002. Enfin, et pour finir d'expliquer ce poème, les Léonides 2002 devaient être les dernières pour la trentaine d'années à venir, mais un dernier sursaut, moins important que depuis 1998 est aussi attendu en 2003.

Leonids 2002

A whole year waiting for a stary "rendez-vous"
We all went out for Leonids 2002
But jealous Moon and clouds pulled by a windy rope
Stroke with my head and my eyes, distilling my hope.

You flourish and vanish, but hey ! I saw you twice !
One to ten thousand miles, for one hour or two
Leonids, Leonids, you who inspire my rimes
Leonids, Leonids, I wish I could know you.

You vagabond of the Sun, how long will you hide ?
Unlike the Gaul, I'm waiting for the sky to kiss
On the circle of the Earth you made me ride
Cause the only fear I feel is for you to miss.

And 'till the end of my life I'll remember you
But are you the last, Leonids 2002 ?

Jérémie VAUBAILLON, 22/11/2002

Suite à la lecture de la première version de ce poème, Sébastien Lambert (SYRTE, Observatoire de Paris) a lui aussi été inspiré.

Étoile filante...

Au détour d'une nuit dans les pas d'un berger
Au regard de la lune sur la campagne grise
Le frou-frou des étoiles dans leur voile léger
S'épandait sur la terre comme une douce brise

J'ai regardé les arbres aux visages dans l'ombre
Que le vent caressait sous un drap de satin
J'ai regardé le ciel aux lumières sans nombre
Qui scintillaient, précieuses, au firmament serein

Soudain et silencieux, l'un de ces jolis gemmes
Délogé de son lieu par quelque fou désir
Sans un bruit, sans un souffle, sans se dire adieu même

S'en alla vers la terre : ce soir d'un gracieux geste
Un ange messager avait pris pour écrire
Une craie de diamant sur l'ardoise céleste

Sébastien Lambert, 22/11/2002

Les poèmes qui suivent ont été composés par Andrei Dorian Gheorghe (SARM). Nous les reproduisons ici avec son aimable autorisation.

Wonderful Fireball

"What a magnitude!"
said the visual observer.
"What a color!"
said the photographic observer.
"What a wave!"
said the radio observer.
"What an aspect!"
said the telescopic observer.
"What a celestial document!"
said the video observer.
But I kept silent
because I knew
that its real brightness
will be recorded
by our souls.

Born from the Darkness

Born from the darkness,
It was a meteor, my friends.
Light through self-sacrifice,
Challenge for our beings-
And joy for our eyes.

Cosmic Square Root

If you extract the square root
From a dream
All that remains is
A touch of the Universe

Astro-Proposals

The Summer Triangle
Proposed me to become
Its geometrician.
The last total solar eclipse
Proposed me to wear at hand
Its diamond ring.
The Leonid meteor shower
Proposed me to play golf
Using its fireballs.
I'm sorry, friends.
Now I am flying through the void
Because I have fallen in love
With Comet Hyakutake,
And she is still waiting for me
Clothed in a bride dress.

Monologues

'How many of us
will touch the atmosphere?'
says the meteoroid,
gravitating in the void.
'How many of us
will touch the Earth?'
says the meteor,
burning in the air.
'I am the chosen one!
says the meteorite,
buried in the ground.

Giving Fireballs

The Master of the Skies
is taking pity on me :
'You are a timid dreamer
without a telescope
to scan the Universe.
If you want, I'll clothe you
in a costume of shooting stars.
Choose, man !
Lyrids of the optimistic spring
or Perseids of the fiery summer'
Orionids of the melancholic autumn
or Geminids of the bitter winter?'
'Thank you, Master,
'cause everything is a wonder !
But' not in flying matter
I want to dress.
Only in its light !

Astropoetry on the Peaks

The nearest points to the sky
And its astral treasures
Are the peaks.
Mountain peaks are earthly beams,
Peaceful replies to the celestial beams.
What a chance to be a part of these
Happy meetings of light !
What a chance to be a man
In the middle of these
Cosmic handshakes !

Un Haïku est une forme de poème japonais. Ceux-ci sont composés en anglais par Andrei Dorian Gheorghe (SARM)

Meteor Shower

tears in the clear sky
and a comet looking for
its perihelion

Leonids

fragments of fire
from the roar of the Lion-
alarm in the sky

To SFPA

Us, love and heaven-
star language in our verse.
Clear skies, my dear friends!

Leonids 2001

sky lion-
nerves of light over
November melancholy

La "tipuritura" est la plus petite forme de poème roumain :

Open, God, my sinful eyes
To steal lyrics from your skies.

Comet with a tender face,
Don't kiss the planets through space!

Cosmic dragon, cosmic thrill,
Your starry dance stands stock-still.

Leonid shower, attire
My soul from your divine fire!

(Andrei Dorian Gheorghe)

Perseids?
Tears of Perseus
or my tears
reflected in the dark sky's eyes
(Mircea Babescu)

Tears of light
Are flowing
From the dark sky's eyes.
(Alin Iventa)

Meteor
Traveller among the stars,
the son of a comet,
an angel from the deep sky
adopted by the Earth
(Catalin Sprinceana)

Leonids
A dizzy dance
over villages -
one... five, six, seven!
Children without souls
run from people and lions.
(Emmanuela Ignatou-Sora)

Extraits de *Earth, Moon & Planets*, vol 82-83 :

I gladly looked at the wave
of the blazes coming to me,
and I felt myself sinking
in the meteoric sea.
(Tina Visaran)

Man and meteor...
The sky is shaken
of their love.
(Iulian Olaru)

She crosses flights
with rain of stars,
Lioness Tempel-Tuttle
(Michaela Alorescu)

Extraits de la conférence de la SARM, 30 novembre 2002 :

Congratulations, predictors to this Leonid maximum : The Moon - this queen in the night
the meteors came to the appointment Crowned by the colours of rainbow -
better than us, the people! And wings of clouds growing
Teodora Plaesu, Romania (Bacau) Through arrows of light.
Valentin Grigore, Romania (Targoviste)

Our life?! As fast as a meteor
embellishing time.
Narcis Zamfirescu, Romania (Bucharest)

Trouvé au détour d'un article :

Falling star (extrait)
In coloured beauty and lustre dressed,
never at rest,
You span the sky and gild the heav'nly way
with sparkling ray.
W.F. Denning, dans : "The claim of meteoric astronomy", (Beech, 1987b)

Lois de Murphy des météores

Ces lois sont tirées du site du groupe slovène MBK, fondé par Javor Kac, Jure Atanackov et Jure Zakrajsek en 1999. Elles illustrent les déboires qu'un observateur de météores peut rencontrer. Nous en avons sélectionné quelques-unes que nous reportons ici (pour la liste complète, voir : www.orion-drustvo.si/MBKTeam/mbkteam.htm).

Pour comprendre quelques-unes de ces lois, le lecteur doit se rappeler qu'en 1998 la pluie de Léonides tant attendue est arrivée avec 16 heures d'avance par rapport aux prédictions. Nombre d'observateurs ont assisté à une partie de la pluie et sont parti se coucher en espérant que le lendemain serait exceptionnel...

De même, nous conseillons au lecteur de revoir rapidement les dates des pluies les plus abondantes, page 27, ainsi que la formule du *ZHR*, page 30.

Les quatre dernières lois sont de l'auteur et font référence aux π -puppids 2003.

Murphy's laws of meteor astronomy

Four mutually exclusive things : clear skies, no moon, no work and major shower peaks.
When a fireball appears you will invariably be looking 180 degrees in the wrong direction.
Meteor activity will be low until you become really hungry.
The number of meteors is exponentially proportional to your t_{eff} .
Your taperecorder will die during the most active period.
A fireball will invariably appear in your camera's field of view in between exposures.
A fireball will invariably miss your camera's field of view by a couple degrees.
When it's clear your *LM* will be poor.
If your *LM* is great you will either become sleepy or fog will lift.
Fog will lift anyway.
If the weather is poor and you go chasing clear skies, it will eventually be clear home.

If it's clear and there's no Moon, it will be brutally cold and the wind will be blowing like a hurricane.

When you catch a fireball on your camera the photo will be out of focus.

Perfect photos will be ruined by the lab.

The product of the number of shower meteors and the desire for their processing has a constant value.

If it's been clear whole July and up to August 12, the latter date will invariably be cloudy.

Your wife/husband/boyfriend/girlfriend's birthday will be on January 3, August 12, November 18 or December 14.

You will catch a cold on December 13.

You will get over the cold quickly but you will be ill again on January 3.

Your mid-term exam will be on January 4.

If an outburst is predicted it will occur 16 hours earlier and you will miss it.

If you prepare and observe 16 hours earlier there will be no outburst.

There is no such thing as luck.

If there is, luck has nothing to do with it.

You're smart and you record your meteors on paper. In morning twilight there will be a gust of wind and it will blow your paper away and you will never see it again.

Leonids don't peak over your longitude.

If you operate 7 cameras and have 95% sky coverage, the fireball will appear in the uncovered 5%.

If fog lifts it will invariably be 3m higher than you can possibly get. Above that it will be perfectly clear.

The Perseid peak and the only thunderstorm in summer will invariably overlap.

Your reclining chair will break down on August 12 at 7 pm.

There will be a major (historical) auroral storm during the major shower peak. Next night there will be no aurora and no meteors.

You began serious meteor astronomy career a couple of days after : Aug 13 1993, Nov 17 1998, Nov 18 1999...

If you brought N pencils you will always need N+1 pencils.

Meteor predictions will be accurate forever, until you decide to observe.

Most of your 'observing expeditions' will end with an 'I should've stayed home'.

The ones you stay home are the most successful.

You will be ridiculed for your fireball observation, since there was obviously an alien invasion.

If a storm is predicted, the radiant is in south hemisphere.

There will never be observers at the right place to observe your predicted maximum. So you will never know if your predictions are right or wrong.

If theory is right, there is no observer. If theory is wrong, there are lots of observers.

Your predicted maximum occurs when the radiant is above the middle of Pacific ocean, Antarctica or South Africa.

Bibliographie

- A'Hearn, M. F., Schleicher, D. G., Millis, R. L., Feldman, P. D., and Thompson, D. T. (1984). Comet Bowell 1980b. *AJ*, 89 :579–591.
- Arlot, J., Bec-Borsenberger, A., Bretagnon, P., Brumberg, V., Capitaine, N., Chapront, J., and 14 co-authors (1998). *Introduction aux éphémérides astronomiques*. Simon, Chapront-Touzé, Morando, Thuillot, EDP sciences.
- Arlt, R., Bellot Rubio, L., Brown, P., and Gyssens, M. (1999). Bulletin 15 of the International Leonid Watch : First Global Analysis of the 1999 Leonid Storm. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 27 :286–295.
- Arlt, R. and Brown, P. (1998). Bulletin 12 of the International Leonid Watch : Final Results of the 1997 Leonids and Prospects for 1998. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 26 :161–165.
- Arlt, R. and Brown, P. (1999). Bulletin 14 of the International Leonid Watch : Visual Results and Modeling of the 1998 Leonids. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 27 :267–285.
- Arlt, R. and Gyssens, M. (2000). Bulletin 16 of the International Leonid Watch : Results of the 2000 Leonid Meteor Shower. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 28 :195–208.
- Arlt, R., Kac, J., Krumov, V., Buchmann, A., and Verbert, J. (2001). Bulletin 17 of the International Leonid Watch : First Global Analysis of the 2001 Leonid Storms. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 29 :187–194.
- Arlt, R., Krumov, V., Buchmann, A., Kac, J., and Verbert, J. (2002). Bulletin 18 of the International Leonid Watch : Preliminary Analysis of the 2002 Leonid Meteor Shower. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 30 :205–212.
- Artemieva, N. A., Shuvalov, V. V., and Trubetskaya, I. A. (2000). Lunar Leonid Meteors - Numerical Simulations. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 1402–+.
- Arter, T. R. and Williams, I. P. (2002). Meteoroid ejection velocities deduced from a study of the April Lyrid meteor shower. *MNRAS*, 329 :175–180.
- Asher, D. J. (1999). The Leonid meteor storms of 1833 and 1966. *MNRAS*, 307 :919–924.
- Asher, D. J. (2000). Leonid Dust Trail Theories. In *Proceedings of the International Meteor Conference*, pages 5–011.

- Asher, D. J., Bailey, M. E., and Emel'Yanenko, V. V. (1999a). Resonant meteoroids from Comet Tempel-Tuttle in 1333 : the cause of the unexpected Leonid outburst in 1998. *MNRAS*, 304 :L53–L56.
- Asher, D. J., Bailey, M. E., and Emel'Yanenko, V. V. (1999b). The Resonant Leonid Trail from 1333. *Irish Astronomical Journal*, 26 :91–+.
- Asher, D. J. and Izumi, K. (1998). Meteor observations in Japan : new implications for a Taurid meteoroid swarm. *MNRAS*, 297 :23–27.
- Astapovich (1968). Meteornii potok Leonid i ego kometa Tempel-Tuttle. *Problemi Kosmicheskoi Kiziki*, 3 :103–111.
- Babadzhanov, P. B. (1994). Asteroids and Their Meteor Showers (invited). In *ASP Conf. Ser. 63 : 75 Years of Hirayama Asteroid Families : The Role of Collisions in the Solar System History*, pages 168–+.
- Babadzhanov, P. B. (2001). Search for meteor showers associated with Near-Earth Asteroids. I. Taurid Complex. *A&A*, 373 :329–335.
- Babadzhanov, P. B. (2002). Fragmentation and densities of meteoroids. *A&A*, 384 :317–321.
- Babadzhanov, P. B. (2003). Meteor showers associated with the near-Earth asteroid (2101) Adonis. *A&A*, 397 :319–323.
- Babadzhanov, P. B., Wu, Z., Williams, I. P., and Hughes, D. W. (1991). The Leonids, Comet Biela and Biela's associated meteoroid stream. *MNRAS*, 253 :69–74.
- Baggaley, W. J. (1973). Observations of meteors associated with Comet Grigg-Skjellerup. *The Observatory*, 93 :23–26.
- Baggaley, W. J. (1995). Radar Surveys of Meteoroid Orbits. *Earth Moon and Planets*, 68 :127–139.
- Beech, M. (1987a). On Meteors and Mushrooms. *JRASC*, 81 :27–+.
- Beech, M. (1987b). On the Trail of Meteor Trains. *QJRAS*, 28 :445–+.
- Beech, M. (1998). Large-Body Meteoroids in the Leonid Stream. *AJ*, 116 :499–502.
- Beech, M. (1999). The Makings of Meteor Astronomy : Part XVIII. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 27 :45–51.
- Beech, M. and Brown, P. (1993). Impact probabilities on artificial satellites for the 1993 Perseid meteoroid stream. *MNRAS*, 262 :L35+.
- Beech, M. and Brown, P. (1995). On the Visibility of Bright Venusian Fireballs from Earth. *Earth Moon and Planets*, 68 :171–179.
- Beech, M., Brown, P., Hawkes, R. L., Ceplecha, Z., Mossman, K., and Wetherill, G. (1995a). The Fall of the Peekskill Meteorite : Video Observations, Atmospheric Path, Fragmentation Record and Orbit. *Earth Moon and Planets*, 68 :189–197.
- Beech, M., Brown, P., and Jones, J. (1995b). The Potential Danger to Space Platforms from Meteor Storm Activity. *QJRAS*, 36 :127–+.

- Beech, M., Brown, P., and Jones, J. (1995c). VLF Detection of Fireballs. *Earth Moon and Planets*, 68 :181–188.
- Beech, M., Hughes, D. W., and Murray, I. (2001). Large Leonid Meteoroids and the Historical Activity of Comet 55p/Tempel-Tuttle. *Earth Moon and Planets*, 84 :143–150.
- Beech, M. and Steel, D. (1995). On the Definition of the Term Meteoroid. *QJRAS*, 36 :281–+.
- Bellot Rubio, L. R., Martínez González, M. J., Ruiz Herrera, L., Licandro, J., Martínez-Delgado, D., Rodríguez Gil, P., and Serra-Ricart, M. (2002). Modeling the photometric and dynamical behavior of Super-Schmidt meteors in the Earth’s atmosphere. *A&A*, 389 :680–691.
- Bellot Rubio, L. R., Ortiz, J. L., and Sada, P. V. (2000a). Luminous Efficiency in Hypervelocity Impacts from the 1999 Lunar Leonids. *ApJ*, 542 :L65–L68.
- Bellot Rubio, L. R., Ortiz, J. L., and Sada, P. V. (2000b). Observation and Interpretation of Meteoroid Impact Flashes on the Moon. *Earth Moon and Planets*, 82 :575–598.
- Betlem, H., Jenniskens, P., van’t Leven, J., Ter Kuile, C., Johannink, C., Zhao, H., Lei, C., Li, G., Zhu, J., Evans, S., and Spurney, P. (1999). Very precise orbits of 1998 Leonid meteors. *Meteoritics and Planetary Science*, 34 :979–986.
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Henry, F., Lellouch, E., Winnberg, A., Johansson, L. E. B., Gunnarsson, M., Rickman, H., Rantakyrö, F., Davies, J. K., Dent, W. R. F., Paubert, G., Moreno, R., Wink, J., Despois, D., Benford, D. J., Gardner, M., Lis, D. C., Mehringer, D., Phillips, T. G., and Rauer, H. (2002). The 1995-2002 Long-Term Monitoring of Comet C/1995 O1 (HALE-BOPP) at Radio Wavelength. *Earth Moon and Planets*, 90 :5–14.
- Borovicka, J., Spurny, P., and Keelikova, J. (1995). A new positional astrometric method for all-sky cameras. *A&AS*, 112 :173–+.
- Borovicka, J., Stork, R., and Bocek, J. (1999). First results from video spectroscopy of 1998 Leonid meteors. *Meteoritics and Planetary Science*, 34 :987–994.
- Borovička, J. and Jenniskens, P. (2000). Time Resolved Spectroscopy of a Leonid Fireball Afterglow. *Earth Moon and Planets*, 82 :399–428.
- Bosler, J. and Roure, H. (1937). Sur la disparition de la comète Biéla. *Comptes rendus des séances de l’académie des sciences*, 204 :1381–1385.
- Brown, P. (1999). The Leonid Meteor Shower : Historical Visual Observations. *Icarus*, 138 :287–308.
- Brown, P. and Arlt, R. (1998). Bulletin 11 of the International Leonid Watch : First Results of the 1997 Leonids. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 26 :11–12.
- Brown, P. and Arlt, R. (2000). Detailed visual observations and modelling of the 1998 Leonid shower. *MNRAS*, 319 :419–428.
- Brown, P., Campbell, M. D., Ellis, K. J., Hawkes, R. L., Jones, J., Gural, P., Babcock, D., Barnbaum, C., Bartlett, R. K., Bedard, M., Bedient, J., Beech, M., Brosch, N., Clifton, S., Connors, M., Cooke, B., Goetz, P., Gaines, J. K., Gramer, L., Gray, J., Hildebrand, A. R., Jewell, D., Jones, A., Leake, M., LeBlanc, A. G., Looper, J. K., McIntosh, B. A., Montague, T., Morrow, M. J., Murray, I. S., Nikolova, S., Robichaud, J., Spondor, R., Talarico, J., Theijsmeijer, C.,

- Tilton, B., Treu, M., Vachon, C., Webster, A. R., Weryk, R., and Worden, S. P. (2000). Global Ground-Based Electro-Optical and Radar Observations of the 1999 Leonid Shower : First Results. *Earth Moon and Planets*, 82 :167–190.
- Brown, P. and Cooke, B. (2001). Model predictions for the 2001 Leonids and implications for Earth-orbiting satellites. *MNRAS*, 326 :L19–L22.
- Brown, P. and Jones, J. (1995). A Determination of the Strengths of the Sporadic Radio-Meteor Sources. *Earth Moon and Planets*, 68 :223–245.
- Brown, P. and Jones, J. (1998). Simulation of the Formation and Evolution of the Perseid Meteoroid Stream. *Icarus*, 133 :36–68.
- Brown, P. and Rendtel, J. (1996). The Perseid Meteoroid Stream : Characterization of Recent Activity from Visual Observations. *Icarus*, 124 :414–428.
- Brown, P., Simek, M., and Jones, J. (1997). Radar observations of the Leonids : 1964-1995. *A&A*, 322 :687–695.
- Brown, P., Simek, M., Jones, J., Arlt, R., Hocking, W. K., and Beech, M. (1998). Observations of the 1996 Leonid meteor shower by radar, visual and video techniques. *MNRAS*, 300 :244–250.
- Burns, J. A., Lamy, P. L., and Soter, S. (1979). Radiation forces on small particles in the solar system. *Icarus*, 40 :1–48.
- Carrara, N., Consortini, A., and Ronchi, L. (1968). On the Radiant Distribution of Sporadic Meteors. In *IAU Symp. 33 : Physics and Dynamics of Meteors*, pages 288–+.
- Ceplecha, Z. (1986). Photographic Fireball Networks. In *Asteroids, Comets, Meteors II*, pages 575–+.
- Ceplecha, Z. (1994). Meteoroid Properties from Photographic Records of Meteors and Fireballs. In *IAU Symp. 160 : Asteroids, Comets, Meteors 1993*, pages 343–+.
- Ceplecha, Z., Borovička, J., and Spurný, P. (2000). Dynamical behavior of meteoroids in the atmosphere derived from very precise photographic records. *A&A*, 357 :1115–1122.
- Cevolani, G., Pupillo, G., Hajduk, A., and Porubčan, V. (2000). Observations of the Leonid Meteoroid Stream by a Multistation FS Radio System. *Earth Moon and Planets*, 82 :265–276.
- Christou, A. A. and Beurle, K. (1999). Meteoroid streams at Mars : possibilities and implications. *P&SS*, 47 :1475–1485.
- Crifo, J. F. (1995). A general physicochemical model of the inner coma of active comets. 1 : Implications of spatially distributed gas and dust production. *APJ*, 445 :470–488.
- Crifo, J. F. and Rodionov, A. V. (1997). The Dependence of the Circumnuclear Coma Structure on the Properties of the Nucleus. *Icarus*, 127 :319–353.
- Cudnik, B. M., Dunham, D. W., Palmer, D. M., Cook, A. C., Venable, R. J., and Gural, P. S. (2002). Ground-based Observations of High Velocity Impacts on the Moon’s Surface – The Lunar Leonid Phenomena of 1999 and 2001. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 1329–+.
- De Lignie, M. C., Langbroek, M., Betlem, H., and Spurný, P. (2000). Temporal Variation in the Orbital Element Distribution of the 1998 Leonid Outburst. *Earth Moon and Planets*, 82 :295–304.

- De Pater, I., Hogerheijde, M. R., Wright, M. C. H., Forster, R., Hoffman, W., Snyder, L. E., Remijan, A., Woodney, L. M., A'Hearn, M. F., Palmer, P., Kuan, Y.-J., Huang, H.-C., Blake, G. A., Qi, C., Kessler, J., and Liu, S.-Y. (2000). Comet C/1999 S4 (LINEAR). *IAUCirc.*, 7467 :1–+.
- Despois, D., Ricaud, P., Lautié, N., Schneider, N., Jacq, T., Biver, N., Lis, D. C., Chamberlin, R. A., Phillips, T. G., Miller, M., and Jenniskens, P. (2000). Search for Extraterrestrial Origin of Atmospheric Trace Molecules - Radio Sub-MM Observations during the Leonids. *Earth Moon and Planets*, 82 :129–140.
- Desvoivres, E. (1999). Modélisation de la dynamique des fragments cométaires. Application à la comète C/1996 B2 Hyakutake. *Thèse de Doctorat de l'université Joseph Fourier, Grenoble I.*
- Desvoivres, E., Klinger, J., Levasseur-Regourd, A. C., and Jones, G. H. (2000). Modeling the Dynamics of Cometary Fragments : Application to Comet C/1996 B2 Hyakutake. *Icarus*, 144 :172–181.
- Desvoivres, E., Klinger, J., Levasseur-Regourd, A. C., Lecacheux, J., Jorda, L., Enzian, A., Colas, F., Frappa, E., and Laques, P. (1999). Comet C/1996 B2 Hyakutake : observations, interpretation and modelling of the dynamics of fragments of cometary nuclei. *MNRAS*, 303 :826–834.
- Divine, N. (1981). A simple radiation model of cometary dust for P/Halley. In *ESA SP-174 : The Comet Halley. Dust and Gas Environment*, pages 47–53.
- Drummond, J. D. (1981). A test of comet and meteor shower associations. *Icarus*, 45 :545–553.
- Dunham, D. W., Cudnik, B., Palmer, D. M., Sada, P. V., Melosh, J., Frankenberger, M. B. R., Pellerin, L., Venable, R., Asher, D., Sterner, R., Gotwols, B., Wun, B., and Stockbauer, D. (2000). The First Confirmed Videorecordings of Lunar Meteor Impacts. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 1547–+.
- Duprat, J., Hammer, C., Maurette, M., Engrand, C., Matrajt, G., Immel, G., Gounelle, M., and Kurat, G. (2001a). Search for Past and Future “Frozen” Leonid Showers in Antarctica and Greenland. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 1641–+.
- Duprat, J., Maurette, M., Engrand, C., Matraj, G., Immel, G., Hammer, C., Gounelle, M., and Kurat, G. (2001b). An Estimation of the Contemporary Micrometeorite Flux Obtained from Surface Snow Samples Collected in Central Antarctica. *Meteoritics & Planetary Science*, vol. 36, Supplement, p.A52, 36 :52–+.
- Everhart, E. (1985). An efficient integrator that uses Gauss-Radau spacings. In *Dynamics of comets : Their origin and evolution*, pages 185–202. Carusi & Valsecchi (eds.).
- Ferrin, I. (1999). Meteor storm forecasting : Leonids 1999-2001. *A&A*, 348 :295–299.
- Flury, W. and Jehn, R. (2002). The Leonid 2002 meteor shower. Information for spacecraft operators. *ESA/ESOC, Darmstadt, Germany.*
- Froeschlé, C. and Scholl, H. (1986). Gravitational splitting of Quadrantid-like meteor streams in resonance with Jupiter. *A&A*, 158 :259–265.
- Fulle, M., Levasseur-Regourd, A. C., McBride, N., and Hadamcik, E. (2000). In Situ Dust Measurements From within the Coma of 1P/Halley : First-Order Approximation with a Dust Dynamical Model. *AJ*, 119 :1968–1977.

- Göckel, C. and Jehn, R. (2000). Testing cometary ejection models to fit the 1999 Leonids and to predict future showers. *MNRAS*, 317 :L1–L5.
- Gradshteyn, I. and Ryzhik, I. (1965). *Table of integrals, series, and products*. Academic press, New York and London.
- Grün, E., Zook, H. A., Fechtig, H., and Giese, R. H. (1985). Collisional balance of the meteoritic complex. *Icarus*, 62 :244–272.
- Gustafson, B. A. S. (1989). Comet ejection and dynamics of nonspherical dust particles and meteoroids. *ApJ*, 337 :945–949.
- Gustafson, B. A. S. (1994). Physics of Zodiacal Dust. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 22 :553–595.
- Hainaut, O. R., Meech, K. J., Boehnhardt, H., and West, R. M. (1998). Early recovery of Comet 55P/Tempel-Tuttle. *A&A*, 333 :746–752.
- Harris, N. W., Yau, K. K. C., and Hughes, D. W. W. (1995). The true extent of the nodal distribution of the Perseid meteoroid stream. *MNRAS*, 273 :999–1015.
- Hawkes, R. L. and Jones, J. (1975). A quantitative model for the ablation of dustball meteors. *MNRAS*, 173 :339–356.
- Hawkins, G. S. (1956). A radio echo survey of sporadic meteor radiants. *MNRAS*, 116 :92–+.
- Hughes, D. W. (1982). (abstract) The history of meteors and meteor showers. *Vistas in Astronomy*, 26 :325–345.
- Hughes, D. W. (1992). The Grigg-Skjellerup meteoroid stream. *MNRAS*, 257 :25P–28P.
- Hughes, D. W. (1995a). The Perseid Meteor Shower. *Earth Moon and Planets*, 68 :31–70.
- Hughes, D. W. (1995b). The World’s Most Famous Meteor Shower Picture. *Earth Moon and Planets*, 68 :311–322.
- Hughes, D. W. (2000). On the velocity of large cometary dust particles. *Plan. & SS*, 48 :1–7.
- Hughes, D. W. and Williams, I. P. (2000). The velocity distributions of periodic comets and stream meteoroids. *MNRAS*, 315 :629–634.
- Hughes, D. W., Williams, I. P., and Fox, K. (1981). The mass segregation and nodal retrogression of the Quadrantid meteor stream. *MNRAS*, 195 :625–637.
- Jenniskens, P. (2001). Model of a One-Revolution Comet Dust Trail from Leonid Outburst Observations. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 29 :165–175.
- Jenniskens, P. (1994). Meteor stream activity I. The annual streams. *A&A*, 287 :990–1013.
- Jenniskens, P. (1995). Meteor stream activity. 2 : Meteor outbursts. *A&A*, 295 :206–235.
- Jenniskens, P. (1996). Meteor stream activity. III. Measurement of the first in a new series of Leonid outburst. *Meteoritics and Planetary Science*, 31 :177–184.
- Jenniskens, P. (2002). More on the dust trail of comet 55P/Tempel-Tuttle from 2001 leonid shower flux measurements. In *Proceedings of Asteroids, Comets, Meteors - ACM 2002. International Conference, 29 July - 2 August 2002, Berlin, Germany. Ed. Barbara Warmbein. ESA SP-500. Noordwijk, Netherlands : ESA Publications Division, ISBN 92-9092-810-7*, pages 117–120.

- Jenniskens, P., Betlem, H., de Lignie, M., and Langbroek, M. (1997). The Detection of a Dust Trail in the Orbit of an Earth-threatening Long-Period Comet. *ApJ*, 479 :441–+.
- Jenniskens, P., Betlem, H., de Lignie, M., Ter Kuile, C., van Vliet, M. C. A., van ‘t Leven, J., Koop, M., Morales, E., and Rice, T. (1998). On the unusual activity of the Perseid meteor shower (1989-96) and the dust trail of comet 109P/Swift-Tuttle. *MNRAS*, 301 :941–954.
- Jenniskens, P. and Butow, S. J. (1999). The 1998 Leonid Multi-Instrument Aircraft Campaign-an early Review. *Meteoritics and Planetary Science*, 34 :933–943.
- Jenniskens, P., Butow, S. J., and Fonda, M. (2000a). The 1999 Leonid Multi-Instrument Aircraft Campaign - An Early Review. *Earth Moon and Planets*, 82 :1–26.
- Jenniskens, P., Crawford, C., Butow, S. J., Nugent, D., Koop, M., Holman, D., Houston, J., Jobse, K., Kronk, G., and Beatty, K. (2000b). Lorentz Shaped Comet Dust Trail Cross Section from New Hybrid Visual and Video Meteor Counting Technique - Implications for Future Leonid Storm Encounters. *Earth Moon and Planets*, 82 :191–208.
- Jenniskens, P., Nugent, D., Tedesco, E., and Murthy, J. (2000c). 1997 Leonid Shower from Space. *Earth Moon and Planets*, 82 :305–312.
- Jenniskens, P., Wilson, M. A., Packan, D., Laux, C. O., Krüger, C., Boyd, I. D., Popova, O. P., and Fonda, M. (2000d). Meteors : A Delivery Mechanism of Organic Matter to the Early Earth. *Earth Moon and Planets*, 82 :57–70.
- Jones, J. (1995). The ejection of meteoroids from comets. *MNRAS*, 275 :773–780.
- Jones, J. and Brown, P. (1993). Sporadic meteor radiant distributions - Orbital survey results. *MNRAS*, 265 :524–+.
- Jopek, T. J., Valsecchi, G. B., and Froeschlé, C. (1999). Meteoroid stream identification : a new approach - II. Application to 865 photographic meteor orbits. *MNRAS*, 304 :751–758.
- Jopek, T. J., Valsecchi, G. B., and Froeschlé, C. (2002). Asteroid meteoroid streams. In *Asteroid III*, Bottke W., Cellino, A., Paolicchi, P., Binzel R., pages 645–651.
- Jorda, L. (1995). Atmospheres cometaires : observations dans le visible et comparaisons avec les observations radio. *these de doctorat de l’universite Paris VII*.
- Jorda, L., Crovisier, J., and Green, D. W. E. (1992). The Correlation Between Cometary Water Production Rates and Visual Magnitudes. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 24 :1006–+.
- Jorda, L., Lecacheux, J., Colas, F., Frappa, E., Laques, P., Keen, R., Lehky, M., Bortle, J., O’Meara, S. J., and Kronk, G. W. (1998). Comet 55P/Tempel-Tuttle. *IAUCirc*, 6816 :2–+.
- Keay, C. (1995). Continued Progress in Electrophonic Fireball Investigations. *Earth Moon and Planets*, 68 :361–368.
- Keay, C. S. L. (1963). The distribution of meteors around the Earth’s orbit. *MNRAS*, 126 :165–+.
- Keay, C. S. L. (1994). Audible fireballs and geophysical electrophonics. *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, 11 :12–15.
- Kelley, M. C., Gardner, C., Drummond, J., Armstrong, T., Liu, A., Chu, X., Papen, G., Kruschwitz, C., Loughmiller, P., Grime, B., and Engelman, J. (2000). First observations of long-lived meteor trains with resonance lidar and other optical instruments. *GRL*, 27 :1811–+.

- Klacka, J. (1993). Radiation Forces and Nonspherical Dust Particles. *Earth Moon and Planets*, 62 :145–+.
- Kondratieva, E. D. and Reznikov, E. A. (1985). Comet Tempel-Tuttle and the Leonid meteor swarm. *Astronomicheskii Vestnik*, 19 :144–151.
- Kondratieva, E. D. and Muravyova, I. N. (1993). The comet of Grigg-Skjellerup and the meteor stream of sigma-puppids. *Astronomicheskii Vestnik*, 27 :120–125.
- Koschack, R. and Rendtel, J. (1990a). Determination of spatial number density and mass index from visual meteor observations (I). *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 18 :119–131.
- Koschack, R. and Rendtel, J. (1990b). Determination of spatial number density and mass index from visual meteor observations (II). *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 18 :44–58.
- Koschny, D. and Zender, J. (2000). Comparing Meteor Number Fluxes from Ground-Based and Airplane-Based Video Observations. *Earth Moon and Planets*, 82 :209–220.
- Kresak, L. (1987). The 1808 apparition and the long-term physical evolution of periodic comet Grigg-Skjellerup. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 38 :65–75.
- Kresak, L. (1992). On the ejection and dispersion velocities of meteor particles. *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 22 :123–130.
- Kresak, L. (1993). Cometary dust trails and meteor storms. *A&A*, 279 :646–660.
- Kresakova, M. (1986). Correlations between ancient comets and meteor showers. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 37 :339–344.
- Kresakova, M. (1987). Associations Between Ancient Comets and Meteor Showers. *A&A*, 187 :935–+.
- Kronk, G. W. (1988). *Meteor showers. A descriptive catalog*. Hillside, N.J. : Enslow Publishersm, 1988.
- Lamy, P., Znojil, V., and Biver, N. (1998). Comet 55P/Tempel-Tuttle. *IAUCirc*, 6851 :2–+.
- Langbroek, M. (2002). Observational evidence for ‘punctuated equilibria’ in the evolution of Leonid dust trail widths and implications for meteor rate predictions. *MNRAS*, 334 :L16–L20.
- Larson, S. L. (2001). Determination of Meteor Showers on Other Planets Using Comet Ephemerides. *AJ*, 121 :1722–1729.
- LeBlanc, A. G., Murray, I. S., Hawkes, R. L., Worden, P., Campbell, M. D., Brown, P., Jenniskens, P., Correll, R. R., Montague, T., and Babcock, D. D. (2000). Evidence for transverse spread in Leonid meteors. *MNRAS*, 313 :L9–L13.
- Li, G., Xu, P., Zhao, H., and He, Y. (2002). Mixed Particle Stream Model Of The Main Peak Of 1998 Leonids. *Earth Moon and Planets*, 88 :11–26.
- Lindblad, B. A. (1987). The Meteor Stream Associated with Comet p/ Grigg-Skjellerup. *A&A*, 187 :931–+.
- Lindblad, B. A. (2001). IAU Meteor Data Center. In *ESA SP-495 : Meteoroids 2001 Conference*, pages 71–+.

- Liou, J. and Zook, H. A. (1997). Evolution of Interplanetary Dust Particles in Mean Motion Resonances with Planets. *Icarus*, 128 :354–367.
- Liou, J., Zook, H. A., and Jackson, A. A. (1999). Orbital Evolution of Retrograde Interplanetary Dust Particles and Their Distribution in the Solar System. *Icarus*, 141 :13–28.
- Littmann, M. (1996). The Discovery of the Perseid Meteors. *Sky & Telescope*, pages 68–71.
- Llorca, J., Trigo-Rodríguez, J. M., Borovicka, J., and Fabregat, J. (2003). Chemical Abundances of Rock-forming Elements of Cometary Streams Obtained from Meteor Spectroscopy. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 1029–+.
- Lyytinen, E., Nissinen, M., and van Flandern, T. (2001). Improved 2001 Leonid Storm Predictions from a Refined Model. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 29 :110–118.
- Lyytinen, E. J. (1999). Leonid predictions for the years 1999-2007 with the satellite model of comet. *Meta Research Bulletin*, 8 :33–40.
- Lyytinen, E. J. and Van Flandern, T. (2000). Predicting the Strength of Leonid Outbursts. *Earth Moon and Planets*, 82 :149–166.
- Müller, M., Green, S. F., and McBride, N. (2001a). Constraining cometary ejection models from meteor storm observations. In *Proceedings of the Meteoroids 2001 Conference, 6 - 10 August 2001, Kiruna, Sweden. Ed. : Barbara Warmbein. ESA SP-495, Noordwijk : ESA Publications Division, ISBN 92-9092-805-0, 2001, p. 47 - 54*, pages 47–+.
- Müller, M., McBride, N., Green, S., and Zarnecki, J. (2001b). GEO spacecraft under threat? *Planetary and Space Science Research Institute Technical Memorandum*, page 0110/01.
- Ma, Y. and He, Y. (2001). The Third Peak of the 1998 Leonid Meteor Shower. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 1 :271–274.
- Ma, Y., He, Y., and Williams, I. P. (2001). A micrometeor component of the 1998 Leonid shower. *MNRAS*, 325 :457–462.
- Ma, Y., Williams, I. P., Ip, W. H., and Chen, W. (2002). The velocity distribution of periodic comets and the meteor shower on Mars. *A&A*, 394 :311–316.
- Maitre, V. (1939). Calcul de l'altitude d'un Météore. *Journal des Observateurs*, 22 :45–+.
- Marsden, B. G. (1969). Comets and Nongravitational Forces. II. *AJ*, 74 :720–+.
- Marzari, F. and Vanzani, V. (1994). Dynamical evolution of interplanetary dust particles. *A&A*, 283 :275–286.
- Mason, J. W. (1995). The Leonid meteors and comet 55P/Tempel-Tuttle. *Journal of the British Astronomical Association*, 105 :219–235.
- McNaught, R. H. and Asher, D. J. (1999a). Leonid Dust Trails and Meteor Storms. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 27 :85–102.
- McNaught, R. H. and Asher, D. J. (1999b). Variation of Leonid maximum times with location of observer. *Meteoritics and Planetary Science*, 34 :975–978.
- McNaught, R. H. and Asher, D. J. (2002). Leonid dust trail structure and predictions for 2002. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 30 :132–143.

- Messenger, S. (2002). Opportunities for the stratospheric collection of dust from short-period comets. *Meteoritics and Planetary Science*, 37 :1491–1506.
- Millman, P. M. (1961). Meteor News. *JRASC*, 55 :265–+.
- Molau, S. (1999). The Meteor Detection Software METREC. In *Proceedings of the International Meteor Conference*, pages 9–16.
- Mukai, T., Ishimoto, H., Kozasa, T., Blum, J., and Greenberg, J. M. (1992). Radiation pressure forces of fluffy porous grains. *AAp*, 262 :315–320.
- Murray, I. S., Beech, M., and M., S. (2002). Leonid lightcurve morphology : Review of 1998-2001 data. In *Proceedings of Asteroids, Comets, Meteors - ACM 2002. International Conference, 29 July - 2 August 2002, Berlin, Germany. Ed. Barbara Warmbein. ESA SP-500. Noordwijk, Netherlands : ESA Publications Division, ISBN 92-9092-810-7*, pages 297–299.
- Murray, I. S., Beech, M., Taylor, M. J., Jenniskens, P., and Hawkes, R. L. (2000). Comparison of 1998 and 1999 Leonid Light Curve Morphology and Meteoroid Structure. *Earth Moon and Planets*, 82 :351–367.
- Nakamura, R., Fujii, Y., Ishiguro, M., Morishige, K., Yokogawa, S., Jenniskens, P., and Mukai, T. (2000). The Discovery of a Faint Glow of Scattered Sunlight from the Dust Trail of the Leonid Parent Comet 55P/Tempel-Tuttle. *ApJ*, 540 :1172–1176.
- Nemtchinov, I. and Kosarev, I. (2002). Meteor flashes in the atmospheres of red giant gaseous planets. *Acta Mathematica*, pages 293–+.
- Oberst, J., Molau, S., Heinlein, D., Gritzner, C., Schindler, M., Spurny, P., Ceplecha, Z., Rendtel, J., and Betlem, H. (1998). The "European Fireball Network" : Current status and future prospects. *Meteoritics and Planetary Science*, 33 :49–56.
- Olsson-Steel, D. (1987). The dispersal of the Geminid meteoroid stream by radiative effects. *MNRAS*, 226 :1–17.
- Olsson-Steel, D. (1988). The Taurid Complex and the giant comet hypothesis. *The Observatory*, 108 :183–185.
- Opik, E. (1951a). Meteor Terminology. *Irish Astronomical Journal*, 1 :180–+.
- Opik, E. J. (1951b). Collision probability with the planets and the distribution of planetary matter. *Proc. R. Irish Acad. Sect. A, vol. 54, p. 165-199 (1951).*, 54 :165–199.
- Ortiz, J. L., Quesada, J. A., Aceituno, J., Aceituno, F. J., and Bellot Rubio, L. R. (2002). Observation and Interpretation of Leonid Impact Flashes on the Moon in 2001. *ApJ*, 576 :567–573.
- Pecina, P. and Simek, M. (1997). The orbital elements of a meteoroid after its ejection from a comet. *A&A*, 317 :594–600.
- Porubcan, V., Cevolani, G., Neslusan, L., and Svoren, J. (1998). Leonid meteor shower : activity and magnitude distribution. *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 28 :31–36.
- Povenmire, H. (1977). No Meteors from Periodic Comet Grigg-Skjellerup. *IAUC*, 3069 :5–+.
- Price, C. and Blum, M. (2000). ELF/VLF Radiation Produced by the 1999 Leonid Meteors. *Earth Moon and Planets*, 82 :545–554.

- Pupillo, G., Cevolani, G., Grassi, G., and Trivellone, G. (2002). Investigation of the geminid asteroidal meteor stream by the BLM radar facility. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 73 :756–+.
- Radzievskii, V. V. (1952). On the influence of an anisotropic re-emission of solar radiation on the orbital motion of asteroids and meteorites. *Astr. Zh.*, 29 :162–170.
- Rairden, R. L., Jenniskens, P., and Laux, C. O. (2000). Search for Organic Matter in Leonid Meteoroids. *Earth Moon and Planets*, 82 :71–80.
- Reach, W. T., Sykes, M. V., Lien, D., and Davies, J. K. (2000). The Formation of Encke Meteoroids and Dust Trail. *Icarus*, 148 :80–94.
- Rendtel, J. (1995). *Handbook for Photographic Meteor Observations*. International Meteor Organization, Potsdam.
- Rendtel, J., R., A., and A., M. (1995). *Handbook for visual meteor observers*. J. Rendtel, R. Arlt, A. McBeath (eds).
- Rietmeijer, F. J. M. (2002). Shower Meteoroids : Constraints From Interplanetary Dust Particles And Leonid Meteors. *Earth Moon and Planets*, 88 :35–58.
- Rodionov, A. V., Crifo, J.-F., Szegő, K., Lagerros, J., and Fulle, M. (2002). An advanced physical model of cometary activity. *Plan&SS*, 50 :983–1024.
- Romig, M. F. (1966). The Scientific Study of Meteors in the 19th Century. *Meteoritics*, 3 :11–+.
- Rossano, G. S., Russell, R. W., Lynch, D. K., Tessensohn, T. K., Warren, D., and Jenniskens, P. (2000). Observations of Leonid Meteors Using a Mid-Wave Infrared Imaging Spectrograph. *Earth Moon and Planets*, 82 :81–92.
- Rossi, A., Valsecchi, G. B., and Farinella, P. (2000). Collision risk for high inclination satellite constellations. *Plan&SS*, 48 :319–330.
- Russell, R. W., Rossano, G. S., Chatelain, M. A., Lynch, D. K., Tessensohn, T. K., Abendroth, E., Kim, D., and Jenniskens, P. (2000). Mid-Infrared Spectroscopy of Persistent Leonid Trains. *Earth Moon and Planets*, 82 :439–456.
- Ryabova, G. O. (2002). abstract : Asteroid 1620 Geographos : II. Associated Meteor Streams. *Solar System Research*, 36 :234–247.
- Scholl, H. and Froeschlé, C. (1988). Gravitational breaking of meteor streams in resonance with Jupiter. *A&A*, 195 :345–349.
- Shao, C.-Y., Bulger, J. H., Suzuki, K., Urata, T., Dykes, M. R., Griffiths, A., Waterfield, R. L., Buhagiar, M., and Simmons, K. (1977). Periodic Comet Grigg-Skjellerup (1977b). *IAUC*, 3092 :4–+.
- Shulman, L. M. (2002). Meteor phenomena on the outer planets. In *ESA SP-500 : Asteroids, Comets, and Meteors : ACM 2002*, pages 289–292.
- Sicardy, B., Beauge, C., Ferraz-Mello, S., Lazzaro, D., and Roques, F. (1993). Capture of grains into resonances through Poynting-Robertson drag. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 57 :373–390.

- Singer, W., Molau, S., Rendtel, J., Asher, D. J., Mitchell, N. J., and von Zahn, U. (2000). The 1999 Leonid meteor storm : verification of rapid activity variations by observations at three sites. *MNRAS*, 318 :L25–L29.
- Sitarski, G. (1981). Linkage of the Last Seven Apparitions of the Periodic Comet Grigg-Skjellerup. *Acta Astronomica*, 31 :479–+.
- Spurny, P., Heinlein, D., and Oberst, J. (2002). The atmospheric trajectory and heliocentric orbit of the Neuschwanstein meteorite fall on April 6, 2002. In *Proceedings of Asteroids, Comets, Meteors - ACM 2002. International Conference, 29 July - 2 August 2002, Berlin, Germany. Ed. Barbara Warmbein. ESA SP-500. Noordwijk, Netherlands : ESA Publications Division, ISBN 92-9092-810-7*, pages 137–140.
- Stohl, J. (1968). Seasonal Variation in the Radiant Distribution of Meteors. In *IAU Symp. 33 : Physics and Dynamics of Meteors*, pages 298–+.
- Sykes, M. V., Lebofsky, L. A., Hunten, D. M., and Low, F. (1986). The discovery of dust trails in the orbits of periodic comets. *Science*, 232 :1115–1117.
- Sykes, M. V., Lien, D. J., and Walker, R. G. (1990). The Tempel 2 dust trail. *Icarus*, 86 :236–247.
- Sykes, M. V. and Walker, R. G. (1992). Cometary dust trails. I - Survey. *Icarus*, 95 :180–210.
- Tóth, J., Kornoš, L., and Porubčan, V. (2000). Photographic Leonids 1998 Observed at Modra Observatory. *Earth Moon and Planets*, 82 :285–294.
- Toppani, A., Libourel, G., Engrand, C., and Murette, M. (2001). Experimental simulation of atmospheric entry of micrometeorites. *Meteoritics and Planetary Science*, 36 :1377–1396.
- Trigo-Rodriguez, J. M., Fabregat, J., and Llorca, J. (2001a). Leonid fluxes : 1994-1998 activity patterns. *Meteoritics and Planetary Science*, 36 :1597–1604.
- Trigo-Rodriguez, J. M., Fabregat, J., Llorca, J., and Castro-Tirado, A. (2001b). Spanish Photographic Meteor Network : An Interdisciplinary Crosslink. In *First steps in the origin of life in the universe : proceedings of the sixth Trieste Conference on Chemical Evolution, Trieste, Italy, 18-22 September, 2000. Edited by Julián Chela-Flores, Tobias Owen, and François Raulin. Dordrecht ; Boston : Kluwer Academic Publishers, c2001., p.387*, pages 387–+.
- Uchiyama, S. (2002). Estimated ZHR Profiles of the 4-Revolution and 9-Revolution Dust Trails during the 2001 Leonid Meteor Storm. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 30 :47–55.
- Šimek, M. and Pecina, P. (2000). Leonid meteor stream from Ondřejov radar observations in 1965-1967. *A&A*, 357 :777–781.
- Šimek, M. and Pecina, P. (2001). Radar observation of the Leonids in 1998 and 1999. *A&A*, 365 :622–626.
- Valsecchi, G. B., Jopek, T. J., and Froeschlé, C. (1999). Meteoroid stream identification : a new approach - I. Theory. *MNRAS*, 304 :743–750.
- Van Flandern, T. C. (1981). Do comets have satellites. *Icarus*, 47 :480–486.
- van Flandern, T. C. (1999). 1999 Leonid meteor storm - How the prediction fared. *Meta Research Bulletin*, 8 :59–63.

- Vaubailon, J. (2002a). Activity level prediction for the 2002 Leonids. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 30 :144–148.
- Vaubailon, J. (2002b). Leonids 2000 Observations and Dust Cloud Evolution. In *Proceedings of the International Meteor Conference, Cerklno, Slovenia, Eds. : Triglav, M., Knöfel, A., Trayner, C., International Meteor Organization, 2002, p. 76-81*, pages 181–184.
- Vaubailon, J. and Colas, F. (2002). Evolution of a meteor stream and Leonids 2002 forecastings. *Proceedings of Asteroids, Comets, Meteors - ACM 2002. International Conference, 29 July - 2 August 2002, Berlin, Germany. Ed. Barbara Warmbein. ESA SP-500. Noordwijk, Netherlands : ESA Publications Division, ISBN 92-9092-810-7*, pages 181–184.
- Vinković, D., Andreić, V., Garaj, S., Kovacic, D., Mladinov, M., and Zgrablić (2000). Global Electrophonic Fireball Survey : Submission Form. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 28 :48–53.
- Vinković, D., Garaj, S., Lim, P. L., Zgrablić, and Andreić, V. (2002). Global Electrophonic Fireball Survey : a Review of Witness Reports - = I. *WGN, Journal of the International Meteor Organization*, 30 :244–257.
- Vokrouhlický, D. and Farinella, P. (2000). Efficient delivery of meteorites to the Earth from a wide range of asteroid parent bodies. *Nature*, 407 :606–608.
- Weigel, A., Lepland, A., de, S., Marti, K., and Arrhenius, G. (2000). Leonids : Did They Make It to Earth? *Meteoritics & Planetary Science, vol. 35, Supplement, p.A167*, 35 :167–+.
- Whipple, F. L. (1950). A comet model. I. The acceleration of Comet Encke. *ApJ*, 111 :375–394.
- Whipple, F. L. (1951). A Comet Model. II. Physical Relations for Comets and Meteors. *ApJ*, 113 :464–+.
- Whipple, F. L. (1955). On the mass-luminosity relation for meteors. *AJ*, 60 :182–+.
- Williams, I. P. (1997). The Leonid meteor shower - Why are there storms but no regular annual activity? *MNRAS*, 292 :L37–L40.
- Williams, I. P. and Wu, Z. D. (1994). The Current Perseid Meteor Shower. *MNRAS*, 269 :524–+.
- Wu, G. (2002). Comet tempel-tuttle and the recent Leonid meteor shower. *Chinese Astronomy and Astrophysics*, 26 :40–48.
- Wu, G. and Zhang, Z. (2002). Comparison between Leonid meteor shower observations during 1998-2000. *Plan&SS*, 50 :379–384.
- Wu, Z. and Williams, I. P. (1992). Formation of the Leonid meteor stream and storm. In *Asteroids, Comets, Meteors 1991*, pages 661–665.
- Wu, Z. and Williams, I. P. (1993). The Perseid meteor shower at the current time. *MNRAS*, 264 :980–+.
- Wu, Z. and Williams, I. P. (1995). Gaps in the distribution of semimajor axes of the Perseid meteors. *MNRAS*, 276 :1017–1023.
- Wu, Z. and Williams, I. P. (1996). Leonid meteor storms. *MNRAS*, 280 :1210–1218.
- Yau, K., Yeomans, D., and Weissman, P. (1994). The past and future motion of Comet P/Swift-Tuttle. *MNRAS*, 266 :305–316.

- Yeomans, D. K., Yau, K. K., and Weissman, P. R. (1996). The Impending Appearance of Comet Tempel-Tuttle and the Leonid Meteors. *Icarus*, 124 :407–413.
- Zgrablić, G., Vinković, D., Gradečak, S., Kovačić, D., Biliškov, N., Grbac, N., Andreić, Ž., and Garaj, S. (2002). Instrumental recording of electrophonic sounds from Leonid fireballs. In *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, Volume 107, Issue A7, pp. S1A 11-1, CiteID 1124, DOI 10.1029/2001JA000310, pages 11–1.
- Ziolkowski, K. (1995). Comets and Asteroids in the Taurid Complex : Remarks on a Possible Common Origin. *Earth Moon and Planets*, 68 :647–651.
- Zvolankova, J. (1983). Dependence of the observed rate of meteors on the Zenith distance of the radiant. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 34 :122–128.

Index

- **A** –
- antihélien 26
apex 26
astéroïde 19, 25, 26, 47
- **B** –
- boule de feu 20
- **C** –
- CINES 95, 97
CNES 12, 221
colorgramme 41
courant de météoroïdes 19
- **E** –
- ESA 14
essaim météoritique 19
étoile filante voir météore
- **F** –
- forces non gravitationnelles 84, 216
forces non-gravitationnelles 81, 82, 173, 179,
205, 208, 212, 219, 220
forward scatter voir réflexion en avant
- **G** –
- Grigg-Skjellerup 143, 144
- **H** –
- hélien 26
- **I** –
- IMCCE 15, 97, 221
IMO 27, 31, 51, 55, 57, 58, 63, 203, 205
indice de répartition en taille 191, 192, 198,
199, 204, 205, 209, 210
infrarouge 43
- **L** –
- lacune 106, 107, 113, 118–120, 122, 123, 125,
127, 129–131, 140, 141, 148, 157, 161–
163, 220
Leonid MAC 39, 61, 174, 203, 205
lumière zodiacale 69, 85, 87
- **M** –
- météore 19
météorite 19
météoroïde 19
magnitude 31
masse volumique 87
micrométéorite 19
modèle 69, 78, 169, 177
- **O** –
- Olympus 12
- **P** –
- PINTE 93
PINTEM 90, 93
pluie de météores 19
pluies de météores 25
poussière 69
Poynting-Robertson 29, 82, 84, 86
pression de radiation 82, 84–86, 219
- **Q** –
- queue 20
- **R** –
- réflexion en avant 39
résonance ... 69, 86, 122, 140, 161, 162, 219
radiant 25, 26
radio 39
- **S** –
- simulation 89–91, 93
sporadique 26, 69
superstition 20
- **T** –
- tempête de météores 19
Tempel-Tuttle .. 22, 24, 28, 77, 78, 99, 100,
143
toroïdal 29
traînée 20

– **V** –

vitesse d'éjection71, 73, 76, 79,
90, 94, 111, 140, 170, 172, 173, 175,
182, 194, 204, 211, 216, 219

– **Y** –

Yarkovsky-Radzievskii83, 84, 173, 216

– **Z** –

ZHR 27, 30, 51, 62, 170–172, 174, 178, 179,
201, 204–208, 210, 213, 217, 220

Liste des tableaux

| | | |
|-----|---|----|
| 1 | Répartition des objets artificiels en orbite terrestre. Les pourcentages sont exprimés par rapport à la première ligne (source : B. Deguine, CNES, communication privée) | 13 |
| 2.1 | Calendrier des principales pluies de météoroïdes visibles au cours de l'année, pour une observation visuelle. Le tableau liste dans l'ordre : ¹ : le nom de l'essaim, ² : la période de l'année où il est actif (visible), ³ : la date du maximum, ⁴ : la longitude solaire correspondant au maximum, ⁵ : les coordonnées célestes du radiant, ⁶ : la vitesse d'entrée dans l'atmosphère, ⁷ : l'index de population (voir section 2.2.1), ⁸ : le ZHR lors du maximum (var.= variable d'une année à l'autre, temp.=tempête), et ⁹ : le code de référence IMO. Pour la liste complète de tous les radiants voir l'annexe A. (source : IMO) | 27 |
| 2.2 | Association entre pluies de météoroïdes et corps parents (Kresakova, 1986, 1987; Hughes & Williams, 2000). | 28 |
| 2.3 | Relation masse-magnitude visuelle des météores, selon les formules de Hughes (1995a) et Brown et al. (2000), appliquées aux Léonides ($V = 71 \text{ km.s}^{-1}$, $\rho = 2 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$, $z = 60 \text{ deg}$). | 32 |
| 2.4 | En-tête d'un rapport d'observation (IMO) | 33 |
| 2.5 | Report des radiants observés. Ici : Léonides et Taurides nord. | 33 |
| 2.6 | Comptage des Léonides par tranche d'une minute. Les heures sont au format hhmm; RA et DEC : direction de l'observation en coordonnées célestes; Teff : durée d'observation en heure, F : obstruction du champ de vision; lm : magnitude limite; M : la méthode d'observation (C pour un comptage simple, P pour un report des trajectoires sur carte); N : nombre de météores. | 33 |
| 2.7 | Répartition en magnitude pour les Léonides reportées au tableau 2.6. | 34 |
| 2.8 | Comptage de météores pour d'autres pluies (Perséides, κ -Cygnes et sporadiques). La signification des variables est la même que pour le tableau 2.6. | 34 |
| 2.9 | Répartition en magnitude pour les pluies observées dans le tableau 2.8 (Perséides, κ -Cygnes et sporadiques) | 34 |
| 3.1 | Caractéristiques du bolide de 1999 | 49 |
| 3.2 | Caractéristiques des observations des Léonides 2000. | 50 |
| 1.1 | Variables déduites de l'observation de la comète 55P/Tempel-Tuttle. r_n est tiré de Hainaut et al. (1998), m_H de Beech et al. (2001) et $[Af\rho]$ de Lamy & Toth (communication personnelle, déduite de Lamy et al. (1998)). Ce dernier paramètre sera utilisé en partie III. Il mesure la quantité de poussières éjectées par la comète. | 78 |
| 1.2 | Valeur des différents paramètres de la formule de Crifo & Rodionov (1997) utilisés. T_g est tiré de Rodionov et al. (2002); ρ_d de Olsson-Steel (1987) | 79 |
| 1.3 | Différentes valeurs de la masse volumique des météoroïdes. | 87 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 2.1 | Caractéristiques des différentes méthodes de simulation des courants de météoroïdes. ¹ : Nombre de particules (en tout); ² : rayon des particules; ³ : type d'intégrateur (RK = Runge-Kutta, RKN = Runge-Kutta-Nyström, RA = Radau 15, SW = Stumpf-Weiss, S = Symplectique); ⁴ : planètes perturbatrices prises en compte; ⁵ : vitesse d'éjection (Δ dénote une distribution de la variable orbitale qui suit; les modèles cités sont ceux donnant les meilleurs résultats parmi ceux testés; les valeurs sont en $m.s^{-1}$); ⁶ : Forces non-gravitationnelles (R : pression de radiation, P : Poynting-Robertson, Y : Yarkovsky) | 90 |
| 2.2 | Temps de calcul nécessaire à l'intégration de particules, d'après l'expérience. La machine utilisée est une RS6000 dont les ressources sont partagées par plusieurs utilisateurs. | 94 |
| 2.3 | Temps de calcul nécessaire à l'intégration de particules, d'après l'extrapolation du tableau 2.2. | 95 |
| 2.4 | Différence de temps d'exécution entre l'IMCCE et le CINES | 97 |
| 3.1 | Caractéristiques orbitales de la comète 55P/Tempel-Tuttle (Patrick Rocher, communication privée) | 99 |
| 4.1 | Caractéristiques orbitales de la comète 26P/Grigg-Skjellerup (source : Patrick Rocher, IMCCE) | 143 |
| 4.2 | Répartition des demi-grands axes correspondant à des résonances dans lesquelles peuvent être piégées les Pi-Puppides (ces valeurs tiennent compte de β). | 161 |
| 3.1 | Variables déduites de l'observation de la comète 55P/Tempel-Tuttle. r_n est tiré de Hainaut et al. (1998), m_H de Beech et al. (2001) et $[Af\rho]$ de Lamy & Toth (communication personnelle, déduite de Lamy et al. (1998)). $Q_{H_2O}(q)$ et f sont déduits des formules 1.19 et 1.20 de la page 77. | 197 |
| 3.2 | Paramètres déduits des calculs, pour une application à la comète 55P/Tempel-Tuttle. | 198 |
| 3.3 | Différentes valeurs des indices de populations des météoroïdes et des météores. r : indice de population des météores; s_m : indice de répartition massique des météoroïdes; s_{mc} indice cumulatif de répartition massique des météoroïdes; s : indice de répartition en taille des météoroïdes. | 199 |
| 3.4 | Différence d'instant du maximum en fonction de la taille des particules : les plus petites ont un maximum plus précoce que les plus grosses. | 201 |
| 4.1 | Comparaison des instants des maxima observés et calculés. Les heures sont données en TU , et les observations proviennent de l'IMO. | 204 |
| 4.2 | Contributions de courants anciens à la pluie de 1833, jusque là passés inaperçus . | 205 |
| 4.3 | Prévisions des Léonides 2003-2100, pour les courants de la période 1333-1998, et 602-802 (comme test de la contribution des courants anciens aux observations contemporaines). | 207 |
| 5.1 | Observations des Pi-Puppides et association avec des courants. ¹ : Méthode d'observation : R=radar, V=visible. ² : Instant (heure TU ou jour décimal) du maximum observé, le 23 avril. ³ : ZHR du maximum. ⁴ : Courant associé à la pluie, par ordre d'importance. R=radio-météores (50-100 μm); V=météores visible ($\geq 100 \mu m$) ⁵ : Instant (heure TU ou jour décimal) du maximum prévu, e 23 Avril. ⁶ : Durée totale prévue de la pluie. | 213 |

| | | |
|-----|--|-----|
| 5.2 | Observations des Pi-Puppides 2003, tirées des comptes rendus diffusés sur les listes IMO-news et meteorobs, et des communications privées. Nous reproduisons ici en premier lieu les observations visuelles, puis les observations radars. Noter que Hans Betlem a aussi effectué des observations télescopiques, sans succès. | 215 |
| A.1 | Liste des principaux radiants de météoroïdes (source : IMO) | 226 |
| A.2 | Liste des principaux radiants de météoroïdes (suite; source : IMO) | 227 |
| A.3 | Liste des principaux radiants de météoroïdes (fin ; source : IMO) | 228 |

Table des figures

| | | |
|------|---|----|
| 1 | Dessin effectué par des élèves de primaire après un exposé sur l'astronomie | 3 |
| 2 | Fragmentation du noyau de la comète Shoemaker-Levy 9. Le phénomène s'accompagne d'une émission accrue de météoroïdes. | 12 |
| 3 | Photo du satellite Olympus (ESA) perdu en 1993 par collision avec un météoroïde appartenant à l'essaim des Perséides (crédit : ESA). | 13 |
| 1.1 | Queues et traînées de météores dans Orion, pendant les Léonides 2001 (photo : C. Marlot). | 20 |
| 1.2 | Détail d'un calendrier Dakota. L'année 1833 est représentée par la grande pluie de météores. | 21 |
| 1.3 | «La plus célèbre image de météores» (Hughes, 1995b), illustrant la pluie de Léonides de 1833. La scène fut racontée par J. Waggoner 54 ans après l'évènement à K. Jauslin qui en fit un tableau. A. Völlmy le reproduisit en gravure, qui fut publiée pour la première fois en 1888. Le témoignage tardif et le point de vue de l'artiste a pour conséquence que la figure ne met pas en évidence l'existence du radiant. | 23 |
| 2.1 | Le radiant est le point du ciel d'où semble provenir les météores d'un même essaim. Le point opposé sur la voûte céleste est appelé anti-radiant. (crédit : IMO) | 25 |
| 2.2 | Illustration de l'importance de l'élévation du champ de vision. La portion d'atmosphère visible est plus importante pour une élévation moyenne que zénithale. | 32 |
| 2.3 | Profil du premier pic d'activité des Léonides 2001 (Arlt et al., 2001). | 35 |
| 2.4 | Variation de l'index de population pendant les Léonides 2001 (Arlt et al., 2001) | 35 |
| 2.5 | Appareils photos montés en batterie, pour une couverture totale du ciel (photo : Dutch Meteor Society). | 36 |
| 2.6 | Léonides 1998 (Tóth et al., 2000) | 37 |
| 2.7 | Les mêmes appareils que dans la figure 2.5, équipés d'un obturateur tournant (photo : Dutch Meteor Society). | 37 |
| 2.8 | Photo prise avec un obturateur tournant (voir figure 2.7). Les coupures dans la trace du météore correspondent au passage de l'obturateur. Il est ainsi possible de calculer la vitesse angulaire du météore, et par la suite de remonter à sa vitesse orbitale. (photo : Dutch Meteor Society) | 38 |
| 2.9 | Principe d'observation vidéo : un intensificateur est placé entre l'objectif et le récepteur (source : IMO). | 39 |
| 2.10 | Principe d'observation par <i>forward scatter</i> : un récepteur ne pouvant capter les signaux d'un émetteur situé trop loin profite de la réflexion de l'onde sur le plasma créé par la rentrée dans l'atmosphère d'un météoroïde. (source : IMO). | 40 |
| 2.11 | Antenne YAGI utilisée pour la détection radio des météores, par FS (cliché : C. Birnbaum, Cité des sciences et de l'industrie, La Villette) | 41 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.12 | Station radio-réceptrice pour l'observation des météores en FS. De droite à gauche : écran du PC, muni du logiciel <i>colorgramme</i> (P. Terrier) de traitement des données, récepteur et interface. Les haut-parleurs permettent un comptage manuel (cliché : C. Birnbaum, Cité des sciences et de l'industrie, La Villette). | 41 |
| 2.13 | Observations radio des meteores par Pierre Terrier durant le mois de novembre 2002. Le graphique est généré par le logiciel <i>colorgramme</i> . En abscisse le temps est représenté, en jours ; en ordonnées, le temps en heures du jour considéré. L'échelle de couleur à droite donne le nombre d'échos enregistrés. On voit nettement l'activité des Léonides le 19. (source : Pierre Terrier). | 42 |
| 2.14 | Le modèle cométaire de Sykes & Walker (1992). A : coma, B : queue ionisée, C : queue de poussières, D : traînée de poussière suivant et précédant la comète sur son orbite. | 43 |
| 2.15 | Spectre de Léonide d'après Borovicka et al. (1999). En haut : spectre brut ; en bas : spectre normalisé. La ligne en pointillés représente le continuum thermique. | 44 |
| 2.16 | Impact de Léonides sur la lune (Ortiz et al., 2002) | 46 |
| 2.17 | Localisation de quelques impacts lunaires (Dunham et al., 2000) | 46 |
| 2.18 | Chute du fragment H de la comète Shoemaker-Levy 9 sur Jupiter, vue depuis le telescope de 1m du Pic du midi (crédit : F. Colas, IMCCE). | 46 |
| 2.19 | La pluie de Léonides 1997 observée depuis le satellite MSX, d'après Jenniskens et al. (2000c) | 48 |
| 2.20 | Le satellite MSX (crédit : US Air Force) | 48 |
| 3.1 | La pluie de Léonides 1999 observée depuis le Larzac. Noter le bolide au raz de l'horizon. (photo : E. Frappa, compositage de 3 images de 10-15 mn chacune) | 50 |
| 3.2 | Autre photo du même bolide par J. Blumerg | 50 |
| 3.3 | Le plus gros météore enregistré lors des observations des Léonides 2000. (IMCCE) | 51 |
| 3.4 | Mesures brutes de flux de Léonides 2000. L'intervalle de comptage est de 5 minutes (IMCCE) | 51 |
| 3.5 | ZHR des Léonides 2000 déduit du comptage par 5 minutes ($r = 2.5$, $LM = 6.5$). | 51 |
| 3.6 | Mesures brutes de flux de Léonides 2000. L'intervalle de comptage est de 10 minutes (IMCCE) | 51 |
| 3.7 | ZHR des Léonides 2000 déduit du comptage par 10 minutes ($r = 2.5$, $LM = 6.5$). | 51 |
| 3.8 | ZHR des Léonides 2000 pour un intervalle de 10 minutes, et une magnitude limite de 6.0 au lieu de 6.5 (voir figure 3.7, $r = 2.5$, $LM = 6.0$). | 52 |
| 3.9 | ZHR des Léonides 2000 pour un intervalle de 5 minutes, et une magnitude limite de 5.0 au lieu de 6.5 (voir figure 3.5, $r = 2.5$, $LM = 5.0$). | 52 |
| 3.10 | ZHR des Léonides 2000 pour un intervalle de 10 minutes, une magnitude limite de 6.0 et un index de population de 2.0 (voir figure 3.5, $r = 2.0$, $LM = 6.0$). | 52 |
| 3.11 | Comptage brut des Léonides 2001 par intervalle de 10 minutes, obtenus par détection automatique des bandes vidéo. | 53 |
| 3.12 | ZHR des Léonides 2001 pour un intervalle de 10 minutes, déduit des observations vidéo (figure 3.11). | 53 |
| 3.13 | Observation des Léonides 2001 pour un intervalle de 5 minutes, obtenus par détection automatique des bandes vidéo. Le bruit statistique est plus important pour un tel intervalle (comparer avec la figure 3.11). | 54 |
| 3.14 | ZHR des Léonides 2001 pour un intervalle de 5 minutes, déduit des observations vidéo (figure 3.13). | 54 |
| 3.15 | ZHR par intervalle de 10 minutes, obtenu par les observations visuelles de C. Marlot (Corée du Sud). | 54 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.16 | ZHR par intervalle de 5 minutes, obtenu par les observations visuelles de C. Marlot (Corée du Sud). | 54 |
| 3.17 | Léonides 2001, dans les arbres de Corée du sud (photo : J. Vaubaillon) | 55 |
| 3.18 | Léonides 2001 en Corée du Sud (photo : J. Vaubaillon) | 55 |
| 3.19 | Comptage visuel des Léonides 2002 | 56 |
| 3.20 | ZHR des Léonides 2002, déduit des observations visuelles | 56 |
| 3.21 | Une partie de l'équipe d'observation des Léonides 2002. De gauche à droite : Cyril Birnbaum (Cité des sciences et de l'industrie), Éric Frappa (Planétarium de Saint-Étienne), François Colas (IMCCE), Jean Mouette (IAP) et Jérémie Vaubaillon (IMCCE). L'image est un montage d'E. Frappa à partir de photographies de J. Vaubaillon. | 56 |
| 3.22 | IMC 2001 en Slovénie : l'occasion pour l'auteur de voir amateurs et professionnels des météores. Ici, rencontre avec Nagatoshi Nogami, à l'aéroport de Ljubljana (cliché : Jure Zakrajsek, MBK, Slovénie). | 57 |
| 3.23 | IMC 2001 : présentation du travail de l'IMCCE sur les Léonides par l'auteur (cliché : Jure Zakrajsek, MBK, Slovénie). | 57 |
| 3.24 | IMC 2002 en Pologne : photo d'une partie du groupe avant le départ. (cliché : J. Vaubaillon) | 58 |
| 3.25 | IMC 2002 : de gauche à droite : l'auteur, Dunja Fabian (Italie) et Javor Kac (Slovénie) (cliché : J. Vaubaillon) | 58 |
| 3.26 | Mesure de l'index de population r des Léonides 1998, d'après l'IMO (Arlt & Brown, 1999). | 59 |
| 3.27 | ZHR des Léonides 1998 d'après l'IMO (Arlt & Brown, 1999). | 59 |
| 3.28 | Mesure de l'index de population r des Léonides 1999, d'après l'IMO (Arlt et al., 1999). | 59 |
| 3.29 | ZHR des Léonides 1999 d'après l'IMO (Arlt et al., 1999). | 59 |
| 3.30 | Mesure de l'index de population r des Léonides 2000, d'après l'IMO (Arlt & Gysens, 2000). | 60 |
| 3.31 | ZHR des Léonides 2000 d'après l'IMO (Arlt & Gysens, 2000). | 60 |
| 3.32 | Mesure de l'index de population r des Léonides 2001, d'après l'IMO (Arlt et al., 2001). | 60 |
| 3.33 | ZHR du premier pic des Léonides 2001 d'après l'IMO (Arlt et al., 2001). | 60 |
| 3.34 | ZHR du second pic des Léonides 2001 d'après l'IMO (Arlt et al., 2001). | 60 |
| 3.35 | ZHR des Léonides 2002 d'après l'IMO (Arlt et al., 2002). | 60 |
| 3.36 | Le vol de Glaisher et Coxwell en 1862, où ils faillirent perdre la vie. Henry Coxwell rapporta l'observation d'une boule de feu (Beech, 1999) | 61 |
| 3.37 | Instruments à bord des deux avions de la <i>Leonid Multi-Instruments Aircraft Campaign 1998</i> (Jenniskens & Butow, 1999). | 62 |
| 3.38 | Le spectacle annuel organisé par les roumains à chaque conférence de l'IMO. L'occasion de lire des <i>astropoèmes</i> et de se détendre. Ici, en Slovénie, en 2001. | 64 |
| 1.1 | Détection directe par le satellite ISO du courant de météoroïdes accompagnant la comète Encke, d'après Reach et al. (2000) ($\lambda = 8 - 15 \mu m$) | 70 |
| 1.2 | Illustration de l'éjection de grosses particules encore chargées d'éléments volatiles par les comète. Ici la comète Hyakutake observée au pic du midi à deux jours d'intervalle. Noter le fragment visible derrière la comète le 30 mars (Desvoivres et al., 1999, 2000). | 75 |
| 1.3 | Histogramme de la vitesse d'éjection de particules de rayon compris entre 0.1 et 1 mm. | 79 |

| | | |
|------|--|-----|
| 1.4 | Distribution initiale des angles dans le plan (angle a) et perpendiculaire au plan (angle b) orbital cométaire, pour des particules des intervalles $[0.1; 0.5] mm$ et $[0.1; 1] mm$ | 80 |
| 1.5 | Récapitulatif des principales forces non-gravitationnelles exercées sur un météoroïde supposé sphérique. Le soleil l'éclaire en bas à gauche, générant la pression de radiation en haut à droite. Le déplacement de la particule dans l'espace (vecteur vitesse en haut à gauche) entraîne une compression des ondes électromagnétiques, ce qui produit la force de Poynting-Robertson, en bas à droite. La rotation de la sphère sur elle-même induit un déséquilibre thermique entre soir et matin : c'est l'effet Yarkovsky-Radzievskii diurne. | 84 |
| 2.1 | Plan général de l'intégrateur | 91 |
| 2.2 | Illustration de la stratégie d'intégration de la comète. | 92 |
| 2.3 | Plan détaillé du programme PINTEM | 93 |
| 2.4 | Illustration du mode bloquant dans un programme parallélisé. | 96 |
| 3.1 | Orbite de la comète 55P/Tempel-Tuttle (X,Y) | 100 |
| 3.2 | Orbite de la comète 55P/Tempel-Tuttle (X,Z) | 100 |
| 3.3 | Les résultats des simulations reproduisent bien le modèle cométaire de Sykes & Walker (1992) (voir figure 2.14, page 43) : les météoroïdes précèdent et suivent la comète sur son orbite. Ici, le courant de 1767 est vu en 1872, pour des particules de rayon compris dans l'intervalle $[0.5; 1] mm$ | 101 |
| 3.4 | Courant de 1767, vu en 1769 (coordonnées : $[0; -8]$) | 101 |
| 3.5 | Courant de 1767, vu en 1775 | 101 |
| 3.6 | Courant de 1767, vu en 1780 | 102 |
| 3.7 | Courant de 1767, vu en 1785 | 102 |
| 3.8 | Courant de 1767, vu en 1790 | 102 |
| 3.9 | Courant de 1767, vu en 1795 | 102 |
| 3.10 | Courant de 1767, vu en 1800 | 102 |
| 3.11 | Courant de 1767, vu en 1805 | 102 |
| 3.12 | Courant de 1767, vu en 1814 | 103 |
| 3.13 | Courant de 1767, vu en 1833 | 103 |
| 3.14 | Courant de 1767, vu en 1865 | 103 |
| 3.15 | Courant de 1767, vu en 1866 | 103 |
| 3.16 | Courant de 1767, vu en 1869 | 103 |
| 3.17 | Courant de 1767, vu en 1899 | 103 |
| 3.18 | Courant de 1767, vu en 1900 | 104 |
| 3.19 | Courant de 1767, vu en 1919 | 104 |
| 3.20 | Courant de 1767, vu en 1933 | 104 |
| 3.21 | Courant de 1767, vu en 1936 | 104 |
| 3.22 | Courant de 1767, vu en 1966 | 104 |
| 3.23 | Courant de 1767, vu en 1970 | 104 |
| 3.24 | Courant de 1767, vu en 1998 | 105 |
| 3.25 | Courant de 1767, vu en 1999 | 105 |
| 3.26 | Courant de 1767, vu en 2000 | 105 |
| 3.27 | Courant de 1767, vu en 2001 | 105 |
| 3.28 | Courant de 1767, vu en 2002 | 105 |
| 3.29 | Courant de 1767, vu en 2003 | 105 |
| 3.30 | Courant de 1767, vu en 2004 | 106 |
| 3.31 | Courant de 1767, vu en 2005 | 106 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.32 | Courant de 1767, vu en 2019 | 107 |
| 3.33 | Courant de 1767, vu en 2032 | 107 |
| 3.34 | Répartition des demi-grand axes du courant de 1767 ($[0.1; 0.5] mm$) entre 1799 et 2034 | 109 |
| 3.35 | Répartition des excentricités du courant de 1767 ($[0.1; 0.5] mm$) entre 1799 et 2034 | 110 |
| 3.36 | Répartition des inclinaisons du courant de 1767 ($[0.1; 0.5] mm$) entre 1799 et 2034 | 111 |
| 3.37 | Courant de 1767 vu en 1962, pour des particules dans la tranche $[0.1 - 0.5] mm$. | 112 |
| 3.38 | Courant de 1767 vu en 1962, pour des particules dans la tranche $[0.5 - 1] mm$. . | 112 |
| 3.39 | Courant de 1767 vu en 1962, pour des particules dans la tranche $[1 - 5] mm$. . . | 112 |
| 3.40 | Courant de 1767 vu en 1962, pour des particules dans la tranche $[5 - 10] mm$. . | 113 |
| 3.41 | Courant de 1767 vu en 1962, pour des particules dans la tranche $[10 - 100] mm$. | 113 |
| 3.42 | Répartition des demi-grand axes du courant de 1767 ($[0.5; 1] mm$), en 1962 | 113 |
| 3.43 | Répartition des demi-grand axes du courant de 1767 ($[5; 10] mm$), en 1962 | 113 |
| 3.44 | Répartition des périodes du courant de 1767 ($[0.5; 1] mm$), en 1962 | 113 |
| 3.45 | Répartition des périodes du courant de 1767 ($[5; 10] mm$), en 1962 | 113 |
| 3.46 | Répartition des excentricités du courant de 1767 ($[0.5; 1] mm$), en 1962 | 114 |
| 3.47 | Répartition des excentricités du courant de 1767 ($[5; 10] mm$), en 1962 | 114 |
| 3.48 | Répartition des inclinaisons du courant de 1767 ($[0.5; 1] mm$), en 1962 | 114 |
| 3.49 | Répartition des inclinaisons du courant de 1767 ($[5; 10] mm$), en 1962 | 114 |
| 3.50 | Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 1833. Comparer avec la figure 3.13 . | 115 |
| 3.51 | Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 1866. Comparer avec la figure 3.15 . | 115 |
| 3.52 | Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 1899. Comparer avec la figure 3.17 . | 115 |
| 3.53 | Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 1919. Comparer avec la figure 3.19 . | 115 |
| 3.54 | Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 1970. Comparer avec la figure 3.23 . | 115 |
| 3.55 | Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 2003. Comparer avec la figure 3.29 . | 115 |
| 3.56 | Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 2005. Comparer avec la figure 3.31 . | 116 |
| 3.57 | Courant de 1767 intégré sans la Terre, vu en 2019. Comparer avec la figure 3.32 . | 116 |
| 3.58 | Éléments orbitaux (a, P, e, i) du courant de 1767 ($[0.1; 0.5] mm$) en 1809. À gauche avec la Terre, à droite sans la Terre | 117 |
| 3.59 | Éléments orbitaux (a, P, e, i) du courant de 1767 ($[0.1; 0.5] mm$) en 1999. À gauche avec la Terre, à droite sans la Terre | 118 |
| 3.60 | Courant de 1767, vu en 1772 : juste après l'éjection (particules de rayon compris dans l'intervalle $[0.5; 1] mm$). | 119 |
| 3.61 | Courant de 1767, vu en 1812 : Les premières perturbations suite au premier retour au périhélie sont déjà visibles. | 119 |
| 3.62 | Courant de 1767, vu en 1822 : le passage de la Terre à proximité du courant en 1799 et 1800 a induit des lacunes. La trajectoire de la Terre est bien reconnaissable, même si elle n'a pas physiquement traversé le courant. | 120 |
| 3.63 | Courant de 1767, vu en 1852 : Après plusieurs passages au périhélie, le courant est perturbé à plusieurs endroits. | 120 |
| 3.64 | Courant de 1499, vu en 1669 : des cassures sont visibles dans le courant | 120 |
| 3.65 | Courant de 1733, vu en 1943 : le courant est séparé en deux. | 120 |
| 3.66 | Courant de 1866, vu en 2001 : le courant ne présente pas de lacune après quatre révolutions. | 121 |
| 3.67 | Courant de 1899, vu en 2034 : avec le même nombre de révolution que le courant de la figure 3.66, celui de 1899 présente ici quelques fractures. L'histoire de chaque courant est unique. | 121 |
| 3.68 | Répartition des demi-grand axes du courant de 1866, en 1981 | 121 |
| 3.69 | Répartition des périodes du courant de 1866, en 1981 | 121 |
| 3.70 | Répartition des excentricités du courant de 1866, en 1981 | 122 |

| | |
|--|-----|
| 3.71 Répartition des inclinaisons du courant de 1866, en 1981 | 122 |
| 3.72 Les courants de 1733 et 1767, vus en 1773. Le courant de 1767 (en noir) est fraîchement éjecté et n'est pas encore dispersé le long de l'orbite du corps parent (position : $[-4; -14]$). | 123 |
| 3.73 Les courants de 1733 et 1767, vus en 1783. Alors que le courant de 1733 est déjà bien perturbé, celui de 1767 commence à s'étendre par le jeu des différences de demi-grand axe. | 123 |
| 3.74 Les courants de 1733 et 1767, vus en 1793. Le courant de 1767 rejoint celui de 1733 en s'étirant le long de l'orbite parente. | 124 |
| 3.75 Les courants de 1733 et 1767, vus en 1803. Les deux courants semblent confondus | 124 |
| 3.76 Les courants de 1733 et 1767, vus en 1813. La séparation entre les deux courants est plus nette à l'aphélie, lorsque les vitesses sont faibles. | 124 |
| 3.77 Les courants de 1733 et 1767, vus en 2003. Les deux courants s'étendent le long d'orbites similaires à celle du corps parent. Malgré tout, chacun est indépendant et possède sa propre histoire. | 124 |
| 3.78 Courant de 1333, vu en 1383 ($[0.1; 0.5] mm$). Après une révolution, le courant est déjà perturbé. | 125 |
| 3.79 Courant de 1333, vu en 1573 ($[0.1; 0.5] mm$). Après sept révolutions le courant est scindé en deux. La «tête» rattrape la «queue» | 125 |
| 3.80 Courant de 1333, vu en 1713 ($[0.1; 0.5] mm$). Après 11 révolutions, la tête et la queue deviennent difficilement discernables. Ici à l'aphélie, la tête est la partie ayant l'ordonnée la plus grande. | 125 |
| 3.81 Courant de 1333, vu en 2023 ($[0.1; 0.5] mm$). Après une vingtaine de révolutions on assiste à un croisement de deux parties du courant. | 125 |
| 3.82 Courant de 1333, vu en 1733 ($[0.1; 0.5] mm$). | 126 |
| 3.83 Courant de 1333, vu en 1733 ($[1; 5] mm$). Il existe dans ce courant des fractures qui n'existent pas dans celui composé de particules plus petites (coordonnées de la lacune : $[-2; -12]$; comparer avec la figure 3.82) | 126 |
| 3.84 Courant de 1333, vu en 1813 ($[0.1; 0.5] mm$). Rencontre proche avec Uranus . . . | 126 |
| 3.85 Courant de 1333, vu en 1813 ($[1; 5] mm$). La rencontre proche avec Uranus concerne toutes les tailles | 126 |
| 3.86 Courant de 1333, vu en 1843 ($[0.1; 0.5] mm$). Après 15 révolutions le courant principal s'est scindé en trois parties. | 127 |
| 3.87 Courant de 1333, vu en 1843 ($[1; 5] mm$). Le courant de grosses particules est lui aussi très perturbé. | 127 |
| 3.88 Courant de 1333, vu en 1863 ($[0.1; 0.5] mm$). Les trois parties du courant visibles sur la figure 3.86 deviennent indiscernable lors du retour vers le périhélie, mais ceci n'est qu'un artefact de la visualisation | 127 |
| 3.89 Courant de 1333, vu en 1863 ($[1; 5] mm$). Les grosses particules remplissent toute l'orbite après une quinzaine de révolutions. | 127 |
| 3.90 Répartition des éléments orbitaux (a, P, e, i) du courant de 1333 en 2043 pour les particules de $[0.1; 0.5] mm$ à gauche et $[1; 5] mm$ à droite | 129 |
| 3.91 Courant de 1499, vu en 1669 ($[0.1; 0.5] mm$). Les lacunes caractéristiques apparaissent. | 130 |
| 3.92 Courant de 1499, vu en 1709 ($[0.1; 0.5] mm$). Le courant se sépare en deux sous-courants. | 130 |
| 3.93 Courant de 1499, vu en 1914 ($[0.1; 0.5] mm$). Le courant principal est séparé en trois sous-courants. | 130 |
| 3.94 Courant de 1499, vu en 2019 ($[0.1; 0.5] mm$) : croisement de sous-courants à l'aphélie. | 130 |
| 3.95 Courant de 604, vu en 1034 ($[1; 5] mm$). Les particules bouclent l'orbite. | 131 |

| | | |
|-------|--|-----|
| 3.96 | Courant de 604, vu en 1324 ([1; 5] <i>mm</i>). Le courant principal s'est scindé en plusieurs parties dont les aphéliees sont décalés. | 131 |
| 3.97 | Courant de 604, vu en 1644 ([1; 5] <i>mm</i>). Malgré la dispersion des particules qui remplissent l'orbite, des lacunes éphémères peuvent apparaître par le jeu des différentes périodes. | 132 |
| 3.98 | Courant de 604, vu en 2984 ([1; 5] <i>mm</i>). Le courant s'est très élargi et forme un tore diffus. Des particules passent en permanence au voisinage de la Terre, contribuant par là-même aux météores annuels. | 132 |
| 3.99 | Courant de 604, vu en 1187 ([1; 5] <i>mm</i>) | 132 |
| 3.100 | Courant de 604, vu en 1187 selon (xOz) ([1; 5] <i>mm</i>). | 132 |
| 3.101 | Courant de 604, vu en 1188 ([1; 5] <i>mm</i>). | 133 |
| 3.102 | Courant de 604, vu en 1188 selon (xOz) ([1; 5] <i>mm</i>). | 133 |
| 3.103 | Courant de 604, vu en 1193 ([1; 5] <i>mm</i>). | 133 |
| 3.104 | Courant de 604, vu en 1193 selon (xOz) ([1; 5] <i>mm</i>). | 133 |
| 3.105 | Courant de 604, vu en 1210 ([1; 5] <i>mm</i>). | 133 |
| 3.106 | Courant de 604, vu en 1210 selon (xOz) ([1; 5] <i>mm</i>). | 133 |
| 3.107 | Courant de 604, vu en 1220 ([1; 5] <i>mm</i>). | 134 |
| 3.108 | Courant de 604, vu en 1220 selon (xOz) ([1; 5] <i>mm</i>). | 134 |
| 3.109 | Courant de 604, vu en 1254 ([1; 5] <i>mm</i>). | 134 |
| 3.110 | Courant de 604, vu en 1254 selon (xOz) ([1; 5] <i>mm</i>). | 134 |
| 3.111 | Répartition des demi-grand axes du courant de 604, en 1187 ([1; 5] <i>mm</i>). | 135 |
| 3.112 | Répartition des demi-grand axes du courant de 604, en 1188 ([1; 5] <i>mm</i>). | 135 |
| 3.113 | Répartition des périodes du courant de 604, en 1187 ([1; 5] <i>mm</i>). | 135 |
| 3.114 | Répartition des périodes du courant de 604, en 1188 ([1; 5] <i>mm</i>). | 135 |
| 3.115 | Répartition des excentricités du courant de 604, en 1187 ([1; 5] <i>mm</i>). | 136 |
| 3.116 | Répartition des excentricités du courant de 604, en 1188 ([1; 5] <i>mm</i>). | 136 |
| 3.117 | Répartition des inclinaisons du courant de 604, en 1187 ([1; 5] <i>mm</i>). | 136 |
| 3.118 | Répartition des inclinaisons du courant de 604, en 1188 ([1; 5] <i>mm</i>). | 136 |
| 3.119 | Répartition des demi-grand axes du courant de 604, en 2984 ([1; 5] <i>mm</i>). | 136 |
| 3.120 | Répartition des périodes du courant de 604, en 2984 ([1; 5] <i>mm</i>). | 136 |
| 3.121 | Répartition des excentricités du courant de 604, en 2984 ([1; 5] <i>mm</i>). | 137 |
| 3.122 | Répartition des inclinaisons du courant de 604, en 2984 ([1; 5] <i>mm</i>). | 137 |
| 3.123 | Courant de 604, vu en 967 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>). Les particules bouclent l'orbite deux révolutions avant celles de la figure 3.95. | 138 |
| 3.124 | Courant de 604, vu en 2984 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>). Le courant est plus large que celui de la figure 3.98. | 138 |
| 3.125 | Répartition des demi-grand axes du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 1187 | 138 |
| 3.126 | Répartition des demi-grand axes du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 1188 | 138 |
| 3.127 | Répartition des périodes du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 1187 | 139 |
| 3.128 | Répartition des périodes du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 1188 | 139 |
| 3.129 | Répartition des excentricités du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 1187 | 139 |
| 3.130 | Répartition des excentricités du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 1188 | 139 |
| 3.131 | Répartition des inclinaisons du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 1187 | 139 |
| 3.132 | Répartition des inclinaisons du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 1188 | 139 |
| 3.133 | Répartition des demi-grand axes du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 2984 | 140 |
| 3.134 | Répartition des périodes du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 2984 | 140 |
| 3.135 | Répartition des excentricités du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 2984 | 140 |
| 3.136 | Répartition des inclinaisons du courant de 604 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), en 2984 | 140 |
| 3.137 | Reconstruction d'un filament, à partir de météoroïdes éjectés entre 1300 et 1998 ([0.1; 0.5] <i>mm</i>), vu en 2050. | 141 |

| | | |
|------|---|-----|
| 4.1 | Orbite de la comète 26P/Grigg-Skjellerup (X,Y) | 144 |
| 4.2 | Orbite de la comète 26P/Grigg-Skjellerup (X,Z) | 144 |
| 4.3 | Évolution du courant de 1848 ([0.1;0.5] mm) entre 1849 et 1879. | 145 |
| 4.4 | Évolution du courant de 1848 ([0.1;0.5] mm) entre 1880 et 1889, vu dans le plan (xOy) à gauche et (xOz) à droite. | 146 |
| 4.5 | Évolution des éléments orbitaux du courant de 1848 ([0.1;0.5] mm), en 1880, 1881 et 1999 | 147 |
| 4.6 | Évolution du courant de 1848 ([0.1;0.5] mm) entre 1894 et 1949. | 148 |
| 4.7 | Évolution du courant de 1848 ([0.1;0.5] mm) entre 1977 et 2001 : le périhélie de certaines particules passe très près de la Terre. | 149 |
| 4.8 | Courant de 1848, vu en 1999 | 149 |
| 4.9 | Courant de 1848, vu en 1999, dans le plan (xOz) | 149 |
| 4.10 | Évolution du courant de 1848 ([1;5] mm) entre 1880 et 2049, vu dans les plans (xOy) et (xOz). | 150 |
| 4.11 | Évolution du courant de 1848 ([0.1;0.5] mm) entre 1942 et 2049. Les rencontres proches avec Jupiter arrachent quelques particules au courant principal. | 151 |
| 4.12 | Évolution du courant de 1848 ([0.1;0.5] mm) entre 2220 et 2774, vu dans les plans (xOy) à gauche et à droite, et (xOz) au centre. Les figures de droite ont été effectuées avec un zoom automatique. | 153 |
| 4.13 | Évolution des éléments orbitaux du courant de 1848 ([0.1;0.5] mm) entre 2220 et 2774. | 154 |
| 4.14 | Évolution du courant de 1848 ([1;5] mm) entre 2220 et 2774 , vu dans les plans (xOy) à gauche et à droite, et (xOz) au centre. Les figures de droite ont été effectuées avec un zoom automatique. | 155 |
| 4.15 | Évolution des éléments orbitaux du courant de 1848 ([1;5] mm) entre 2220 et 2774. | 156 |
| 4.16 | Évolution des courants de 1873 à gauche et 1878 à droite ([0.1;0.5] mm) entre 1880 et 2003. Le courant de 1878 échappe à la rencontre proche de 1881 avec Jupiter. Il est donc beaucoup moins étendu et perturbé que celui éjecté une révolution auparavant. | 158 |
| 4.17 | Évolution du demi-grand axe et période du courant de 1878 ([0.1;0.5] mm) entre 1882 et 1965. <i>a</i> reste confiné jusqu'en 1965 où la dispersion identique au courant de 1848 commence. | 159 |
| 4.18 | Évolution du courant de 1878 ([0.1;0.5] mm) entre 1904 et 2014, dans les plans (xOy) et (xOz). La rencontre de 1964 seulement réussit à disperser le courant, qui reste confiné jusque là. Ensuite, son évolution est identique à celle du courant de 1848. | 160 |
| 4.19 | Évolution du courant de 1967 ([1;5] mm), vu avec un zoom automatique permettant de mettre en évidence l'influence de la Terre dans le courant | 161 |
| 1.1 | Figure générée par Asher (2000) : intersection des courants (ellipses) de Léonides avec l'écliptique au moment de la pluie. Il y a «tempête de météores» lorsque la Terre (ligne) passe dans l'un des nuages. Deux maxima sont attendus dans la journée du 19 novembre 2002. La Terre rencontre en effet les courants éjectés en 1767 et 1866. | 172 |
| 1.2 | Cartes produites par McNaught & Asher (1999b) servant à déterminer quelle région est la mieux placée pour l'observation des Léonides. Ce sont celles qui sont le plus près de la verticale du radiant et suffisamment dans l'ombre de la Terre pour pouvoir assister à toute la pluie. Cette année-ci il fallait être en Europe ou en Amérique du nord. | 172 |

| | | |
|------|--|-----|
| 1.3 | Prévisions des Léonides 2002 d'après les modèles de l'époque (d'après B. Cooke, MSFC). | 175 |
| 2.1 | Nœuds descendants des météoroïdes des courants de 1833 à 1965, vus en 1999. À gauche d'après Asher (2000), à droite d'après nos résultats. Notre figure représente de plus le courant de 1699, en coordonnées (0.54;0.82). | 179 |
| 2.2 | Nœuds descendants des météoroïdes du courant de 1866. À gauche : particules de l'intervalle [0.1;0.5] mm, au centre : [0.5;1] mm, et à droite : [1;5] mm. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002. | 180 |
| 2.3 | Instant d'éjection en jour (0= périhélie) en fonction de la distance héliocentrique lors de l'éjection. À gauche : particules de l'intervalle [0.1;0.5] mm, au centre : [0.5;1] mm, et à droite : [1;5] mm. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002. | 181 |
| 2.4 | Distribution initiale des angles dans le plan (angle a) et perpendiculaire au plan (angle b) orbital cométaire, pour des particules d'un intervalle de taille donné. | 183 |
| 2.5 | Angles d'éjection des particules rencontrées successivement par la Terre lors d'une pluie ([0.1;5] mm). | 184 |
| 2.6 | Histogramme des vitesses d'éjection des météoroïdes sélectionnées. À gauche : particules de l'intervalle [0.1;0.5] mm, au centre : [0.5;1] mm, et à droite : [1;5] mm. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002. | 185 |
| 2.7 | Instant d'éjection en jour (0= périhélie) en fonction de la vitesse d'éjection des météoroïdes. À gauche : particules de l'intervalle [0.1;0.5] mm, au centre : [0.5;1] mm, et à droite : [1;5] mm. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002. | 186 |
| 2.8 | Histogramme des angles d'éjection dans le plan de l'orbite cométaire des météoroïdes sélectionnées. À gauche : particules de l'intervalle [0.1;0.5] mm, au centre : [0.5;1] mm, et à droite : [1;5] mm. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002. | 187 |
| 2.9 | Histogramme des angles d'éjection dans le plan perpendiculaire au plan de l'orbite cométaire des météoroïdes sélectionnées. À gauche : particules de l'intervalle [0.1;0.5] mm, au centre : [0.5;1] mm, et à droite : [1;5] mm. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002. | 188 |
| 2.10 | Instant d'éjection en jour (0= périhélie) en fonction de l'angle d'éjection des météoroïdes dans le plan de l'orbite cométaire. À gauche : particules de l'intervalle [0.1;0.5] mm, au centre : [0.5;1] mm, et à droite : [1;5] mm. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002. | 189 |
| 2.11 | Instant d'éjection en jour (0= périhélie) en fonction de l'angle d'éjection des météoroïdes dans le plan perpendiculaire au plan de l'orbite cométaire. À gauche : particules de l'intervalle [0.1;0.5] mm, au centre : [0.5;1] mm, et à droite : [1;5] mm. De haut en bas : années 1998, 1999, 2000, 2001 et 2002. | 190 |
| 3.1 | Configuration de la vue du noyau. | 193 |
| 4.1 | Comparaison entre ZHR observé (ZHR_o) et calculé (ZHR_c), et ajustement du paramètre s grâce aux observations. La figure de gauche tient compte des observations de l'IMO, effectuées depuis 1998. La figure de droite tient compte des résultats des missions <i>Leonid MAC</i> de Jenniskens (2002). L'ajustement de l'indice s est mentionné dans le titre de chaque figure. Les nombres apposés aux points mentionnent les courant considérés, et les années d'observations entre parenthèse. La droite a pour équation $ZHR_o = ZHR_c$. Les valeurs de s sont déduites par un test de χ^2 | 205 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 4.2 | Prévisions des Léonides 2002, effectuées grâce à la définition d'une «densité équivalente» pour pallier les restrictions calculatoires. | 206 |
| 5.1 | Nœuds des particules croisant la Terre en 1972 et 2003. | 214 |