



HAL
open science

Les noyaux cométaires et leurs processus d'activité

Olivier Groussin

► **To cite this version:**

Olivier Groussin. Les noyaux cométaires et leurs processus d'activité. Autre. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2002. Français. NNT : . tel-00124558

HAL Id: tel-00124558

<https://theses.hal.science/tel-00124558>

Submitted on 15 Jan 2007

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

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

Les noyaux cométaires et leurs processus d'activité

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 25 novembre 2002

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université de la Méditerranée Aix-Marseille II

(spécialité Astronomie)

par

Olivier Groussin

Composition du jury :

- Président :* M. M. Fulchignoni, Univ. Paris VII
- Rapporteurs :* Mme D. Bockelée-Morvan, Obs. de Paris
M. N. Thomas, MPI de Lindau (Allemagne)
- Examineurs :* M. L. Jorda, Lab. d'Astrophysique de Marseille
M. H. Rickman, Univ. Uppsala (Suède)
M. I. Toth, Obs. Konkoly de Budapest (Hongrie)
M. R. Grimm, Univ. Aix-Marseille II
- Directeur de thèse :* M. P. Lamy, Lab. d'Astrophysique de Marseille

Remerciements

Toute ma gratitude va à Philippe Lamy, le directeur de cette thèse qui a su, depuis mon stage de DEA, me transmettre ses connaissances. Son soutien, sa présence, son écoute attentive, ses remarques toujours pertinentes, la confiance qu'il m'a accordée et la relation conviviale que nous avons développée au cours de ces trois années m'ont permis de mener à bien ce travail dans les meilleures conditions.

Je remercie Dominique Bockelée-Morvan et Nicolas Thomas, rapporteurs, pour avoir accepté cette tâche difficile avec enthousiasme et pour l'avoir effectuée avec sérieux, améliorant ainsi de beaucoup la qualité de cette thèse.

Je remercie Marcello Fulchignoni pour avoir bien voulu présider le jury cette thèse, ainsi que Hans Rickman, Imre Toth et Richard Grimm, examinateurs, pour avoir accepté d'en faire partie. Je remercie plus particulièrement Laurent Jorda, examinateur, pour nos échanges quotidiens et l'intérêt qu'il porte à mon travail.

Je remercie également M.F. A'Hearn et H. Weaver pour leurs collaborations scientifiques.

Je voudrais aussi remercier Maurice Bout, Arnaud Thernisien, Fabien Saez et Jean-Pierre Le Cann pour leur précieux conseils en informatique et autres, qui m'ont grandement facilité la tâche.

Je remercie également Roger Malina, directeur du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille et Michel Blanc, directeur de l'Observatoire Astronomique de Marseille-Provence, pour m'avoir accueilli dans leur institut.

Je remercie vivement François Colas et Jean Lecacheux pour m'avoir permis de réaliser un vieux rêve d'enfance en m'invitant à plusieurs nuits d'observations inoubliables à l'Observatoire "post-moderne" du Pic du Midi. Le Pic reste un lieu magique où le savoir-vivre n'est pas une simple expression...

Enfin, je remercie Christophe Sotin, pour avoir facilité mes premiers pas dans la recherche scientifique en astronomie alors que je n'étais encore qu'un étudiant en DEUG.

Les remerciements qui suivent sont plus personnels et concernent mon entourage. Si la contribution de ces personnes au contenu même de cette thèse est quasiment nulle, sa réussite n'y est par contre pas étrangère, et leur présence à mes côtés est plus importante que tout au monde.

Je remercie d'abord tout le personnel du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille et plus particulièrement : les doctorants, pour le dynamisme, la vitalité, et la bonne ambiance qu'ils inculquent à ce laboratoire ; Laurence, pour nos nombreuses discussions houleuses, qui n'en étaient que plus intéressantes ; enfin Christine, pour plein de choses, et surtout pour cette journée inoubliable aux Goudes où les 6b se grimpaient comme les 5a !

Je remercie toute la famille marseillaise des joueurs de go du club de la Sardin'ki'in, pour tous ces moments de bonheur passés ensemble. Sans vous, mon intégration dans la ville de Marseille et le quartier de la plaine ne serait pas totale. Je me souviens plus particulièrement de toutes ces nuits passées à jouer à des jeux de "tarés", de ces nombreuses fêtes de fous et des punchs à tomber par terre. *Ari-gatou!*

Je n'oublie pas Secoland et tous les Secos et les Secas qui gravitent autour : Seb, Pierre, Fred, Beufah, JS, K et Steph. Si la maison du bonheur existe à Marseille, c'est au deuxième étage du 87 boulevard de la Libération. Les alcooliques y sont nombreux, aucun n'est anonyme. *F* it dude, let's go bowling...* Le genre de lieu qu'on n'oublie pas, et dont on ventera encore les mérites dans 20 ans !

J'ai aussi une pensée *muy especial* pour Nuria et nos escapades "torrides" entre Marseille, Berlin, Bilbao et les plages de Llanes... *¡Mamacita, que vida!*

Je remercie également ceux qui après 4 années passées à Marseille à faire les 400 coups ensemble, sont devenus de vrais amis. Merci Seb, pour me laisser casser ton voilier sans broncher. Merci Sandrine, pour ton gâteau à la carotte. Merci Marion, pour m'avoir toujours laissé gagner au tennis. Merci Pierre, pour cette descente inoubliable de la vallée blanche. Merci Anne, pour accepter si souvent nos invitations. Merci Stéphanie, pour avoir enfin rencontré le prince charmant (salut Nico !). Merci Seb, pour ta location "gratuite" du surf. Merci Albert et Vincent, pour nous avoir montré à tous la voie de l'après thèse. Merci David, pour cette recette culinaire tchèque si particulière. Merci Guillaume, pour toujours avoir un truc à dire, et Véro, pour le supporter (cela doit être réciproque...). Merci Cédric, pour ton indépendantisme Mosellan. Toutes ces anecdotes ne sauraient remplacer votre sourire à tous et votre cœur en or. Si nos routes se séparent pour l'instant, elles se recroiseront toujours avec joie, à Marseille ou ailleurs...

Enfin, je voudrais remercier ma famille, pour leur soutien constant et inconditionnel. Merci Lucie et Thibault, pour vos visites éclairs mais non moins réjouissantes : quelques jours passés ensemble, c'est du bonheur pour plusieurs mois ! Merci maman, pour tes corrections orthographiques et tes précieux conseils, merci papa, pour m'avoir fait lever les yeux au ciel alors que j'étais encore tout petit, et merci à tous les deux, pour avoir toujours cru en ma passion et m'avoir permis de réaliser ce rêve d'enfance.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Brefs rappels historiques	1
1.2	Etat actuel des connaissances	2
1.2.1	Origine des comètes	2
1.2.2	Le noyau	4
1.2.3	La coma	5
1.3	Motivations de la thèse	7
1.3.1	Questions ouvertes et objectifs	7
1.3.2	Présentation des chapitres	8
2	Les modèles thermiques du noyau	11
2.1	Introduction	11
2.2	Historique des modèles thermiques	12
2.3	Présentation de nos trois modèles thermiques	17
2.3.1	Généralités sur nos trois modèles thermiques	17
2.3.2	Le modèle thermique 1	18
2.3.2.1	Présentation	18
2.3.2.2	Distribution de température à la surface	19
2.3.2.3	Le flux thermique	20
2.3.2.4	Le taux de production d'eau	24
2.3.3	Le modèle thermique 2	24
2.3.3.1	Présentation	24
2.3.3.2	Distribution de température à la surface	24
2.3.3.3	Le flux thermique	27
2.3.3.4	Le taux de production d'eau	29
2.3.4	Le modèle thermique 3	30
2.3.4.1	Présentation	30
2.3.4.2	Orientation de l'axe de rotation dans le plan orbital	30
2.3.4.3	Distribution de température à la surface	31
2.3.4.4	Le flux thermique	34
2.3.4.5	Le taux de production d'eau	34
2.4	Les paramètres de nos modèles	35
2.4.1	La constante solaire F_{\odot}	35
2.4.2	L'émissivité infrarouge du noyau ϵ	35

2.4.3	Le “beaming factor” η	37
2.4.4	L’albédo géométrique p_v	37
2.4.5	L’intégrale de phase q	39
2.4.6	L’albédo de Bond $A = p_v q$	40
2.4.7	Le facteur de recondensation de la vapeur d’eau α_R	40
2.4.8	La fraction de glace d’eau dans les zones actives f	42
2.4.9	L’inertie thermique $I = \sqrt{\kappa\rho C}$	44
2.4.9.1	Définition et estimation de l’inertie thermique	44
2.4.9.2	Influence de l’inertie thermique sur le profil longitudinal de température	44
2.4.10	La période de rotation P_n	45
2.4.11	La fraction active x	48
2.5	Quantification des processus physiques	49
2.5.1	Modèles thermiques 1 et 3 (sans conduction de la chaleur)	49
2.5.1.1	Cas des zones inactives (Eq. 2.1)	49
2.5.1.2	Cas des zones actives (Eq. 2.2)	49
2.5.2	Modèle thermique 2 (avec conduction de la chaleur)	51
2.5.2.1	Cas des zones inactives (Eq. 2.14)	51
2.5.2.2	Cas des zones actives (Eq. 2.15)	51
2.5.3	Conclusions sur la quantification des processus physiques	54
2.6	Lacunes et améliorations possibles de nos modèles thermiques	56
2.7	Application : l’érosion du noyau	58
2.7.1	Les modèles thermiques 1 et 2	58
2.7.2	Le modèle thermique 3	60
3	Les contraintes observationnelles	61
3.1	L’observation du noyau d’une comète	61
3.1.1	Observation d’une comète loin du Soleil	61
3.1.2	Observation d’une comète près du Soleil	62
3.1.3	Observation in-situ du noyau	64
3.2	Les contraintes sur les paramètres de nos modèles	64
3.2.1	Les observables	64
3.2.2	Le rayon	65
3.2.2.1	Observations visibles	65
3.2.2.2	Observations infrarouges	65
3.2.3	L’albédo géométrique	67
3.2.4	L’inertie thermique	67
3.2.5	La fraction active	71
3.2.6	La fraction de glace dans le mélange glace/poussière	71
3.2.7	Conclusions	72
4	La formation d’une croûte	75
4.1	Les différents types de croûtes	75
4.2	La formation d’une croûte de poussière	76
4.2.1	La croûte par accumulation	79

4.2.2	La croûte ballistique	82
4.3	Influence de la croûte sur le taux de production H ₂ O	86
4.4	Conclusions	89
5	Résultats et discussion	91
5.1	Sélection des comètes	91
5.2	Le noyau des comètes observées par ISO	93
5.2.1	Introduction	93
5.2.2	Article I : “ISOCAM Observations of Cometary Nuclei”	93
5.3	Le noyau de la comète Hale-Bopp (C/1995 O1)	101
5.3.1	Introduction	101
5.3.2	Observations infrarouges ISO	102
5.3.3	Observations visibles HST	105
5.3.4	Recoupement des observations visibles et infrarouges	105
5.4	Le noyau de la comète 55P/Tempel-Tuttle	109
5.4.1	Introduction	109
5.4.2	Observations infrarouges ISO	109
5.4.3	Observations visibles HST	110
5.4.4	Recoupement des observations visibles et infrarouges	110
5.5	Le noyau de la comète 126P/IRAS	115
5.5.1	Introduction	115
5.5.2	Observations infrarouges ISO	115
5.6	Le noyau de la comète 103P/Hartley2	118
5.6.1	Introduction	118
5.6.2	Observations infrarouges ISO	118
5.7	Le noyau de la comète 22P/Kopff	121
5.7.1	Introduction	121
5.7.2	Article II : “The Nucleus of Comet 22P/kopff and Its Inner Coma”	122
5.8	Le noyau de la comète 46P/Wirtanen	137
5.8.1	Introduction	137
5.8.2	Article III : “Activity on the Surface of the Nucleus of Comet 46P/Wirtanen”	138
5.8.3	Historique du noyau de la comète 46P/Wirtanen	153
5.8.3.1	Introduction	153
5.8.3.2	Historique de l’évolution des éléments orbitaux	153
5.8.3.3	Erosion et taille initiale du noyau	155
5.8.3.4	Conclusions	160
5.9	Le noyau des Centaures Chiron (2060) et Chariklo (1997 CU26)	161
5.9.1	Introduction	161
5.9.2	Article IV : “Properties of the nucleus of Centaurs Chiron and Chariklo”	162
5.10	Le noyau de la comète IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1)	177
5.10.1	Introduction	177
5.10.2	Les observations infrarouges	178

5.10.3	Estimation du rayon et de la fraction de surface active	178
5.10.4	Estimation de l'albédo géométrique	181
5.10.5	Comparaison avec la comète Hale-Bopp	182
5.11	Le noyau de la comète 2P/Encke	184
5.11.1	Introduction	184
5.11.2	Les mesures de taux de production H ₂ O	185
5.11.3	Validation du modèle thermique 3	187
5.11.3.1	Le modèle	187
5.11.3.2	Résultats et discussion	187
5.11.4	Interprétation des mesures de taux production	189
5.11.4.1	A partir du modèle thermique 3	189
5.11.4.2	A partir du modèle thermique 1	193
5.11.5	Discussion	195
5.12	Les comètes rasantes	197
5.12.1	Introduction	197
5.12.2	Vitesse et temps de passage des comètes rasantes	200
5.12.3	La température de surface du noyau	201
5.12.4	Erosion du noyau	205
5.12.4.1	Le modèle	205
5.12.4.2	Noyau composé uniquement de glace d'eau	208
5.12.4.3	Noyau composé uniquement de matériaux réfractaires	210
5.12.4.4	Noyau composé de glace d'eau et de poussière	211
5.12.4.5	Erosion anisotrope	213
5.12.5	Conclusions	213
6	Conclusions et perspectives	215
6.1	Le rayon du noyau - La fonction de distribution en taille	215
6.2	Les propriétés physiques de la surface du noyau	219
6.2.1	L'albédo géométrique	219
6.2.2	La composition de la surface	222
6.2.3	L'inertie thermique	222
6.3	L'activité du noyau	223
6.4	Synthèse	224
6.5	Perspectives	227
A	La mission Rosetta	229
A.1	Présentation	229
A.2	Objectifs scientifiques	230
A.3	Les instruments scientifiques	230
A.3.1	L'orbiteur	230
A.3.1.1	Imagerie à distance	231
A.3.1.2	Analyse de la composition de la coma	231
A.3.1.3	Etude des structures à grande échelle du noyau	231
A.3.1.4	Etude du plasma et des interactions avec le vent solaire	232
A.3.2	L'atterrisseur	232

A.4 Les autres missions spatiales cométaires	233
B Evolution des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen	235
Bibliographie	255

Chapitre 1

Introduction

Résumé

1.1	Brefs rappels historiques	1
1.2	Etat actuel des connaissances	2
1.3	Motivations de la thèse	7

Ce chapitre introduit les problématiques de l'étude des noyaux cométaires que nous allons aborder au cours de cette thèse. Après de brefs rappels historiques, nous présentons l'état actuel des connaissances sur l'origine des comètes, le noyau et la coma. Ensuite, nous expliquons les motivations et les objectifs de cette thèse, en présentant plusieurs problématiques actuelles. Enfin, nous présentons le plan.

1.1 Brefs rappels historiques¹

Le mot comète vient du grec *κομητησ* [komêtês] qui signifie *astre chevelu*. Cette origine ne doit pas nous faire oublier que les premières traces d'observation des comètes sont beaucoup plus anciennes et remontent aux temps des Babyloniens, 2000 ans av. JC. Les Babyloniens semblaient avoir une vision des comètes étonnamment proche de notre vision actuelle. Selon les écrits des astronomes grecs Epigines et Apollonius Myndus, à prendre avec précaution, les Babyloniens avaient l'image de *feux atmosphériques* et classaient les comètes parmi les planètes, ayant même calculé l'orbite de certaines!

Vers 600 ans av. JC, les idées des Grecs, dominées par la géométrie et le *monde des sphères* d'Aristote, ont supplanté celles des Babyloniens. Les Grecs ne manquaient pas d'imagination et de nombreuses autres théories ont été proposées sur la nature des comètes : interactions de la lumière avec les nuages, conjonctions stellaires, fausses images d'étoiles, ou encore phénomènes atmosphériques. Nous pouvons aussi citer les travaux de Seneca, vers 50 ap. JC, qui proposa une théorie où les comètes étaient des objets à part entière, comme les planètes, nombreux et de tailles différentes, ce qui est assez proche de la réalité.

¹Les références historiques sont tirées de Bailey *et al.* (1990)

La période de l'Empire Romain (30 av. JC - 476 ap. JC) et le Moyen-Age (476 - 1492) sont des périodes sombres pour la science et l'astronomie où la religion a complètement inhibé toute avancée significative. Les comètes sont alors signes de mauvaise augure, de fin du monde.

Il faut attendre la Renaissance pour que l'étude des comètes reprenne son essor. En 1577, Tycho Brahé mesure pour la première fois le parallaxe d'une comète et montre que sa distance est au moins quatre fois supérieure à la distance Terre-Lune. La première théorie orbitale est élaborée en 1668 par Hevelius dans son livre *Cometographia* où il postule des orbites paraboliques, hypothèse vérifiée lors du passage de la comète de 1680. En 1682, lors du passage d'une autre comète qui portera par la suite son nom, Halley calcule son orbite en utilisant la théorie de la gravitation, développée par Newton. Il prédit son retour à la fin de l'année 1758, ce qui se produit effectivement, démontrant par-là même sa périodicité et son orbite elliptique. À la fin du 19^{ème} siècle, on dénombre 270 comètes connues (Chambers & Chambers, 1889), classées en deux familles : les comètes à longue période (> 200 ans) dont l'orbite est presque parabolique et les comètes à courte période (< 200 ans) dont l'orbite est elliptique et associée à Jupiter, Saturne, Uranus ou Neptune (Roller, 1870).

Les années 50 marquent le début de l'ère actuelle avec les idées de Whipple, Oort et Kuiper. Whipple (1950) crée un modèle physique de noyau, dit modèle de *la boule de neige sale*, conglomerat de glaces et de matériaux météoritiques. Les glaces se subliment à l'approche du soleil, formant ainsi la queue si caractéristique des comètes. Oort (1950) s'attaque au problème de l'origine des comètes et propose la présence d'un nuage autour du soleil, situé entre 25 000 et 100 000 UA ($1 \text{ UA} = 150 \cdot 10^6 \text{ km}$), comme réservoir des comètes à longue période. Ce nuage, toujours hypothétique, porte aujourd'hui son nom : *nuage de Oort*. Kuiper (1951) et Edgeworth (1949) proposent la présence d'un second réservoir beaucoup plus proche, autour de 40 UA, résidu de la nébuleuse solaire primitive. Ce réservoir, appelé *ceinture de Kuiper*, est aujourd'hui bien établi et l'on dénombre à l'heure actuelle plus de 560 objets de Kuiper, appelés aussi TNO ("Trans-Neptunian Objects"). Le premier d'entre eux, 1992 QB1, a été découvert il y a seulement dix ans (Jewitt & Luu, 1993).

1.2 Etat actuel des connaissances

1.2.1 Origine des comètes

L'origine des comètes est directement liée à celle du système solaire. Le scénario actuel de formation du système solaire se compose de plusieurs étapes (e.g., Weidenschilling, 1997, et les références de l'article). D'abord, un nuage moléculaire en rotation lente est perturbé et s'effondre sous sa propre gravité pour former un disque chaud et épais de gaz et de poussière vaporisée. Ensuite le disque se refroidit, les poussières se condensent puis s'agglomèrent entre elles pour former des particules plus grosses. Ce processus d'accrétion se poursuit jusqu'à la formation de corps kilométriques, les planétésimaux. Les collisions entre les planétésimaux aboutissent à la formation de protoplanètes, par un processus d'avalanche : les planétésimaux les plus gros attirent plus de particules que les autres et

deviennent ainsi encore plus gros, etc... Les protoplanètes ainsi formées sont plus grosses si elles sont situées loin du Soleil, au-delà de la limite de sublimation de la glace d'eau, car les composés volatiles (essentiellement l'eau) s'y condensent et la matière accrétée y est ainsi plus abondante. Le puissant vent solaire qui règne à ce moment chasse le gaz loin du Soleil, là où les protoplanètes les plus massives peuvent le retenir et former ainsi des proto-Jupiter. Finalement, l'accrétion des protoplanètes dans le système solaire interne conduit à la formation des planètes telluriques et l'accrétion des proto-Jupiter dans le système solaire externe à celle des planètes géantes.

Les planétésimaux qui ne se sont pas accumulés dans les planètes au cours de ces différents processus sont représentés aujourd'hui par les géocroiseurs (NEO pour "Near-Earth Objects"), les astéroïdes, les Troyens, les comètes à courte et longue période, les Centaures et les objets trans-Neptuniens (TNO). Les astéroïdes et la plupart des NEO se sont formés en deçà de la limite de sublimation de la glace d'eau, située entre la ceinture d'astéroïdes et Jupiter, alors que les autres corps se sont formés au-delà de cette limite. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons aux comètes à courte et longue période et aux Centaures. Par la suite, nous désignerons les comètes à courte période par l'acronyme SPC ("Short Period Comet") et les comètes à longue période par l'acronyme LPC ("Long Period Comet").

Les comètes à longue période ont une période de révolution supérieure à 200 ans et proviennent du nuage de Oort, situé à plus de 10^4 UA du Soleil (Oort, 1950). Ce nuage est formé des planétésimaux qui ont été éjectés du système solaire au cours de sa formation, suite aux perturbations gravitationnelles des planètes géantes. Ces planétésimaux reviennent ensuite parfois dans le système solaire interne, sous forme de LPC, suite aux perturbations gravitationnelles d'autres étoiles (Schreier, 1979). Une fois injectées dans le système solaire interne, l'orbite des LPC peut se modifier et celles-ci peuvent devenir des comètes à courte période du type de Halley (Levison *et al.*, 2001). A l'heure actuelle, plus de 320 LPC sont répertoriées.

Les comètes à courte période ont une période de révolution inférieure à 200 ans et proviennent de la ceinture de Kuiper (Kuiper, 1951; Edgeworth, 1949), d'où elles s'échapperaient suite aux collisions des objets de Kuiper entre eux (Farinella & Davis, 1996). On divise habituellement la famille des comètes à courte période en deux sous-familles : (i) les comètes de la famille de Jupiter, dont la période de révolution est inférieure à 20 ans, et (ii) les comètes du type de Halley, dont la période de révolution est supérieure à 20 ans. Environ 155 comètes à courte période sont répertoriées à ce jour.

Les Centaures sont des objets de transition entre les TNO, situés au-delà de Neptune (30 UA) et les SPC de la famille de Jupiter définies précédemment. Leur orbite se situe donc entre Jupiter et Neptune. On dénombre à l'heure actuelle environ 120 Centaures. Pour information, les Centaures sont des êtres mi-homme/mi-cheval dans la mythologie grecque, et leur nom a été choisi en raison de la nature hybride mi-comète/mi-astéroïde de ces objets (e.g. 2060 Chiron, Kowal *et al.*, 1979).

Le scénario ci-dessus montre bien que les comètes sont des objets à l'histoire mouvementée dont l'orbite a été modifiée de nombreuses fois au cours du temps. En ce sens, leur étude est particulièrement intéressante puisqu'elles sont un excellent traceur de la formation et de l'évolution du système solaire.

1.2.2 Le noyau

Le noyau des comètes est le sujet principal de cette thèse. Les premiers véritables travaux sur la nature physique des noyaux cométaires sont ceux de Whipple (1950), qui suppose que le noyau est un conglomérat de glaces et de matériaux météoritiques. Dans les années 80, apparaît le concept du “rubble pile”, qui suppose que les noyaux sont formés de plusieurs blocs soudés entre eux (Weissman, 1986). L’avantage principal de ce concept est qu’il fournit une explication simple pour la fragmentation en petits morceaux du noyau des comètes, comme Shoemaker-Levy 9 (Shoemaker *et al.*, 1993) ou plus récemment 57P/du Toit-Neujmin-Delporte (Fernandez *et al.*, 2002). Une troisième idée présume que le noyau des comètes est différencié, avec un coeur plus dense, mais cela est peu probable car leur petite taille ne permet pas d’atteindre une pression et une température suffisante à l’intérieur pour liquéfier les matériaux réfractaires. Actuellement, la structure du noyau reste une inconnue. Les différents cas possibles sont illustrés par la **Figure 1.1**.

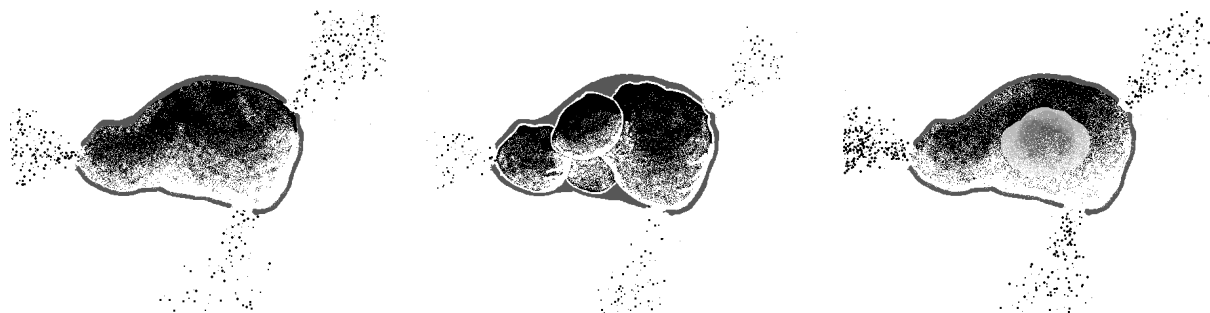


Figure 1.1 – Représentation schématique de différents types de noyau. A gauche, le noyau est monolithique. Au milieu, le noyau est composé de plusieurs blocs. A droite, le noyau est différencié avec un coeur plus dense. Source : page internet de D. Jewitt (<http://www.ifa.hawaii.edu/faculty/jewitt/comet.html>).

Les survols du noyau des comètes 1P/Halley et 19P/Borrelly par les sondes spatiales Giotto (en 1986) et Deep Space 1 (en 2001), sont actuellement notre meilleure source d’information sur la nature réelle des noyaux cométaires et forment l’essentiel de nos connaissances dans ce domaine (cf. **Figure 1.2**). Nous résumons ici les principaux résultats de ces missions (Keller *et al.*, 1987; Soderblom *et al.*, 2002) :

- Le noyau existe et il est solide.
- Sa forme est allongée : $16 \times 8.2 \times 8.5$ km pour 1P/Halley et $8 \times 4 \times 4$ km pour 19P/Borrelly.
- Son albédo est faible, ~ 0.04 pour 1P/Halley et ~ 0.02 pour 19P/Borrelly.
- Sa température de surface est élevée, ~ 400 K côté Soleil pour 1P/Halley.
- Sa densité est mal déterminée. Pour 1P/Halley, les résultats de Rickman *et al.* (1987) donnent une densité entre 300 et 700 kg m^{-3} , alors que ceux de Sagdeev *et al.* (1988) indiquent eux une valeur de $600_{-400}^{+900} \text{ kg m}^{-3}$.
- L’activité est confinée dans quelques régions actives situées côté jour, alors que la majeure partie du noyau (~ 80 %) est inactive et sans doute recouverte d’un manteau réfractaire.

Plus généralement, le rayon du noyau varie de quelques centaines de mètres, 600 m pour 46P/Wirtanen (Lamy *et al.*, 1998a), à quelques dizaines de kilomètres, 38 km pour C/1995 O1 Hale-Bopp (cf. chapitre 5). La période de rotation du noyau varie de quelques heures, 5.6 heures pour 31P/Schwassmann-Wachmann 2 (Luu & Jewitt, 1992), à quelques jours, 2.8 jours pour 109P/Swift-Tuttle (Boehnhardt & Birkle, 1994). L'état de rotation du noyau peut être excité, ou pas (Jorda & Gutiérrez, 2002). Enfin, son inertie thermique est estimée à $\sim 125 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ (Julian *et al.*, 2000), sans certitude.

La composition de la surface des SPC et des LPC est très mal connue car seulement trois noyaux de comètes ont été observés en spectroscopie ; il s'agit du noyau des comètes 28P/Neujmin 1 (Licandro *et al.*, 2002), 124P/Mrkos (Licandro *et al.*, 2002) et 90P/Gehrels 1 (Delahodde, communication privée). Sur ces trois comètes, aucune signature de la présence de molécules H_2O n'est visible, et sur les deux premières (28P/Neujmin 1 et 124P/Mrkos), le spectre est légèrement plus rouge que celui du Soleil. Néanmoins, les molécules détectées dans la coma des SPC et des LPC nous renseignent sur la composition du noyau, comme expliqué ci-après. Pour les Centaures, les observations spectroscopiques sont plus nombreuses et ont permis, entre autre, de détecter des bandes d'absorption à 1.5 et 2.0 μm dans le spectre des Centaures Chariklo (Brown, 2000) et Chiron (Foster *et al.*, 1999; Luu *et al.*, 2000), attribuables à la présence de glace d'eau à leur surface.

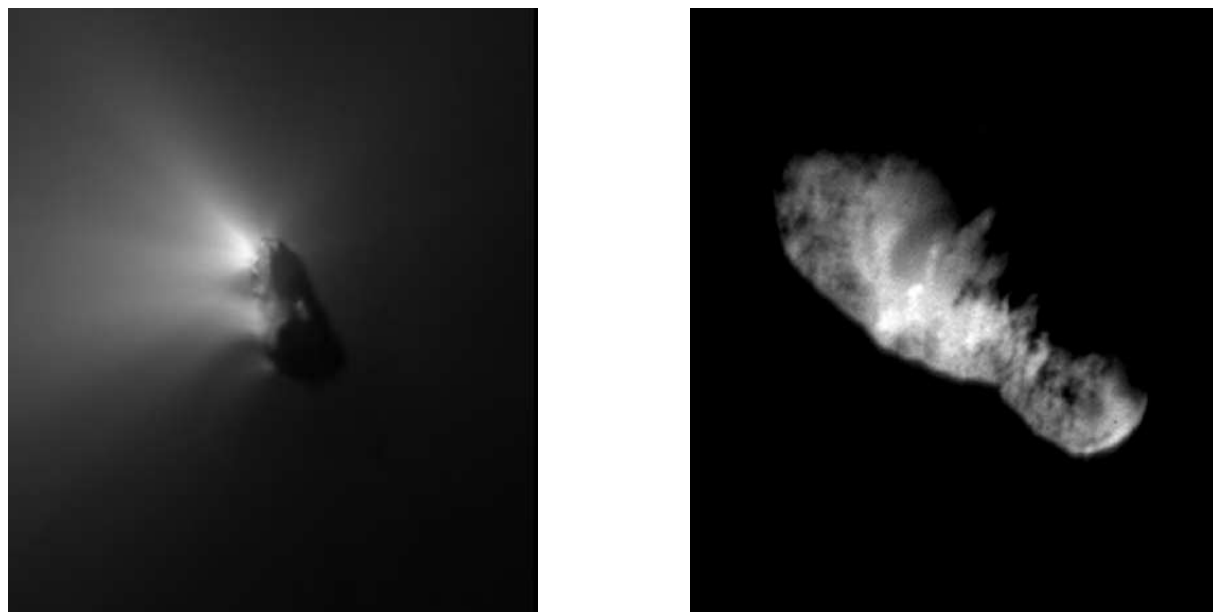


Figure 1.2 – À gauche, le noyau de la comète 1P/Halley (sonde Giotto, 1986) et à droite, celui de la comète 19P/Borrelly (sonde Deep Space 1, 2001).

1.2.3 La coma

La coma qui entoure le noyau des comètes est “la partie émergée de l’iceberg”, la seule directement observable depuis la Terre. Elle est composée du gaz et de la poussière émis

par le noyau lors de la sublimation de ses composés volatiles à l’approche du Soleil. Avec le passage de la comète Hale-Bopp (C/1995 O1) en 1995, la liste des molécules de gaz détectées dans la coma a considérablement augmenté, comme indiqué dans la **Table 1.1**. La coma est dominée par l’eau, le monoxyde et le dioxyde de carbone.

Molécule	Abondance [X]/[H ₂ O] [%]
H ₂ O	100
CO	23
CO ₂	6
CH ₄	0.6
C ₂ H ₂	0.1
C ₂ H ₆	0.3
CH ₃ OH	2.4
H ₂ CO	1.1
HCOOH	0.090
HCOOCH ₃	0.080
NH ₂ CHO	0.01-0.02
NH ₃	0.7
HCN	0.25
HNCO	0.10
HNC	0.035
CH ₃ CN	0.020
HC ₃ N	0.021
H ₂ S	1.5
SO	0.29
CS ₂	0.17
SO ₂	0.23
OCS	0.40
H ₂ CS	0.02

Table 1.1 – Abondance moléculaire de la comète Hale-Bopp (C/1995 O1) à ~1 UA du Soleil. Les abondance sont données relativement à celle de H₂O. D’après Bockelée-Morvan *et al.* (2000).

La détection directe de la molécule H₂O, constituant majoritaire des noyaux cométaires, a longtemps été impossible depuis la Terre à cause des bandes d’absorption de l’atmosphère, bien que leur présence était très fortement suggérée. Les observations in situ de 1P/Halley en 1987 ont d’ailleurs confirmé cette hypothèse. Les récents progrès dans ce domaine, en utilisant des spectromètres infrarouges haute-résolution au sol et les télescopes spatiaux dans l’infrarouge (ISO), le millimétrique (SWAS) et le domaine radio (Odin) permettent maintenant de détecter directement la molécule H₂O (Dello Russo *et al.*, 2002; Biver *et al.*, 2001; Mäkinen *et al.*, 2001a; Crovisier, 2000). Sa présence dans la coma implique que le noyau lui-même contient des molécules H₂O en surface, ou juste en-dessous.

La présence de molécules organiques (CHON) dans la coma, identiques à celles trouvées dans les glaces interstellaires, favorise le scénario selon lequel les matériaux volatils des

comètes se sont formés dans le milieu interstellaire et ont ensuite été très peu modifiés dans la nébuleuse solaire (Greenberg, 1982). Par ailleurs, les molécules organiques contiennent les éléments qui constituent les protéines et les acides aminés, les briques de la vie, et les comètes pourraient donc être à l'origine de la vie sur Terre.

La coma de poussière est composée des grains réfractaires qui sont éjectés de la surface du noyau au cours de la sublimation des matériaux volatiles. Les mesures in situ de la sonde Giotto ont détecté deux types de grains : (i) les grains légers dominés par les éléments C, H, O et N, et (ii) les grains riches en matériau minéral Na, Mg, Si, Fe et Ca. Ces types de grains se retrouvent dans la poussière interstellaire et dans les disques de poussière entourant certaines étoiles.

1.3 Motivations de la thèse

1.3.1 Questions ouvertes et objectifs

Les différents points que nous avons évoqués au cours de cette introduction laissent place à de nombreuses questions sans réponses. Nous présentons ici nos objectifs à travers quelques problématiques actuelles de l'étude des noyaux cométaires que nous allons aborder au cours de cette thèse.

Une des questions fondamentales pour comprendre la formation et l'évolution du système solaire est de savoir si les noyaux cométaires sont les objets primitifs datant de la formation du système solaire ou les fragments de collisions plus récentes parmi les TNO et les Centaures. Cette dernière hypothèse, appelée scénario collisionnel, implique une pente pour la fonction de distribution cumulée en taille des fragments de -2.5 (e.g., Davis *et al.*, 1985). La détermination de la taille actuelle des noyaux cométaires, combinée à un calcul de leur érosion passée doit donc nous permettre de remonter à leur distribution initiale en taille et de vérifier l'hypothèse du scénario collisionnel. C'est un des objectifs de cette thèse.

Une autre question est de comprendre comment le noyau des comètes peut à la fois être chaud (~ 400 K pour 1P/Halley) et très sombre alors qu'il contient beaucoup de glace d'eau. Cela semble a priori incompatible mais cette thèse apportera des éléments de réponse.

Ensuite, l'activité à la surface des noyaux cométaires n'est pas bien comprise. Est-elle réellement localisée à quelques zones actives? Pourquoi y-a-t-il des comètes avec jets et d'autres sans? Quels sont les processus qui contrôlent l'activité? Comment interpréter les variations d'activité avec la distance héliocentrique? L'activité observée peut-elle être reliée au scénario de formation et d'évolution des comètes? Quel peut-être le rôle d'une croûte? Nos réponses actuelles à ces questions, quand elles existent, sont largement biaisées par l'observation des comètes spectaculaires comme Hale-Bopp (C/1995 O1) et par les missions spatiales vers 1P/Halley et 19P/Borrelly. Ces comètes ne sont pas représentatives de la majorité des SPC dont le noyau est plus petit, de l'ordre de ~ 1 km (Lamy *et al.*, 2000, 2001). Par conséquent, cette thèse propose une étude approfondie des processus d'activité, pour comprendre les mécanismes qui entrent en jeu et surtout, donner une image plus représentative de la situation réelle, non biaisée.

Par ailleurs, les modèles utilisés actuellement pour interpréter les observations se heurtent tous au même problème : (i) soit le modèle prend en compte beaucoup de processus physiques et le nombre de ses paramètres est alors trop important pour permettre son utilisation d'une manière simple, rapide et efficace, (ii) soit le modèle fait des approximations grossières, qui sont très rarement justifiées et/ou vérifiées. Cette thèse étudie donc de façon rigoureuse l'influence des différents paramètres et processus physiques en fonction de la distance héliocentrique pour déterminer précisément quelles sont les approximations valables et celles qui ne le sont pas. L'objectif est de développer un modèle simple et cohérent.

De plus, la température à la surface du noyau, clé de voûte de toutes les interprétations infrarouges et des modèles du noyau en général, est mal déterminée. La température dépend, entre autres, de l'inertie thermique du noyau, qui est inconnue. Cette quantité physique doit donc être évaluée, ce qui sera fait au cours de cette thèse.

La réalisation d'un catalogue des propriétés physiques des noyaux cométaires est un outil essentiel pour s'attaquer à différents problèmes : l'origine des comètes comme indiqué plus haut, leur évolution, leurs relations avec les planétésimaux et notamment leur progéniteur et plus généralement tous les aspects des sciences cométaires où la connaissance des propriétés physiques du noyau est requise. Ce catalogue est actuellement en cours de réalisation (Lamy *et al.*, 2000, 2001). A ce titre, cette thèse est un atout précieux puisqu'elle présente, à travers l'étude de plusieurs noyaux cométaires de familles différentes, des méthodes pour mener à bien ce travail, notamment à partir des observations visibles, infrarouges et des mesures de taux de production H₂O.

Enfin, cette thèse s'inscrit pleinement dans le contexte des missions spatiales, et plus particulièrement la mission Rosetta (cf. annexe A). Cette mission, qui est très ambitieuse, s'attaque directement au problème de la nature physique des noyaux cométaires. Sa bonne préparation est primordiale pour garantir son succès et des études préliminaires approfondies sur les caractéristiques physico-chimiques des noyaux cométaires et sur leurs processus d'activité sont assurément nécessaires pour minimiser les risques et optimiser les observations. Nous présentons ici une étude approfondie de la comète 46P/Wirtanen, cible de la mission². Par ailleurs, le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, où a été réalisée cette thèse, est lui aussi fortement impliqué dans la mission Rosetta, à travers la réalisation de trois instruments : la NAC ("Narrow Angle Camera"), GIADA ("Grain Impact Analyser and Dust Accumulator") et CIVA ("Comet nucleus Visible and Infrared Analyser").

1.3.2 Présentation des chapitres

De manière générale en science l'interprétation d'une observation requiert un modèle théorique adapté. Dans le cadre de cette thèse nous nous sommes intéressés, entre autres, aux observations de la caméra ISOCAM de l'observatoire spatiale infrarouge ISO ("Infrared Space Observatory"). Cette caméra observe dans le domaine des longueurs d'onde de l'infrarouge thermique de 2.5 à 17 μm et mesure un flux thermique. Pour interpréter ces observations, il est nécessaire de développer un modèle, dit "thermique", donnant le flux thermique théorique de l'objet observé.

²Suite au report du lancement, la cible de la mission ROSETTA est susceptible d'être modifiée.

Le chapitre 2 présente les trois modèles thermiques de noyaux cométaires que nous avons développés pour interpréter les observations infrarouges, mais aussi les mesures de taux de production H_2O .

Le chapitre 3 explique quels sont les paramètres physiques du noyau que l'on peut contraindre en utilisant les modèles développés au chapitre 2, et présente les méthodes employées pour mener à bien ce travail.

Le chapitre 4 présente un modèle simple pour étudier la formation d'une croûte à la surface des noyaux cométaires, et montre quelques applications.

Le chapitre 5 contient les résultats de cette thèse, obtenus en appliquant les modèles et les méthodes des chapitres 2, 3 et 4 aux observations visibles, infrarouges, radios, spectroscopiques et aux mesures de taux de production du noyau des comètes Hale-Bopp (C/1995 O1), 55P/Tempel-Tuttle, 126P/IRAS, 103P/Hartley 2, 22P/Kopff, 46P/Wirtanen, IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1) et 2P/Encke, de celui des Centaures Chiron (2060) et Chariklo (1997 CU26) et de celui des comètes rasantes. Le type d'observation utilisé dépend de la comète étudiée.

Le chapitre 6 résume les différents résultats, en fait la synthèse et présente les perspectives.

Chapitre 2

Les modèles thermiques du noyau

Résumé

2.1	Introduction	11
2.2	Historique des modèles thermiques	12
2.3	Présentation de nos trois modèles thermiques	17
2.4	Les paramètres de nos modèles	35
2.5	Quantification des processus physiques	49
2.6	Lacunes et améliorations possibles de nos modèles thermiques	56
2.7	Application : l'érosion du noyau	58

Ce chapitre présente les trois modèles thermiques que nous avons développés au cours de cette thèse. Nous expliquons d'abord ce qu'est un modèle thermique et à quoi il sert, puis nous effectuons un historique, non exhaustif, des modèles contenant des avancées significatives. Ensuite, nous présentons les trois modèles thermiques que nous avons développés au cours de cette thèse avec une étude détaillée du choix et de l'influence de chaque paramètre. Nous étudions aussi l'influence et l'importance relative dans le bilan énergétique de surface des différents processus physiques que nous avons pris en compte, en fonction de la distance héliocentrique. Ensuite, nous présentons les lacunes et les améliorations possibles de nos modèles thermiques. Enfin, nous appliquons nos modèles au calcul de l'érosion du noyau.

2.1 Introduction

Un modèle thermique, comme son nom l'indique, modélise les processus physiques thermiques du noyau. Ces processus sont directement liés aux échanges thermiques entre les sources et les puits de chaleur. Dans le cas des noyaux cométaires, la source principale d'énergie est le Soleil. Cette énergie est d'autant plus grande que le noyau est situé près du Soleil. Les réactions exothermiques comme la cristallisation de la glace d'eau amorphe (Klinger, 1981), la condensation de vapeur, ou encore la radioactivité des matériaux réfractaires (Priainik & Podolak, 1995) peuvent être des sources de chaleur secondaires.

Les puits de chaleur sont le rayonnement thermique du noyau (lié à sa température) et les réactions endothermiques comme la sublimation des glaces. Les échanges de chaleur entre les sources et les puits se font par diffusion de la chaleur (conduction) et du gaz (convection et advection).

Un modèle théorique de ces différents processus physiques donne la température du noyau et par conséquent son flux thermique, ainsi que les taux de production des différents composés chimiques qui le composent. En comparant ces résultats aux mesures de flux thermiques et/ou aux mesures de taux de production, il devient possible de retrouver certains paramètres physiques du noyau, de comprendre et de quantifier les processus physiques qui entrent en jeu.

2.2 Historique des modèles thermiques

Comme nous l'avons vu dans l'introduction (cf. chapitre 1), le premier véritable modèle physique de noyau cométaire est celui de Whipple (1950). Nous commençons donc notre historique par ce modèle et nous le poursuivons jusqu'à aujourd'hui, de façon chronologique, en ne présentant que les modèles ayant permis des avancées significatives de l'étude du noyau et les plus cités dans la littérature. Les principales caractéristiques des différents modèles sont résumées dans la **Table 2.1**.

Whipple (1950) : ce modèle est le premier modèle physique de noyau mettant en jeu le processus de sublimation. Ce modèle se base sur les idées de Bobrovnikoff (1942) et Swings (1948) qui supposent que les radicaux CO, OH et NH observés dans le spectre des comètes proviennent de la photodissociation de composés parents comme CO₂, H₂O et NH₃, présents sous forme solide dans le noyau des comètes. Le modèle de Whipple, dit modèle de la "boule de neige sale", est donc un conglomerat de glaces CO₂, H₂O, NH₃, CH₄ et CO et de matériaux météoritiques. Les glaces se subliment à l'approche du Soleil, expliquant ainsi l'activité de la comète. Ce modèle, bien que sommaire et plutôt qualitatif que quantitatif contient la plupart des idées utilisées actuellement dans l'étude des noyaux cométaires.

Brin & Mendis (1979) : ce modèle est le premier à étudier la formation d'une croûte de matériaux réfractaires à la surface du noyau. Lors de la sublimation des glaces, le gaz s'échappe du noyau, emmenant avec lui les grains de poussières suffisamment légers. Les grains trop lourds restent en surface et forment une croûte de poussière. Le modèle étudie la formation de cette croûte et sa stabilité en fonction de la distance héliocentrique et du rapport poussière/gaz.

Plusieurs auteurs se sont aussi ensuite intéressés à l'étude d'une croûte : (i) Podolak & Herman (1985) ont étudié la stabilité de la croûte en fonction de sa conductivité thermique et du rapport gaz/poussière, (ii) Johnson *et al.* (1987) ont montré que les radiations des rayons cosmiques à la surface des objets du nuage de Oort pouvaient conduire à la formation d'une croûte de plusieurs mètres d'épaisseur, (iii) Rickman *et al.* (1990) ont étudié la stabilité de la croûte en fonction de la distance héliocentrique suivant l'obliquité, la forme et la période de rotation du noyau, et

(iv) Kuehrt & Keller (1994) se sont plus particulièrement intéressés à la force de cohésion du noyau et aux contraintes thermo-mécaniques subies par la croûte.

Klinger (1981) : l'auteur introduit un nouveau concept, la cristallisation de la glace d'eau amorphe. Lors de la formation du système solaire, les comètes qui se sont formées loin du Soleil, au-delà de Neptune, se trouvaient dans un environnement très froid (< 100 K) où la glace d'eau pouvait être sous forme amorphe. Lorsqu'une telle comète est injectée dans le système solaire interne (< 5 UA), l'augmentation de chaleur qui en résulte permet à la glace d'eau de passer de l'état amorphe à l'état cristallin ; ce processus est appelé cristallisation. Cette réaction exothermique est une nouvelle source de chaleur pour le noyau. Au vue de la lente progression de l'onde de chaleur dans le noyau, la glace d'eau amorphe, si elle est localisée en profondeur, est atteinte plusieurs mois après le passage au périhélie, ce qui pourrait expliquer les sursauts d'activité loin du Soleil, et notamment celui de la comète 1P/Halley à 14.3 UA (Prialnik & Bar-Nun, 1992), observé par West *et al.* (1991). La cristallisation de la glace amorphe dans les comètes est un phénomène qui n'a pas encore pu être vérifié par l'observation.

Fanale & Salvail (1984) : ce modèle est le premier à résoudre de façon rigoureuse à la fois les équations de diffusion de la chaleur et du gaz dans le noyau, et à prendre en compte les variations diurnes de température. Le modèle donne aussi des taux de production pour H_2O , CO_2 et pour la poussière et étudie la formation d'une croûte en surface. En revanche, il ne tient pas compte de la cristallisation de la glace d'eau amorphe dans les couches internes du noyau. Néanmoins, vue sa complétude, ce modèle a permis de grandes avancées, notamment sur l'étude de la distribution en longitude et en latitude de la température et des taux de production, en fonction de la distance héliocentrique et de l'obliquité du noyau.

Lebofsky & Spencer (1989) : ce modèle est particulier dans le sens où il a été développé pour les astéroïdes. Le noyau des astéroïdes étant inactif, ce modèle ne peut pas s'appliquer aux comètes, qui elles sont actives. Néanmoins, les observations de la comète 1P/Halley par la sonde Giotto en 1986 ont montré un noyau très sombre, avec un albédo géométrique de 0.04, semblable à certains astéroïdes de type C et actif sur moins de 15 % de sa surface (Keller *et al.*, 1987). Le modèle de Lebofsky & Spencer (1989), à priori inadapté aux comètes, se révèle donc utile en première approximation pour interpréter les observations d'un noyau que l'on suppose sombre et inactif. Il existe deux versions de ce modèle : le STM ("Standard Thermal Model") lorsque le noyau ne tourne pas ou si son pôle est face au Soleil et le ILM ("Iso-Latitude Model") lorsqu'il tourne très vite avec une obliquité nulle.

Mekler *et al.* (1990), Espinasse *et al.* (1991) et Tancredi *et al.* (1994) : ces trois modèles reprennent les processus physiques du modèle de Fanale & Salvail (1984) et ajoutent la cristallisation de la glace d'eau amorphe ainsi que la recondensation des gaz H_2O , CO et CO_2 . Il existe quelques différences entre ces trois modèles, notamment sur les régimes de diffusion du gaz ou sur la recondensation du CO dans les couche profondes, mais ces différences ne sont pas fondamentales. Ces modèles résolvent les équations de diffusion de la chaleur et du gaz uniquement dans le sens vertical et supposent que l'énergie reçue du Soleil est distribuée uniformément

sur toute la surface du noyau. Ces modèles ont permis de mieux comprendre les processus physiques à l'intérieur du noyau et ont fourni des prédictions, même si aucune n'a encore pu être vérifiée :

- le temps de cristallisation de toute la glace amorphe du noyau est évalué à plusieurs siècles.
- le CO et le CO₂ jouent un rôle important dans le processus de cristallisation en contrôlant la propagation de l'onde de chaleur dans les couches profondes.
- seule la couche supérieure (~ 1 mm) est responsable du flux de vapeur d'eau sortant du noyau. Dans les couches plus internes, ce flux est dirigé vers le centre du noyau et les molécules H₂O ne sortent pas. Le flux dépend fortement de la porosité du noyau.
- les couches supérieures du noyau (jusqu'à ~ 10 m) sont appauvries en matériaux volatiles et seul H₂O est présent alors que les couches internes sont enrichies, notamment en CO et CO₂.

NB : Le modèle thermique de Espinasse *et al.* (1991) a ensuite été repris et amélioré par Orosei *et al.* (1995) puis Capria *et al.* (1996).

Enzian *et al.* (1997) : ce modèle est le premier à proposer une approche multi-dimensionnelle pour la résolution numérique des équations de diffusion de la chaleur et du gaz. Les modèles précédents résolvaient les équations de diffusion uniquement dans le sens vertical, pour des raisons de temps de calcul. Le modèle de Enzian, mis en oeuvre sur un ordinateur Cray T3D, a permis une résolution rigoureuse des équations de diffusion en deux dimensions, verticale et latitude. Comme le modèle ne tient pas compte des échanges de chaleur en longitude et que cette troisième dimension longitudinale n'est assurée qu'artificiellement par la rotation du noyau (variations diurnes), on lui affecte la dimension $2\frac{1}{2}$. Ce modèle, qui prend aussi en compte la cristallisation de la glace d'eau amorphe est sans doute le plus abouti à ce jour ; une version pour un modèle irrégulier de noyau a même été développée (Enzian *et al.*, 1999a).

Le modèle a été appliqué à la comète 29P/Schwassmann-Wachmann 1 (Enzian *et al.*, 1997) pour simuler le taux de production de CO et donne des résultats en accord avec les observations. Il a aussi été appliqué à la comète Hale-Bopp (C/1995 O1) pour simuler les taux de production H₂O et CO (Enzian *et al.*, 1998). Les résultats sont en accord avec les mesures de CO mais nécessite d'introduire une source étendue autour du noyau (sublimation de grains de glace d'eau dans la coma) pour être en accord avec les mesures de H₂O. Enfin, le modèle a été appliqué à la comète 46P/Wirtanen mais les estimations de taux de production H₂O ne sont pas en accord avec les observations (Enzian *et al.*, 1999b).

Benkhoff (1999) : ce modèle se distingue des autres par le grand nombre de composés volatiles qu'il contient. Alors que les autres modèles tiennent compte essentiellement de H₂O et de CO, ce modèle ajoute sept autres composés : CO₂, CH₄, CH₃OH, NH₃, HCN, C₂H₂ et H₂S. Même si le fait d'ajouter plusieurs composés ne change pas la distribution de température en surface et les taux de production H₂O et CO (Benkhoff, 2002), ce modèle reste intéressant pour avoir une estimation des

taux de production de nombreuses molécules et pour comparer ces résultats aux observations.

Julian *et al.* (2000) : ce modèle a été développé pour étudier l'activité du noyau de la comète 1P/Halley. Il considère cinq zones actives localisées sur le noyau, contrairement aux autres modèles qui supposent tous une répartition uniforme des zones actives à la surface du noyau. Il étudie séparément le comportement thermique des zones actives et inactives ; de plus il inclut la diffusion de la chaleur dans le noyau. Les variations en position et en intensité des zones actives avec la distance héliocentrique et l'orientation du noyau sont prises en compte et le modèle donne des taux de production H_2O en accord avec les observations. Les modèles thermiques en accord avec les observations sont rares, ce qui donne beaucoup de crédit à celui-ci.

Une comparaison entre six modèles a été réalisée par Huebner *et al.* (1999). Il s'agit des modèles de Enzian *et al.* (1997), Benkhoff & Boice (1996), Coradini *et al.* (1997), Orosei *et al.* (1999), Prialnik (1992) et Kuehrt & Keller (1994). Ces modèles sont pour la plupart des variantes des modèles cités dans cet historique. Les principales conclusions de cette comparaison sont les suivantes :

- les modèles sont tous en bon accord pour la température de surface et le taux de production dans le cas d'un noyau simple composé uniquement de glace et qui ne tourne pas.
- si on fait tourner le noyau, il faut prendre en compte les variations diurnes ; des différences non négligeables apparaissent alors entre les modèles, notamment sur la température de surface. Cela indique des disparités dans la méthode de résolution des équations de diffusion de la chaleur et du gaz.
- si on ajoute une croûte de matériaux réfractaires à la surface du noyau, le taux de production d'eau diminue considérablement. D'autre part, il existe des différences d'un facteur dix entre les taux de production des différents modèles à l'aphélie.
- si on ajoute du CO au modèle, en plus de H_2O , les différences entre les modèles sont encore plus marquées, surtout à l'aphélie. Ceci est moins vrai si la surface est recouverte d'une croûte.

Finalement, cette comparaison montre combien il est difficile de modéliser les différents processus physiques des noyaux cométaires. Néanmoins, près du Soleil, à moins de 2 UA, les différences entre les différents modèles sont acceptables vu la difficulté de l'exercice imposé. D'autre part, la crédibilité des modèles thermiques paraît inversement proportionnelle à leur degré de complexité. Dans un cas simple, les modèles donnent tous des résultats identiques mais plus on ajoute de composés chimiques et de processus physiques, plus les différences sont grandes.

Référence	Composition	Diffusion de la chaleur	Diffusion du gaz	Taux de production ^c	Erosion	Formation croûte	Transition am./crist.	Remarques
Whipple (1950)	matériaux météoritiques, H ₂ O, NH ₃ , CH ₄ , CO ₂ , CO	verticale	non	global	oui	non	non	Modèle plus qualitatif que quantitatif
Brin & Mendis (1979)	poussières, H ₂ O, HCN, H ₂ C ₂	verticale	non	global	oui	oui	non	
Klinger (1981)	H ₂ O	verticale	non	non	non	non	oui	
Fanale & Salvail (1984)	poussière, H ₂ O, CO ₂	verticale + variations diurnes	oui ^a	local	non	oui	non	
Lebofsky & Spencer (1989)	poussière	non	non	non	non	non	non	modèle pour astéroïde
Mekler <i>et al.</i> (1990)	poussière, H ₂ O, CO	verticale	oui (Knudsen)	global	non	non	oui	
Espinasse <i>et al.</i> (1991)	poussière, H ₂ O, CO/CO ₂	verticale	oui ^a	global	oui	non	oui	
Tancredi <i>et al.</i> (1994)	poussière, H ₂ O, CO	verticale	oui (Knudsen)	global	oui	non	oui	
Enzian (1997)	poussière, H ₂ O, CO	verticale + latitude + variations diurnes	oui ^b	local	oui	non	oui	modèle 2D ¹ / ₂
Benkhoff (1999) et Benkhoff (2002)	poussière, H ₂ O, CO, CO ₂ , CH ₄ , CH ₃ OH, NH ₃ , HCN, C ₂ H ₂ et H ₂ S	verticale + variations diurnes	oui (Knudsen)	local	non	non	non	
Julian <i>et al.</i> (2000)	poussière, H ₂ O	verticale + variations diurnes	non	local (zone active)	non	non	non	régions active/inactive

^a visqueux, transitoire (paramétrisé), moléculaire (Knudsen)

^b visqueux, transitoire (Fick avec Chapman-Enskog), moléculaire (Knudsen)

^c Global signifie que le taux de production est supposé constant sur toute la surface

Local signifie que le taux de production varie localement et est calculé puis intégré sur chaque point de la surface

Table 2.1 – Principales caractéristiques des modèles thermiques de l'historique

2.3 Présentation de nos trois modèles thermiques

2.3.1 Généralités sur nos trois modèles thermiques

Les modèles présentés ci-dessus sont pour la plupart des modèles qui prennent en compte beaucoup de processus physiques, en surface et à l'intérieur du noyau, impliquant de nombreux paramètres mal déterminés et nécessitant un code numérique long à mettre en oeuvre et lourd en temps de calcul. L'interprétation des observations requiert un modèle souple, robuste et rapide, pouvant s'adapter facilement aux conditions observationnelles et être ajusté aux mesures de flux et de taux de production avec un minimum de paramètres. Les modèles précédents sont donc mal adaptés. De plus, les processus physiques pris en compte dans ces modèles étant nombreux, il est difficile d'étudier chacun des processus individuellement et d'en évaluer quantitativement son importance. Au vu de ces limites et suivant les conseils et l'expérience de A. Enzian dans ce domaine, nous avons développé des modèles thermiques de surface uniquement, en essayant de limiter au maximum le nombre de paramètres. Ainsi, nos modèles sont rapides, flexibles, facilement adaptables aux observations et peuvent être utilisés pour étudier l'évolution à long terme du noyau.

La ligne directrice pour le développement de nos trois modèles thermiques est la confrontation ultime entre les résultats des modèles thermiques et l'observation. Ces modèles doivent donc fournir la distribution en température à la surface du noyau pour calculer le flux thermique et le taux de production H_2O , qui sont des observables. Suivant cet objectif, nos modèles sont composés uniquement de matériaux réfractaires et de molécules H_2O et **nous ne nous intéressons qu'aux processus physiques de surface de premier ordre**, à savoir :

- (1) Ensoleillement : énergie reçue du Soleil
- (2) Rayonnement thermique du noyau, donné par la loi de Stefan-Boltzmann
- (3) Sublimation de la glace d'eau dans les zones actives
- (4) Diffusion de la chaleur : une partie de l'énergie reçue du Soleil est diffusée vers l'intérieur du noyau par conduction.

Dans le cas le plus général, le bilan énergétique de surface est donné par :

$$(1) = (2) + (3) + (4)$$

Nos modèles étant des modèles de surface, nous ne tenons pas compte de la cristallisation de la glace d'eau amorphe que nous supposons être déjà sous forme cristalline à la surface. Nous ne tenons pas compte non plus de la diffusion du gaz, les résultats de Mekler *et al.* (1990) ayant montré que tout le gaz sublimé en surface s'échappe du noyau et ne diffuse pas vers l'intérieur. La recondensation de la vapeur d'eau est prise en compte par l'intermédiaire du paramètre de recondensation α_R , introduit par Crifo (1987). La deuxième molécule la plus abondante sur les comètes après H_2O est CO (cf. **Table 1.1**, page 6). Néanmoins, d'après les résultats de Espinasse *et al.* (1991), le CO est absent de la surface et nous pouvons donc l'ignorer dans nos modèles thermiques ; le CO est beaucoup plus volatile que l'eau avec une température de vaporisation de 82 K contre 373 K pour l'eau sous 1 atmosphère au niveau de la mer (Weast *et al.*, 1975).

L'objectif est de limiter au maximum le nombre de paramètres de nos modèles thermiques de façon à étudier individuellement l'effet de chacun d'eux et à en déterminer sa valeur. Pour ce faire, nous faisons l'hypothèse d'un noyau sphérique. La surface du noyau est découpée en élément élémentaire de 1 degré carré, soit 360 éléments en longitude φ et 180 en latitude θ . Le noyau est fait de zones actives et inactives. Par la suite nous appellerons x le rapport entre la surface recouverte par des zones actives et la surface totale du noyau; x varie de 0 (noyau inactif) à 1 (noyau 100 % actif). Les zones actives sont composées d'un mélange microscopique de glace d'eau et de poussière de matériaux réfractaires alors que les zones inactives sont composées uniquement de poussière de matériaux réfractaires. Par la suite nous appellerons f la fraction volumique de glace d'eau dans le mélange glace-poussière des zones actives; f varie de 0 (pas de glace) à 1 (glace pure). Nos trois modèles thermiques se distinguent par la répartition à la surface des zones actives et la prise en compte, ou pas, de la conduction de la chaleur dans le noyau :

- Modèle thermique 1 : les zones actives sont peu étendues, nombreuses et réparties uniformément sur toute la surface du noyau. L'effet individuel de chaque zone active est moyenné sur toute la surface et n'est pas observable : la coma ne présente pas de structure (e.g. 46P/Wirtanen, Fink *et al.*, 1997). Ce modèle ne tient pas compte de la conduction de la chaleur dans le noyau.
- Modèle thermique 2 : ce modèle est identique au modèle thermique 1 mais prend en compte la conduction de la chaleur dans le noyau.
- Modèle thermique 3 : les zones actives sont étendues, peu nombreuses et localisées. La répartition des zones actives n'est pas uniforme. L'effet individuel de chaque zone active est observable et la coma présente des structures (e.g. 2P/Encke, Festou & Barale, 2000). Ce modèle ne tient pas compte de la conduction de la chaleur dans le noyau.

Soit r_n le rayon du noyau. Nous appelons "peu étendue" une zone dont la surface individuelle S_{ind} est très inférieure à la surface totale du noyau soit $S_{\text{ind}} = \varepsilon 4\pi r_n^2$ avec $10^{-8} < \varepsilon < 10^{-5}$ et "étendue" une zone dont la surface individuelle est inférieure à la surface totale du noyau soit $S_{\text{ind}} = \varepsilon 4\pi r_n^2$ avec $10^{-3} < \varepsilon < 10^{-1}$. Pour un rayon de 1 km, les zones dites peu étendues des modèles thermiques 1 et 2 sont donc de l'ordre de $\sim 0.1 \text{ m}^2$ à $\sim 100 \text{ m}^2$ et les zones dites étendues du modèle thermique 3 de l'ordre de $\sim 10^4 \text{ m}^2$ à $\sim 10^6 \text{ m}^2$. Nous présentons plus en détail chaque modèle dans les trois parties suivantes.

2.3.2 Le modèle thermique 1

2.3.2.1 Présentation

Dans ce modèle, la répartition des zones actives à la surface du noyau est uniforme. Une fraction x de la surface est recouverte par des zones actives et une fraction $(1 - x)$ par des zones inactives. Les zones actives sont petites et nombreuses. Une représentation schématique et simplifiée d'une petite aire du noyau, disons quelques dizaines de m^2 , est illustrée par la **Figure 2.1**. La surface entière du noyau est une répétition de ce motif macroscopique. En réalité la répartition en surface, la taille et la forme des zones actives sont

sûrement plus aléatoires mais le concept reste le même. Les zones actives sont composées d'un mélange microscopique de glace d'eau et de poussière de matériaux réfractaires. Le modèle ne tient pas compte de la conduction de la chaleur dans le noyau et des variations diurnes de température. Par conséquent, ce modèle représente un noyau dont la période de rotation est nulle et l'obliquité quelconque, ou un noyau dont la période de rotation est quelconque et l'axe de rotation dirigé vers le Soleil. Pour simplifier les calculs nous avons opté pour une obliquité nulle.

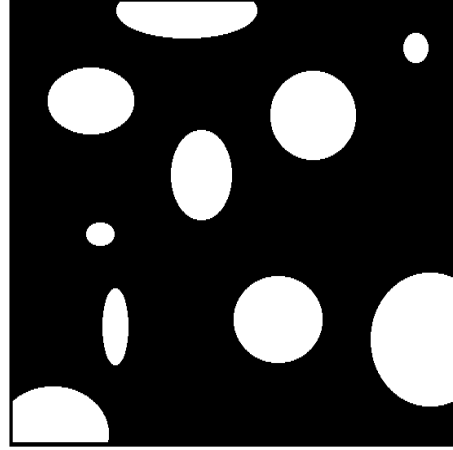


Figure 2.1 – Représentation schématique d'une dizaine de mètres carrés de surface des modèles thermiques 1 et 2. Les parties noires représentent les zones inactives et les parties blanches les zones actives. La surface entière du noyau est une répétition de ce motif macroscopique.

2.3.2.2 Distribution de température à la surface

Nous présentons ici ce qui constitue le coeur de notre modèle thermique, à savoir la distribution de température en (θ, φ) à la surface du noyau. Comme nous l'avons vu précédemment, ce modèle est une mosaïque de zones actives et inactives réparties uniformément à la surface du noyau. Le modèle thermique se compose donc de deux distributions de température : une pour les zones inactives et une pour les zones actives. Nous obtenons le bilan énergétique de surface suivant pour les zones inactives :

$$\begin{aligned} \text{Ensoleillement} &= \text{Rayonnement} \\ (1 - A) \frac{F_{\odot}}{R_h^2} \cos z &= \eta \epsilon \sigma T^4 \end{aligned} \quad (2.1)$$

et pour les zones actives :

$$\begin{aligned} \text{Ensoleillement} &= \text{Rayonnement} + \text{Sublimation} \\ (1 - A) \frac{F_{\odot}}{R_h^2} \cos z &= \eta \epsilon \sigma T^4 + f(1 - \alpha_R)L(T)Z(T) \end{aligned} \quad (2.2)$$

où $A = p_v * q$ est l'albédo de Bond, produit de l'albédo géométrique p_v par l'intégrale de phase q , F_{\odot} [W m^{-2}] est le flux reçu du Soleil à 1 UA, R_h [UA] est la distance héliocentrique, z est l'angle entre le point considéré à la surface et le point sub-solaire, η est le "beaming

factor” introduit par Lebofsky & Spencer (1989), ϵ est l’émissivité infrarouge du noyau, $\sigma=5.67 \cdot 10^{-8} \text{ J K}^{-4} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ est la constante de Stefan-Boltzmann, $T \text{ [K]}$ est la température de surface, f est la fraction volumique de glace d’eau dans les zones actives qui est supposée constante sur tout le noyau, α_R est un paramètre introduit par Crifo (1987) pour prendre en compte la recondensation d’une partie de la glace d’eau en surface, $L(T) \text{ [J kg}^{-1}\text{]}$ est la chaleur latente de sublimation de la glace d’eau et $Z(T) \text{ [kg s}^{-1} \text{ m}^{-2}\text{]}$ est le taux de sublimation H_2O par unité de surface.

Pour la chaleur latente de sublimation de la glace d’eau $L(T)$, nous utilisons la formule de Delsemme & Miller (1971) largement utilisée dans la littérature (Fanale & Salvail, 1984; Enzian, 1997) :

$$L(T) = 2.888 * 10^6 - 1116 * T \quad (2.3)$$

Le taux de production de molécules H_2O $Z(T)$ est donné par :

$$Z(T) = P_v(T) \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \quad (2.4)$$

où $M=18 \text{ g mol}^{-1}$ est la masse molaire moléculaire de l’eau et $R=8.314 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ est la constante des gaz parfaits. La pression de vapeur saturante de l’eau $P_v(T) \text{ [Pa]}$ est donnée par (Fanale & Salvail, 1984; Skorov *et al.*, 1999) :

$$P_v(T) = A \exp\left(\frac{-B}{T}\right) \quad (2.5)$$

où $A=3.56 \cdot 10^{12} \text{ Pa}$ et $B=6162 \text{ K}$. Les valeurs numériques des autres paramètres sont données dans la section 2.4.

Le point sub-solaire étant par définition en $(0, 0)$, l’angle zénithal z est relié aux coordonnées (θ, φ) du point considéré par :

$$\cos z = \cos \theta \cos \varphi \quad (2.6)$$

Les Eq.(2.1) et (2.2) sont résolues par dichotomie pour obtenir la température T .

La **Figure 2.2** représente la distribution de température à la surface des zones inactives et la **Figure 2.3** celle des zones actives, dans le cas d’un noyau situé à 1 UA du Soleil. Dans les zones actives, $f=1$. Les autres paramètres sont donnés par la **Table 2.6** (page 48). La température dans les zones actives est plus basse que dans les zones inactives, à cause de la sublimation de la glace d’eau qui est un puits de chaleur supplémentaire. Comme ce modèle ne tient pas compte de la conduction de la chaleur dans le noyau, l’inertie thermique est nulle et la température est nulle du côté nuit ($\varphi > 90^\circ$); d’autre part, la distribution de température est symétrique en z par rapport au point sub-solaire $(0, 0)$.

2.3.2.3 Le flux thermique

Le flux thermique $F_\nu(\lambda) \text{ [Jy}=10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}\text{]}$ d’un noyau non résolu, calculé à la longueur d’onde λ par un observateur situé à la distance Δ , est l’intégrale sur le noyau de la fonction de Planck $B_\nu(\lambda, T)$ où T est la température de surface au point de coordonnées (θ, φ) donnée par l’Eq.(2.1) pour les zones inactives et par l’Eq.(2.2) pour les zones actives :

$$F_\nu(\lambda) = \epsilon \int \int B_\nu[\lambda, T(\theta, \varphi)] \Omega_s dS \quad (2.7)$$

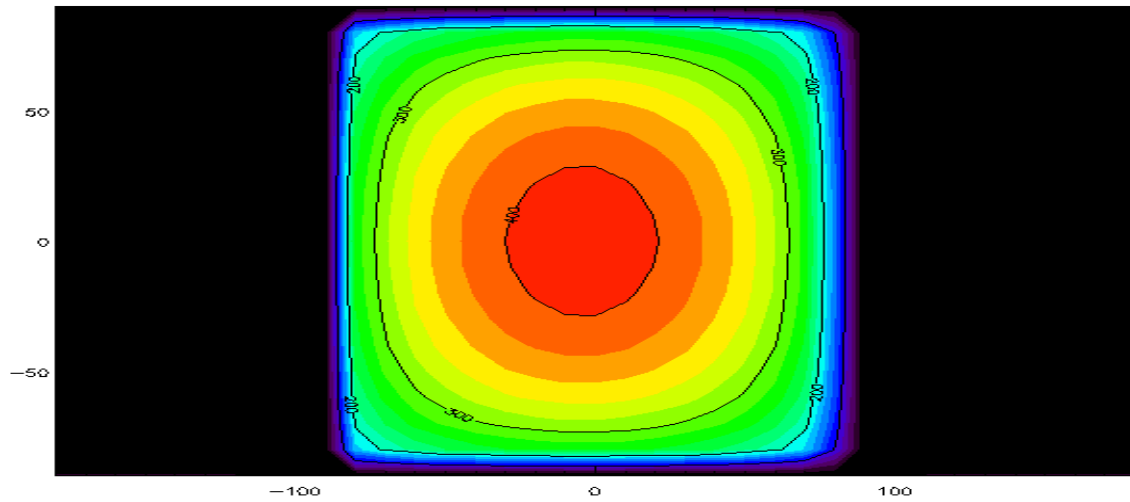


Figure 2.2 – Distribution de température à la surface des zones inactives du modèle thermique 1. La température est calculée par l'Eq. (2.1) avec les paramètres de la **Table 2.6**, dans le cas d'un noyau situé à 1 UA.

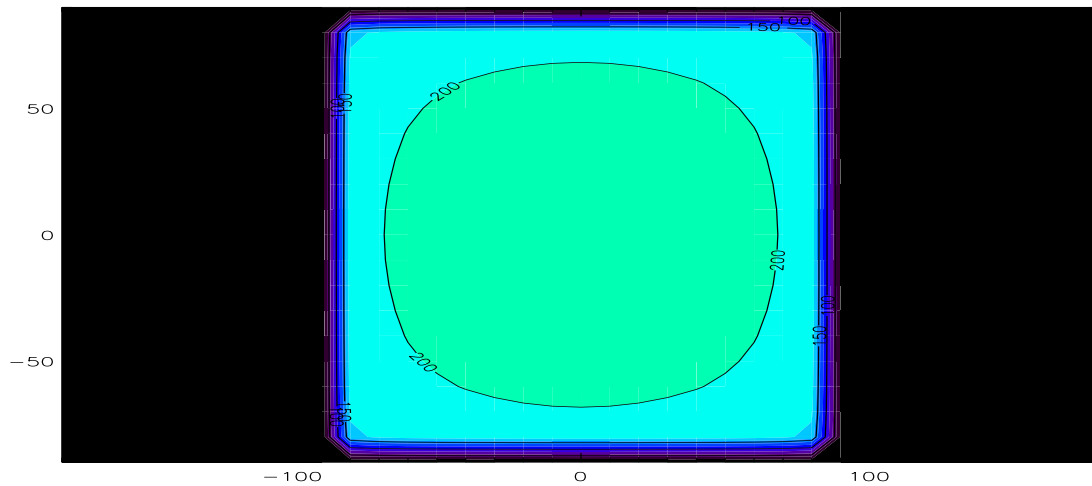


Figure 2.3 – Distribution de température à la surface des zones actives du modèle thermique 1. La température est calculée par l'Eq. (2.2) avec les paramètres de la **Table 2.6** et $f=1$, dans le cas d'un noyau situé à 1 UA.

L'angle solide Ω_s est donné par :

$$\Omega_s = \frac{1}{\Delta^2} \cos \theta \cos(\varphi - \alpha) \quad (2.8)$$

et l'élément infinitésimal de surface dS par :

$$dS = r_n^2 \cos \theta d\theta d\varphi \quad (2.9)$$

où α est l'angle de phase entre le Soleil, la comète et l'observateur et r_n [m] est le rayon du noyau de la comète. La fonction de Planck $B_\nu(\lambda, T)$ est donnée par :

$$B_\nu(\lambda, T) = \frac{2hc}{\lambda^3} \frac{1}{\exp\frac{hc}{\lambda k_B T} - 1} \quad (2.10)$$

où $h=6.626076 \times 10^{-34}$ Js est la constante de Planck, $c=2.997925 \times 10^8$ m s⁻¹ est la vitesse de la lumière dans le vide et $k_B=1.380658 \times 10^{-23}$ JK⁻¹ est la constante de Boltzmann. Nous calculons le flux thermique par une intégrale double en θ et φ sur l'hémisphère du noyau visible par l'observateur, c'est-à-dire satisfaisant la condition $\cos(\varphi - \alpha) > 0$.

Notre définition du flux thermique suppose que l'angle de phase est un décalage suivant le sens positif des longitudes ($\varphi - \alpha$), ce qui suppose que l'observateur est dans le plan équatorial de la comète. Etant donné la symétrie en z par rapport au point sub-solaire de la distribution en température, cette hypothèse peut toujours être satisfaite artificiellement en choisissant la bonne obliquité pour le noyau.

Nous obtenons ainsi deux flux thermiques, un pour les zones inactives noté F_{inactif} et un pour les zones actives noté F_{actif} . Le flux thermique total réel du noyau est donné par :

$$F_{\text{total}} = (1 - x)F_{\text{inactif}} + xF_{\text{actif}} \quad (2.11)$$

où x est la fraction surfacique de zones actives.

Remarque : la méthode que nous employons ici donne la valeur exacte du flux thermique, sans introduire de fonction de phase thermique $\phi(\alpha)$. La fonction de phase thermique souvent utilisée (e.g., Fernández *et al.*, 2000; Lebofsky *et al.*, 1986) donne le flux thermique $F(\alpha)$ pour un angle de phase α en fonction du flux thermique à angle de phase nul $F(0)$:

$$F(\alpha) = F(0)\phi(\alpha) = F(0)10^{-0.4\alpha\beta_T} \quad (2.12)$$

où β_T [mag/deg] est le coefficient d'atténuation du flux thermique. Suivant les travaux de Fernández *et al.* (2000) sur la comète 2P/Encke, nous avons choisi deux valeurs pour β_T : 0.005 et 0.017 mag/deg. Comme illustré par la **Figure 2.4**, $\beta_T = 0.005$ mag/deg donne une approximation acceptable du flux thermique pour des angles de phase inférieurs à 40°. En revanche, $\beta_T = 0.017$ mag/deg donne une approximation grossière pour des angles de phase inférieurs à 100° avec une erreur pouvant atteindre un facteur 2. Au-delà de 40° pour $\beta_T = 0.005$ mag/deg et au-delà de 100° pour $\beta_T = 0.017$ mag/deg, l'approximation n'est plus valable et seul le calcul numérique donne un résultat correct. Il apparait donc plus judicieux de procéder à un calcul rigoureux du flux thermique, qui restera valable quel que soit l'angle de phase.

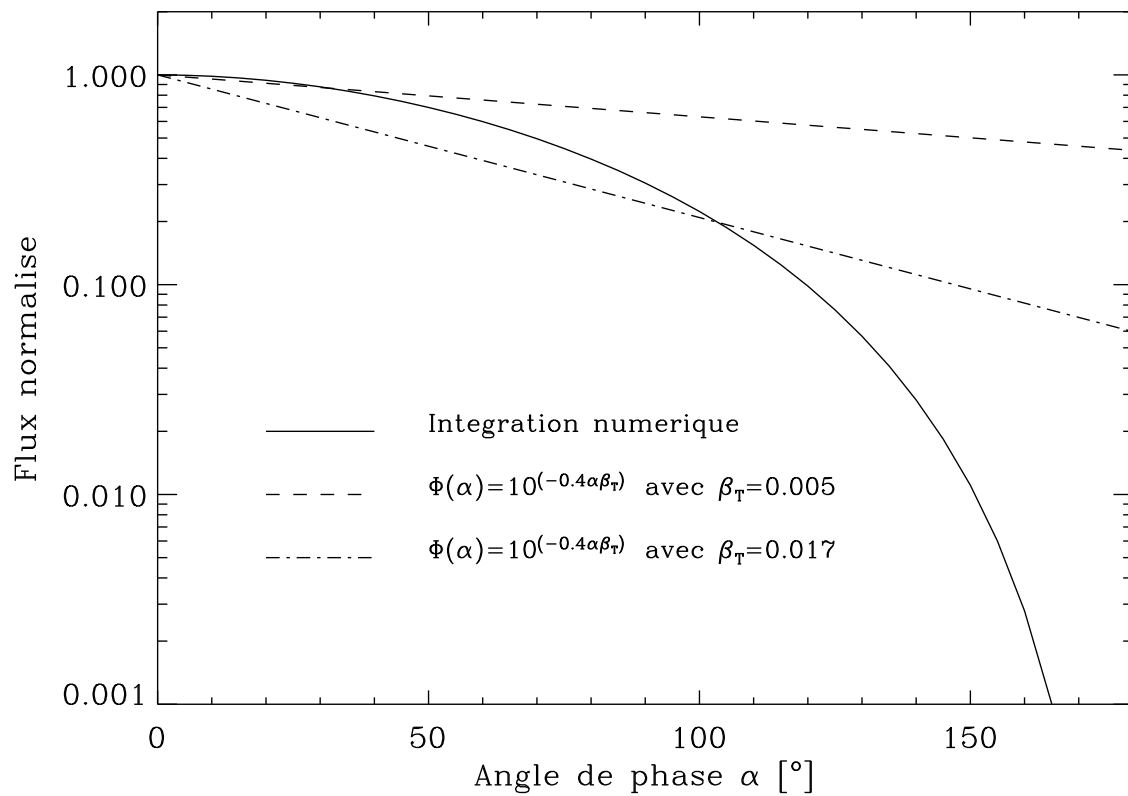


Figure 2.4 – Variation du flux thermique avec l’angle de phase résultant d’une double intégration de la densité de flux sur la partie du noyau visible par l’observateur. Nous avons tracé deux fonctions de phase thermiques standard pour comparaison.

2.3.2.4 Le taux de production d'eau

Le taux de production d'eau $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ résulte de la sublimation de la glace d'eau dans les zones actives du noyau. Ces zones actives recouvrent une fraction x de la surface. D'autre part, seule une fraction volumique f de ces zones actives est composée de glace d'eau, le reste étant de la poussière. Nous calculons le taux de production d'eau total du noyau par intégration sur toute la surface des taux de production en chaque point (θ, φ) par :

$$\begin{aligned} (Q_{\text{H}_2\text{O}})_{\text{total}} &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{-\pi}^{\pi} Q_{\text{H}_2\text{O}}(\theta, \varphi) r_n^2 \cos \theta d\varphi d\theta \\ &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_{-\pi}^{\pi} x f (1 - \alpha_R) Z[T(\theta, \varphi)] r_n^2 \cos \theta d\theta d\varphi \end{aligned} \quad (2.13)$$

où Z est donné par l'Eq. (2.4) et $T(\theta, \varphi)$ par l'Eq. (2.2).

2.3.3 Le modèle thermique 2

2.3.3.1 Présentation

Ce modèle reprend les concepts du modèle thermique 1 en ajoutant la conduction de la chaleur dans le noyau. La surface est donc une mosaïque de zones actives et inactives petites et nombreuses réparties uniformément à la surface du noyau (cf. **Figure 2.1**). La conduction de la chaleur dans le noyau permet de tenir compte des variations diurnes de température et la rotation du noyau joue ici un rôle primordial. De façon à simplifier la résolution numérique des équations de la chaleur, seule la dimension verticale est prise en compte et l'axe de rotation du noyau est choisi perpendiculaire au plan orbital, ce qui veut dire que l'obliquité du noyau est nulle. Le point sub-solaire est par définition le point de coordonnées $(0, 0)$.

2.3.3.2 Distribution de température à la surface

Bilans énergétiques de surface : nous reprenons les bilans énergétiques de surface du modèle thermique 1 en ajoutant la conduction verticale de la chaleur dans le noyau. Nous obtenons le bilan suivant pour les zones inactives :

$$\text{Ensoleillement} = \text{Rayonnement} + \text{Conduction} \quad (2.14)$$

$$(1 - A) \frac{F_{\odot}}{R_h^2} \cos z = \eta \epsilon \sigma T^4 + \kappa \frac{\partial T}{\partial d} \Big|_{d=0}$$

et pour les zones actives :

$$\text{Ensoleillement} = \text{Rayonnement} + \text{Sublimation} + \text{Conduction} \quad (2.15)$$

$$(1 - A) \frac{F_{\odot}}{R_h^2} \cos z = \eta \epsilon \sigma T^4 + f(1 - \alpha_R) L(T) Z(T) + \kappa \frac{\partial T}{\partial d} \Big|_{d=0}$$

où κ [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$] est la conductivité thermique du noyau et d [m] mesure la profondeur. Les autres paramètres sont les mêmes que précédemment.

Résolution numérique des Eq. (2.14) et (2.15) : nous devons introduire l'équation de diffusion de la chaleur à une dimension, dépendante du temps, pour évaluer le terme $\kappa \frac{\partial T}{\partial d} \Big|_{d=0}$:

$$\rho C \frac{\partial T(d, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial d} \left(\kappa \frac{\partial T(d, t)}{\partial d} \right) \quad (2.16)$$

où ρ [kg m^{-3}] est la densité du noyau et C [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$] sa chaleur spécifique. Nous effectuons le changement de variable suivant :

$$y = \frac{d}{\xi} \quad \text{avec} \quad \xi = \sqrt{\frac{2\kappa}{\rho C \omega}} \quad (2.17)$$

ξ [m] est la longueur caractéristique de l'onde de chaleur : en régime stationnaire, l'amplitude de l'onde de chaleur est divisée d'un facteur e ($=2.71828\dots$) entre la profondeur d et $d + \xi$. $\omega = 2\pi/P_n$ [rad s^{-1}] est la pulsation du noyau avec P_n [s] sa période de rotation. En utilisant ce changement de variable, l'Eq. (2.14) devient l'Eq. (2.18), l'Eq. (2.15) devient l'Eq. (2.19) et l'Eq. (2.16) devient l'Eq. (2.20) :

$$(1 - A) \frac{F_{\odot}}{R_h^2} \cos z = \eta \epsilon \sigma T^4(0, t) + \sqrt{\frac{\omega}{2}} \sqrt{\kappa \rho C} \frac{\partial T(0, t)}{\partial y} \quad (2.18)$$

$$(1 - A) \frac{F_{\odot}}{R_h^2} \cos z = \eta \epsilon \sigma T^4(0, t) + f(1 - \alpha_R) L(T(0, t)) Z(T(0, t)) + \sqrt{\frac{\omega}{2}} \sqrt{\kappa \rho C} \frac{\partial T(0, t)}{\partial y} \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial T(y, t)}{\partial t} = \frac{\omega}{2} \frac{\partial^2 T(y, t)}{\partial y^2} \quad (2.20)$$

Nous résolvons les Eq. (2.18), (2.19) et (2.20) en utilisant la méthode des éléments finis, adaptée de Spencer *et al.* (1989). Avec cette méthode, l'Eq. (2.20) devient l'Eq. (2.21) :

$$T(y, t + dt) = T(y, t) + \frac{\omega}{2} \frac{dt}{dy^2} \left[T(y + dy, t) + T(y - dy, t) - 2T(y, t) \right] \quad (2.21)$$

où dt est le pas d'incrément en temps et dy celui en profondeur. dt et dy sont choisis suffisamment petits pour assurer une bonne convergence du programme. Typiquement, $dt = P_n/10000$ et $dy = 0.1$. Les conditions aux limites en surface, données par l'Eq. (2.18) pour les zones inactives et par l'Eq. (2.19) pour les zones actives, deviennent respectivement (2.22) et (2.23) :

$$\begin{aligned} T(0, t + dt) &= T(0, t) + \frac{\omega dt}{dy^2} \left[T(dy, t) - T(0, t) \right] \\ &\quad - 2 \frac{\sqrt{2\omega} dt}{\sqrt{\kappa \rho C} dy} \left[\eta \epsilon \sigma T^4(0, t) - (1 - A) \frac{F_{\odot}}{R_h^2} \cos z \right] \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} T(0, t + dt) &= T(0, t) + \frac{\omega dt}{dy^2} \left[T(dy, t) - T(0, t) \right] - 2 \frac{\sqrt{2\omega} dt}{\sqrt{\kappa \rho C} dy} \left[\eta \epsilon \sigma T^4(0, t) \right. \\ &\quad \left. + f(1 - \alpha_R) L(T(0, t)) Z(T(0, t)) - (1 - A) \frac{F_{\odot}}{R_h^2} \cos z \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

Quand le temps t augmente, le noyau tourne sur lui-même et le point considéré à la surface se déplace en longitude grâce à l'hypothèse de l'obliquité nulle du noyau. L'angle zénithal z est donc relié au temps t et à la longitude φ par :

$$\cos z = \cos \omega t \cos \theta = \cos \varphi \cot \theta \quad (2.24)$$

où θ est la latitude du point considéré à la surface. En appliquant cette méthode à toutes les latitudes, nous obtenons la distribution en température sur toute la surface du noyau.

La condition aux limites à l'intérieur du noyau est que le flux de chaleur est nul à partir d'une certaine profondeur l , soit :

$$\left. \frac{\partial T(y, t)}{\partial y} \right|_{y=l} = 0 \quad (2.25)$$

Cette condition implique $T(l)=\text{constante}$ et nous devons choisir à la fois la profondeur l et la température à cette profondeur $T(l)$ de façon à assurer la convergence de notre programme.

Choix de l : en régime stationnaire, l'amplitude A de l'onde de chaleur décroît exponentiellement avec la profondeur y soit $A(y) = A(0) \exp(-y)$. Nous choisissons une profondeur $y = 12$ pour l (en unité de ξ [m] avec le changement de variable (2.17)), ce qui correspond à une diminution de l'amplitude de chaleur et donc des variations diurnes de température d'un facteur $\exp(-12)$ soit 10^{-5} . Pour $A(0) \sim 400$ K (variations diurnes maximales à 1 UA dans les zones inactives), en $y = 12$, les variations diurnes de température ne sont plus que de ~ 0.002 K, ce qui est une approximation suffisante de $T(l)=\text{constante}$ dans notre cas pour assurer la convergence. Une valeur de l supérieure ne change pas la température de surface.

Choix de $T(l)$: nous voulons que $T(l)$ soit égale à la température moyenne diurne à la surface du noyau pour un parallèle donné, de façon à équilibrer le bilan énergétique diurne sur chaque parallèle (autant d'énergie absorbée côté jour qu'émission côté nuit). Une température $T(l)$ trop grande ou trop faible augmente ou diminue la température moyenne diurne de surface et conduit à un déséquilibre entre le flux absorbé et le flux émis à la surface, ce qui n'est pas réaliste. Nous choisissons une température de départ $T(l)$ quelconque que nous corrigeons jusqu'à ce que le bilan énergétique diurne de surface soit équilibré ; 5 à 8 corrections suffisent la plupart du temps.

Finalement, nous remarquons que la résolution des Eq.(2.22) et (2.23) ne fait intervenir que les paramètres physiques du noyau ω et le produit $\kappa\rho C$. Nous définissons l'inertie thermique $I = \sqrt{\kappa\rho C}$ [$\text{J K}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1/2}$]. I et ω sont alors les deux seuls paramètres nécessaires à la résolution des Eq.(2.14) et (2.15) et à l'obtention de la distribution de température à la surface du noyau du modèle thermique 2.

La **Figure 2.5** représente la distribution de température à la surface des zones inactives et la **Figure 2.6** celle à la surface des zones actives, dans le cas d'un noyau situé à 1 UA du Soleil. Dans les zones actives, $f=1$. Les autres paramètres sont ceux de la **Table 2.6** (page 48) avec une inertie thermique de $500 \text{ J K}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1/2}$ et une période de rotation de 10 heures. Nous avons choisi une valeur élevée pour l'inertie thermique de façon à mieux mettre en évidence les différences entre ce modèle et le modèle thermique 1.

Une partie de l'énergie absorbée le jour est restituée la nuit et la température du côté nuit n'est donc pas nulle comme dans le modèle thermique 1. De plus, la température au point sub-solaire est plus faible dans les zones inactives que dans le modèle 1 (370 K contre 414K) car une partie de l'énergie solaire est utilisée pour la conduction de la chaleur et non plus pour chauffer le noyau. D'autre part, le point sub-solaire est toujours en (0,0) par définition mais le point le plus chaud est décalé de $\sim 20^\circ$ en longitude dans le sens des longitudes positives, qui est aussi le sens de rotation du noyau par définition dans notre modèle. Ce décalage est la conséquence de l'inertie thermique qui retarde le réchauffement du noyau, et la surface atteint sa température maximale un peu après midi. Les effets de l'inertie thermique sont étudiés plus en détail dans la partie 2.4.9.

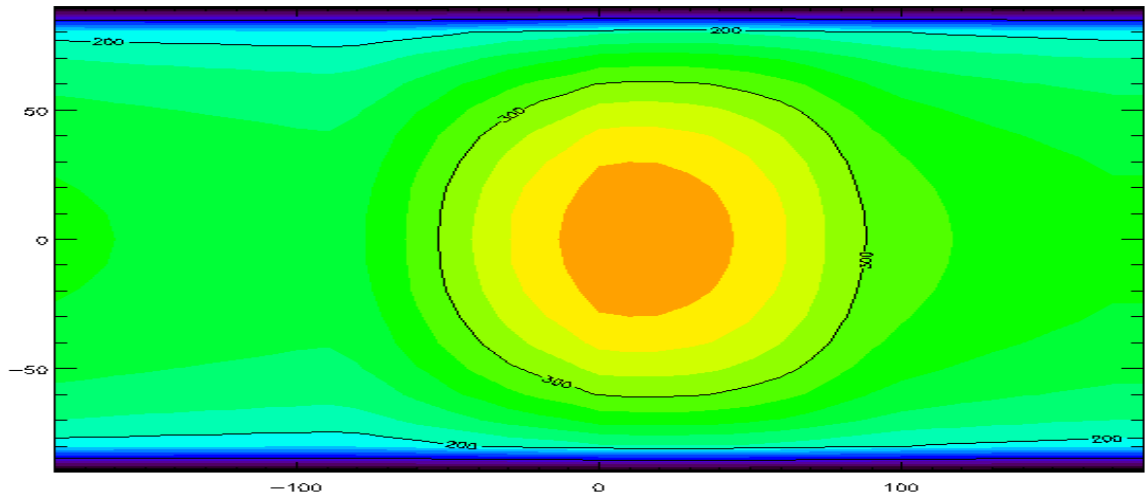


Figure 2.5 – Distribution de température à la surface des zones inactives du modèle thermique 2. La température est calculée par l'Eq. (2.14) avec les paramètres de la **Table 2.6**, dans le cas d'un noyau situé à 1 UA. L'inertie thermique vaut $500 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ et la période de rotation 10 heures.

2.3.3.3 Le flux thermique

Nous calculons le flux thermique de la même façon que pour le modèle thermique 1, en utilisant l'Eq. (2.7). La température T est donnée par l'Eq. (2.14) pour les zones inactives et par l'Eq. (2.15) pour les zones actives, le flux total du noyau par l'Eq. (2.11).

Néanmoins, dans le cas présent, la distribution de température n'est pas symétrique en z par rapport au point sub-solaire : le point le plus chaud est décalé en longitude, dans le sens des longitudes positives, comme nous l'avons vu précédemment. L'orientation de l'angle de phase α est alors primordiale :

- 1 - Si l'observateur est dans le plan équatorial (latitude 0°), suivant l'orientation de α dans le sens des longitudes positives ou négatives, le flux thermique est différent, car l'observateur ne voit pas une distribution de température identique. Le flux dépend alors du sens de rotation du noyau (horaire ou anti-horaire).

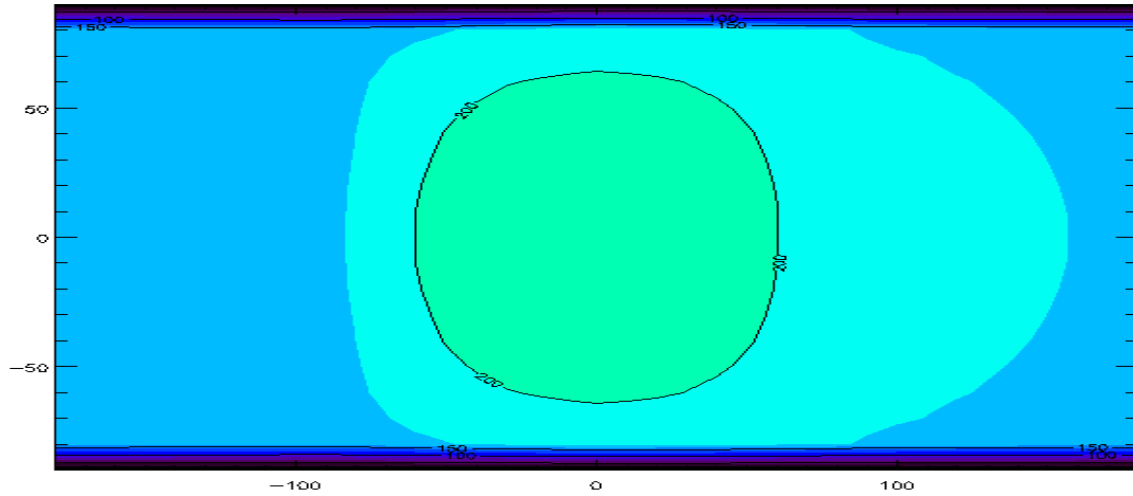


Figure 2.6 – Distribution de température à la surface des zones actives du modèle thermique 2. La température est calculée par l’Eq. (2.15) avec les paramètres de la **Table 2.6** et $f = 1$, dans le cas d’un noyau situé à 1 UA. L’inertie thermique vaut $500 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ et la période de rotation 10 heures.

- 2 - Si l’observateur n’est pas dans le plan équatorial, l’angle de phase n’est plus un simple décalage en longitude ($\varphi - \alpha$) : un décalage en latitude apparaît aussi. Dans un cas extrême, α peut être un décalage en latitude uniquement. Il n’est pas possible, comme pour le modèle thermique 1, de changer artificiellement l’axe de rotation du noyau pour se ramener dans le plan équatorial, celui-ci étant imposé (obliquité nulle) pour la résolution numérique des Eq. (2.14) et (2.15).

Pour étudier ces deux effets, nous avons calculé le flux thermique à $10 \mu\text{m}$ de la distribution de température de la **Figure 2.5**, en fonction de la direction d’un observateur situé à 1 UA d’un noyau de rayon 1 km, pour trois configurations différentes, toutes correspondant à un angle de phase α : (i) l’observateur est face au point de coordonnées $(0, \alpha)$ ¹ (c’est notre méthode), (ii) face au point de coordonnées $(0, -\alpha)$ (sens de rotation inversé) et (iii) face au point de coordonnées $(\alpha, 0)$ (décalage en latitude uniquement). La **Figure 2.7** illustre les résultats.

Le flux est plus important pour un observateur en $(0, \alpha)$ que pour un observateur en $(0, -\alpha)$, car le point le plus chaud est décalé dans le sens des longitudes positives, qui est aussi le sens de rotation du noyau. De plus, le flux est aussi plus important pour un observateur en $(0, \alpha)$ que pour un observateur en $(\alpha, 0)$, car la température décroît plus vite en latitude qu’en longitude (cf. **Figure 2.5**). Ainsi, en supposant que l’angle de phase est un décalage en longitude (observateur dans le plan équatorial du noyau) et en choisissant le sens du rotation du noyau de façon à ce que l’angle de phase corresponde à un décalage dans le sens des longitudes positives, nous obtenons une valeur supérieure du flux thermique. Ce modèle est utilisé pour interpréter les observations infrarouges

¹Nous rappelons que le système de coordonnées utilisé ici est (θ, φ) où θ est la latitude et φ la longitude (cf. section 2.3.1).

thermiques d'objets dont nous ne connaissons pas l'axe de rotation et nous devons donc nous contenter de cette valeur supérieure.

Il est toutefois important de signaler que, dans notre exemple, l'inertie thermique vaut $500 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, ce qui est une valeur très élevée et qui conduit à un fort décalage en longitude du point le plus chaud par rapport au point sub-solaire. Une valeur plus réaliste $< 10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ (Groussin *et al.*, 2002; Fernández *et al.*, 2002) conduit à un décalage moindre ($< 3^\circ$) ce qui diminue considérablement l'incertitude sur le flux thermique (moins de 10%).

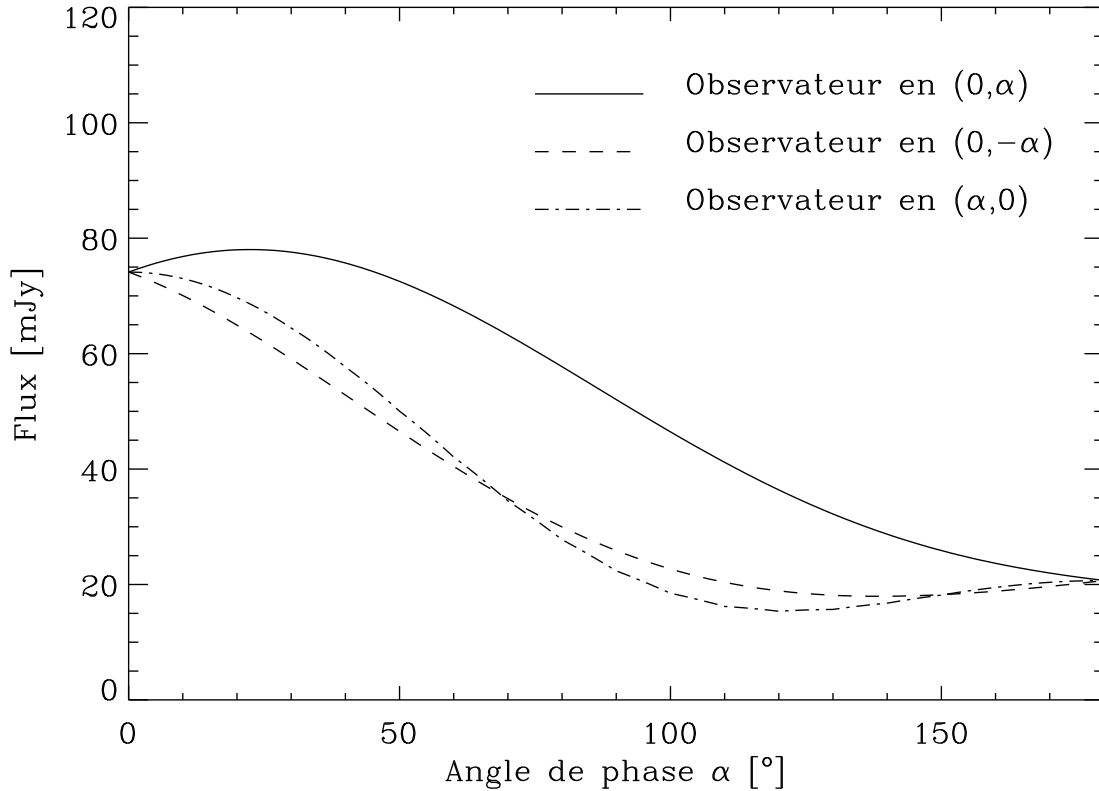


Figure 2.7 – Flux thermique reçu par un observateur situé à 1 UA d'un noyau de rayon 1 km, dans le cas de la distribution de température de la **Figure 2.5**, en fonction de l'angle de phase α . Trois cas différents sont envisagés, selon la position de l'observateur par rapport au noyau. L'inertie thermique vaut $500 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$.

2.3.3.4 Le taux de production d'eau

Le taux de production se calcule exactement de la même façon que pour le modèle thermique 1, à partir de l'Eq. (2.13) et nous renvoyons le lecteur à la section 2.3.2.4 (page 24).

2.3.4 Le modèle thermique 3

2.3.4.1 Présentation

Dans ce modèle, les zones actives sont étendues, peu nombreuses et localisées. Chacune des n zones actives, d'indice i , est délimitée par un intervalle en latitude $[\theta_1(i), \theta_2(i)]$ et en longitude $[\varphi_1(i), \varphi_2(i)]$. La conduction de la chaleur dans le noyau n'est pas prise en compte. La répartition des zones actives à la surface du noyau étant non-uniforme, la distribution de température à la surface dépend de la position des zones actives par rapport au point sub-solaire. Cette position change continuellement au cours de la rotation du noyau autour de son axe et autour du Soleil. Il est donc nécessaire d'orienter l'axe du noyau, s'il est connu, par rapport au plan orbital de la comète.

2.3.4.2 Orientation de l'axe de rotation dans le plan orbital

L'orientation de l'axe du noyau, définie par la direction du pôle, est une donnée observable. Les observations se font toujours dans le repère équatorial (plan du ciel), en ascension droite et en déclinaison. Soit $(\alpha_{\text{pole}}, \delta_{\text{pole}})$ la direction du pôle dans le repère équatorial. Nous devons passer de ces coordonnées dans le repère équatorial (O, x, y, z) aux mêmes coordonnées dans le repère orbital (O, X, Y, Z) , comme illustré sur la **Figure 2.8**. Ce changement de repère s'effectue par quatre rotations successives :

(i) Rotation d'angle ϵ_T autour de l'axe (O, x) . ϵ_T est l'obliquité de la Terre qui vaut 23.27° . (O, x) est la direction du point vernal γ . Nous obtenons le repère (O, x_1, y_1, z_1) .

(ii) Rotation d'angle Ω autour de l'axe (O, z_1) . Ω est la longitude du noeud ascendant, c'est à dire l'angle entre la direction du point vernal et l'intersection du plan de l'écliptique avec le plan de l'orbite cométaire. Nous obtenons le repère (O, x_2, y_2, z_2) .

(iii) Rotation d'angle i autour de l'axe (O, x_2) . i est l'inclinaison du plan de l'orbite cométaire par rapport au plan de l'écliptique. Nous obtenons le repère (O, x_3, y_3, z_3) .

(iv) Rotation d'angle ω autour de l'axe (O, z_3) . ω est l'argument au périhélie, c'est-à-dire l'angle entre la direction du noeud ascendant et le périhélie. Nous obtenons le repère (O, X, Y, Z) .

Soit P la matrice de rotation suivant les axes (O, x) et (O, x_2) et R la matrice de rotation suivant les axes (O, z_1) et (O, z_3) . Nous obtenons la transformation suivante :

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = R(\omega)P(i)R(\Omega)P(\epsilon) \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

où x, y et z sont les coordonnées cartésiennes dans le repère équatorial et X, Y et Z celles dans le repère orbital. P et R sont définies comme suit :

$$P(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

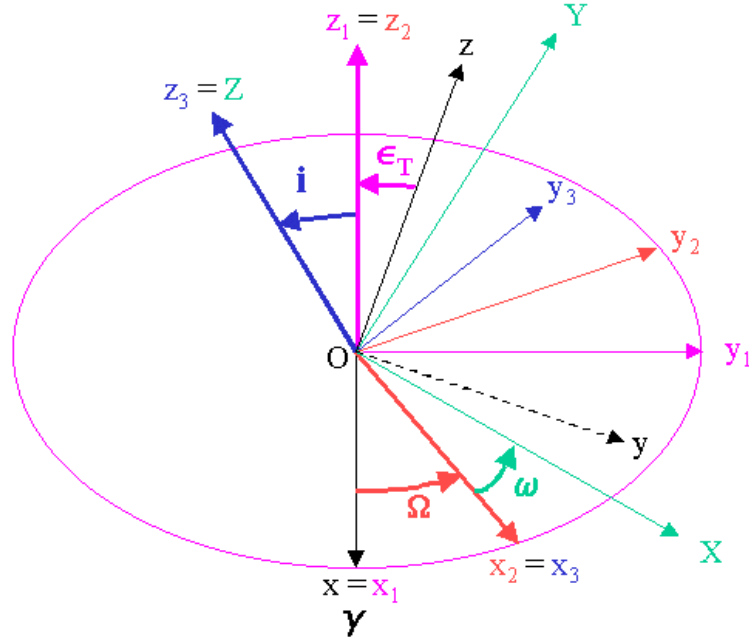


Figure 2.8 – Passage des coordonnées équatoriales aux coordonnées orbitales

Dans notre cas, l'axe de rotation du noyau est donné par la direction du pôle, qui dans le repère équatorial a pour coordonnées $(\alpha_{\text{pole}}, \delta_{\text{pole}})$, d'où :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\delta_{\text{pole}}) \cos(\alpha_{\text{pole}}) \\ \cos(\delta_{\text{pole}}) \sin(\alpha_{\text{pole}}) \\ \sin(\delta_{\text{pole}}) \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

Connaissant les paramètres orbitaux de la comète Ω , i et ω , nous pouvons calculer X , Y et Z avec l'Eq. (2.26). Nous obtenons la direction du pôle dans le plan orbital $(\theta_{\text{pole}}, \varphi_{\text{pole}})$ et par conséquent celle de l'axe de rotation du noyau, à partir de (X, Y, Z) en utilisant :

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta_{\text{pole}}) \cos(\varphi_{\text{pole}}) \\ \cos(\theta_{\text{pole}}) \sin(\varphi_{\text{pole}}) \\ \sin(\theta_{\text{pole}}) \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

2.3.4.3 Distribution de température à la surface

Comme indiqué plus haut, chaque zone active du noyau est délimitée par un intervalle en latitude $[\theta_1(i), \theta_2(i)]$ et en longitude $[\varphi_1(i), \varphi_2(i)]$. Le reste du noyau est considéré comme inactif. La température des zones inactives est obtenues par l'Eq. (2.1) et celle des zones actives par l'Eq. (2.2). Nous expliquons maintenant comment calculer l'angle zénithal z entre le point sub-solaire et le point considéré de coordonnées (θ, φ) ².

²Par habitude et pour ne pas alourdir les notations, z est utilisé à la fois pour l'angle zénithal et pour les coordonnées cartésiennes. Même si le texte empêche normalement toute ambiguïté, le lecteur veillera à ne pas confondre le z de l'angle zénithal avec le z des coordonnées cartésiennes

La position du point sub-solaire $(\theta_{\odot}, \varphi_{\odot})$ dans le repère cométocentrique varie au cours du temps en fonction de la rotation du noyau autour de son axe et autour du Soleil. Les coordonnées du point sub-solaire dans la repère orbital sont $(0, \pi + \nu)$, comme indiqué sur la **Figure 2.9**, où ν est l'anomalie vraie. Le passage des coordonnées $(0, \pi + \nu)$ du point sub-solaire dans le repère orbital à ses coordonnées $(\theta_{\odot}, \varphi_{\odot})$ dans le repère cométocentrique nécessite trois rotations, en partant du repère (O, x, y, z) , illustrées par la **Figure 2.9** :

(i) Rotation d'angle φ_{pole} et d'axe (O, z) . φ_{pole} , qui est la longitude du pôle dans le repère orbital, a été calculé précédemment dans la section 2.3.4.2. Nous obtenons le repère (O, x_1, y_1, z_1) .

(ii) Rotation d'angle $\frac{\pi}{2} - \theta_{\text{pole}}$ et d'axe (O, y_1) . θ_{pole} , qui est la latitude du pôle dans le repère orbital, a été calculé précédemment dans la section 2.3.4.2. Nous obtenons le repère (O, x_2, y_2, z_2) .

(iii) Rotation d'angle $2\pi t/P_n$ et d'axe (O, z_2) , où t est le temps et P_n la période de rotation du noyau. Nous obtenons le repère (O, X, Y, Z) .

Soit M la matrice de passage de (O, x, y, z) à (O, X, Y, Z) . Nous passons d'un repère à l'autre par :

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = M(\varphi_{\text{pole}}, \frac{\pi}{2} - \theta_{\text{pole}}, 2\pi t/P_n) \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

où x, y et z sont les coordonnées cartésiennes dans la repère orbital et X, Y et Z celles dans le repère cométocentrique. La matrice M n'est autre que la matrice d'Euler définie par :

$$M(e_1, e_2, e_3) = \begin{bmatrix} \cos(e_3) \cos(e_2) \cos(e_1) - \sin(e_3) \sin(e_1) & -\sin(e_3) \cos(e_2) \cos(e_1) + \cos(e_3) \sin(e_1) & \sin(e_2) \cos(e_1) \\ \cos(e_3) \cos(e_2) \sin(e_1) + \sin(e_3) \cos(e_1) & -\sin(e_3) \cos(e_2) \sin(e_1) + \cos(e_3) \cos(e_1) & \sin(e_2) \sin(e_1) \\ -\cos(e_3) \sin(e_2) & \sin(e_3) \sin(e_2) & \cos(e_2) \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

où e_1, e_2 et e_3 sont les trois angles d'Euler. D'après la **Figure 2.9**, $e_1 = \varphi_{\text{pole}}$, $e_2 = \frac{\pi}{2} - \theta_{\text{pole}}$ et $e_3 = 2\pi t/P_n$.

Dans notre cas, les coordonnées du point sub-solaire dans le repère orbital sont $(0, \pi + \nu)$, d'où :

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\pi + \nu) \\ \sin(\pi + \nu) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

Connaissant θ_{pole} , φ_{pole} et P_n , nous pouvons calculer X, Y et Z au temps t avec l'Eq. (2.30). Nous obtenons les coordonnées du point sub-solaire dans le repère cométocentrique $(\theta_{\odot}, \varphi_{\odot})$, à partir de (X, Y, Z) en utilisant :

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta_{\odot}) \cos(\varphi_{\odot}) \\ \cos(\theta_{\odot}) \sin(\varphi_{\odot}) \\ \sin(\theta_{\odot}) \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

Finalement, l'angle zénithal z entre le point sub-solaire de coordonnées $(\theta_{\odot}, \varphi_{\odot})$ et le point considéré de coordonnées (θ, φ) est donné par la distance orthodromique :

$$\cos z = \cos \theta \cos \theta_{\odot} \cos(\varphi_{\odot} - \varphi) + \sin \theta \sin \theta_{\odot} \quad (2.34)$$

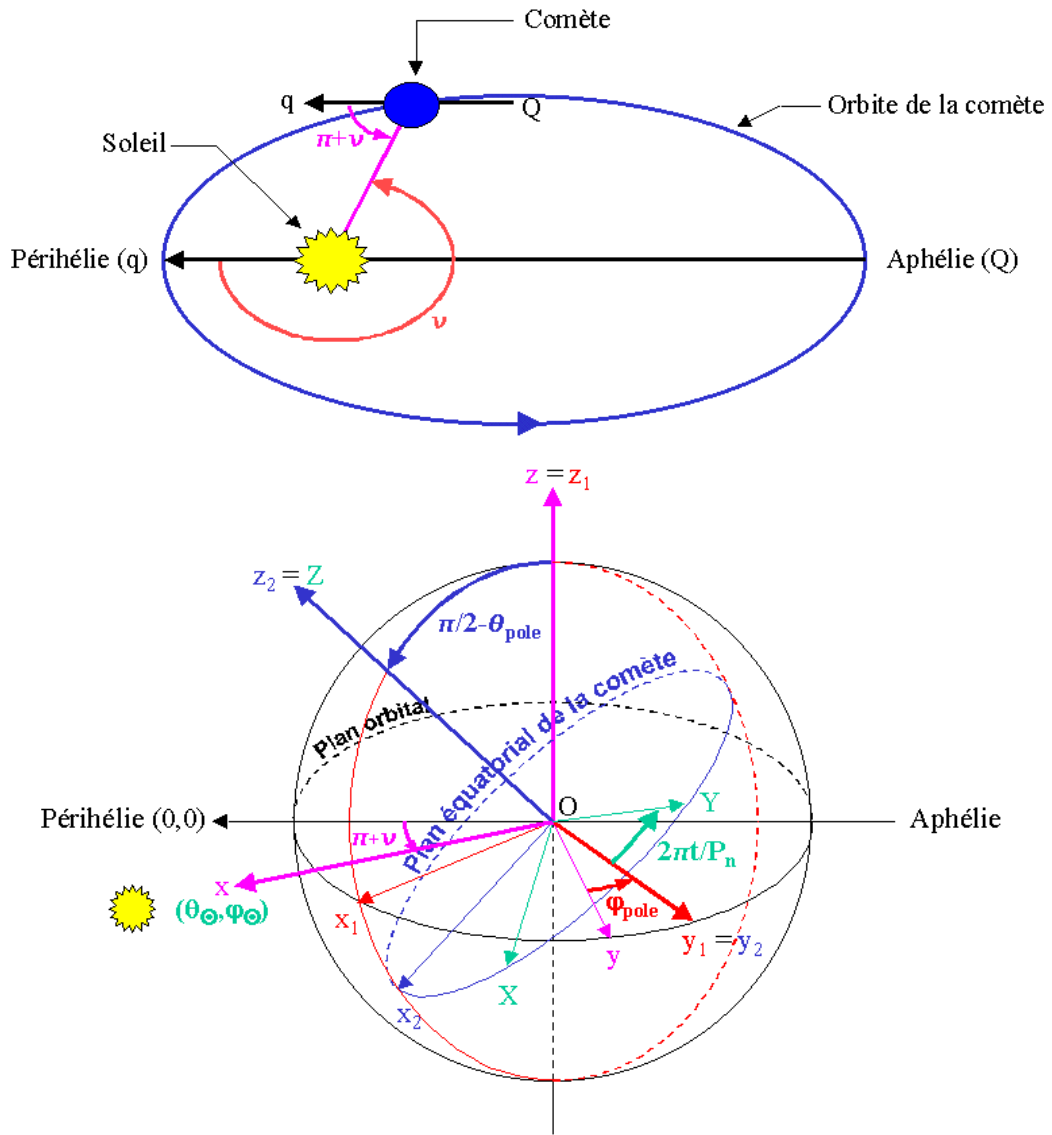


Figure 2.9 – Passage des coordonnées orbitales aux coordonnées cométo-centriques

La **Figure 2.10** représente la distribution de température à la surface du noyau, dans le repère cométocentrique, dans le cas d'un noyau situé à 1 UA du Soleil. Dans les zones actives, $f=1$. Les autres paramètres sont ceux de la **Table 2.6** (page 48). D'autre part, nous avons choisi une obliquité nulle pour l'axe de rotation et nous présentons la distribution de température au moment où le point sub-solaire est le point de coordonnées $(0, 0)$. A cet instant, deux zones actives sont visibles côté jour en $(50^\circ, 40^\circ)$ et $(-30^\circ, -20^\circ)$. Comme le modèle ne prend pas en compte la conduction de la chaleur, la température est nulle côté nuit.

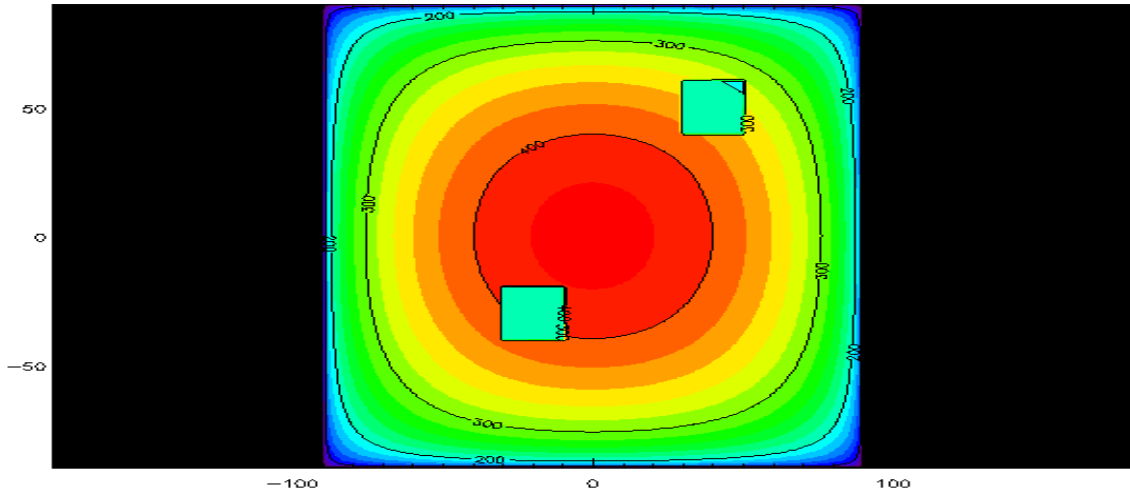


Figure 2.10 – Distribution de température du modèle thermique 3, dans le cas d'un noyau situé à 1 UA du Soleil. Dans les zones actives, $f = 1$. Les autres paramètres sont ceux de la **Table 2.6**. Deux zones actives sont visibles.

2.3.4.4 Le flux thermique

Ce modèle n'est, pour l'instant, pas utilisé pour interpréter les observations infrarouges. Nous ne calculons donc pas le flux thermique.

2.3.4.5 Le taux de production d'eau

Le taux de production d'eau $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ résulte de la sublimation de la glace d'eau dans les n zones actives du noyau. Seule une fraction volumique f de ces zones actives est composée de glace d'eau, le reste étant de la poussière. Nous calculons le taux de production d'eau total du noyau par sommation du taux de production de chacune des n zones actives :

$$\begin{aligned} (Q_{\text{H}_2\text{O}})_{\text{total}} &= \sum_{i=1}^n \int_{\theta_1(i)}^{\theta_2(i)} \int_{\varphi_1(i)}^{\varphi_2(i)} Q_{\text{H}_2\text{O}}(\theta, \varphi) r_n^2 \cos \theta d\varphi d\theta \\ &= \sum_{i=1}^n \int_{\theta_1(i)}^{\theta_2(i)} \int_{\varphi_1(i)}^{\varphi_2(i)} f(1 - \alpha_R) Z[T(\theta, \varphi)] r_n^2 \cos \theta d\varphi d\theta \end{aligned} \quad (2.35)$$

où Z est donné par l'Eq. (2.4) et $T(\theta, \varphi)$ par l'Eq. (2.2).

2.4 Les paramètres de nos modèles

Nous présentons ici les différents paramètres de nos modèles et leurs valeurs respectives. Nous évaluons l'influence de chaque paramètre sur la température de surface au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique, ainsi que l'erreur systématique due à l'incertitude sur les paramètres. Le **Table 2.6** (page 48) résume les valeurs des différents paramètres.

2.4.1 La constante solaire F_{\odot}

La valeur de la constante solaire [W m^{-2}] est égale au flux solaire total reçu à l'extérieur de l'atmosphère terrestre à la distance moyenne Terre-Soleil. Nous adoptons la valeur $F_{\odot}=1369 \text{ W m}^{-2}$, valeur supérieure de l'intervalle $1365\text{-}1369 \text{ W m}^{-2}$ du *Allen's Astrophysical Quantities* (Cox, 2000).

Pour évaluer l'influence de la variation de F_{\odot} sur cet intervalle, nous calculons la température au point sub-solaire ($z=0$), à 1 UA, pour une zone inactive avec l'Eq. (2.1) et pour une zone active avec l'Eq. (2.2) et $f=1$. Les valeurs des autres paramètres sont données dans le **Table 2.6**. Pour $F_{\odot}=1365 \text{ W m}^{-2}$, nous obtenons $T=414.4 \text{ K}$ dans les zones inactives et $T=207.4 \text{ K}$ dans les zones actives. Pour $F_{\odot}=1369 \text{ W m}^{-2}$, nous obtenons respectivement $T=414.7 \text{ K}$ et $T=207.5 \text{ K}$. La variation de température est inférieure à 0.1 % et l'influence de la valeur de F_{\odot} sur la distribution de température à la surface est donc négligeable. Nous avons vérifié que cette variation reste négligeable (<0.1 %) quelle que soit la distance héliocentrique.

2.4.2 L'émissivité infrarouge du noyau ϵ

La valeur de l'émissivité infrarouge dépend de la capacité du noyau à émettre le flux infrarouge reçu. Une valeur de 1 signifie que toute l'énergie reçue est réémise par le noyau et une valeur de 0 signifie que toute l'énergie reçue est absorbée. Nous choisissons $\epsilon=0.95$, le milieu de l'intervalle 0.9-1.0 communément admis dans la littérature (e.g., Julian *et al.*, 2000; Enzian *et al.*, 1997).

Pour évaluer l'influence de ce paramètre, nous calculons la température au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique, pour une zone active avec l'Eq. (2.1) et pour une zone inactive avec l'Eq. (2.2) et $f=1$. Nous choisissons les deux valeurs extrêmes de ϵ trouvées dans la littérature : 0.9 et 1. Les valeurs des autres paramètres sont données dans le **Table 2.6**. Le **Figure 2.11** illustre les résultats.

Dans les zones actives, à moins de 5 UA du Soleil, l'influence de ϵ sur la température de surface est nulle. Ceci est dû à la sublimation de la glace d'eau qui utilise la majeure partie de l'énergie solaire et domine le rayonnement thermique (cf. section 2.5.1.2). Au-delà de 5 UA dans les zones actives et quelle que soit la distance héliocentrique pour les zones inactives, la température est proportionnelle à $(1/\epsilon)^{\frac{1}{4}}$ et varie donc d'un facteur 1.03 quand ϵ varie de 1 à 0.9. Cette variation de 3 % est faible. En choisissant $\epsilon=0.95$, nous réduisons l'incertitude à 1.5 %.

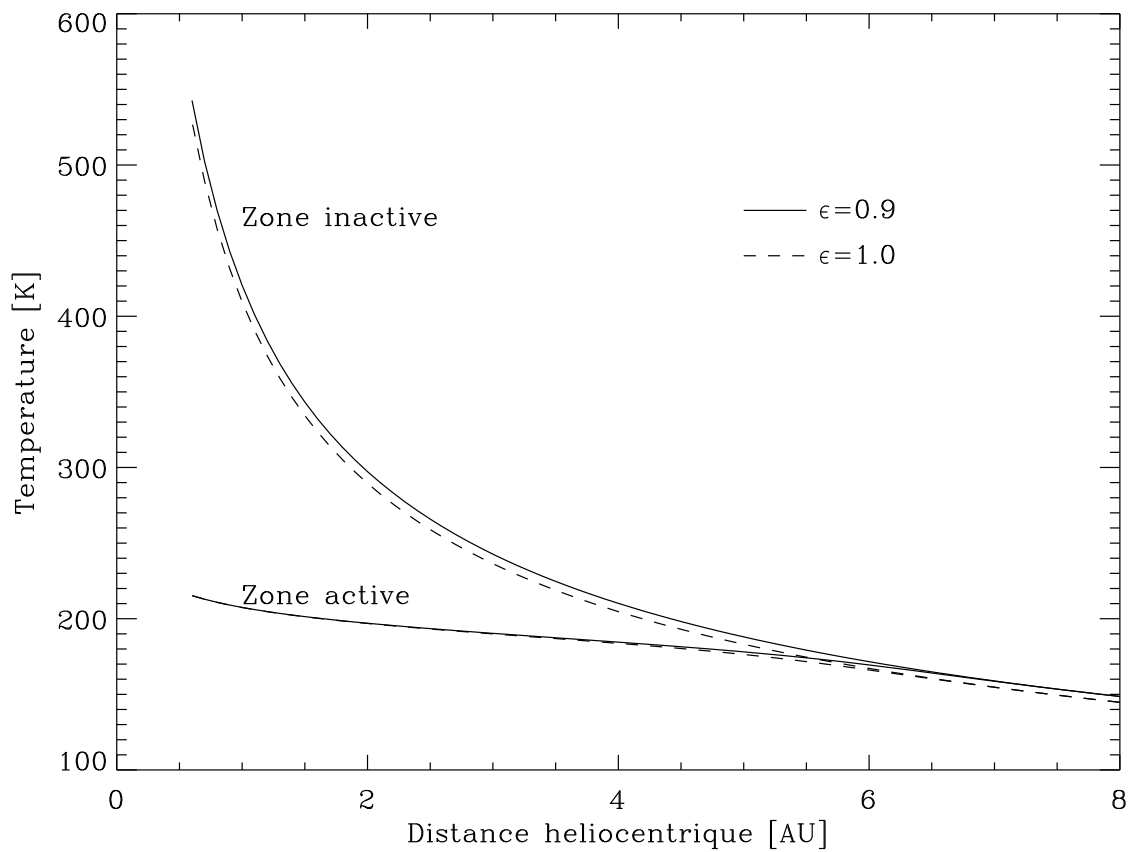


Figure 2.11 – Température de surface au point sub-solaire pour les zones actives et inactives en fonction de la distance héliocentrique, donnée par les Eq. (2.1) et (2.2) et pour deux valeurs de l'émissivité infrarouge ϵ : 0.9 et 1.

2.4.3 Le “beaming factor” η

Ce paramètre a d’abord été introduit par Jones & Morrison (1974) sous forme d’un ajustement *ad hoc* de la température au point sub-solaire et ensuite par Lebofsky *et al.* (1986) dans les modèles thermiques, pour mettre en accord les observations infrarouges et les observations par occultation des astéroïdes. Sans ce paramètre, le calcul de l’émission thermique d’objets de taille connue donne des valeurs trop faibles, en désaccord avec les observations infrarouges.

L’interprétation physique de ce paramètre est la rugosité de la surface. Une forte rugosité permet d’atteindre localement une température plus élevée que dans le cas d’une surface lisse, grâce au rayonnement thermique des parois environnantes. Ainsi, le rayonnement n’est pas de $\epsilon\sigma T^4$ mais de $\eta\epsilon\sigma T^4$. Pour un même flux solaire reçu, la température sera plus élevée avec un facteur $\eta < 1$ que sans facteur η . Ce phénomène de surchauffage par les parois environnantes a été modélisé et confirmé par Gutiérrez *et al.* (2001). La valeur de η déterminée pour quelques astéroïdes et satellites du système solaire varie de 0.7 à 1.2 (Spencer *et al.*, 1989; Harris, 1998). La valeur de $\eta=0.756$, dérivée des observations de 1 Ceres et 2 Pallas par Lebofsky *et al.* (1986) a souvent été considérée comme une valeur standard et utilisée pour plusieurs objets du système solaire (e.g. Centaure 1997 CU26, Jewitt & Kalas 1998). Dans le cas particulier où l’albédo est très faible, comme pour les noyaux cométaires, Lagerros (1998) a montré que la surface devait être très rugueuse, conduisant à une valeur de $\eta=0.85$. Dans nos modèles, nous adopterons la valeur $\eta=0.85$, par défaut. Les Centaures 2060 Chiron et 1997 CU26 Chariklo ont été traités antérieurement et font exception à cette règle avec une valeur de $\eta=0.756$.

Pour évaluer l’influence du paramètre η , nous calculons la température au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique, pour une zone active avec l’Eq. (2.1) et pour une zone inactive avec l’Eq. (2.2) et $f=1$. Nous choisissons quatre valeurs pour η , représentative des valeurs trouvées dans la littérature : 0.7, 0.756, 0.85 et 1.2. Les valeurs des autres paramètres sont données dans la **Table 2.6**. La **Figure 2.12** illustre les résultats.

Dans les zones actives, l’influence de η sur la température de surface est négligeable si la distance héliocentrique est inférieure à 3 UA, pour les mêmes raisons que l’émissivité infrarouge ϵ . A partir de 5 UA pour les zones actives, et quelle que soit la distance héliocentrique pour les zones inactives, la température est proportionnelle à $(1/\eta)^{\frac{1}{4}}$ et varie donc d’un facteur 1.14 quand η varie de 0.7 à 1.2. Cette variation de $\sim 14\%$ est importante et la valeur de η étant assez mal connue, il est difficile de diminuer cette incertitude. La différence entre $\eta=0.756$ et $\eta=0.85$ est de $\sim 3\%$, ce qui montre que les résultats obtenus sur les Centaures 2060 Chiron et 1997 CU26 Chariklo avec $\eta=0.756$ auraient été très peu modifiés en prenant $\eta=0.85$.

2.4.4 L’albédo géométrique p_v

L’albédo géométrique est le rapport à angle de phase nul entre la brillance d’un corps et la brillance d’un disque à diffusion parfaite situé à la même position et avec la même taille apparente que ce corps. L’indice v provient des observations qui, dans notre cas, se font dans le domaine photométrique visible. Les valeurs mesurées de l’albédo géométrique

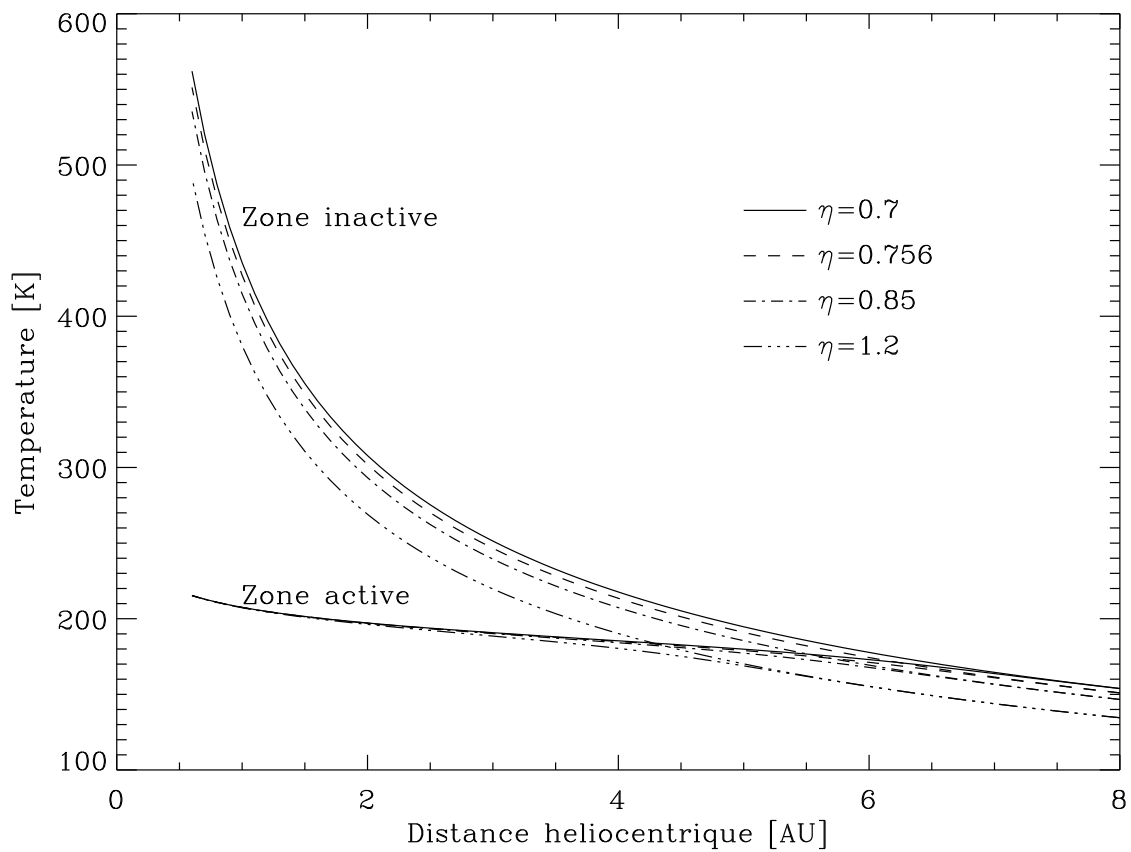


Figure 2.12 – Température de surface au point sub-solaire pour les zones actives et inactives en fonction de la distance héliocentrique, donnée par les Eq. (2.1) et (2.2) et pour quatre valeurs de η : 0.7, 0.756, 0.85 et 1.2.

varient de 0.02 à 0.07 pour les comètes et de 0.05 à 0.17 pour les Centaures, comme indiqué dans la **Table 2.2** Dans nos modèles, lorsque l'albédo géométrique est inconnu et s'il ne peut pas être déterminé en combinant les observations visibles et infrarouges (cf. section 3.2.3, page 67), nous choisissons la valeur standard $p_v=0.04$ mesurée sur la comète 1P/Halley (Keller *et al.*, 1987). Il est important de remarquer que ces valeurs d'albédo géométrique sont très faibles et que peu de matériaux possèdent de telles propriétés sur Terre.

L'influence de p_v sur la température est étudiée conjointement avec celle de l'intégrale de phase q dans la section 2.4.6 consacrée à l'albédo de Bond $A = p_v q$.

Comète	p_v	Référence
2000 PG ₃	0.015	Fernández <i>et al.</i> (2001)
22P/Kopff	0.05	Jorda <i>et al.</i> (2000)
10P/Tempel 2	0.02	A'Hearn <i>et al.</i> (1989)
1P/Halley	0.04	Keller <i>et al.</i> (1987)
19P/Borrelly	0.02	Soderblom <i>et al.</i> (2002)
2060 Chiron	0.11-0.17	Groussin <i>et al.</i> (2002); Fernández <i>et al.</i> (2002)
8405 Asbolus	0.12	Fernández <i>et al.</i> (2002)
1997 CU26 Chariklo	0.05	Jewitt & Kalas (1998)

Table 2.2 – Albédo géométrique du noyau de différentes comètes et Centaures

2.4.5 L'intégrale de phase q

L'intégrale de phase est un paramètre qui traduit la loi de variation de la fonction de phase et vaut :

$$q = 2 \int_0^\pi \phi(\alpha) \sin \alpha d\alpha \quad (2.36)$$

où $\phi(\alpha)$ est la fonction de phase qui représente la variation de luminosité d'un corps en fonction de l'angle de phase α . q peut être évaluée expérimentalement en mesurant la luminosité d'un corps sous différents angles de phase. Dans notre cas, nous avons choisi deux valeurs possibles pour q . Pour les noyaux de comètes, nous choisissons $q=0.28$, la valeur mesurée pour l'astéroïde 253 Mathilde par Clark *et al.* (1999), puisque les propriétés de sa surface sont typiques de celles des noyaux cométaires ($p_v=0.047$ and $\beta_V = 0.04$ mag/deg). Pour les Centaures, nous choisissons $q=0.4$, la valeur mesurée par Lebofsky *et al.* (1986) sur 2 Pallas, puisque l'albédo géométrique de cet astéroïde, qui vaut 0.14, est comparable à celui de certains Centaures, notamment 2060 Chiron (article IV, page 162).

Pour information, nous présentons dans la **Table 2.3** les valeurs de q mesurées pour différents corps du système solaire. Nous notons que q peut atteindre 1.4 dans le cas de Jupiter. Le cas Lambertien d'une surface à diffusion parfaite correspond à $q=1.5$.

L'influence de q sur la température est étudiée conjointement avec celle de l'albédo géométrique p_v dans la section 2.4.6 consacrée à l'albédo de Bond $A = p_v q$.

Objet	q
Mercure	0.61
Terre	1.07
Mars	1.07
Jupiter	1.4
Lune	0.62
Europe	0.8
Callisto	0.5
Ganymède	0.7

Table 2.3 – Valeurs de l’intégrale de phase q pour différents corps du système solaire, tirées de Harris (1961)

2.4.6 L’albédo de Bond $A = p_v q$

L’albédo de Bond, du nom de son inventeur, est le produit de l’albédo géométrique p_v par l’intégrale de phase q . C’est le rapport entre le flux total réfléchi par la surface d’un corps et le flux total reçu par cette surface.

Comme nous l’avons vu précédemment, $0.02 < p_v < 0.17$ et $0.28 < q < 1.4$, d’où $0.006 < A < 0.238$. Pour évaluer l’influence de ce paramètre, nous calculons la température au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique, pour une zone active avec l’Eq. (2.1) et pour une zone inactive avec l’Eq. (2.2) et $f=1$. Les valeurs des autres paramètres sont données dans la **Table 2.6**. La **Figure 2.13** illustre les résultats.

Toujours pour les mêmes raisons que précédemment, à savoir la prédominance de la sublimation de la glace d’eau sur le rayonnement thermique (cf. section 2.5.1.2), l’influence de A dans les zones actives à moins de 3 UA est faible, de l’ordre de $\sim 1\%$. Au-delà de 5 UA dans les zones actives et quelle que soit la distance héliocentrique dans les zones inactives, la température est proportionnelle à $(1 - A)^{\frac{1}{4}}$ et varie donc d’un facteur 1.07 quans A varie de 0.006 à 0.238. Cette variation de $\sim 7\%$ n’est pas négligeable. Néanmoins, ceci représente une variation maximale et le choix de A est normalement suffisamment précis, suivant les caractéristiques du type de corps étudié (Centaure ou comète), pour être une source d’incertitude négligeable. En effet, en supposant une incertitude de $\sim 30\%$ sur q soit $q = 0.28 \pm 0.10$ pour les comètes et $q = 0.4 \pm 0.1$ pour les Centaures, les variations de température au point sub-solaire sont de $\sim 0.5\%$ pour les comètes avec $0.02 < p_v < 0.07$ et inférieures à 1.5% pour les Centaures avec $0.05 < p_v < 0.17$.

2.4.7 Le facteur de recondensation de la vapeur d’eau α_R

Ce facteur, introduit par Crifo (1987), prend en compte le fait qu’une partie des molécules H_2O qui se subliment à la surface du noyau ne s’échappent pas du noyau mais retournent sur la surface à cause des collisions moléculaires, où elle se recondensent. Ainsi, seule une fraction $(1 - \alpha_R)$ des molécules H_2O se subliment réellement. Nous adoptons dans nos modèles la valeur suggérée par l’auteur soit $\alpha_R=0.25$.

Ce facteur est rarement pris en compte dans les modèles thermiques et, par exemple, aucun des modèles thermiques présentés dans la section 2.2 n’en tient compte. Pour évaluer

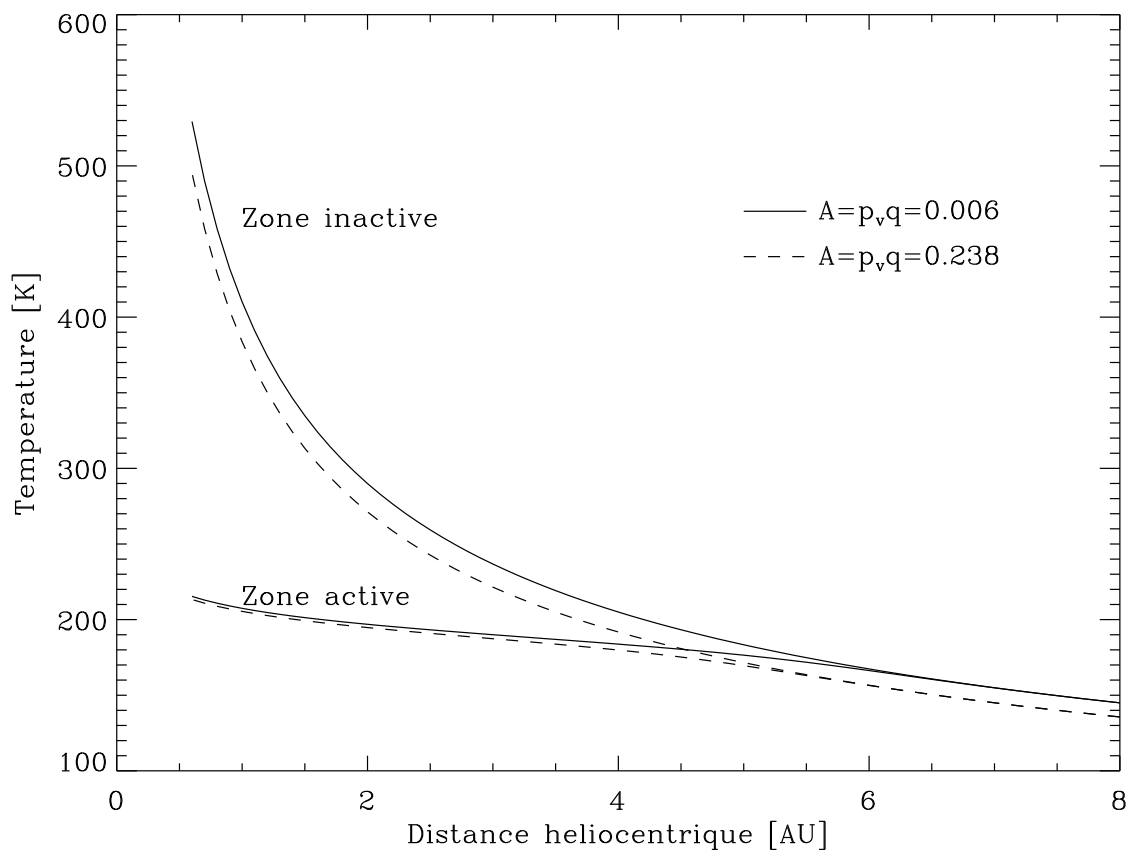


Figure 2.13 – Température de surface au point sub-solaire pour les zones actives et inactives en fonction de la distance héliocentrique, donnée par les Eq. (2.1) et (2.2) et pour deux valeurs extrêmes de l'albédo de Bond A : 0.006 et 0.238

l'influence de ce paramètre, nous calculons la température au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique, pour une zone active avec l'Eq. (2.2) et $f=1$. Les valeurs des autres paramètres sont données dans la **Table 2.6**. Nous choisissons deux valeurs de α_R : 0 et 0.25. La **Figure 2.14** illustre les résultats.

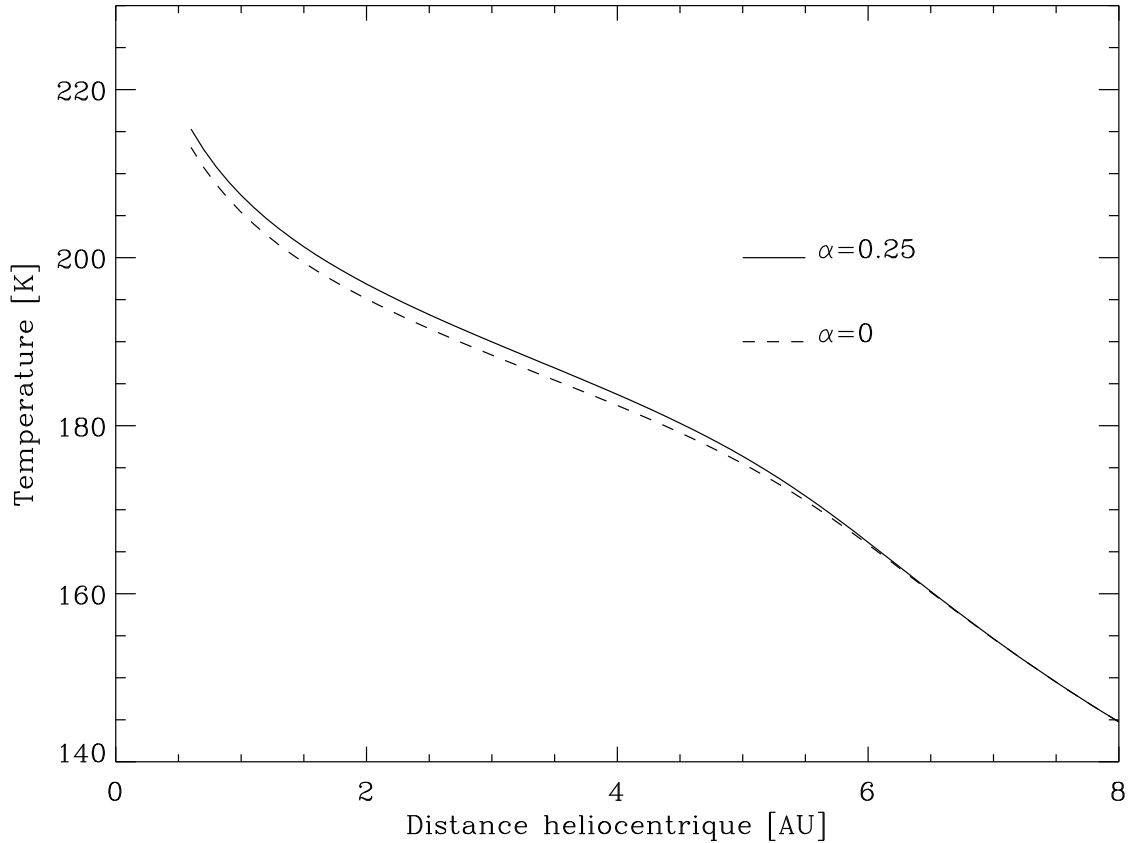


Figure 2.14 – Température de surface au point sub-solaire pour les zones actives et inactives en fonction de la distance héliocentrique, donnée par l'Eq. (2.2) et pour deux valeurs de α_R : 0 et 0.25

Les variations de température sont négligeables, inférieure à $\sim 1\%$. Le paramètre α_R joue donc un rôle mineur dans la détermination de la distribution de température à la surface du noyau, bien que ce soit un phénomène physique de premier ordre, important à prendre en compte.

2.4.8 La fraction de glace d'eau dans les zones actives f

La valeur de f est à priori inconnue ; f varie de 0 (pas de glace d'eau) à 1 (glace d'eau pure). Seules des mesures in situ permettraient de déterminer une valeur de f , ce qui n'a pas encore été réalisé. Nous utiliserons donc dans nos modèles thermiques des valeurs de f entre 0 et 1.

Nous étudions maintenant l'influence de f sur la température de surface du noyau au point sub-solaire. Pour cela, nous calculons la température au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique pour une zone active avec l'Eq. (2.2). Nous choisissons six valeurs de f : 0 , 10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-2} , 10^{-1} et 1 . Les valeurs des autres paramètres sont données dans la **Table 2.6**. La **Figure 2.15** illustre les résultats.

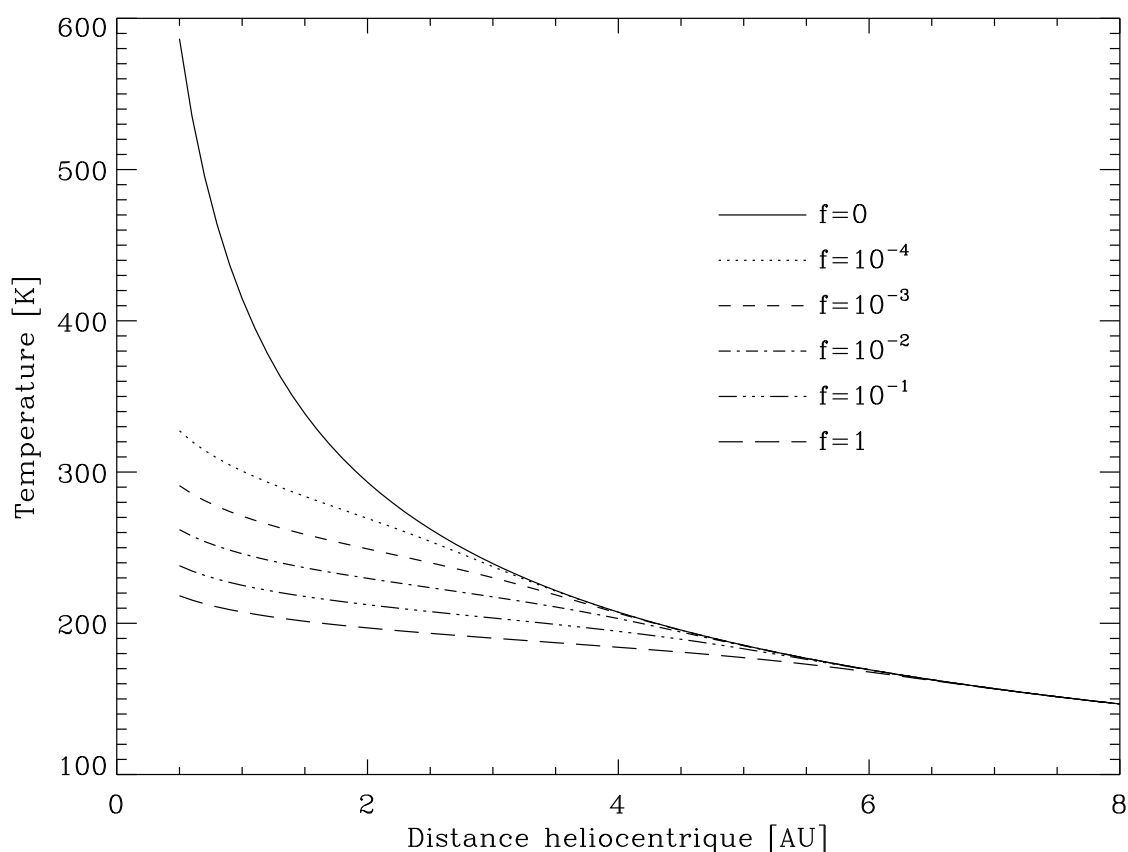


Figure 2.15 – Température de surface au point sub-solaire dans les zones actives en fonction de la distance héliocentrique, donnée par l'Eq. (2.2) et pour six valeurs de f : 0 , 10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-2} , 10^{-1} et 1 .

Nous constatons que plus f est grand, c'est-à-dire plus il y a de glace d'eau dans les zones actives, plus la température est basse. L'explication vient de la sublimation de la glace d'eau qui requiert d'autant plus d'énergie qu'il y a de glace d'eau à sublimer, cette énergie ne pouvant alors plus être utilisée pour chauffer le noyau. D'autre part, nous constatons que 10 % de glace d'eau dans les zones actives suffit à abaisser la température de 590 K à 260 K à 0.5 UA, soit plus d'un facteur 2. Enfin, si la glace d'eau est pure dans les zones actives ($f=1$), la température de surface ne dépasse pas 220 K. Le rôle de la glace d'eau à la surface des noyaux cométaires est donc primordial. L'importance de la sublimation de la glace d'eau en fonction de la distance héliocentrique est étudiée plus en détail dans la section 2.5.1.2.

2.4.9 L'inertie thermique $I = \sqrt{\kappa\rho C}$

2.4.9.1 Définition et estimation de l'inertie thermique

L'inertie thermique I [$\text{JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$] est le produit de la densité du noyau ρ [kg m^{-3}] par sa conductivité thermique κ [$\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$] et par sa chaleur spécifique C [$\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$]. Ce paramètre ne concerne que le modèle thermique 2 qui tient compte de la conduction de la chaleur dans le noyau. La valeur de I seule est suffisante pour obtenir la distribution de température à la surface du noyau et il n'est pas nécessaire d'évaluer individuellement κ , ρ et C . Ceci est un avantage certain car les valeurs de κ , ρ et C sont très mal connues. Même l'ordre de grandeur est parfois incertain, notamment pour κ .

L'inertie thermique représente la capacité du noyau à retenir la chaleur le jour pour la restituer la nuit. Plus I est grand, plus les variations diurnes de températures sont faibles. La valeur de l'inertie thermique est une donnée mal connue pour les petits corps du système solaire. La **Table 2.4** donne des valeurs d'inertie thermique pour différents corps du système solaire. Les petits corps ont une inertie thermique très faible, inférieure à $10 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$, alors que les autres corps ont des valeurs plus élevées, sans doute à cause d'une masse volumique plus élevée : de $1900\text{-}3300 \text{ kg m}^{-3}$ pour ces corps contre $300\text{-}700 \text{ kg m}^{-3}$ pour les noyaux cométaires (Rickman *et al.*, 1987). Dans notre modèle thermique 2, l'inertie thermique est un des paramètres à déterminer par les observations. Si cela n'est pas possible, nous prenons par défaut la valeur de $I=10 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$.

Corps	Inertie thermique [$\text{JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$]	Référence
Asbolus	<10.5	Fernández <i>et al.</i> (2002)
Chiron	~3	Groussin <i>et al.</i> (2002)
Chariklo	~0	Groussin <i>et al.</i> (2002)
Astéroïdes	<15	Spencer <i>et al.</i> (1989)
Lune	50	Winter & Saari (1969)
Mars	65-460	Kieffer <i>et al.</i> (1977)
Phobos	37-67	Lunine <i>et al.</i> (1982)
Deimos	28-84	Lunine <i>et al.</i> (1982)
Anneaux de Saturne	13	Froidevaux <i>et al.</i> (1981)
Eros	<105	Morrison (1976)
Ganymede	84-167	Morrison <i>et al.</i> (1971)

Table 2.4 – Inertie thermique pour différents corps du système solaire

2.4.9.2 Influence de l'inertie thermique sur le profil longitudinal de température

Afin d'étudier l'influence de l'inertie thermique sur la température à la surface du noyau, nous avons calculé le profil longitudinal de température à l'équateur, pour des valeurs d'inertie thermique entre 0 et $1000 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$, à différentes distances héliocentriques. Le profil est calculé à partir de l'Eq. (2.14) pour les zones inactives et à

partir de l'Eq. (2.15) pour les zones actives avec $f=1$, avec les paramètres de la **Table 2.6**. La **Figure 2.16** illustre les résultats :

- Plus l'inertie thermique est grande, plus le profil longitudinal de température est plat ; les écarts de température entre le jour et la nuit diminuent. Ceci découle directement de la définition de l'inertie thermique qui est la capacité du noyau à emmagasiner l'énergie du Soleil reçue côté jour pour la restituer côté nuit. Ainsi, une plus grande inertie thermique permet une meilleure répartition de l'énergie à la surface du noyau. Dans le cas extrême où $I=0 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, aucune énergie n'est disponible la nuit pour chauffer le noyau et la température y est nulle ; nous retrouvons le modèle thermique 1. Les variations diurnes sont alors de 420 K à 1 UA et de 130 K à 10 UA. A l'autre extrême, quand $I=1000 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, l'énergie est répartie plus uniformément à la surface du noyau et la température varie moins en longitude. Les variations diurnes sont alors de 90 K à 1 UA et nulles à 10 UA.
- Lorsque la distance héliocentrique croît, l'inertie thermique joue un rôle de plus en plus important. Dans les zones inactives, à 1 ou 2 UA, la différence entre les profils de températures pour $I=0, 10$ ou $100 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ existe mais n'est pas très importante (variations de la température au point sub-solaire inférieure à 10 %). Il faut atteindre $I=1000 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ pour constater une différence importante, de l'ordre de 30 % sur la température au point sub-solaire. En revanche, au-delà de 5 UA, dès que $I > 10 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, le profil longitudinal de température change considérablement et tend vers un profil constant. Donc, plus l'objet est loin du Soleil, plus la différence entre une inertie thermique nulle et non-nulle se fait sentir. Pour les zones actives, le phénomène est identique et encore plus marqué par le fait qu'à moins de 5 UA du Soleil, la sublimation de la glace d'eau bloque la température à moins de 220 K, ce qui a pour effet de lisser le profil de température côté jour et ainsi d'atténuer encore les différences entre $I=0, 10, 100$ et $1000 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$.
- Au-delà de 5 UA, les profils longitudinaux de température entre les zones inactives et actives sont les mêmes, quelle que soit la valeur de l'inertie thermique. Ceci découle de la sublimation de la glace d'eau qui est un processus négligeable au-delà de 5 UA, un phénomène qui sera expliqué en détail dans la section 2.5.1.2.

2.4.10 La période de rotation P_n

Dans la partie précédente, nous avons choisi arbitrairement une période de rotation du noyau de 10 heures. Nous allons étudier ici l'influence de la période de rotation sur le profil longitudinal de température à l'équateur. La période de rotation du noyau doit être supérieure à sa période critique $P_c = (3\pi/G\rho)^{1/2}$ où les forces gravitationnelles et centrifuges se compensent (Jewitt & Fernandez, 2001). $G=6.67259 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ est la constante de gravitation. Si la période de rotation est inférieure à P_c , le noyau se disloque. En prenant pour valeur très supérieure de la masse volumique du noyau $\rho < 3000 \text{ kg m}^{-3}$, nous en déduisons $P_c > 2$ heures. En suivant ces considérations et les valeurs de période de rotation mesurées pour différentes comètes (**Table 2.5**), nous avons choisi quatre valeurs différentes pour la période : $P_n=2, 5, 10, 20$ et 50 heures. Nous

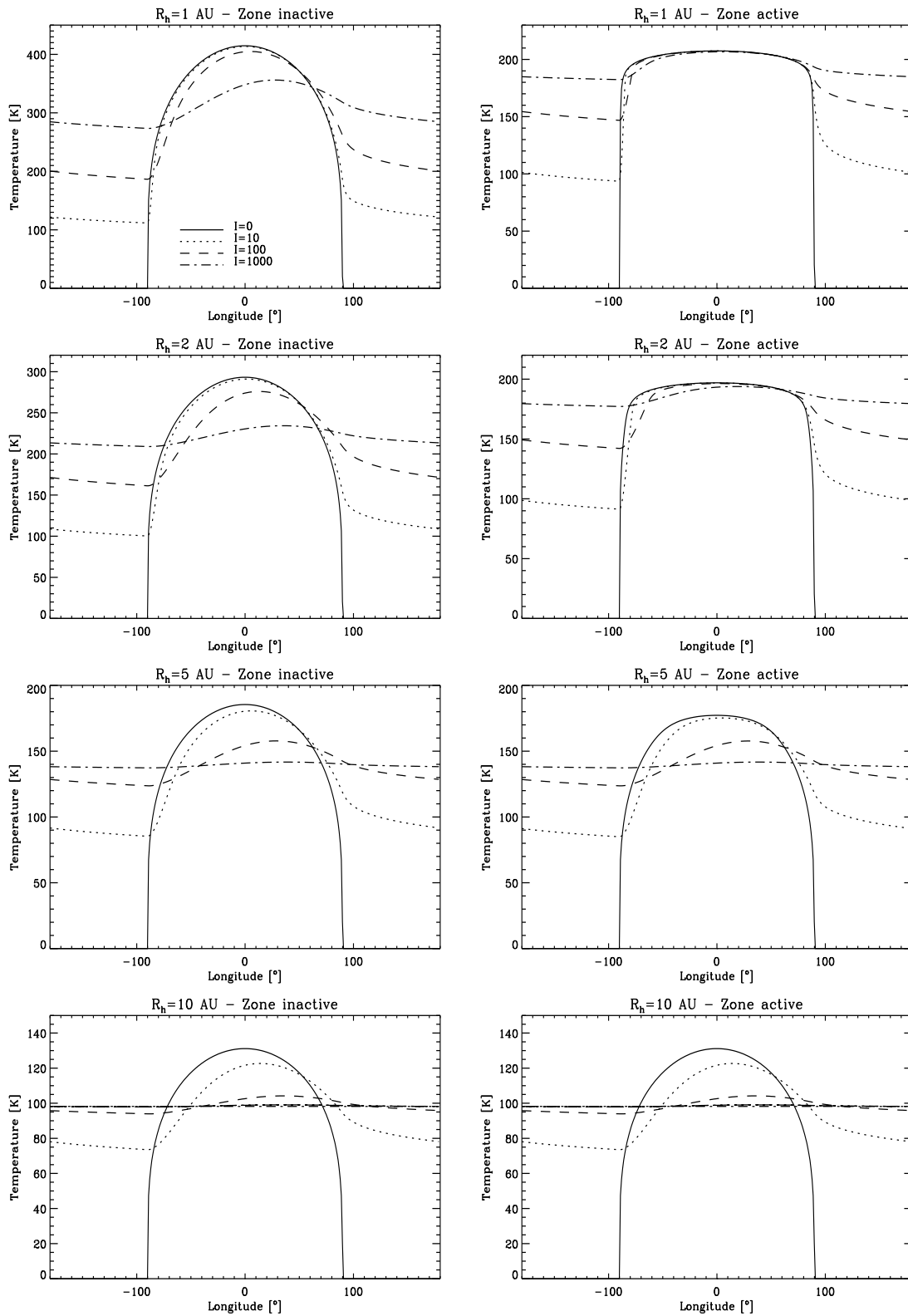


Figure 2.16 – Profil longitudinal de température à la surface du noyau, à l'équateur, pour différentes valeurs de l'inertie thermique I [$\text{JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$] et différentes distance héliocentrique R_h [AU].

utilisons l'Eq. (2.14) correspondant à un noyau inactif, à 1 UA du Soleil avec une inertie thermique de $10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ et les paramètres de la **Table 2.6**. La **Figure 2.17** illustre les résultats.

Comète	Période [heures]	Référence
49P/Arend-Rigaux	13.56 ± 0.16	Millis <i>et al.</i> (1988)
28P/Neujmin 1	12.67 ± 0.05	Campins <i>et al.</i> (1987); Jewitt & Meech (1988)
2P/Encke	15.08 ± 0.08	Luu & Jewitt (1990a)
1P/Halley	7.4 jours	Millis & Schleicher (1986); Colom & Gerard (1988); Jewitt & Danielson (1984); Keller <i>et al.</i> (1987)
10P/Tempel 2	8.95 ± 0.01	Jewitt & Luu (1989)
31P/SW2	5.58 ± 0.03	Luu & Jewitt (1992)
2060 Chiron	5.917813 ± 0.000007	Marcialis & Buratti (1993)

Table 2.5 – Période de rotation du noyau de différentes comètes

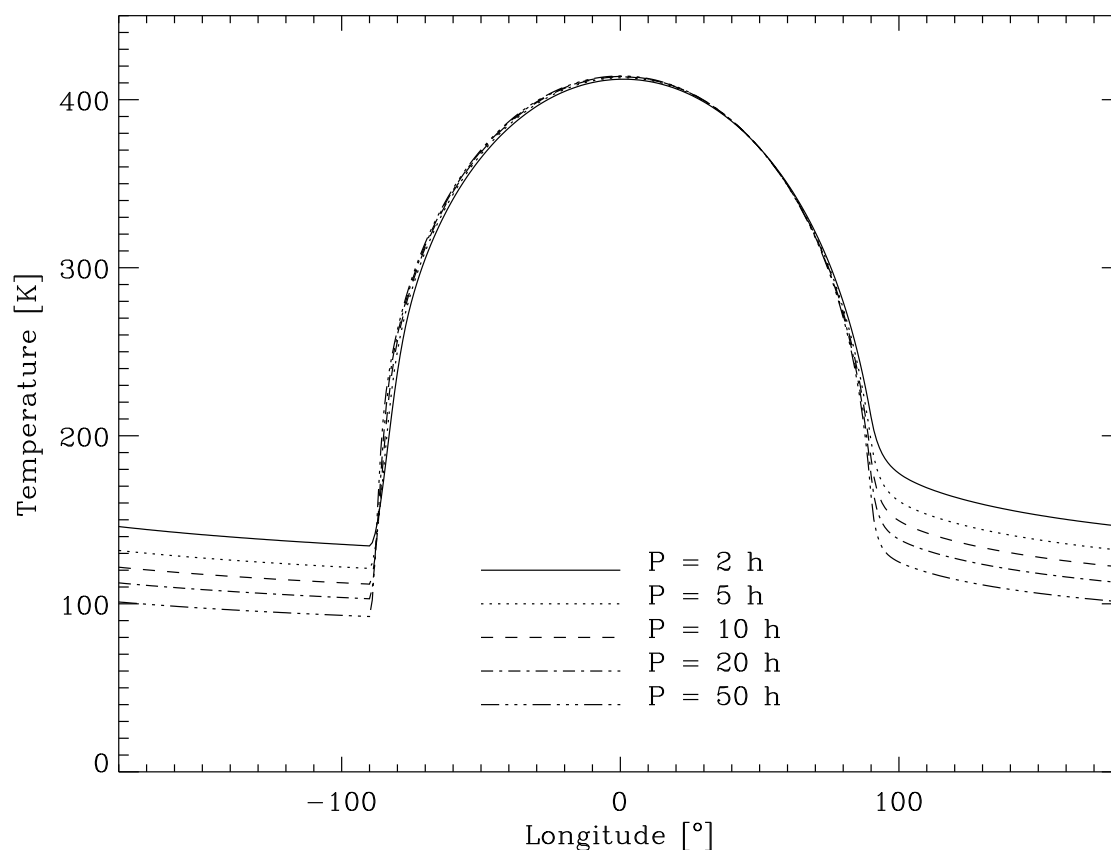


Figure 2.17 – Profil longitudinal de température à la surface du noyau, à l'équateur, pour différentes valeurs de la période de rotation du noyau P_n [heures].

Le résultat principal est que, plus la période de rotation est grande, plus l'écart de température entre le jour et la nuit est important. En effet, une période de rotation plus longue donne plus de temps au noyau pour se réchauffer côté jour et pour se refroidir côté nuit. En revanche, une période de rotation courte permet une meilleure répartition de l'énergie reçue à la surface du noyau. Ce principe est utilisé pour diminuer les contraintes thermo-mécaniques dues aux alternances jour/nuit subies par les satellites artificiels en les faisant tourner rapidement sur eux-mêmes.

Finalement, période de rotation et inertie thermique ont des effets similaires sur le profil longitudinal de température, dans le sens où ils jouent tous les deux sur la capacité du noyau à répartir l'énergie solaire sur toute sa surface. Ainsi, une période de rotation plus courte ou une inertie thermique plus grande vont tous les deux diminuer les variations diurnes de température, alors qu'une période de rotation plus longue ou une inertie thermique plus faible vont tous les deux accroître ces variations.

2.4.11 La fraction active x

x est le rapport entre la surface occupée par des zones actives et la surface totale du noyau (e.g., Rodionov *et al.*, 2002; Julian *et al.*, 2000). x varie de 0 (noyau 100 % inactif) à 1 (noyau 100 % actif). Ce paramètre peut être déterminé par l'observation (cf. section 3.2.5, page 71). x ne joue pas sur la distribution de température à la surface du noyau. Il intervient uniquement dans le calcul du flux thermique infrarouge (Eq. 2.11) et dans le calcul du taux de production H_2O (Eq. 2.13) des modèles thermiques 1 et 2.

Paramètre	Unité	Valeur
F_{\odot}	$W m^{-2}$	1370
ϵ		0.95
η		0.85 ou 0.756 [†]
p_v		à déterminer (0.04)*
q		0.28 ou 0.4 [‡]
α_R		0.25
f		à déterminer (entre 0 et 1)*
x		à déterminer (entre 0 et 1)*
I	$JK^{-1}m^{-2}s^{-1/2}$	à déterminer (10)*
P_n	heures	à déterminer (10)*

[†] Par défaut $\eta=0.85$. $\eta=0.756$ uniquement pour Chiron et Chariklo

[‡] Par défaut $q=0.28$. $q=0.4$ uniquement pour les Centaures.

* La valeur est à déterminer par l'observation, sinon nous prenons la valeur entre parenthèse.

Table 2.6 – Valeur des différents paramètres de nos modèles thermiques

2.5 Quantification des processus physiques

Les modèles thermiques présentés ci-dessus tiennent compte de quatre processus physiques : l'ensoleillement, le rayonnement thermique, la sublimation de la glace d'eau en surface et la conduction de la chaleur dans le noyau. Cette partie s'attache à quantifier l'énergie utilisée par chacun de ces processus physiques. Pour ce faire, nous étudions comment se répartit l'énergie solaire entre ces différents processus en fonction de la distance héliocentrique au point sub-solaire, là où l'énergie reçue est la plus importante.

Nous traitons d'abord le cas des modèles thermiques sans conduction de la chaleur dans le noyau, c'est-à-dire les modèles thermiques 1 et 3, et ensuite le modèle thermique 2 avec conduction de la chaleur. Les zones inactives, sans sublimation de la glace d'eau, et les zones actives, avec sublimation, sont traitées séparément. Nous utilisons les paramètres de la **Table 2.6**.

2.5.1 Modèles thermiques 1 et 3 (sans conduction de la chaleur)

2.5.1.1 Cas des zones inactives (Eq. 2.1)

Dans les zones inactives, seul le rayonnement thermique est pris en compte, il n'y a pas de sublimation de la glace d'eau. 100 % de l'énergie solaire reçue est utilisée par le rayonnement thermique. C'est un cas trivial :

$$\text{Flux solaire} = \text{Rayonnement} = 1$$

et ce, quelle que soit la distance héliocentrique. Notons que de l'Eq. (2.1) il découle :

$$T = \left(\frac{(1 - A)F_{\odot} \cos z}{\eta\epsilon\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\sqrt{R_h}} \quad (2.37)$$

et que par conséquent la température est proportionnelle à l'inverse de la racine carrée de la distance.

2.5.1.2 Cas des zones actives (Eq. 2.2)

Dans les zones actives, nous devons ajouter au rayonnement thermique le processus de sublimation de la glace d'eau. La **Figure 2.18** illustre les résultats. La quantité d'énergie consommée par chaque processus en fonction de la distance héliocentrique est normalisée au flux solaire reçu :

$$\text{Flux solaire} = \text{Rayonnement} + \text{Sublimation} = 1$$

Près du Soleil, à moins de 1 UA, la sublimation de la glace d'eau absorbe plus de 90 % de l'énergie solaire et le rayonnement thermique est négligeable. Loin du Soleil, à plus de 5 UA, la sublimation de la glace d'eau absorbe moins de 10 % de l'énergie solaire et le rayonnement thermique est le processus dominant. Ce phénomène découle directement de l'expression du taux de production de molécules H₂O, donné par l'Eq. (2.4), qui est une fonction exponentielle de la température et qui croît donc très rapidement lorsque que la comète se rapproche du Soleil. Au-delà de 6 UA, la sublimation de la glace d'eau peut être négligée car elle représente moins de 3 % de l'énergie consommée et l'activité cométaire liée à l'eau s'arrête : les zones actives deviennent inactives.

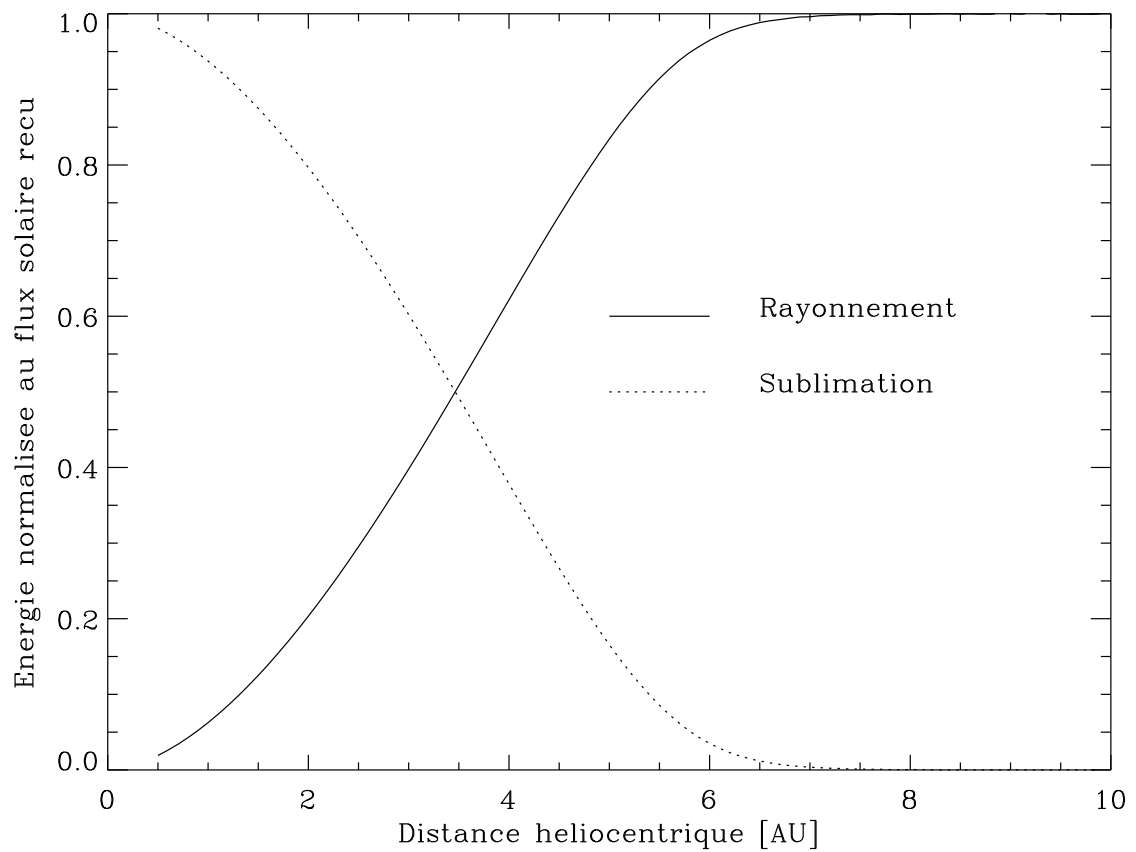


Figure 2.18 – Importance relative de la sublimation de la glace d’eau et du rayonnement thermique au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique, pour les zones actives des modèles thermiques 1 et 3

2.5.2 Modèle thermique 2 (avec conduction de la chaleur)

2.5.2.1 Cas des zones inactives (Eq. 2.14)

Nous devons maintenant, en plus du processus de rayonnement et de l'ensoleillement, tenir compte de la conduction de la chaleur dans le noyau représentée par le paramètre d'inertie thermique I . Nous étudions deux cas différents : $I=10$ et $100 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$. Dans ce cas :

$$\text{Flux solaire} = \text{Rayonnement} + \text{Conduction} = 1$$

La **Figure 2.19** illustre le cas $I=10 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$ et la **Figure 2.20** le cas $I=100 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$.

Lorsque $I=10 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$, à moins de 5 UA du Soleil, le rayonnement est le processus dominant qui absorbe plus de 90 % de l'énergie solaire et la conduction de la chaleur dans le noyau peut être négligée. En revanche, à partir de 5 UA, les deux processus jouent un rôle significatif et aucun des deux ne peut être négligé, même si le rayonnement domine encore largement la conduction car il absorbe plus de 75 % de l'énergie solaire.

Lorsque $I=100 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$, la conduction de la chaleur n'est négligeable qu'à moins de 1 UA du Soleil. Au-delà, le rayonnement et la conduction se partagent l'énergie solaire et aucun des deux processus ne peut être négligé. La conduction devient plus importante que le rayonnement thermique au-delà de 4.5 UA.

Il ressort de cette analyse que la conduction de la chaleur dans le noyau dans les zones inactives est négligeable à faible distance héliocentrique (<1 UA), même pour les fortes inerties thermiques ($\sim 100 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$). Pour les faibles inerties thermiques ($\sim 10 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$), la conduction reste un processus négligeable jusqu'à 5 UA. D'autre part, l'importance relative de la conduction dans le bilan énergétique de surface croît avec la distance héliocentrique, cette croissance étant d'autant plus importante que l'inertie thermique est grande. Ces différents résultats avaient déjà été appréhendés précédemment avec la **Figure 2.16**.

2.5.2.2 Cas des zones actives (Eq. 2.15)

Nous ajoutons maintenant la sublimation de la glace d'eau, d'où :

$$\text{Flux solaire} = \text{Rayonnement} + \text{Sublimation} + \text{Conduction} = 1$$

Comme précédemment, nous étudions deux cas différents d'inertie thermique, illustrés par la **Figure 2.19** pour $I=10 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$ et par la **Figure 2.20** pour $I=100 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$.

Comme pour les zones actives des modèles thermiques 1 et 3, la sublimation de la glace d'eau est le processus dominant à moins de 1 UA du Soleil où elle absorbe plus de 90 % de l'énergie solaire. Au-delà de 5 UA, la sublimation de la glace d'eau est un processus négligeable.

Dans les deux cas, entre 1 et 4 UA, on trouve une zone de transition où la sublimation passe de processus majoritaire à processus minoritaire, pendant que la conduction et le rayonnement deviennent les deux processus majoritaires. Néanmoins, au-delà de 4 UA dans le cas où $I=10 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$, la conduction de la chaleur n'absorbe pas plus de

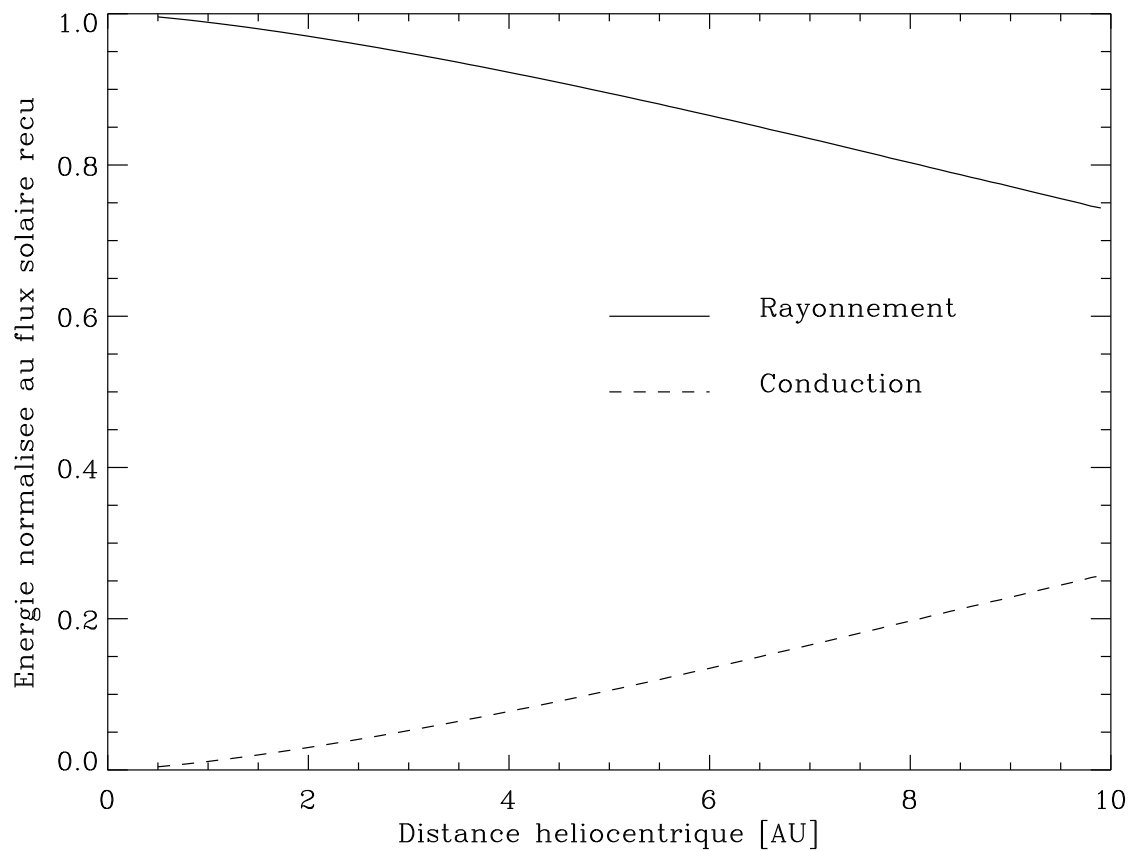


Figure 2.19 – Importance relative de la conduction de la chaleur et du rayonnement thermique au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique, pour les zones inactives du modèle thermique 2. L’inertie thermique vaut $10 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$.

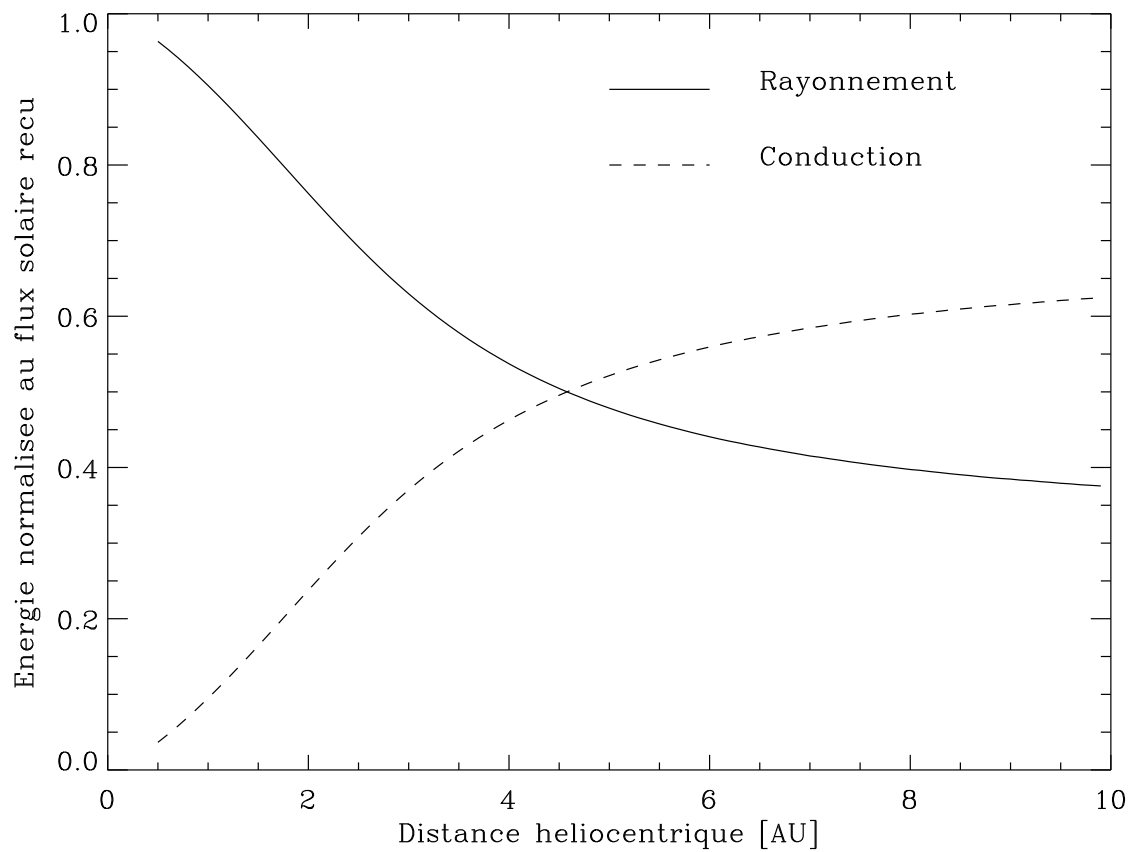


Figure 2.20 – Importance relative de la conduction de la chaleur et du rayonnement thermique au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique, pour les zones inactives du modèle thermique 2. L'inertie thermique vaut $100 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$.

25 % de l'énergie solaire et c'est le rayonnement thermique qui prédomine. Dans le cas où $I=100 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$, le pourcentage d'énergie solaire absorbée par la conduction atteint 75 % à cause d'une inertie thermique plus élevée.

D'autre part, la conduction de la chaleur dans le noyau dans les zones actives est un processus négligeable à moins de 5 UA du Soleil dans le cas où $I=10 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$, et à moins de 2.5 UA du Soleil dans le cas où $I=100 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$.

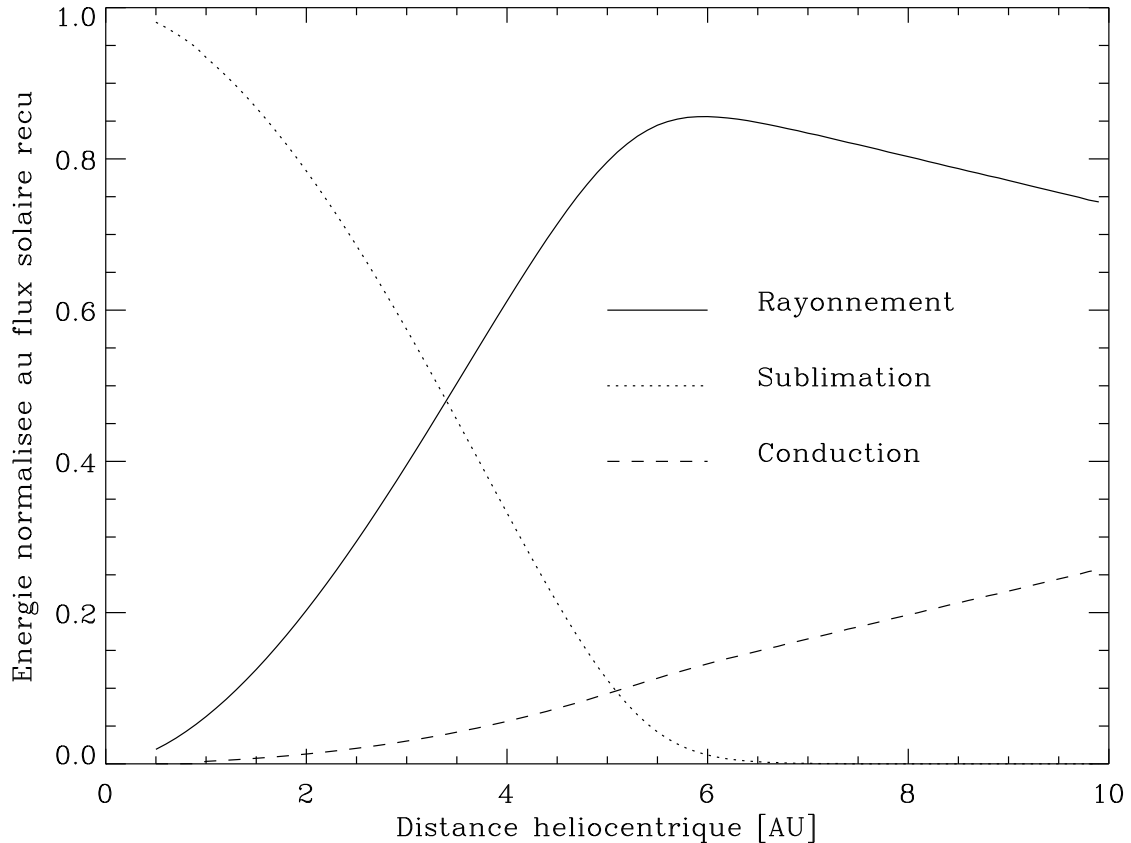


Figure 2.21 – Importance relative de la sublimation de la glace d'eau, de la conduction de la chaleur et du rayonnement thermique au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique, pour les zones actives du modèle thermique 2. L'inertie thermique vaut $10 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$.

2.5.3 Conclusions sur la quantification des processus physiques

Nous résumons ici les principales conclusions sur la quantification des processus physiques en fonction de la distance héliocentrique :

- A moins de 3 UA du Soleil, la sublimation de la glace d'eau est le processus dominant dans les zones actives. A moins de 1 UA du Soleil, les autres processus (rayonnement thermique et conduction de la chaleur) deviennent négligeables.

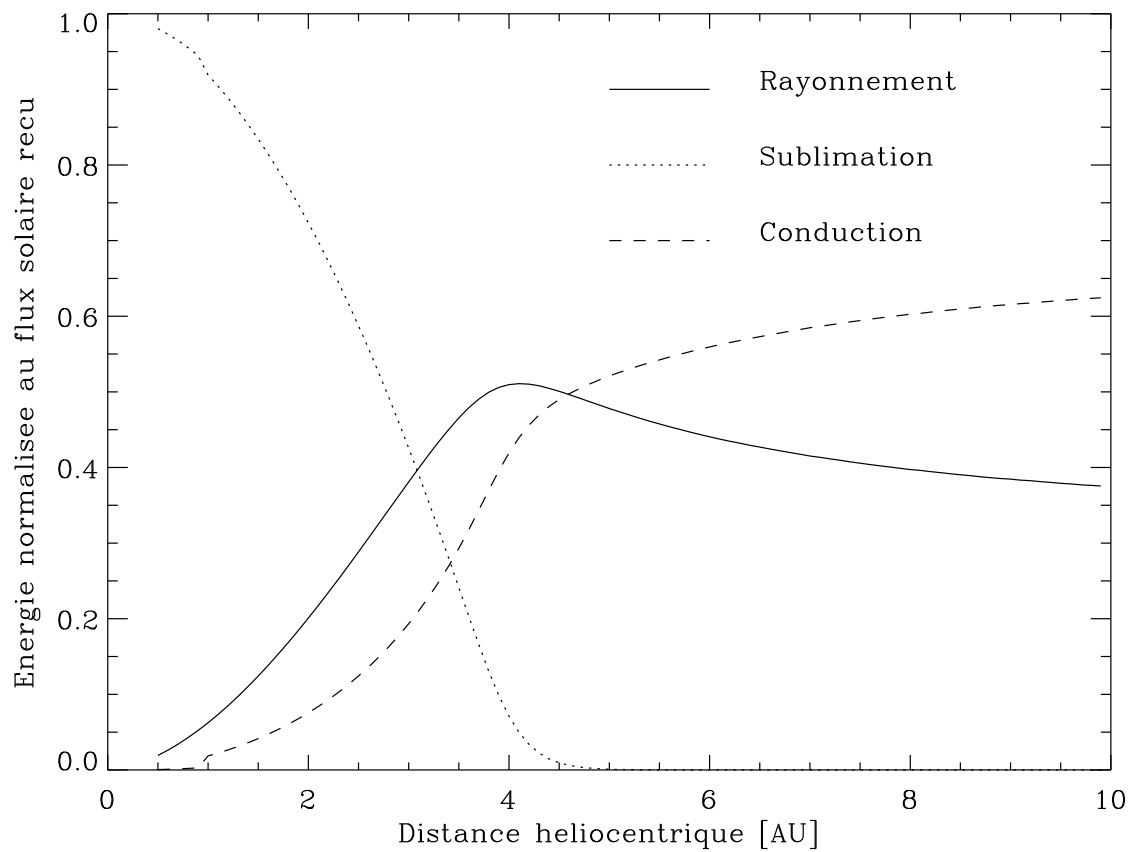


Figure 2.22 – Importance relative de la sublimation de la glace d'eau, de la conduction de la chaleur et du rayonnement thermique au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique, pour les zones actives du modèle thermique 2. L'inertie thermique vaut $100 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$.

- A plus de 6 UA du Soleil, la sublimation de la glace d'eau est un processus négligeable dans les zones actives, et l'activité cométaire liée à l'eau s'arrête. Les zones actives deviennent inactives.
- La conduction de la chaleur dans le noyau est négligeable pour une inertie thermique faible ($\sim 10 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$) à moins de 5 UA du Soleil.
- La conduction de la chaleur dans le noyau est négligeable pour une inertie thermique élevée ($\sim 100 \text{ JK}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1/2}$) à moins de 1 UA du Soleil dans les zones inactives et à moins de 2.5 UA du Soleil dans les zones actives.
- La conduction de la chaleur dans le noyau devient de plus en plus importante au fur et à mesure que l'on s'éloigne du Soleil, ce phénomène étant d'autant plus accentué que l'inertie thermique est élevée.

2.6 Lacunes et améliorations possibles de nos modèles thermiques

Les modèles thermiques que nous avons présentés ici ont été développés pour interpréter les observations infrarouges thermiques du satellite ISO et les taux de production H_2O disponibles dans la littérature. De façon à limiter les paramètres, ces modèles prennent en compte uniquement les processus physiques de premier ordre et un minimum de configurations pour la forme et l'orientation de l'axe de rotation du noyau, ce qui est toutefois suffisant pour interpréter la plupart des observations. Néanmoins, dans un souci de transparence, nous présentons ici les lacunes et les améliorations possibles de nos modèles thermiques :

- Cas non sphérique : les observations in situ effectuées en 1986 par la sonde Giotto sur la comète 1P/Halley ainsi que les observations de la comète 19P/Borrelly en 1997 par le télescope HST et en 2001 par la sonde Deep Space 1 montrent que le noyau des comètes est très allongé : $16 \times 8.2 \times 8.5$ dans le cas de 1P/Halley (Keller *et al.*, 1987; Wilhelm, 1987) et $8 \times \sim 4 \times \sim 4$ dans le cas de 19P/Borrelly (Lamy *et al.*, 1998b; Soderblom *et al.*, 2002). Il serait donc intéressant de développer un modèle avec un noyau ellipsoïdal. Ce travail est en cours de réalisation.
- Diffusion du gaz : ce processus n'est pas pris en compte dans nos modèles. Nous modélisons uniquement les processus de surface et d'après les travaux de Mekler *et al.* (1990), le gaz ne diffuse pas vers l'intérieur du noyau en surface. Néanmoins, il serait intéressant d'ajouter la diffusion du gaz dans nos modèles thermiques pour confirmer ces résultats et vérifier que cela ne modifie pas la température de surface du noyau.
- Résolution tri-dimensionnelle des équations de diffusion de la chaleur : nous avons résolu l'équation de diffusion de la chaleur dans le noyau uniquement dans le sens vertical. Pour être plus rigoureux, nous devrions aussi tenir compte des échanges latéraux de chaleur, en longitude et en latitude. Ce travail n'a jamais été réalisé ; le modèle le plus évolué dans ce domaine à l'heure actuelle est celui de Enzian *et al.* (1997) qui tient compte des échanges de chaleur en profondeur (vertical) et en

latitude, mais pas en longitude. La résolution tri-dimensionnelle des équations de la chaleur nécessite de gros moyens informatiques pour réduire les temps de calcul, que nous n'avons malheureusement pas à notre disposition. D'autre part, comme nous l'avons dit plus haut, l'interprétation des observations requiert un modèle souple, robuste et rapide, pouvant s'adapter facilement aux conditions observationnelles et être ajusté aux mesures de flux et de taux de production avec un minimum de paramètres, ce qui n'est pas le cas d'un modèle tri-dimensionnel.

- Topographie quelconque de la surface : la surface des noyaux cométaires n'est pas lisse, comme le supposent nos modèles. Le "beaming factor" η permet d'introduire artificiellement de la rugosité mais un calcul exacte des diffusions multiples de la lumière dans le cas d'un noyau de surface quelconque améliorerait considérablement nos connaissances dans ce domaine. Les travaux de Davidsson & Skorov (2002) vont dans ce sens puisqu'ils étudient l'absorption des rayons lumineux à la surface des noyaux cométaires dans le cadre de la théorie de Hapke et le transfert radiatif. Il en est de même de ceux de Gutiérrez *et al.* (2001) qui étudient des noyaux de forme irrégulière et le chauffage du noyau par son propre rayonnement thermique ("self-heating"). Enfin, nous pouvons aussi citer les travaux de Rodionov *et al.* (2002) sur la corrélation entre la topographie (à grande échelle) du noyau et la présence de structures dans la coma.
- Plusieurs composés volatiles : notre modèle tient compte uniquement de la molécule H_2O . Néanmoins, nous savons que les comètes sont composées de nombreux autres composés volatiles comme CO , CO_2 , CH_3OH , NH_3 , H_2S , CH_4 ou encore HCN . Benkhoff (2002) a montré que l'introduction de plusieurs composés dans les modèles thermiques ne changeait pas la température de surface et le taux de production propre à chaque molécule. Néanmoins, il existe des taux de production pour plusieurs molécules dans la littérature, autres que H_2O , qui pourraient fournir des contraintes supplémentaires en les introduisant dans un modèle plus complexe, type Enzian (1997). Nous pensons notamment au CO . Malheureusement, ces données ne sont disponibles que pour quelques comètes très actives, comme par exemple les nouvelles comètes C/1995 O1 Hale-Bopp et C/1996 B2 Hyakutake.
- Conduction de la chaleur dans un cas quelconque d'orientation du pôle : notre modèle thermique 2 permet la résolution des équations de la chaleur uniquement pour une obliquité nulle du noyau. Si l'orientation du pôle est connue, nous ne pouvons pas utiliser ce modèle. Nous devons alors utiliser le modèle 1 en supposant que la rotation est nulle, ou le modèle 3 en supposant un certain nombre de zones actives localisées réparties sur la surface. Dans ces deux cas, la conduction de la chaleur n'est pas prise en compte et il n'y a pas de variations diurnes de température. Il serait donc intéressant de développer un modèle thermique qui calculerait les variations diurnes de température à la surface du noyau quelle que soit la direction de l'axe de rotation du noyau et sa période de rotation, comme le modèle de Julian *et al.* (2000) développé pour 1P/Halley. Ce travail est en cours de réalisation.

2.7 Application : l'érosion du noyau

Nous allons maintenant utiliser les modèles thermiques développés précédemment pour quantifier l'érosion du noyau [m s^{-1}], c'est-à-dire l'épaisseur [m] de la couche de matière qui s'échappe définitivement de sa surface en fonction du temps [s]. Lorsque le noyau se rapproche du Soleil, la glace d'eau en surface se sublime, entraînant avec elle une partie de la poussière de matériaux réfractaires : le noyau s'érode. Dans cette section, nous allons quantifier ce processus dans un cas simple, en montrant les limites de la méthode. La sublimation de la glace d'eau étant la cause de l'érosion du noyau, l'érosion ne concerne que les zones actives, là où se trouve la glace d'eau.

2.7.1 Les modèles thermiques 1 et 2

Pour les modèles thermiques 1 et 2, nous supposons que le noyau est 100% actif ($x=1$), entièrement recouvert d'un mélange microscopique de glace d'eau et de poussières de matériaux réfractaires. Dans le cas contraire, si le noyau n'est pas complètement actif, la modélisation de l'érosion est beaucoup plus complexe. L'érosion est alors localisée à certaines zones, petites ($\sim 1 \text{ m}^2$). Au fur et à mesure que ces zones s'érodent, elles se creusent, formant un puits. Au bout d'un moment, l'activité du puits cesse car le rayonnement solaire ne parvient plus au fond du puits, là où se trouve la glace. Si le puits est profond, il est possible que ses parois s'effondrent, libérant ainsi de nouvelles zones actives. Un tel scénario est très difficile à modéliser et hors de notre propos.

Comme nous l'avons vu précédemment, nous pouvons calculer le taux de production $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ [kg s^{-1}] pour chacun des modèles thermiques 1 et 2 (Eq. 2.13). L'érosion due à la sublimation de la glace d'eau $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ [m s^{-1}] est obtenue par :

$$\mu_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{Q_{\text{H}_2\text{O}}}{\rho_g 4\pi r_n^2} \quad (2.38)$$

où ρ_g [kg m^{-3}] est la masse volumique des grains de glace d'eau et r_n le rayon du noyau. Nous remarquons que comme $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ est proportionnel à r_n^2 (cf. Eq. (2.13)), $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ est finalement indépendant de r_n . L'érosion du noyau ne dépend pas de sa taille, mais uniquement de sa distance au Soleil.

Les molécules de vapeur d'eau entraînent avec elles des grains de poussière. Le rapport de masse R entre la quantité de poussière et la quantité de gaz (ici uniquement la vapeur d'eau) permet de déduire, à partir de $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$, l'érosion totale du noyau μ par :

$$\mu = \left(1 + R \frac{\rho_g}{\rho_p}\right) \mu_{\text{H}_2\text{O}} \quad (2.39)$$

où ρ_p est la masse volumique des grains de poussière. Dans notre cas, nous faisons l'hypothèse *ad hoc* d'une masse volumique constante $\rho = \rho_p = \rho_g$, ce qui est possible si la porosité des grains de poussière est plus importante que celle des grains de glace d'eau. Nous supposons aussi $R = (1 - f)/f$, où f est la fraction volumique de glace dans le mélange glace/poussière. $R > (1 - f)/f$ n'est pas possible car la glace d'eau ne peut pas entraîner avec elle plus de poussière qu'il y en a ! D'autre part, $R < (1 - f)/f$ implique

un enrichissement de la surface en poussière, et donc un paramètre f qui décroît avec le temps. Pour simplifier nos calculs, nous choisissons donc $R = (1 - f)/f$, qui correspond au régime stationnaire où les grains de glace sublimés entraînent avec eux exactement toute la poussière disponible, ni plus, ni moins. Suivant ces hypothèses, pour les modèles thermiques 1 et 2, l'érosion du noyau μ [m s^{-1}] est donnée par :

$$\mu = \left(1 + \frac{1-f}{f}\right) \frac{Q_{\text{H}_2\text{O}}}{\rho_g 4\pi r_n^2} \quad (2.40)$$

Nous avons appliqué l'Eq.(2.40) au cas suivant : noyau de masse volumique $\rho=1000 \text{ kg m}^{-3}$, paramètres de la **Table 2.6** avec $f = 0.5$ (donc $R = (1 - f)/f = 1$) et $x = 1$. Nous utilisons le modèle thermique 1. L'érosion totale du noyau en fonction de la distance héliocentrique est illustrée par la **Figure 2.23**. Plus le noyau est près du Soleil, plus l'érosion est importante. A 0.5 UA, l'érosion atteint 0.1 mètre/jour soit 1 mètre en 10 jours alors qu'à 5 UA, elle ne dépasse pas 0.1 mm/jour soit 1 mètre en 30 ans.

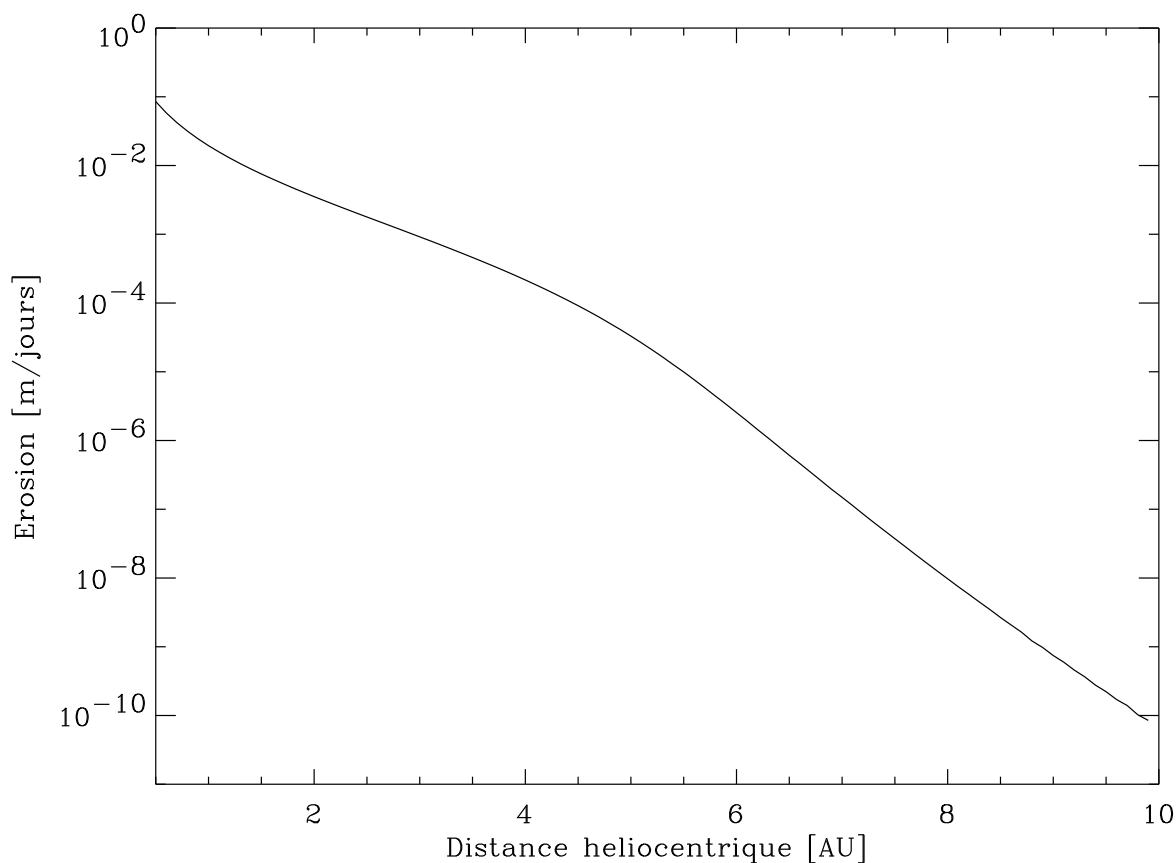


Figure 2.23 – Erosion du noyau en fonction de la distance héliocentrique

2.7.2 Le modèle thermique 3

Pour le modèle thermique 3, la taille des zones actives étant suffisamment grande ($\sim 10^4 \text{ m}^2$), il ne se formera pas de puits mais plutôt des “cratères”. Nous devons calculer l'érosion individuelle de chacune des zones actives. L'érosion μ_i d'une zone d'indice i , de surface S_i est donnée par :

$$\mu_i = \left(1 + \frac{1-f}{f}\right) \frac{Q_{\text{H}_2\text{O}}(i)}{\rho_g 4\pi S_i^2} \quad (2.41)$$

où $Q_{\text{H}_2\text{O}}(i)$ est le taux de production local de la zone active d'indice i , calculé à partir de l'Eq. (2.35), comme suit :

$$Q_{\text{H}_2\text{O}}(i) = \int_{\theta_1(i)}^{\theta_2(i)} \int_{\varphi_1(i)}^{\varphi_2(i)} f(1 - \alpha_R) Z[T(\theta, \varphi)] r_n^2 \cos \theta d\varphi d\theta \quad (2.42)$$

μ_i suppose une érosion uniforme sur toute la zone active ce qui peut ne pas être le cas si cette zone est très étendue. Par ailleurs, nous ne pouvons pas sommer les μ_i sur les n zones actives pour obtenir l'érosion totale du noyau, cela n'a pas de sens : dans le modèle thermique 3 les zones actives sont localisées par définition, et l'érosion est un processus local, et non pas global.

Chapitre 3

Les contraintes observationnelles

Résumé

3.1	L’observation du noyau d’une comète	61
3.2	Les contraintes sur les paramètres de nos modèles	64

Ce chapitre explique comment contraindre par l’observation les paramètres physiques des modèles thermiques présentés au chapitre précédent. Dans la première partie, nous présentons la problématique de l’observation des noyaux cométaires et les différentes méthodes d’observation actuellement utilisées. Dans la deuxième partie, nous expliquons comment contraindre à partir des observations chacun des paramètres physiques de nos modèles, à savoir le rayon, l’albédo géométrique, l’inertie thermique, la fraction active et la fraction de glace dans le mélange glace-poussière des zones actives.

3.1 L’observation du noyau d’une comète

L’observation du noyau d’une comète est difficile à cause de la coma qui entoure ce dernier et le masque. Pour résoudre ce problème, trois méthodes essentiellement sont utilisées actuellement : (i) l’observation de la comète loin du Soleil lorsqu’elle est supposée inactive et sans coma, (ii) l’observation de la comète près du Soleil lorsqu’elle est active en séparant la contribution de la coma de celle du noyau (Lamy & Toth, 1995) et (iii) l’observation in-situ du noyau par une sonde spatiale. Nous présentons ici les avantages et les inconvénients de chacune de ces trois méthodes. Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé la deuxième méthode.

3.1.1 Observation d’une comète loin du Soleil

Loin du Soleil, au delà de 5UA, l’activité cométaire liée à l’eau diminue considérablement (cf. section 2.5.3, page 54). La coma devient quasi inexistante et le noyau est alors directement observable. Cette méthode d’observation du noyau, largement répandue dans la littérature (e.g., Meech & Hainaut, 1997), a permis de déterminer la taille de plusieurs noyaux cométaires (e.g., Lowry *et al.*, 1999; Lowry & Fitzsimmons,

2001), le spectre de plusieurs Centaures (e.g., Brown, 2000; Foster *et al.*, 1999; Luu *et al.*, 2000) et la fonction de phase de la comète 28P/Neujmin 1 (Delahodde *et al.*, 2001). Toutefois, le flux du noyau loin du Soleil est très faible et cette méthode requiert l'utilisation de grands télescopes (diamètre >2 m), au sol ou dans l'espace.

De plus, cette méthode n'est valable que si la comète est réellement inactive, ce qui n'est pas toujours le cas. De nombreuses observations montrent que l'activité cométaire continue loin du Soleil, à plus de 5 UA (e.g., Szabó *et al.*, 2001; Lowry & Fitzsimmons, 2001), et même à plus de 10 UA (Meech, 1993). Cette activité est sans doute due à des molécules plus volatiles que l'eau comme le CO (Biver *et al.*, 1996; Capria *et al.*, 2000); de l'activité a même été observée sur la comète 1P/Halley à 14.3 UA par West *et al.* (1991). C'est la limite principale de la méthode.

Pour estimer l'activité d'une comète loin du Soleil, la méthode la plus employée est de comparer le profil radial moyen en brillance d'une image de la comète à un profil stellaire. Si les profils sont identiques, c'est que la comète a l'apparence d'une étoile non résolue et que par conséquent on observe bien le noyau sans coma : l'activité est nulle (en théorie). En revanche, si le profil est plus large que la PSF, c'est que la contribution de la coma n'est pas nulle et qu'il persiste de l'activité. La **Figure 3.1** illustre ces propos. En pratique, la méthode a deux limites principales : (i) elle requiert d'excellentes conditions d'observation ("seeing") et (ii) le signal peut être dominé par une coma très faible, même si l'apparence de la comète est stellaire.

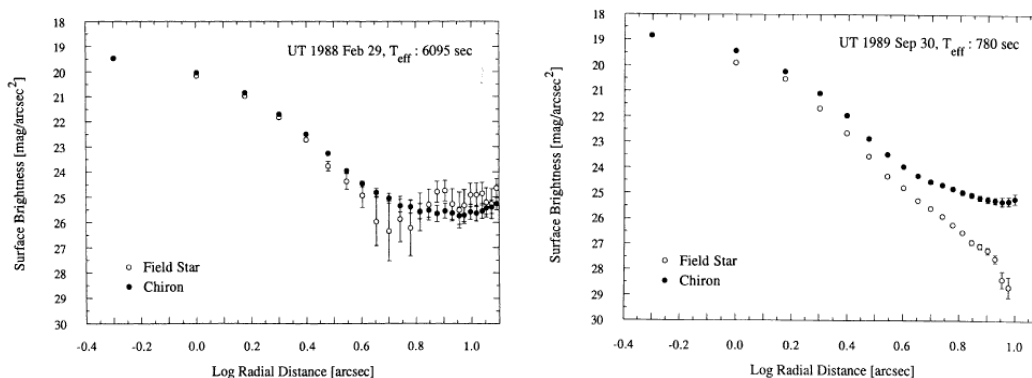


Figure 3.1 – Comparaison entre le profil radial moyen en brillance du Centaure 2060 Chiron et un profil stellaire. A gauche, le 29 février 1988 à 12.6 UA du Soleil, le noyau est inactif alors qu'à droite, le 30 septembre 1989 à 11.5 UA du Soleil, le noyau est actif. Source : Luu & Jewitt (1990b)

3.1.2 Observation d'une comète près du Soleil

Près du Soleil, à moins de 3 UA, les comètes sont actives. Le noyau est donc masqué et il est impossible de l'observer directement. En revanche, le flux de la comète est beaucoup plus important car elle est située plus près de la Terre. Une méthode a été mise au point par Lamy & Toth (1995) pour séparer la contribution de la coma de celle du noyau dans ces

conditions. Cette méthode requiert une très haute résolution angulaire, d'où l'utilisation des télescopes spatiaux pour s'affranchir des perturbations atmosphériques. Elle a déjà permis de déterminer la taille et parfois la période de rotation de ~ 30 noyaux cométaires (Lamy *et al.*, 2000; Jorda *et al.*, 2000; Lamy *et al.*, 2001).

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé la méthode de Lamy & Toth (1995) pour interpréter les observations du télescope spatial HST ("Hubble Space Telescope") pour le domaine des longueurs d'onde visible et celles du télescope spatial ISO ("Infrared Space Observatory") pour le domaine infrarouge. La méthode est présentée plus loin, dans l'article I "ISOCAM observations of cometary nuclei" de Jorda *et al.* (2000) (page 93) et dans l'article II "The nucleus of comet 22P/Kopff and its inner coma" de Lamy *et al.* (2002b) (page 122). Les observations HST réduites avec cette méthode donnent le flux visible du noyau de la comète observée et les observations ISO son flux infrarouge.

Le télescope spatial HST a été mis en service le 25 avril 1990 et est toujours en activité. Son miroir primaire mesure 2.4 m de diamètre. Pour l'observation des comètes, nous utilisons la caméra WFPC2 ("Wild Field Planetary Camera 2"). Cette caméra CCD couvre un domaine spectral de 1150 Å à 10500 Å. Elle permet la prise de deux images simultanées, l'une de 150×150 arcsec² avec une résolution de 0.1 arcsec/pixel et l'autre de 34×34 arcsec² avec une résolution de 0.046 arcsec/pixel.

Le satellite ISO a été lancé en novembre 1995 et est resté en activité jusqu'en avril 1998. Son miroir mesure 60 cm de diamètre. Nous avons utilisé la caméra ISOCAM ("Infrared Space Observatory Camera") pour observer les noyaux cométaires. Cette caméra infrarouge couvre un domaine de longueur d'onde de 2.5 à 17 μ m. La caméra est une matrice de 32×32 pixels carré de 100 μ m de côté, chacun avec une résolution de 1.5 arcsec/pixel, et qui couvre donc un champ de 48×48 arcsec².

L'inconvénient majeur de la méthode est qu'elle nécessite un flux important et donc de bonnes conditions d'observation, à savoir un noyau de grande taille et/ou une faible distance géocentrique. D'autre part, l'utilisation des télescopes spatiaux n'est pas très souple et se prête mal à l'observation des comètes nouvelles, sauf cas exceptionnel comme C/1999 S4 LINEAR (Weaver *et al.*, 2001).

Les nouveaux grands télescopes comme le VLT au Chili, couplé à un système d'optique adaptative performant, permettent maintenant d'atteindre une résolution angulaire comparable à celle des télescopes spatiaux et pourraient aussi être utilisés pour l'étude des noyaux cométaires avec la méthode présentée ici. L'avantage serait une plus grande flexibilité des observations en fonction des cibles potentielles. Un projet est à l'étude.

Près du Soleil, il est aussi possible de mesurer les taux de production de différents composés chimiques à partir des observations spectroscopiques de la coma. Ceci n'est pas l'objet de cette thèse mais, comme nous avons utilisé les taux de production disponibles dans la littérature, il est important de le mentionner. Pour de plus amples renseignements sur les mesures de taux de production, nous renvoyons le lecteur aux articles de A'Hearn *et al.* (1995) et Crovisier *et al.* (2002) pour OH (et donc H₂O), Disanti *et al.* (2001) et Bockelée-Morvan *et al.* (2000) pour CO et Singh *et al.* (1992) pour la poussière.

3.1.3 Observation in-situ du noyau

L'observation in-situ du noyau est la méthode qui permet de recueillir le plus d'information. C'est en outre, à l'heure actuelle, la seule méthode qui permette de résoudre le noyau. Néanmoins, l'envoi d'une sonde spatiale près d'un noyau cométaire est techniquement difficile et coûte cher ; quatre missions seulement ont pour l'instant été menées à bien avec succès. Il s'agit des missions Vega 1 et Vega 2 qui se sont approchées à ~ 8000 km du noyau de la comète 1P/Halley en 1986, de la mission Giotto qui s'est aussi approchée de 1P/Halley en 1986 mais plus près, à ~ 600 km, et de la mission Deep Space 1 qui s'est approchée à ~ 2000 km du noyau de la comète 19P/Borrelly en 2001. D'autres missions sont en cours de réalisation, notamment la sonde Rosetta qui sera lancée en janvier 2003 en direction de la comète 46P/Wirtanen (cf. annexe A).

L'observation in-situ constitue évidemment le meilleur moyen d'obtenir des informations précises sur le noyau : sa forme, son albédo, son axe et sa période de rotation, sa composition et ses propriétés chimiques, thermiques et mécaniques. Ces différents résultats permettent de contraindre très fortement les modèles thermiques. Néanmoins, cette méthode n'est pas adaptée pour faire une étude statistique des noyaux cométaires, notamment sur leur distribution en taille et leur composition, puisqu'elle ne permet d'atteindre que très peu de cibles, soumises à un fort biais de sélection. La population, limitée à deux (1P/Halley et 19P/Borrelly), et la représentativité de l'échantillon, constitué uniquement de comètes à courtes périodes, rendent pour l'instant impossible toute étude statistique. De plus, la flexibilité des missions spatiales est très limitée : il est quasiment impossible de changer de cible en cours de mission.

3.2 Les contraintes sur les paramètres de nos modèles

Nous présentons maintenant comment nous pouvons contraindre les paramètres physiques de nos modèles thermiques à partir des observations.

3.2.1 Les observables

Comme nous avons vu précédemment, les observations réalisées par les télescopes spatiaux HST et ISO, combinées à la méthode de Lamy & Toth (1995), permettent d'obtenir le **flux visible** et le **flux infrarouge** du noyau. Ce sont les deux premières observables. La troisième observable est le **taux de production H_2O** des comètes observées par HST et ISO, parfois disponible dans la littérature. La dernière observable est le **spectre** du noyau que l'on peut aussi trouver dans la littérature, mais beaucoup plus rarement et pas pour tous les corps étudiés. Nous utilisons ces quatre observables pour contraindre les paramètres de nos modèles thermiques, à savoir le rayon, l'albédo géométrique, l'inertie thermique, la fraction active et la fraction de glace dans le mélange glace-poussière.

3.2.2 Le rayon

Le rayon du noyau peut être contraint par les observations visibles ou les observations infrarouges.

3.2.2.1 Observations visibles

La magnitude m_i dans la bande spectrale i d'un objet vu en lumière diffusée est reliée à ses propriétés physiques par (Russell, 1916) :

$$p_i \phi(\alpha) r_n^2 = 2.25 \times 10^{22} R_h^2 \Delta^2 10^{0.4(m_\odot - m_i)} \quad (3.1)$$

où p_i est l'albédo géométrique dans la bande spectrale i , $\phi(\alpha)$ est la fonction de phase à l'angle de phase α [°], R_h [AU] est la distance héliocentrique, Δ [AU] est la distance géocentrique et $m_\odot = -26.75$ mag est la magnitude du Soleil dans la bande V (*Allen's Astrophysical Quantities*, Cox (2000)). Nous avons choisi $\phi(\alpha) = 10^{-0.4\alpha\beta_v}$ avec un coefficient de phase $\beta_v = 0.04$ mag/deg, valeur utilisée pour les observations HST de 19P/Borrelly (Lamy *et al.*, 1998b) et ayant donné un rayon en très bon accord avec les observations in-situ de Deep Space 1 (Soderblom *et al.*, 2002).

Connaissant les conditions d'observation (R_h , Δ et α) et en supposant un albédo géométrique de 0.04, nous obtenons le rayon du noyau r_n à partir de sa magnitude m_i . L'hypothèse sur la valeur de l'albédo géométrique est incontournable dans ce cas.

Remarque : La magnitude m_i dans la bande spectrale i est reliée au flux F_i [Jy] par la relation : $m_i = -2.5 \log \frac{F_i}{F_{0i}}$ où F_{0i} [Jy] est le coefficient photométrique dans la bande i (*Allen's Astrophysical Quantities*, Cox (2000)).

3.2.2.2 Observations infrarouges

Le flux thermique infrarouge est relié au rayon du noyau par (cf. section 2.3.2.3) :

$$F_\nu(\lambda) = \epsilon \frac{r_n^2}{\Delta^2} \int \int B_\nu[\lambda, T(\theta, \varphi)] \cos^2 \theta \cos(\varphi - \alpha) d\theta d\varphi \quad (3.2)$$

Connaissant les conditions d'observation (R_h , Δ et α) et la valeur du flux infrarouge $F_\nu(\lambda)$ mesuré à la longueur d'onde λ , nous pouvons déterminer le rayon r_n du noyau en supposant une distribution en température $T(\theta, \varphi)$ et une valeur pour l'albédo géométrique p_ν et l'intégrale de phase q . D'une façon plus générale, nous obtenons le flux infrarouge théorique en fonction de la longueur d'onde pour différentes distributions de température, comme illustré par la **Figure 3.2**. Les points de mesure à 8 et 14 μm portés sur cette figure avec une incertitude de 20 % ne sont pas réels, mais servent à illustrer nos propos.

De façon évidente, si nous avons des observations uniquement à une longueur d'onde, ici $\lambda_1 = 14.0 \mu\text{m}$, il n'est a priori pas possible de différencier entre les deux distributions en température (noyau inactif ou actif), et donc de donner une valeur du rayon. En revanche, si nous avons des observations à au moins deux longueurs d'onde, ici $\lambda_1 = 14.0 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 8.0 \mu\text{m}$, alors nous pouvons différencier entre les deux distributions et déterminer le rayon. Dans le cas de la **Figure 3.2**, le modèle qui ajuste le mieux les points de mesures

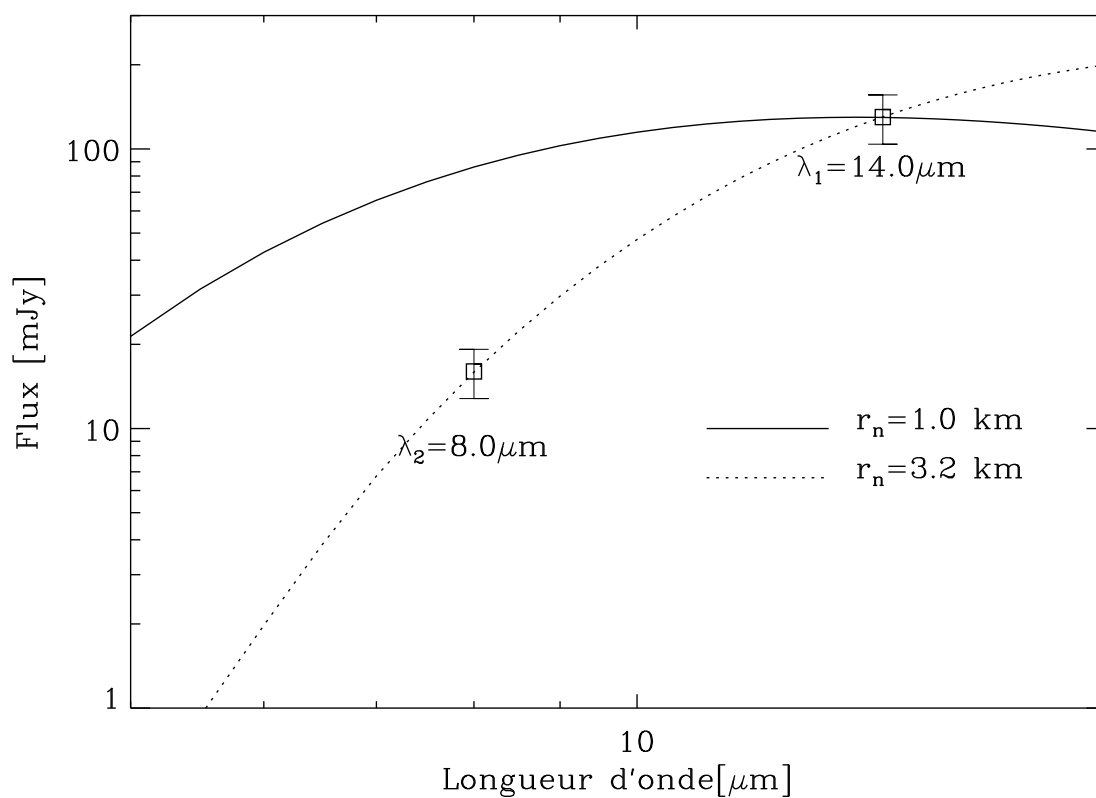


Figure 3.2 – Flux thermique infrarouge en fonction de la longueur d’onde pour deux distributions de température différentes correspondant à l’Eq. (2.1) pour les traits pleins avec un rayon de 1 km (modèle thermique 1 avec noyau 100 % inactif) et à l’Eq. (2.2) pour les traits pointillés avec un rayon de 3.2 km (modèle thermique 1 avec noyau 100 % actif). Les paramètres sont ceux de la **Table 2.6** avec $f=1$. Le noyau est situé à 1 UA du Soleil et à 1 UA de l’observateur.

est un noyau est 100 % actif avec un rayon de 3.2 km. Dans tous les cas l’hypothèse sur la valeur de l’albédo géométrique et de l’intégrale de phase est toujours incontournable.

Dans le domaine radio ($\lambda > 1$ mm), la fonction de Planck $B_\nu(\lambda, T)$ peut être approximée par la loi de Rayleigh-Jeans :

$$B_\nu(\lambda, T) \sim 2\pi k \frac{T}{\lambda^2} \quad (3.3)$$

Le flux est alors une fonction linéaire de la température et il est moins sensible à la distribution de température que dans le domaine infrarouge où il est une fonction exponentielle de la température (cf. Eq. (2.10), page 22). La détermination du rayon sera donc moins dépendante du modèle thermique dans le domaine radio que dans le domaine infrarouge. Les observations radio ont déjà été utilisées, entre autres par Altenhoff & Stumpff (1995) à 1.2 mm et Jewitt & Luu (1992) à 0.8 mm, pour estimer la taille du Centaure 2060 Chiron.

3.2.3 L’albédo géométrique

Dans la partie précédente, nous avons vu qu’en utilisant séparément les observations visibles et les observations infrarouges (ou radio), il était possible de déterminer la valeur du rayon, moyennant une hypothèse sur la valeur de l’albédo géométrique et de l’intégrale de phase. Cette hypothèse peut être levée en combinant les observations visibles ET infrarouges. En effet, les observations visibles donnent une première relation entre le rayon r_n et l’albédo géométrique p_v avec l’Eq. (3.1) et les observations infrarouges une deuxième relation avec l’Eq. (3.2). En résolvant ce système de deux équations à deux inconnues, il est possible de déterminer indépendamment la valeur de p_v et de r_n , en supposant une valeur pour l’intégrale de phase q . Cette méthode, dite méthode radiométrique, est utilisée dans la littérature depuis 30 ans (e.g., Matson, 1972; Morrison, 1973; Lebofsky & Spencer, 1989), et illustrée par la **Figure 3.3**. Pour illustrer nos propos, nous supposons que nous avons mesuré un flux infrarouge de 130 mJy à 14.0 μ m et une magnitude pour le noyau $m=15$.

D’après la **Figure 3.2**, nous savons que la “bonne” distribution en température est celle correspondant à un noyau 100 % actif. La “bonne” contrainte infrarouge dans notre cas est donc la deuxième, en pointillés. Nous pouvons alors déterminer indépendamment les valeurs du rayon et de l’albédo géométrique, correspondant à l’intersection de la contrainte infrarouge et de la contrainte optique. Nous trouvons $r_n=3.22$ km et $p_v=0.02$. Nous remarquons que les contraintes optique et infrarouge se coupent presque orthogonalement, ce qui diminue l’incertitude sur la détermination de r_n et de p_v .

Nous ne pouvons pas nous affranchir de l’hypothèse sur la valeur de l’intégrale de phase q mais, comme illustré par la **Figure 3.4**, l’influence de q sur la contrainte infrarouge pour des albédos géométriques inférieurs à 0.1 est négligeable ($\sim 1.5\%$) pour $0.1 < q < 1.5$.

3.2.4 L’inertie thermique

Comme il est indiqué dans la section 3.2.2.2, le flux infrarouge est relié au rayon et à l’albédo géométrique par l’Eq. (3.2). Cette équation nécessite de connaître la distribution

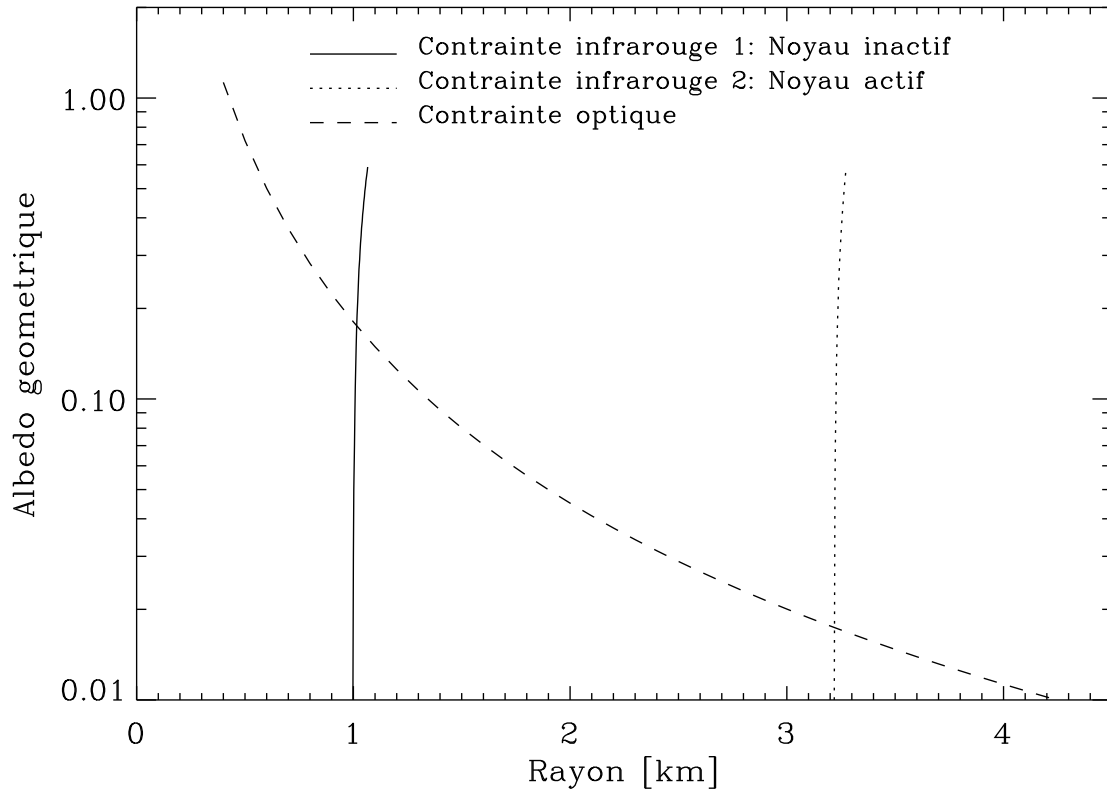


Figure 3.3 – Méthode de détermination du rayon et de l'albédo géométrique en combinant les observations visible et infrarouge. Nous supposons un noyau situé à 1 UA du Soleil et à 1 UA de l'observateur. Les paramètres sont ceux de la **Table 2.6** avec $f=1$. La contrainte infrarouge 1 est donnée par l'Eq. (3.2) avec une distribution de température correspondant au modèle thermique 1 avec un noyau 100 % inactif (Eq. 2.1). La contrainte infrarouge 2 est donnée par l'Eq. (3.2) avec une distribution de température correspondant au modèle thermique 1 avec un noyau 100 % actif (Eq. 2.2). La contrainte optique est donnée par l'Eq. (3.1).

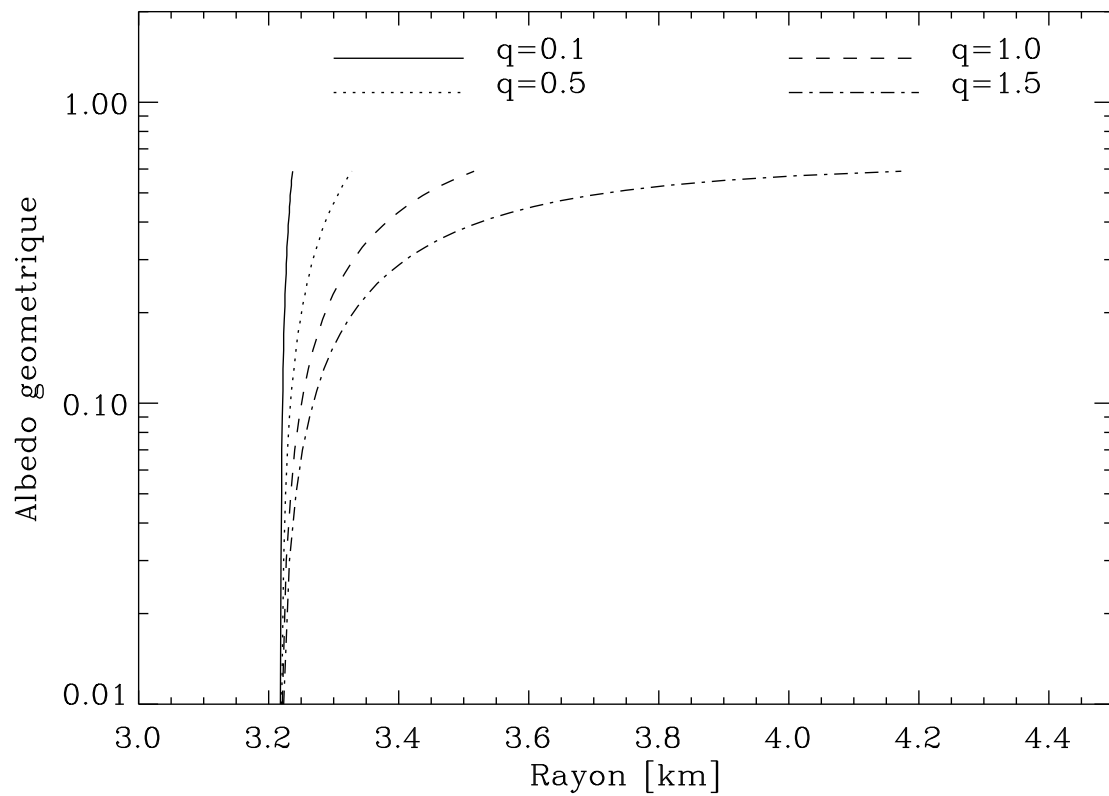


Figure 3.4 – Influence de la valeur de l'intégrale de phase q sur la détermination du rayon en fonction de l'albédo géométrique.

en température à la surface du noyau, qui dépend de la quantité de glace à la surface du noyau (paramètres x et f) et de l'inertie thermique. En supposant x et f connus et en prenant un albédo géométrique de 0.04, nous pouvons procéder de la même façon que précédemment, à savoir tracer le flux infrarouge en fonction de la longueur d'onde pour différentes distributions de température correspondant dans notre cas à différentes valeurs de l'inertie thermique : $I=0, 10, 100$ et $1000 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$. La **Figure 3.5** illustre les résultats avec trois observations arbitraires à 8, 30 et 50 μm . Le rayon de chaque distribution est ajusté pour être en accord avec les observations à 30 μm .

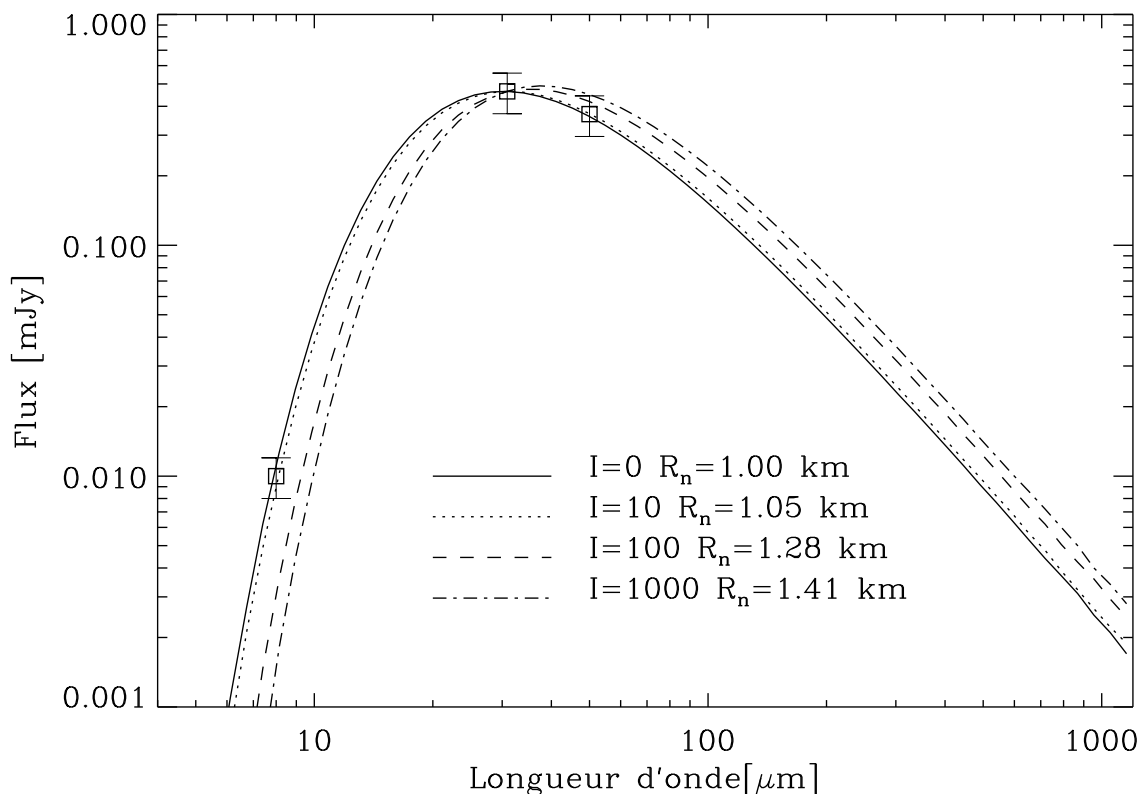


Figure 3.5 – Influence de l'inertie thermique sur le flux thermique infrarouge en fonction de la longueur d'onde. Le noyau est situé à 5 UA du Soleil et 5 UA de l'observateur. Les paramètres sont ceux de la **Table 2.6**. Le noyau est 100 % inactif (modèle thermique 2, Eq. 2.14, page 24).

En comparant les différents profils aux flux infrarouges mesurés à différentes longueurs d'onde, il est possible de discriminer entre les différentes valeurs d'inertie thermique et de rayon. Dans le cas présenté ici, l'inertie thermique est entre 0 et $10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ et le rayon entre 1.0 et 1.05 km. Une fois déterminée l'inertie thermique et donc la distribution de température, il est possible de recouper les observations infrarouges avec des observations visibles pour déterminer indépendamment le rayon et l'albédo géométrique, comme expliqué plus haut et illustré par la **Figure 3.3**.

La détermination de l’inertie thermique n’est pas facile vu les incertitudes sur les observations infrarouges et le peu de différence entre les différents profils. Près du Soleil (moins de 3 UA), la conduction de la chaleur et par conséquent l’inertie thermique sont des processus physiques négligeables (cf. section 2.5.2, page 51) et il n’est pas possible de choisir entre les différentes valeurs d’inertie thermique ; les profils sont presque tous identiques. Néanmoins, loin du Soleil (plus de 3 UA), la méthode permet de donner un ordre de grandeur et une limite supérieure sur l’inertie thermique (cf. article IV, page 162). L’estimation sera d’autant plus précise qu’il y aura de mesures infrarouges à différentes longueurs d’onde.

3.2.5 La fraction active

La détermination de la fraction active requiert des mesures de taux de production H_2O . La fraction active x est reliée au taux de production par l’Eq. (2.13) pour les modèles thermiques 1 et 2. Le modèle thermique 3 ne fait pas intervenir ce paramètre. L’Eq. (2.13) nécessite de connaître la distribution en température à la surface du noyau, à savoir l’albédo géométrique dans tous les cas et l’inertie thermique pour le modèle thermique 2, ainsi que le rayon du noyau. Ces paramètres ont normalement pu être déterminés précédemment et dans le cas contraire, nous devons faire des hypothèses sur leurs valeurs. Le paramètre f étant inconnu, nous adoptons une valeur entre 0.1 et 1.0, ce qui induit une incertitude sur la détermination de x de $\sim 10\%$ à moins de 2 UA (là où sont effectuées les mesures de taux de production dans notre cas), ce qui est raisonnable au vu des barres d’erreur sur le taux de production qui peuvent atteindre un facteur deux ! Nous pouvons alors résoudre l’Eq. (2.13) en remplaçant Q_{H_2O} par la valeur mesurée pour déterminer x . Cette détermination sera d’autant plus précise que les mesures de taux de production d’eau seront nombreuses. Notons toutefois que x peut varier avec la distance héliocentrique (cf. article III, page 138), ce qui ajoute une incertitude supplémentaire.

3.2.6 La fraction de glace dans le mélange glace/poussière

La fraction de glace dans le mélange microscopique glace/poussière des zones actives, f , peut être déterminée à partir de la réflectivité du noyau. Si la réflectivité est connue, soit mesurée directement à partir d’un spectre du noyau, soit déduite de la valeur de l’albédo géométrique, il est possible d’estimer f . En effet, plus f est grand, plus il y a de glace dans le mélange, et plus la réflectivité et l’albédo géométrique augmentent. Ce phénomène est aussi directement lié au paramètre x qui donne la fraction active du noyau. Plus x est grand, plus il y a de zones actives et donc de glace d’eau à la surface et plus la réflectivité et l’albédo augmentent. x et f jouent donc le même rôle que nous allons essayer de quantifier.

La **Figure 3.6** représente l’albédo géométrique en fonction de f et x . L’albédo géométrique a été calculé pour un mélange de glace d’eau et de silicates connu sous le nom de “astronomical silicate” dans la littérature (Draine & Lee, 1984) en utilisant un code numérique développé par Roush (1994) dans le cadre de la théorie de Hapke (Hapke, 1993). Pour les zones inactives (fraction surfacique $1 - x$), nous supposons une composi-

tion faite de silicates purs avec un albédo géométrique de 0.02. Pour les régions actives (fraction surfacique x), l'albédo géométrique dépend de la fraction volumique de glace d'eau f dans le mélange glace/poussière. L'albédo géométrique total moyen du noyau est donné par :

$$p_v(\text{total}) = (1 - x)p_v(\text{zones inactives}) + xp_v(\text{zones actives}) \quad (3.4)$$

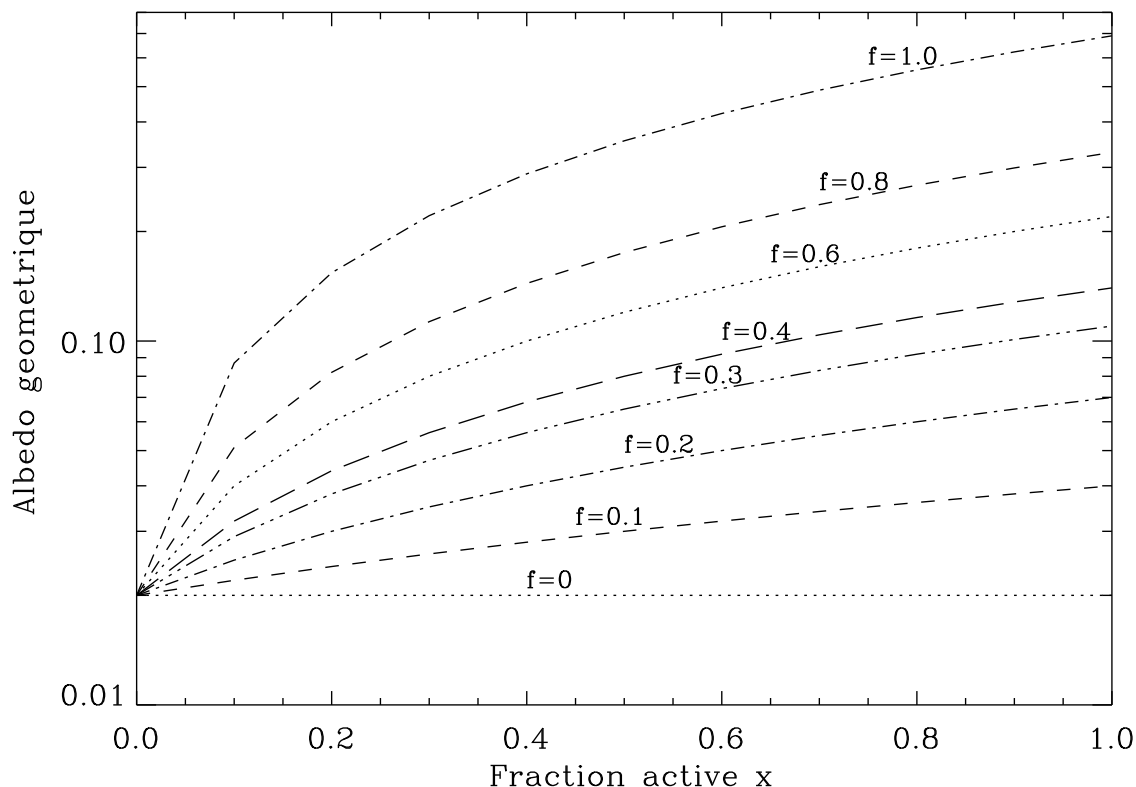


Figure 3.6 – Albédo géométrique total moyen du noyau en fonction de la fraction surfacique de zones actives x et de la fraction volumique f de glace d'eau dans le mélange glace/poussière des zones actives.

Plusieurs solutions (x, f) donnent le même albédo géométrique et la même réflectivité, mais si x a pu être déterminé à partir des mesures de taux de production comme expliqué plus haut (cf. section 3.2.5), alors il est possible de donner une estimation de f . Toutefois, la détermination reste sujette à de grandes incertitudes car le modèle théorique de diffusion de la lumière développé par Roush comprend de nombreux paramètres mal connus comme la fonction de distribution en taille des grains ou les constantes optiques.

3.2.7 Conclusions

Dans ce chapitre nous nous sommes efforcés de montrer comment il était possible de contraindre les paramètres physiques de nos modèles à partir des observations visibles,

infrarouges, radios, spectroscopiques et des mesures de taux de production H_2O . Il ressort de cette analyse qu'il est a priori possible d'estimer les paramètres suivants : rayon r_n , albédo géométrique p_v , inertie thermique I , fraction surfacique de zones actives x et fraction volumique de glace dans le mélange glace/poussière des zones actives f . Néanmoins, certains paramètres comme I et f sont plus difficiles à évaluer que r_n , p_v ou x , et nous devons la plupart du temps faire une hypothèse sur leur valeur.

Il apparait aussi que la seule manière efficace de déterminer le rayon et l'albédo géométrique est de combiner les observations visibles ET infrarouges. D'autre part, il est essentiel d'avoir des observations à différentes longueurs d'onde, y compris dans le domaine radio, pour contraindre efficacement les paramètres. Enfin, le comportement des modèles thermiques change avec la distance héliocentrique d'un modèle à l'autre, notamment en ce qui concerne la présence ou pas de glace d'eau à la surface (cf. section 2.5) ; des observations à différentes distances héliocentriques, idéalement de l'aphélie au périhélie, permettent une meilleure différenciation entre les différents modèles et une meilleure caractérisation des propriétés physiques du noyau.

Chapitre 4

La formation d'une croûte

Résumé

4.1	Les différents types de croûtes	75
4.2	La formation d'une croûte de poussière	76
4.3	Influence de la croûte sur le taux de production H_2O	86
4.4	Conclusions	89

Ce chapitre traite de la formation d'une croûte à la surface du noyau d'une comète. Nous présentons d'abord les différents processus physiques qui peuvent conduire à la formation d'une croûte. Nous étudions, ensuite, plus particulièrement les mécanismes de formation d'une croûte de poussière à la surface du noyau. Enfin nous étudions l'influence de la croûte sur le taux de production H_2O du noyau.

4.1 Les différents types de croûtes

La formation d'une croûte¹ à la surface du noyau d'une comète est un processus complexe. Actuellement, deux processus différents pouvant conduire à la formation d'une croûte ont été identifiés, illustré par la **Figure 4.1** :

- (i) la formation d'une croûte par irradiation de la surface par les rayons cosmiques. Cette formation est lente, $10^{8\pm 1}$ années (Shul'Man, 1972), conduit à une croûte d'une épaisseur de quelques mètres (Johnson *et al.*, 1987) et aurait lieu loin du Soleil, dans le nuage d'Oort.
- (ii) la formation d'une croûte par accumulation de grains de poussière de matériaux réfractaires à la surface du noyau. Cette formation est rapide, de quelques jours à quelques mois, conduit à une croûte d'une épaisseur de quelques millimètres à quelques centimètres et se déroule dans le système solaire interne (Brin & Mendis, 1979; Rickman *et al.*, 1990).

¹Dans la littérature, on parle indifféremment de croûte ou de manteau. Le terme croûte nous paraît plus approprié étant donné sa faible épaisseur.

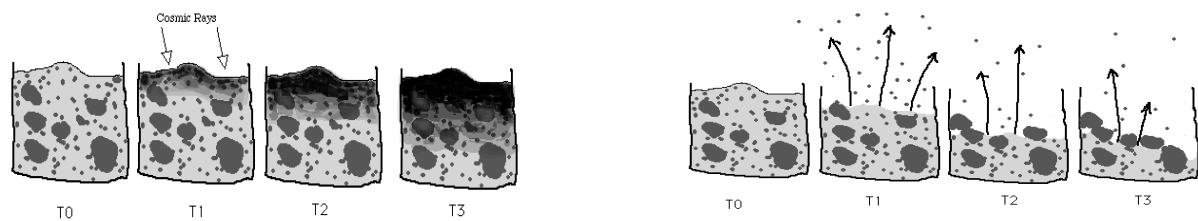


Figure 4.1 – A gauche, formation d’une croûte par irradiation des rayons cosmiques. A droite, formation d’une croûte par accumulation à la surface de matériaux réfractaires. Source : page internet de D. Jewitt (<http://www.ifa.hawaii.edu/faculty/jewitt/comet.html>).

La croûte par irradiation est motivée par les missions spatiales Vega et Giotto, qui indiquent clairement la présence de matériaux ayant subi un processus d’irradiation sur les grains de poussière de la comète 1P/Halley (Kissel *et al.*, 1986a,b).

La croûte par accumulation de grains de poussière à la surface a d’abord été proposé par Brin & Mendis (1979). Ses travaux ont ensuite été repris et développés par Shul’Man (1981), Rickman *et al.* (1990) et Kuehrt & Keller (1994). Dernièrement, Jewitt (2002) a aussi utilisé cette idée pour expliquer les différences de couleurs observées entre les objets de la ceinture de Kuiper, les Centaures et les comètes à courte période.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes principalement intéressés à la formation d’une croûte pour proposer un scénario dynamique de l’évolution de l’activité à la surface du noyau de la comète 46P/Wirtanen (cf. article III, page 138). Par conséquent, nous avons étudié en détail la formation d’une croûte par accumulation de grains de poussière à la surface du noyau. Cette étude, inspirée des travaux de Jewitt (2002), est présentée dans la section suivante. En revanche, nous ne nous sommes pas intéressés à la formation d’une croûte par irradiation puisqu’elle n’est pas possible sur la surface des comètes à courte période qui résident dans le système solaire. Pour plus de détails sur la formation d’une croûte par irradiation, nous renvoyons le lecteur aux articles consacrés à ce sujet (e.g., Shul’Man, 1972; Johnson *et al.*, 1987) et aux nombreuses références qu’ils contiennent.

4.2 La formation d’une croûte de poussière

L’accumulation de grains de poussière à la surface des régions actives des modèles thermiques présentés dans le chapitre 2 peut conduire à la formation d’une croûte. Cette accumulation de grains de poussière peut se faire de deux façons différentes, qui cohabitent :

- (i) à la surface du noyau, la densité du gaz et de la poussière est telle qu’ils interagissent entre eux et que le gaz transfère une partie de son énergie aux grains de poussière qui se trouvent ainsi accélérés et peuvent, éventuellement, être éjectés du noyau. Les grains trop lourds pour être éjectés du noyau s’accumulent en surface où ils forment une croûte. Par la suite, nous appellerons ce type de croûte “croûte par accumulation” (CA).

- (ii) accumulation de grains par redéposition ballistique. Cela concerne les grains de poussière qui sont suffisamment légers pour être éjectés du noyau mais trop lourds pour atteindre la vitesse de libération du noyau, et qui retombent donc sur la surface du noyau sous l'action de la gravité. Par la suite, nous appellerons ce type de croûte "croûte ballistique" (CB).

Le paramètre clé dans l'étude de la formation d'une croûte de poussière est le rayon critique a_c [m], c'est-à-dire le rayon maximal d'une particule qui peut quitter le noyau. Le rayon critique vaut Brin & Mendis (1979) :

$$a_c = \frac{9C_D V_g Z(T)}{16\pi G \rho' r_n} \quad (4.1)$$

où $C_D \sim 1$ est le coefficient de pénétration dans l'air des grains de poussière, qui dépend de leur forme, V_g [m s^{-1}] est la vitesse des molécules de gaz qui s'échappent du noyau au cours de la sublimation, $Z(T)$ [$\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2}$] est le taux de sublimation de l'eau (Eq. 2.4) à la température T [K], G est la constante de gravitation, ρ' and ρ [kg m^{-3}] sont les masses volumiques des grains de poussières et du noyau respectivement et r_n [m] est le rayon du noyau. Nous faisons l'hypothèse standard que la vitesse des molécules de gaz qui s'échappent du noyau est égale à leur vitesse d'agitation thermique, à savoir :

$$V_g = \sqrt{\frac{2RT}{\pi M}} \quad (4.2)$$

où R est la constante des gaz parfaits et M la masse molaire moléculaire de l'eau.

Le calcul ci-dessus de a_c , introduit par Whipple (1951) et ensuite utilisé par plusieurs auteurs (e.g., Brin & Mendis, 1979; Rickman *et al.*, 1990), suppose que le grain est déjà à une distance appréciable du noyau pour pouvoir être entraîné par le gaz. La question du décollage du grain de la surface du noyau n'est pas traitée, et ce modèle ne donne donc par conséquent qu'une limite très supérieure.

Tous les résultats que nous présentons dans ce chapitre sont calculés à partir de la température T de sublimation libre ($f=1$) au point sub-solaire. Nous avons choisi trois valeurs différentes de l'inertie thermique pour calculer T à partir de l'Eq. (2.15), représentatives des valeurs de la **Table 2.4**, page 44 : 0, 10 et 100 $\text{J K}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1/2}$. D'autre part, nous choisissons une masse volumique $\rho' = \rho = 600_{-400}^{+900} \text{kg m}^{-3}$ (1P/Halley, Sagdeev *et al.*, 1988) et deux valeurs du rayon $r_n=1 \text{ km}$ ou 5 km.

La **Figure 4.2** donne le rayon critique a_c en fonction de la distance héliocentrique. Suivant la densité et la taille du noyau, à 1 UA du Soleil, des grains de $\sim 4 \text{ cm}$ à $\sim 10 \text{ m}$ peuvent s'échapper s'ils existent. L'incertitude provient essentiellement de la masse volumique du noyau qui est mal déterminée. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne du Soleil, la taille des grains qui peuvent s'échapper diminue. a_c est une fonction linéaire de la distance héliocentrique jusqu'à 4 UA, en échelle $\log \times \log$, et ne dépend pas de l'inertie thermique. Au-delà de 4 UA, a_c décroît très rapidement pour atteindre moins de 1 cm à 6 UA et moins de $1 \mu\text{m}$ à 10 UA, et dépend fortement de l'inertie thermique. En effet, plus l'inertie thermique est grande, plus la température T au point sub-solaire et donc $Z(T)$ sont faibles (cf. **Figure 2.16**, page 46), et plus la valeur de a_c est petite selon l'Eq. (4.1).

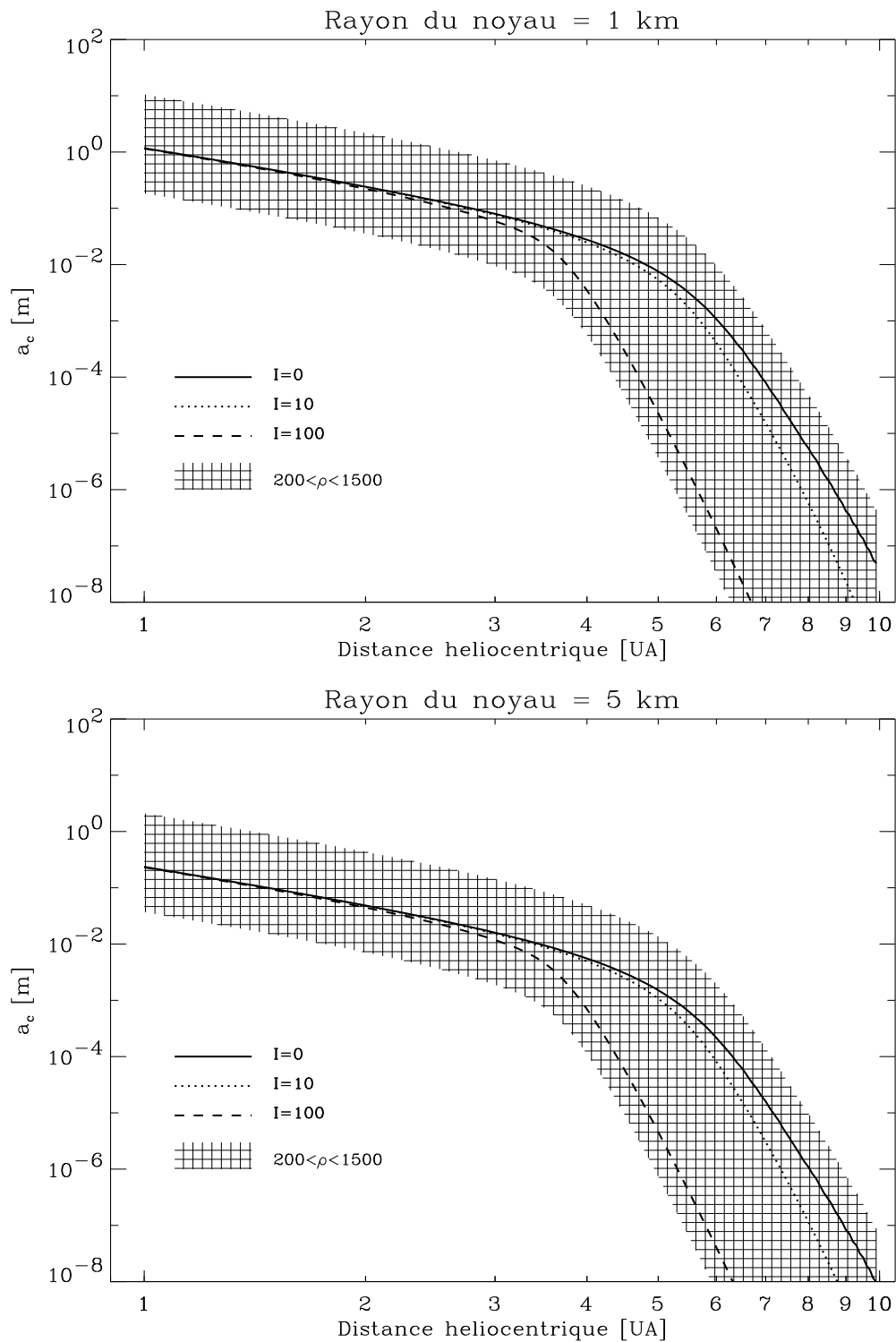


Figure 4.2 – Rayon critique des grains pouvant s'échapper du noyau au cours de la sublimation, en fonction de la distance héliocentrique. En haut, le rayon du noyau vaut 1 km et en bas, 5 km. Trois valeurs de l'inertie thermique ont été utilisées, 0, 10 et 100 $\text{J K}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1/2}$. La zone hachurée correspond à l'incertitude sur la masse volumique, $\rho = 600_{-400}^{+900} \text{kg m}^{-3}$.

Comme nous l'avons vu précédemment, le modèle utilisé pour calculer a_c est une approximation qui donne une limite supérieure de a_c car l'énergie requise pour décoller le grain de la surface du noyau n'est pas prise en compte. Si les blocs de 1 voir 10 m peuvent théoriquement s'échapper du noyau d'après la **Figure 4.2**, la réalité est sans doute bien différente. En effet, la glace d'eau située sous ces blocs n'est jamais ensoleillée et est thermiquement isolée de la surface (cf. section 4.3). Donc, cette glace ne se sublime pas et les blocs plus gros que 1 m ne peuvent pas être éjectés de la surface par le gaz, s'ils existent. En utilisant un autre formalisme pour a_c dans les cas où le taux de production est élevé, Huebner (1970) a montré que les blocs de plus de ~ 10 cm ne pouvaient pas s'échapper.

Par ailleurs, comme le notent Brin & Mendis (1979), ce n'est pas parce que les grains dont le rayon a est inférieur à a_c peuvent s'échapper, qu'ils le font nécessairement tous : cela dépend du rapport poussière/gaz. Si ce rapport est supérieur à 2, il est énergétiquement impossible d'éjecter tous les grains de poussière car ils sont trop nombreux (e.g., Probst, 1968; Ip & Mendis, 1974). Nous supposons dans notre cas un rapport poussière/gaz inférieur à 2 et que par conséquent tous les grains dont le rayon a est inférieur à a_c s'échappent effectivement du noyau. Cette hypothèse est tout à fait réaliste et par exemple, les observations ISOCAM de la comète 46P/Wirtanen donnent un rapport poussière/gaz de ~ 1 (Colangeli *et al.*, 1998).

En conclusion, le modèle utilisé dans la littérature depuis les années 50 pour calculer a_c donne une limite supérieure pour a_c et ne s'applique sans doute pas aux blocs de plus de 1 m (voir moins). Pour le moment, nous ne connaissons pas précisément les caractéristiques physiques de la surface des noyaux cométaires et aucun modèle dans la littérature ne calcule de façon rigoureuse a_c . Nous espérons que la mission Rosetta permettra de clarifier ce point mais en attendant, nous devons nous contenter de ce modèle.

4.2.1 La croûte par accumulation

Les grains de poussière dont le rayon a est supérieur à a_c sont trop lourds pour être éjectés et forment un "croûte par accumulation" (CA) à la surface du noyau. Soit une distribution en taille des grains $N(a)$ telle que $N(a)da \propto a^{-q}da$ avec $q=4$ (Lamy *et al.*, 1987; Colangeli *et al.*, 1998). Soit $V(a) = \frac{4}{3}\pi a^3$ le volume d'un grain de rayon a que nous supposons sphérique. La fraction volumique f_{CA} des grains de poussière qui ne peuvent pas s'échapper et qui forment une croûte par accumulation est égale à :

$$f_{CA} = \frac{\int_{a_c}^{a_{\max}} N(a)V(a)da}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} N(a)V(a)da} = \frac{\int_{a_c}^{a_{\max}} a^{-q}a^3 da}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^{-q}a^3 da} = \frac{\ln(a_{\max}/a_c)}{\ln(a_{\max}/a_{\min})} \quad (4.3)$$

où a_{\max} et a_{\min} sont respectivement le rayon maximum et minimum de la distribution en taille des grains de poussière. Nous adoptons $a_{\max} = 10^{-1}$ m et $a_{\min} = 10^{-8}$ m. Ici, la fraction volumique f_{CA} est égale à la fraction massique, que l'on obtient en remplaçant $V(a)$ par $\rho V(a)$ au numérateur et au dénominateur, ce qui ne modifie évidemment pas l'expression finale de f_{CA} .

La **Figure 4.3** montre la fraction f_{CA} de grains de poussière qui forment une croûte par accumulation à la surface du noyau en fonction de la distance héliocentrique, avec les

hypothèses et le jeu de paramètres I , ρ et r_n donnés plus haut. Plus la comète est loin du Soleil, plus f_{CA} est grand. L'incertitude sur la densité induit une incertitude importante sur la valeur de f_{CA} , représentée par la zone hachurée. Pour $\rho=600 \text{ kg m}^{-3}$, en deçà de $\sim 3 \text{ UA}$ pour un noyau de 1 km de rayon et en deçà de $\sim 1.6 \text{ UA}$ pour un noyau de 5 km de rayon, moins de 1% de la poussière reste à la surface du noyau. En revanche, toujours pour $\rho=600 \text{ kg m}^{-3}$ mais quelque soit le rayon du noyau, au-delà de 4 UA, plus de 10% de la poussière reste à la surface; cette proportion atteint plus de 50% au-delà de 7 UA et plus de 90% au-delà de 10 UA. L'explication est simple : plus la comète est loin du Soleil, plus la sublimation est faible, et moins le gaz peut entraîner des grains de tailles importantes. Donc, plus la distance héliocentrique est grande, plus les grains qui restent à la surface du noyau sont nombreux.

Le temps pour former une croûte par accumulation τ_{CA} est égal à :

$$\tau_{CA} \sim \frac{\rho L}{f_{CA}(1-f)Z(T)} \quad (4.4)$$

où L [m] est l'épaisseur de croûte nécessaire pour inhiber la sublimation de la glace d'eau. Nous avons choisi $L = 5\xi$ où ξ [m] est la longueur caractéristique de l'onde de chaleur, donnée par l'Eq. 2.17 (page 25). A cette profondeur, les variations diurnes de température sont égales à moins de 1% de celles en surface. En utilisant des valeurs standards pour κ , ρ , C et P , et la définition de $I = \sqrt{\kappa\rho C}$, nous obtenons $L = 5\xi \sim 5 \text{ mm}$ pour $I = 10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ et $\sim 50 \text{ mm}$ pour $I = 100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$. Le calcul de ξ néglige la diffusion du gaz dans la croûte et L peut-être plus grand, comme expliqué dans la section 4.3.

La **Figure 4.4** montre le temps τ_{CA} nécessaire pour avoir une quantité suffisante de poussière à la surface du noyau pour former une croûte par accumulation, en fonction de la distance héliocentrique. Nous supposons une masse volumique $\rho=600 \text{ kg m}^{-3}$ et une fraction f de glace d'eau dans les zones actives entre 0.1 et 0.9. Le cas $I=0 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ est exclu puisqu'il implique $L = 0 \text{ mm}$, et donc $\tau_{CA} = 0$, ce qui n'est pas possible; la croûte ne peut pas se former instantanément!

En deçà de $\sim 2.8 \text{ UA}$ pour un rayon de 1 km et en deçà de $\sim 1.5 \text{ UA}$ pour un rayon de 5 km, la formation d'une croûte n'est pas possible puisqu'elle nécessite un temps infini. Ceci est directement lié à f_{CA} qui tend vers zéro à ce moment. Au-delà de $\sim 4 \text{ UA}$ pour $I=100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ et au-delà de $\sim 6 \text{ UA}$ pour $I=10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, la formation d'une croûte nécessite plus de 10 ans, ce qui est supérieur à la période de révolution de la plupart des SPC et donc irréaliste. Dans les autres cas, la formation d'une croûte par accumulation est possible et suivant r_n , I et f , son temps de formation varie de quelques jours à quelques mois. La formation d'une croûte est toujours plus longue pour $I=100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ que pour $I=10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ car l'épaisseur de croûte requise est plus grande ($\sim 5 \text{ cm}$ contre $\sim 5 \text{ mm}$). Pour $I=10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, la formation d'une croûte est très rapide autour 2 UA si le rayon vaut plus de 5 km : quelques jours seulement!

Si l'épaisseur de la croûte, L , est 10 fois plus grande, son temps de formation sera 10 fois plus long. Néanmoins, même dans ces conditions, la formation d'une croûte reste possible autour de 2 UA pour $I=10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ puisqu'elle ne prendra que quelques semaines. En ce sens, nos résultats confirment ceux de Rickman *et al.* (1990) et Brin &

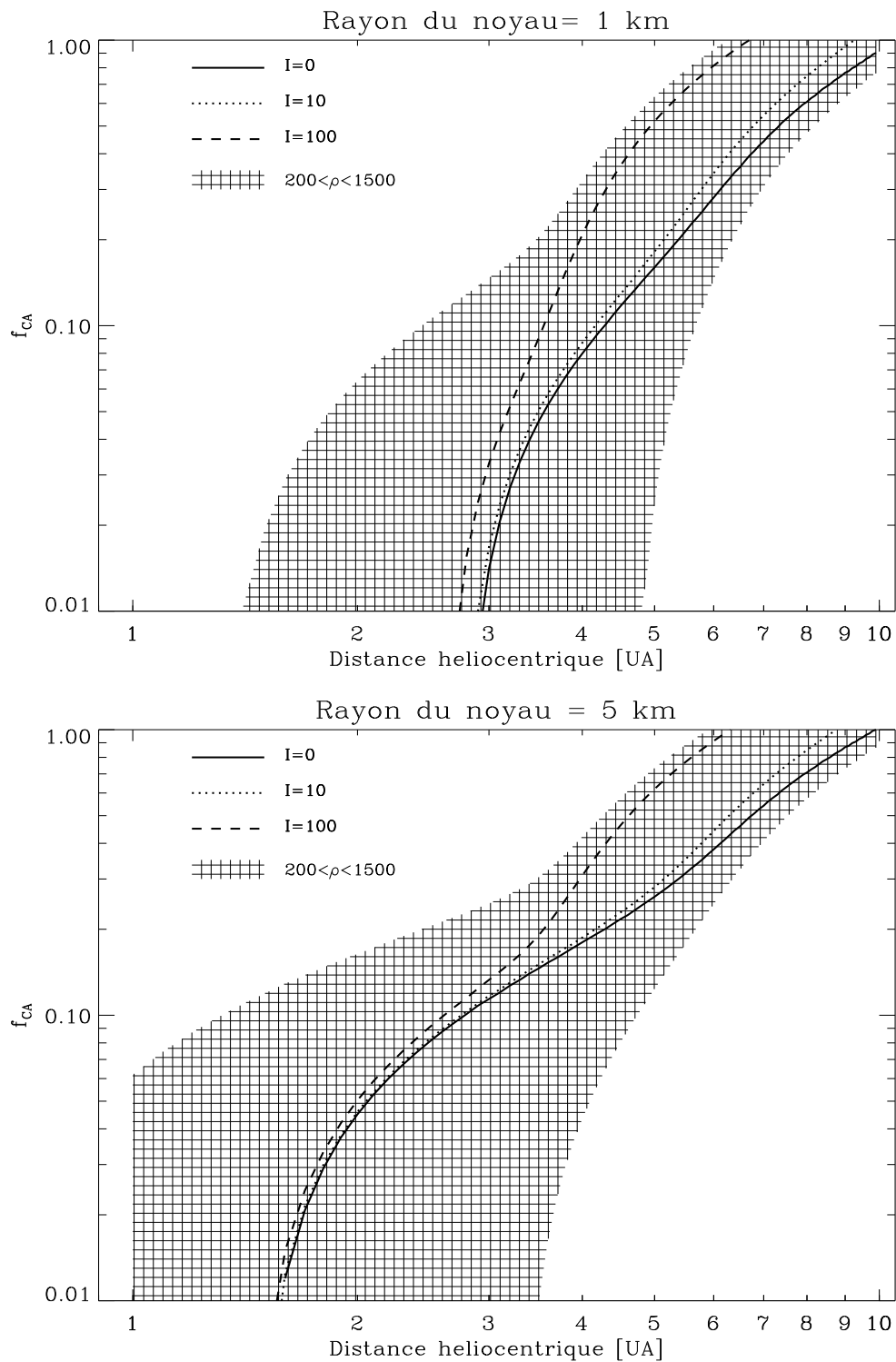


Figure 4.3 – Fraction des grains de poussière qui forment une croûte par accumulation à la surface du noyau, en fonction de la distance héliocentrique. En haut, le rayon du noyau vaut 1 km et en bas, 5 km. Trois valeurs de l’inertie thermique ont été utilisées, 0, 10 et $100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$. La zone hachurée correspond à l’incertitude sur la masse volumique, $\rho = 600_{-400}^{+900} \text{ kg m}^{-3}$.

Mendis (1979) : la formation d'une croûte est possible loin du Soleil mais difficile à moins de ~ 1.5 UA.

Dans cette analyse, nous rappelons que la température T est calculée au point subsolaire. A un angle zénithal plus élevé, T et donc $Z(T)$ diminuent. Par conséquent, selon l'Eq. (4.4), plus l'angle zénithal est élevé, plus le temps pour former une croûte par accumulation est long. A 45° , cela demande 20% de temps en plus qu'au zénith (0°) et à 60° , 60% de temps en plus. Notre étude donne donc une valeur inférieure du temps de formation de la croûte, qui peut-être plus long.

Mais, tous ces résultats sont basés sur le calcul standard de a_c (Eq. 4.1) qui, comme nous l'avons vu précédemment, donne une limite supérieure pour a_c . Si a_c est surestimé d'un facteur 10, la formation d'une croûte devient alors possible à moins de 1.5 UA du Soleil, comme le montre la **Figure 4.5** pour un rayon de 1 km. Le temps de formation varie de quelques jours à quelques mois suivant la valeur de f et I . Pour un rayon de 5 km, le temps de formation serait encore plus court, et la formation d'une croûte encore plus probable.

4.2.2 La croûte ballistique

Nous définissons a_e comme étant le rayon d'une particule qui peut juste atteindre la vitesse de libération du noyau. Les grains de poussière qui peuvent s'échapper du noyau ($a < a_e$) mais qui sont trop lourds pour atteindre la vitesse de libération ($a > a_e$), retombent sur le noyau sous l'action de la gravité où ils forment une "croûte ballistique" (CB). De la même façon que pour la croûte par accumulation, nous définissons f_{CB} la fraction volumique (mais aussi massique) des grains de poussière qui forment une croûte ballistique par :

$$f_{CB} = \frac{\int_{a_e}^{a_c} N(a)V(a)da}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} N(a)V(a)da} = \frac{\int_{a_e}^{a_c} a^{-q} a^3 da}{\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^{-q} a^3 da} = \frac{\ln(a_c/a_e)}{\ln(a_{\max}/a_{\min})} \quad (4.5)$$

La vitesse terminale V_e des grains de poussière de rayon a_e qui s'échappe du noyau est donnée par (Delsemme & Miller, 1971) :

$$V_e = V_g \left(1 - \sqrt{\frac{a_e}{a_c}} \right) \quad (4.6)$$

d'où :

$$f_B = \frac{\ln \left(1 - \frac{V_e}{V_g} \right)^{-2}}{\ln(a_{\max}/a_{\min})} \quad (4.7)$$

avec $V_e = \sqrt{\frac{8}{3}\pi G R_n^2 \rho}$ [m s^{-1}].

La **Figure 4.6** montre la fraction f_{CB} de grains de poussière qui forment une croûte ballistique en fonction de la distance héliocentrique. Nous constatons que cette valeur est très faible et quasiment indépendante de la distance héliocentrique, pour un rayon donné, quels que soient les paramètres I et f : $f_{CB} \sim 0.0003$ pour un rayon de 1 km et $f_{CB} \sim 0.0015$ pour un rayon de 5 km. Plus le noyau est gros, plus sa gravité est importante, et plus il peut retenir les grains de poussière qui s'échappent.

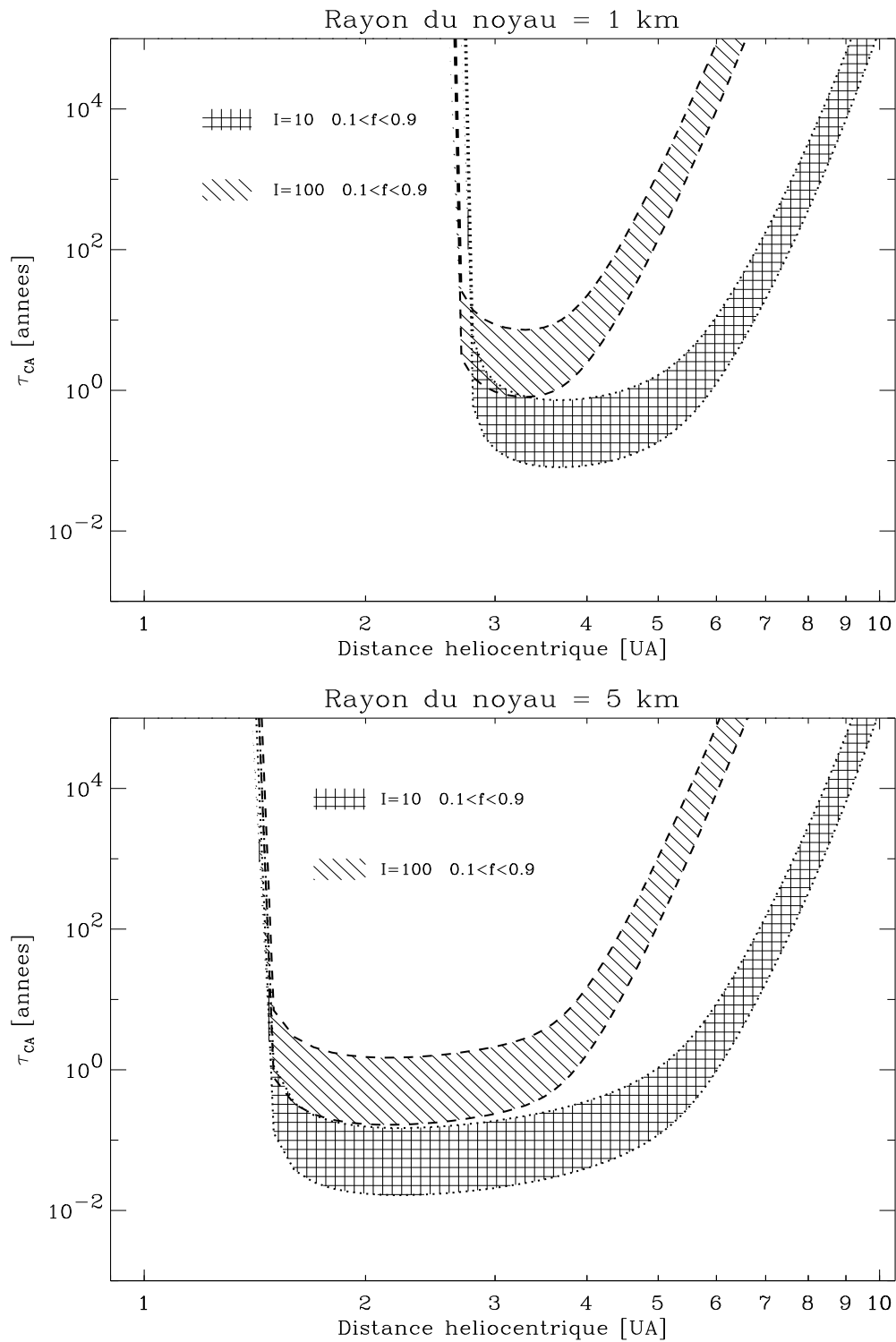


Figure 4.4 – Temps de formation d’une croûte par accumulation des grains de poussière à la surface du noyau, en fonction de la distance héliocentrique. En haut le rayon du noyau vaut 1 km et en bas 5 km. Deux valeurs de l’inertie thermique ont été utilisées, 10 et $100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$. La masse volumique vaut $\rho=600 \text{ kg m}^{-3}$ et la zone hachurée correspond à l’incertitude sur la fraction de glace d’eau dans les zones actives, $0.1 < f < 0.9$.

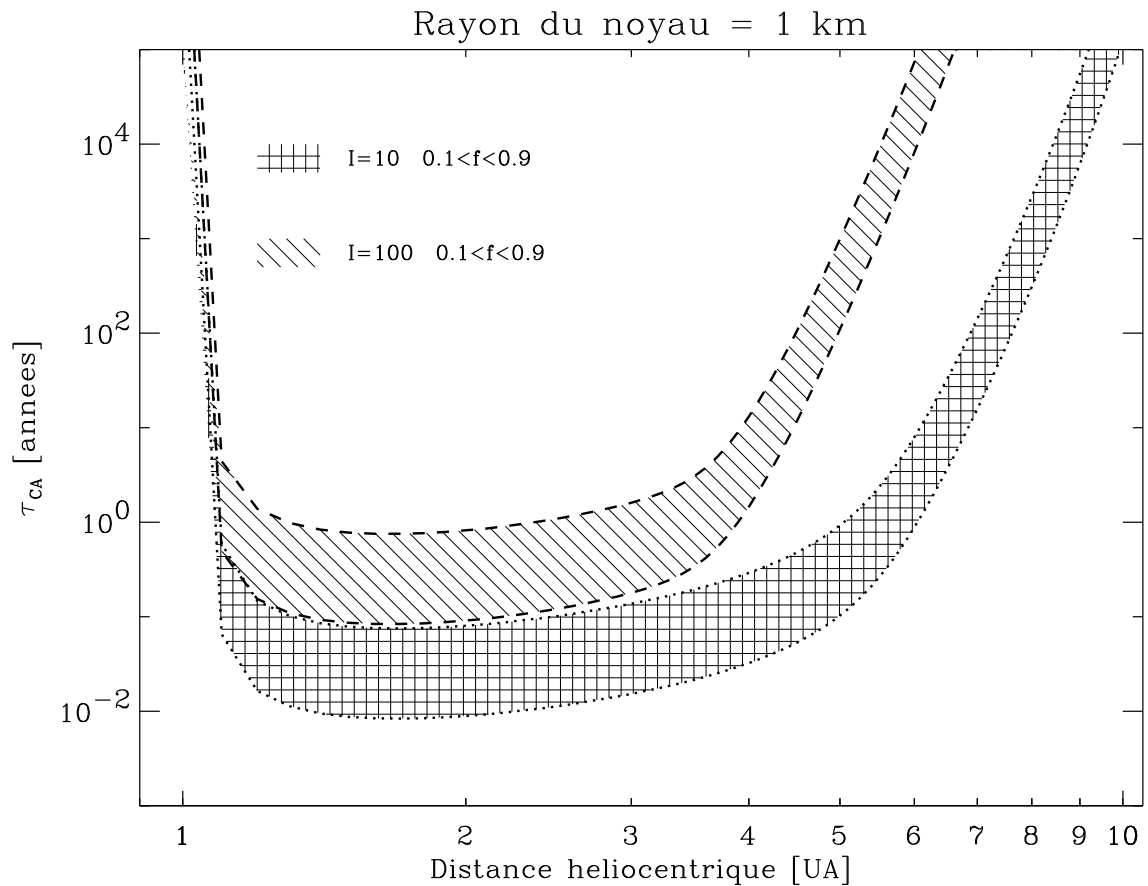


Figure 4.5 – Temps de formation d’une croûte par accumulation des grains de poussière à la surface du noyau, en fonction de la distance héliocentrique. Deux valeurs de l’inertie thermique ont été utilisées, 10 et $100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$. La masse volumique vaut $\rho=600 \text{ kg m}^{-3}$ et la zone hachurée correspond à l’incertitude sur la fraction de glace d’eau dans les zones actives, $0.1 < f < 0.9$. La valeur de a_c a été divisée par 10 par rapport à la figure 4.4.

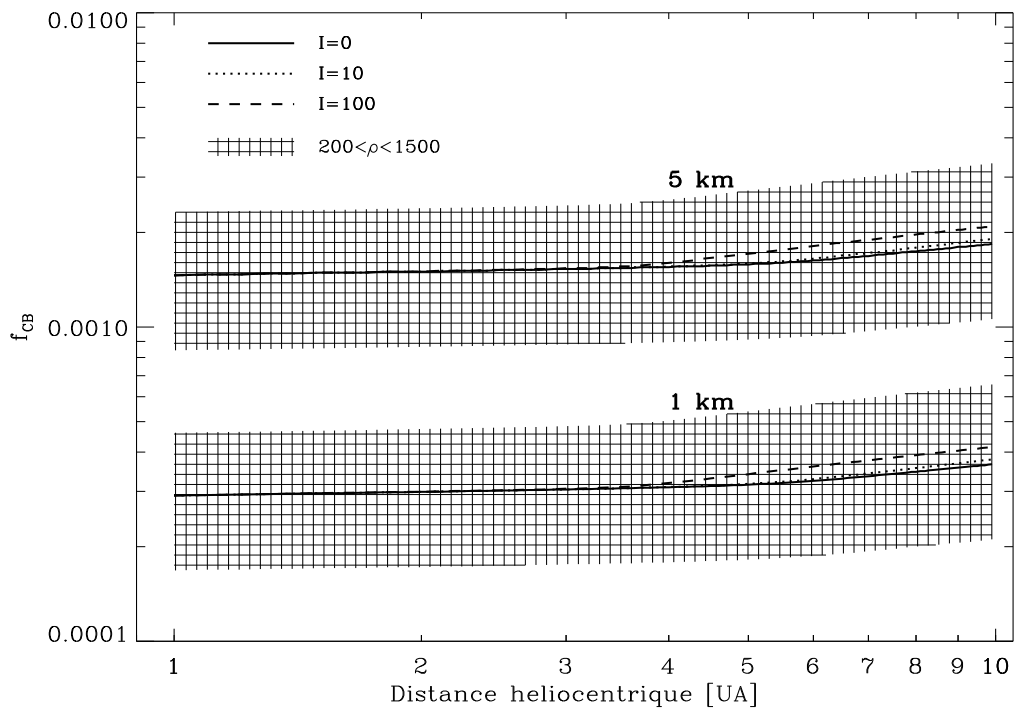


Figure 4.6 – Fraction des grains de poussière qui forment une croûte ballistique à la surface du noyau, en fonction de la distance héliocentrique, pour un rayon de 5 km (en haut) et 1 km (en bas). Trois valeurs de l’inertie thermique ont été utilisées, 0, 10 et $100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$. La zone hachurée correspond à l’incertitude sur la masse volumique, $\rho = 600_{-400}^{+900} \text{ kg m}^{-3}$.

Le temps pour former une croûte ballistique vaut :

$$\tau_{CB} \sim \frac{\rho L}{f_{CB}(1-f)Z(T)} \quad (4.8)$$

La **Figure 4.7** montre le temps τ_{CB} de formation d'une croûte ballistique en fonction de la distance héliocentrique. Dans le cas d'un rayon de 1 km, ce temps est toujours trop long. Près du Soleil, à 1 UA, la comète ne reste que quelques semaines alors que le temps de formation d'une croûte ballistique est de 1 an dans le meilleur des cas, et loin du soleil, à plus de 6 UA, ce temps de formation atteint plus de 10 000 ans, ce qui est beaucoup plus long que la période de révolution des SPC. Ainsi, les comètes à courte période d'un rayon de 1 km ne peuvent pas former de croûte ballistique. Dans le cas d'un rayon de 5 km, les conditions sont un peu plus favorables, même si le temps de formation est encore très long, à savoir plusieurs mois à 1 UA et plusieurs siècles à plus de 6 UA. Ces résultats montrent que la formation d'une croûte ballistique sur les comètes est peu probable, sauf sur les noyaux de taille importante qui ont une gravité plus grande.

4.3 Influence de la croûte sur le taux de production H₂O

Le comportement thermique de la croûte est décrit par l'Eq. (2.14), page 24. La conduction de la chaleur dans la croûte permet de transférer une partie de l'énergie solaire reçue en surface à l'intérieur du noyau, sous la croûte, pour y sublimer la glace d'eau. En première approximation, la glace d'eau située sous la croûte est pure et toutes les molécules d'eau sublimées atteignent la surface en diffusant à travers le noyau, où elle s'échappent.

La **Figure 4.8** montre le taux de production en fonction de l'épaisseur de la croûte, pour différentes valeurs de l'inertie thermique et différentes distances héliocentriques. De façon à faciliter les comparaisons, le taux de production est normalisé au taux de sublimation libre au point sub-solaire à 1 UA du Soleil, avec $I=10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$. Le taux de production diminue lorsque l'épaisseur de la croûte augmente. En effet, plus la croûte est épaisse, plus elle absorbe d'énergie, et plus la température de sublimation de la glace située sous cette dernière est faible. D'autre part, de façon évidente, plus la comète est située loin du Soleil, plus le taux de production est faible car il y a moins d'énergie solaire disponible.

Dans tous les cas de figures, le taux de production décroît d'abord lentement au fur et à mesure que l'épaisseur augmente puis, à partir d'une certaine épaisseur, il décroît très rapidement. La cassure se produit pour une épaisseur d'autant plus fine que la distance héliocentrique est grande et que l'inertie thermique est faible. Ainsi, si la croûte dépasse une certaine épaisseur critique, elle inhibe complètement le taux de production. Ce résultat est en accord avec les travaux de Julian *et al.* (2000). Pour $I=10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, cette épaisseur critique vaut entre 1 et 4 mm et pour $I=100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ entre 10 et 40 mm. Cela valide et justifie l'hypothèse que nous avons faite précédemment dans le calcul du temps de formation de la croûte τ selon laquelle une croûte d'épaisseur 5ξ , soit 5 mm pour $I=10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ et 50 mm pour $I=100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ est suffisante pour bloquer la sublimation de la glace d'eau.

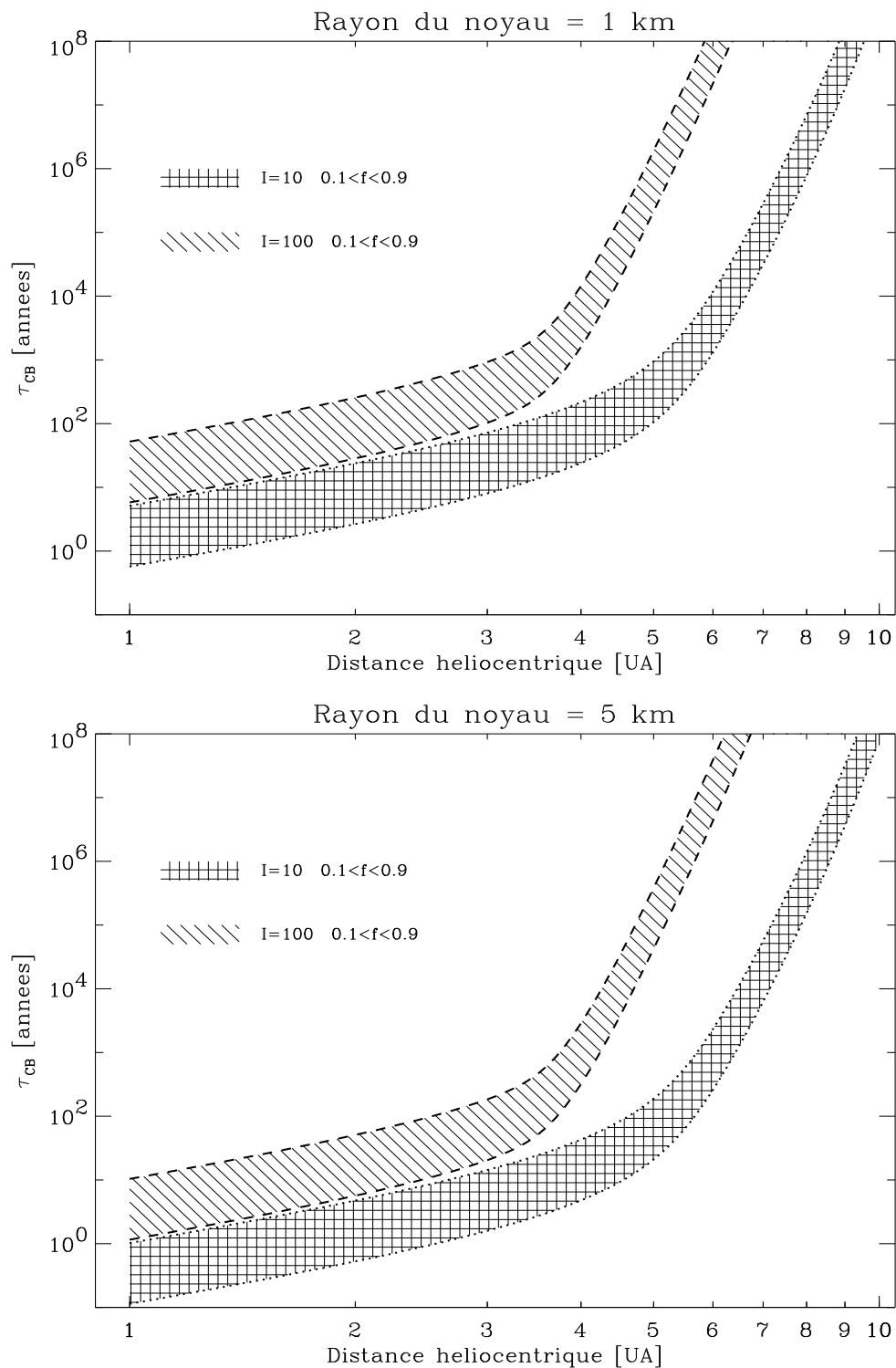


Figure 4.7 – Temps de formation d’une croûte ballistique à la surface du noyau, en fonction de la distance héliocentrique. En haut, le rayon du noyau vaut 1 km et en bas, 5 km. Deux valeurs de l’inertie thermique ont été utilisées, 10 et $100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$. La masse volumique vaut $\rho=600 \text{ kg m}^{-3}$ et la zone hachurée correspond à l’incertitude sur la fraction de glace d’eau dans les zones actives, $0.1 < f < 0.9$.

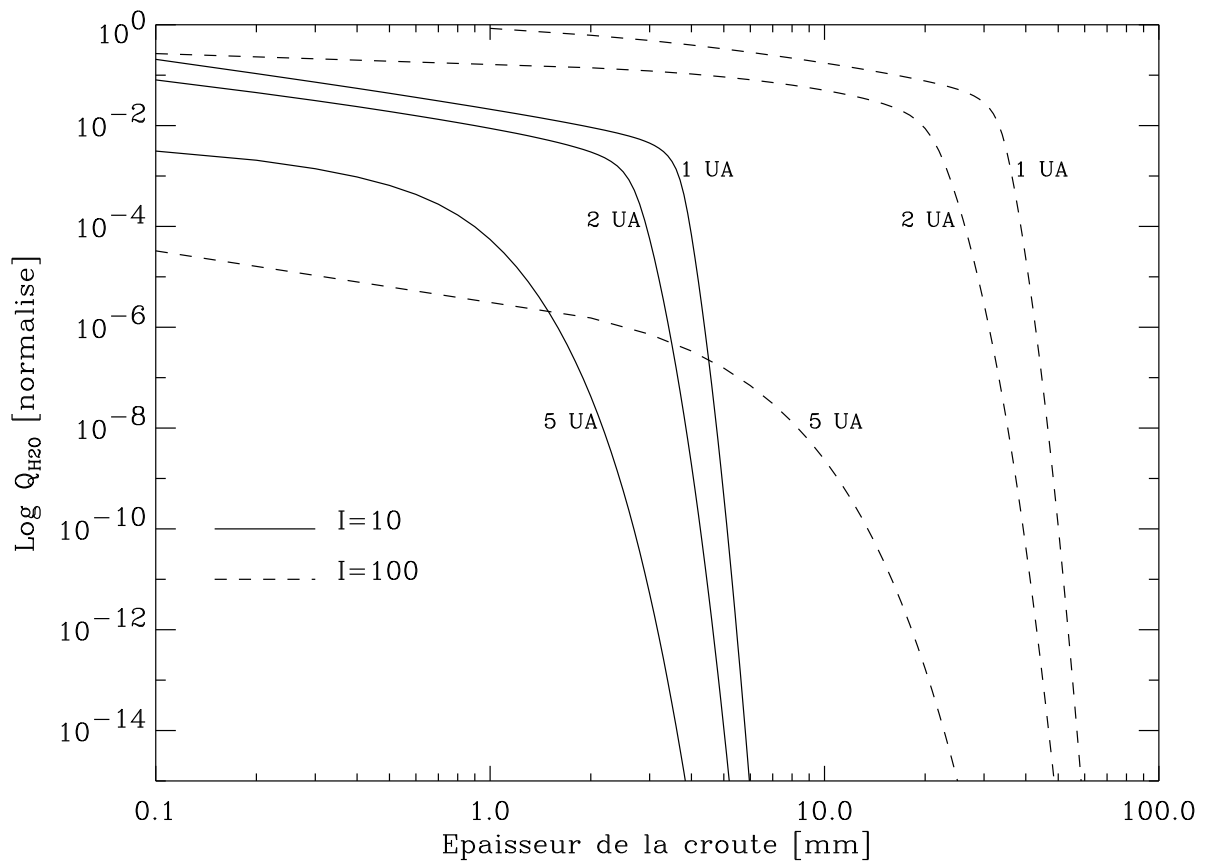


Figure 4.8 – Taux de production en fonction de l'épaisseur de la croûte, pour différentes valeurs de l'inertie thermique et différentes distances héliocentriques. Le taux de production est normalisé au taux de sublimation libre au point sub-solaire, à 1 UA du Soleil, avec $I=10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$.

Néanmoins, cette analyse ne tient pas compte de la diffusion du gaz dans la croûte qui permet de transporter plus d'énergie dans la croûte à travers les pores, ce qui induit une température plus importante en-dessous de la croûte que celle que nous avons calculée et donc un taux de production plus grand (Skorov *et al.*, 1999). Par conséquent, l'épaisseur de croûte nécessaire pour inhiber la sublimation de la glace d'eau peut-être plus grande que celle donnée par notre modèle, et le temps de formation de la croûte plus long. Mais, comme nous l'avons vu précédemment, même si cette épaisseur L est 10 fois plus grande, la formation d'une croûte par accumulation reste quand même possible et nos résultats sont donc robustes.

4.4 Conclusions

Finalement, la formation d'une croûte par accumulation semble possible pour les comètes, même si les incertitudes sur son temps de formation τ_{CA} sont grandes. Une meilleure connaissance de la densité (ρ) et de la distribution en taille des grains de poussière (a_{\max} , a_{\min} et la pente q) des noyaux cométaires permettrait de réduire considérablement ces incertitudes. De même, le calcul du rayon critique a_c utilise un modèle simpliste développé dans les années 50 et est lui aussi une source d'incertitude importante. Quant à la formation d'une croûte ballistique, elle est moins probable, même si elle n'est pas exclue sur les noyaux de taille importante.

Mis ensemble, les résultats de la section 4.2 et 4.3 illustrent bien l'importance que peut jouer la croûte dans les régions actives. En effet, la croûte peut se former rapidement, si les conditions sont réunies, et être suffisamment efficace pour diminuer considérablement l'activité. Cet effet pourrait expliquer, entre autres, la dissymétrie des taux de production pré- et post-périhélie observée sur plusieurs comètes (e.g. 46P/Wirtanen, article III page 5.8.2).

Toutefois, la modélisation de la croûte est complexe et notre étude ne prend pas en compte tous ses aspects. Notamment, nous ne tenons pas compte de l'advection du gaz dans la croûte qui permet de transporter l'énergie de la surface vers les couches internes du noyau (et réciproquement) à travers les pores (Skorov *et al.*, 1999). De plus, nous ne tenons pas compte du "cooking effect". Ce phénomène, observé expérimentalement, fait que si les pores sont très petits (~ 1 mm), la température en dessous de la croûte est supérieure à la température de surface. En effet, l'énergie transmise à travers la croûte s'accumule sous cette dernière puisque la vapeur d'eau ne peut plus s'échapper par les pores qui sont trop petits. Les molécules d'eau sublimées se recondensent donc, libérant ainsi de la chaleur, ce qui augmente la température. Ce phénomène, non négligeable, est d'autant plus important que la croûte est épaisse.

Les travaux de Davidsson & Skorov (2002) montrent aussi un autre aspect lié aux pores. Suivant la taille des grains et la porosité du noyau, l'énergie reçue du Soleil n'est pas absorbée uniquement en surface mais sur une certaine épaisseur, grâce aux réflexions multiples de la lumière à travers les pores. Pour une porosité de 0.7, le flux est absorbé sur une épaisseur de 1 mm, 1 cm et 10 cm pour une taille des grains de 0.1 mm, 1 mm et 1 cm respectivement. Ce phénomène diminue la température de surface puisque moins d'énergie

y est réellement disponible et peut introduire des erreurs substantielles dans les modèles thermiques selon les auteurs, qui ne quantifient malheureusement pas cette incertitude.

Finalement, nous voyons combien il est difficile de modéliser l'influence d'une croûte sur les régions actives. De nombreux processus sont à prendre en compte et nos résultats, en accord avec ceux de plusieurs auteurs, sont néanmoins discutables et perfectibles. Une meilleure détermination des propriétés physiques de la poussière dans la coma et à la surface du noyau est absolument nécessaire pour réduire les incertitudes et approfondir ce domaine de recherche.

Chapitre 5

Résultats et discussion

Résumé

5.1	Sélection des comètes	91
5.2	Le noyau des comètes observées par ISO	93
5.3	Le noyau de la comète Hale-Bopp (C/1995 O1)	101
5.4	Le noyau de la comète 55P/Tempel-Tuttle	109
5.5	Le noyau de la comète 126P/IRAS	115
5.6	Le noyau de la comète 103P/Hartley2	118
5.7	Le noyau de la comète 22P/Kopff	121
5.8	Le noyau de la comète 46P/Wirtanen	137
5.9	Le noyau des Centaures Chiron (2060) et Chariklo (1997 CU26)	161
5.10	Le noyau de la comète IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1) . . .	177
5.11	Le noyau de la comète 2P/Encke	184
5.12	Les comètes rasantes	197

Ce chapitre présente les résultats obtenus sur la caractérisation du noyau des comètes Hale-Bopp (C/1995 O1), 55P/Tempel-Tuttle, 126P/IRAS, 103P/Hartley 2, 22P/Kopff, 46P/Wirtanen, IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1) et 2P/Encke, de celui des Centaures Chiron (2060) et Chariklo (1997 CU26) et de celui des comètes rasantes. Nous utilisons les observations infrarouges effectuées par le satellite ISO et les observations visibles réalisées par HST. Ces observations sont parfois complétées d'observations publiées dans la littérature, notamment pour les taux de production H_2O . Elles sont toutes interprétées par les modèles thermiques présentés au chapitre 2, en utilisant d'une part les méthodes du chapitre 3 pour déterminer les paramètres physiques du noyau, et d'autre part la théorie du chapitre 4 pour la formation d'une croûte en surface (uniquement 46P/Wirtanen).

5.1 Sélection des comètes

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés aux noyaux cométaires pour déterminer leurs propriétés physiques, de façon à vérifier et mieux comprendre le scénario

de formation et d'évolution du système solaire présenté dans l'introduction (chapitre 1). Pour cela, nous avons sélectionné des comètes dans quatre familles différentes, correspondant à différents stades de leur évolution : (i) des comètes à longue période, jeunes et peu évoluées (LPC pour "Long Period Comets"), (ii) des comètes à courte période, âgées et plus élaborées (SPC pour "Short Period Comets"), (iii) des Centaures, objets intermédiaires entre les objets de la ceinture de Kuiper et les SPC, et (iv) des comètes rasantes, famille particulière de comètes, passant très près du soleil ($q \sim 0.05$ UA), probablement très évoluées et en fin de vie. Plus précisément, nous avons sélectionné les objets suivants :

- (i) deux comètes à longue période : Hale-Bopp (C/1995 O1) et IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1). Hale-Bopp a été désignée "target-of-opportunity" par le consortium ISO pour être observée simultanément par les quatre instruments du satellite. Nous avons réduit et interprété les données de la caméra ISOCAM. IRAS-Araki-Alcock a été sélectionné de façon à comparer les résultats de cette LPC avec ceux de Hale-Bopp et parce que de nombreuses observations visibles et infrarouges de cette comète sont disponibles dans la littérature, ce qui est essentiel pour mettre en oeuvre nos modèles thermiques.
- (ii) six comètes à courte période : 2P/Encke, 22P/Kopff, 46P/Wirtanen, 55P/Tempel-Tuttle, 103P/Hartley 2 et 126P/IRAS. Parmi ces comètes, deux ont été choisies car elles sont la cible de missions spatiales à venir ; il s'agit de la comète 46P/Wirtanen, cible de la mission ROSETTA¹, et de la comète 2P/Encke, cible de la mission CONTOUR (malheureusement détruite). Les quatre autres comètes (22P/Kopff, 55P/Tempel-Tuttle, 103P/Hartley 2 et 126P/IRAS) ont été choisies pour leurs conditions favorables d'observation par le satellite ISO pendant sa durée de vie, à savoir un flux suffisamment important pour pouvoir utiliser la méthode Lamy & Toth (1995) et séparer ainsi la contribution de la coma de celle du noyau.
- (iii) deux Centaures : Chiron (2060) et Chariklo (1997CU26). Chiron a été choisi puisque nous avons à notre disposition les données de son observation par ISO en juin 1996. Chariklo a été sélectionné en raison des données visibles, infrarouges, radios et spectroscopiques, toutes disponibles dans la littérature, permettant ainsi une comparaison avec Chiron. D'autre part, de la glace d'eau a été trouvée à la fois sur Chariklo (Brown, 2000) et sur Chiron (Foster *et al.*, 1999; Luu *et al.*, 2000), ce qui rendait une étude comparative de ces deux objets d'autant plus intéressante.
- (iv) pour les comètes rasantes, nous avons fait une étude théorique générale suite aux observations réalisées par le coronographe LASCO (Brueckner *et al.*, 1995) à bord du satellite SOHO (Domingo *et al.*, 1995). Nous n'avons pas sélectionné de comète rasante particulière pour cette étude.

Dans un premier temps, nous présentons l'étude des comètes observées avec le satellite ISO à travers l'article I "ISOCAM Observations of Cometary Nuclei" (Jorda *et al.*, 2000, section 5.2). Cet article ne donne pas tous les détails de l'interprétation des observations ISOCAM et il est complété par l'analyse détaillée du noyau des comètes Hale-Bopp (section 5.3) et 55P/Tempel-Tuttle (section 5.4), incluant les observations HST, ainsi

¹Suite au report du lancement, la cible de la mission ROSETTA est susceptible d'être modifiée.

que du noyau des comètes 126P/IRAS (section 5.5) et 103P/Hartley2 (section 5.6). Nous présentons ensuite une étude des observations ISO et HST de la comète 22P/Kopff à travers l'article II "The Nucleus of Comet 22P/kopff and Its Inner Coma" (Lamy *et al.*, 2002b, section 5.7). Puis, nous présentons l'étude réalisée sur la comète 46P/Wirtanen, cible de la mission ROSETTA², avec l'article III "Activity on the Surface of the Nucleus of Comet 46P/Wirtanen" (Groussin & Lamy, 2002a, section 5.8). Cet article est complété d'une étude sur l'historique du noyau de la comète 46P/Wirtanen, étude réalisée en collaboration avec G. Valsecchi (section 5.8.3). Nous poursuivons ensuite avec l'étude des Centaures Chiron (2060) et Chariklo (1997 CU 26) à travers l'article IV "Properties of the nucleus of Centaurs Chiron and Chariklo" (Groussin *et al.*, 2002, section 5.9). Ensuite, nous présentons les résultats obtenus sur le noyau de la comète IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1) à partir des données disponibles dans la littérature (section 5.10), puis nous présentons une étude de l'activité du noyau de la comète 2P/Encke, qui était la cible de la mission CONTOUR (section 5.11). Enfin, nous présentons l'étude théorique générale effectuée sur le noyau des comètes rasantes (section 5.12).

5.2 Le noyau des comètes observées par ISO

5.2.1 Introduction

Nous présentons ici l'étude des noyaux cométaires qui ont été observés par la caméra ISOCAM du satellite ISO d'octobre 1996 à février 1998. Six comètes sont concernées par cette étude : Hale-Bopp (C/1995 O1), 55P/Tempel-Tuttle, 126P/IRAS, 103P/Hartley 2, 22P/Kopff et 46P/Wirtanen. Les résultats ont fait l'objet d'un article de synthèse qui explique la réduction des données ISOCAM, utilise la méthode Lamy & Toth (1995) pour séparer le signal du noyau de celui de la coma et donne les principales caractéristiques des différents noyaux cométaires étudiés. Par la suite, nous ferons référence à cet article sous le nom de "article I". Par souci de concision, l'article ne contient pas tous les détails de l'analyse ayant permis de déterminer les caractéristiques de ces différents noyaux. L'analyse complète de chaque comète est présentée par la suite, dans les sections 5.3 à 5.8.

5.2.2 Article I : "ISOCAM Observations of Cometary Nuclei"

Résumé : des images ISOCAM des comètes Hale-Bopp (C/1995 O1), 22P/kopff, 46P/Wirtanen, 55P/Tempel-Tuttle, 103P/Hartley 2 et 126P/IRAS ont été obtenues entre 7.8 et 15 μm en Oct.-Nov. 1996 et en Jan.-Fév. 1998 dans le but de caractériser leurs noyaux à partir de leur émission thermique. Toutes les images ont été corrigées du courant d'obscurité, de la non-uniformité des détecteurs et de l'effet de stabilisation du gain, en utilisant une méthode standard disponible dans le logiciel CIA V3.0. Ensuite, un traitement basé sur des routines IDL a été appliqué pour préserver la région du noyau de la soustraction des cosmiques et éliminer les images contenant un trop fort pourcentage de cosmiques. Le signal du noyau a été mesuré en ajustant les données à un modèle incluant

²Suite au report du lancement, la cible de la mission ROSETTA est susceptible d'être modifiée.

la contribution de la coma et celle du noyau. En combinant les flux thermiques avec les flux mesurés dans le domaine visible, obtenus par la même technique à partir des images HST, nous avons déduit la taille et l'albédo géométrique de trois comètes (C/1995 O1, 22P et 55P). Pour les comètes 103P et 126P, nous avons seulement déduit leur taille. Les rayons obtenus varient de 0.56 km (103P) à 56 km (C/1995 O1). Les albédos géométriques obtenus varient de 0.02 et 0.07, ce qui est en accord avec les mesures effectuées précédemment sur plusieurs noyaux.

ISOCAM OBSERVATIONS OF COMETARY NUCLEI *

L. Jorda

Max-Planck Institut für Aeronomie, Max-Planck-Str. 2, D-37191 Katlenburg-Lindau, Germany

P. Lamy, O. Groussin, I. Toth

Laboratoire d'Astronomie Spatiale, BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France

M.F. A'Hearn

University of Maryland, College Park, MD 20742, USA

and S. Peschke

Vilspa, P.O.Box 50727, 28080 Madrid, Spain

ABSTRACT

ISOCAM images of comets C/1995 O1 (Hale-Bopp), 22P/Kopff, 46P/Wirtanen, 55P/Tempel-Tuttle, 103P/Hartley 2 and 126P/IRAS were obtained between 7.8 and 15 μm in Oct.-Nov. 1996 and Jan.-Feb. 1998 in order to characterize their nucleus by detecting their thermal emission. All images were corrected for the dark current, detector non-uniformity and transient effects with standard methods available in CIA V3.0. Further IDL based processing is performed to correct the images from the overshoot, preserve the nuclear region from glitch removal and eliminate images with a high percentage of glitches. The signal from the nucleus was measured by fitting the data with a model including the contribution from both the coma and the nucleus. By combining the thermal fluxes with the visible fluxes, obtained with the same technique from HST images, we derived the size and geometric albedo of three comets (C/1995 O1, 22P and 55P). For comets 103P and 126P, we only derived their size. The radii range from 0.56 km (103P) to 56 km (C/1995 O1). The determined geometric albedos are between 0.02 and 0.07, in agreement with previous measurements on several other nuclei.

Key words: ISO; infrared astronomy; Comet nuclei.

1. INTRODUCTION

It is widely thought that comets represent, at some level, the fundamental building blocks of the solar system, the primordial planetesimals which coalesced to form Uranus and Neptune and which also may

have delivered a large fraction of the volatiles to the inner planets. It is therefore important to understand the gross distribution of basic properties among cometary nuclei. The most fundamental property is perhaps the distribution of sizes and shapes, yet this distribution is essentially unknown because of the great observational difficulty in detecting cometary nuclei. Indeed they are intrinsically faint when far from the Sun and are usually immersed in a bright coma when near the Sun. Their direct, ground-based observation is therefore limited to those few that are devoid of comae. Optical photometry alone or, even better, combined with infrared photometry, produced the best results so far for comets 49P/Arend-Rigaux, 28P/Neujmin 1, 10P/Tempel 2 and 2P/Encke. A picture is emerging of very dark objects with geometric albedo in the range 0.02 to 0.04. Outstanding progress was achieved by the observations of 1P/Halley with the GIOTTO and VEGA space probes which revealed, an irregular, highly elongated body with a geometric albedo of 0.04. While yielding the highest resolution images of a nucleus yet, the space probes have only provided us with a snapshot of one comet at a particular time as the flyby times were too short to witness any rotation.

Although several space missions are planned to visit comets in the coming years (Stardust, Deep-Space 1, Contour, Rosetta, Deep Impact), they will only reveal a few more nuclei, the basic properties of some of them being already known. Space missions are not suited to a survey which requires a different strategy. A first solution to the problem consists in detecting cometary nuclei far from the Sun when they are presumed to have negligible activity. This approach suffers however from the uncertain contamination by an unresolved coma. Recent work (Meech 1993) has demonstrated that many comets exhibit comae at heliocentric distances greater than 10 AU owing to sublimation from highly volatile ices like CO, and CO₂. At the correspondingly large geocentric distance, the signature of a faint coma can become indistinguishable from the seeing disk, and the observed signal can

*ISO is an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) and with the participation of ISAS and NASA.

be dominated by this coma even though the comet has a “stellar” appearance.

In the past years, we have pioneered a new method which consists in observing the comet with sufficient spatial resolution in order to photometrically resolve the nucleus (Lamy and Toth 1999). This requires taking high spatial resolution images in order to reduce the coma signal (an extended source) per pixel thus allowing to uncover the unresolved nucleus (a point source). In the visible, this is only possible with the Hubble Space Telescope and its Planetary Camera for which the spatial extent of the pixel amounts to 0.045 arc seconds and we have successfully detected and characterized the nucleus of 9 comets so far. In this paper, we report the outcome of a similar and complementary program to detect the thermal infrared emission from cometary nuclei using the ISOCAM camera of the ISO infrared satellite.

2. THE OBSERVATIONS

2.1. Targets selection

The feasibility study of our program to detect cometary nuclei was undertaken in 1993, well before the call for proposals. The thermal emission of a nucleus and of its surrounding dust coma were calculated for various physical parameters and geometrical conditions. This demonstrated that, under favorable circumstances, the contrast of the nuclear signal over that of the coma was sufficient to allow its detection. Our accepted proposals consisted in a regular program devoted to short-period comets and a target of opportunity program aimed at observing a potential new comet. Our selection procedure started by considering those short-period comets which will return to perihelion during the ISO lifetime. For each comet, observing windows were selected using the “sky visibility maps” available in the ISO Observer Manual, and with the online visibility tool available on the ESA web site when it became available. We then calculated an upper limit for the expected flux F_{nuc} from the nucleus during each window, assuming that all the surface was at the equilibrium temperature of a blackbody. The radius of the nuclei was either found in the literature when available or simply guessed. The thermal flux F_{dust} from the dust coma in a pixel of 1.5 arc seconds was calculated from measurements of the $[Af\rho]$ parameter by A’Hearn et al. 1995. We assumed a dust temperature (in K) of $320/\sqrt{r_h}$, where r_h is the heliocentric distance (in AU) of the target during the observing window (Gehrz et al. 1989). For a given comet, the window during which the ratio F_{nuc}/F_{dust} reached a maximum was selected and the corresponding Astronomical Observational Templates (AOTs) entered into the ISO data base.

At this stage, 22P/Kopff, 45P/Honda-Mrkos-Pajdusakova, 46P/Wirtanen and 100P/Hartley 1 were selected. Unfortunately, the observations of 45P and 100P were screwed by the ISO operators and they were later replaced by 126P/IRAS and 103P/Hartley 2. Thanks to the ISO Supplemental Call, we obtained additional observing time for comets 55P/Tempel-Tuttle and 133P/Elst-Pizarro.

Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) was observed as a target-of-opportunity by a coordinated team with the four ISO instruments. Unfortunately, this very bright comet was not observable when within 2.7 AU from the Sun. Therefore, we selected the window during which the comet was at its shortest geocentric distance for our imaging program in order to maximize the ratio F_{nuc}/F_{dust} in the near-nucleus region.

2.2. Observational circumstances

Table 1. *Circumstances and parameters of the observations.*

Comet	Date [†] (begin, UT)	Date [‡] (end, UT)	N [§]	Filters (LW#)
H.-B. [¶]	01/10/96 14:08	13/10/96 06:13	26	4,6,7,8,9
22P	15/10/96 15:30	15/10/96 22:58	7	10
126P	12/11/96 12:10	12/11/96 22:14	7	10
46P	12/11/96 22:23	13/11/96 03:49	70	10
133P	16/01/98 15:41	16/01/98 15:58	1	10
55P	31/01/98 10:19	04/02/98 13:25	16	5,6,7,8,9
103P	05/02/98 10:04	05/02/98 11:02	3	2,3,10

[†] UT date and time at the beginning of the first visit.

[‡] UT date and time at the end of the last visit.

[§] Number of visits.

[¶] Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp).

Table 2. *Heliocentric r_h , geocentric distances Δ and phase angles ϕ for the observed comets.*

Comet	r_h (AU)	Δ (AU)	ϕ (°)
H.-B. [¶]	2.74-2.88	2.99-3.03	19.1-19.5
22P	1.89	1.32	30.1
126P	1.71	1.31	35.2
46P	1.82	1.69	32.4-32.5
133P	3.42	2.96	15.6
55P	1.05-1.08	0.63-0.76	63.6-64.4
103P	1.21	0.91	53.2

[¶] Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp).

All comets were imaged with the LW channel of ISOCAM and with a PFOV of 1.5 arc seconds in October-November 1996 and January-February 1998, during the extended ISO mission (Table 1). In addition, one visit of comet Hale-Bopp was performed with the SW channel. The observations of the short-period comets covered a range of heliocentric distances of 1.05-1.89 AU, and a range of geocentric distances of 0.63-1.69 AU with the exception of 133P/Elst-Pizarro. Comet Hale-Bopp was also observed far from the Sun, beyond 2.7 AU. The geometric conditions, including the phase angle, are provided in Table 2. The faint comets were imaged only with the LW10 broadband filter centered at 11.5 μm . The bright comets Hale-Bopp and 55P/Tempel-Tuttle were observed with several narrow-band filters covering a wavelength range from 6.5 to 16 μm (Table 1). Generally, an observation of a given comet consisted in at

least 7 visits separated each by at least 1.5 hours (except for 133P/Elst-Pizarro and 103P/Hartley 2) to allow the construction of the “thermal” lightcurves.

2.3. Performances

All comets were easily detected with the exception of 133P/Elst-Pizarro. Hale-Bopp (C/1995 O1) is the brightest comet and the signal-to-noise ratio exceeds 100 in the central condensation. 46P/Wirtanen is the faintest one and, despite exposure times of 5 sec with a broadband LW10 filter, the signal is less than 20 ADU/gain/sec in the central condensation, yielding signal-to-noise ratio of ~ 20 .

The ephemeris of our selected comets were known with a typical accuracy of 1 arc seconds, corresponding to less than one pixel in our images. Therefore, the absolute pointing accuracy can be estimated by measuring the distance from the central condensation to the center of the frame. For all comets but one, the pointing accuracy is better than 7 arc seconds with a mean value of 5.4 ± 0.8 arcseconds. It is slightly less accurate for 103P/Hartley 2 as the offset reached about 10 arc seconds. These values are consistent with the 2σ absolute pointing error of 11.7 arc seconds specified in the pre-launch ISO Observer Manual, but significantly higher than the value given by Leech et al. 1998.

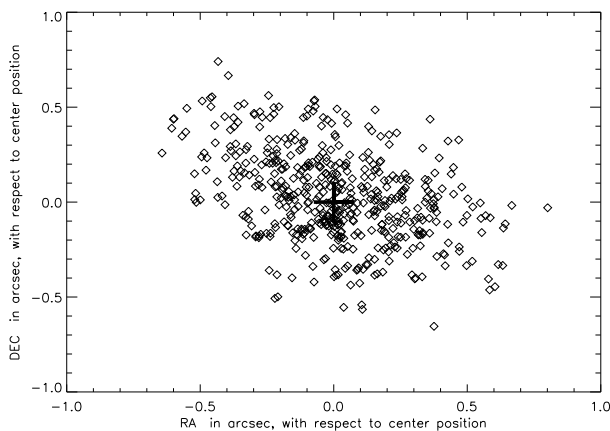


Figure 1. Right ascension and declination of the individual pointings corresponding to a visit of comet Hale-Bopp performed on Oct. 13 between 06:09 and 06:14 UT (file IIPH33102654.fits). The cross indicates the average position. The sampling time of the jitter is 0.5 seconds.

The jitter was of particular importance for our scientific analysis as it must not degrade the spatial resolution given by the angular extent of a pixel (1.5 arc second). Since comets have a significant motion compared to stars, the ISOCAM observations had to be performed in “tracking mode”, e.g. the satellite performs a one-dimensional micro-raster to keep the comet within the aperture. Thus, one observation consisted of multiple pointings, each of them referred to as a raster point, to correct for cometary motion. For each observation, the pointing information of the satellite is stored in the corresponding IIPH file. A typical example of the raw pointing data from such a

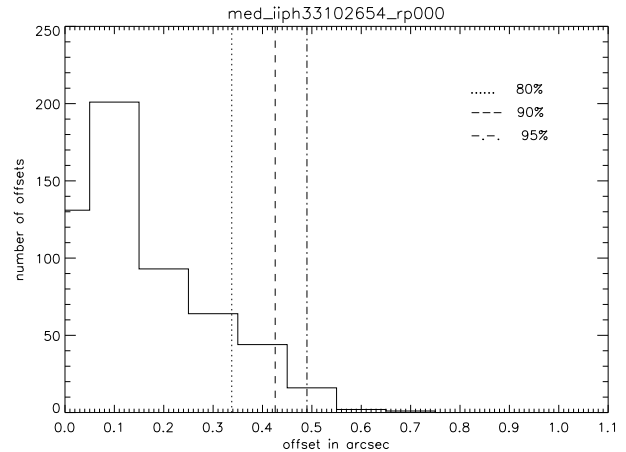


Figure 2. Histogram of jitter for Hale-Bopp observation IIPH33102654.fits. The comet was 80 percent of the time within 0.34 arc seconds from the averaged raster position (dotted line), 90 percent of the time within 0.43 arc seconds from the averaged raster position (dashed line), and 95 percent of the time within 0.49 arc seconds from the averaged raster position (dash-dot line).

file is shown in Figure 1. Based on this information, we derived an average position for each raster point and calculated their radial offsets from the globally averaged position (the cross in Figure 1). An histogram of these offsets is given in Figure 2.

3. PRE-PROCESSING OF THE IMAGES

3.1. Corrections for dark current, non-uniformities and transient effects

The FITS tables were manually sliced using the command `X_SLICER` of the CAM Interactive Analysis software (CIA Version 3.0). This allowed to get the SSCD corresponding to each configuration for each comet. A general “Prepared Data Structure” (PDS) containing the raw data was obtained with the two commands `SSCD_READ` and `GET_SSCDSTRUCT` as well as additional information (observer, AOT#, filter, ...) with the command `SSCD.GET`.

The raw data contained in the PDS was then automatically processed with an IDL routine calling the `CALIB_STRUCT` CIA command with the following methods:

- subtraction of a dark image selected in the CALG library (`method='calg'`),
- division by a flat-field chosen in the CALG library (`method='calg'`),
- deglitching using the temporal deglitch method (`method='temp'`).

For more details on these methods, see the ISO-CAM Data User Manual Version 4.0 (Siebenmorgen

et al. 1998). At this stage, a cube of processed images $P_{ij}(t_k)$ was created. Several methods to correct for the effects of the transient are available in CIA (Siebenmorgen et al. 1998). We tested the following methods: ‘s90’, ‘fit3’, ‘inv’, and ‘vision’ on our Hale-Bopp images. The so-called “Saclay model” (method=‘fit3’) was found to give the best results and was used to obtain a transient-corrected cube of images $T_{ij}(t_k)$.

Further processing was applied to the images in order to protect the pixels containing the signal from the nucleus, to avoid retaining images with too many glitches, and to correct for the overshoot. This processing was performed in two steps:

1. The individual images $P_{ij}(t_k)$ are rejected if the number of glitches exceeds 5 percent of the total number of pixels, or if glitches are found in the “central area”, defined by all the pixels within $2\lambda_c/D$ from the optocenter, where λ_c is the central wavelength of the filter, and $D = 60$ cm is the telescope aperture diameter. The N_{sel} remaining images are called $P_{ij}(t_l)$ and $T_{ij}(t_l)$.
2. The histogram H_{ij} of the N_{sel} values $P_{ij}(t_l)$ of the pixel (i, j) are computed and analyzed in order to calculate the pixel values of the final image F . We distinguish three cases, depending on how fast the stabilization occurs. If the histogram is narrow and symmetric, the stabilization is fast, and the pixel values of the remaining images are simply summed, excluding the first two and last two images for which the detection of glitches is not efficient:

$$F_{ij} = \sum_{l=3}^{N_{sel}-2} P_{ij}(t_l) \quad (1)$$

If the histogram is broad and/or asymmetric and the signal is greater than $S_{over} = 80$ ADU, we look for an overshoot. If the detection is positive, the pixel values of the images number $l \geq l_{over}$ obtained *after the overshoot* are summed:

$$F_{ij} = \sum_{l=l_{over}}^{N_{sel}-2} P_{ij}(t_l) \quad (2)$$

Finally, if the histogram is broad and/or asymmetric, but no overshoot is detected or if the signal level is lower than S_{over} , we sum the signal of the images T_{ij} previously corrected for the transient effects:

$$F_{ij} = \sum_{l=3}^{N_{sel}-2} T_{ij}(t_l) \quad (3)$$

This process is repeated for all the pixels (i, j) of the images, i.e., 32×32 times.

Processed images of 130P/Hartley 2 are shown in Figure 3.

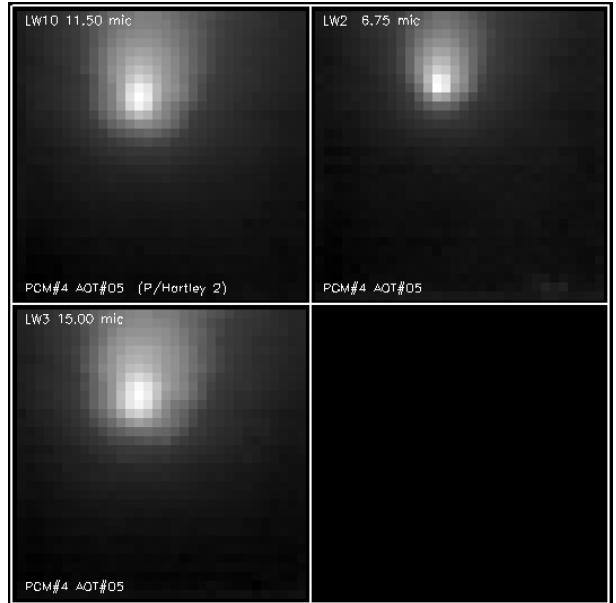


Figure 3. Processed ISOCAM images of comet 103P/Hartley 2 obtained with the LW10, LW2 and LW3 filters at 11.5, 6.75 and 15 μ m. These images correspond to a visit performed on 5 Feb. 1998 between 10:05 and 10:23 UT during ISO orbit #813. The exposure times of the individual images were respectively 2, 5 and 2 sec. More than 100 images have been acquired with each filter, allowing an easy correction for the transient effect.

3.2. Absolute calibration

The absolute calibration is performed using the most recent factors for each filter provided by ESA (Siebenmorgen et al. 1998) and applying color correction (Siebenmorgen et al. 1999). They are presented in Table 3. We adopted color temperatures given by the law $430/\sqrt{r_h}$ (in K), where r_h is in AU. This law is based on our measurement of the color temperature of the nucleus of comet Hale-Bopp of 255 K at $r_h \sim 2.8$ AU.

The uncertainty affecting the absolute calibration of the images can be estimated in the following way. The dark current correction introduces an error of about 1 ADU/gain/sec (Biviano et al. 1998a). For the central condensation, this translates into an error of 1 to 7 percent, depending upon the signal level achieved for each individual comet and filter. The flat-field and transient corrections introduce a relative error of respectively ~ 3 and 10 percent (Biviano et al. 1998b; Abergel et al. 1998). The uncertainty on the flux measurement of the standard stars is about 5 percent (Siebenmorgen et al. 1998). We estimate that the total error on the absolute flux calibration does not exceed 15 percent, and is about 12 percent for comets with high signal-to-noise ratios: C/1995 O1 (Hale-Bopp), 102P/Hartley 2 and 55P/Tempel-Tuttle.

Table 3. Adopted calibration factors.

Comet	Temp. [†] (K)	Filter (LW#)	F_{raw}^{\ddagger}	F_{CC}^{\S}		
H.-B. [¶]	255	4	0.753	0.726		
		6	1.011	0.983		
		7	1.326	1.327		
		8	0.774	0.774		
		9	0.655	0.655		
		10	4.129	4.365		
		126P	330	10	4.129	4.310
		46P	320	10	4.129	4.337
		55P	420	5	0.378	0.378
				6	1.011	1.012
7	1.326			1.339		
8	0.774			0.774		
9	0.655			0.655		
103P	390	2	2.330	2.358		
		3	1.973	1.995		
		10	4.129	4.154		

[†] Measured or assumed nucleus temperature, see text.

[‡] Nominal calibration factor (ADU/sec/gain/mJy/pixel).

[§] Color-corrected calibration factor (same units).

[¶] Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp).

4. ANALYSIS OF THE IMAGES

The thermal images reveal the cometary nucleus as a few bright pixels rising above the diffuse coma signal, the contrast depending obviously upon the size of the nucleus and the strength of its activity. The separation of the nucleus and coma signals must be accurately performed in order to retrieve the correct flux of the nucleus. The best approach consists in fitting a parametric model of the expected surface brightness to the observed images. The most general model represented by a 2-dimensional array of brightness values is simply given by

$$Model = [nucleus + coma] \otimes PSF \quad (4)$$

where PSF denotes the point spread function of the telescope and \otimes represents the convolution operator. Under most circumstances, the nucleus is unresolved so that

$$nucleus = k_n \delta(\rho) \quad (5)$$

where δ is the Dirac's delta function, ρ is the radial distance from the center and k_n is a scaling factor. Specifying a model for the coma is not so straightforward and very much depends on how complex it appears on the real images. The most simple case corresponds to a steady-state regime with a constant production rate and results in an isotropic coma whose brightness decreases as the inverse of ρ

$$coma = k_c / \rho \quad (6)$$

where k_c is a scaling factor for the coma. More complex morphologies and associated models (Lamy and Toth 1999) were used in our analysis. The fits were performed by minimizing the residuals between the observed images and the model or synthetic images enabling to determine the scaling factors k_n and k_c . For quasi-isotropic comae, very robust solutions were

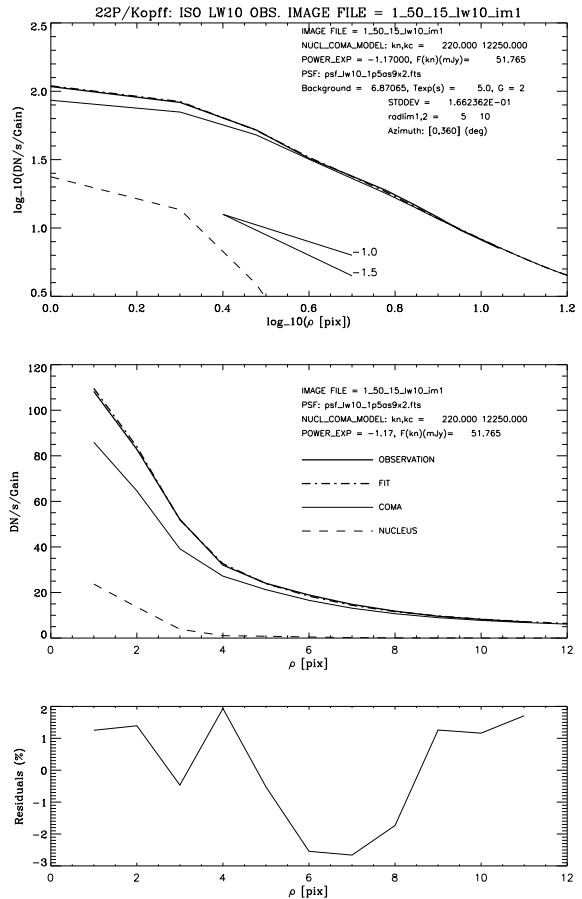


Figure 4. The results of the fit for comet 22P/Kopff observed with the filter LW10 at 11.5 μ m. The sum (dash-dot line) of the nucleus (dashed line) and coma (thin solid line) contributions is compared to the observed (thick solid line) radial profile on the plots in log (upper plot) and linear (middle plot) scales. The bottom plot shows the residuals between the observed and modeled radial profiles, in percent.

obtained by performing the fit on azimuthally averaged radial profiles of the surface brightness generated from both the real and synthetic images, a method extensively used for our ISOCAM images. An example is given in Figure 4. Once the thermal fluxes are obtained, their interpretation in terms of physical properties requires a thermal model of the nucleus. The most simple is the so-called “Standard Thermal Model” or “STM” developed for the asteroids (Lebofsky and Spencer 1989). To circumvent the assumption of an inert body, we introduced a “Mixed Model” where the surface is composed of an intimate mixture of water ice and dust, these two phases being thermally coupled. Further details are beyond the scope of this present article and will appear in forthcoming publications.

5. RESULTS AND CONCLUSION

For 22P/Kopff and 55P/Tempel-Tuttle, we have HST observations which we combined with our ISOCAM fluxes to independently determine the radius and the

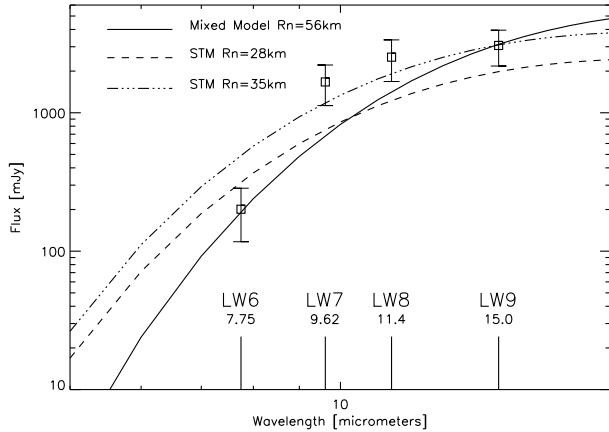


Figure 5. The measured fluxes of the nucleus of comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) at 7.75, 9.62, 11.4 and 15.0 μm compared to the “Mixed Model” for a nucleus of radius 56 km (solid line) and the “Standard Thermal Model” for a nucleus of radius 28 km (dashed line) and 35 km (dash-dot line).

Table 4. Summary of our nucleus size and geometric albedo measurements.

Comet	Model	R_n^\dagger (km)	Albedo ‡	Method
22P	STM	1.52	0.05	IR+visible
55P	STM	1.68	0.045	IR+visible
103P	STM	0.58	–	IR
126P	STM	1.43	–	IR
H.-B. $^\natural$	STM	35	0.03-0.07	IR+visible
H.-B. $^\natural$	Mixed	56	0.02-0.03	IR+visible

† Nucleus equivalent radius.

‡ Nucleus geometric albedo.

$^\natural$ Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp).

geometric albedo of their nucleus. This analysis leads to rejecting the Mixed Model as it produces unrealistically small values of the geometric albedo. On the contrary, the STM yields geometric albedos consistent with what has been found so far. This suggests that the surface of the nucleus of short-period comets is covered by a crust devoid of ice and justifies applying this model to the two comets for which we do not have visible (HST) observations. Worth noting is the very small size of the nucleus of 103P/Hartley 2, 0.58 km, comparable to that of comet 46P/Wirtanen (0.6 km, see Lamy et al. 1998), the target of the Rosetta mission. The case of the Long Period comet C/Hale-Bopp merits further comments as the data allows both the STM and Mixed models but yielding widely different results. The Mixed Model predicts temperatures lower than those of the STM by about 60 K thus implying a larger body. It further allows the presence of ice at the surface, a feature consistent with the limited evolution suffered by a Long Period comet. Even more interesting is the spectral variation of its thermal flux as illustrated in Figure 5. It exhibits an excess at 9.6 and 11.4 microns which persists whatever model is considered. We interpret this excess as indicating the presence of silicate dust

at the surface of the nucleus. Although this feature has been detected on asteroids, this is the first time it is reported on a cometary nucleus.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank Nadine San Geroteo and Géraldine Guida for their contributions to the feasibility studies of our program. We are grateful to Bruno Altieri, Pedro Garcia-Lario, Kieron Leech, Timo Prusti, Kai Rembor and Marc Sauvage for their help during the programming and reduction of the observations. The ISOCAM data presented in this paper were analysed using “CIA”, a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOCAM Consortium. The ISOCAM Consortium is led by the ISOCAM PI, C. Cesarsky, Direction des Sciences de la Matière, C.E.A., France.

REFERENCES

- Abergel, A., Miville-Deschenes, M.A., Desert, F.X., Perault, M., Aussel, H., and Sauvage, M., The transient behaviour of the long wavelength channel of ISOCAM, Proceedings of the ISO detector workshop, 1998.
- A’Hearn, M. F., Millis, R. L., Schleicher, D. G., Osip, D. J., and Birch, P. V., The ensemble properties of 85 comets: Results from narrowband photometry of 85 comets, 1976-1992, *Icarus*, 118, 223-270, 1995.
- Biviano, A., Sauvage, M., Gallais, P., Roman, P., Altieri, B., Boulade, O., Guest, S., Metcalfe, L., Okumura, K., and Ott, S., The ISOCAM dark current calibration report (Version 1.2), 1998a.
- Biviano, A., Blommaert, J., Laurent, O., Okumura, K., Siebenmorgen, R., Altieri, B., Boulade, O., Gallais, P., Metcalfe, L., and Ott, S., The ISOCAM flat-field calibration report (Version 1.1), 1998b.
- Gehrz, R.D., Ney, E.P., Piscitelli, J., Rosenthal, E., Infrared photometry and spectroscopy of Comet P/Encke 1987, *Icarus* 80, 280-288, 1989.
- Lamy, P.L., Toth, I., Jorda, L., Weaver, H.A., and A’Hearn, M.F., The Nucleus and Inner Coma of Comet 46P/Wirtanen, *Astron. Astrophys.* 335, L25-L29, 1998.
- Lamy, P. L. and Toth, I., The detection of the nucleus of active comets, IAU Coll. 168 “Cometary Nuclei in Space and Time”, Nanjing (1998), Pub. Astron. Soc. Pacific, in press, 1999.
- Lebofsky, L.A., and Spencer, J.R., Radiometry and thermal modeling of asteroids. In: *Asteroids II* (R.P. Binzel, T. Gehrels and M.S. Matthews, Eds.), pp. 128-147, Univ. of Arizona Press, Tucson, 1989.
- Leech, K., Pollock, A.M.T., and Sternberg, J.R., Infrared Space Observatory (ISO) Satellite and Data Manual, SAI/98-094/Dc, Issue 1, 1998.
- Meech, K. J., Observations of the Cessation of Activity in Comets P/Halley, Torres (1987V) and Bowell (1982 I) and the Implications for the Mechanism of the P/Halley Outburst, Proceedings of the Workshop on Distant Comet Activity, held in Lenggries, Germany, 1220, 1993.

Siebenmorgen, R., Starck, J.-L., Sauvage, M., Cearsarsky, D.A., Blommaert, J., and Ott, S., ISO-CAM Data User Manual Version 4.0, SAI/95-222/Dc, 1998.

Siebenmorgen, R., Blommaert, J., Sauvage, M., Starck, J.-L., ISO Handbook Volume III (CAM), Draft version 1.0, SAI/99-057/Dc, 1999.

5.3 Le noyau de la comète Hale-Bopp (C/1995 O1)

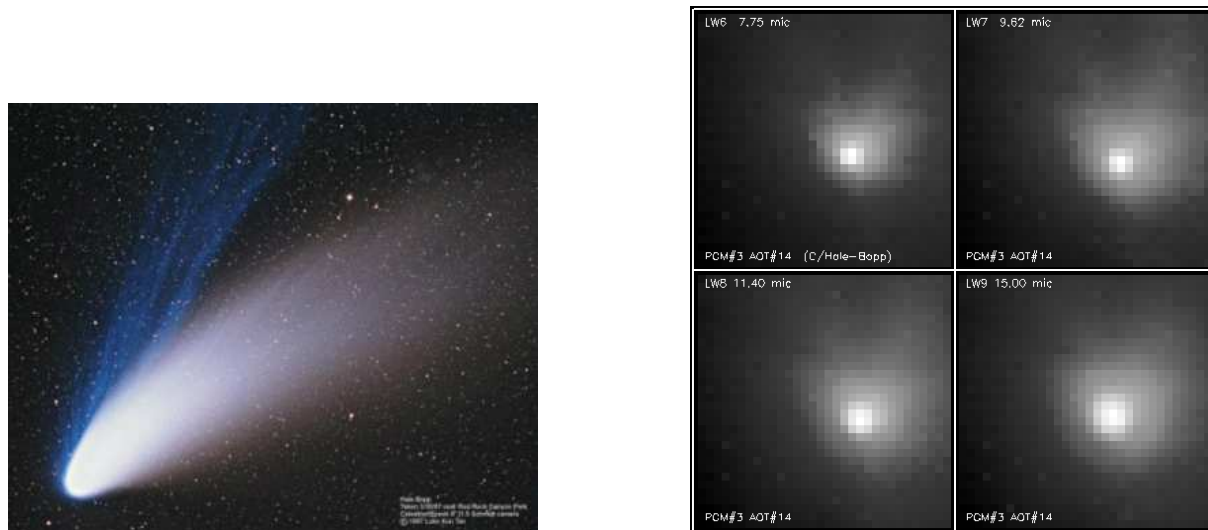


Figure 5.1 – À gauche, image de la comète Hale-Bopp prise par Loke Kun Tan le 30 mars 1997, depuis le Red Rock Canyon Park en Californie ($R_h=0.9$ UA, $\Delta=1.3$ UA, $\alpha=49^\circ$). À droite, mosaïque d’images de la comète Hale-Bopp prises par ISO entre le 1 et le 13 octobre 1998 ($R_h=2.8$ UA, $\Delta=3.0$ UA, $\alpha=19^\circ$).

5.3.1 Introduction

La comète Hale-Bopp a été découverte indépendamment le 23 juillet 1995 par les astronomes amateurs américains A. Hale et T. Bopp (Hale *et al.*, 1995). La comète, alors située à plus de 7 UA du Soleil, était déjà 100 fois plus lumineuse que la comète de 1P/Halley à la même distance. Cette découverte d’une comète si brillante loin du Soleil a permis de suivre et d’étudier son évolution tout au long de son approche du Soleil. Elle est passée au périhélie à 0.91 UA du Soleil le 1 avril 1997, quelques jours après être passée au plus près de la Terre, le 22 mars, à 1.32 UA. La comète Hale-Bopp a été la comète la plus observée de toute l’histoire. Ses éléments orbitaux sont résumés dans la **Table 5.1**. Avec une période de révolution de 2700 ans (Bailey *et al.*, 1996), la comète Hale-Bopp fait partie de la famille des comètes à longue période (LPC).

La **Figure 5.1** montre la comète Hale-Bopp lors de son passage près de la Terre. Pendant plusieurs semaines, elle a offert aux observateurs un magnifique spectacle, atteignant une magnitude maximale de 0.5 environ, tandis que sa queue de gaz se déployait sur $\sim 20^\circ$ et sa queue de poussières sur $\sim 25^\circ$ (correspondant à des longueurs réelles de plus de 150 millions de kilomètres). On lui a aussi découvert une queue de sodium qui s’étendait sur quelque 50 millions de kilomètres de long à la mi-avril 1997 (de la Cotardièrre & Penot, 2001).

L’activité importante de la comète a rendu très difficile l’étude de son noyau, complètement masqué par la coma. Néanmoins, la période est estimée par Licandro *et al.*

(1998) à 11.34 ± 0.02 heures. L'orientation de l'axe de rotation, déterminé par Jorda *et al.* (1999), donne la direction du pôle nord avec une ascension droite de $275 \pm 10^\circ$ et une déclinaison de $-57 \pm 10^\circ$. D'après ces mêmes auteurs, aucun mouvement de précession n'a pu être mis en évidence. Enfin, le rayon du noyau vaut entre 14 et 21 km d'après les observations HST (Weaver *et al.*, 1997), mais cette valeur est en contradiction avec les observations infrarouges (voir article I) ; les travaux de Fernández (2000) pour réconcilier ces différentes observations donnent un rayon de 30 ± 10 km.

e	q	Q	Ω	ω	i	Période
	[UA]	[UA]	[$^\circ$]	[$^\circ$]	[$^\circ$]	[années]
0.995	0.914	369	282.5	130.6	89.4	2700

Table 5.1 – Eléments orbitaux de la comète Hale-Bopp. Epoque : 13 mars 1997 à 0h TU

5.3.2 Observations infrarouges ISO

Les observations infrarouges ISO de la comète Hale-Bopp sont présentées dans la **Table 5.2**. Nous obtenons un flux de 200 ± 84 mJy à $7.75 \mu\text{m}$ (filtre LW6), 1688 ± 625 mJy à $9.62 \mu\text{m}$ (filtre LW7), 2597 ± 1084 mJy à $11.4 \mu\text{m}$ (filtre LW8) et 2976 ± 912 mJy à $15.0 \mu\text{m}$ (filtre LW9). L'erreur est donnée par l'écart type sur les différentes valeurs de flux obtenues. Cette erreur, supérieure à 30%, correspond à l'incertitude liée à la méthode employée ici pour déterminer le flux du noyau (Lamy & Toth, 1995). Nous ne reprenons pas le détail de la réduction des observations infrarouges ISOCAM, ce travail ayant déjà été présenté dans l'article I, page 93. Par contre nous précisons ici le modèle thermique que nous avons employé pour interpréter ces observations.

Les observations de Hale-Bopp ayant été effectuées à une distance héliocentrique inférieure à 3 UA, la conduction de la chaleur dans le noyau est négligeable (cf. section 2.5.3), si l'on suppose que l'inertie thermique du noyau est faible et comparable à celle des Centaures Chiron et Chariklo, à savoir $\leq 3 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ (Groussin *et al.*, 2002, section 5.9). Nous utilisons donc le modèle thermique 1, dans deux cas extrêmes : (i) le noyau est complètement inactif ($x=0$) et (ii) le noyau est complètement actif ($x=1$). Dans ce dernier cas nous supposons une fraction volumique de glace $f=0.5$ dans le mélange glace/poussière. Suivant les conditions observationnelles, nous pouvons pour chacun des deux cas (i) et (ii) présentés ci-dessus calculer le flux thermique en fonction de la longueur d'onde, comme expliqué en détail dans la section 3.2.2.2. La **Figure 5.2** illustre les résultats.

Le rayon est calculé de façon à ajuster au mieux les observations. Nous obtenons un rayon de 30 ± 5 km ou 37 ± 5 km pour le modèle thermique 1 100% inactif ($x=0$) et 54 ± 8 km pour le modèle thermique 1 100% actif ($x=1$). L'incertitude sur le rayon provient de l'incertitude sur le flux thermique. De légères différences sont possibles entre ces valeurs et les résultats de la Table 4 de l'article I à cause des paramètres et de l'ajustement des observations qui peut varier un peu. Néanmoins, ces variations ne dépassent pas 6 % et entrent largement dans les barres d'erreur qui sont supérieures à 30% sur les mesures du flux thermique. Il n'est pas possible de choisir entre les deux modèles "100 % inactif" et

Date (UT)	R _h [UA]	Δ [UA]	α [°]	Flux LW6 [mJy]	Flux LW7 [mJy]	Flux LW8 [mJy]	Flux LW9 [mJy]
1 octobre 1998							
1.5909	2.880	2.987	19.5	77	1799	940	1575
1.7255	2.879	2.987	19.5	178	2661	3490	4094
3 octobre 1998							
3.5872	2.855	2.996	19.5	192	2734	3490	3622
3.7521	2.855	2.996	19.5	207	1331	3087	3386
4 octobre 1998							
4.5854	2.845	2.999	19.5	*	1223	*	*
4.6881	2.843	3.000	19.5	178	971	1745	2677
6 octobre 1998							
6.2322	2.825	3.006	19.4	149	1295	2081	2205
7 octobre 1998							
7.2719	2.813	3.010	19.4	154	1151	2013	2283
8 octobre 1998							
8.1799	2.802	3.014	19.3	96	*	1074	1417
8.5781	2.797	3.015	19.3	*	360	1141	*
8.5917	2.797	3.015	19.3	*	1431	1611	2835
10 octobre 1998							
10.5743	2.774	3.022	19.3	*	*	1342	2835
10.5812	2.774	3.022	19.3	192	2086	2416	2992
10.8742	2.770	3.023	19.3	231	1942	3356	2205
11 octobre 1998							
11.5723	2.762	3.025	19.2	*	1079	*	1496
11.6556	2.761	3.026	19.2	*	1942	4564	*
11.7536	2.760	3.026	19.2	173	1583	2819	3071
11.8387	2.759	3.026	19.2	250	1007	1879	2205
11.9167	2.758	3.026	19.2	144	1340	3020	3465
12 octobre 1998							
12.8960	2.746	3.029	19.1	87	1655	1812	2913
12.9663	2.745	3.030	19.1	337	2388	3356	3701
13 octobre 1998							
13.0398	2.744	3.030	19.1	*	2518	4698	4016
13.1125	2.743	3.030	19.1	356	2590	3624	4724
13.1875	2.742	3.030	19.1	337	2086	3624	4094
13.2581	2.742	3.031	19.1	270	1655	2550	3670
Moyennes							
				200±84	1688±625	2597±1084	2976±912

* Image de qualité insuffisante pour extraire le flux du noyau de celui de la coma.

Table 5.2 – Observations ISO de la comète Hale-Bopp. Les filtres LW6, LW7, LW8 et LW9 sont centrés à 7.75, 9.62, 11.4 et 15.0 μm respectivement.

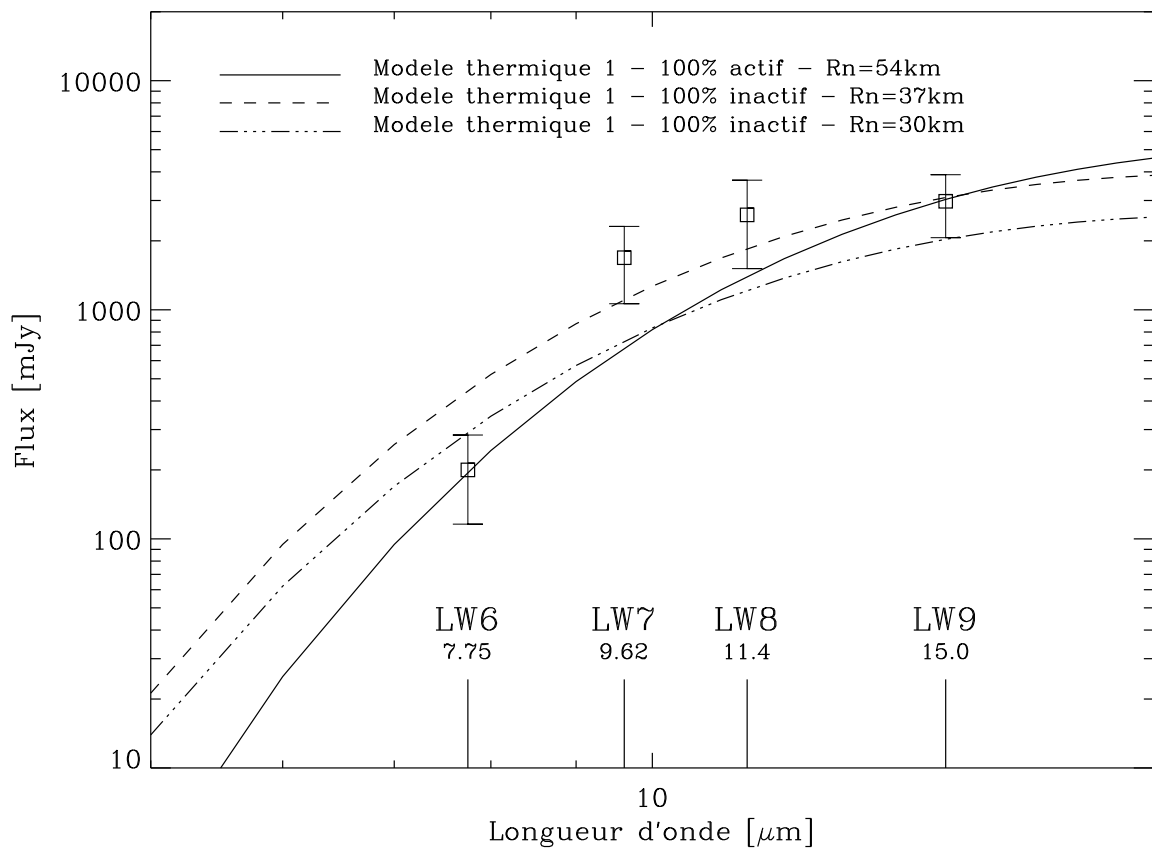


Figure 5.2 – Flux du noyau de la comète C1995 O1 Hale-Bopp en fonction de la longueur d'onde pour trois cas différents du modèle thermique 1. Quatre filtres ont été utilisés à 7.75, 9.62, 11.4 et 15.0 μm .

“100 % actif”, même si la deuxième solution est plus satisfaisante puisqu’elle rend compte de l’activité de la comète grâce à la sublimation en surface des molécules H₂O. La solution est sans doute un panachage entre ces deux cas extrêmes, à savoir un noyau dont la fraction active x est comprise entre 0 et 1. Les autres conclusions sont données dans l’article I.

5.3.3 Observations visibles HST

L’article I ne présente pas les observations de la comète Hale-Bopp réalisées par le Télescope Spatial Hubble (HST), sur une période de un an, du 23 octobre 1995 au 17 octobre 1996. Nous avons utilisé la caméra planétaire WFPC2 et le filtre F675 centré à 675 nm pour déterminer la magnitude R du noyau. Le signal du noyau est extrait de celui de la coma en utilisant la méthode Lamy & Toth (1995) pour les observations HST (cf. article II, page 122). La **Table 5.3** résume les observations et les magnitudes du noyau déduites de ces observations. En moyennant les observations aux différentes dates, nous obtenons une magnitude réduite³ pour le noyau de Hale-Bopp de 9.57 ± 0.32 . L’erreur sur la magnitude réduite est l’écart type des différentes observations.

5.3.4 Recoupement des observations visibles et infrarouges

De façon à déterminer indépendamment le rayon et l’albédo géométrique du noyau nous devons recouper les observations visibles HST et infrarouges ISO, comme expliqué dans la section 3.2.3, page 67. Nous reprenons les contraintes infrarouges et visibles calculées précédemment, à savoir un flux de 2976 ± 912 mJy à $15 \mu\text{m}$ et une magnitude réduite du noyau de 9.57 ± 0.32 . Nous utilisons le flux à $15 \mu\text{m}$ pour la contrainte infrarouge car c’est là qu’il est le plus important et que nous avons le meilleur rapport signal/bruit. La **Figure 5.3** illustre les résultats.

Le recoupement des contraintes visibles et infrarouges permet de déterminer le rayon et l’albédo géométrique du noyau. Suivant le modèle, inactif ou actif, nous obtenons respectivement un rayon de 36 ± 6 km et 54 ± 8 km et un albédo géométrique de 0.06 ± 0.03 et 0.030 ± 0.015 . Ces résultats ont été publiés (Lamy *et al.*, 1999). Avec cette méthode, pour le noyau de la comète Hale-Bopp, il n’est pas possible de discriminer entre les deux modèles actif et inactif, puisque les albédos géométriques obtenus sont tous en adéquation avec les valeurs communément admises (**Table 2.2**). La solution est sans doute un panachage entre les deux modèles, comme indiqué plus haut.

Les observations de Colom *et al.* (1999) dans le domaine radio et celles de Dello Russo *et al.* (2000) dans le domaine infrarouge donnent un taux de production H₂O de 10^{31} molécules s⁻¹ au périhélie. Nous en déduisons une surface de fraction active x de 0.14 et 0.06 pour un rayon r_n de 36 et 54 km respectivement. En combinant les contraintes sur r_n et x données par le taux de production H₂O et le flux infrarouge, nous obtenons finalement **un rayon de 38 ± 6 km, un albédo géométrique de 0.06 ± 0.03 et une fraction de surface active de 13^{+5}_{-3} %**. La valeur du rayon est en bon accord avec les

³De façon générale, la magnitude réduite M est la magnitude à $R_h=1$ UA, $\Delta=1$ UA et $\alpha=0^\circ$, et s’obtient à partir de la magnitude observée m par : $M = m - 5 \log(R_h \Delta) - \beta \alpha$, où β est le coefficient d’une fonction de phase linéaire.

Date (UT)	Filtre	R_h [UA]	Δ [UA]	α [°]	Magnitude R
23 octobre 1995					
23.2735	F675W	6.351	6.708	8.16	18.11 9.64[†]
7 avril 1995					
7.0399	F675W	4.792	4.810	11.97	16.61 9.32[†]
20 mai 1995					
20.4531	F675W	4.354	3.680	10.82	15.77
20.4566	F675W	4.354	3.680	10.82	15.70 9.28[†]
22 juin 1995					
22.4906	F675W	4.009	3.029	4.45	14.99 9.39[†]
25 juillet 1995					
25.5870	F675W	3.652	2.743	8.20	15.44
25.5884	F675W	3.652	2.743	8.20	15.39
25.5989	F675W	3.652	2.743	8.20	15.19
25.6003	F675W	3.652	2.743	8.20	15.19
25.6037	F675W	3.652	2.743	8.20	15.13
25.3079	F675W	3.652	2.743	8.20	15.17 9.92[†]
23 septembre 1995					
23.1641	F675W	2.979	2.943	19.50	15.57
23.1655	F675W	2.979	2.943	19.50	15.60
23.1760	F675W	2.978	2.943	19.50	15.58
23.1773	F675W	2.978	2.943	19.50	15.59
23.1815	F675W	2.978	2.943	19.50	15.58
23.1856	F675W	2.978	2.944	19.50	15.58 10.09[†]
17 octobre 1995					
17.6210	F675W	2.689	3.039	18.78	14.63
17.6224	F675W	2.689	3.039	18.78	14.66
17.6329	F675W	2.689	3.039	18.78	14.73
17.6343	F675W	2.689	3.039	18.78	14.69
17.6384	F675W	2.689	3.039	18.78	14.66
17.6419	F675W	2.689	3.039	18.78	14.50 9.34[†]

[†] Magnitude réduite moyenne ($R_h=1$ UA, $\Delta=1$ UA, $\alpha=0^\circ$) pour la date donnée, en utilisant une fonction de phase linéaire avec un coefficient $\beta_R=0.04$ mag/deg.

Table 5.3 – Observations HST de la comète Hale-Bopp. Le filtre F675W est centré à 675 nm.

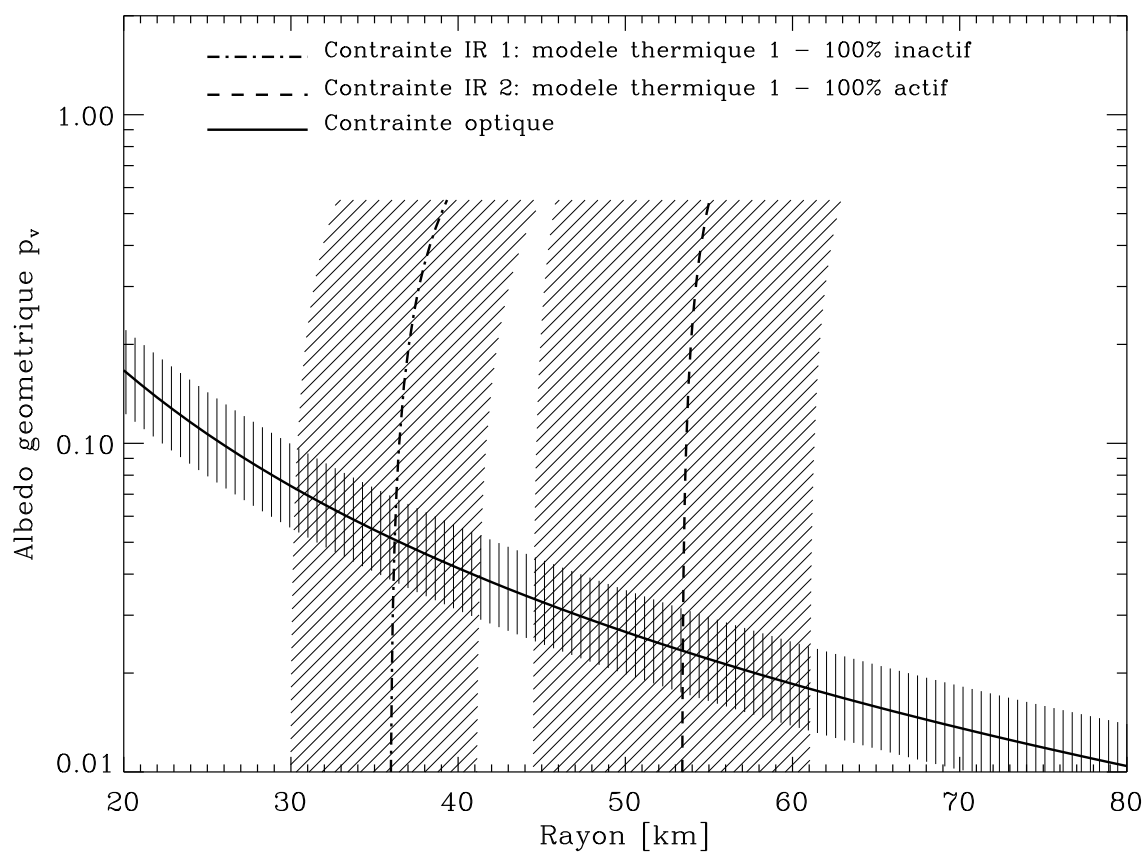


Figure 5.3 – Recouplement des observations visibles HST et infrarouges ISO. Deux contraintes infrarouges sont illustrées, correspondant au modèle thermique 1 inactif ou actif. Les zones hachurées correspondent aux incertitudes sur la magnitude du noyau et sur son flux infrarouge.

travaux de Fernández (2000) qui trouvent 30 ± 10 km et la valeur de l'albédo géométrique est aussi en bon accord avec les travaux de Fernandez (1999) qui trouvent 0.06 ± 0.02 . Les autres conclusions sont données dans l'article I. Hale-Bopp est donc une comète très active en absolu, à cause de sa grande taille, mais très peu active en relatif, puisque seulement 13% de sa surface est active. Par ailleurs, le modèle 100% inactif, qui donne un rayon 36 km (au lieu de 38 km), est une bonne approximation lorsque la fraction de surface active du noyau est faible (moins de $\sim 15\%$).

5.4 Le noyau de la comète 55P/Tempel-Tuttle

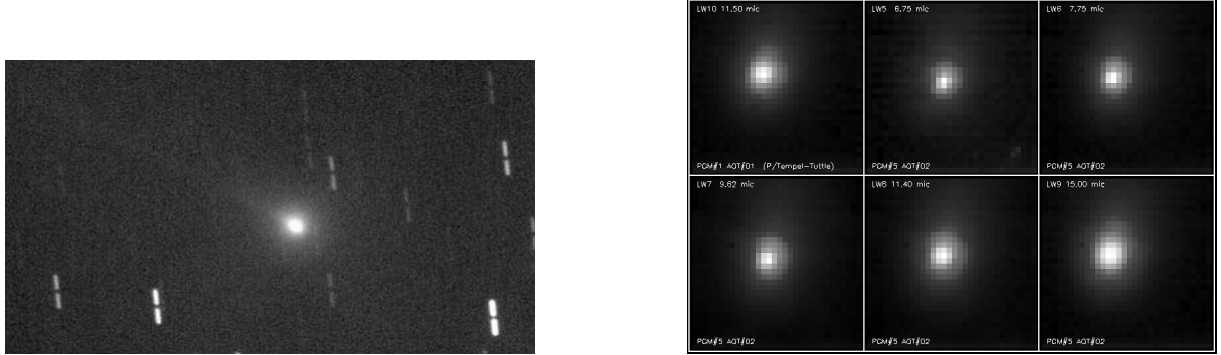


Figure 5.4 – A gauche, image de la comète 55P/Tempel-Tuttle prise le 17 février 1998 à l’Observatoire Astronomique National du Japon ($R_h=1.0$ UA, $\Delta=1.2$ UA, $\alpha=53^\circ$). A droite, mosaïque d’images de la comète 55P/Tempel-Tuttle prises par ISO entre le 31 janvier et le 4 février 1998 ($R_h=1.1$ UA, $\Delta=0.7$ UA, $\alpha=64^\circ$).

5.4.1 Introduction

La comète 55P/Tempel-Tuttle a été découverte indépendamment par W. Tempel en décembre 1865 et H. Tuttle en janvier 1866. Après cette apparition, les calculs ont montré que la comète avait une orbite elliptique et une période de révolution de 33.2 années, ce qui la classe parmi les comètes à courte période. Par ailleurs, la comète 55P/Tempel-Tuttle est associée à l’essaim météoritique des Lénoides qui a lieu tous les ans au mois de novembre. Les éléments orbitaux de cette comète sont donnés dans la **Table 5.4**. Après des recherches infructueuses durant les passages de 1899 et 1932, la comète a finalement été retrouvée en 1965 ; elle était alors peu brillante, de magnitude ~ 16 .

Lors de son dernier passage en 1998, la comète a été retrouvée par Hainaut *et al.* (1997) en mars 1997, validant ainsi ses éléments orbitaux. La comète est passée au périhélie le 28 février 1998, à 0.976 UA du Soleil, quelques semaines après être passée au plus près de la Terre, à 0.36 UA, le 18 janvier 1998. Ces conditions favorables ont permis de réaliser des observations haute résolution avec les télescopes spatiaux ISO et HST.

e	q	Q	Ω	ω	i	Période
	[UA]	[UA]	[$^\circ$]	[$^\circ$]	[$^\circ$]	[années]
0.906	0.977	19.7	235.3	172.5	162.5	33.2

Table 5.4 – Eléments orbitaux de la comète 55P/Tempel-Tuttle. Epoque : 8 mars 1998 à 0h TU.

5.4.2 Observations infrarouges ISO

Les observations infrarouges ISO de la comète 55P/Tempel-Tuttle sont présentées dans la **Table 5.5**. Nous obtenons un flux de 138 ± 28 mJy à $6.8 \mu\text{m}$ (filtre LW5), 238 ± 48 mJy à

7.75 μm (filtre LW6), 313 ± 94 mJy à 9.62 μm (filtre LW7), 369 ± 110 mJy à 11.4 μm (filtre LW8), 518 ± 89 mJy à 11.5 μm (filtre LW10) et 310 ± 62 mJy à 15.0 μm (filtre LW9). L'erreur de 17% sur le flux à 11.5 μm (filtre LW10) est donnée par l'écart type sur les treize observations. L'erreur sur le flux des filtres LW5, LW6, LW7, LW8 et LW9 est de 20% (cf. article II) car le très faible nombre d'observations (une ou deux) ne permet pas de faire une analyse statistique et de déterminer un écart type. Les observations LW5, LW6, LW7, LW8 et LW9 datent du 4 février 1998 alors que les observations à LW10 datent du 31 janvier 1998, avec des conditions observationnelles différentes dont il faut tenir compte.

Les observations de 55P/Tempel-Tuttle ayant été effectuées à une distance héliocentrique inférieure à 3 UA, nous utilisons le modèle thermique 1 dans deux cas extrêmes : (i) le noyau est complètement inactif ($x=0$) et (ii) le noyau est complètement actif ($x=1$). Dans ce dernier cas nous supposons une fraction volumique de glace $f=0.5$ dans le mélange glace/poussière. Suivant les conditions observationnelles, nous pouvons pour chacun des deux cas (i) et (ii) présentés ci-dessus calculer le flux thermique en fonction de la longueur d'onde, comme expliqué en détail dans la section 3.2.2.2. La **Figure 5.5** illustre les résultats.

Le rayon est calculé de façon à ajuster au mieux les observations. Nous obtenons un rayon de 1.80 ± 0.15 km pour le modèle thermique 1 100% inactif ($x=0$) et 6.3 ± 0.4 km pour le modèle thermique 1 100% actif ($x=1$). L'incertitude sur le rayon provient de l'incertitude sur le flux thermique. De légères différences sont possibles entre ces valeurs et les résultats de la Table 4 de l'article I, à cause des paramètres et de l'ajustement des observations qui peuvent varier un peu. Néanmoins, ces variations ne dépassent pas 7% et entrent dans les barres d'erreur qui sont de $\sim 20\%$ sur les mesures du flux thermique. Le modèle "100% inactif" ajuste beaucoup mieux les observations que le modèle "100% actif", même s'il ne prend pas en compte la sublimation de la glace d'eau en surface ; la surface de la comète 55P/Tempel-Tuttle se comporte comme une surface inactive. Les autres conclusions sont données dans l'article I.

5.4.3 Observations visibles HST

Les observations de la comète 55P/Tempel-Tuttle par le Télescope Spatial Hubble ont été réalisées le 9 janvier 1998, 50 jours avant son passage au périhélie. Nous avons utilisé la caméra planétaire WFPC2 et le filtre F675 centré à 675 nm pour déterminer la magnitude R du noyau. Le signal du noyau est extrait de celui de la coma en utilisant la méthode (Lamy & Toth, 1995) pour les observations HST (cf. article II). La **Table 5.6** résume les observations et les magnitudes du noyau déduites de ces observations. En moyennant les différentes observations, nous obtenons une magnitude réduite pour le noyau de 55P/Tempel-Tuttle de 16.02 ± 0.03 . L'erreur sur la magnitude réduite est l'écart type des différentes observations.

5.4.4 Recoupement des observations visibles et infrarouges

De façon à déterminer indépendamment le rayon et l'albédo géométrique du noyau nous devons recouper les observations visibles HST et infrarouges ISO, comme expliqué dans

Date (UT)	Filtre	R_h [UA]	Δ [UA]	α [°]	Flux [mJy]
31 janvier 1998					
31.4308	LW10	1.077	0.632	64.38	541
31.4735	LW10	1.077	0.633	64.38	467
31.5198	LW10	1.076	0.635	64.39	615
31.5584	LW10	1.076	0.636	64.39	480
31.6015	LW10	1.076	0.637	64.39	590
31.6449	LW10	1.076	0.639	64.39	517
31.6860	LW10	1.075	0.640	64.39	393
31.7285	LW10	1.075	0.641	64.39	541
31.7694	LW10	1.075	0.642	64.39	-*
31.8245	LW10	1.074	0.644	64.39	443
31.8519	LW10	1.074	0.645	64.39	504
31.8948	LW10	1.074	0.646	64.39	615
31.9371	LW10	1.074	0.647	64.39	369
31.9776	LW10	1.073	0.649	64.39	664
					518±89[†]
4 février 1998					
4.5528	LW5	1.051	0.760	63.63	138
					138±28[†]
4.5406	LW6	1.051	0.759	63.64	155
4.5528	LW6	1.051	0.760	63.63	320
					238±48[†]
4.5406	LW7	1.051	0.759	63.64	301
4.5528	LW7	1.051	0.760	63.63	324
					313±63[†]
4.5406	LW8	1.051	0.759	63.64	369
4.5528	LW8	1.051	0.760	63.63	369
					369±74[†]
4.5406	LW9	1.051	0.759	63.64	310
4.5528	LW9	1.051	0.760	63.63	-*
					310±62[†]

* Image de qualité insuffisante pour extraire le flux du noyau de celui de la coma.

† Flux moyen pour une date donnée

Table 5.5 – Observations ISO de la comète 55P/Tempel-Tuttle. Les filtres LW5, LW6, LW7, LW8, LW9 et LW10 sont centrés à 6.8, 7.75, 9.62, 11.4, 15.0 et 11.5 μm respectivement.

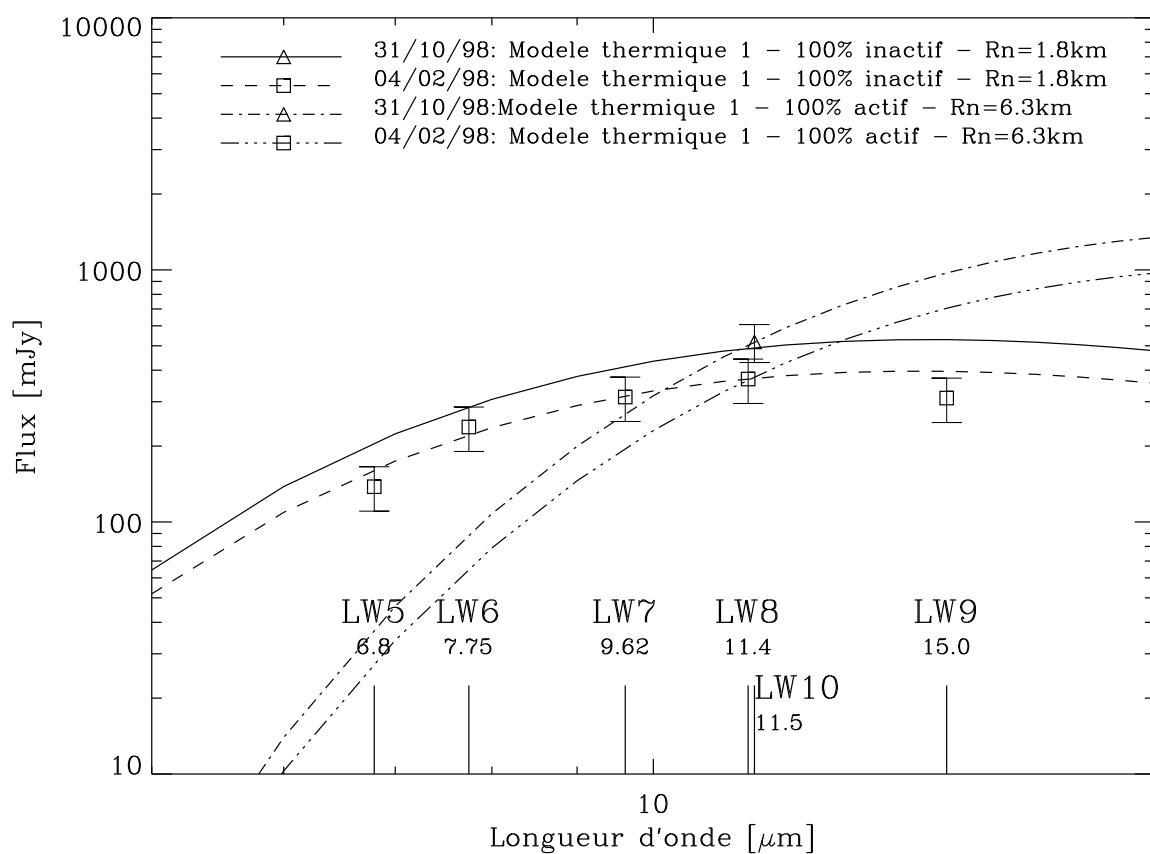


Figure 5.5 – Flux du noyau de la comète 55P/Tempel-Tuttle en fonction de la longueur d'onde pour deux cas différents du modèle thermique 1. Six filtres ont été utilisés à 6.8, 7.75, 9.62, 11.4, 11.5 et 15.0 μm . Les observations ont été réalisées à deux dates différentes, le 31 octobre 1998 et le 04 février 1998, avec des conditions observationnelles différentes.

Date (UT)	Filtre	R_h [UA]	Δ [UA]	α [$^\circ$]	Magnitude R
9 janvier 1998					
9.5380	F675W	1.262	0.467	44.35	16.66
9.5401	F675W	1.262	0.467	44.35	16.62
9.5420	F675W	1.262	0.467	44.35	16.62
9.6720	F675W	1.260	0.464	44.32	16.69
9.6741	F675W	1.260	0.464	44.32	16.65
9.6760	F675W	1.260	0.464	44.32	16.62
9.8061	F675W	1.259	0.461	44.29	16.62
9.8081	F675W	1.259	0.461	44.29	16.57
9.8100	F675W	1.259	0.461	44.29	16.61
9.9422	F675W	1.258	0.457	44.26	16.59
9.9442	F675W	1.258	0.457	44.26	16.58
					16.02[†]

[†] Magnitude réduite moyenne ($R_h=1$ UA, $\Delta=1$ UA, $\alpha=0^\circ$) en utilisant une fonction de phase linéaire avec un coefficient $\beta_R=0.04$ mag/deg.

Table 5.6 – Observations HST de la comète 55P/Tempel-Tuttle. Le filtre F675W est centré à 675 nm.

la section 3.2.3, page 67. Nous reprenons les contraintes infrarouges et visibles calculées précédemment, à savoir un flux de 518 ± 89 mJy à $11.5 \mu\text{m}$ et une magnitude réduite du noyau de 16.02 ± 0.03 . Nous utilisons le flux à $11.5 \mu\text{m}$ pour la contrainte infrarouge car c'est là qu'il est le plus important et que nous avons le meilleur rapport signal/bruit. La **Figure 5.6** illustre les résultats.

Le recoupement des contraintes visibles et infrarouges permet de déterminer le rayon et l'albédo géométrique du noyau. Le modèle actif, avec un albédo géométrique inférieur à 0.01 paraît exclu. Nous retrouvons là notre conclusion précédente, obtenue avec les observations infrarouges ISO seules. **Dans le cas du modèle inactif, nous obtenons un rayon de 1.84 ± 0.15 km et un albédo géométrique de 0.05 ± 0.01 .**

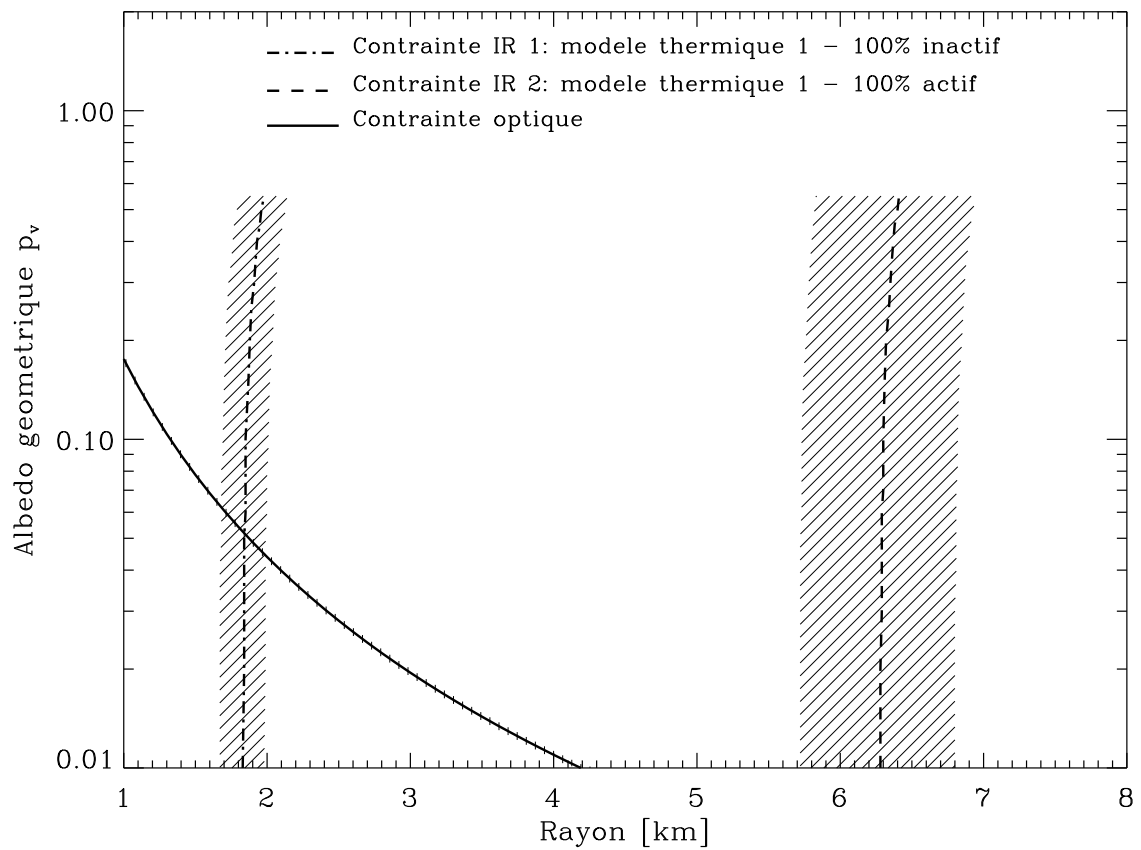


Figure 5.6 – Recoupement des observations visibles HST et infrarouges ISO. Deux contraintes infrarouges sont illustrées, correspondant au modèle thermique 1 inactif ou actif. Les zones hachurées correspondent aux incertitudes sur la magnitude du noyau et sur son flux infrarouge.

5.5 Le noyau de la comète 126P/IRAS

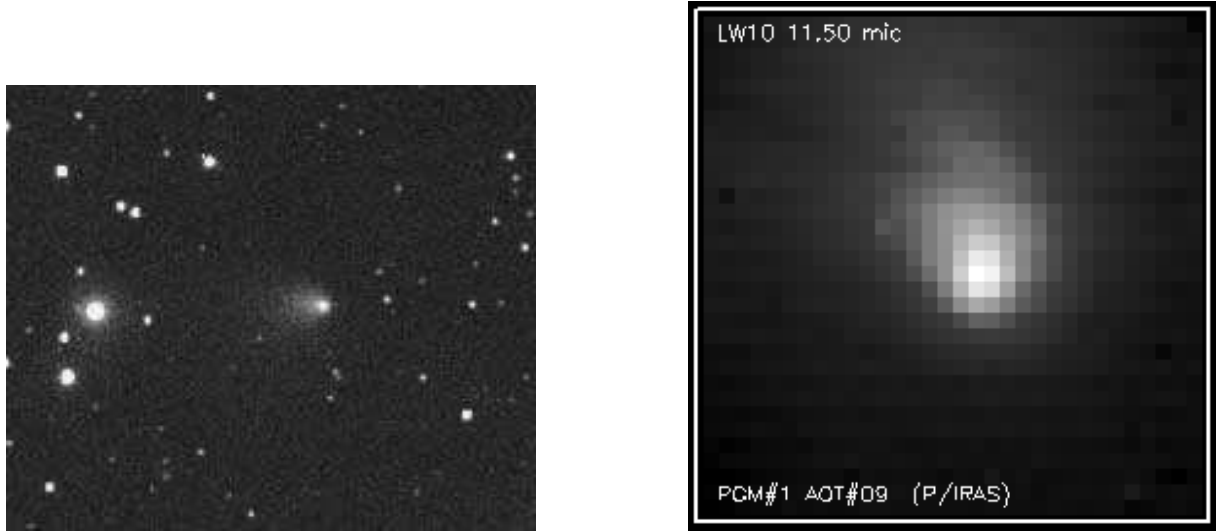


Figure 5.7 – A gauche, image de la comète 126P/IRAS prise le 2 novembre 1996 par Herman Mikuz ($R_h=1.7$ UA, $\Delta=1.2$ UA, $\alpha=35^\circ$). A droite, image de la comète 126P/IRAS prise par ISO le 12 novembre 1996 ($R_h=1.7$ UA, $\Delta=1.3$ UA, $\alpha=35^\circ$).

5.5.1 Introduction

La comète 126P/IRAS a été découverte le 28 juin 1983 par le satellite IRAS “Infrared Astronomical Satellite”. Elle est passée au périhélie le 30 octobre 1996 à 1.703 UA du Soleil et au plus près de la Terre le 21 septembre 1996, à 0.971 UA. Les éléments orbitaux de cette comète sont donnés dans la **Table 5.7**. La comète 126P/IRAS est une comète à courte période.

e	q [UA]	Q [UA]	Ω [$^\circ$]	ω [$^\circ$]	i [$^\circ$]	Période [années]
0.697	1.703	9.5	357.7	356.9	46.0	13.3

Table 5.7 – Eléments orbitaux de la comète 126P/IRAS. Epoque : 13 novembre 1996 à 0h TU.

5.5.2 Observations infrarouges ISO

Les observations infrarouges ISO de la comète 126P/IRAS sont résumées dans la **Table 5.8**. Nous obtenons un flux de 48 ± 8 mJy à $11.5 \mu\text{m}$ (filtre LW10). L’erreur sur le flux est obtenu en prenant l’écart type sur les sept observations.

Les observations de 126P/IRAS ayant été effectuées à une distance héliocentrique inférieure à 3 UA, nous utilisons le modèle thermique 1 dans deux cas extrêmes : (i) le noyau est complètement inactif ($x=0$) et (ii) le noyau est complètement actif ($x=1$). Dans

Date (UT)	Filtre	R_h [UA]	Δ [UA]	α [°]	Flux [mJy]
12 novembre 1996					
12.5080	LW10	1.708	1.316	35.29	43
12.5788	LW10	1.708	1.317	35.29	48
12.6530	LW10	1.708	1.318	35.29	60
12.7215	LW10	1.708	1.319	35.29	55
12.7913	LW10	1.708	1.319	35.29	36
12.8541	LW10	1.708	1.320	35.29	50
12.9255	LW10	1.708	1.321	35.29	43
					48±8[†]

[†] Flux moyen

Table 5.8 – Observations ISO de la comète 126P/IRAS. Le filtre LW10 est centré à 11.5 μm .

ce dernier cas, nous supposons une fraction volumique de glace $f=0.5$ dans le mélange glace/poussière. Suivant les conditions observationnelles, nous pouvons pour chacun des deux cas (i) et (ii) présentés ci-dessus calculer le flux thermique en fonction de la longueur d'onde, comme expliqué en détail dans la section 3.2.2.2. La **Figure 5.8** illustre les résultats.

Le rayon est calculé de façon à ajuster au mieux les observations. Nous obtenons un rayon de 1.5 ± 0.1 km pour le modèle thermique 100% inactif ($x=0$) et 3.8 ± 0.3 km pour le modèle thermique 100% actif ($x=1$). L'incertitude sur le rayon provient de l'incertitude sur le flux thermique. De légères différences sont possibles entre ces valeurs et les résultats de la Table 4 de l'article I, à cause des paramètres et de l'ajustement des observations qui peut varier un peu. Néanmoins, ces variations ne dépassent pas 5% et entrent dans les barres d'erreur qui sont de $\sim 20\%$ sur les mesures du flux thermique. Comme nous n'avons le flux qu'à une seule longueur d'onde, il n'est pas possible de différencier entre les deux modèles, inactif et actif.

Les résultats de A'Hearn *et al.* (1995) donnent un taux de production H_2O au périhélie de $3.2 \cdot 10^{27}$ molécules s^{-1} . A partir de cette valeur, nous déduisons une fraction de surface active x de 0.11 pour un rayon r_n de 1.5 km et de 0.02 pour un rayon de 3.8 km. En combinant les contraintes sur r_n et x données par le taux de production H_2O et le flux infrarouge, nous obtenons finalement **un rayon de 1.6 ± 0.1 km, en supposant un albédo géométrique de 0.04, et une fraction de surface active de $10_{-1}^{+3}\%$** . Les autres conclusions sont données dans l'article I.

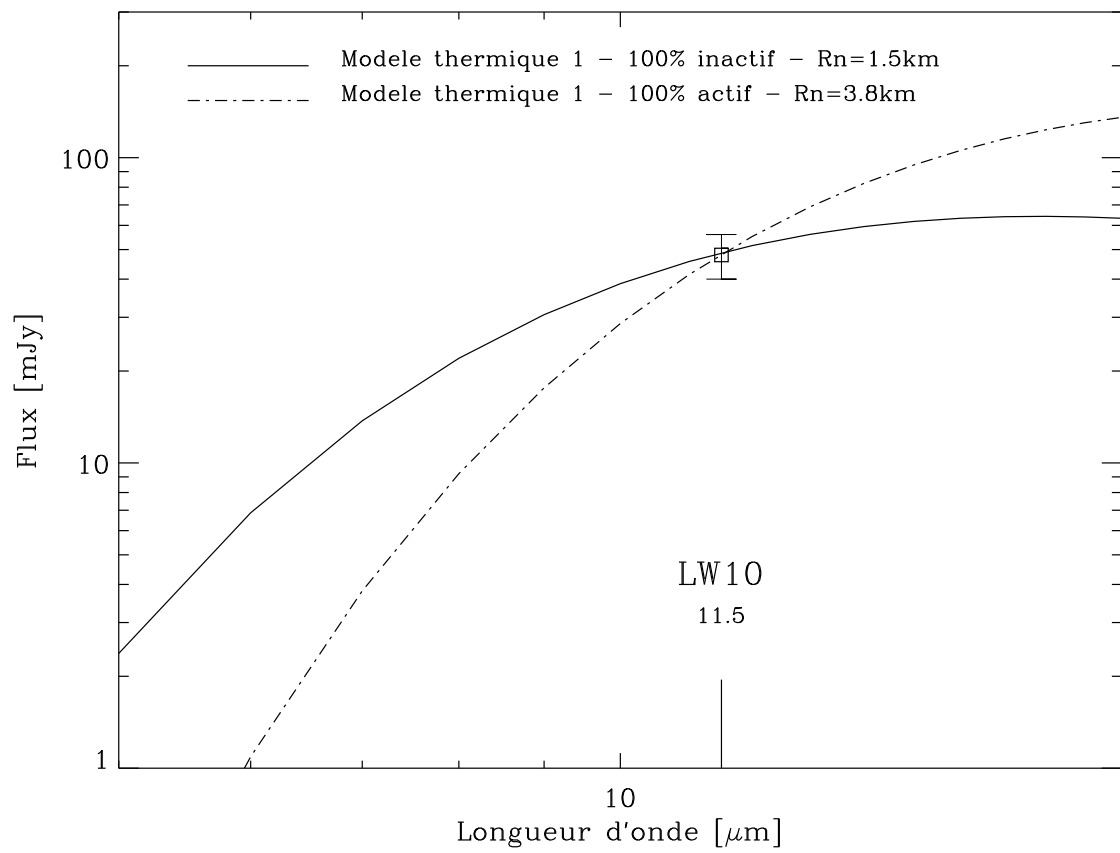


Figure 5.8 – Flux du noyau de la comète 126P/IRAS en fonction de la longueur d'onde pour deux cas différents du modèle thermique 1. Un seul filtre a été utilisé à 11.5 μm .

5.6 Le noyau de la comète 103P/Hartley2

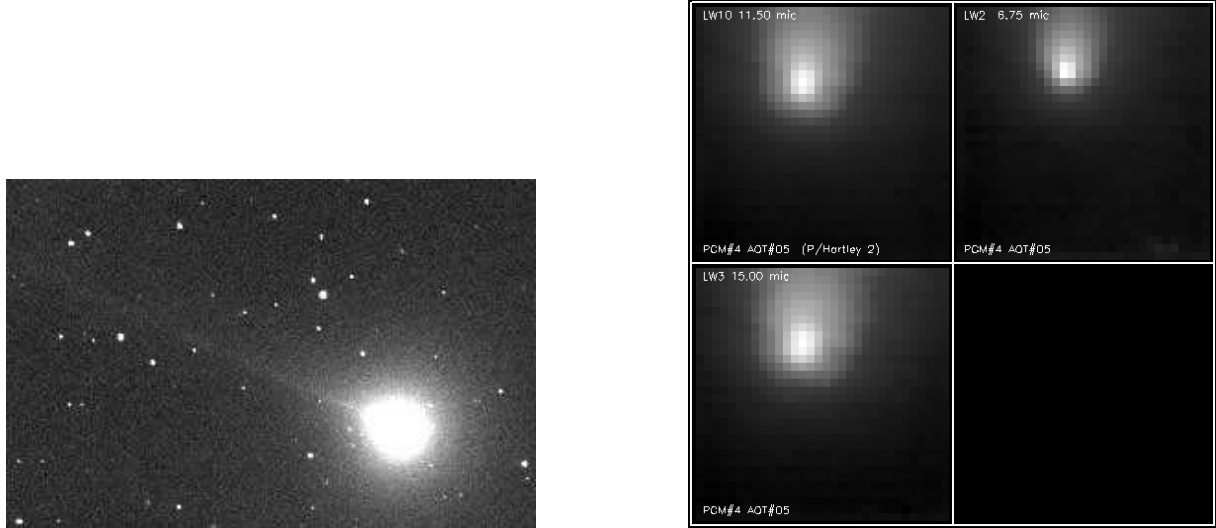


Figure 5.9 – À gauche, image de la comète 103P/Hartley 2 prise le 28 décembre 1997 par Herman Mikuz ($R_h=1.0$ UA, $\Delta=0.8$ UA, $\alpha=62^\circ$). À droite, mosaïque d’images de la comète 103P/Hartley 2 prises par ISO le 5 février 1998 ($R_h=1.2$ UA, $\Delta=0.9$ UA, $\alpha=52^\circ$).

5.6.1 Introduction

La comète 103P/Hartley 2 a été découverte le 15 mars 1986 par M. Hartley. Les éléments orbitaux de la comète ont alors pu être évalués et sont résumés dans la **Table 5.9**. La comète 103P/Hartley 2 est une comète à courte période de la famille de Jupiter. Lors de son dernier passage, la comète est passée au périhélie le 21 décembre 1997 à 1.032 UA du Soleil, et au plus près de la Terre le 8 janvier 1998 à 0.818 UA.

e	q	Q	Ω	ω	i	Période
	[UA]	[UA]	[$^\circ$]	[$^\circ$]	[$^\circ$]	[années]
0.700	1.032	5.9	220.0	180.7	13.6	6.4

Table 5.9 – Eléments orbitaux de la comète 103P/Hartley 2. Epoque : 21 décembre 1997 à 0h TU.

5.6.2 Observations infrarouges ISO

Les observations infrarouges ISO de la comète 103P/Hartley 2 sont résumées dans la **Table 5.10**. Nous obtenons un flux de 27 ± 15 mJy à $11.5 \mu\text{m}$ (filtre LW10). L’erreur sur le flux est obtenu en prenant l’écart type sur les trois observations. La très faible statistique conduit à une erreur supérieure à 50%.

Les observations de 103P/Hartley2 ayant été effectuées à une distance héliocentrique inférieure à 3 UA, nous utilisons le modèle thermique 1 dans deux cas extrêmes : (i) le noyau est complètement inactif ($x=0$) et (ii) le noyau est complètement actif ($x=1$). Dans ce dernier cas, nous supposons une fraction volumique de glace $f=0.5$ dans le mélange glace/poussière. Suivant les conditions observationnelles, nous pouvons pour chacun des deux cas (i) et (ii) présentés ci-dessus calculer le flux thermique en fonction de la longueur d'onde, comme expliqué en détail dans la section 3.2.2.2. La **Figure 5.10** illustre les résultats.

Date (UT)	Filtre	R_h [UA]	Δ [UA]	α [°]	Flux [mJy]
5 février 1998					
5.4265	LW10	1.209	0.908	52.23	27
5.4400	LW10	1.209	0.908	52.23	13
5.4400	LW10	1.209	0.908	52.23	42
					27±15[†]

[†] Flux moyen

Table 5.10 – Observations ISO de la comète 103P/Hartley2. Le filtre LW10 est centré à 11.5 μm .

Le rayon est calculé de façon à ajuster au mieux les observations. Nous obtenons un rayon de 0.61 ± 0.20 km pour le modèle thermique 1 100% inactif ($x=0$) et 1.97 ± 0.50 km pour le modèle thermique 1 100% actif ($x=1$). L'incertitude sur le rayon provient de l'incertitude sur le flux thermique. De légères différences sont possibles entre ces valeurs et les résultats de la Table 4 de l'article I, à cause des paramètres et de l'ajustement des observations qui peut varier un peu. L'erreur est assez grande car nous n'avons que trois observations qui donnent des valeurs de flux assez différentes. Comme nous n'avons le flux qu'à une seule longueur d'onde, il n'est pas possible de différencier entre les deux modèles, inactif et actif.

Les observations ISOPHOT de Colangeli *et al.* (1999) donnent un taux de production H_2O au périhélie de $3.1 \cdot 10^{28}$ molécules s^{-1} . A partir de cette valeur, nous déduisons une fraction de surface active x supérieure à 1 pour un rayon r_n de 0.61 km et de 0.19 pour un rayon de 1.97 km. En combinant les contraintes sur r_n et x données par le taux de production H_2O et le flux infrarouge, nous obtenons finalement **un rayon de 1.0 ± 0.4 km, en supposant un albédo géométrique de 0.04, et une fraction de surface active de 71_{-11}^{+19} %**. Les autres conclusions sont données dans l'article I.

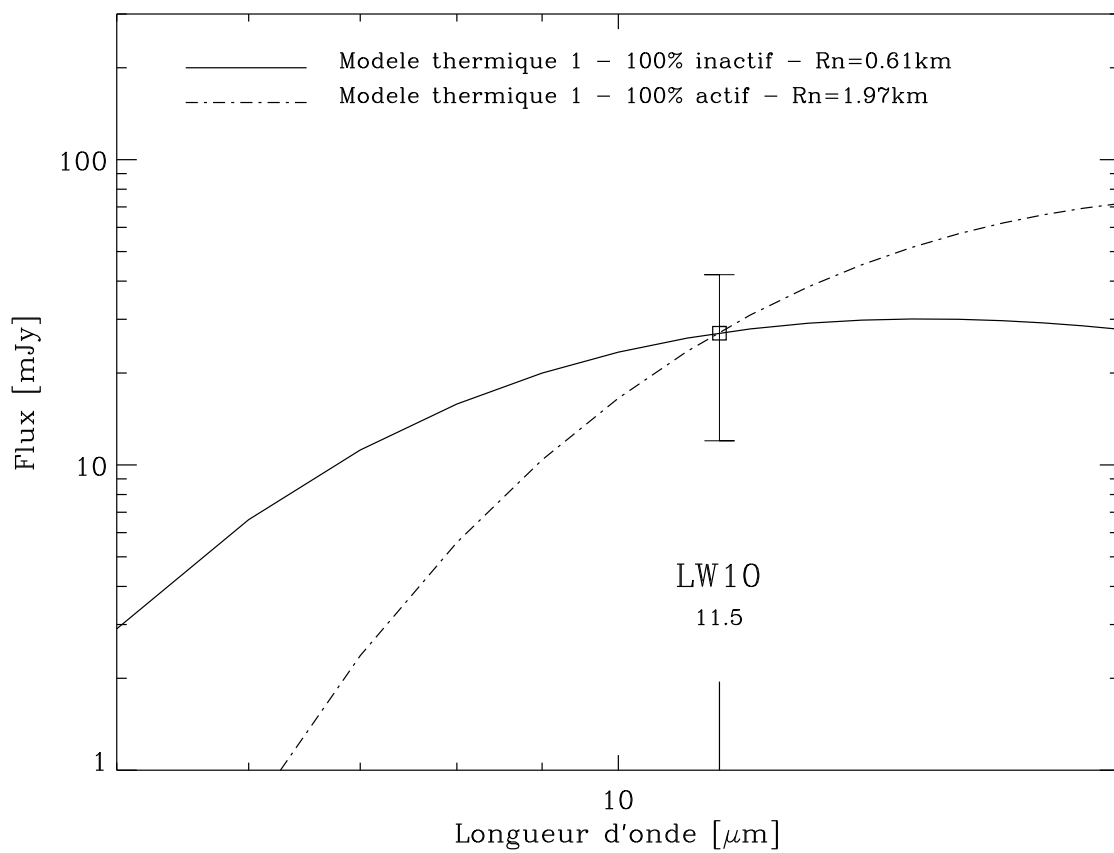


Figure 5.10 – Flux du noyau de la comète 103P/Hartley2 en fonction de la longueur d'onde pour deux cas différents du modèle thermique 1. Un seul filtre a été utilisé à 11.5 μm.

5.7 Le noyau de la comète 22P/Kopff

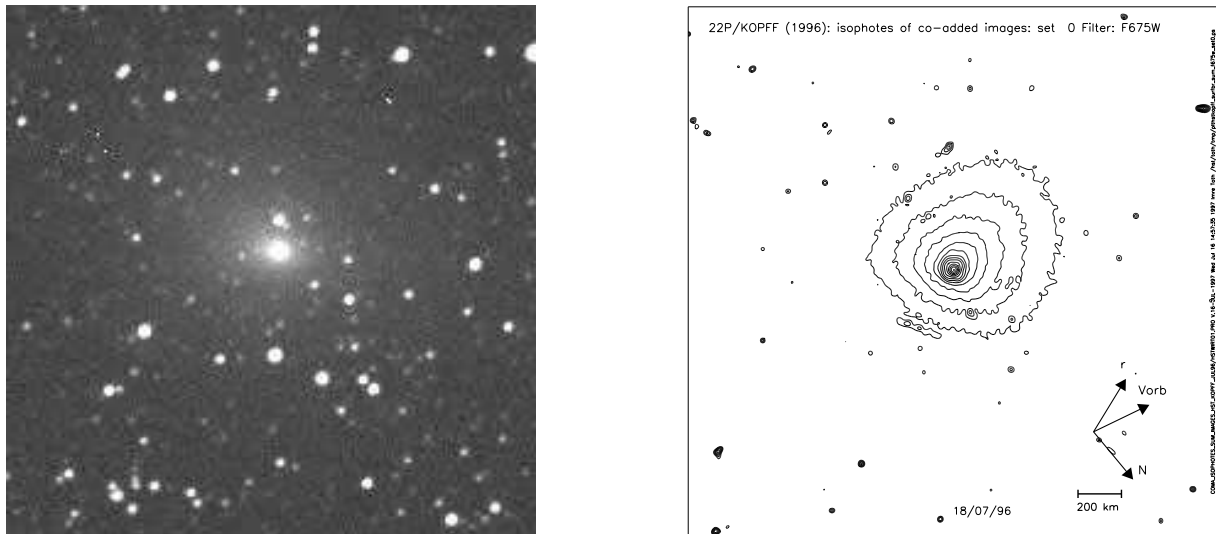


Figure 5.11 – A gauche, image de la comète 22P/Kopff prise le 7 juin 1996 par Herman Mikuz ($R_h=1.6$ UA, $\Delta=0.6$ UA, $\alpha=19^\circ$). A droite, isophotes d’une image de la comète 22P/Kopff prise par HST le 18 juillet 1996 ($R_h=1.6$ UA, $\Delta=0.6$ UA, $\alpha=4^\circ$).

5.7.1 Introduction

La comète 22P/Kopff a été découverte le 23 août 1906 par A. Kopff. C’est une comète à courte période de la famille de Jupiter. Après plusieurs passages où la magnitude a difficilement atteint 10.5, le passage de 1945 a été exceptionnel avec une magnitude de 8.5. Cette variation serait due à un changement de l’orbite entre 1939 et 1945, causé par le passage de la comète près de Jupiter. Le périhélie est alors passé de 1.68 à 1.50 UA et la période de révolution de 6.54 à 6.18 années. En 1951, la comète est apparue trois magnitudes plus faibles que prévue. Un sursaut de deux magnitudes s’est néanmoins produit près du périhélie. En 1954, la comète est passée très près de Jupiter, avec pour conséquence un nouveau changement du périhélie (1.52 UA) et de la période de révolution (6.31 années). Lors de son dernier passage en 1996, la comète a été retrouvée par Hergenrother & Larson (1994) le 30 novembre 1994. Les conditions de ce passage étaient très favorables puisque la comète est passée au plus près de la Terre le 8 juillet 1996 à seulement 0.565 UA, ce qui a permis de réaliser des observations hautes résolutions avec les télescopes spatiaux ISO et HST pour étudier son noyau. Les éléments orbitaux actuels de la comète 22P/Kopff sont résumés dans la **Table 5.11**.

La caractérisation du noyau de la comète 22P/Kopff à partir des observations du “Hubble Space Telescope” (HST) et du “Infrared Space Observatory” (ISO) a fait l’objet d’un article, présenté ci-dessous. On y retrouve le détail des observations et de leur réduction ainsi que les résultats et discussions sur les propriétés physiques du noyau. Nous avons utilisé le modèle thermique 1, comme précédemment. Cet article sera référencé par la suite sous le nom de “article II”.

e	q	Q	Ω	ω	i	Période
	[UA]	[UA]	[$^{\circ}$]	[$^{\circ}$]	[$^{\circ}$]	[années]
0.544	1.580	5.4	120.9	162.8	4.72	6.45

Table 5.11 – Eléments orbitaux de la comète 22P/Kopff. Epoque : 2 juillet 1996 à 0h TU.

5.7.2 Article II : “The Nucleus of Comet 22P/kopff and Its Inner Coma”

Résumé : nous présentons la détection du noyau de la comète 22P/Kopff avec la caméra planétaire du télescope spatial Hubble (HST) et la caméra infrarouge de l’observatoire spatial infrarouge (ISOCAM). Les observations HST ont été réalisées le 18 juillet 1996, 16 jours après son passage au périhélie le 2 juillet 1996, quand elle était à $R_h=1.59$ UA du Soleil et $\Delta=0.57$ UA de la Terre. Huit séquences d’images prises avec quatre filtres à bande large ont été réalisées sur un intervalle de 12 heures. Les observations ISOCAM ont été réalisées le 15 octobre 1996, 106 jours après le passage au périhélie, quand la comète était à $R_h=1.89$ UA du Soleil et $\Delta=1.32$ UA de la Terre. Sept images ont été obtenues avec une filtre à bande large, centré à $11.5 \mu\text{m}$. Dans les deux cas, la résolution spatiale était suffisante pour séparer le signal du noyau de celui de la coma. Nous avons déterminé les magnitudes *BVRI* Johnson-Kron-Cousins du noyau. La courbe de lumière ne permet de contraindre ni la période de rotation, ni le rapport des demi-axes. Nous penchons plutôt pour un noyau sphérique, bien que la situation d’un noyau de forme irrégulière vu par le pôle ne puisse pas être exclue. La tendance de la courbe de lumière à décroître pourrait suggérer une période de plusieurs jours. En combinant les observations visibles et infrarouges, nous trouvons qu’un modèle de mélange glace/poussière n’est pas possible, alors que le modèle thermique standard (STM) donne un rayon $r_n=1.67\pm 0.18$ km et un albédo $p_v=0.042\pm 0.006$. La couleur rouge du noyau est caractérisée par un gradient presque constant $S'=14\pm 5 \text{ \% k\AA}^{-1}$ de 400 à 800 nm. Nous estimons la fraction de surface active à 0.35 ce qui place 22P/Kopff parmi les comètes à courte période très active. A $R_h=1.59$ UA, la poussière de la coma est caractérisée par une couleur rouge avec un gradient de la réflectivité $S'=17\pm 3 \text{ \% k\AA}^{-1}$, compatible avec celui du noyau, et $Af\rho=545$ cm, indiquant un taux de production pour la poussière $Q_d=130 \text{ kg sec}^{-1}$.

The Nucleus of Comet 22P/Kopff and Its Inner Coma¹

P. L. Lamy

Laboratoire d'Astronomie Spatiale du C.N.R.S., BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France
E-mail: philippe.lamy@astrsp-mrs.fr

I. Toth

Laboratoire d'Astronomie Spatiale du C.N.R.S., BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France; and Konkoly Observatory, Budapest H-1525, P.O. Box 67, Hungary

L. Jorda

Laboratoire d'Astronomie Spatiale du C.N.R.S., BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France; and Max-Planck Institut für Aeronomie, Max-Planck-Strasse 2, D-37191 Katlenburg-Lindau, Germany

O. Groussin

Laboratoire d'Astronomie Spatiale du C.N.R.S., BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France

M. F. A'Hearn

Department of Astronomy, University of Maryland, College Park, Maryland 20742-2421

and

H. A. Weaver

Department of Physics and Astronomy, Johns Hopkins University, Baltimore, Maryland 21218

Received December 18, 2000; revised October 15, 2000

We report the detection of the nucleus of Comet 22P/Kopff with the Planetary Camera of the Hubble Space Telescope (HST) and with the Infrared Camera of the Infrared Space Observatory (ISOCAM). The HST observations were performed on 18 July 1996, 16 days after its perihelion passage of 2 July 1996, when it was at $R_h = 1.59$ AU from the Sun and $\Delta = 0.57$ AU from the Earth. A sequence of images taken with four broad-band filters was repeated eight times over a 12-h time interval. The ISOCAM observations were performed on 15 October 1996, 106 days after the perihelion passage, when the comet was at $R_h = 1.89$ AU from the Sun and $\Delta = 1.32$ AU from the Earth. Seven images were obtained with a broad-band filter centered at $11.5 \mu\text{m}$. In both instances, the spatial resolution was appropriate to separate the signal of the nucleus from that of the coma. We determine the Johnson–Kron–Cousins *BVRI* magnitudes of the nucleus. The visible lightcurves constrain

neither the rotation period nor the ratio of semi-axes. We favor the solution of a rather spherical nucleus, although the situation of a pole-on view of an irregular body cannot be excluded. The systematic decreasing trend of the lightcurves could suggest a period of several days. Combining the visible and infrared observations, we find that an ice–dust mixed model is ruled out, while the standard thermal model leads to a nuclear radius of $R_n = 1.67 \pm 0.18$ km of albedo $p_v = 0.042 \pm 0.006$. The red color of the nucleus is characterized by a nearly constant gradient of $S' = 14 \pm 5\%$ per kÅ from 400 to 800 nm. We estimate a fractional active area of 0.35 which places 22P/Kopff in the class of highly active short-period comets. At $R_h = 1.59$ AU, the dust coma is characterized by a red color with a reflectivity gradient $S' = 17 \pm 3\%$ per kÅ , compatible with that of the nucleus, and $A_f \rho = 545$ cm, yielding a dust production rate of $Q_d = 130 \text{ kg sec}^{-1}$. © 2002 Elsevier Science (USA)

¹ Based on observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy under NASA Contract NAS 5-26555, and on observations made with the Infrared Space Observatory, an ESA project with instruments funded by ESA member states (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the United Kingdom) and with the participation of ISAS and NASA.

1. INTRODUCTION

In recent papers, we have demonstrated how the high spatial resolution of the Hubble Space Telescope (HST) can be used to detect a cometary nucleus in the presence of its surrounding active coma (Lamy and Toth 1995 and Lamy *et al.* 1996a for

Comet 4P/Faye, Lamy *et al.* 1998a for Comet 46P/Wirtanen, Lamy *et al.* 1998b for Comet 19P/Borrelly, Lamy *et al.* 1999 for Comet 45P/Honda–Mrkos–Pajdusakova, Weaver and Lamy 1997 for Comet C/1995 O1 Hale–Bopp). With Comet 22P/Kopff, we go one step further in the characterization of cometary nuclei, as we were able to detect its nucleus with both the HST in the visible (see Lamy *et al.* 1996b for a preliminary report) and with the Infrared Space Observatory (ISO) in the thermal infrared. By combining the constraints on the scattered light and the thermal emission of 22P/Kopff's nucleus, its radius and albedo are independently determined. This is the first time that this classical technique, extensively used on asteroids, is unambiguously applied with success to an active cometary nucleus. We further characterize its color, as well as that of its inner coma, and calculate the dust production rate.

Comet 22P/Kopff is a short-period comet discovered in 1906. Orbital calculations over the past 200 years show that it had several perturbing encounters with Jupiter, the most important ones having taken place in 1894 and 1966 (Belyaev *et al.* 1986). In summary, the largest effects concerned the inclination angle i , which decreased from 18 to 4.7°, and the perihelion distance, q , which first increased from 1.84 to 2 AU and then decreased to 1.5 AU. The present orbit is characterized by a period of 6.45 years, $q = 1.584$ AU, $e = 0.543$, and $i = 4.72^\circ$. As for most comets, the nucleus of 22P/Kopff is not very well characterized, although it did receive some attention when it was selected as the target candidate for a NASA rendezvous mission planned in the 1990s and later cancelled. In particular, Sekanina (1984) performed an in-depth analysis of the observational data then available to provide realistic constraints on the properties of the nucleus.

2. OBSERVATIONS AND PREPROCESSING OF THE IMAGES

2.1. HST Observations

The HST observations were performed on a single day, 18 July 1996, 16 days after the perihelion passage of 2 July 1996. The geometric parameters varied only slightly over this interval. The heliocentric distance changed from 1.5879 to 1.5884 AU and the geocentric distance from 0.5741 to 0.5749 AU. The solar phase angle increased from 4.14 to 4.43° and the image scale from 18.95 to 18.97 km/pixel. The observing program consisted of eight visits spanning a time interval of 11.75 h. Each visit replicated the same sequence of exposures taken with four broadband filters of the Planetary Camera (PC) mode of the Wide Field and Planetary Camera (WFPC2). Four identical images of 16-s exposure time were first obtained with the F675W filter, followed by three pairs of images obtained respectively with the F439W (160 s), F555W (14 s) and F814W (20 s) filters. This sequence entirely filled the time available during one orbit. Table I gives the characteristics of these filters (Biretta *et al.* 1996), and Table II presents the log of the observations. The quality of the ephemerides was such that the pointing and

TABLE I
Characteristics of the Filters

Name	$\bar{\lambda}$	$\Delta\lambda$
F439W	423	47
F555W	540	123
F675W	670	89
F814W	792	149

Note. $\bar{\lambda}$ = mean wavelength (nm). $\Delta\lambda$ = equivalent width (nm). Definitions are given in Biretta *et al.* 1996.

tracking were generally excellent, the comet always falling close to the center of the PC chip. However, a few incidents took place which spoiled several images: the fifth and sixth F439W exposures, the first and last F555W exposures, and the first F814W exposure. All images were processed using the Routine Science Data Processing System at the Space Telescope Science Institute. Figure 1 shows the isophote contours of a typical image taken with the F675W filter. It results from the coaddition of the four individual frames taken during the first visit.

2.2. ISO Observations

The ISO observations were performed on a single day, 15 October 1996, approximately 3 months after the HST observations and 106 days after the perihelion passage. The observing program consisted of seven visits (scheduled during orbit #334) separated by 1 to 2 h and spanning a time interval of 9.5 h. The heliocentric and geocentric distances slightly increased during this time interval, R_h from 1.8864 to 1.8884 AU, and Δ from 1.3180 to 1.3234 AU, the phase angle remaining almost constant at 30.1°. The images were obtained with the LW (long wavelength) channel of ISOCAM, the infrared camera aboard ISO (Cesarsky 1994, Cesarsky *et al.* 1996), using the LW10 filter and the mode offering the highest spatial resolution of 1.5 arcsec/pixel corresponding to an image scale of 1440 km pixel⁻¹. The LW10 is a broadband filter centered at 11.5 μm and having a full width half maximum (FWHM) of 7 μm . Because of the particular operation of the infrared detectors, two parameters are needed to define an exposure: the individual exposure time and the number of individual frames. The first parameter, typically a few seconds, is selected to maximize the signal without saturating the detector. The second parameter insures that, after a phase of stabilization of the detector, an adequate number of scientific frames are accumulated to reach the desired signal-to-noise ratio. For the observations of 22P/Kopff, the individual exposure time was 5 s and 32 individual frames were taken. The accuracy of the pointing was limited by the capability of ISO, the specification being a 2- σ error of 11.7 arcsec. In the case of 22P/Kopff, the nucleus landed about 6 arcsec away from the center of the frame (~ 4 pixels). ISOCAM observations of moving targets were obtained in “tracking mode” with the satellite performing a one-dimensional micro-raster along the apparent trajectory of the target. Thus, one observation consisted of multiple

TABLE II
Log of the HST Observations and Results

Image ^a	Date 1996 ^b July 18. (UT)	Filter	τ^c (s)	Magnitude ^d	Effective radius (km)
1 101	08:27:23	F675W	16.0		
2 102	08:29:24	F675W	16.0		
3 103	08:35:23	F675W	16.0		
4 104	08:40:23	F675W	16.0	15.94 ± 0.10	1.83 ± 0.08
5 105	08:47:36	F439W	160.0		
6 106	08:51:35	F439W	160.0	16.93 ± 0.15	
7 107	08:55:23	F555W	14.0		
8 108	08:57:23	F555W	14.0	—	
9 109	09:00:25	F814W	20.0		
10 10a	09:02:25	F814W	20.0	—	
11 201	10:02:24	F675W	16.0		
12 202	10:04:24	F675W	16.0		
13 203	10:10:23	F675W	16.0		
14 204	10:15:24	F675W	16.0	15.90 ± 0.05	1.87 ± 0.04
15 205	10:22:35	F439W	160.0		
16 206	10:26:36	F439W	160.0	17.21 ± 0.15	
17 207	10:30:22	F555W	14.0		
18 208	10:32:22	F555W	14.0	16.36 ± 0.10	1.77 ± 0.08
19 209	10:35:25	F814W	20.0		
20 20a	10:37:25	F814W	20.0	15.43 ± 0.05	
21 301	11:39:23	F675W	16.0		
22 302	11:41:23	F675W	16.0		
23 303	11:46:24	F675W	16.0		
24 304	11:52:24	F675W	16.0	15.90 ± 0.05	1.86 ± 0.04
25 305	11:58:36	F439W	160.0		
26 306	12:02:35	F439W	160.0	17.12 ± 0.15	
27 307	12:06:23	F555W	14.0		
28 308	12:08:23	F555W	14.0	16.40 ± 0.10	1.74 ± 0.08
29 309	12:11:25	F814W	20.0		
30 30a	12:13:25	F814W	20.0	15.41 ± 0.05	
31 401	13:15:24	F675W	16.0		
32 402	13:17:23	F675W	16.0		
33 403	13:23:24	F675W	16.0		
34 404	13:28:23	F675W	16.0	15.91 ± 0.05	1.85 ± 0.04
35 405	13:35:35	F439W	160.0		
36 406	13:39:36	F439W	160.0	17.20 ± 0.15	
37 407	13:43:22	F555W	14.0		
38 408	13:45:23	F555W	14.0	16.44 ± 0.10	1.71 ± 0.08
39 409	13:48:25	F814W	20.0		
40 40a	13:50:25	F814W	20.0	15.42 ± 0.10	
41 501	14:52:24	F675W	16.0		
42 502	14:54:24	F675W	16.0		
43 503	14:59:23	F675W	16.0		
44 504	15:05:23	F675W	16.0	15.93 ± 0.05	1.84 ± 0.04
45 505	15:11:36	F439W	160.0		
46 506	15:15:36	F439W	160.0	—	
47 507	15:19:23	F555W	14.0		
48 508	15:21:23	F555W	14.0	16.46 ± 0.10	1.70 ± 0.08
49 509	15:24:25	F814W	20.0		
50 50a	15:26:25	F814W	20.0	15.54 ± 0.10	
51 601	16:28:23	F675W	16.0		
52 602	16:30:23	F675W	16.0		
53 603	16:36:24	F675W	16.0		
54 604	16:41:23	F675W	16.0	15.96 ± 0.05	1.82 ± 0.04
55 605	16:48:36	F439W	160.0		
56 606	16:52:36	F439W	160.0	—	

TABLE II—Continued

Image ^a	Date 1996 ^b July 18 (UT)	Filter	τ^c (s)	Magnitude ^d	Effective radius (km)
57 607	16:56:22	F555W	14.0		
58 608	16:58:23	F555W	14.0	16.50 ± 0.10	1.67 ± 0.08
59 609	17:01:25	F814W	20.0		
60 60a	17:03:25	F814W	20.0	15.56 ± 0.10	
61 701	18:03:23	F675W	16.0		
62 702	18:05:23	F675W	16.0		
63 703	18:11:23	F675W	16.0		
64 704	18:17:24	F675W	16.0	15.96 ± 0.05	1.82 ± 0.04
65 705	18:23:36	F439W	160.0		
66 706	18:27:35	F439W	160.0	17.38 ± 0.15	
67 707	18:31:23	F555W	14.0		
68 708	18:33:22	F555W	14.0	16.52 ± 0.10	1.65 ± 0.08
69 709	18:36:25	F814W	20.0		
70 70a	18:38:26	F814W	20.0	15.60 ± 0.10	
71 801	19:40:23	F675W	16.0		
72 802	19:42:23	F675W	16.0		
73 803	19:47:24	F675W	16.0		
74 804	19:53:23	F675W	16.0	16.04 ± 0.05	1.76 ± 0.04
75 805	20:00:36	F439W	160.0		
76 806	20:04:36	F439W	160.0	17.43 ± 0.15	
77 807	20:08:23	F555W	14.0		
78 808	20:10:23	F555W	14.0	—	
79 809	20:13:25	F814W	20.0		
80 80a	20:15:25	F814W	20.0	15.69 ± 0.10	

^a Sequential number of observation and abbreviated name of the archive file (u3cn0_***_c0f).

^b Exposure midpoint.

^c Exposure time.

^d Magnitudes of the nucleus in the Johnson–Kron–Cousins photometric system corresponding to the coadded consecutive images taken with the same filter.

pointings, each of them referred to as a raster point, to correct for cometary motion. For our observations of Comet Hale–Bopp, we carried out a detailed analysis of the pointing history file and found that 95 percent of the time the comet was within 0.49 arc-sec ($\simeq 1/3$ pixel) from the averaged raster position (Jorda *et al.* 2000).

An ISOCAM image is in fact a cube where the additional dimension is time. The signal in a given pixel (i, j) is indeed a function of time (t_k) for reasons explained above. The pre-processing of the cubes is rather complex and thoroughly described by Jorda *et al.* (2000). In summary, the corrections for dark current, nonuniformities, and transient effects used the tools of the CAM Interactive Analysis Software (CIA version 3.0). However, we developed a specific Interactive Data Language (IDL) routine to select the valid images and combine them in the most appropriate way. It examines how fast the stabilization takes place and looks for overshoots in each individual pixel. The latter problem arises when the signal does not smoothly reach its maximum value but first overshoots it before leveling off to the true “stabilized value.” The absolute calibration was performed using the most recent factors (Siebenmorgen *et al.* 1998) and applying an appropriate color correction (Blommaert

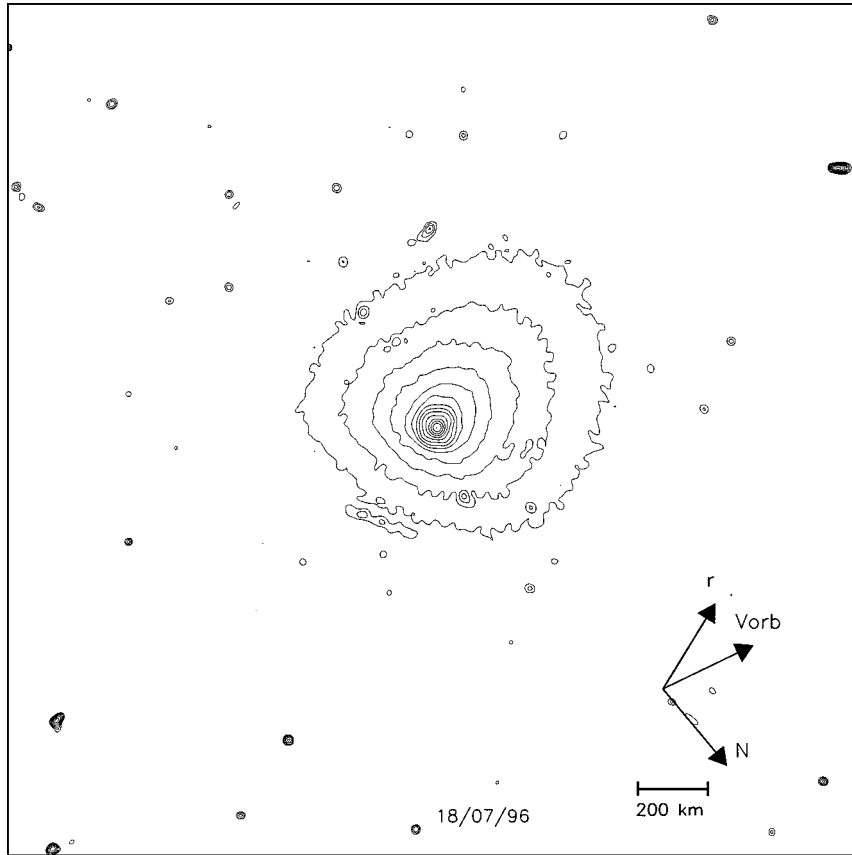


FIG. 1. Isophote contours of a HST PC2 image of Comet 22P/Kopff taken on 18 July 1996 with the F675W filter. The arrows indicate the antisolar direction (prolonged radius vector \mathbf{r}), the celestial (equatorial) North (N), and the heliocentric orbital velocity vector (\mathbf{V}_{orb}) of the comet projected on to the sky plane.

et al. 2001). At this stage, seven calibrated images (one per visit) were available for analysis. Figure 2 illustrates an image created from 32 individual exposures of 5 s with the method described by Jorda *et al.* (2000).

3. IMAGE ANALYSIS

3.1. General Considerations

The key aspect of the data analysis, as already emphasized in our previous works, is to correctly separate the signal of the nucleus from that of the coma. The best approach consists in fitting a parametric model of the expected surface brightness to the observed images. The most general model represented by a two-dimensional array of brightness values is simply given by

$$Model = [nucleus + coma] \otimes PSF, \quad (1)$$

where PSF denotes the point spread function of the telescope and \otimes represents the convolution operator. The nucleus is not resolved, so that

$$nucleus = k_n \delta(\rho), \quad (2)$$

where δ is the Dirac delta function, ρ is the radial distance from the center, and k_n is a scaling factor. Specifying a model for the

coma very much depends on how complex it appears on the real images, and we developed various models accordingly (Lamy and Toth 2000). In the case of 22P/Kopff, the innermost coma appears to depart slightly from circular symmetry but not to the point of warranting the most general procedure we implemented for Comet Hale–Bopp (Weaver and Lamy 1997). We therefore decided to introduce the isotropic model

$$coma = k_c / \rho^p \quad (3)$$

and to perform the fits on azimuthally averaged radial profiles, as we did, for instance, in the case of Comet 46P/Wirtanen (Lamy *et al.* 1998a). This is simply implemented by performing a polar transformation of the images centered on the nucleus (the pixel having the largest signal), with an angular resolution of 1° , and summing the 360 individual profiles. Note that the $1/\rho^p$ function was rigorously calculated in the central 3×3 pixels to take into account the finite extent of the pixels (this effect is negligible beyond this central area).

3.2. Analysis of the HST Images

The point spread functions (PSFs) of the telescope were modeled using version 4.0 b of the TinyTIM software written by Krist

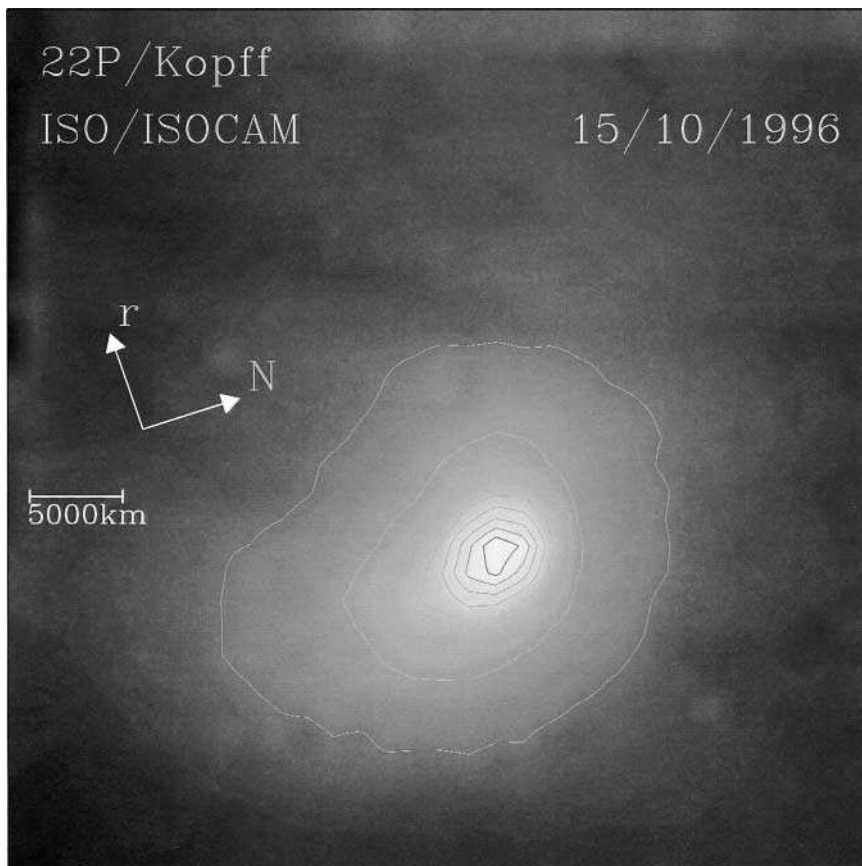


FIG. 2. Isophote contours of Comet 22P/Kopff image taken on 15 October 1996 with the LW10 filter of ISOCAM. The arrows indicate the antisolar direction (prolonged radius vector r) and the direction of celestial (equatorial) North (N).

(1995). We individually processed the eight visits, but we coadded the consecutive images taken with the same filter at each visit to reach the best possible signal-over-noise ratio. The fit of the standard model (Eq. 1) was thus performed on 80 images, and the best results were obtained with the canonical coma model corresponding to $p = 1$. Figures 3–6 illustrate the case of the third visit for the four filters.

The $1\text{-}\sigma$ noise affecting the pixel value B (in DN) of an image is given by

$$s = \sqrt{\frac{B}{g} + \left(\frac{\mathfrak{N}}{g}\right)^2 + (fB)^2}, \quad (4)$$

where $g = 7$ electrons/DN is the gain, $\mathfrak{N} = 7$ electrons is the readout noise, and $f = 0.01$ expresses the flat field noise as a fraction of the signal. Introducing the gain in the signal-over-noise ratio resulting from the azimuthal average leads to very small $1\text{-}\sigma$ error bars (approximately twice the thickness of the solid line), which were therefore omitted in Figs. 3–6 for clarity. Notice the excellent quality of the fits, which demonstrates the ability of the model of the comet to represent the data, and the large contrast of the nucleus over the coma (a factor of ~ 6 in the peak pixel).

The determination of the absolute magnitudes was performed on the k_n PSF images, which measure the brightness of the nucleus as it would be observed by the HST in the absence of coma. The procedure followed the recommendations of Holtzman *et al.* (1995). The so-called instrumental magnitudes were calculated by integrating the scaled PSFs in an aperture of 0.5 arcsec radius, so that no aperture correction is required. The formulae converting the instrumental WFPC2 magnitudes to the standard Johnson–Kron–Cousins $BVRI$ magnitudes require color corrections in first and second orders, i.e., they involve terms like $(V - R)$, $(V - I)$, and $(B - V)$, and their squares. The formulae were combined two at a time to generate and solve second-order equations for the color terms. This procedure allows the system of four equations to be solved in a self-consistent way and the $BVRI$ magnitudes to be retrieved without any assumption regarding the color of the nucleus.

3.3. Analysis of the ISO Images

The situation is different from that of the HST in the sense that there is not a sophisticated program like TinyTIM to calculate the PSFs for ISOCAM. There is a simple program which incorporates the main optical components, but it is unable to reproduce the details of the real PSFs, such as their asymmetry.

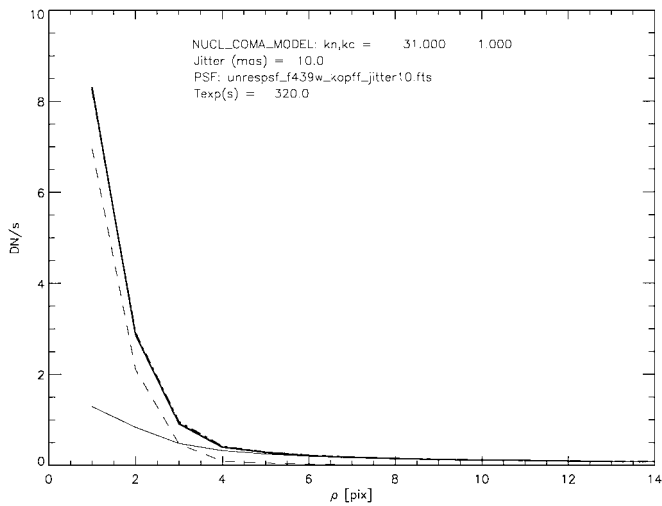
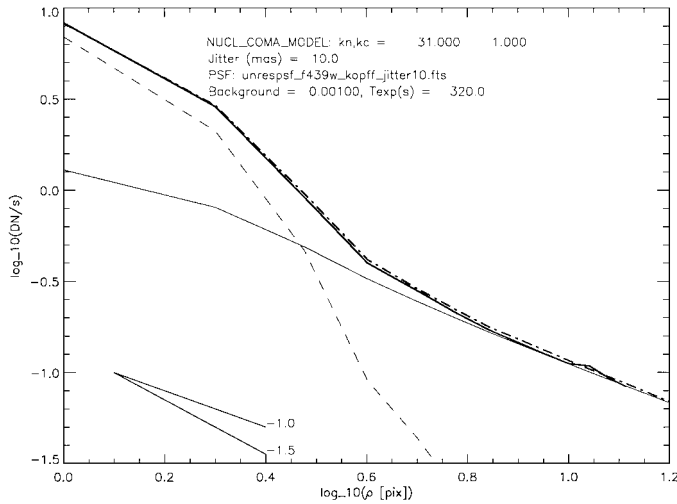


FIG. 3. Azimuthally averaged radial profile of the third HST image taken with the F439W filter in log-log (top) and linear-log (bottom) representations. The thick solid line represents the observation, the dashed line the nucleus, the thin solid line the coma, and the dash-dot line the fitted model.

A library of PSFs was accumulated from numerous observations of stars: a raster mode was implemented to secure PSFs at 11×11 subpixel locations for each pixel, and the whole set was processed by the ISOCAM team. For each subpixel location, several PSFs were obtained; the selection of the “best” PSF was performed by O. Laurent (personal communication, 1999) by choosing the observed PSF which best matches the calculated one. This procedure eliminates grossly incorrect results and insures that the main features of the selected PSF are correct while introducing finer details which are not present in the model.

For our application, we first determined the subpixel location of the opto-center of the comet (presumed to be the nucleus) and retained the “best” PSF for that location. The fit of the standard model was performed on the seven images and the best results were obtained with a power exponent $p = 1.17$ for the coma. Figure 7 illustrates the case of the second visit. Notice that the

situation is opposite to that of the HST images: in the case of the thermal infrared images, the nucleus signal represents only a modulation ($\sim 25\%$ in the peak pixel) of the dominant comatic signal. However, the model is able to reproduce well the features of the mean profile of the real images.

We were unable to detect the nuclear signal in the three images corresponding to visits #3, #5, and #6. Careful examination of the image cubes revealed that the stabilization occurred too late in the series of individual images to allow our reduction procedure to generate valid signals.

There are several sources of noise in the ISOCAM images. The dark current subtraction introduces an error smaller than 2 ADU/s (Biviano *et al.* 1998b). The flat-field correction introduces a systematic error of a few percent (Biviano *et al.* 1998a). For P/Kopff, the signal level within 3 arcsec from the opto-center is larger than 80 ADU/s, and the resulting error on the nucleus signal is less than 3%. The photon noise for a gain $g = 2$ is less than 12%. The transient correction contributes greatly

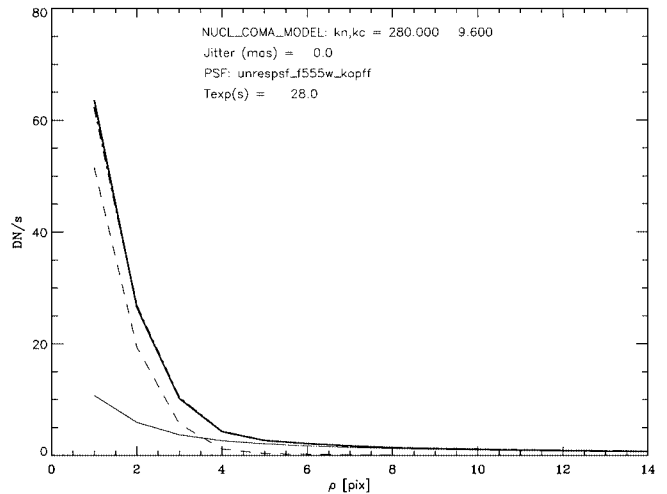
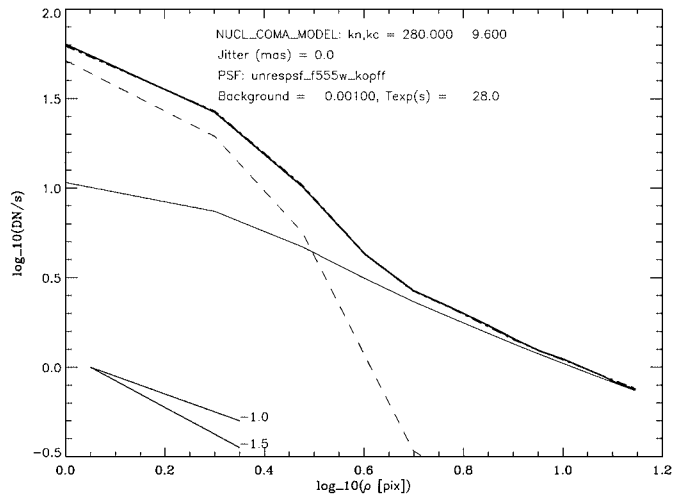


FIG. 4. Same as Fig. 3 for the F555W filter.

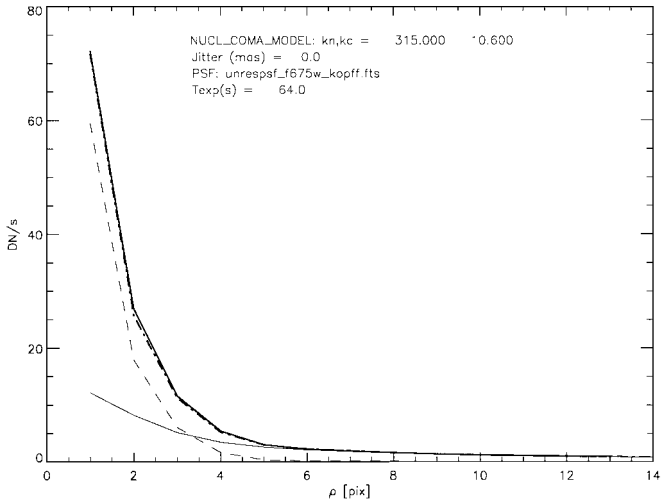
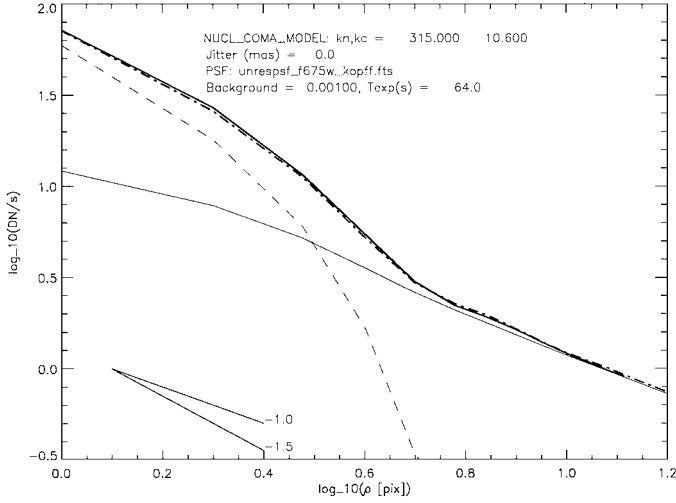


FIG. 5. Same as Fig. 3 for the F675W filter.

to the overall error. From the root mean square (RMS) of the values of the signal of a given pixel after stabilization, we estimated its contribution to be $\sim 10\%$. We added all the contributions quadratically and found a $1\text{-}\sigma$ error of $\sim 16\%$, which corresponds to a signal-to-noise ratio $S/N > 6$ for the signal in a box of 5×5 pixels around the opto-center and $S/N = 8$ at the opto-center. Finally, the systematic error on the absolute calibration was estimated by Siebenmorgen *et al.* (1998) to be $\sim 5\%$, which gives an overall relative $1\text{-}\sigma$ error rounded to 20% .

The determination of the infrared flux was performed on the k_n PSF images expressed in units of ADU/s/gain. The response, Γ , of ISOCAM for the appropriate filter is given in units of ADU/s/gain/mJy/pixel. The total flux in mJy emitted by the nucleus is simply given by

$$F_n = \frac{k_n}{\Gamma} \iint PSF \, dx \, dy, \quad (5)$$

where the double integral extends over the spatial extent of the PSF. Since the PSF is normalized, the expression of F_n simplifies to

$$F_n = \frac{k_n}{\Gamma}. \quad (6)$$

The adopted calibration factors are given by Jorda *et al.* (2000) in their Table III.

4. THE MODELS OF THE NUCLEUS

4.1. Scattered Light

The magnitude m_i in a given spectral band of a body viewed in scattered sunlight is related to its physical properties by (Russell 1916)

$$p_i \phi(\alpha) R_n^2 = 2.25 \times 10^{22} R_h^2 \Delta^2 10^{0.4(m_{\text{sun}} - m_i)}, \quad (7)$$

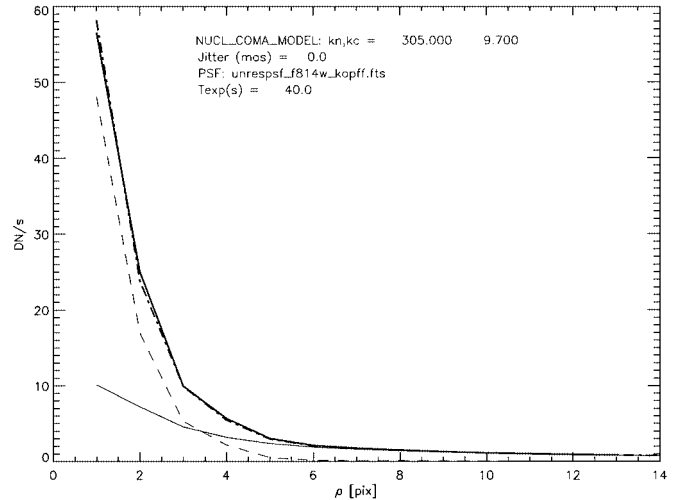
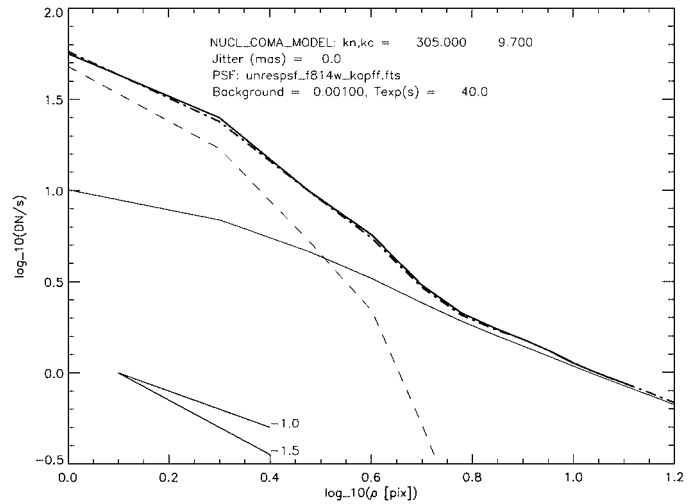


FIG. 6. Same as Fig. 3 for the F814W filter.

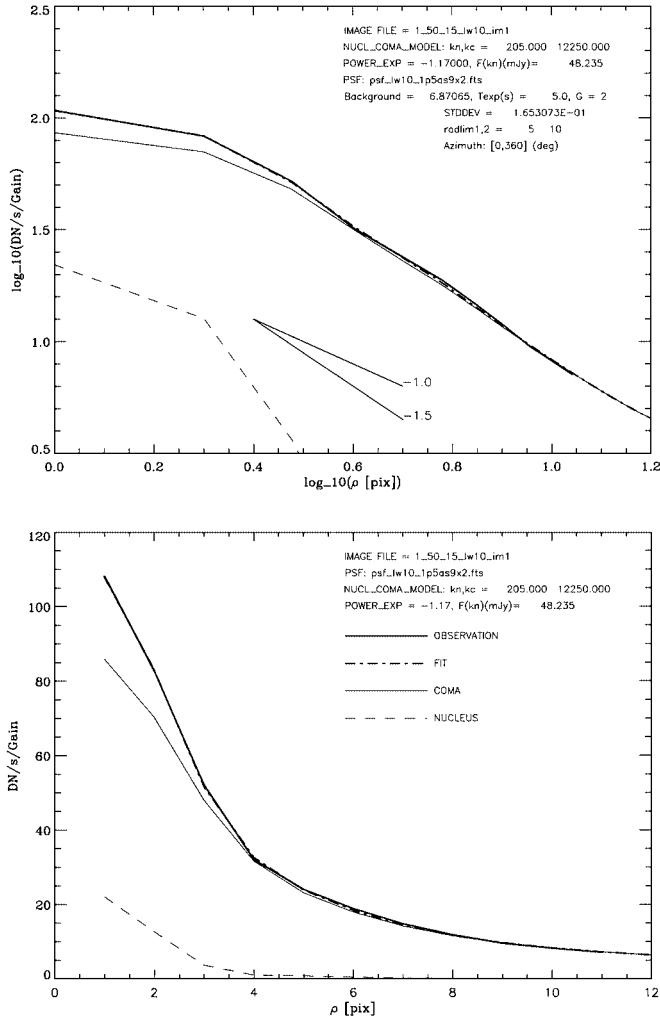


FIG. 7. Azimuthally averaged radial profile of the second ISOCAM image taken with the LW10 filter in log–log (top) and linear–log (bottom) representations. The thick solid line represents the observation, the dashed line the nucleus, the thin solid line the coma, and the dash–dot line the fitted model.

where p_i is the geometric albedo in the considered spectral band (i th), $\phi(\alpha)$ is the phase function at phase angle α [°], R_n is the nucleus radius [m], R_h and Δ are the heliocentric and geocentric distances [AU], and m_{Sun} is the magnitude of the Sun. We take $\phi(\alpha) = 10^{-0.4\alpha\beta_s}$ and a phase coefficient $\beta_s = 0.04$ mag/deg as used in our previous works (Lamy and Toth 1995, Lamy *et al.* 1998a,b, 1999). The above equation defines a first relationship (“the optical constraint”) between R_n and p_i .

4.2. Thermal Emission

The thermal emission from the nucleus is also related to its physical properties but in a less straightforward way than the reflected sunlight. In fact, we need a thermal model of the nucleus to establish this relationship. Below, we consider two models: the standard thermal model (STM), first introduced to analyze

infrared observations of asteroids, and an ice–dust mixed model (MM) which considers water ice and refractory materials mixed at microscopic scale. In these two models, we assume a spherical nucleus with a large period of rotation compared to the time scale of penetration of the heat wave by conduction (slow rotator). The thermal inertia is neglected and the thermal equilibrium is instantaneous. Indeed, a calculation assuming a plausible thermal inertia of $10 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ showed no difference in the results. The distributions of the surface temperatures are independent of the inclination of the spin axis with respect to the comet orbital plane.

4.2.1. The standard thermal model (STM). The temperature distribution $T(z)$ [K] results from a balance between the solar flux received by the nucleus and the reradiated flux (Lebofsky and Spencer 1989),

$$\frac{(1 - A)F_{\text{sun}}}{R_h^2} \cos z = \eta \epsilon \sigma T^4, \quad (8)$$

where A is the Bond albedo, $F_{\text{sun}} = 1370 \text{ Wm}^{-2}$ is the solar constant, R_h [AU] is the heliocentric distance, z is the zenith angle, η is the beaming factor, ϵ is the infrared emissivity, and $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ is the Stefan–Boltzmann constant. The Bond albedo A is the product of the geometric albedo for the V band p_v and the phase integral q .

The temperature decreases from a maximum value at the sub-solar point as $\cos^{1/4} z$ and is equal to 0 K on the night side ($z > \frac{\pi}{2}$), as illustrated in Fig. 8. Strictly speaking, the STM applies to an inactive body.

4.2.2. The ice–dust mixed model (MM). In order to take into account the activity evidenced by the presence of a coma in both visible and thermal observations, we consider an ice–dust mixed model (MM) where water ice is mixed with refractory materials at a scale where the thermal coupling between the grains

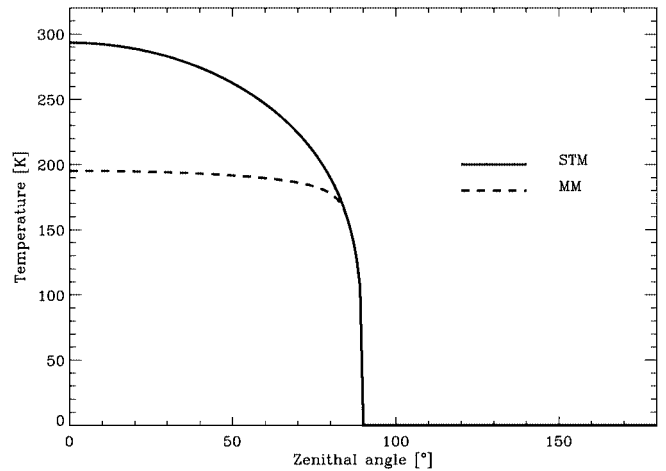


FIG. 8. Temperature profiles versus zenithal angle z for the standard thermal model (STM) and the mixed model (MM).

is perfect. Indeed, at heliocentric distances lower than 2 AU, where our observations of 22P/Kopff were performed, water ice sublimation is the dominant effect to explain the activity (see, e.g., Enzian *et al.* 1999). There is only one temperature for the ice–dust mixture and the KOSI experiments showed that this is justified for grains with sizes less than $\sim 60 \mu\text{m}$ (Kömle *et al.* 1991). The thermal balance for the MM is different from that of the STM as a term for ice sublimation must be introduced

$$(1 - A) \frac{F_{\text{sun}}}{R_h^2} \cos z = \eta \epsilon \sigma T^4 + f(1 - \alpha_r) L(T) Z(T), \quad (9)$$

where f is the fraction (per volume) of ice in the mixture, α_r accounts for the recondensation of water ice on the surface (Crifo 1987), $L(T)$ [J/Kg] is the latent heat of sublimation of H_2O ice, and $Z(T)$ [Kg/s/m²] is the H_2O production rate. The temperature distribution over the nucleus is flatter than that given by the STM (Fig. 8), and at a given heliocentric distance, the values are lower since part of the absorbed energy is used for ice sublimation. This is illustrated in Fig. 9 where the subsolar temperature is plotted versus the heliocentric distance for the two models. Beyond ~ 6 AU, water ice sublimation becomes negligible and the predicted temperatures are equal. The difference increases as R_h decreases and reaches 400 K at 0.5 AU. The STM leads to an upper limit for the temperatures and, therefore, for the thermal fluxes.

4.2.3. Thermal flux. The thermal flux $F(\lambda)$ of an unresolved nucleus measured by an observer located at geocentric distance Δ is the integral over the nucleus of the Planck function $B(\lambda, T)$, where $T(\theta, \varphi, p_v)$ is given by either the STM or the MM:

$$F(\lambda) = \epsilon \iint B[\lambda, T(\theta, \varphi, p_v)] \Omega \, dS. \quad (10)$$

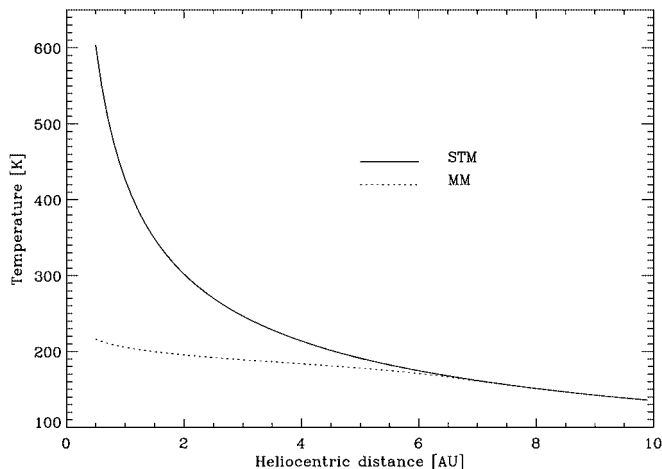


FIG. 9. The variation of the subsolar temperature with heliocentric distance for the STM and the MM.

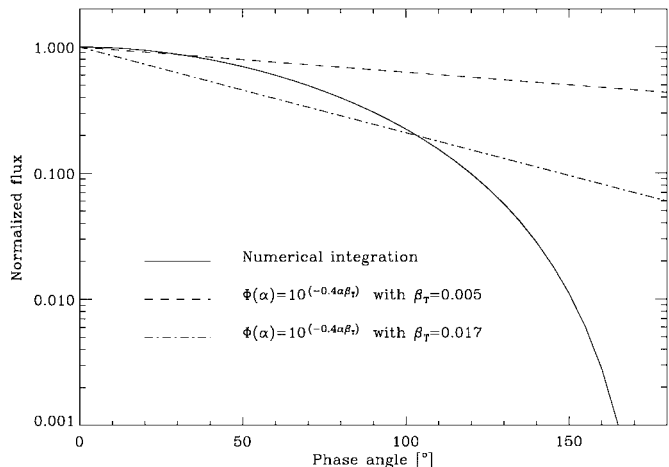


FIG. 10. The variation of thermal flux with phase angle resulting from the double integration of the flux density over the part of the nucleus visible from the Earth. Two standard phase laws are plotted for comparison.

The solid angle Ω is given by

$$\Omega = \frac{1}{\Delta^2} \cos \theta \cos(\varphi - \alpha), \quad (11)$$

and the element of surface by

$$dS = R_n^2 \cos \theta \, d\theta \, d\varphi, \quad (12)$$

where θ is the latitude, φ is the longitude measured from the subsolar point, and α is the phase angle. We calculate the thermal flux by performing a double integration over the hemisphere of the nucleus which is visible from Earth, i.e., satisfying $\cos(\varphi - \alpha) > 0$. This method is more realistic as it avoids introducing an arbitrary thermal phase function. The resulting variation of the thermal flux with the phase angle (normalized at $\alpha = 0$) is displayed in Fig. 10 together with two standard laws of the form $\phi(\alpha) = 10^{-0.4\alpha\beta_T}$. $\beta_T = 0.005$ gives a satisfactory approximation for phase angles less than 40° . $\beta_T = 0.017$ gives a crude approximation for phase angles up to 100° at the expense of an error of a factor of ~ 2 .

The measured thermal emission from the nucleus offers a second relationship (“the thermal constraint”) between R_n and p_v .

4.2.4. The model parameters. The various parameters involved in the thermal models are not known for cometary nuclei. We discuss below how we selected their respective values.

The infrared emissivity ϵ is taken to be equal to 0.95, the middle point of the interval 0.9–1.0 always quoted in the literature. As the interval is very small and the value is near 1.0, this uncertainty has a negligible impact on the calculated thermal flux.

The beaming factor η reflects the influence of surface roughness which produces an anisotropic thermal emission. The values of η determined for a few asteroids and satellites vary from 0.7 to 1.2 (Spencer *et al.* 1989, Harris 1998). The value of

$\eta = 0.756$, derived from observations of 1 Ceres and 2 Pallas by Lebofsky *et al.* (1986) has often been considered a standard and used for other Solar System objects (e.g., Centaur 1997 CU26, Jewitt and Kalas 1998). However, for low-albedo objects such as cometary nuclei, Lagerros (1998) pointed out that a rather high surface roughness is required in order to achieve this value. His recommendation led us to select the more appropriate value $\eta = 0.85$. As the temperature varies as $\eta^{-1/4}$, the beaming factor has an important effect on thermal flux and, in turn, on the determination of the nuclear radius.

The Bond albedo A requires a knowledge of the phase integral q , which measures the angular dependence of the scattered radiation. We chose $q = 0.28$, the value found for 253 Mathilde (Clark *et al.* 1999) since the surface properties of this asteroid ($p_v = 0.047$ and $\beta_v = 0.04$ mag/deg) are typical of cometary nuclei.

For the latent heat of sublimation $L(T)$ [J/Kg], we took the formula of Delsemme and Miller (1971) widely used in past studies (Fanale and Salvail 1984, Enzian, *et al.* 1999):

$$L(T) = 2.888 \cdot 10^6 - 1116 T. \quad (13)$$

The H₂O production rate $Z(T)$ [Kg/s/m²] is given by

$$Z(T) = P_v(T) \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}}, \quad (14)$$

where $M = 18$ gmol⁻¹ is the H₂O molecular weight and $R = 8.314$ JK⁻¹ mol⁻¹ is the gas constant.

The vapor pressure $P_v(T)$ [Pa] is given by (Fanale and Salvail 1984, Skorov *et al.* 1999)

$$P_v(T) = A \exp \frac{-B}{T}, \quad (15)$$

where $A = 3.56 \cdot 10^{12}$ Pa and $B = 6162$ K.

The recondensation of water ice on the surface is discussed in detail in Crifo (1987). We adopted his recommended value $\alpha_r = 0.25$.

The volumetric fraction of ice f in the ice–dust mixed model is set at 0.1, which appears realistic. Higher f leads to higher radii and lower albedos which can be rejected, as shown below.

5. THE PROPERTIES OF THE NUCLEUS

5.1. The Magnitudes and Thermal Fluxes of the Nucleus

The *BVR*I magnitudes of the nucleus are given in Table II together with the values of its radius straightforwardly derived from the *V* and *R* magnitudes, assuming a geometric albedo of 0.04. Together with a phase coefficient of 0.04 mag/deg, these are the canonical values we have used in all our past determinations of nuclear radii. The mean values of the effective radius of Comet 22P/Kopff amount to 1.71 ± 0.08 km from the *V* magnitude and 1.85 ± 0.05 km from the *R* magnitude. The nuclear

magnitudes of 22P/Kopff measured from photographic observations at large heliocentric distances have been thoroughly scrutinized by Sekanina (1984). Out of about 30 data points, he only retained three which were reasonably consistent with both the inverse square power of heliocentric variation and with a plausible phase coefficient of 0.035 mag/deg. Introducing a geometric albedo of 0.03 for the photographic region (~ 420 nm), which is consistent with a value of 0.04 for the *R* band and the color of the nucleus (see below) in his equation 21, yields a radius of ~ 2.4 km, substantially larger than our determination. In her compilation, Meech (1996) reports an unpublished radius of 2.8 km. The catalog of Tancredi *et al.* (2000) shows considerable scatter for the *V*(1, 1, 0) values of 22P/Kopff, even at heliocentric distances larger than 4 AU. From the faintest magnitudes, they calculated a radius of 1.87 km using the same assumptions as above (i.e., a geometric albedo of 0.04 and a phase coefficient of 0.04 mag/deg). This indicates that the faintest observations were close to detecting a bare nucleus.

The four lightcurves constructed from the reduced magnitudes are displayed in Fig. 11. We first remark that, at the $2\text{-}\sigma$ noise level, the four sets of data points are consistent with constant brightness, i.e., a total absence of variations. A closer analysis, however, indicates that the four sets appear to follow a similar trend of constantly decreasing brightness at a rate of ~ 0.2 mag per day. This may be part of the descending branch of a very shallow sinusoidal variation with a period of several days. A simple Fourier decomposition, limited to the first sine and cosine

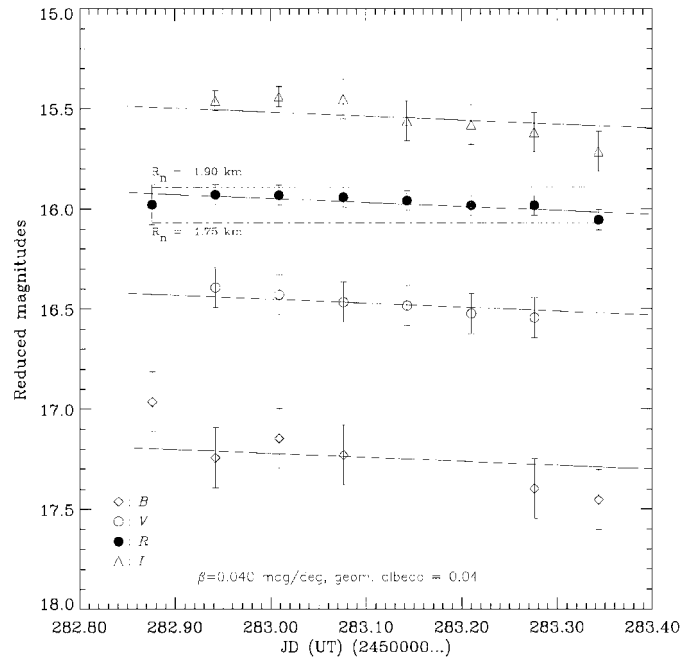


FIG. 11. Temporal variation of the brightness of the nucleus of Comet 22P/Kopff. The (Johnson–Kron–Cousins) *B*, *V*, *R*, and *I* reduced magnitudes $m(1, 1, 0)$ are plotted versus time. The solid lines represent a constantly decreasing brightness at a rate of ~ 0.2 mag per day. The error bars are 1σ . The two dashed lines show the behavior expected from a spherical body of indicated radius.

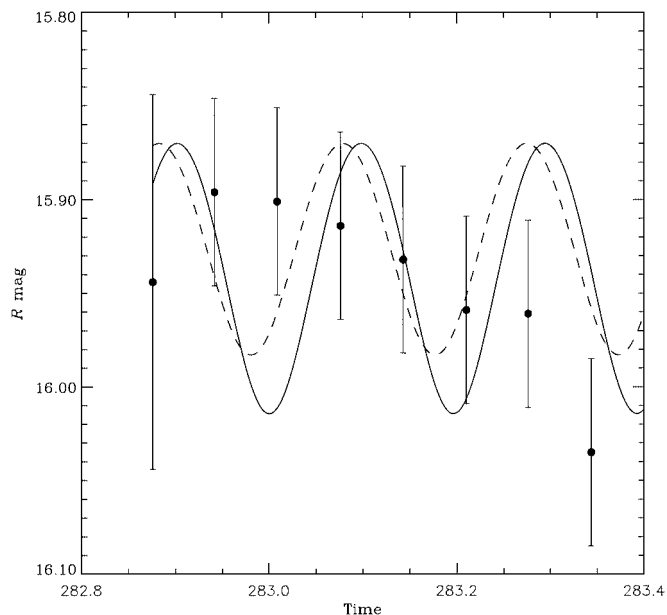


FIG. 12. The lightcurves corresponding to the two models proposed by Sekanina (1984). The data points are R magnitudes.

terms due to the limited number of data points, yielded a period $P \sim 6.4$ h which we consider highly biased by the sampling of our observations. In addition, the amplitude of the variation is not constrained. From his precession model, Sekanina (1984) derived a period $P = 9.4 \pm 1.3$ h and proposed two solutions which essentially differ by the orientation of the spin axis and, to a lesser extent, by the oblateness of the nucleus (his Table III). Taking into account these results with our own determination of the period, we constructed the expected lightcurves for the two models (Fig. 12). Both models are in fact compatible with our data at the $2\text{-}\sigma$ noise level, but we do not consider these results conclusive. Our results for the thermal flux are given in Table III, but the four valid data points do not cast additional light on the rotational state of the nucleus of 22P/Kopff. A conservative

TABLE III
Log of the ISO Observations and Results^a

#	Image ^b AOT#	Date ^c 15 October 1996 (UT)	Flux ^d (mJy)
1	49	13:32:19	51.8 ± 10.4
2	50	14:49:09	48.2 ± 9.6
3	51	16:30:52	—
4	52	18:11:25	54.1 ± 10.8
5	53	20:14:39	—
6	54	21:55:42	—
7	55	23:00:47	48.2 ± 9.6

^a All exposure times were 5 s and were taken with the LW10 filter and a gain of 2.

^b Astronomical Observation Template # in ESA's database.

^c Exposure midpoint (UT).

^d Flux of the nucleus in mJy.

conclusion is that it is rather spherical or that it was viewed nearly pole-on (or both) and that its period is not determined.

5.2. The Color of the Nucleus

The reflectivity of the nucleus was calculated from the observed color indices minus the solar color indices and normalized to a value of 1 at 550 nm, the effective wavelength of the V band. The resulting normalized reflectivity for the summed images is shown in Fig. 13; this reflectivity measures the color of the nucleus relative to that of the Sun. It is characterized by a constant reddening over the interval 440–800 nm with a gradient of $S' = 14 \pm 5\%$ per 10^3 \AA . Such a property has already been observed for 49P/Arend–Rigaux ($S' = 10$), 2P/Encke ($S' = 11$), and 10P/Tempel 2 ($S' = 20$)—see Luu (1993) and A'Hearn *et al.* (1989)—the nucleus of 22P/Kopff falling midway between the two extreme values. Not all cometary nuclei behave this way, for instance, 21P/Giacobini–Zinner (Luu 1993) and 45P/Honda–Mrkos–Pajdusakova (Lamy *et al.* 1999) exhibit a sharp drop in their reflectivity at the bluest wavelengths. To facilitate the comparison with the compilation of color indices tabulated by Luu (1993, her Table III), we determined $m_B - m_R = 0.32$ for the nucleus of Comet 22P/Kopff, where $m_B - m_R$ is the object color index minus the solar color index (in mag).

5.3. The Size and Albedo of the Nucleus

We combined the optical (V band) and thermal constraints in the radius–albedo diagram to independently determine these two parameters. The ranges displayed in Fig. 14 reflect the

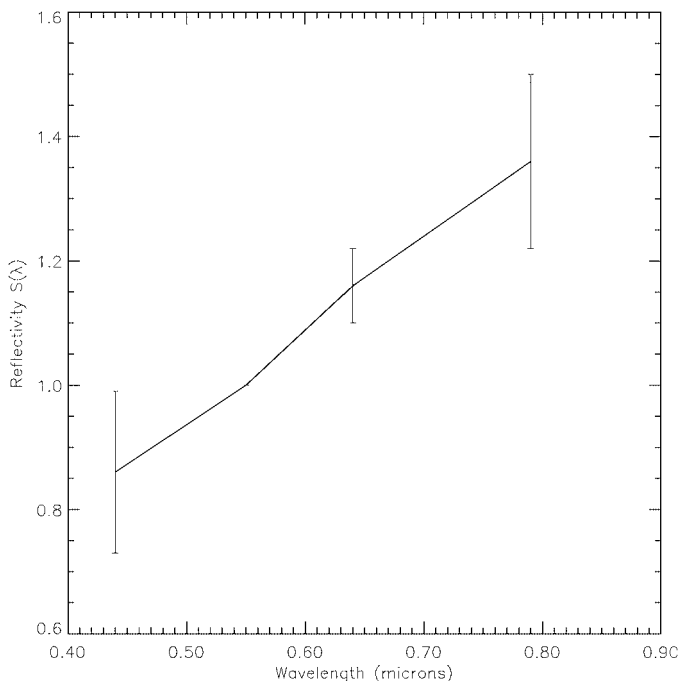


FIG. 13. Normalized reflectivity spectrum of the nucleus of Comet 22P/Kopff.

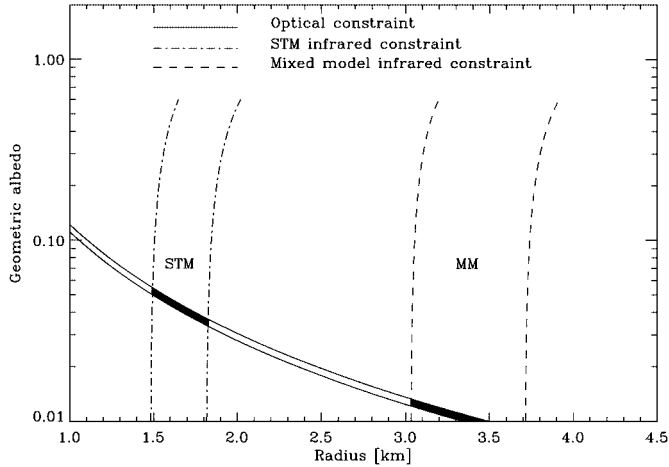


FIG. 14. Optical and infrared constraints for the standard thermal model (STM) and the mixed model (MM) plotted on the radius–albedo diagram. The allowed domains are filled in with black.

observational errors as given in Tables II and III but not the systematic errors due to the uncertainties in the adopted values of the parameters (to be discussed below). Note that the trajectories intercept at a sufficiently large angle so that the thermal constraints impose the radius almost independently of the albedo. Clearly the ice–dust mixed model is ruled out, as the optical and infrared trajectories marginally intercept at unrealistically low values of the albedo ($p_v < 0.012$). We are left with the STM and the corresponding intersection gives the best estimates of the radius, $R_n = 1.67 \pm 0.18$ km, and the geometric albedo, $p_v = 0.042 \pm 0.006$.

The systematic errors come from the parameters β_v , q , and η . Since the visible observations were obtained at a low phase angle ($\sim 4^\circ$), the incidence of the phase coefficient β_v is marginal. In order to assess the influence of q and η , we consider the following new values: $q = 0.75$ based on measurements of airless planetary bodies by Harris (1961), a value also adopted by Jewitt and Kalas (1998) for Centaur 1997 CU 26; and $\eta = 0.756$, the canonical value proposed by Lebofsky and Spencer (1989). The impact of these new values is presented in Table IV. The influence of q is very low, 0.02 km on the radius and 0.001 on the albedo. That of η is more pronounced and amounts to 0.09 km on the radius and 0.006 on the albedo. Altogether, the systematic errors appear to be dominated by the beaming factor η .

TABLE IV
Radius and Geometric Albedo for Different Combinations of the Parameters q and η

q	η	Radius R_n [km]	Geometric albedo p_v
0.28	0.85	1.67	0.042
0.28	0.756	1.56	0.048
0.75	0.85	1.69	0.041
0.75	0.756	1.58	0.047

Finally, we note that the assumption of constant geometric albedo implicit in Eq. (8) is violated by our HST results, as p is a function of the wavelength λ (Fig. 13). Let us assume that the observed linear variation can be extrapolated beyond the 0.4–0.8 μm interval and rewrite Eq. (8) as

$$\int_{\lambda} [1 - p(\lambda)q] F_{\text{sun}}(\lambda) \frac{\cos z}{R_h^2} = \eta \epsilon \sigma T^4, \quad (16)$$

where now $p(\lambda) = p_v[1 + 1.436(\lambda - 0.55)]$. The difference between the two methods—a constant albedo ($p_v = 0.042$) on the one hand and the above function $p(\lambda)$ on the other hand—is less than 5 m on the radius and nil on the albedo.

5.4. The Mass and Active Fraction

For a spherical body of effective radius 1.67 km and taking a mean bulk density of ~ 1000 kg m $^{-3}$ (this is often considered a canonical value for cometary nuclei), the mass of the nucleus is $\sim 2 \times 10^{13}$ kg, which is in good agreement with the upper value of 2.9×10^{13} kg derived by Rickman *et al.* (1987) from the effect of nongravitational forces. We note that Sekanina (1984) determined a mass of $(1.1 \pm 0.4) \times 10^{13}$ kg from his precession model. A’Hearn *et al.* (1995) derived an active area of 12.3 km 2 from their observations obtained when the comet was at a heliocentric distance $R_h = 1.77$ AU, i.e., 80 days before its perihelion passage of 1983. Using our effective radius, we derived a fractional active area of 0.35 at that distance. This places 22P/Kopff in the class of highly active short-period comets such as 46P/Wirtanen (Lamy *et al.* 1998a).

In this context, it is difficult to understand why the thermal observations favor the STM and rule out the MM even with a modest volume fraction of ice ($f = 0.1$). Such a paradoxical situation has already been noted for Comet C/1996 B2 Hyakutake (Lisse *et al.* 1999), and a halo of large icy grains was proposed as a substantial source of outgassing. It is far from clear that such a scenario can apply to short-period comets as well. We feel the key to the problem resides in the correct understanding of the thermal behavior of cometary nuclei, particularly surface and subsurface processes, constrained by the water production rate. This will be considered in a forthcoming article.

6. THE OPTICAL PROPERTIES OF THE COMA

The normalized reflectivity of the coma is plotted in Fig. 15. It is sufficiently similar to that of the nucleus (Fig. 13) to believe that it is representative of the dust continuum, although slight contaminations by CN bands of the F479W images and by C $_2$ bands of the F555W images are possible. Figure 15 indicates that the 22P/Kopff dust has a red color, a common feature of cometary dust (Jewitt and Meech 1986). Restricting the data to those from the F675W and F814W filters, which are probably free of any major gas emission, we found a reflectivity gradient $S' = 17 \pm 3\%$ per kÅ, entirely compatible with that of the nucleus.

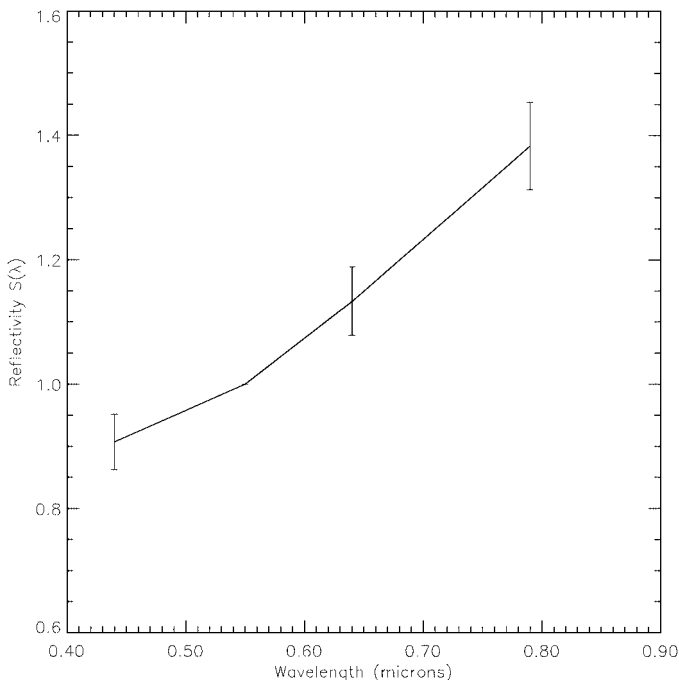


FIG. 15. Normalized reflectivity spectrum of the coma of Comet 22P/Kopff.

We calculated the quantity $Af\rho$ (A'Hearn *et al.* 1984) by averaging all HST images taken with the F675W filter and integrating the resulting coma model in a circular aperture; we found $Af\rho = 545$ cm. A'Hearn *et al.* (1995) determined a value of 457 cm when the comet was at $R_h = 1.77$ AU preperihelion. Applying their law of variation with R_h , this corresponds to ~ 590 cm at $R_h = 1.588$ AU, which at first appears in excellent agreement with our value. However, if we introduce their correction for the asymmetric dust production about perihelion (a factor of 0.38), the above value is reduced to ~ 225 cm. There are at least three explanations for this apparent discrepancy of a factor of ~ 2.4 :

(i) The above scaling and correction were extrapolated at $R_h = 1.588$ AU, i.e., outside the range in which they were determined.

(ii) The different phase angles: our result obtained at $\sim 4^\circ$ probably includes the backscattering enhancement (opposition effect) seen in several comets (Meech and Jewitt 1987, Millis *et al.* 1982).

(iii) The color of the dust: it is not clear which continuum filter A'Hearn *et al.* (1995) used, but if it was centered at 485 nm, our above result on the reflectivity of the dust coma would increase their $Af\rho$ value by a factor of ~ 1.3 .

The last two effects tend to decrease the apparent discrepancy, and we can safely conclude that the two observations agree within a factor of 2, keeping in mind that a straightforward comparison was not possible.

The determination of the dust production rate followed the method we applied to Comet 4P/Faye (Lamy *et al.* 1996a). The OH production rate measured by A'Hearn *et al.* (1995) at

$R_h = 1.77$ AU preperihelion, $Q_{OH} = 2.1 \times 10^{28}$ mol sec^{-1} , is first scaled to our heliocentric distance according to their law of variation ($R_h^{-7.9}$) and corrected for the asymmetry about perihelion (a factor of 0.6), yielding $Q_{OH} = 3 \times 10^{28}$ mol sec^{-1} . The quantum yield for OH from H_2O dissociation slightly depends upon solar activity and we used $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 1.44 Q_{OH}$, appropriate for a solar minimum (Budzien *et al.* 1994), as it was the case in July 1996. The fractional active area is that obtained above, 0.35. We then found $Q_d = 130$ kg s^{-1} . An extensive discussion of the errors affecting the determination of Q_d can be found in Newburn and Spinrad (1985).

7. CONCLUSIONS

We successfully detected the nucleus of Comet 22P/Kopff in both the visible with HST and in the thermal infrared with ISO. The eight HST observations performed over a time interval of 11.75 h do not indicate a clear pattern of a rotating body. We tentatively conclude that the nucleus of 22P/Kopff is either rather spherical or was viewed pole-on. The red color of the nucleus is characterized by a constant reflectivity gradient $S' = 14 \pm 5\%$ per $\text{k}\text{\AA}$ over the interval 420–800 μm , typical of cometary nuclei. Combining the visible and infrared observations, we independently determined its radius $R_n = 1.67 \pm 0.18$ km and its geometric albedo $p_v = 0.042 \pm 0.006$ and $p_R = 0.047 \pm 0.006$. These results were obtained by applying the standard thermal model developed for asteroids. An ice–dust mixed model with a volumetric fraction of water ice of only 10% is not compatible with the thermal data. However, the nucleus of 22P/Kopff is highly active, with a fractional area of 0.35 at $R_h = 1.78$ AU. We shall explore in a forthcoming article how we can solve this apparent puzzle and attempt to produce a model which would be compatible with the thermal data and the high level of activity. The visible coma exhibits a red color with a reflectivity gradient $S' = 17 \pm 3\%$ per $\text{k}\text{\AA}$ compatible with that of the nucleus. Finally, we determined an $Af\rho$ of 545 cm and a dust production rate of 130 kg s^{-1} at $R_h = 1.58$ AU.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank the HST and ISO operators and support staff at STSCI and ESA-Vilspa. We acknowledge the assistance of M. Sauvage and O. Laurent of the ISOCAM team at CEA. This work was supported by a grant from the Programme National de Planétologie funded by CNRS and CNES. I. Toth acknowledges financial support from the Université de Provence, and H. Weaver acknowledges support from NASA through Grant GO-6630.01-95A from the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. The ISOCAM data presented in this paper were analyzed using “CIA,” a joint development by the ESA Astrophysics Division and the ISOCAM Consortium. The ISOCAM Consortium is led by the ISOCAM PI, C. Cesarsky, Direction des Sciences de la Matière, C.E.A., France.

REFERENCES

- A'Hearn, M. F., D. G. Schleicher, P. D. Feldman, R. L. Millis, and D. T. Thompson 1984. Comet 1980 b. *Astron. J.* **89**, 579–591.

- A'Hearn, M. F., H. Campins, D. G. Schleicher, and R. L. Millis 1989. The nucleus of Comet P/Tempel 2. *Astrophys. J.* **347**, 1155–1166.
- A'Hearn, M. F., R. L. Millis, D. G. Schleicher, D. J. Osip, and P. V. Birch 1995. The ensemble properties of comets: Results from narrowband photometry of 85 comets, 1976–1992. *Icarus* **118**, 223–270.
- Belyaev, N. A., L. Kresak, E. M. Pittich, and A. N. Pushkarev 1986. *Catalogue of Short-Period Comets*. Slovak Acad. Sci., Bratislava.
- Biretta, J. A., and 18 colleagues 1996. In *Wide Field and Planetary Camera 2 Instrument Handbook. Version 4.0 (1996)*, pp. 108–109. Space Telescope Sci. Inst., Baltimore.
- Biviano, A., and 9 colleagues 1998a. *The ISOCAM Flat-Field Calibration Report (Version 1.1)*. Available at http://www.iso.vilspa.esa.es/users/expl_lib/CAM_list.html.
- Biviano, A., and 9 colleagues 1998b. *The ISOCAM Dark Current Calibration Report (Version 1.2)*. Available at http://www.iso.vilspa.esa.es/users/expl_lib/CAM_list.html.
- Blommaert, J., R. Siebenmorgen, A. Coulais, K. Okumura, S. Ott, M. Sauvage, and J.-L. Starck 2001. In *The ISO Handbook Volume III: CAM—The ISO Camera, Version 1.2, SAI/99-057/Dc*.
- Budzien, S. A., M. C. Festou, and P. D. Feldman 1994. Solar flux variability and the lifetimes of cometary H₂O and OH. *Icarus* **107**, 164–188.
- Cesarsky, C. J. 1994. The Infrared Space Observatory Camera, *Exp. Astron.* **3**, 101–108.
- Cesarsky, C. J., and 65 colleagues 1996. ISOCAM in flight. *Astron. Astrophys.* **315**, L32–37.
- Clark, B. E., J. Veverka, P. Helfenstein, P. C. Thomas, J. F. Bell, A. Harch, M. S. Robinson, S. L. Murchie, L. A. McFadden, and C. R. Chapman 1999. NEAR photometry of Asteroid 253 Mathilde. *Icarus* **140**, 53–65.
- Crifo, J. F. 1987. Improved gas-kinetic treatment of cometary water sublimation and recondensation: Application to Comet P/Halley. *Astron. Astrophys.* **187**, 438–450.
- Delsemme, A. H., and D. C. Miller 1971. Physico-chemical phenomena in comets-III. *Planet. Space. Sci.* **19**, 1229–1257.
- Enzian, A., J. Klinger, G. Schwehm, and P. R. Weissman 1999. Temperature and gas production distribution on the surface of a spherical model comet nucleus in the orbit of 46P/Wirtanen. *Icarus* **138**, 74–84.
- Fanale, F. P., and J. R. Salvail 1984. An idealized short-period comet model: Surface insolation, H₂O flux, dust flux, and mantle evolution. *Icarus* **60**, 476–511.
- Harris, D. L. 1961. Photometry and colorimetry of planets and satellites. In *The Solar System III—Planets and Satellites* (G. P. Kuiper and B. M. Middlehurst, Eds.), pp. 272–342. Univ. of Chicago Press, Chicago.
- Harris, A. W. 1998. A thermal model for near-Earth asteroids. *Icarus* **131**, 291–301.
- Holtzman, J. A., Ch. J. Burrows, S. Casertano, J. J. Hester, J. T. Trauger, A. M. Watson, and G. Worthey 1995. The photometric performance and calibration of WFPC2. *Publ. Astron. Soc. Pacific* **107**, 1065–1093.
- Jewitt, D., and P. Kalas 1998. Thermal observation of Centaur 1997 CU26. *Astrophys. J.* **499**, L103.
- Jewitt, D. C., and K. Meech 1986. Cometary grain scattering versus wavelength, or what color is comet dust? *Astrophys. J.* **310**, 937–952.
- Jorda, L., P. L. Lamy, I. Toth, O. Groussin, M. F. A'Hearn, and S. Peschke 2000. ISOCAM observations of cometary nuclei. In *ISO Beyond Point Sources: Studies of Extended Infrared Emission* (D. Danesy, Ed.), ESA SP-455, pp. 61–66. ESTEC, Noordwijk, The Netherlands.
- Kömlé, N. I., G. Steiner, M. Baguhl, H. Kohl, H. Kochan, and K. Thiel 1991. The effect of nonvolatile porous layers on temperature and vapor pressure of underlying ice. *Geophys. Res. Lett.* **18**, 265–268.
- Krist, J. 1995. Simulation of HST PSF using Tiny TIM. In *ASP Conference Series, Vol. 77: Astronomical Data Analysis Software and Systems IV* (R. A. Shaw, H. E. Payne, and J. J. E. Hayes, Eds.), pp. 349–352.
- Lagerros, J. S. V. 1998. Thermal physics of asteroids. *Astron. Astrophys.* **332**, 1123–1132.
- Lamy, P. L., and I. Toth 1995. Direct detection of a cometary nucleus with the Hubble Space Telescope. *Astron. Astrophys.* **293**, L43–45.
- Lamy, P. L., and I. Toth 2000. Proc. Symp. IAU **168**, in press.
- Lamy, P. L., I. Toth, E. Grün, H. U. Keller, Z. Sekanina, and R. M. West 1996a. Observations of Comet P/Faye 1991 XXI with the Planetary Camera of the Hubble Space Telescope. *Icarus* **119**, 370–384.
- Lamy, P. L., M. F. A'Hearn, I. Toth, and H. A. Weaver 1996b. Observations of comets with the Hubble Space Telescope. *Bull. Am. Astron. Soc.* **28**, 1083.
- Lamy, P. L., I. Toth, L. Jorda, and H. A. Weaver 1998a. The nucleus and the inner coma of Comet 46P/Wirtanen. *Astron. Astrophys.* **335**, L25–29.
- Lamy, P. L., I. Toth, and H. A. Weaver 1998b. Hubble Space Telescope observations of the nucleus and inner coma of Comet 19P/Borrelly 1994I. *Astron. Astrophys.* **337**, 945–954.
- Lamy, P. L., I. Toth, M. F. A'Hearn, and H. A. Weaver 1999. Hubble Space Telescope observations of the nucleus of Comet 45P/Honda–Mrkos–Pajdusakova and its inner coma. *Icarus* **140**, 424–438.
- Lebofsky, L. A., and J. R. Spencer 1989. Radiometry and thermal modeling of asteroids. In *Asteroids II* (R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, Eds.), pp. 128–147. Univ. of Arizona Press, Tucson.
- Lebofsky, L. A., M. V. Sykes, E. F. Tedesco, G. J. Veeder, D. L. Matson, R. H. Brown, J. C. Gradie, M. A. Feierberg, and R. J. Rudy 1986. A refined “standard” thermal model for asteroids based on observations of 1 Ceres and 2 Pallas. *Icarus* **68**, 239–251.
- Lisse, C. M., Y. R. Fernandez, A. Kundu, M. F. A'Hearn, A. Dayal, L. K. Deutsch, G. G. Fazio, J. L. Hora, and W. F. Hoffmann 1999. The nucleus of Comet Hyakutake (C/1996 B2). *Icarus* **140**, 189–204.
- Luu, J. X. 1993. Spectral diversity among the nuclei of comets. *Icarus* **104**, 138–148.
- Meech, K. J. 1996. Physical properties of comets. Presented at the Conference: Asteroids, Comets, Meteors, Versailles, France.
- Meech, K. J., and D. C. Jewitt 1987. Observations of Comet P/Halley at minimum phase angle. *Astron. Astrophys.* **187**, 585–593.
- Millis, R. L., M. F. A'Hearn, and D. T. Thomson 1982. Narrow-band photometry of Comet P/Stephan–Oterama and the backscattering properties of cometary grains. *Astron. J.* **87**, 1310–1317.
- Newburn, R. L., Jr., and H. Spinrad 1985. Spectrophotometry of seventeen comets. II. The continuum. *Astron. J.* **90**, 2591–2608.
- Rickman, H., L. Kamél, M. C. Festou, and C. Froeschlé 1987. Estimates of masses, volumes and densities of short-period comet nuclei. In *Diversity and Similarity of Comets* (E. J. Rolfe and B. Battrick, Eds.), ESA SP-278, pp. 471–479. ESTEC, Noordwijk, The Netherlands.
- Russell, H. N. 1916. On the albedo of the planets and their satellites. *Astrophys. J.* **43**, 173–195.
- Sekanina, Z. 1984. Precession model for the nucleus of periodic Comet Kopff. *Astron. J.* **89**, 1573–1586.
- Siebenmorgen, R., J. L. Starck, M. Sauvage, D. A. Cesarsky, J. Blommaert, and S. Ott 1998. *ISOCAM Data User Manual Version 4.0 SAI/95-222/Dc*.
- Skorov, Yu. V., N. I. Kömlé, W. J. Markiewicz, and H. U. Keller 1999. Mass and energy balance in the near-surface layers of a cometary nucleus. *Icarus* **140**, 173–188.
- Spencer, J. R., L. A. Lebofsky, and M. V. Sykes 1989. Systematic biases in radiometric diameter determination. *Icarus* **78**, 337–354.
- Tancredi, G., J. A. Fernandez, H. Rickman, and J. Licandro 2000. A catalog of observed nuclear magnitudes of Jupiter family comets. *Astron. Astrophys. Suppl.* **146**, 73–90.
- Weaver, H. A., and P. L. Lamy 1997. Estimating the size of Hale–Bopp's nucleus. *Earth, Moon, Planets* **79**, 17–33.

5.8 Le noyau de la comète 46P/Wirtanen

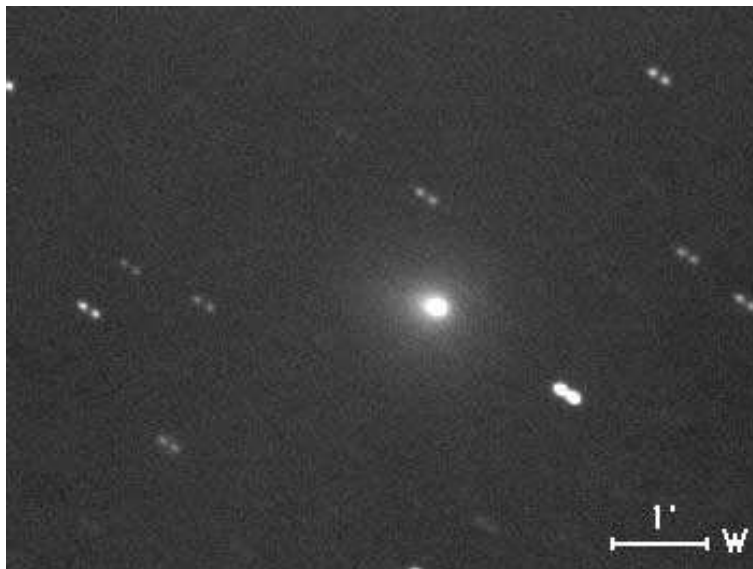


Figure 5.12 – Image de la comète 46P/Wirtanen prise le 9 février 1997 par K. Kogen ($R_h=1.2$ UA, $\Delta=1.6$ UA, $\alpha=37^\circ$).

5.8.1 Introduction

La comète 46P/Wirtanen est une comète à courte période de la famille de Jupiter. Elle a été découverte par C. A. Wirtanen (Lick Observatory, Californie) le 17 janvier 1948. Sa période est alors estimée à 6.71 années. Pendant les diverses apparitions de 1954 à 1991, la comète est passée deux fois près de Jupiter, en 1972 et en 1984, ce qui a modifié son orbite. Les éléments orbitaux actuels de la comète 46P/Wirtanen sont résumés dans la **Table 5.12**. Suite à ces perturbations de l'orbite dans les années 70 et 80, l'apparition de 1991 a été très favorable. La comète a été retrouvée le 8 juillet 1991 par T. Seki (Nakano & Seki, 1991). Elle est passée au plus près de la Terre le 8 septembre 1991 à 1.35 UA et sa magnitude était alors estimée à ~ 10 .

Depuis 1994, cette comète est la cible principale de la mission Rosetta⁴ de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), présentée en détail dans l'annexe A. Par conséquent, son dernier passage en 1997 était très attendu, même si les conditions étaient moins favorables qu'en 1991. Ces mauvaises conditions d'observation ne nous ont d'ailleurs pas permis de séparer la contribution du noyau de celle de la coma sur les images ISOCAM. La comète est passée au plus près de la Terre le 9 septembre 1996 à 1.49 UA et le 24 mars 1997 à 1.51 UA. Elle est passée au périhélie le 14 mars 1997 à 1.064 UA du Soleil.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé les mesures de taux de production H_2O disponibles dans la littérature pour comprendre les variations de l'activité de la comète

⁴Suite au report du lancement, la cible de la mission ROSETTA est susceptible d'être modifiée.

46P/Wirtanen, dans le but de caractériser la surface de son noyau. Ce travail est présenté dans la section 5.8.2, au travers l'article III "Activity on the Surface of the Nucleus of Comet 46P/Wirtanen". Pour cette étude, nous avons utilisé les modèles thermiques 1 et 2. Nous nous sommes ensuite intéressé à l'historique du noyau de la comète 46P/Wirtanen pour retrouver sa taille initiale, en utilisant l'évolution de ses éléments orbitaux fournie par G. Valsecchi. Ce travail, présenté dans la section 5.8.3, utilise le modèle thermique 1.

e	q [UA]	Q [UA]	Ω [$^\circ$]	ω [$^\circ$]	i [$^\circ$]	Période [années]
0.657	1.064	5.14	82.2	356.3	11.7	5.5

Table 5.12 – Eléments orbitaux de la comète 46P/Wirtanen. Epoque : 14 mars 1997 à 0h TU.

5.8.2 Article III : "Activity on the Surface of the Nucleus of Comet 46P/Wirtanen"

Résumé : nous présentons un modèle thermique du noyau de la comète 46P/Wirtanen, contraint par les variations temporelles du taux de production H_2O , pour comprendre les mécanismes de l'activité à sa surface. Notre modèle est un noyau sphérique avec une mosaïque macroscopique de zones actives et inactives, petites et nombreuses. A la distance héliocentrique $R_h > 1.5 \text{ UA}$, les zones actives recouvrent 5-15 % de la surface. A $\sim 1.5 \text{ UA}$ une augmentation rapide de l'activité a lieu en ~ 10 jours et la fraction active atteint 70 à 100 %, restant ensuite constante jusqu'au périhélie où $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 1.3 \pm 0.3 \times 10^{28} \text{ molécules s}^{-1}$. Post-périhélie, cette fraction décroît à nouveau jusqu'à 10 %. Le modèle est consistant avec un albédo géométrique inférieur à 0.06. Une croûte de quelques millimètres peut se former après le passage au périhélie et expliquer les variations de l'activité sur une orbite. Finalement, nous avons déduit une érosion de 0.5 m par révolution et un temps de vie du noyau de plusieurs centaines de période de révolution. Les prédictions de notre modèle pourront être directement comparées aux observations de l'orbiteur et de l'atterrisseur de Rosetta⁵.

⁵Suite au report du lancement, la cible de la mission ROSETTA est susceptible d'être modifiée.

Activity on the surface of the nucleus of comet 46P/Wirtanen

O. Groussin and P. Lamy

Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France

Received 4 March 2003 / Accepted 6 May 2003

Abstract. We present a thermal model of the nucleus of comet 46P/Wirtanen, constrained by the temporal variations of the water production rate, in order to understand the activity on its surface. We consider a spherical nucleus with a macroscopic mosaic of small and numerous active and inactive regions. At heliocentric distances $r_h > 1.5$ AU, the active regions represent 5–15% of the surface. At ~ 1.5 AU, a rapid increase takes place and the active fraction reaches 70 to 100% in about 10 days, and then remains approximately constant up to perihelion where $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 1.3 \pm 0.3 \times 10^{28}$ molecule s^{-1} . Post-perihelion, this fraction returns to $\sim 10\%$. The model is consistent with a geometric albedo ≤ 0.06 . A refractory crust likely forms post-perihelion and can explain the variations of the activity over an orbit. Finally, we derived an erosion of ~ 0.5 m per revolution and a remaining lifetime for the nucleus of several hundred revolutions.

Key words. comets: individual: 46P/Wirtanen

1. Introduction

For comet 46P/Wirtanen, the potential target of the ROSETTA mission¹, and more generally for all comets, an outstanding question is to understand, describe and quantify the activity on the surface of the nucleus. A standard, coarse approach consists in calculating the *active fraction* from the observations of $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ (A'Hearn et al. 1995). In the case of 46P/Wirtanen, Lamy et al. (1998) determined a radius of 0.6 km and derived an active fraction higher than 60% on the basis of a water production rate $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 1.7 \times 10^{28}$ molecule s^{-1} measured by Stern et al. (1998). This implies that large amounts of water-releasing materials are present over the bulk of its surface or just under it.

A major improvement in describing the activity of a cometary nucleus was proposed by Julian et al. (1999) who developed a model for comet 1P/Halley with five localized active regions. This model separately considers the thermal behaviour of the active and inactive regions and includes heat conduction into the nucleus. The variations in strength of the five active regions with the rotation of the nucleus and its heliocentric distance are both taken into account, leading to a variation of the water production rate in agreement with the observations. However, this model of localized active regions does not appear appropriate to 46P/Wirtanen where widespread activity is

highly probable based on the above estimate of the active fraction and also, on the conspicuous absence of any structure in the coma (Fink et al. 1997).

Several thermal models were developed in order to describe the activity of 46P/Wirtanen but they all have problems and limitations in the calculation of the water production rate. The models of Capria et al. (1996) and de Sanctis et al. (1999) give a water production rate too low compared with the observations, although they assumed a 100% active surface. The models of Möhlmann (1999) and Benkhoff (1999) both made approximations when they calculate $Q_{\text{H}_2\text{O}}$: Möhlmann (1999) assumed an arbitrary active fraction of 50% of the illuminated hemisphere while Benkhoff (1999) calculated the water production rate at the sub-solar point, without taking into account the lower insolation at higher latitude and longitude. Moreover, none of these models fit the observed variations of the water production rates with the heliocentric distance. The only two attempts to do so were performed by Crifo & Rodionov (1997) and Enzian et al. (1999). In their study of the coma of 46P/Wirtanen, the former authors developed different models of the nucleus to obtain “input conditions”, and they adjusted what they call the “active surface icy area fraction” as a function of heliocentric distance, to be in agreement with the estimated $Q_{\text{H}_2\text{O}}$. Enzian et al. (1999) used a quasi-3D model including heat and gas diffusion inside a rotating spherical nucleus made of a porous dust-ice matrix. However, according to these authors, the calculated $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ does not fit well the observations beyond 1.5 AU.

In this article, we attempt to describe the pattern of activity on the nucleus of 46P/Wirtanen, coherent with the most recent determination of its physical properties (size, rotation period) and with the measured water production rate at different

Send offprint requests to: O. Groussin,
e-mail: olivier.groussin@oamp.fr

¹ Since this article was accepted for publication, the target of the Rosetta mission has been changed to 67P/Churyumov-Gerasimenko. However, because of its favorable orbit, 46P/Wirtanen remains an interesting target for cometary space missions. It has indeed been selected for the Comet Surface Sample Return mission which is under consideration in the framework of the NASA Discovery program.

Table 1. Water production rate measurements of 46P/Wirtanen.

	Bertaux et al. (1999)	Fink et al. (1998)	Farnham et al. (1998)	Stern et al. (1998)
Instrument	SOHO-SWAN	1.54 m Catalina	1.1 m and 0.8 m at Lowell Obs.	HST-FOS
Method	Ly- α	OI'D (6300 Å)	OH ^a	OH
Model	Haser	Haser	A'Hearn (1995)	Vectorial (Festou 1981)
r_h range (pre)	1.52–1.07	1.22–1.07	1.14–1.08	2.72–1.31
r_h range (post)	1.07–1.35	1.08–1.47	none	none
Accuracy	25%	20%	See footnote <i>b</i>	See footnote <i>b</i>

^a We derived $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ using $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 1.3 \times Q_{\text{OH}}$, as suggested by the authors.

^b The accuracy depends on each water production rate measurement (see Fig. 1).

heliocentric distances, for the 1997 apparition, which has witnessed a major effort in preparation of the ROSETTA mission. The required thermal model takes into account all first-order physical processes, insolation, reradiation, water ice sublimation and heat conduction. We summarize and discuss in the following section the determinations of the water and dust production rates derived from the observations performed during the 1997 apparition of 46P/Wirtanen. In Sect. 3, we present the properties of the surface of the nucleus derived from the measured $Q_{\text{H}_2\text{O}}$. In Sect. 4, we present the dynamical evolution of the surface and the role of a refractory crust. Conclusions are given in Sect. 5.

2. Water and dust production rate

2.1. Water production rate

For the present study, we compiled the results of Bertaux et al. (1999), Fink et al. (1998), Farnham & Schleicher (1998) and Stern et al. (1998), as summarized in Table 1.

As illustrated in Fig. 1, the bulk of the measurements were obtained inside 1.5 AU, with two exceptions, one determination at 2.47 AU and one upper limit at 2.72 AU by Stern et al. (1998), both pre-perihelion. They suggest a very slow increase of $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ up to ~ 1.5 AU where a sudden jump of a factor ~ 30 took place in about 10 days. The reality of this jump can hardly be questioned since the data have been obtained with the same spatial instrument (SOHO-SWAN) and analyzed with the same method (Haser's model) in a self-consistent way. The uncertainty of 25% affecting the results appears reliable as it takes into account many factors, including the calibration, the variability of the solar flux and the model. Even a larger uncertainty of 40% would still imply a jump of $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ at ~ 1.5 AU. Then $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ regularly increases up to perihelion. We note that the observations of Fink et al. (1998) yield higher water production rates than the others (roughly a factor 2.5), perhaps a consequence of their method which uses the OI'D band at 6300 Å and which could be contaminated by the NH₂ band at 6334 Å, although the authors paid attention to this difficulty. Post-perihelion, $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ regularly decreases, even if the data are quite scattered. There is an asymmetry between the pre and post-perihelion behaviours in the range 1.4–1.064 AU as the gradient $dQ_{\text{H}_2\text{O}}/dt$ is steeper post than pre-perihelion. The lack

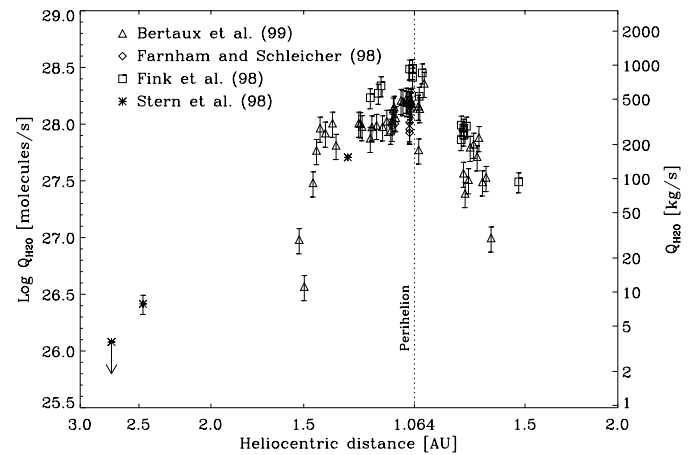


Fig. 1. Measured water production rates [molecule s⁻¹] of 46P/Wirtanen as function of heliocentric distance [AU] for the 1997 apparition.

of data at heliocentric distances beyond 1.5 AU post-perihelion do not allow us to confirm this trend.

We note that $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ can also be derived from the heliocentric magnitudes m_H , using the empirical law $\log Q_{\text{H}_2\text{O}} = 30.78 - 0.265 m_H$ derived from the analysis of 15 comets by Jorda (1995), but we are not confident in this method for 46P/Wirtanen. The heliocentric magnitudes for the 1997 apparition of 46P/Wirtanen indicates an erratic behaviour (see Fig. 1 of Rickman and Jorda 1998) and we find no evidence for a temporal correlation of m_H with $Q_{\text{H}_2\text{O}}$, especially during the strong jump at 1.5 AU pre-perihelion. Moreover, most of the magnitudes were measured by amateurs astronomers with inherent large uncertainties, and are subject to difficulties of interpretation.

2.2. Dust production rate

The quantity $Af\rho$ is a robust parameter to compare the dust emission of a comet at different times as it is observation-independent. However, the mean albedo A of the dust grains (not to be confused with the Bond albedo of the nucleus in Sect. 3.1) is a function of wavelength and phase angle, a situation which complicates the comparison of various measurements. We compiled in Table 2 the $Af\rho$ measurements

Table 2. $Af\rho$ measurements of 46P/Wirtanen.

	Farnham et al. (1998)	Fink et al. (1998)	Jokers et al. (1998)	Lamy et al. (1998)	Schulz et al. (1998)	Stern et al. (1998)
Instrument	1.1 m and 0.8 m at Lowell Obs.	1.54 m Catalina	2 m Pik Terskol	HST-WFPC2	2.2 m and 3.6 m at ESO	HST-FOS
Spectral range	4845 Å	6250 Å	6940 Å	6700 Å	5225 Å	2950 Å
r_h range (pre)	1.14–1.08	1.22–1.07	1.06	2.45	2.81–1.60	2.72–1.31
r_h range (post)	1.49–1.72	1.08–1.47	none	none	none	none
Phase angle	23°–39°	36°–41°	41°	11°	6°–34°	6°–35°
Accuracy	See footnote <i>a</i>	none	none	none	See footnote <i>a</i>	See footnote <i>a</i>

^a The accuracy depends on each $Af\rho$ measurement (see Fig. 2).

of Farnham & Schleicher (1998), Fink et al. (1998), Jockers et al. (1998), Lamy et al. (1998), Schulz et al. (1998) and Stern et al. (1998), all obtained during the 1997 apparition of comet 46P/Wirtanen. Errors bars, when given by the authors, are quite large.

As illustrated in Fig. 2, the general trend is an increase of $Af\rho$ when the comet approaches perihelion and a decrease thereafter. There is a slow, irregular increase between 2.8 and 1.8 AU pre-perihelion, from $Af\rho = 14$ to 20 cm. At 1.6 AU, $Af\rho$ has increased by a factor ~ 4 to reach 76 cm, according to the observations of Schulz et al. (1998). This may well be related to the aforementioned increase of $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ at ~ 1.5 AU. The low value of 15 cm at 1.31 AU reported by Stern et al. (1998) in the ultraviolet (2950 Å) may well be artificially biased by a change in the properties of the dust grains. At this distance, we expect the coma to contain a significant fraction of large particles which are not efficient scatterers in the UV. A scaling by a factor ~ 3 between the UV and visible domains is plausible and would bring the measurements of Stern et al. (1998) in rough agreement with the others. Inside ~ 1.2 AU, $Af\rho$ appears to undergo erratic variations to finally reach its maximum at perihelion, 157 cm according to Jockers et al. (1998). Post-perihelion, $Af\rho$ regularly decreases to reach 30 cm at 1.5 AU. We note that the last value of Farnham & Schleicher (1998) at 1.7 AU has a huge error bar. The lack of data do not allow to give more precise conclusions on the behaviour of $Af\rho$.

It is difficult to estimate the dust production rate Q_{dust} from $Af\rho$, as this requires a model and several parameters characterizing the gas and dust outflows (Newburn & Spinrad 1985; Singh et al. 1992). For 46P/Wirtanen, only two estimates of Q_{dust} have been published: 4 kg s⁻¹ at 2.5 AU (Lamy et al. 1998) and 140 kg s⁻¹ near perihelion (Farnham et al. 1998). Using water production rates of ~ 8 kg s⁻¹ at 2.5 AU (Stern et al. 1998) and ~ 480 kg s⁻¹ near perihelion (Bertaux et al. 1999), we obtain a dust-to-gas ratio in the range 0.3–0.5. From their ISOCAM observations at 9.62 and 15.0 μm , Colangeli et al. (1998) derived a dust-to-gas ratio of ~ 1 in the heliocentric distance range 2.0–2.5 AU, pre-perihelion. This slightly higher value could be due to a higher sensitivity of the ISOCAM observations to the larger grains, if they dominate the coma

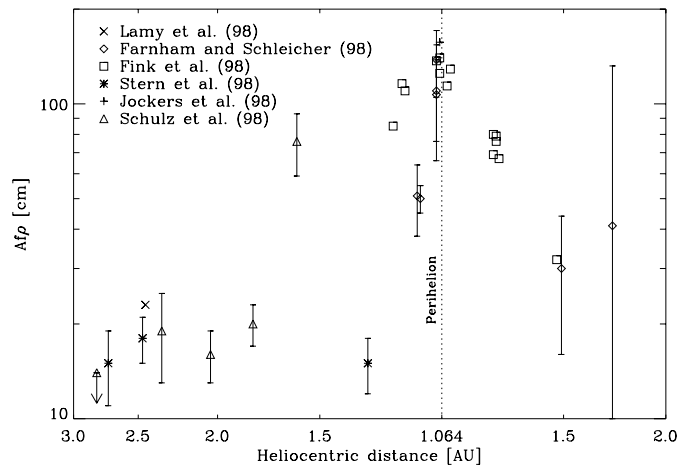


Fig. 2. Measured $Af\rho$ [cm] of 46P/Wirtanen as function of heliocentric distance [AU] for the 1997 apparition.

at ~ 2 AU. All these estimates must be taken with caution because of inherent large uncertainties.

3. Properties of the surface from the observations

We now present a thermal model in order to calculate the water production rate of 46P/Wirtanen as a function of heliocentric distance, in order to interpret the observations of Fig. 1. We consider the first-order physical processes, insolation, reradiation, water ice sublimation and heat conduction. The water production rate is calculated at each point of the surface, taking into account the variations of insolation with latitude and longitude and the diurnal cycle (thermal inertia). The nucleus is assumed to be spherical with a radius of 0.6 km and a rotation period of 6 h (Lamy et al. 1998). The direction of the spin-axis is unknown and we assume that it is perpendicular to the orbital plane. In this configuration, we note that a null thermal inertia also represents a pole-on or a non-rotating nucleus. Next, we present the results on the fit of the variations of the water production rate of comet 46P/Wirtanen with the heliocentric distance by our thermal model. The aim is to constrain the surface properties of the nucleus by the measured water

production rate. We study the pre- and post-perihelion cases and discuss the case of a non-spherical nucleus.

3.1. The thermal model

3.1.1. Description of the model

The model is a combination of the Standard Thermal Model (Lebofsky & Spencer 1989) and of the Mixed Model (Lamy et al. 2002), both upgraded by introducing the heat conduction as implemented by Groussin et al. (2003) for Centaurs Chiron and Chariklo. A fraction $1 - x$ ($0 \leq x \leq 1$) of the surface is composed only of refractory material (hereafter region A), represented by a standard thermal model with heat conduction, while a fraction x is composed of a “dirty ice” (hereafter region B), represented by a mixed model with heat conduction. The “dirty ice” is a microscopic mixture of water ice and refractory grains, whose differential size distribution function of the grains has a power index of $s \sim -4$, as measured on 46P/Wirtanen (Colangeli et al. 1998) and on 1P/Halley (Lamy et al. 1987). Consequently, regions A are inactive and regions B are active. Inactive regions A could be in fact active regions covered by a crust which inhibits the activity. Active regions B are small, numerous, and located all over the nucleus. We assume that there is no thermal coupling between regions A and B, which means that each region has its own surface temperature. This hypothesis is motivated by the very low conductivity of cometary nuclei, as explained in Sect. 3.1.2 (thermal inertia). The surface energy balance for regions A is given by:

$$(1 - A) \frac{F_{\text{sun}}}{r_h^2} \cos z = \eta \epsilon \sigma T^4 + \kappa \frac{\partial T}{\partial d} \Big|_{d=0} \quad (1)$$

and for regions B by:

$$(1 - A) \frac{F_{\text{sun}}}{r_h^2} \cos z = \eta \epsilon \sigma T^4 + f(1 - \alpha_R) LZ(T) + \kappa \frac{\partial T}{\partial d} \Big|_{d=0} \quad (2)$$

where $A = p_v q$ is the product of the geometric albedo p_v by the phase integral q , F_{sun} [Wm^{-2}] is the solar constant, r_h [AU] is the heliocentric distance, z is the zenithal angle, η is the beaming factor introduced by Lebofsky et al. (1986), ϵ is the infrared emissivity, σ [$\text{JK}^{-4} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$] is the Stefan Boltmann’s constant, T [K] is the surface temperature, f is the fraction of water ice in the microscopic mixture of refractory material and water ice of region B ($0 < f \leq 1$ and $f = 1$ for pure water ice), α_R accounts for the recondensation of water ice on the surface (Crifo 1987), L [J kg^{-1}] is the latent heat of sublimation of water ice, $Z(T)$ [$\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2}$] is the H_2O production rate, κ [$\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$] is the thermal conductivity and d measures the depth.

For the latent heat of sublimation of water ice L , we took a standard value:

$$L = 2.8 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}. \quad (3)$$

The H_2O production rate $Z(T)$ is given by:

$$Z(T) = P_v(T) \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \quad (4)$$

where $M = 18 \text{ g mol}^{-1}$ is the H_2O molecular weight and $R = 8.314 \text{ J K}^{-1} \text{mol}^{-1}$ is the gas constant. The vapor pressure $P_v(T)$ [Pa] is given by (Fanale & Salvail 1984; Skorov 1999):

$$P_v(T) = A \exp\left(\frac{-B}{T}\right) \quad (5)$$

where $A = 3.56 \times 10^{12} \text{ Pa}$ and $B = 6162 \text{ K}$. The numerical values of the other parameters will be discussed in Sect. 3.1.2.

We consider the one-dimensional (y) time-dependent (t) equation for the heat conduction:

$$\rho C \frac{\partial T(y, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\kappa \frac{\partial T(y, t)}{\partial y} \right) \quad (6)$$

where ρ [kg m^{-3}] is the mass density and C [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$] is the specific heat capacity of the nucleus. We solve this equation as in Groussin et al. (2003), using a method described in detail by Spencer et al. (1989). The boundary conditions at the surface are given by Eq. (1) for inactive regions A and by Eq. (2) for active regions B. The method assumes that the temperature remains constant below a (thick enough) layer of thickness d , which gives the boundary condition at the base of the integrated thickness. We choose $d = 12\xi$, where ξ [m] is the characteristic length of the heat wave defined as $\xi = \sqrt{2\kappa/\rho C \omega}$ with ω the rotational frequency; 12ξ is sufficient to reach the convergence for the surface temperature. The thermal behaviour of the nucleus is described by its thermal inertia $I = \sqrt{\kappa \rho C}$ [MKS where $1 \text{ MKS} = 1 \text{ J K}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1/2}$]. We obtain the spatial distribution of the temperature at the surface of the nucleus, $T(\varphi, \theta)$, where φ and θ are the longitude and latitude respectively. From this temperature distribution, we derive the total water production rate by integrating the local water production rate at each point over the surface via:

$$\begin{aligned} (Q_{\text{H}_2\text{O}})_{\text{total}} &= r_n^2 \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} Q_{\text{H}_2\text{O}}(\varphi, \theta) \cos \theta d\theta d\varphi \\ &= r_n^2 \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} x f(1 - \alpha_R) Z[T(\varphi, \theta)] \cos \theta d\theta d\varphi. \end{aligned} \quad (7)$$

The results are presented in Sect. 3.2.

3.1.2. Discussion of the parameters

The various parameters involved in our thermal model are not known for cometary nuclei. We discuss below how we selected their respective values, as summarized in Table 3.

The infrared emissivity ϵ is taken equal to 0.95, the middle point of the interval 0.9–1.0 always quoted in the literature. As the interval is very small and the value near 1.0, this uncertainty has a negligible influence on the calculated surface temperature and consequently, on the water production rate.

The beaming factor η reflects the influence of surface roughness which produces an anisotropic thermal emission. The values of η determined for a few asteroids and satellites vary from 0.7 to 1.2 (Spencer et al. 1989; Harris 1998). The value of $\eta = 0.756$, derived from observations of 1 Ceres and 2 Pallas by Lebofsky et al. (1986) has often been considered a standard and used for other solar system objects

Table 3. The model parameters.

Nucleus radius	r_n	0.6 km
Nucleus rotation period	P	6 h
Nucleus density	ρ	1000 kg m ⁻³
Refractory grain density	ρ'	1000 kg m ⁻³
Bond albedo	$A = p_v q$	0.04×0.28
Beaming factor	η	0.85
Thermal emissivity	ϵ	0.95
Water ice recondensation	α_R	0.25
Solar constant	F_{sun}	1370 W m ⁻²
Thermal inertia	I	0–20 J K ⁻¹ m ⁻² s ^{-1/2}

(e.g., Centaur 1997 CU26, Jewitt & Kalas 1998). However, for low albedo objects such as cometary nuclei, Lagerros (1998) pointed out that a rather high surface roughness is required in order to achieve this value. His recommendation led us to select the more appropriate value $\eta = 0.85$. As the temperature varies as $\eta^{-1/4}$, the beaming factor has an important effect on the water production rate, especially at large heliocentric distances: $\leq 10\%$ for $r_h \leq 2$ AU, but $\geq 60\%$ for $r_h \geq 4$ AU.

The Bond albedo $A = p_v q$ requires a knowledge of the geometric albedo p_v and of the phase integral q which measures the angular dependence of the scattered radiation. We chose $p_v = 0.04$, which is a canonical value used for cometary nuclei, and $q = 0.28$, the value found for 253 Mathilde (Clark et al. 1999) since the surface properties of this asteroid ($p_v = 0.047$ and $\beta_V = 0.04$ mag deg⁻¹) are typical of cometary nuclei.

The recondensation of water ice on the surface is discussed in details in Crifo (1987). We adopted his recommended value $\alpha_R = 0.25$.

The thermal inertia I [MKS] is the only parameter which is required to solve the heat Eq. (6) and obtain the spatial distribution temperature at the surface of the nucleus. The thermal inertia of cometary nuclei is expected to be low, much lower than that of the Moon (50 MKS, Winter & Saari 1969) and that of Mars (24 MKS to 800 MKS, Mellon et al. 2002). It has been estimated for a few small bodies in the Solar System: $I < 15$ MKS for main-belt asteroids (Spencer et al. 1989), $I \leq 10.5$ MKS for Asbolus (Fernandez et al. 2002), and $I = 3$ MKS and $I \leq 2$ MKS for Chiron and Chariklo respectively (Groussin et al. 2003). In view of the situation, we considered a large range of values for the thermal inertia of 46P/Wirtanen, namely 0–20 MKS.

At this stage, all parameters except x and f are estimated using plausible assumptions and our model is therefore left with only these two free parameters (x, f).

3.2. Results and discussion

3.2.1. Pre-perihelion behaviour

Our model has two free parameters, the fraction of active regions on the surface x , and the fraction of water ice in the ice-refractory material mixture f . We consider a range of values in order to test their influence on $Q_{\text{H}_2\text{O}}$: $x = \{0.05; 0.1; 0.5; 1\}$ and $f = \{0.01; 0.1; 1\}$. These ranges are very large to reflect

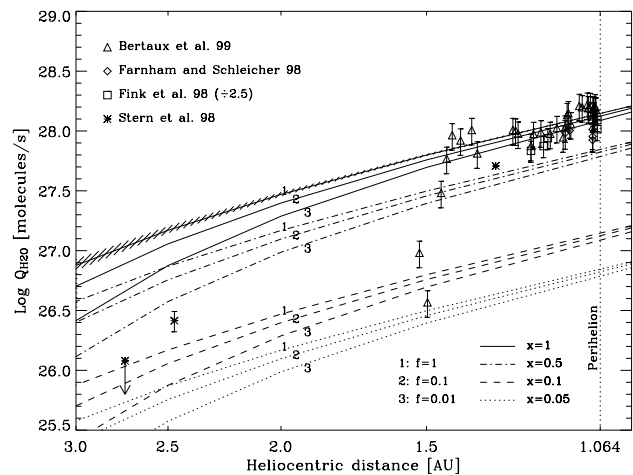


Fig. 3. Pre-perihelion, water production rates [molecule s⁻¹] as a function of heliocentric distance [AU] for a thermal inertia of 10 J K⁻¹ m⁻² s^{-1/2} and for different values of x and f . The hatched region corresponds to the range $0 < I < 20$ MKS, restricted to the case $x = 1$ and $f = 1$ for clarity.

broad possibilities. Figure 3 displays the variation of $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ as a function of heliocentric distance for the above values of the parameters x and f . As illustrated by the hatched region, the thermal inertia I , in the range 0–20 MKS, has no influence on $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ for $r_h < 1.5$ AU. The influence increases beyond to reach $\sim 10\%$ at 3 AU, a negligible effect in view of the influence of the other parameters x and f (see below).

The influence of the parameter f is easy to understand: the higher f , the higher $Q_{\text{H}_2\text{O}}$, as there is more water ice on the surface in the microscopic mixture of the active regions. When f varies from 0.01 to 1, $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ increases by a factor ~ 1.3 for $r_h < 1.5$ AU and a factor ~ 3 at 3 AU. The parameter x has the strongest effect. The higher x , the higher $Q_{\text{H}_2\text{O}}$, as there are more active regions. The variation of $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ with x is a geometric effect and is thus directly proportional to x . To summarize, for $r_h < 1.5$ AU, the behaviour of the model is dominated by the parameter x while f plays a second order role; for $r_h > 1.5$ AU, x and f play equally important roles which are difficult to separate.

It is not possible to find a unique combination of f and x which fits all the observations. As we do not have any a-priori knowledge of f , except that $f > 0$ for obvious reasons ($Q_{\text{H}_2\text{O}} > 0$ molecule s⁻¹), we choose values between 0.01 and 1. Following this consideration, it is now possible to discriminate between different values of x to determine its range. We can distinguish three different phases. During the first one, when $r_h > 1.5$ AU, x lies between 0.05 and 0.15, based on the very sparse data in this region and on the error bars. Around 1.5 AU, x increases strongly to reach values higher than 0.7 in about 10 days. Thereafter and up to perihelion, x remains between 0.7 and 1, in view of the observational error bars. Consequently, there is a rapid transition from a low to a high level of activity, during which the surface of the nucleus is completely modified. A blow-off of a crust could explain such a phenomenon and this will be discussed in Sect. 4.

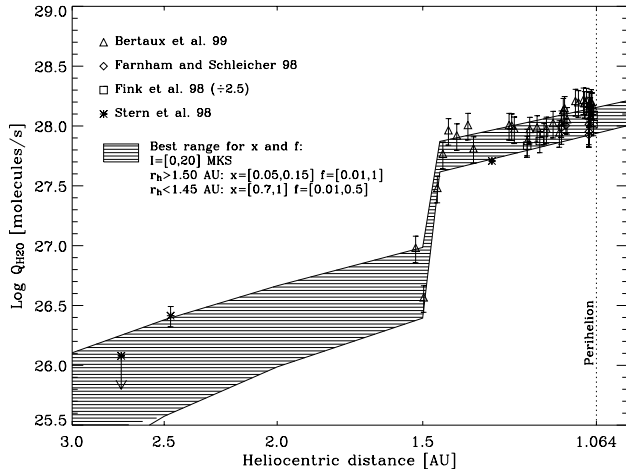


Fig. 4. Pre-perihelion, water production rates [molecule s^{-1}] as a function of heliocentric distance [AU] for the best ranges of the parameters f and x .

The visible geometric albedo of the nucleus depends on x and f , which gives another constraint on these parameters. The geometric albedo of comet 46P/Wirtanen is unknown but, according to the results obtained on several short-period comets, we are confident that $p_v = 0.02\text{--}0.06$ (Lamy et al. 2004). According to Clark et al. (1984), the reflectance of water ice is reduced by a factor 5 if mixed with 10% of charcoal. To estimate the impact of x and f on the geometric albedo, we calculate the geometric albedo of a spherical nucleus composed of a mixture of water ice and refractory material, using a numerical code written by Roush (1994), in the framework of the Hapke theory. We choose 3 different refractory materials: a silicate known as “astronomical silicate” in the literature (Draine & Lee 1984), glassy carbon and kerogen. Taking into account large ranges for the numerous parameters involved in this calculation (e.g., optical constants, grain size, Hapke’s h parameter), and in order to be consistent with a geometric albedo in the range 0.02 to 0.06, we find that f remains unconstrained as long as $x \leq 0.15$. As the surface fraction x increases, the fraction of ice f is bound to progressively lower values. For instance, for $x \geq 0.7$, f cannot exceed ~ 0.5 . Combining the constraint imposed by the geometric albedo and that imposed by the variation of the observed water production rate with heliocentric distance, we found that x and f must satisfy the following conditions:

- $r_h > 1.50$ AU, $x \in [0.05, 0.15]$ and $f \in [0.01, 1]$;
- $r_h < 1.45$ AU, $x \in [0.7, 1]$ and $f \in [0.01, 0.5]$.

The abrupt transition at 1.45–1.50 AU obviously results from the jump of Q_{H_2O} . We further verify that Q_{H_2O} varies by less than 1% when the geometric albedo remains in the range 0.02–0.06. Figure 4 displays the water production rate of our model for these acceptable ranges of the parameters. As the observations of Fink et al. (1998) seems too high, as explained in Sect. 2.1, we rescaled them ($\div 2.5$) to agree with the observations of Bertaux et al. (1999), Farnham & Schleicher (1998) and Stern et al. (1998). The hatched region then covers all the observations within 1σ .

It is a satisfactory result in view of the difficulties to interpret the water production rates with a consistent thermal model. Moreover, it is in agreement with the results of Crifo & Rodionov (1997). For their study of the coma of 46P/Wirtanen, they developed two different models of the nucleus, an homogeneous and an inhomogeneous sphere of dusty ice, with a radius of 1.4 km. The homogeneous model assumes that the entire surface of the nucleus is covered by active regions, while the inhomogeneous model considers that active regions are 45° sectors in longitude, spaced at 45° intervals. Their constraint comes from the visual magnitudes of the coma for several apparitions between 1947 and 1991, converted to water production rates using an empirical formula derived from many cometary observations by Rickman & Jorda (1998). For the homogeneous model, Crifo & Rodionov (1997) found that what they call the “active surface icy area fraction” must vary with heliocentric distance, from 0.14 at 1 AU to 0.032 at 2 AU and 0.0025 at 3 AU. Using our definition of the active fraction x , and a radius of 0.6 km, this roughly corresponds to $x = 0.76$ at 1 AU, $x = 0.17$ at 2 AU and $x = 0.013$ at 3 AU, which is quite compatible with our results, at least at 1 and 2 AU. As their inhomogeneous model is so different from ours, a comparison of the results is irrelevant.

We derive the following power exponents for the water production rate: $n = -2.4$ for $r_h < 1.5$ AU and $n = -3.0$ for $r_h > 1.5$ AU. These values are lower than those of Jorda et al. (1995) and Stern et al. (1998) who obtained $n = -4.75$ and $n = -4.9$ respectively as our model contains 2 different levels of activity separated by a transition region at 1.5 AU.

Our model has several advantages:

1. It is based on first order processes, thus excluding complicated assumptions (e.g., porosity, pore and grain size,...) resulting in a small number of unknown parameters.
2. It uses the nucleus size of 0.6 km and the rotation period of 6 h determined by Lamy et al. (1998) from Hubble Space Telescope observations.
3. It does not require a halo around the nucleus (e.g., Benkhoff & Boice 1996) to artificially increase the water production rate as there is enough water coming from the nucleus itself.
4. It is in agreement with a pattern of widespread activity over the nucleus, consistent with the absence of structure (jets) in the coma.
5. It gives a water production rate at perihelion of $1.3 \pm 0.3 \times 10^{28}$ molecule s^{-1} , depending on the fraction of active regions x , in agreement with the results of Bertaux et al. (1999) who derived $1.6 \pm 0.4 \times 10^{28}$ molecule s^{-1} .

3.2.2. Post-perihelion behaviour

Figure 5 displays the water production rate as a function of heliocentric distance, including the observations of Bertaux et al. (1999), the observations of Fink et al. (1998) divided by a factor 2.5 (see Sect. 2.1) and our model with a thermal inertia of 10 MKS and the different values of x and f defined above. The scattered data show a decrease of activity with heliocentric distance with however considerable fluctuations. If correct, the last observation of Bertaux et al. (1999) at 1.35 AU would

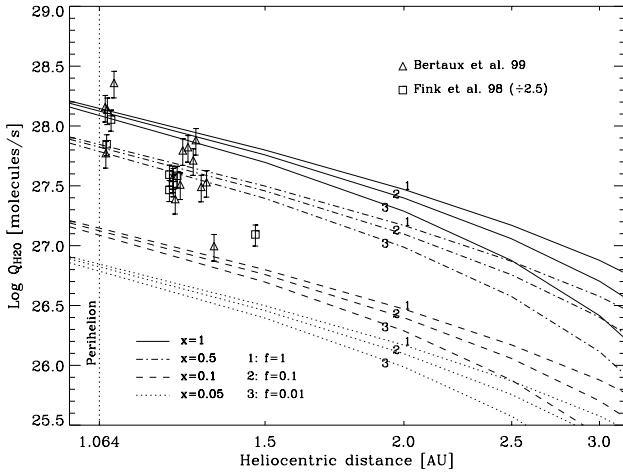


Fig. 5. Post-perihelion, water production rates [molecule s^{-1}] as a function of heliocentric distance [AU] for a thermal inertia of $10 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ and for different values of x and f .

indicate a sudden decline of $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ by a factor ~ 3 , implying that the active fraction dropped to $x \sim 0.1$. The last observation of Fink et al. (1998) at 1.47 AU is in agreement with this trend, although the formal value is slightly larger than that of Bertaux et al. (1999). However, the corresponding spectra has a low signal-to-noise ratio so that the real error bar for that particular value is certainly much larger than the standard error of 20% quoted by Fink et al. (1998).

As explained above, the roles of I and f are negligible near perihelion and we only have to play with the fraction of active regions on the surface, x . According to the observations of Bertaux et al. (1999), x decreased from 1 to 0.1 in less than 20 days between 1.24 and 1.35 AU. The rapid formation of a thin refractory crust could here again explain these variations and is the subject of Sect. 4.

3.2.3. Influence of a non-spherical nucleus

The nucleus of 46P/Wirtanen is not spherical as Lamy et al. (1998) estimated a semi-axis ratio ≥ 1.2 . In order to assess the error resulting from the assumption of a spherical nucleus, we calculate the water production rate in the case of an ellipsoidal nucleus, defined by its 3 semi-axis a , b and c . We assume $a > b = c$ and consider 4 different cases: $a/b = 1.0$, 1.2, 1.5 and 2.0. We calculate the value of a and b in order to have an mean cross-section $\frac{1}{2}(\pi ab + \pi a^2)$ equals to that of the spherical case, i.e. $\pi 0.6^2 \text{ km}^2$. In each case, we calculate the minimum and maximum water production rates, corresponding to a line-of-sight in the direction of a and b respectively (Table 4). The influence of a non-spherical nucleus is $\sim 10\%$ on $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ for $a/b = 1.2$, but can reach $\sim 40\%$ for an extreme value of $a/b = 2.0$. In conclusion, this effect remains comparable to the uncertainties affecting $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ ($\sim 20\text{--}25\%$).

More generally, geometric effects such as large-scale concavities and topographical depressions, as seen on 19P/Borrelly, can also change the water production rate. However, the calculations of Colwell (1997) indicate that “the sublimation rate per unit area from surfaces within a crater

Table 4. Water production rate for a non-spherical nucleus.

a/b	a (m)	$b = c$ (m)	$(Q_{\text{H}_2\text{O}})_{\text{min}}^{\dagger}$ ($10^{28} \text{ mol s}^{-1}$)	$(Q_{\text{H}_2\text{O}})_{\text{max}}^{\dagger}$ ($10^{28} \text{ mol s}^{-1}$)
1.0	600	600	1.00	1.00
1.2	686	572	0.90	1.10
1.5	805	537	0.78	1.22
2.0	980	490	0.60	1.38

\dagger The water production rates are normalized to the water production rate of the spherical case.

is less than from a flat surface” (for $r_h < 3 \text{ AU}$) because of shadow effects. Thus, the active fractions derived in our work, which assumes a flat surface, are thus lower limits. As this fraction already reaches 70–100% at perihelion, it cannot be much larger. Consequently, this effect cannot be important on the nucleus of 46P/Wirtanen.

4. Dynamical evolution of the surface – role of a refractory crust

The above study allowed us to determine the main properties of the surface of the nucleus (i.e., the parameters x and f) at a given time, in a “static” way. In order to complete our analysis of the surface of the nucleus of comet 46P/Wirtanen, we must understand the dynamical evolution of the surface and, in particular, explain the variations of x with heliocentric distance. The rapid increase of x at 1.5 AU is probably the consequence of an outburst, i.e., the blow-off of a crust covering the surface (Brin & Mendis 1979; Rickman et al. 1990; Crifo & Rodionov 1997). So, we first focus our attention on the formation of a refractory crust over the active regions B and then its influence on the water production rate. Next, we calculate the erosion of the nucleus of comet 46P/Wirtanen and finally, we propose a scenario for the dynamical evolution of its surface.

4.1. Formation of a refractory crust

The formation of a refractory crust over an active region may result from two different processes: accumulation of rubbles and ballistic redeposition of refractory material (Whipple 1951; Brin & Mendis 1979; Podolak & Herman 1985; Rickman et al. 1990; Jewitt 2002). The rubble crust consists of debris that are too large to be ejected by drag forces from the surface of a sublimating body. The ballistic crust is formed by redeposition of refractory grains, ejected by drag forces, but too heavy to reach the escape velocity.

4.1.1. The critical radius of the refractory grains

The key parameter to study the formation of a crust is the critical radius a_c [m], i.e., the maximum radius of a refractory grain which can lift off the nucleus by drag force. The classical calculation of a_c was first implemented by Whipple (1951) and then used by many authors in various forms (e.g., Brin & Mendis 1979; Crifo & Rodionov 1997) but, always without taking into account the centrifugal force. As the rotational period

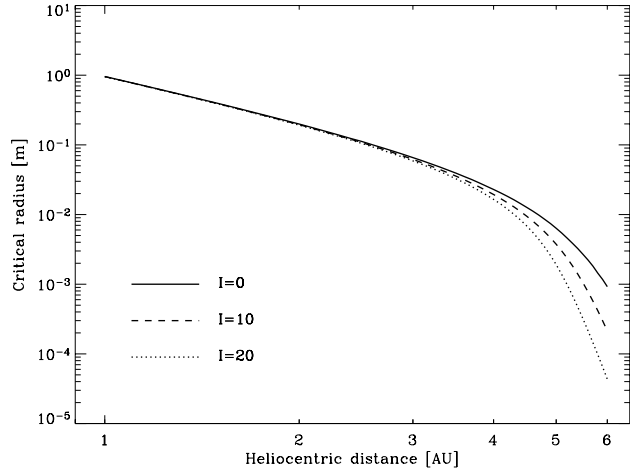


Fig. 6. Maximum radius of a grain which can escape the nucleus by drag forces as a function of heliocentric distance [AU] for different thermal inertia I [$\text{J K}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1/2}$] and a nucleus density $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$.

of 46P/Wirtanen is only 6 h, the centrifugal force is not negligible and must be included in the calculation of a_c , as implemented by Rickman et al. (1990) and Jorda (1995):

$$a_c = \frac{9C_D V_g Z(T)}{16\pi G \rho \rho' r_n} \left(1 - \frac{3\pi}{P^2 G \rho} \right)^{-1} \quad (8)$$

where $C_D \sim 1$ is the dimensionless drag coefficient depending on the shape of the grain, V_g [m s^{-1}] is the velocity of the escaping gas molecules, $Z(T)$ [$\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2}$] is the water ice free sublimation rate (Eq. (4)) at temperature T [K] calculated at the subsolar point, G is the gravitational constant, ρ' and ρ [kg m^{-3}] are the density of the grain and the nucleus respectively, $P = 6 \text{ h}$ is the rotational period of the nucleus and $r_n = 0.6 \text{ km}$ is its radius. We make the standard assumption that the velocity of the escaping gas molecules V_g is equal to the thermal velocity of the gas V_{th} :

$$V_g = V_{\text{th}} = \sqrt{\frac{2RT}{\pi M}}. \quad (9)$$

The introduction of the centrifugal force increases a_c by a factor 1.4, compared to the classical calculation.

The above calculation of a_c assumes that the grain is already carried away by the gas as the very takeoff of the grain from the surface of the nucleus is not considered. The model therefore gives an upper limit for a_c which probably becomes grossly unrealistic for values in excess of a few centimeters. Figure 6 shows the maximum size of a grain which can escape the nucleus by drag and centrifugal forces as a function of heliocentric distance. We use $I = 0, 10$ and 20 MKS and a density for the nucleus and the dust grains $\rho = \rho' = 1000 \text{ kg m}^{-3}$. The smaller the heliocentric distance, the larger the grains which can escape from the surface of the nucleus.

The thermal inertia has a negligible influence on a_c for $r_h < 2.5 \text{ AU}$. Beyond, and considering the two extreme cases $I = 0$ and 20 MKS , a_c varies by a factor ~ 1.4 at 4 AU and by a factor ~ 20 at 6 AU . The curve indicates that, near perihelion,

blocks of $\sim 1 \text{ m}$, if they exist, can be lift off. We seriously question this result as the water ice located underneath such large boulders is never illuminated and thermally insulated from the surface (see Sect. 4.2); as a consequence, sublimation does not take place and the boulder cannot be ejected by drag forces. From other considerations, Keller (1990) suggested an upper limit of $\sim 10 \text{ cm}$ for the critical radius, so that a_c could be overestimated by a factor 10 when calculated from Eq. (8).

In conclusion, (i) the calculation of a_c used in the literature since the 50's is based on an oversimplified model and certainly does not apply for boulders larger than $\sim 10 \text{ cm}$, and (ii) the value of a_c given by Eq. (8) is anyway an upper limit as the energy required for the takeoff of the grain is not taken into account. This is an important point of cometary physics that the ROSETTA mission will hopefully clarify. For the moment, we shall keep in mind the above limitations in the study of the formation of a rubble crust on the surface of the nucleus presented below.

4.1.2. The rubble crust

The refractory grains which are too heavy to be ejected from the nucleus (radius $a > a_c$) form a rubble crust. Using a differential size distribution function of the grains with a power index of $s = -4$ (Colangeli et al. 1998) and a maximum and minimum radius of the grain size distribution $a_{\text{max}} = 10^{-1} \text{ m}$ and $a_{\text{min}} = 10^{-8} \text{ m}$ respectively, we can derive their fraction f_R which is equal to (Jewitt 2002):

$$f_R = \frac{\ln(a_{\text{max}}/a_c)}{\ln(a_{\text{max}}/a_{\text{min}})}. \quad (10)$$

The time to form a rubble crust is equal to (after correction for the missing factor $1-f$ in the equation of Jewitt 2002):

$$\tau_R \sim \frac{\rho L}{f_R (1-f) Z(T)} \quad (11)$$

where L (m) is the crust thickness necessary to inhibit the sublimation of water ice. We choose $L = 5\xi$, where ξ (m) is the characteristic length of the heat wave (see Sect. 3.1.1). At this depth L , the diurnal temperature variations are less than 1% of those at the surface. Using standard values for κ , ρ , C and P , and the definition of $I = \sqrt{\kappa \rho C}$, we obtained $L = 5\xi \sim 3 \text{ mm}$ for $I = 10 \text{ MKS}$ and $L \sim 6 \text{ mm}$ for $I = 20 \text{ MKS}$. The cases $I = 0$ is rejected as it implies $L = 0 \text{ mm}$, and consequently $\tau_R = 0$, which is not acceptable. To obtain a lower limit on τ_R , we took the extreme case $I = 1 \text{ MKS}$ which imply $L \sim 0.3 \text{ mm}$. The calculation of ξ neglects the diffusion of the gas and L may be larger, as explained below in Sect. 4.2.

Using Eqs. (10) and (11), we estimate the time τ_R necessary to have a sufficient amount of refractory material on the surface to form a crust. Figure 7 shows the results for a density $\rho = \rho' = 1000 \text{ kg m}^{-3}$, a fraction of water ice in the ice-refractory material mixture $f = 0.5$ and a thermal inertia between 1 and 20 MKS . The higher the thermal inertia, the longer τ_R . The formation of a crust must not exceed the orbital period of 46P/Wirtanen, that is 5.5 yr ($\sim 2000 \text{ days}$). Consequently, assuming the calculation of a_c given by Eq. (8)

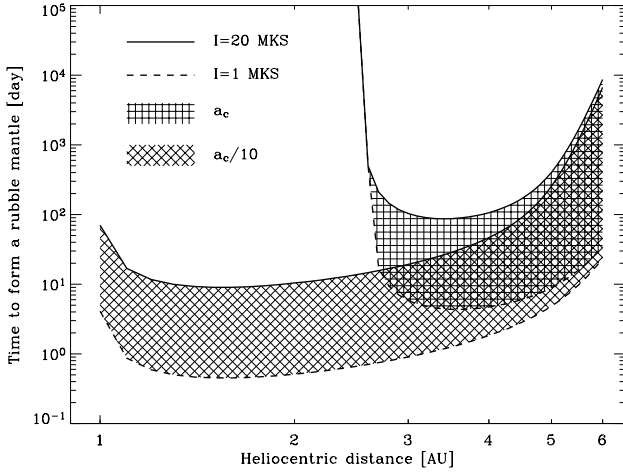


Fig. 7. Time to form a refractory crust as a function of heliocentric distance [AU] for a thermal inertia $I = 1\text{--}20$ MKS. The fraction of water ice in the active regions is $f = 0.5$. The vertical hatched region represents the case where a_c is calculated by Eq. (8) and the diagonal hatched line where the value of a_c is divided by a factor 10.

to be correct, the formation of a crust is not possible at heliocentric distances less than 2.6 AU as the required time is too long (Fig. 7). But, as explained previously (see Sect. 4.1.1), the calculation of a_c is based on a oversimplified standard model. Since a_c could be overestimated by a factor 10, the formation of a rubble crust is in fact much easier, even near perihelion (Fig. 7). For example, at ~ 1.5 AU, a crust can form in $\sim 0.5\text{--}9$ days, depending on I in the range $1\text{--}20$ MKS, which could explain the rapid decrease of the post-perihelion activity (see Sect. 4.2).

If the thickness of the mantle L necessary to inhibit the sublimation of water ice is larger, the required time to form it will be longer. If a tenfold increase is required, i.e. $L = 3\text{--}60$ mm (depending on I), the time τ_R to form a crust is 10 times longer. For I in the range $1\text{--}20$ MKS, $\tau_R \sim 5\text{--}90$ days at ~ 1.5 AU and the formation of a crust is still possible post-perihelion. For a thermal inertia of 3 MKS, as derived for Centaurs (Groussin et al. 2003), the required time is only 15 days.

Therefore, the formation of a rubble crust post-perihelion is highly probable, of whatever thickness in the range $0.3\text{--}60$ mm, with I in the range $1\text{--}20$ MKS. According to Fig. 6, this crust is composed of grains whose size is in the range $0.1\text{--}10$ cm, if they exist. The refractory material cannot be dominated by grains larger than a few centimeters, otherwise they will accumulate rapidly on the surface, forming a thick crust which may definitely stop the activity forever (see Sect. 4.2). For this reason, $a_{\max} = 10$ cm appears to be an upper limit for the maximum size of the grains, using a power index of the differential size distribution function $s = -4$. If a_{\max} is smaller, the time to form the crust is longer. For a power index $s = -5$, the size distribution function of the grains is dominated by sub-millimetric grains and a_{\max} could be larger but then, the grains larger than 1 mm may not be numerous enough to form a crust. For a power index $s = -3$, $\sim 90\%$ of the nucleus refractory material is composed of boulders larger than $a_{\max}/10$. If $a_{\max} \geq 10$ cm, too many large grains will accumulate on

the surface and definitely stop the activity, as explained previously. Consequently, the power index of the size distribution function of the refractory material mixed with the ice is rather constrained at about $s \sim -4$ in order to allow the formation of a rubble crust of ~ 1 cm, thick enough to inhibit the production of water vapor (see Sect. 4.2), but not so thick as to prevent its blow-off at the next return (Brin & Mendis 1979). We feel that the value $s = -4$ determined by Colangeli et al. (1998) for 46P/Wirtanen is highly significant and consistent with the possibility of the build-up of a crust. The influence of a_{\min} in the range $10^{-6}\text{--}10^{-8}$ m on the values of f_R and τ_R is $\sim 30\%$, which is negligible in view of the previous considerations on a_{\max} and s .

In the above analysis, the temperature T was calculated at the sub-solar point. At higher zenithal angles, T and $Z(T)$ decrease. On the contrary f_R increases with the zenithal angle as the critical radius a_c decreases (Eqs. (8) and (10)). Finally, $Z(T)$ decreases faster than f_R increases and so the larger the zenithal angle, the longer the time to form a rubble crust. For example, at 1.5 AU with $I = 3$ MKS and using a_c divided by a factor 10, the time to form a crust is ~ 16 days and ~ 18 days for latitudes of 45° and 60° respectively, while it is ~ 15 days at the equator. These differences are not large.

4.1.3. The ballistic crust

Jewitt (2002) defined the escape radius a_e as the radius of a particule which can just reach the escape velocity V_e . The refractory grains which can escape from the nucleus ($a < a_e$) but which are too heavy to reach the escape velocity ($a > a_e$) form the ballistic crust. Their fraction f_B is equal to (Jewitt 2002):

$$f_B = \frac{\ln(a_c/a_e)}{\ln(a_{\max}/a_{\min})} = \frac{\ln\left[1 - \frac{V_e}{V_{th}}\right]}{\ln(a_{\max}/a_{\min})} \quad (12)$$

where $V_e = \sqrt{8/3\pi G r_n^2 \rho}$ (m s^{-1}) is equal to 0.45 m s^{-1} for 46P/Wirtanen using the parameters of Table 3. The time to form a ballistic crust is equal to (after correction for the missing factor $1-f$ in the equation of Jewitt 2002):

$$\tau_B \sim \frac{\rho L}{f_B(1-f)Z(T)} \quad (13)$$

Our calculations indicate that the fraction f_B is almost constant and equals to $\sim 2 \times 10^{-4}$, which implies very long times τ_B : at perihelion $\tau_B > 1$ yr while the comet stays only a few weeks in this zone and at aphelion $\tau_B > 1000$ yr, much longer than the orbital period of 5.5 yr. Consequently, the formation of ballistic crust is impossible. This result is not surprising as the formation of a ballistic crust strongly depends upon gravity, which is very low for 46P/Wirtanen owing to its radius of only 0.6 km.

4.2. Influence of a refractory crust on the water production rate

The thermal behaviour of the crust is described by Eq. (1). Heat conduction (i.e. thermal inertia) in the crust allows to transfer part of the incoming solar energy inside the nucleus to sublimate the underlying water ice. In a first approximation, the water ice is assumed to be pure and all the sublimated molecules

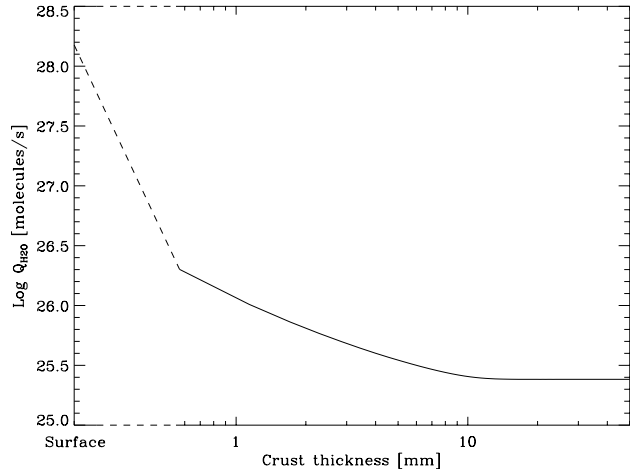


Fig. 8. Water production rate [molecule s^{-1}] of the nucleus of 46P/Wirtanen as a function of the thickness of the crust (mm) assuming a thermal inertia $I = 10$ MKS. The dashed line bridges the rate corresponding to a 0.5 mm thick crust to the rate at the surface of the nucleus (no crust).

reach the surface through the crust and escape from the nucleus. These assumptions yield an upper limit for the water production rate and for the thickness of the crust. Our model is adapted from the work of Julian et al. (1999) developed for the dust-mantled regions of 1P/Halley with the numerical solution of the equations as implemented by Groussin et al. (2003). We assume that the crust entirely covers the nucleus surface and consider a thermal inertia of 10 MKS.

The water production rate on the surface is plotted as a function of the thickness of the crust in Fig. 8. It rapidly decreases when the thickness increases, in agreement with the work of Julian et al. (1999) on comet 1P/Halley.

This analysis does not take into account the advection of the gas in the crust which allows to transport more energy from the top of the crust to its bottom through the pores, inducing a higher temperature under the crust than the one we calculated and therefore a higher water production rate (Skorov et al. 1999). Consequently, the thickness of the crust required to inhibit the water production could be larger, and the time to form it longer. However, the above discussion shows that there exists an ample margin and the formation of a crust remains possible even if L is underestimated by a factor 10.

Altogether, the results of Sects. 4.1.2 and 4.2 show that the formation of a refractory crust over active areas is a process of paramount importance. It can form fast enough and then be efficient enough to rapidly choke the post-perihelion activity until the comet reaches a heliocentric distance of ~ 1.5 AU at its next return.

4.3. Erosion of the nucleus

In order to complete our analysis of the nucleus of 46P/Wirtanen, we calculate the erosion of the nucleus over several orbits in the framework of our model, presented in Sect. 3. The key parameter is here the dust-to-gas ratio R_{dg} . Depending on R_{dg} , which controls the ability of the gas

to drag the dust, the surface will be eroded more or less rapidly. Assuming the same bulk density for water ice and the refractory material, R_{dg} is defined as:

$$R_{dg} = \frac{(1 - f_R - f_B)(1 - f)}{f} \sim \frac{(1 - f_R)(1 - f)}{f} \quad (14)$$

since $f_R \gg f_B \sim 0$. Between 2.0 and 2.5 AU, Colangeli et al. (1998) derived $R_{dg} \sim 1$. In this heliocentric distance range, according to Eq. (10) with a_c divided by 10 and $I = 0-20$ MKS, we find $f_R \sim 0.12$. Using this result and Eq. (14), we derive $f \sim 0.5$, which seems a plausible value for the fraction of water ice in the active regions. For the same reasons, we derive $f \sim 0.7$ and $f \sim 0.3$ for $R_{dg} = 0.5$ and 2 respectively.

We now calculate the erosion of the active regions B of the nucleus over one revolution. According to our previous results, $x \sim 0.10$ for $r_h > 1.5$ AU and $x \sim 0.85$ for $r_h < 1.5$ AU. In order to accelerate the numerical process, we limit the calculation to the sub-solar point and to $I = 0$ MKS which results in an upper limit for the erosion (the higher the temperature, the higher Q_{H_2O}). We choose $f = 0.3, 0.5$ and 0.7 , corresponding to $R_{dg} = 0.5, 1$ and 2 , respectively. We integrate the erosion over one revolution of 46P/Wirtanen with an initial radius of 0.6 km using Kepler equations with a variable time step. The first result is that 90% of the erosion is completed inside 1.5 AU, which is the direct consequence of the increase of x and of the sublimation rate. As the influence of I on Q_{H_2O} for $r_h < 1.5$ AU is negligible (see Fig. 3), its influence on the erosion is also negligible. Moreover, as the erosion takes place over most of the nucleus since $x \in [0.7, 1]$, it can be considered (in a first approximation) homogeneous over the entire nucleus, leading to a general resurfacing. Pits are not expected to form contrary to the case of localized active regions. For $f = 0.3, 0.5$ and 0.7 , we obtain erosions of $\sim 0.4, \sim 0.5$ and ~ 0.9 m respectively for one orbit. We derive a lifetime for the nucleus, defined as the time necessary to completely erode it, of 1700, 1200 and 700 orbital periods respectively. In summary, the nucleus of comet 46P/Wirtanen loses a layer of thickness ~ 0.5 m per orbit and has a remaining lifetime of several thousands years assuming an homogeneous internal structure and no drastic orbital perturbations.

4.4. A possible scenario for the temporal evolution of the surface

In view of all these results, we now attempt to present a possible, coherent scenario for the evolution of the surface of comet 46P/Wirtanen during its 1997 apparition and, in turn, over the forthcoming orbits. This non-unique scenario, summarized in Fig. 9, is characterized by the following steps.

- (i) Pre-perihelion, between ~ 4 and ~ 1.5 AU, approximately 10% of the surface is active. The activity increases regularly with the temperature as the comet approaches the Sun. The active regions (i.e. $\sim 10\%$ of the surface) lose a thickness of ~ 20 cm. The comet spends 20% of its time in this region.
- (ii) At ~ 1.5 AU, the crust blows off, in agreement with the results of Brin & Mendis (1979) and Rickman et al. (1990).

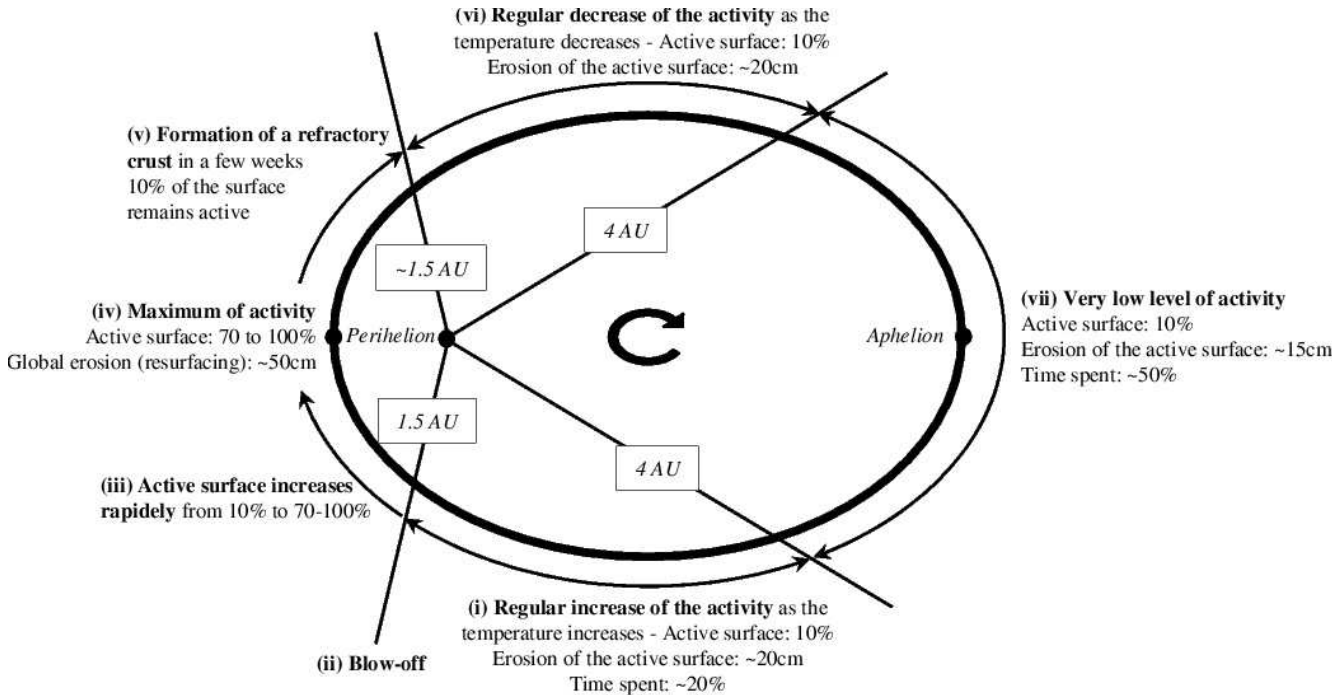


Fig. 9. A possible scenario for the temporal evolution of the surface of comet 46P/Wirtanen.

This is a runaway process as less crust means more exposed ice, more free sublimation and more gas to drag the rest of the crust, which could explain the sudden increase of the water production rate at ~ 1.5 AU. The activity becomes rapidly widespread, to reach 70 to 100% of the surface.

- (iii) Up to perihelion, this global activity of the nucleus continues. A thickness of ~ 25 cm is globally eroded, implying a general resurfacing of the nucleus. The nucleus becomes “bald”.
- (iv) At perihelion, the activity reaches its maximum.
- (v) Post-perihelion, the erosion actively continues until choked by the build-up of a crust. This process takes place as the temperature and the sublimation rate decrease, thus offering an appropriate environment. The water production measurements suggest that it is completed at about 1.5 AU. In the mean-time, a thickness of < 25 cm has been removed from the surface. As no activity is possible over the regions covered by a refractory crust, they remain inactive until the next perihelion passage. Only $\sim 10\%$ of the surface remain active.
- (vi) After the formation of the crust and up to 4 AU, the activity decreases regularly with the temperature as the comet recedes from the Sun. Active regions (i.e. $\sim 10\%$ of the surface) are eroded by ~ 20 cm.
- (vii) Beyond ~ 4 AU, where the comet spends half of its time, the activity reaches very low levels as suggested by the non-detection of a coma at 4.98 AU with the VLT (Boehnhardt et al. 2002). Our calculation shows that the active regions are eroded by only ~ 15 cm.

The dynamical process (i) \rightarrow (vii) presented here is in agreement with the observed water production rates of the 1997 passage and can continue over several passages. Depending upon

the thickness of the crust formed post-perihelion, its blow-off at the next perihelion passage could be shifted relative to 1.5 AU and be more or less violent. Although we performed extensive calculations in order to validate this scenario, we realize that it requires the ad-hoc assumption of the blow-off of the crust at 1.5 AU pre-perihelion.

Strictly speaking, this scenario requires a low obliquity of the nucleus. However, because of its low thermal inertia ($0 < I < 20$ MKS) and because of the uniform distribution of the active areas all over the nucleus, this scenario remains valid for a high obliquity. Indeed, the thermal behaviour of the nucleus on the day side where all the physical processes take place and especially the water ice sublimation, is identical for a thermal inertia of 0 and 20 MKS, whatever the orientation of the spin axis. Widespread activity over the nucleus as opposed to restricted localized areas likely leads to frequent changes in this orientation (Jorda, private communication). As a consequence, the erosion of the nucleus remains grossly uniform, preventing it from becoming extremely elongated.

One can argue that the variations of the water production rate could be explained by a seasonal effect due to a high obliquity of the nucleus and a localized active area, as proposed by Sekanina (1988) for comet 2P/Encke. But, for 46P/Wirtanen, this localized active area is very large as 70 to 100% of the nucleus becomes active near perihelion. Such a large active area would become progressively active as the sub-solar point transits over it when the comet approaches the Sun; this is totally inconsistent with the observed fast increase of the water production rate in ~ 10 days at 1.5 AU. Seasonal effects have also been rejected for the same reasons by Lamy et al. (2003) to explain an outburst on comet 2P/Encke four days after its 2000 perihelion passage.

Finally, over the long term, planetary perturbations may alter the orbit of the comet, and our scenario could become inadequate.

5. Conclusion

We have presented a thermal model in order to explain the variations of the water production rate of the comet 46P/Wirtanen with heliocentric distance. The model takes into account the first order physical processes, insolation, reradiation, water ice sublimation and heat conduction, and the water production rate is calculated at each point of the surface. We have also analysed the formation and the influence of a refractory crust, and proposed a scenario for the temporal evolution of the surface. Our main results are summarized below.

1. Our model is a macroscopic mosaic of active and inactive regions. Active regions are composed of a microscopic mixture of refractory material and water ice. They are small, numerous and located all over the nucleus. Pre-perihelion, when $r_h > 1.5$ AU, active regions cover 5–15% of the surface of the nucleus. This fraction increases rapidly in ~ 10 days at ~ 1.5 AU to reach 70–100% and remains constant up to perihelion. Post-perihelion, the activity decreases rapidly and the active fraction goes down again to $\sim 10\%$. The model is consistent with a geometric albedo lower than 0.06.
2. Assuming a thermal inertia in the range 0–20 MKS and a fraction of ice in the active regions in the range 1–100%, our model is in good agreement (at the 1σ level) with the measured water production rate pre-perihelion. It yields a value at perihelion of $1.3 \pm 0.3 \times 10^{28}$ molecule s^{-1} .
3. The post-perihelion formation of a refractory crust, efficiently inhibiting the water ice sublimation, is highly probable. At the subsequent return of the comet, this crust blows off, likely explaining the sudden increase of activity at ~ 1.5 AU observed during the 1997 apparition. This scenario could continue over several revolutions. At each return, the “outburst” could be shifted relative to 1.5 AU and be more or less violent, depending on the thickness of crust previously formed, post-perihelion.
4. Post-perihelion, the heliocentric distance at which the crust forms depends strongly upon the calculation of the critical radius a_c which is based on an oversimplified model, so that a_c could be overestimated. We expect the ROSETTA mission to clarify this point.
5. Widespread activity over the nucleus likely leads to frequent changes in the direction of the spin axis resulting in a grossly uniform erosion of the nucleus. Assuming a dust-to-gas ratio between 0.5 and 2, we derived an erosion rate of ~ 0.5 m per revolution. This implies a complete resurfacing of the bulk of the surface of the nucleus after each perihelion passage. The remaining lifetime of the nucleus, assuming an homogeneous composition and no drastic planetary perturbation, amounts to several hundred orbital revolutions.
6. A non-spherical nucleus with a semi-axis ratio $a/b = 1.2$ would not change significantly the above results.

We believe that our conclusions have important consequences for the ROSETTA mission, notably the planning of the operations and of the observations. An extension of the mission beyond perihelion passage to witness the possible formation of a crust looks highly desirable. More generally, we emphasize that our model makes detailed predictions amenable to a direct comparison with observational results expected from the orbiter and the lander.

Beyond comet 46P/Wirtanen, our conclusions have far reaching consequences for the population of small cometary nuclei uncovered by the Hubble Space Telescope observations. Likewise 46P/Wirtanen, the activity is probably widespread over their surface, consistent with the absence of structures (jets) in their coma. Contrary to the current view (e.g., A'Hearn 1995; Jewitt 2001), the pattern of activity restricted to a few active vents appears to be a property shared by only a few, probably large nuclei such as 1P/Halley, 19P/Borrelly, 109P/Swift-Tuttle and C/1995 O1 Hale-Bopp.

Acknowledgements. We thank the referee, Prof. M. A'Hearn, for his helpful comments.

References

- A'Hearn, M. F., Millis, R. L., Schleicher, D. G., Osip, D. J., & Birch, P. V. 1995, *Icarus*, 118, 223
- Benkhoff, J., & Boice, D. C. 1996, *Planet. Space Sci.*, 44, 665
- Benkhoff, J. 1999, *Planet. Space Sci.*, 47, 735
- Bertaux, J. L., Costa, J., Makinen, T., et al. 1999, *Planet. Space Sci.*, 47, 725
- Boehnhardt, H., Delahodde, C., Sekiguchi, T., et al. 2002, *A&A*, 387, 1107
- Brin, G. D., & Mendis, D. A. 1979, *AJ*, 229, 402
- Capria, M. T., Capaccioni, F., Coraldini, A., et al. 1996, *Planet. Space Sci.*, 44, 987
- Clark, R. N., & Lucey, P. G. 1984, *JGR.*, 89, 6341
- Clark, B. E., Veverka, J., Helfenstein, P., et al. 1999, *Icarus*, 140, 53
- Colangeli, L., Bussolotti, E., Pestellini, C. C., et al. 1998, *Icarus*, 134, 35
- Colwell, J. E. 1997, *Icarus*, 125, 406
- Crifo, J. F. 1987, *A&A*, 187, 438
- Crifo, J. F., & Rodionov, A. V. 1997, *Icarus*, 127, 319
- de Sanctis, M. C., Capaccioni, F., Capria, M. T., et al. 1999, *Planet. Space Sci.*, 47, 855
- Delsemme, A. H., & Miller, D. C. 1971, *Planet. Space Sci.*, 19, 1229
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Enzian, A., Klinger, J., Schwehm, G., & Weissman, P. R. 1999, *Icarus*, 138, 74
- Fanale, F. P., & Salvail, J. R. 1984, *Icarus*, 60, 476
- Farnham, T. L., & Schleicher, D. G. 1998, *A&A*, 335, L50
- Fernández, Y. R., Jewitt, D. C., & Sheppard, S. S. 2002, *AJ*, 123, 1050
- Festou, M. C. 1981, *A&A*, 95, 69
- Fink, U., Fevig, R. A., Tegler, S. C., & Romanishin, W. 1997, *Planet. Space Sci.*, 45, 1383
- Fink, U., Hicks, M. D., Fevig, R. A., & Collins, J. 1998, *A&A*, 335, L37
- Groussin, O., Lamy, P., & Jorda, L. 2003, *A&A*, in press
- Harris, A. W. 1998, *Icarus*, 131, 291
- Jewitt, D., & Fernandez, Y. 2001, *Collisional processes in the solar system*, ed. M. Ya. Marov, & H. Rickman, *Astrophysics and space science library* (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, ISBN 0-7923-6946-7), 261, 143

- Jewitt, D., & Kalas, P. 1998, *ApJ*, 499, L103
- Jewitt, D. 2002, *AJ*, 123, 2, 1039
- Jockers, K., Credner, T., & Bonev, T. 1998, *A&A*, 335, L56
- Jorda, L. 1995, Ph.D. Thesis, Observatoire de Paris-Meudon, Université de Paris VII
- Jorda, L., Lamy, P. L., Toth, I., et al. 2000, *ESA-SP*, 455, 61
- Julian, W. H., Samarasinha, N. H., & Belton, M. J. S. 1999, *Icarus*, 144, 160
- Keller, H. U. 1990, *Physics and Chemistry of Comets*, 48-50, ed. F. Huebner, *A&A Library* (Springer-Verlag), ISBN 3-540-51228-4
- Lagerros, J. S. V. 1998, *A&A*, 332, 1123
- Lamy, P. L., Grün, E., & Perrin, J. M. 1987, *A&A*, 187, 767
- Lamy, P. L., Toth, I., Jorda, L., & Weaver, H. A. 1998, *A&A*, 335, L25
- Lamy, P., Toth, I., Jorda, L., et al. 2002, *Icarus*, 156, 442
- Lamy, P., Biesecker, D. A., & Groussin, O. 2003, *Icarus*, 163, 142
- Lamy, P. L., Toth, I., Fernandez, Y., & Weaver, H. A. 2004, The sizes, shape, albedos and colors of cometary nuclei, *Comet II*, ed. M. Festou, H. U. Keller, & H. A. Weaver (Tucson: the University of Arizona Press), in press
- Lebofsky, L. A., Sykes, M. V., Tedesco, E. F., et al. 1986, *Icarus*, 68, 239
- Lebofsky, L. A., & Spencer, J. R. 1989, *Asteroids II*, 128
- Mellon, M. T., Kretke, K. A., Smith, M. D., & Pelkey, S. M. 2002, *LPI* 33, 1416
- Möhlmann, D. 1999, *Planet Space Sci.*, 47, 971
- Newburn, R. L., & Spinrad, H. 1985, *AJ*, 90, 2591
- Podolak, M., & Herman, G. 1985, *Icarus*, 61, 267
- Rickman, H., Fernandez, J. A., & Gustafson, B. A. S. 1990, *A&A*, 237, 524
- Rickman, H., & Jorda, L. 1998, *Adv. in Space Res.*, 21, 1491
- Roush, T. L. 1994, *Icarus*, 108, 243
- Schulz, R., Arpigny, C., Manfroid, J., et al. 1998, *A&A*, 335, L46
- Sekanina, Z. 1988, *AJ*, 95, 911
- Singh, P. D., de Almeida, A. A., & Huebner, W. F. 1992, *AJ*, 104, 848
- Skorov, Yu. V., Kömle, N. I., Markiewicz, W. J., & Keller, H. U. 1999, *Icarus*, 140, 173
- Spencer, J. R., Lebofsky, L. A., & Sykes, M. V. 1989, *Icarus*, 78, 337
- Stern, S. A., Parker, J. W., Festou, M. C., et al. 1998, *A&A*, 335, L30
- Whipple, F. L. 1951, *ApJ*, 113, 464
- Winter, D., & Saari, J. 1969, *ApJ*, 156, 1135

5.8.3 Historique du noyau de la comète 46P/Wirtanen

5.8.3.1 Introduction

Le scénario dynamique de l'évolution de l'activité à la surface du noyau de la comète 46P/Wirtanen présenté dans l'article III n'est valable que sur quelques révolutions. En effet, les éléments orbitaux d'une comète varient au cours du temps, à cause des interactions gravitationnelles avec les autres planètes du système solaire et des forces non-gravitationnelles liées à l'activité du noyau. Pour étudier le passé de la comète 46P/Wirtanen et tenter de remonter à sa taille initiale, nous devons donc connaître l'historique de l'évolution de ses éléments orbitaux.

Il est néanmoins possible d'obtenir une estimation grossière de la taille initiale du noyau de la comète 46P/Wirtanen à partir de son temps de vie moyen. Les travaux de Levison & Duncan (1994) indiquent un temps de vie moyen pour les comètes à courte période de $4.5 \cdot 10^5$ années. Au-delà de cette période, plus de la moitié d'entre elles sont éjectées du système solaire ou deviennent des comètes rasantes, rapidement détruites. Ce calcul suppose donc que les comètes éjectées du système solaire n'y reviennent pas, ce qui n'est pas prouvé. En utilisant ce temps de vie moyen et les résultats de l'article III sur l'érosion du noyau de la comète 46P/Wirtanen, à savoir une érosion de ~ 0.5 par révolution, ou encore ~ 0.1 m par an, nous obtenons un rayon initial pour 46P/Wirtanen de ~ 45 km. Bien entendu, ceci n'est qu'une indication grossière du rayon initial et seul le calcul de l'érosion en fonction de l'évolution des éléments orbitaux est correct.

Le calcul de l'évolution à long terme des éléments orbitaux d'une comète, notamment les variations séculaires, est un travail complexe et difficile que nous n'avons pas effectué au cours de cette thèse. Nous avons développé une collaboration avec G. Valsecchi, dont c'est une des spécialités, et qui nous a fourni les résultats de ses simulations sur la comète 46P/Wirtanen. Nous avons à notre disposition l'évolution passée des éléments orbitaux de cette comète d'aujourd'hui à -100 000 ans. L'analyse de ces données est présentée ci-dessous, dans la section 5.8.3.2. A partir de ces données, en se fixant un modèle pour l'érosion du noyau, nous avons estimé la taille initiale du noyau de la comète 46P/Wirtanen. Ce travail est présenté dans la section 5.8.3.3.

5.8.3.2 Historique de l'évolution des éléments orbitaux

Pour étudier l'historique de l'évolution de l'orbite de la comète 46P/Wirtanen, il est d'abord nécessaire de fixer les conditions initiales actuelles. Le calcul prend en compte les interactions gravitationnelles avec les corps massifs du système solaire et nous devons donc fixer la position initiale de ces corps ainsi que celle de 46P/Wirtanen. La position d'un corps dans le système solaire peut-être définie par six paramètres : a le demi-grand axe de l'orbite, e son excentricité, i son inclinaison, Ω la longitude du noeud ascendant, ω l'argument du périhélie et M l'anomalie moyenne. Les cinq premiers paramètres définissent l'orbite du corps et le dernier paramètre M sa position sur cette orbite. L'utilisation de ce système de coordonnées est bien adaptée à la mécanique céleste d'un point de vue théorique car elle permet une formulation simple de l'Hamiltonien et de la structure symplectique de l'espace des phases (les crochets de Poisson). Les six paramètres initiaux des

huit corps considérés et de la comète 46P/Wirtanen sont donnés dans la **Table 5.13**. Mercure, qui est très proche du Soleil, est confondue avec ce dernier. Pluton, trop peu massive, est exclue. La masse et le rayon de chacun des corps sont donnés dans la **Table 5.14**.

Corps	M	ω	Ω	i	e	a
	[$^\circ$]	[$^\circ$]	[$^\circ$]	[$^\circ$]		[UA]
Soleil+Mercure	0	0	0	0	0	0
Vénus	210.33281	55.17789	76.68945	3.39473	0.00679	0.72333
Terre+Lune	68.86590	116.76477	346.06168	0.00045	0.01674	0.99999
Mars	203.01085	286.51959	49.56704	1.84990	0.09336	1.52367
Jupiter	293.61734	275.25821	100.47063	1.30463	0.04844	5.20241
Saturne	286.39203	335.60974	113.63523	2.48523	0.05283	9.56757
Uranus	125.06144	102.12375	74.09741	0.77346	0.04322	1.930437
Neptune	294.41144	232.65517	131.78940	1.76850	0.00987	30.27501
46P/Wirtanen	359.79230(26-34) [†]	356.34140	82.20557	11.72250	0.65674	3.09902

[†] M varie de 359.79226 à 359.79234 par pas de 0.00001

Table 5.13 – Paramètres définissant la position initiale des huit corps considérés et de la comète 46P/Wirtanen. Neuf cas différents sont étudiés, suivant la valeur initiale de l’anomalie moyenne M pour 46P/Wirtanen (cf. le texte).

Corps	Rayon	Masse
	[km]	[M_\odot]
Soleil+Mercure	0.8×10^6	1.00000016601368
Vénus	6070.0	$0.244783959796682 \times 10^{-5}$
Terre+Lune	6378.0	$0.304043273871084 \times 10^{-5}$
Mars	3395.0	$0.322714936215393 \times 10^{-6}$
Jupiter	71300.0	$0.954790662147324 \times 10^{-3}$
Saturne	60100.0	$0.285877644368210 \times 10^{-3}$
Uranus	26150.0	$0.435540069686411 \times 10^{-4}$
Neptune	19332.0	$0.517759138448794 \times 10^{-4}$
46P/Wirtanen	0	0

Table 5.14 – Rayon et masse des corps considérés.

La théorie des perturbations gravitationnelles prévoit que les orbites deviennent chaotiques au bout d’un certain temps, en raison des variations séculaires de l’orbite et des rencontres proches avec les planètes géantes. Autrement dit, un tout petit changement dans les conditions initiales change complètement l’orbite finale. Pour rendre compte de ce phénomène nous faisons subir de petites variations à l’anomalie moyenne autour de sa position initiale $M_0=359.79230^\circ$, à savoir : $M_{-4}=359.79226^\circ$, $M_{-3}=359.79227^\circ$, $M_{-2}=359.79228^\circ$, $M_{-1}=359.79229^\circ$, $M_{+1}=359.79231^\circ$, $M_{+2}=359.79232^\circ$, $M_{+3}=359.79233^\circ$ et $M_{+4}=359.79234^\circ$. Cette méthode est la plus judicieuse, aux dires des dynamiciens.

L’intégration arrière sur 100 000 ans, à partir d’aujourd’hui, est effectuée pour chacune des neuf valeurs initiales de M (de M_{-4} à M_{+4}), en tenant compte ou pas des

forces non-gravitationnelles (FNG). Les FNG, dûes à l'activité du noyau, ajoutent une contrainte supplémentaire aux interactions purement gravitationnelles en "freinant" ou en "accéléralant" la comète. On quantifie les FNG par l'accéléralation qui en résulte, suivant deux composantes : l'accéléralation radiale A_1 et l'accéléralation transversale A_2 . Dans le cas de 46P/Wirtanen, nous avons choisi $A_1=0.64\times 10^{-8}$ UA jours $^{-2}$ et $A_2=-0.1\times 10^{-8}$ UA jours $^{-2}$. Par souci de concision, les dix-huit figures, i.e. 9 positions initiales $M_i \times 2$ cas (avec ou sans FNG), montrant l'évolution des éléments orbitaux en fonction du temps, sont dans l'annexe B.

L'évolution des éléments orbitaux varie énormément suivant les cas, sans corrélation avec la position initiale. Le comportement de la comète est bien chaotique, comme le prévoit la théorie : une très faible variation de la position initiale conduit à des orbites très différentes au bout de quelques révolutions seulement. Nous ne notons pas de différences particulières entre les cas avec ou sans forces non-gravitationnelles.

Nous constatons aussi que, dans tous les cas, les variations du périhélie q et du demi grand axe de l'orbite a sont rapides et importantes, ce qui montre que la comète alterne entre des périodes où elle est située loin du soleil (> 6 UA) et donc inactive, et des périodes où elle est près du soleil (< 6 UA) et donc active. Plus précisément, une moyenne sur les dix-huit cas montre que la comète passe $\sim 40\pm 20\%$ de son temps à moins de 6 UA du Soleil et $\sim 60\pm 20\%$ au-delà. L'incertitude importante de 20% est liée à la faible statistique (dix-huit événements).

D'autre part, dans dix cas sur dix-huit la comète n'atteint pas -100 000 ans : (i) soit parce que son demi-grand axe a devient supérieur à 100 UA avec une période supérieure à 1000 ans et que la comète quitte alors le système solaire interne, (ii) soit parce que son orbite devient hyperbolique suite à un passage trop près de la planète Jupiter ou Saturne, (iii) soit parce qu'elle s'écrase sur Jupiter. La **Table 5.15** résume ces situations. Les cas (i) et (ii) sont très intéressants puisqu'ils fournissent un scénario pour une injection de 46P/Wirtanen dans le système solaire interne il y a moins de 100 000 ans. Le cas (iii) est exclu pour une raison évidente : la comète ne peut pas être sortie de Jupiter ! D'autre part, lorsque la simulation atteint -100 000 ans, dans les cas M_{-1} sans FNG, M_{+2} sans FNG et M_{+1} avec FNG, le périhélie q de la comète est stabilisé au-delà de 5 UA, ce qui signifie que la comète est toujours inactive. Dans les autres cas, à savoir M_{-2} sans FNG, M_{+1} sans FNG, M_{+3} sans FNG, M_{+2} avec FNG et M_{+3} avec FNG, l'orbite atteint -100 000 ans alors que le noyau continue à s'éroder avec un périhélie inférieur à 5 UA ; l'intégration numérique arrièrre sur 100 000 ans n'est alors pas suffisante.

Suivant les conseils de G. Valsecchi, il n'est pas possible de choisir un scénario plutôt qu'un autre et nous devons les étudier tous un par un, sans préférence particulière. La dynamique ne nous permet pas d'en dire davantage, le comportement chaotique étant dominant.

5.8.3.3 Erosion et taille initiale du noyau

A partir des différents scénarii d'évolution des éléments orbitaux obtenus précédemment, nous pouvons étudier l'érosion du noyau en fonction du temps. Cette étude requiert un modèle pour l'érosion et nous utilisons ici les résultats de la section 2.7 dans le cas du modèle thermique 1, qui est le plus facile à mettre en oeuvre et qui est aussi

M^\dagger	Forces NG^\ddagger	Fin avant 100 000 ans	Figure
$M_{-4} = 359.79226$	NON	$a > 100$ à -51900 ans	Fig. B.8
$M_{-3} = 359.79227$	NON	Hyperbole à -11923 ans (approche à 97.5 ray. de Saturne)	Fig. B.6
$M_{-2} = 359.79228$	NON		Fig. B.4
$M_{-1} = 359.79229$	NON		Fig. B.2
$M_0 = 359.79230$	NON	Hyperbole à -24446 ans (approche à 2.47 ray. de Jupiter)	Fig. B.1
$M_{+1} = 359.79231$	NON		Fig. B.3
$M_{+2} = 359.79232$	NON		Fig. B.5
$M_{+3} = 359.79233$	NON		Fig. B.7
$M_{+4} = 359.79234$	NON	$a > 100$ à -27000 ans	Fig. B.9
$M_{-4} = 359.79226$	OUI	$a > 100$ à -84300 ans	Fig. B.17
$M_{-3} = 359.79227$	OUI	$a > 100$ à -46000 ans	Fig. B.15
$M_{-2} = 359.79228$	OUI	$a > 100$ à -48500 ans	Fig. B.13
$M_{-1} = 359.79229$	OUI	Hyperbole à -35000 ans (2 passages à 120 ray. de Jupiter)	Fig. B.11
$M_0 = 359.79230$	OUI	Collision avec Jupiter à -3491 ans	Fig. B.10
$M_{+1} = 359.79231$	OUI		Fig. B.12
$M_{+2} = 359.79232$	OUI		Fig. B.14
$M_{+3} = 359.79233$	OUI		Fig. B.16
$M_{+4} = 359.79234$	OUI	Hyperbole à -89500 ans (approche à 95 ray. de Jupiter)	Fig. B.18

[†] Anomalie moyenne [$^\circ$] de 46P/Wirtanen (position initiale)

[‡] Forces non-gravitationnelles.

Table 5.15 – Evolution des orbites en fonction de la position initiale M_i de la comète 46P/Wirtanen. Dans dix cas la comète n'atteint pas -100 000 ans.

le seul modèle utilisable pour une intégration sur plusieurs dizaines de milliers d'années : les modèles 2 et 3, plus complexes, requièrent un temps de calcul beaucoup trop long. L'érosion du noyau est donnée par l'Eq.(2.40) qui suppose un noyau 100% actif, une érosion uniforme, une densité égale pour les grains de glace d'eau et de poussière et un rapport poussière/gaz $R = (1 - f)/f$ qui correspond au régime constant où les grains de glace sublimés entraînent avec eux exactement toute la poussière disponible, ni plus, ni moins. Ces nombreuses hypothèses sont nécessaires pour que le modèle d'érosion du noyau perdure et reste valable pendant plusieurs dizaines de milliers d'années. Un noyau 100% actif est une hypothèse acceptable pour la comète 46P/Wirtanen qui est très active comme le montrent nos résultats précédents avec une fraction de surface active x entre 0.7 et 1 en deçà de 1.5 UA. Dans notre étude, les paramètres qui varient sont f , la fraction de glace d'eau dans le mélange glace/poussière, et ρ , la densité des grains de glace (et aussi de la poussière puisque nous la supposons identique). Le rayon actuel du noyau r_n vaut 0.6 km (Lamy *et al.*, 1998a).

Nous calculons l'érosion en fonction du temps pour les scénarii d'évolution des éléments orbitaux retenus précédemment. Nous supposons que la comète 46P/Wirtanen n'a effectué qu'un seul passage dans le système solaire interne depuis sa formation, ce qui n'est pas prouvée ; elle a très bien pu effectuer un (ou plusieurs) séjour de plusieurs milliers d'années par le passé, être éjectée, puis réinjectée depuis. Nous utilisons trois valeurs différentes pour ρ_g : 200, 500 et 1000 kg m⁻³. D'autre part, nous choisissons trois valeurs pour f : 0.1, 0.5 et 1, correspondant à un rapport poussière/gaz de $R=9$, 1 et 0 respectivement. Les **Figures 5.13** et **5.14** illustrent les résultats pour $\rho=1000$ kg m⁻³, sans et avec FNG. Les cas $\rho=200$ et 500 kg m⁻³ ne sont pas représentés car d'après l'Eq. (2.40), la densité est uniquement un facteur multiplicatif. Pour $\rho=500$ kg m⁻³, les valeurs de rayon obtenus avec $\rho=1000$ kg m⁻³ sont multipliées par deux, et pour $\rho=200$ kg m⁻³ par cinq. La **Table 5.16** donne la valeur du rayon à la fin de la simulation pour les différents scénarii possibles. Les scénarii où la simulation atteint -100 000 ans alors que l'orbite n'est pas stabilisée au-delà de 5 UA donnent une limite inférieure sur la taille initiale du noyau.

Pour un même jeu de paramètres (ρ, f), nous ne notons pas de différence particulière entre les cas avec ou sans forces non-gravitationnelles car la dispersion des valeurs de rayons est importante, à cause du comportement chaotique qui est dominant. Par contre, il est clair que la densité du noyau ρ et la fraction de glace dans le mélange glace/poussière des zones actives f jouent ici un rôle essentiel et sont la source principale d'incertitude. Suivant ces paramètres, le rayon initial de la comète 46P/Wirtanen varie de 0.7 à 66.5 km, soit un facteur ~ 100 ! En prenant un modèle "moyen", à savoir $f=0.5$ (50% de glace et 50% de poussière, en volume) et $\rho=500$ kg m⁻³, le rayon initial de la comète 46P/Wirtanen est dans l'intervalle 1.4-7.8 km. Ce résultat est à prendre avec précaution, vue les incertitudes sur les paramètres du modèle.

Cette étude illustre bien les difficultés rencontrées pour remonter à la taille initiale du noyau. Comme nous avons seulement douze scénarii possibles, tous équiprobables, la dispersion est grande. Il est clair que la même étude doit être refaite pour beaucoup plus de scénarii de façon à améliorer la statistique. Néanmoins, il ne faut pas perdre de vue qu'une plus grande statistique nous donnera plus de scénarii mais que nous ne saurons toujours pas lequel adopter : le scénario le plus probable n'est pas forcément le bon !

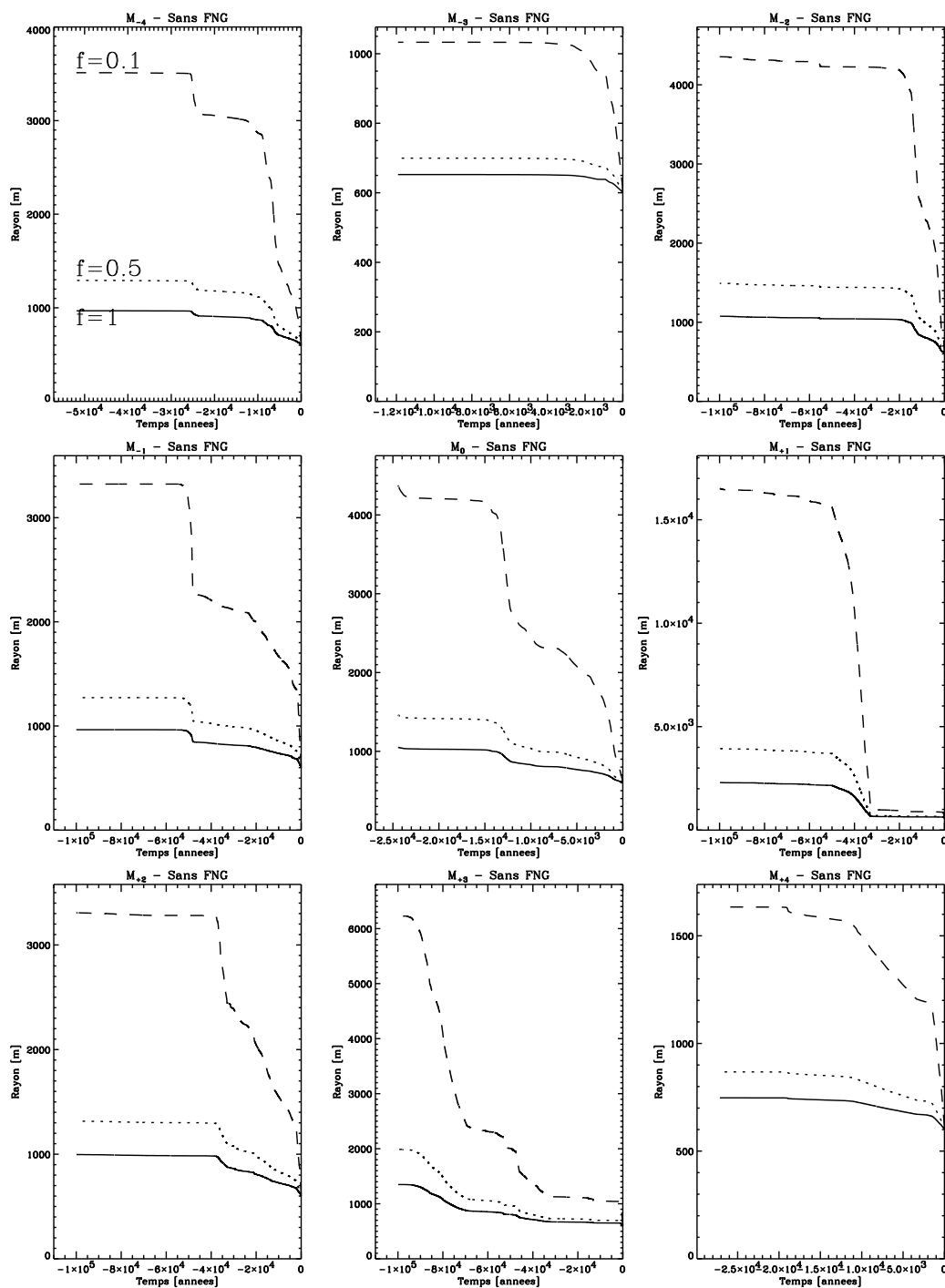


Figure 5.13 – Erosion de la comète 46P/Wirtanen en fonction de l'évolution de ses éléments orbitaux, dans le cas où les forces non-gravitationnelles ne sont pas prises en compte.

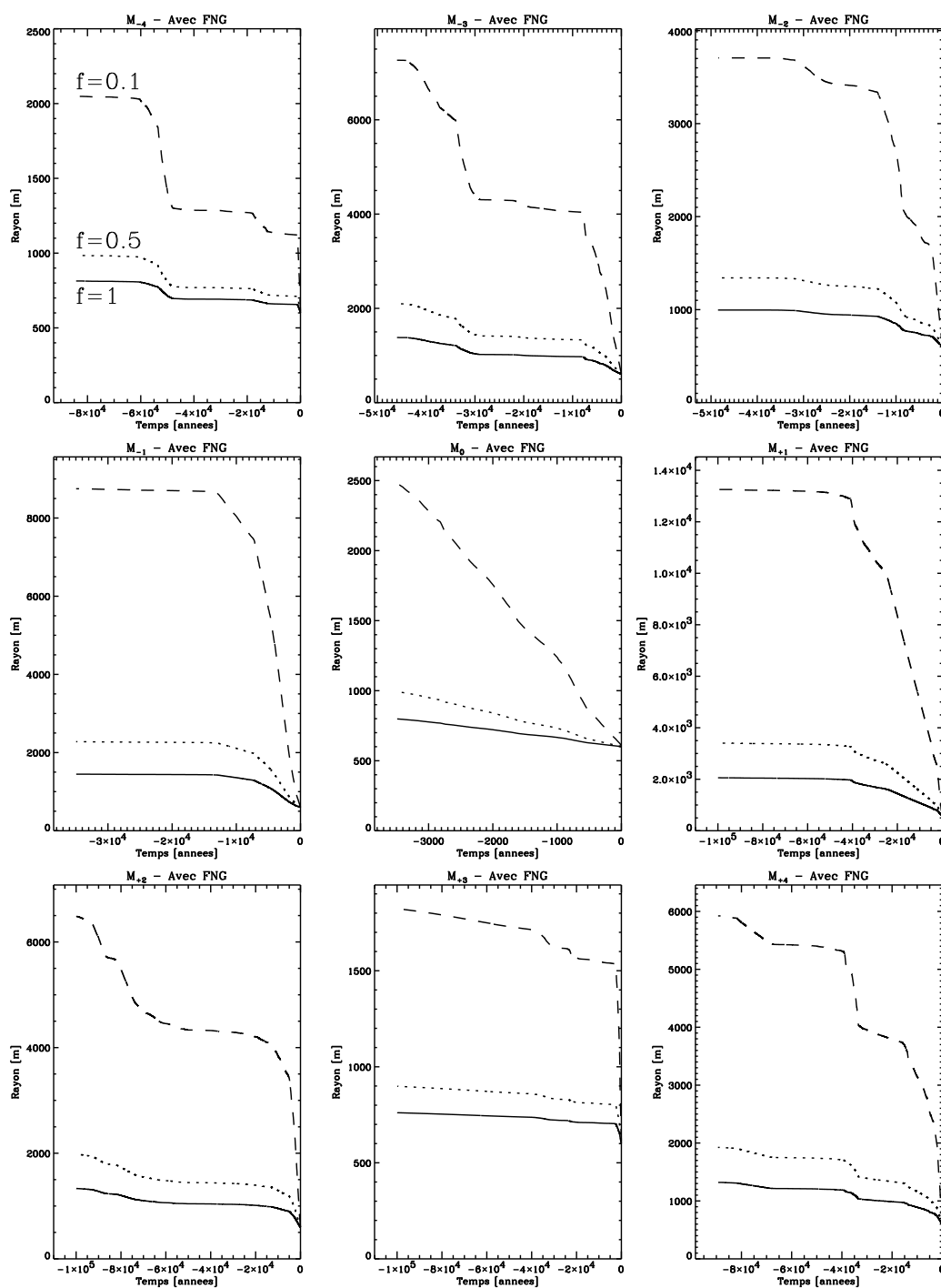


Figure 5.14 – Erosion de la comète 46P/Wirtanen en fonction de l'évolution de ses éléments orbitaux, dans le cas où les forces non-gravitationnelles sont prises en compte.

M^\dagger	f=1.0	f=0.5	f=0.1	f=1.0	f=0.5	f=0.1
	Sans FNG [‡]			Avec FNG [‡]		
	$\rho=1000 \text{ kg m}^{-3}$					
$M_{-4} = 359.79226$	1.0	1.3	3.5	0.8	1.0	2.0
$M_{-3} = 359.79227$	0.7	0.7	1.0	1.4	2.1	7.3
$M_{-2} = 359.79228$	>1.1	>1.5	>4.4	1.0	1.3	3.7
$M_{-1} = 359.79229$	1.0	1.2	3.3	1.4	2.3	8.7
$M_0 = 359.79230$	1.1	1.5	4.4	-	-	-
$M_{+1} = 359.79231$	>2.3	>3.9	>16.5	2.1	3.4	13.3
$M_{+2} = 359.79232$	1.0	1.3	3.3	>1.3	>2.0	>6.5
$M_{+3} = 359.79233$	>1.4	>2.0	>6.3	>0.8	>0.9	>1.8
$M_{+4} = 359.79234$	0.7	0.9	1.6	1.3	1.9	5.9
Intervalles	0.7-2.3	0.7-3.9	1.0-16.5	0.8-2.1	0.9-3.4	1.8-13.3
	$\rho=500 \text{ kg m}^{-3}$					
Intervalles	1.4-4.6	1.4-7.8	2.0-33.0	1.6-4.2	1.8-6.8	3.6-26.6
	$\rho=200 \text{ kg m}^{-3}$					
Intervalles	3.5-11.5	3.5-19.5	5.0-82.5	4.0-10.5	4.5-17.0	9.0-66.5

[†] Anomalie moyenne [$^\circ$] de 46P/Wirtanen (position initiale)

[‡] Forces non-gravitationnelles.

Table 5.16 – Rayon initial [km] de la comète 46P/Wirtanen pour les différentes évolutions des éléments orbitaux en fonction de la position initiale M_i de la comète 46P/Wirtanen. Le cas M_0 avec FNG est rejeté à cause de la collision avec Jupiter.

5.8.3.4 Conclusions

Les travaux que nous avons présentés ici représentent un nouveau pas et une nouvelle approche dans l'étude et la compréhension de l'histoire et de l'évolution à long terme des noyaux cométaires. Même si la dispersion est importante et s'il faut sérieusement améliorer la statistique des différents scénarii possibles, les résultats nous donnent un **ordre de grandeur sur la taille initiale du noyau : quelques kilomètres**. Cette valeur préliminaire, fortement modèle dépendante, pourra être affinée par des mesures in situ de la composition de la surface (f), du rapport poussière/gaz (R) et de la densité du noyau (ρ) lors des missions spatiales à venir et spécialement la mission Rosetta. D'autre part, pour améliorer nos connaissances dans ce domaine, nous devons étendre cette étude à d'autres noyaux cométaires. Ce travail est en cours de réalisation.

5.9 Le noyau des Centaures Chiron (2060) et Chariklo (1997 CU26)

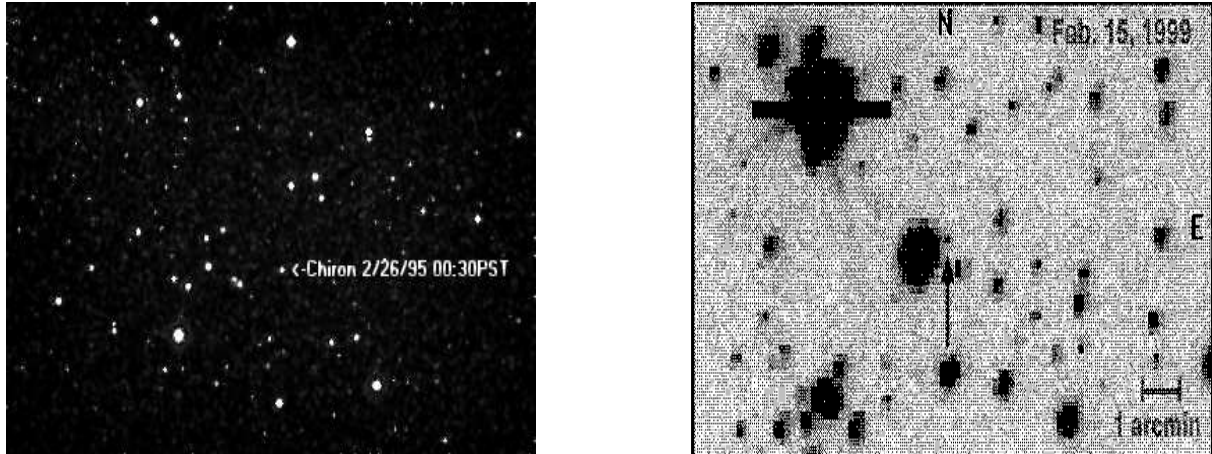


Figure 5.15 – A gauche, une image de Chiron prise le 26 février 1995 par D. Kenyon en Californie ($R_h=8.6$ UA, $\Delta=7.6$ UA, $\alpha=2^\circ$). A droite, une image de Chariklo prise le 15 février 1999 ($R_h=13.5$ UA, $\Delta=12.5$ UA, $\alpha=1^\circ$) (Sheppard *et al.*, 2000).

5.9.1 Introduction

Chiron (2060) et Chariklo (1997 CU26) sont deux objets de la famille des Centaures (cf. chapitre 1). L'étude des Centaures est essentielle pour comprendre l'évolution des petits corps du système puisqu'ils représentent une famille intermédiaire, transitoire, entre les TNO et les SPC de la famille de Jupiter.

Chiron a été découvert par C. Kowal le 1^{er} novembre 1977 (Kowal *et al.*, 1977). Ses éléments orbitaux sont donnés dans la **Table 5.17**. Comme cet objet avait au début l'apparence d'un astéroïde, son nom initial est 1977 UB. Mais dès 1978, aux vu de ses éléments orbitaux, Kowal *et al.* (1979) supposa que cet objet pouvait être une comète. Par conséquent, étant donné sa nature hybride et ambiguë, à la fois astéroïde et comète, ces mêmes auteurs ont proposé de l'appeler Chiron qui dans la mythologie grecque est un Centaure, un être mi-homme/mi-cheval. Les objets découverts par la suite et présentant les mêmes caractéristiques orbitales que Chiron ont aussi été classés dans la famille des Centaures. En 1988, la nature cométaire de Chiron a été prouvée avec l'observation d'une coma par Tholen *et al.* (1988). Lors de son dernier passage, Chiron est passé au périhélie le 15 février 1996 à 8.46 UA du Soleil et au plus près de la Terre le 1 avril 1996 à 7.46 UA.

Chariklo a été découvert le 15 février 1997 par le télescope Spacewatch (Ticha *et al.*, 1997). Ses éléments orbitaux, donnés dans la **Table 5.17**, montrent que cet objet fait aussi partie de la famille des Centaures, comme Chiron. Chariklo passera au périhélie le 17 décembre 2003 à 13.1 UA du Soleil et est passé au plus près de la Terre le 2 septembre 2001 à 14.2 UA.

Dans cette thèse, nous avons étudié le noyau de Chiron à partir des observations ISOPHOT réalisées en juin 1996. Nous avons aussi utilisé les observations visibles, radios et spectroscopiques disponibles dans la littérature. Ces travaux ont été présentés lors du congrès DPS de l'année 2000 (Groussin *et al.*, 2000). Pour Chariklo, nous avons procédé de la même façon sauf que les observations infrarouges ont également été relevées dans la littérature. La synthèse des observations visibles, infrarouges, radios et spectroscopiques des Centaures Chiron et Chariklo est présentée dans l'article IV (Groussin *et al.*, 2002), dans lequel nous donnons nos différents résultats sur la caractérisation du noyau de ces deux objets.

Objet	e	q [UA]	Q [UA]	Ω [$^{\circ}$]	ω [$^{\circ}$]	i [$^{\circ}$]	Période [années]
Chiron	0.385	8.46	18.8	209.4	339.4	6.9	50.7
Chariklo	0.174	13.08	18.5	300.4	241.3	23.4	62.5

Table 5.17 – Eléments orbitaux de Chiron (2060) (époque : 5 mai 1994 à 0h TU) et de Chariklo (1997 CU 26) (époque : 18 octobre 2001 à 0h TU).

5.9.2 Article IV : “Properties of the nucleus of Centaurs Chiron and Chariklo”

Résumé : nous effectuons une synthèse des observations visible, infrarouge, radio et spectroscopique de 2060 Chiron pour déterminer les propriétés physiques de son noyau. A partir des observations visibles réalisées de 1969 à 2001, nous déduisons une magnitude absolue V du noyau de Chiron de 7.28 ± 0.08 , avec une amplitude de 0.16 ± 0.03 , ce qui implique un noyau quasi sphérique avec un rapport des demi-axes $a/b = 1.16 \pm 0.03$. Des observations infrarouges à 25, 60, 100 et 160 μm (i.e., couvrant le maximum de la fonction de distribution en énergie), réalisées avec le photomètre de l'observatoire spatial infrarouge (ISOPHOT), en juin 1996 lorsque Chiron était près du périhélie, sont interprétées avec un modèle thermique qui suppose un mélange microscopique de glace d'eau et de matériaux réfractaires et qui inclut la conduction de la chaleur dans le noyau. Nous trouvons une inertie thermique de $3_{-3}^{+5} \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ et un rayon de $71 \pm 5 \text{ km}$. En combinant les observations visibles et infrarouges, nous en déduisons un albédo géométrique de 0.11 ± 0.02 . Le spectre de Chiron peut être ajusté par un mélange de grains de glace d'eau ($\sim 30\%$) et de matériaux réfractaires ($\sim 70\%$), et cette surface a un albédo géométrique consistant avec la valeur ci-dessus. Nous avons aussi analysé les observations visibles, infrarouges et radios de Chariklo (1997 CU26) pour en déduire un rayon de $118 \pm 6 \text{ km}$, un albédo géométrique de 0.07 ± 0.01 et une inertie thermique de $0_{-0}^{+3} \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$. Un mélange de grains de glace d'eau ($\sim 20\%$) et de matériaux réfractaires ($\sim 80\%$) est compatible avec le spectre dans le proche infrarouge et avec l'albédo ci-dessus.

Properties of the nuclei of Centaurs Chiron and Chariklo

O. Groussin, P. Lamy, and L. Jorda

Laboratoire d'Astronomie Spatiale, BP 8, 13376 Marseille Cedex 12, France

Received 12 February 2003 / Accepted 30 September 2003

Abstract. We analyze visible, infrared, radio and spectroscopic observations of 2060 Chiron in a synthetic way to determine the physical properties of its nucleus. From visible observations performed from 1969 to 2001, we determine an absolute V magnitude for the nucleus of 7.28 ± 0.08 with an amplitude of 0.16 ± 0.03 , implying a nearly spherical nucleus with a ratio of semi-axes $a/b = 1.16 \pm 0.03$. Infrared observations at 25, 60, 100 and $160 \mu\text{m}$ (i.e., covering the broad maximum of the spectral energy distribution) obtained with the Infrared Space Observatory Photometer (ISOPHOT) in June 1996 when Chiron was near its perihelion are analyzed with a thermal model which considers an intimate mixture of water ice and refractory materials and includes heat conduction into the interior of the nucleus. We find a very low thermal inertia of $3_{-3}^{+5} \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ and a radius of $71 \pm 5 \text{ km}$. Combining the visible and infrared observations, we derive a geometric albedo of 0.11 ± 0.02 . We find that the observed spectra of Chiron can be fitted by a mixture of water ice ($\sim 30\%$) and refractory ($\sim 70\%$) grains, and that this surface model has a geometric albedo consistent with the above value. We also analyze the visible, infrared and radio observations of Chariklo (1997 CU26) and derive a radius of $118 \pm 6 \text{ km}$, a geometric albedo of 0.07 ± 0.01 and a thermal inertia of $0_{-0}^{+2} \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$. A mixture of water ice ($\sim 20\%$) and refractory ($\sim 80\%$) grains is compatible with the near-infrared spectrum and the above albedo.

Key words. minor planets, asteroids

1. Introduction

2060 Chiron (hereafter Chiron) is a transition object between the Kuiper belt objects and the Jupiter family comets (Kowall 1996). Its semimajor axis $a = 13.620 \text{ AU}$ classifies it in the Centaur family, with an orbit between Jupiter ($a = 5 \text{ AU}$) and Neptune ($a = 30 \text{ AU}$). Chiron is actually one of the few Centaurs which displays activity (Tholen et al. 1988) together with, for example, P/Oterma, P/Schwassmann-Wachmann 1 and C/NEAT (2001 T4) (Bauer et al. 2003). It has therefore attracted considerable interest, in particular during its perihelion passage (15 Feb. 1996, at $q = 8.45 \text{ AU}$), because it was anticipated that its activity would increase. From the numerous observations carried out so far and which will be later discussed in detail, it emerges the picture of a body having the following properties. The radius determinations vary from 74 to 104 km. The synodic rotation period is well determined and was equal to $5.917813 \pm 0.000007 \text{ h}$ on January 1991 (Marcialis & Buratti 1993). The short period lightcurve patterns detected by Marcialis & Buratti (1993) “*probably are due to an irregular or faceted body, and they offer evidence that Chiron currently presents an approximately equatorial aspect to the Earth*”. Moreover, the amplitude of the lightcurve indicates a quasi-spherical body. The geometric albedo of the nucleus is $0.14_{-0.03}^{+0.06}$ (Campins et al. 1994) which is larger than the

range of 0.04 ± 0.02 found for other cometary nuclei (Lamy et al. 2004). The spectrum of Chiron is featureless and quite flat in the $0.5\text{--}0.9 \mu\text{m}$ range, although variations of a few percents in the slope of the spectral reflectivity can occur (Lazzaro et al. 1997). Recent publications by Foster et al. (1999) and Luu et al. (2000) reported the detection of water ice on the basis of absorption features near $2.0 \mu\text{m}$. A similar result already obtained on Pholus and Chariklo (1997 CU26) suggests that water ice is probably ubiquitous on the surface of Centaurs (Brown 2000). During the 1987 to 1990 interval, when Chiron was beyond 11 AU from the Sun, a large brightening was observed which is not yet very well understood. At such a heliocentric distance, the activity is believed to be dominated by the sublimation of CO (Capria et al. 1996).

In this paper, we analyze visible, infrared, radio and spectroscopic observations of 2060 Chiron in a synthetic way to determine the physical properties of its nucleus. In Sect. 2, we first summarize observations of Chiron at visible, infrared (including unique ISOPHOT observations at 25, 60, 100 and $160 \mu\text{m}$) and radio wavelengths and by stellar occultation, discussing the results of each approach and their limitations. In Sect. 3, we explain in detail our thermal model used to interpret the infrared observations, which includes dust, water ice and heat conduction into the interior of the nucleus. In Sect. 4, we discuss the results: thermal inertia, radius, geometric albedo, reflectance of the nucleus, composition of the surface, contribution of the coma to the visible and infrared fluxes, and

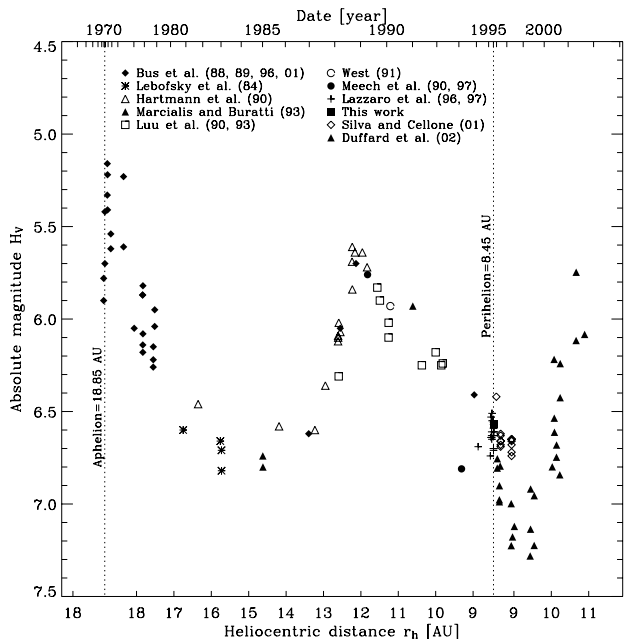


Fig. 1. Absolute magnitudes H_v of Chiron as a function of heliocentric distance and time.

comparison of our model with previous infrared observations. In Sect. 5, we extend our analysis to the Centaur Chariklo (1997 CU26).

2. Summary of observations and results

2.1. Visible observations

Figure 1 summarizes measurements of the magnitude of Chiron performed between September 1969 and August 2001. We favored the V magnitudes when available, otherwise we converted the R magnitudes using $V - R = 0.37$ (Hartmann et al. 1990). This quasi-solar color correction is justified by the neutral spectrum of Chiron obtained in June 1996 by Lazzaro et al. (1997). Our observation was performed with the Danish 1.54 m telescope at ESO, La Silla, in support of the ISOPHOT observations performed 10 days before. Several images were acquired through the R filter on 1996 June 25.02 UT, when the comet was at a heliocentric distance of 8.468 AU and a geocentric distance of 8.326 AU. Standard stars from the Landolt field PG1323-086 (Landolt 1992) were used to perform an absolute calibration of the images. We obtained a magnitude $R = 15.79 \pm 0.03$ which we converted to $V = 16.16 \pm 0.03$ with the above color index.

The derivation of the absolute magnitude $H_v = V(1, 1, 0)$ requires a correction for the phase effect. From their observations of December 1986 which covered a very small range of phase angles (1.05° to 1.62°) and using the (H, G) formalism, Bus et al. (1989) derived a value $G = 0.7$. But later in 1996, when Chiron was at a comparable level of activity, Lazzaro et al. (1997) determined a very different value, $G = 0.42$. We do concur with Lazzaro et al. (1996) that the correction for the phase effect poses a problem because of the activity of Chiron resulting in a variable coma and that the (H, G) formalism may not be appropriate in this case. In view of this situation, we

decided to adopt the simple linear phase function with a coefficient $\beta = 0.05 \pm 0.01 \text{ mag deg}^{-1}$, typical of cometary nuclei and also consistent with the data of Bus et al. (1989). We applied this phase correction to the whole set of observations plotted in Fig. 1. In this present study, the above problem is alleviated by the fact that we focus our attention to the faintest magnitudes of Chiron, hopefully reflecting a situation where the coma was negligibly faint. Moreover, the difference between H_v calculated with $G = 0.7$ or $\beta = 0.05 \text{ mag/deg}$ is lower than 2% for Chiron as the phase angle is always $\leq 7^\circ$.

As illustrated by the variations of H_v with heliocentric distance (Fig. 1), Chiron underwent considerable variations of its activity, with a general trend totally uncorrelated with its heliocentric distance. A long phase of activity took place before 1978, fully documented by Bus et al. (2001). Beginning at some unknown time prior to the earliest observations in 1969, the brightness of Chiron reached a peak by late 1972, about two years after aphelion and was then ~ 0.4 mag brighter than at the second outburst of 1989. Following the 1972 peak, the activity gradually decreased so that a minimum was reached between 14 and 16 AU. It then resumed quite rapidly to reach a maximum at 12.5 AU in September 1988 and then progressively decayed. Chiron was still active at perihelion (8.45 AU). Post-perihelion, the decrease of activity continued and Chiron reached what appears to be its absolute minimum of activity in June 1997 with $H_v = 7.28$, i.e. 0.5 magnitude lower than the minimum of 6.8 reached at 14–16 AU pre-perihelion. This therefore yields the best estimate of the magnitude of the nucleus. Next, the activity increased again very rapidly and the magnitude reached 5.75 on April 2001. The whole set of data displays conspicuous “short-term” variations of the activity which can reach 0.3–0.4 mag over a few months.

The large outbursts which culminated at 12.5 AU pre-perihelion and 10.5 AU post-perihelion as well as the aphelion outburst are not well understood. Water ice does not sublimate beyond 6 AU and CO and/or CO_2 must probably be invoked to explain such an activity at large heliocentric distances (Capria et al. 1996). CO has indeed been marginally detected in June 1995 when Chiron was at 8.50 AU from the Sun by Womack & Stern (1997) who derived a production rate of $1.5 \pm 0.8 \times 10^{28} \text{ s}^{-1}$. Rauer et al. (1997) derived an upper limit of $1.0 \times 10^{28} \text{ s}^{-1}$ for the CO production rate near perihelion. Different mechanisms have been proposed: a heat wave reaching the CO sublimation front (Schmitt et al. 1991), shape and/or albedo effects on the surface of the nucleus and mantle disruption (Johnson 1991). The most comprehensive work to explain the activity variations of Chiron was performed by Duffard et al. (2002): using a model for the coma developed by Meech & Belton (1990) and assuming a long lifetime of 1400 days for the particules in the coma, they could fit all the photometric data over 30 yr. According to this model, outbursts could be produced by the gas outflow of CO, CO_2 , or another element of similar volatility from an active region.

The question of the detection of the nucleus of Chiron can also be approached by considering its rotational lightcurve, as its variation with a period of 5.92 h is correctly attributed to a spinning, non-spherical solid body. Since the direction of the spin axis is not expected to change, the long-term change in

Table 1. Absolute magnitudes H_v and magnitude variations Δm_v of the lightcurve of Chiron.

Date	H_v	Δm_v	Ref.
1985 Jan. 19	6.80	>0.05	(1)
1986 Dec.	6.62	0.088 ± 0.003	(2)
1988 Feb. 29	6.31	0.08 ± 0.01	(3)
1988 Oct. 31	5.70	0.04 ± 0.01	(4)
1989 Apr. 11	5.76	0.04 ± 0.01	(5)
1990 Jan. 29-30	6.10	0.045 ± 0.005	(3)
1990 Feb. 21-24	5.93	0.05 ± 0.01	(6)
1991 Jan. 08	5.93	0.04 ± 0.01	(1)
1993 Feb. 20	6.81	~ 0.02	(7)
1996 Jan.-Jun.	6.62	0.06 ± 0.01	(8)

References: (1) Marcialis & Buratti (1993); (2) Bus et al. (1989); (3) Luu & Jewitt (1990); (4) Bus & Bowell (1988); (5) Meech & Belton (1990); (6) West (1991); (7) Meech et al. (1997); (8) Lazzaro et al. (1997).

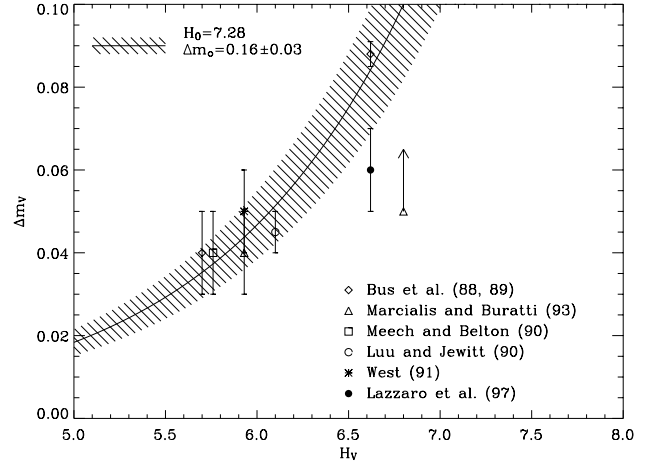
the amplitude Δm_v of the lightcurve of Chiron (nucleus+coma) can be unambiguously attributed to the varying level of the coma. This can be verified by the excellent anti-correlation between Δm_v and H_v as summarized in Table 1, with the exceptions of the 29 February 1988 and 20 February 1993 observations. The first observation (19 January 1985) gave a lower limit as it missed the extrema of the lightcurve. The formal method to analyze Δm_v was presented by Luu & Jewitt (1990) who derived a formula relating Δm_v , H_v , the absolute magnitude H_0 of the nucleus and the amplitude of its lightcurve Δm_0 :

$$\Delta m_v = H_0 - H_v - 2.5 \log \left[10^{0.4(H_0 - H_v)} + 10^{-0.4\Delta m_0} - 1 \right]. \quad (1)$$

The analysis of the observations reported in Table 1 (with the exceptions noted above) is performed using the Δm_v - H_v diagram (Fig. 2) where Δm_0 and H_0 are the two free parameters. Δm_0 can be estimated from the largest amplitude $\Delta m_v = 0.09 \pm 0.01$ reported by Bus et al. (1989). The corresponding $H_v = 6.62$ indicates that a coma was still present so that we must choose a larger value for the nucleus. Adopting the faintest measured magnitude (Fig. 1) for the magnitude of the nucleus, i.e., $H_0 = 7.28 \pm 0.08$, we found that $\Delta m_0 = 0.16 \pm 0.03$ is the best value that fits all the observations of Fig. 2, using a χ^2 test. The errors bar of 0.03 on Δm_0 is calculated in order to fit all the measurements at the 1σ level. Our value $\Delta m_0 = 0.16 \pm 0.03$ together with the consideration of Marcialis & Buratti (1993) that “Chiron currently presents an approximately equatorial aspect to the Earth”, indicates a nearly spherical nucleus with a ratio of semi-axes $a/b = 1.16 \pm 0.03$, assuming a uniform albedo distribution. Moreover, as the inclination of Chiron is low (6.9°) and as it was observed far from the Earth by Marcialis & Buratti ($\Delta \sim 14$ AU), we conclude that its pole is approximately perpendicular to its orbital plane.

2.2. Infrared and radio observations

Table 2 summarizes the infrared and radio observations of Chiron. The results are separated in three different wavelength

**Fig. 2.** The amplitude of the lightcurve Δm_v of Chiron as a function of the absolute magnitude H_v . The data points are the observations reported in Table 1 (except those of 29 February 1988 and 20 February 1993).

intervals: 10–25 μm for the mid-infrared, 25–160 μm for the far-infrared and 800–1200 μm for the radio (submillimetric and millimetric) domains. There is no observations between 160 and 800 μm .

The first interval 10–25 μm is in the Wien region of the spectral energy distribution (SED) for an expected color temperature of 120 K (Campins et al. 1994). Observations in this range were first performed by Lebofsky et al. (1984) at 22.5 μm , later by Campins et al. (1994) between 10.6 and 20.0 μm , and recently by Fernandez et al. (2002) at 12.5 and 17.9 μm . Altogether, these observations lead to a large range of radius values, between 70 and 104 km (Table 3).

The second interval 25–160 μm contains the maximum of the SED. The IRAS observations performed in 1983 at 25 and 60 μm (Sykes & Walker 1991) did not detect Chiron but allow to set an upper limit for the radius of 186 km. Chiron was later unambiguously detected thanks to observations performed with the ISOPHOT photometer aboard the ISO satellite from 8 to 15 June 1996 (Peschke 1997). Chiron was then near perihelion at a heliocentric distance of 8.46 AU, thus maximizing its thermal emission. Four filters centered at 25, 60, 100 and 160 μm were used. We calculated the average of the infrared fluxes over the three nights of observation, weighted by the error on the flux for each wavelength and normalized to $\Delta = 8.15$ AU (the difference on r_h and α is marginal), and we obtained 289 ± 51 mJy, 369 ± 109 mJy, 170 ± 67 mJy and 28 ± 15 mJy at 25 μm , 60 μm , 100 μm and 160 μm respectively. The error-bars reflect the statistical errors derived with the ISOPHOT Interactive Analysis software (PIA) and the current absolute calibration accuracy of 30% of the detectors. The fluxes at 160 μm must be considered with caution. Measurements of faint point sources with ISOPHOT at this wavelength were exceedingly difficult because of the sky confusion noise (Kiss et al. 2001). The real uncertainty on those measurements is therefore larger than the formal values given in Table 2. The ISOPHOT observations at 25, 60 and 100 μm are particularly well suited to determine the radius of Chiron,

Table 2. Infrared and radio observations of Chiron

Date	r_h^a [AU]	Δ^b [AU]	α^c [°]	λ^d [μm]	Flux [mJy]	Ref.
09 Jan. 1983	15.8	15.2	3	22.5	17 ± 9	(1)
18 Nov. 1991	10.0	9.7	5	19.2	$84 \pm 28^\dagger$	(2)
22 Nov. 1993	8.9	9.0	6	10.8	$15 \pm 4^\dagger$	(2)
				19.2	$298 \pm 59^\dagger$	(2)
31 Mar. 1994	8.8	8.0	4	10.6	$21 \pm 3^\dagger$	(2)
				20.0	$327 \pm 100^\dagger$	(2)
21 Jun. 2000	10.11	9.14	1.79	12.5	14.4 ± 1.18	(3)
				12.5	18.2 ± 2.7	(3)
23 Jun. 2000	10.11	9.15	1.98	12.5	14.3 ± 1.7	(3)
				17.9	43.9 ± 15.9	(3)
				17.9	56.4 ± 16.8	(3)
16 Sep. 1983	15.36	14.99	3.53	25	<80	(4)
				60	<135	(4)
08 Jun. 1996	8.46	8.06	6.45	25	284 ± 13	(5)
				60	388 ± 150	(5)
				100	178 ± 101	(5)
				160	48 ± 25	(5)
14 Jun. 1996	8.46	8.15	6.66	25	350 ± 17	(5)
				60	389 ± 158	(5)
				100	217 ± 108	(5)
				160	21 ± 23	(5)
15 Jun. 1996	8.46	8.16	6.69	25	262 ± 17	(5)
				60	339 ± 157	(5)
				100	128 ± 107	(5)
				160	22 ± 23	(5)
Averages for Jun. 1996*	8.46	8.15	6.66	25	289 ± 51	(6)
				60	369 ± 109	(6)
				100	170 ± 67	(6)
				160	28 ± 15	(6)
22 Mar. 1991 [‡]	10.48	10.09	5.1	800	<11.1	(7)
27 Apr. 1994	8.79	8.29	5.8	1200	2.40 ± 0.55	(8)

^a Heliocentric distance. ^b Geocentric distance. ^c Phase angle in degrees. ^d Wavelength. [†] The value is corrected to a monochromatic flux as defined in Campins et al. (1994). * Averages of the ISOPHOT observations. [‡] This is a combined value of the 04 Nov. 1990 and the 22 Mar. 1991 observations.

References: (1) Lebofsky et al. (1984); (2) Campins et al. (1994); (3) Fernandez et al. (2002); (4) Sykes & Walker (1991); (5) Peschke (1997); (6) This work; (7) Jewitt & Luu (1992); (8) Altenhoff & Stumpff (1995).

as they cover the maximum of the SED. The interpretation of these ISOPHOT observations, which has not yet been done, is presented in Sect. 4.

The last wavelength interval 800–1200 μm corresponds to the Rayleigh-Jeans regime where the flux is proportional to λ^{-2} . The observations are very difficult to perform, because the expected signal is very low. The main advantage of these measurements resides in their low sensitivity to the color temperature of the body, that is to the thermal model. Jewitt & Luu (1992) could not detect Chiron at 800 μm , and they gave a 3 σ

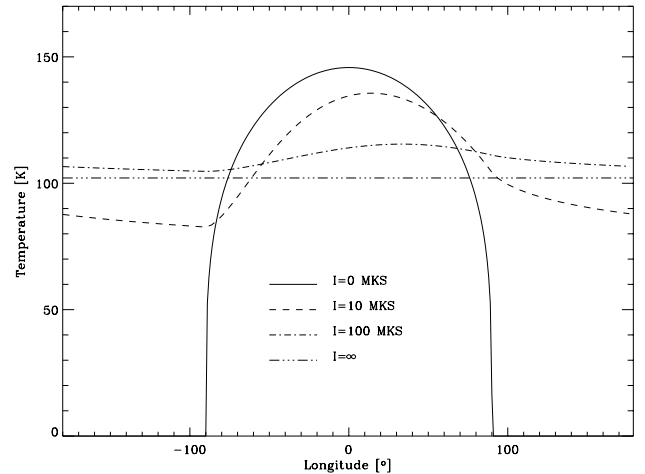


Fig. 3. Equatorial temperature profiles over the nucleus surface for thermal inertia $I = 0, 10, 100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ and ∞ at $r = 8.5 \text{ AU}$.

upper limit of 150 km for the radius. The successful detection of Chiron later performed by Altenhoff & Stumpff (1995) at 1200 μm led to a radius of 84 km.

2.3. Determinations of the radius and geometric albedo of the nucleus

The past infrared and radio observations were interpreted using either a standard thermal model (STM) which assumes no thermal inertia, or an isothermal-latitude model (ILM) which assumes an infinite thermal inertia (Lebofsky & Spencer 1989), or a modified STM which includes thermal inertia (Jewitt & Luu 1992). The strong influence of the thermal inertia I is highlighted in Fig. 3 where the surface temperature at the equator is plotted as a function of longitude. When I increases, the profile becomes smoother as more energy is transferred by conduction from the day side into the nucleus to heat the night side. In other words, when I increases, the temperature decreases on the day side and increases on the night side. In the extreme case of an infinite thermal inertia, the temperature is constant across the nucleus for a given latitude. Note that Chiron was always observed with a phase angle $\leq 7^\circ$.

When using the infrared or radio observations alone, the size of the nucleus is determined assuming a geometric albedo. Adding visible observations allows to independently determine the size and the geometric albedo. This method, extensively used on asteroids, can give excellent results as recently demonstrated for 433 Eros: the combination of the visible and infrared ground-based observations performed in 1974/75 by Morrison (1976) led to a radius of 22 km and a geometric albedo of 0.18, a result in very good agreement with the recent in-situ observations performed by the NEAR spacecraft which led to a $33 \times 13 \times 13 \text{ km}$ nucleus and a geometric albedo of 0.16. Table 3 summarizes the radius and geometric albedo determinations obtained by different authors for Chiron. Depending upon the observation and the model, the values vary from 71 km to 104 km with a mean value of $\sim 88 \text{ km}$. Values of the geometric albedo range from 0.10 to 0.17, with a mean value of ~ 0.14 .

Table 3. Radius and geometric albedo determination of Chiron.

Reference	r_n^a [km]	λ^b [μm]	Method	p_v^c	H_v^d
Lebofsky et al. (1984)	90_{-25}^{+20}	22.5	STM	$0.10_{-0.035}^{+0.09}$	6.9
Campins et al. (1994)	74 ± 11	19.2	STM	$0.14_{-0.03}^{+0.06}$	6.9
Campins et al. (1994)	88 ± 10	10.8	STM	–	–
Campins et al. (1994)	104 ± 10	19.2	STM	–	–
Campins et al. (1994)	94 ± 6	10.6	STM	–	–
Campins et al. (1994)	91 ± 13	20.0	STM	–	–
Fernandez et al. (2002)	74 ± 4	12.5, 17.9	STM	0.17 ± 0.02	6.96
Sykes & Walker (1991)	<186	60	ILM	>0.027	6.7
This work	71 ± 5	25, 60 and 100	MM + Conduction	0.11 ± 0.02	7.28
Jewitt & Luu (1992)	<150	800	STM + Conduction	>0.04	6.8
Altenhoff & Stumpff (1995)	84 ± 10	1200	STM	0.13	6.7
Buie et al. (1993)	>83		Occultation		
Bus et al. (1996)	89.6 ± 6.8		Occultation		
Bus et al. (1996)	$>90.2 \pm 6.5$		Occultation		

^a Nucleus radius. ^b Wavelength. ^c Derived geometric albedo. ^d Absolute V magnitude used for the geometric albedo determination.

The determination of the radius and the geometric albedo of the nucleus of Chiron faces two kinds of difficulties. First, it is model-dependent as a thermal model is required to interpret the infrared and radio observations. It is important to assess this dependence and, in particular, the impact of the thermal inertia. Second, the nucleus is often active and its coma, even too faint to be detected, may affect the results.

2.4. Occultation

The occultation of a star by a solid body is in principle a powerful method to determine its size. Such an event took place for Chiron in November 1993 and observations were attempted from five different sites in California. Only one site was successful in recording a useful lightcurve, although a second site had a marginal detection of the extinction of the starlight, and a preliminary value of the size of Chiron was reported by Buie et al. (1993). There are many problems involved in the analysis of an occultation, amplified in this case by the very small apparent size of Chiron (~ 0.03 arcsec) and by the presence of a coma. Moreover the sampling of the lightcurve is somewhat sparse, only eight points, and its interpretation is not unique, especially if a coma is introduced. The detailed analysis performed by Bus et al. (1996) led to two slightly different values (Table 3) depending upon whether the marginal detection is considered. Their analysis convincingly shows that the star track was nearly diametral and that a dust coma was indeed present (and possibly jets) consistent with an absolute magnitude $H_v = 6.41$ at the time of the occultation. Taking into account the marginal detection, they determined a radius of 89.6 ± 6.8 km.

3. Nucleus thermal model

3.1. General considerations

In order to interpret the ISOPHOT observations as well as all other thermal observations in a coherent way, we considered a thermal model as well as appropriate assumptions. We assumed a spherical nucleus rotating with a period of 5.92 h with its spin axis perpendicular to the comet orbital plane, in good agreement with the observations discussed in the previous section. The parameter Θ introduced by Spencer et al. (1989) is useful to estimate the influence of the heat conduction and to choose the appropriate thermal model. It is defined as:

$$\Theta = \frac{I \sqrt{\omega}}{\epsilon \sigma T_{ss}^3} \quad (2)$$

where I is the thermal inertia, ω is the rotational frequency, ϵ is the infrared emissivity, σ is the Stefan Boltzmann's constant and T_{ss} is the subsolar equilibrium temperature. $\Theta \ll 1$ implies a slow-rotator and $\Theta \gg 1$, a fast-rotator. For Chiron, with a nucleus spin period $P_n = 5.92$ h and a maximum surface temperature T_{ss} of 150 K (Fig. 3), we obtained $\Theta \sim 1$ for a thermal inertia $I = 10$ MKS (where 1 MKS unit = $1 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$) and $\Theta \sim 10$ for $I = 100$ MKS. Chiron is therefore intermediate between the slow and the fast-rotators and the heat conduction into the nucleus must be introduced. We consider a mixed model of refractory dust and water ice grains in an attempt to take into account the detection of water ice on the surface of Chiron (Foster et al. 1999; Luu et al. 2000). Our model does not take into account the sublimation of CO as we assumed that CO is located deep below the surface so that its effects on the surface temperature are negligible.

3.2. The mixed model (MM)

The mixed model (MM) has already been introduced by Lamy et al. (2002) to interpret the infrared observations of the nucleus of 22P/Kopff. It assumes an intimate, microscopic mixture of dust and water ice grains, so that the thermal coupling between the grains is perfect and there is only one temperature for the mixture. As the ice is “dirty”, the geometric albedo can be low (Clark & Lucey 1984) and this is further discussed in Sect. 4.2 below. As explained by Jewitt & Luu (1992), the sublimation of water ice can be neglected for Chiron, and in this case, our MM is equivalent to their thermal model: a STM with heat conduction. Thermal balance on the surface between the solar flux received by the nucleus on the one hand, the reradiated flux and the heat conduction on the other hand is expressed as:

$$(1 - A) \frac{F_{\text{sun}}}{r_h^2} \cos z = \eta \epsilon \sigma T^4 + \kappa \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (3)$$

where $A = p_v q$ is the product of the geometric albedo p_v with the phase integral q , F_{sun} [Wm^{-2}] is the solar constant, r_h [AU] is the heliocentric distance, z is the zenithal angle, η is the beaming factor introduced by Lebofsky & Spencer (1989), T [K] is the surface temperature, κ [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$] is the thermal conductivity and x measures the depth. Numerical values for the parameters will be discussed in Sect. 3.4. Although the sublimation of water ice is neglected, its presence on the surface will appear through the Bond albedo A .

We considered the one-dimensional time-dependent equation for the heat conduction:

$$\rho C \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \right) \quad (4)$$

where ρ [kg/m^3] is the mass density and C [J/kg/K] is the specific heat capacity of the nucleus. We solved this equation using a method similar to that described by Spencer et al. (1989). We changed x to $x' = x/\xi$, where $\xi = \sqrt{2\kappa/\rho C \omega}$ [m] is the characteristic length of the heat wave which propagates into the sub-surface. Then, Eq. (4) becomes Eq. (5) and Eq. (3) becomes Eq. (6):

$$\frac{\partial T(x', t)}{\partial t} = \frac{\omega}{2} \frac{\partial^2 T(x', t)}{\partial x'^2} \quad (5)$$

$$(1 - A) \frac{F_{\text{sun}}(t)}{r_h^2} \cos z = \eta \epsilon \sigma T^4(0, t) + \sqrt{\frac{\omega}{2}} \sqrt{\kappa \rho C} \frac{\partial T(0, t)}{\partial x'} \quad (6)$$

where $\omega = 2\pi/P_n$ is the rotational frequency.

The boundary conditions are given by Eq. (6) at the surface, and by Eq. (7) at a depth d :

$$\left(\frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \right)_{x=d=12\xi} = 0 \quad \text{or} \quad \left(\frac{\partial T(x', t)}{\partial x'} \right)_{x'=12} = 0. \quad (7)$$

This last condition assumes that the temperature remains constant below a (thick enough) layer of thickness d . The choice of this constant temperature is explained in detail by Spencer et al. (1989). We took $d = 12\xi$, which ensures a good convergence; a higher d does not change the surface temperature.

Table 4. Estimated thermal inertia I for different bodies of the Solar System.

Body	I [$\text{J K}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1/2}$]	Reference
Moon	50	Winter & Saari (1969)
Mars	65–460	Kieffer et al. (1977)
Phobos	37–67	Lunine et al. (1982)
Deimos	28–84	Lunine et al. (1982)
Saturn rings	13	Froidevaux et al. (1981)
Eros	<105	Morrison (1976)
Ganymede	84–167	Morrison et al. (1971)
Asbolus	<10	Fernandez et al. (2002)
1P/Halley	<670	Julian et al. (2000)

In Eq. (6), all thermal parameters of the nucleus are re-grouped into a single quantity, the thermal inertia $I = \sqrt{\kappa \rho C}$ [$\text{J K}^{-1} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1/2}$]. This is now the only parameter that we will consider when solving the system of Eqs. (5)+(6)+(7). Table 4 gives estimates of the thermal inertia for different bodies of the Solar System.

The nucleus is divided in several layers of thickness dx' where $dx' = 0.25$ is enough for Chiron to ensure a good convergence. The longitude is represented by the time parameter t . As t increases, the nucleus rotates and the longitude, reckoned from the sub-solar point, changes. We took a step $dt = P_n/1000$, which corresponds to ~ 21 s for a period $P_n = 5.92$ h and which is enough to reach the convergence. Tests were performed with lower values of dx' and dt and led to marginal differences.

We calculated the temperature T at each point (θ, φ) of the surface to obtain a temperature map $T(\theta, \varphi)$, where θ is the latitude and φ is the longitude. For illustration, the temperature profile along the equator ($\theta = 0^\circ$) is displayed in Fig. 3 for different thermal inertia.

3.3. The thermal flux

The thermal flux $F(\lambda)$ of an unresolved nucleus measured by an observer located at geocentric distance Δ is the integral over the nucleus of $\epsilon B(\lambda, T)$ where $B(\lambda, T)$ is the Planck function and $T(\theta, \varphi, A)$ is given by the MM:

$$F(\lambda) = \epsilon \int \int B[\lambda, T(\theta, \varphi, A)] \Omega dS. \quad (8)$$

The solid angle Ω is given by:

$$\Omega = \frac{1}{\Delta^2} \cos \theta \cos(\varphi - \alpha) \quad (9)$$

and the element of surface by:

$$dS = r_n^2 \cos \theta d\theta d\varphi \quad (10)$$

where r_n is the radius of the nucleus, θ is the latitude, φ is the longitude measured from the sub-solar point and α is the phase angle. θ and φ are linked to the zenithal angle z by $\cos z = \cos \theta \cos \varphi$. We calculated the thermal flux by performing a double integration over the hemisphere of the nucleus which is visible from Earth i.e., satisfying $\cos(\varphi - \alpha) > 0$.

3.4. The model parameters

The various parameters involved in the thermal models are not known for cometary nuclei. We discuss below how we selected their respective values.

The infrared emissivity ϵ is taken equal to 0.95, the middle point of the interval 0.9–1.0 always quoted in the literature. As the interval is very small and the value near 1.0, this uncertainty has a negligible influence on the calculated thermal flux.

The beaming factor η reflects the influence of surface roughness which produces an anisotropic thermal emission, and theoretically ranges from 0 to 1. For physical reasons, η is higher than 0.7, otherwise it implies a very high, unrealistic, roughness, with a rms slope higher than 1 (Lagerros 1998). We adopted the value of $\eta = 0.756$, derived from observations of 1 Ceres and 2 Pallas by Lebofsky et al. (1986), as those objects have a geometric albedo (0.10 and 0.14 respectively) similar to that of Chiron. Note that, on the basis of the work of Lagerros (1998), Lamy et al. (2002) used a slightly larger value $\eta = 0.85$ for the nucleus of 22P/Kopff as this body has a lower geometric albedo $p_v = 0.04$. As the temperature varies as $\eta^{-1/4}$, the beaming factor may have an important effect on thermal flux and, in turn, on the radius determination of the nucleus.

The Bond albedo A requires a knowledge of the phase integral q , which measures the angular dependence of the scattered radiation. We choose $q = 0.4$, the value found for 2 Pallas (Lebofsky et al. 1986) since its geometric albedo $p_v = 0.14$ is comparable to that of Chiron. We note that this value of q is significantly different from the value $q = 0.28$ chosen for 22P/Kopff (Lamy et al. 2002) since those two objects have quite different surface properties. However q has little influence and the above values yielded similar results.

For the geometric albedo, we took $p_v = 0.11$, which is the value derived from the ISOPHOT observations and which will be discussed in the next section. It will then be shown that the results are almost independent of the geometric albedo in the range 0.01–0.15.

4. Results and discussion

4.1. Thermal inertia and radius determination of the nucleus

The determination of the thermal inertia I and the radius r_n of the nucleus is performed by minimizing the χ^2 expression defined as:

$$\chi^2(I, r_n) = \sum_{i=1}^n \left[\frac{F_i - F(\lambda_i, I, r_n)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (11)$$

where F_i is the measured flux at the wavelength λ_i and σ_i the corresponding error bar. We took into account the average ISOPHOT fluxes from the three nights of observation presented in Sect. 2.2 (Table 2), at 25, 60 and 100 μm . We did not take into account the observation at 160 μm in our discussion for reasons explained in Sect. 2.2. Figure 4 presents the value of χ^2 as a function of I and r_n . Its lower value is obtained, at the 1σ level ($\chi^2 < 1$), for a radius $r_n = 71 \pm 5$ km and a thermal inertia $I = 3_{-3}^{+5}$ MKS.

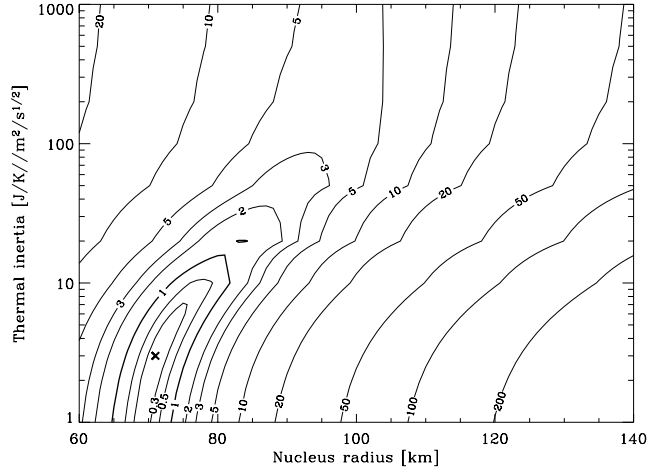


Fig. 4. Value of the χ^2 expression as a function of the radius r_n and the thermal inertia I . The cross represents best estimate of r_n and I , i.e. where χ^2 is minimum.

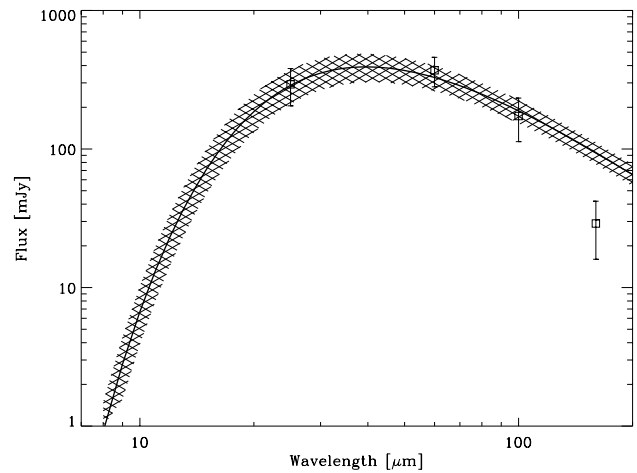


Fig. 5. The SED of the nucleus of Chiron for the mixed model (MM) with a radius $r_n = 71 \pm 5$ km and a thermal inertia $I = 3_{-3}^{+5}$ MKS. The squares are the ISOPHOT data at 25, 60, 100 and 160 μm with their 1σ error bars.

Figure 5 displays the SED of Chiron from 10 μm to 200 μm for the mixed model (MM), for the above values and the 1σ uncertainty. The fit to the data points is excellent, except at 160 μm for reasons already discussed.

The value of 71 ± 5 km for the radius is lower than the bulk of the previous estimates (Table 3), but in excellent agreement with the recent determination of 74 ± 4 km by Fernandez et al. (2002). The value of 3_{-3}^{+5} MKS for the thermal inertia is very low, but coherent with our present understanding of primitive bodies. Indeed, Fernandez et al. (2002) determined a thermal inertia < 10.5 MKS for Asbolus, and Spencer et al. (1989) suggested a thermal inertia < 15 MKS for asteroids Ceres and Pallas, lower than that of the Moon (50 MKS). The low thermal inertia of Chiron indicates a low thermal conductivity for the surface material, and probably a porous surface as supposed for the majority of cometary nuclei (e.g. Klinger et al. 1996; Skorov et al. 1999).

As pointed out above, the only parameter on which the thermal model and consequently the results are sensitive is the

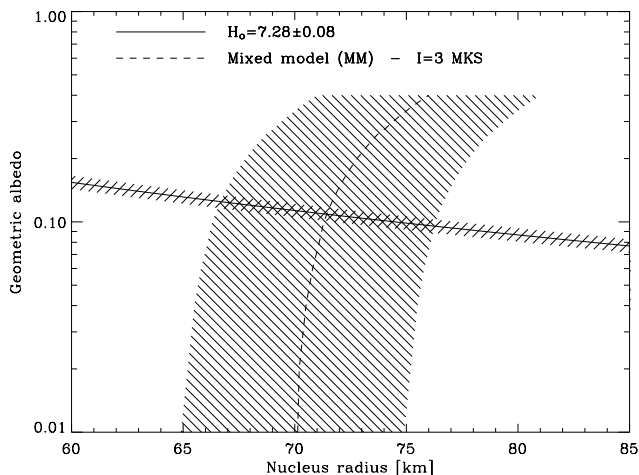


Fig. 6. The albedo-radius diagram for Chiron. The infrared constraints come from the ISOPHOT observations with the models presented in Fig. 3. The visible constraint is given by the visible absolute magnitude of the nucleus of Chiron $H_0 = 7.28 \pm 0.08$.

beaming factor η , which ranges from 0.7–1.0 (see Sect. 3.4). For $\eta = 0.756$, as justified in Sect. 3.4, we obtained the best fit with a radius $r_n = 71$ km and a thermal inertia $I = 3$ MKS. For the extreme, unrealistic value of $\eta = 1.0$, the best fit is obtained with $r_n = 77$ km and $I = 0$ MKS, and for $\eta = 0.7$ with $r_n = 71$ km and $I = 5$ MKS. For $\eta = 0.85$, the value used for 22P/Kopff (Lamy et al. 2002), we obtained $r_n = 72$ km and $I = 0$ MKS. Consequently, the choice of η , in the range 0.7–0.85, has practically no influence on the determination of the radius and the thermal inertia.

4.2. Geometric albedo

In order to determine the size and the geometric albedo of Chiron without any assumptions, we need two independent relationships. The first one is given by the visible observations and we used the value discussed in Sect. 2.1, $H_0 = 7.28 \pm 0.08$, for the absolute V magnitude of the nucleus. The nucleus radius r_n and the geometric albedo p_v are linked to H_0 using the relationship of Bowell et al. (1989):

$$\log(2r_n) = 3.130 - 0.2H_0 - 0.5 \log p_v. \quad (12)$$

The second relationship between r_n and p_v is given by the thermal flux via Eq. (8) where the surface temperature T depends on p_v through $A = p_v q$. We used $I = 3$ MKS, as determined previously, and the ISOPHOT fluxes at 25, 60 and 100 μm . We graphically combined the visible and the infrared constraints, as illustrated in Fig. 6. The curves represent the infrared and visible constraints which cross themselves nearly orthogonally; this minimizes the error on the determination of r_n and p_v . Moreover, the infrared constraint is almost independent of the geometric albedo in the range 0.01–0.15, yielding a quasi-constant value for the radius in this range (variation <3%). The geometric albedo is only constrained by the absolute magnitude of the nucleus H_0 .

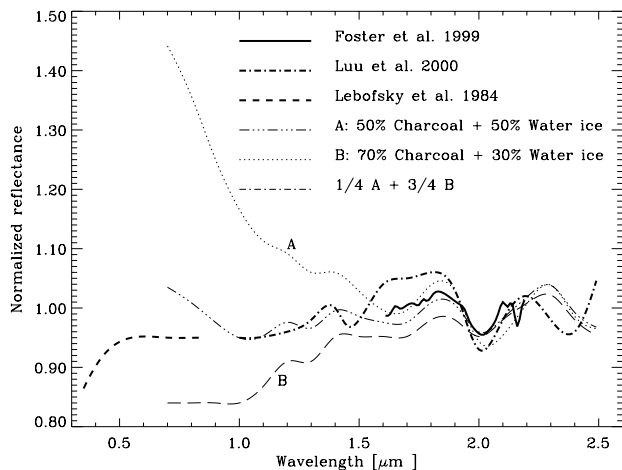


Fig. 7. Observed spectra of Chiron compared to laboratory experiments with mixtures of charcoal and water ice.

For our solution, a MM with a thermal inertia of 3 MKS and a radius of 71 km, we obtained a geometric albedo of 0.11 ± 0.02 , the uncertainty coming from the error affecting H_0 . This value is in excellent agreement with the determination of Campins et al. (1994). Fernandez et al. (2002) obtained a higher geometric albedo of 0.17 ± 0.02 assuming $H_0 = 6.96$. Using $H_0 = 7.28$ instead yields 0.13 ± 0.02 , in excellent agreement with our determination. The geometric albedo cannot be used to constrain the thermal inertia. This shows the importance of combining infrared AND visible observations to estimate altogether p_v , r_n and I .

The geometric albedo of 0.11 is higher than the typical range 0.02–0.06 found for the nucleus of short period comets (Lamy et al. 2004) and this probably results from the presence of water ice at the surface of Chiron, a question discussed in the following section.

4.3. Reflectance of Chiron

We now consider the spectrum of Chiron to characterize its surface. We assembled a composite spectrum by combining the results of Lebofsky et al. (1984), Foster et al. (1999) and Luu et al. (2000) in Figs. 7–10. We normalized the spectrum of Foster et al. and Luu et al. at 2.2 μm , and we applied a scaling factor of 0.95 to the spectrum of Lebofsky et al. (originally normalized at 0.55 μm) in order to insure continuity at 1 μm . Each spectrum was sampled and then interpolated using cubic splines. There are obvious problems with the infrared spectra, in particular with that of Luu et al. (2000): the 1.5 μm band appears misplaced and the apparent absorption longward of 2.2 μm is probably spurious. However, the composite spectrum exhibits well-defined features, an almost flat part extending from 0.5 to 1.1 μm and the two absorption bands of water ice at 1.5 and 2.0 μm . These features, and particularly the contrast of the bands, can be used to set limits on the fractional coverage of ice.

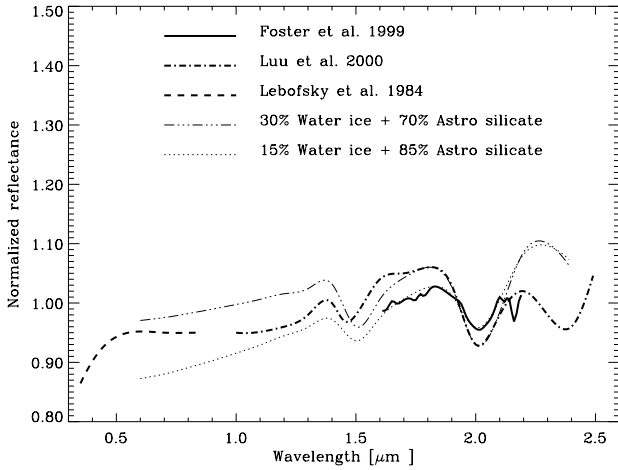


Fig. 8. Observed spectra of Chiron compared to two mixtures of astronomical silicate and water ice grains in different proportions. The grain size is $10 \mu\text{m}$.

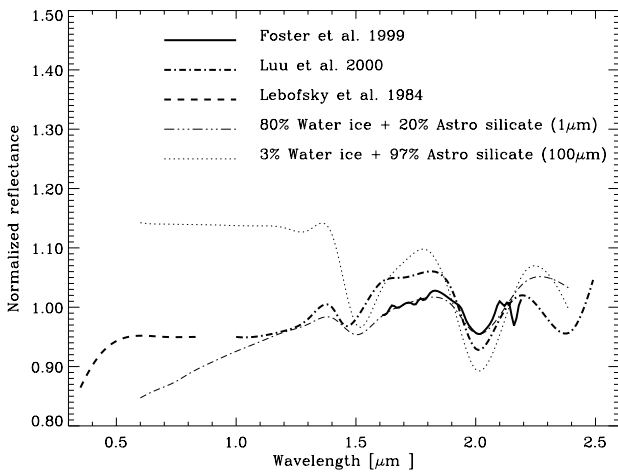


Fig. 9. Observed spectra of Chiron compared to two mixtures of astronomical silicate and water ice grains, with grain sizes of 1 and $100 \mu\text{m}$.

4.3.1. Comparison with experimental spectra from laboratory experiments of microscopic mixtures

We start by comparing the spectrum of Chiron with laboratory results on different samples which are intimate, microscopic mixtures of different grains. The main advantage of using spectra obtained with laboratory experiments is that they are far more realistic than computed spectrum, which further involve many unknown parameters. Figure 7 displays the reflectance of two mixtures of water ice and charcoal measured by Clark & Lucey (1984) using the experiment chamber of Clark (1981). Mixture A (50% charcoal +50% water ice) exhibits a $2.0 \mu\text{m}$ band approximately similar to the observed one but unfortunately a steep gradient in the visible. Mixture B (70% charcoal +30% water ice) alleviates this problem at the expense of producing too low a reflectance in the visible and too low a contrast of the $2.0 \mu\text{m}$ band. None of the two mixtures exhibits the $1.5 \mu\text{m}$ absorption band. It is tempting to use a linear combination of the A and B spectra to better reproduce the observations. Figure 7 displays the solution “0.25 A + 0.75 B” which indeed

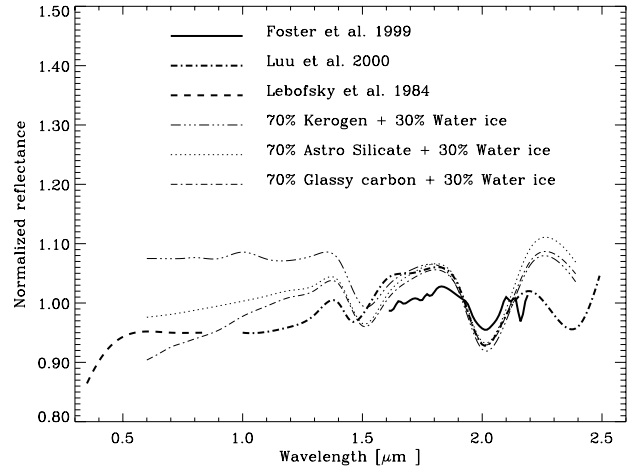


Fig. 10. Observed spectra of Chiron compared to three different mixtures of 30% of water ice +70% of refractory grains (silicate, glassy carbon or kerogen). The grain size is $10 \mu\text{m}$.

offers a better fit to the observations than any of the two individual mixtures. Applying the above linear scaling, this solution contains approximately 65% of charcoal and 35% of water ice. The fit is not perfect but gives a rough idea of the amount of water ice on the surface of Chiron, $\sim 35\%$. Unfortunately, the geometric albedo of a body having a surface composed of such a mixture is not known but is probably low owing to the large percentage of refractory material, a result justified in the next section.

4.3.2. Comparison with computed spectra of macroscopic mixtures

We now calculate the reflectance of simple areal mixtures of water ice and other refractory materials. The advantage of this approach is twofold, first the parameters may be varied at will, and second the reflectance *and* the geometric albedo of a body covered with the considered mixture can be simultaneously calculated. The drawback of this approach is the large number of (unknown) parameters such as the optical properties of the materials and the distribution function of the grain size, and the solutions are no means unique. The model considers macroscopic mixtures so that there is no interaction between the components, and the resulting reflectance spectrum is a linear combination of the individual spectra according to the selected fractional coverage of each component. It has already been applied to Chiron: Foster et al. (1999) combined 20% of water ice with 80% of a spectrally neutral material while Luu et al. (2000) combined water ice and olivine in unspecified proportion to interpret their observations.

For the present study, we used the numerical code of Roush (1994), based on the Hapke formalism (Hapke 1993) and considered mixtures of water ice with three different refractory materials. First, a silicate, known as “astronomical silicate” in the literature; its optical constants come from Draine & Lee (1984). Second, glassy carbon, an amorphous form of carbon; its optical constants come from Edoh (1983). Third, a kerogen, a highly processed organic residue; its optical constants come

Table 5. Calculated geometric albedos for different mixtures of water ice + astronomical silicates and different grain sizes.

Mixture ^a	Grain size [μm]	Albedo ^b
3%	100	0.02
15%	10	0.06
30%	10	0.11
80%	1	0.33

^a Percentage of water ice in the mixture water ice + astronomical silicates. ^b Geometric albedo.

from Khare et al. (1990). The optical constants of water ice come from Warren (1984).

Figure 8 displays our results obtained for a mixture of water ice + silicate with a unique grain size of 10 μm . The percentage of water ice was tuned to produce the observed contrast of the 2.0 μm band. It amounts to 15% to match the spectrum of Foster et al. (1999) and to 30% to match that of Luu et al. (2000). The fits are quite satisfactory in the interval 1.4 to 2.1 μm in spite of a slight mismatch of the 1.5 μm band, but this may come from the spectrum of Luu et al. (2000) as discussed above. However, the amount of water ice strongly depends upon the grain size. Figure 9 displays the same fit but, for two different grain sizes, 1 μm and 100 μm . In order to match the observed spectrum and especially the contrast of the 2.0 μm band, the amount of water ice must be less than 3% for a grain size of 100 μm , and larger than 80% for a grain size of 1 μm .

In order to test whether the above mixtures are compatible with the albedo of 0.11 ± 0.02 determined in Sect. 4.2, we used a numerical code written by Roush (1994) to calculate the geometric albedo of a spherical body in the framework of the Hapke formalism. The results for the four mixtures water ice + astronomical silicate considered in Figs. 8 and 9 are represented in Table 5. We obtained similar results for the other refractory materials, glassy carbon and kerogen. The solution which best matches both the observed reflectance and albedo of Chiron corresponds to a mixture of 30% of water ice +70% of refractory material and a common grain size of ~ 10 μm . The resulting spectra are displayed in Fig. 10. Smaller grain sizes would require larger water ice fractions resulting in very large albedos while larger grain sizes result in the opposite situation. None of the mixture exhibits the observed visible spectrum of Chiron although the discrepancies are not that large and much reduced compared to the previous solution (Fig. 7). One cannot reasonably hope that any of the selected material precisely corresponds to the refractory component of Chiron. For the three cases of surface composition introduced above (Fig. 10), we found geometric albedos of respectively 0.11 (silicate), 0.13 (glassy carbon) and 0.10 (kerogen), all in excellent agreement with our result of 0.11 ± 0.02 .

In summary, the spectrum of the nucleus of Chiron and its relatively high geometric albedo are both consistent with a surface approximately composed of 30% of water ice and 70% of a refractory material.

Table 6. Nucleus radius from IR and radio observations of Chiron.

Date ^a	Reference	λ [μm]	Radius ^b [km]
09 Jan. 1983	Lebofsky et al. (1984)	22.5	97 ± 30
18 Nov. 1991	Campins et al. (1994)	19.2	79 ± 15
22 Nov. 1993	Campins et al. (1994)	10.8	102 ± 14
	Campins et al. (1994)	19.2	114 ± 12
31 Mar. 1994	Campins et al. (1994)	10.6	112 ± 9
	Campins et al. (1994)	20.0	98 ± 16
21 Jun. 2000	Fernandez et al. (2002)	12.5	87 ± 6
	Fernandez et al. (2002)	12.5	98 ± 8
23 Jun. 2000	Fernandez et al. (2002)	12.5	87 ± 6
	Fernandez et al. (2002)	17.9	62 ± 12
	Fernandez et al. (2002)	17.9	70 ± 11
16 Sep. 1983	Sykes & Walker (1991)	25	<164
	Sykes & Walker (1991)	60	<127
Jun. 1996	This work	25	71 ± 6
	This work	60	75 ± 12
	This work	100	67 ± 14
22 Mar. 1991	Jewitt & Luu (1992)	800	<138
27 Apr. 1994	Altenhoff & Stumpff (1995)	1200	74 ± 9

^a See Table 2 for observation conditions. ^b Radius derived from the mixed model (MM) with a thermal inertia $I = 3 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$.

4.4. Comparison with previous infrared and radio observations

We now systematically apply our thermal model, i.e., the mixed model with the parameters given in Sect. 3.4, a geometric albedo of 0.11 and a thermal inertia of 3 MKS, to all past infrared and radio observations. This is the first time that this set of observations is homogeneously analyzed with the same model, thus allowing a meaningful comparison of the resulting sizes of the nucleus of Chiron. Table 6 summarizes the different radius determinations which may differ from those found by the authors (cf. Table 3) since they used different thermal models and/or different parameters. Figure 11 displays the radius determination versus wavelength for all observations listed in Table 6. Our result $r_n = 71 \pm 5$ km given by our mixed model is in excellent agreement with all observations above 20 μm , including the submillimetric observations of Altenhoff & Stumpff (1995) at 1200 μm . Our result is also consistent with the observations of Fernandez et al. (2002) at 17.9 μm and one observation of Campins et al. (1994) at 19 μm . The other observations of Campins et al. (1994) tend to suggest a larger radius. This trend is more pronounced at ~ 10 μm , and the observations of Campins et al. (1994) and Fernandez et al. (2002) yield a radius of 87–112 km. A radius of 71 ± 5 km is not compatible with the occultation performed by Bus et al. (1996), unless taking into account their error bars at the 3σ level. The question of reconciling thermal infrared observations with results from occultations has already been addressed by Fernandez et al. (2002).

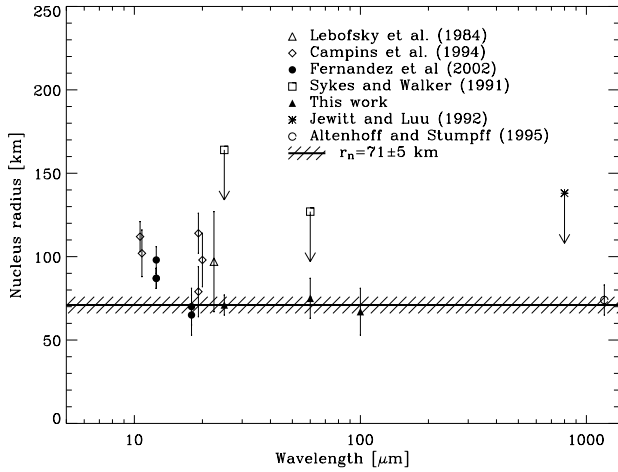


Fig. 11. Determination of the radius of Chiron from the infrared and radio observations of Table 2, using a mixed model (MM) with a geometric albedo of 0.11 and a thermal inertia of 3 MKS. The solid bold line and the hatched band represent our determination of 71 ± 5 km.

4.5. Coma contribution

We address the question of a possible contamination of the ISOPHOT observations by the coma by noting that our visible observation performed 10 days later (25 June 1996) yielded $H_v = 6.57$. Assuming an absolute V magnitude of the nucleus of 7.28, we derived a coma contribution of 48% using:

$$\frac{F(\text{obs.}) - F(\text{nucl.})}{F(\text{obs.})} = \frac{10^{-0.4 \times 6.57} - 10^{-0.4 \times 7.28}}{10^{-0.4 \times 6.57}} = 48\%. \quad (13)$$

But, since we derived a radius of 71 km, lower than previous determinations, it is very unlikely that there was any significant contribution of the coma to the infrared fluxes (if present at all, a faint coma contribution would be hidden by the large uncertainty of $\sim 30\%$ affecting the measurements). This has already been pointed out by Campins et al. (1994), two years before the ISOPHOT observations, when Chiron was even more active, and by West (1991), who argued that the blue color of the coma is most likely due to scattering by submicron dust grains.

5. Application to the Centaur Chariklo

5.1. Radius, thermal inertia and geometric albedo of the nucleus

Chariklo (1997 CU26) was discovered in 1997 with the Spacewatch telescope (Scotti 1997). It has a perihelion of 13.07 AU, an aphelion of 18.35 AU, an eccentricity of 0.31 and an inclination of 30.1° , which classifies it in the Centaur family. Several observations were attempted in order to characterize its physical properties. The visible observations of Davies et al. (1998) gave an absolute V magnitude $H_v = 6.82 \pm 0.02$, using a linear phase function with $\beta = 0.05 \text{ mag deg}^{-1}$. Combining this result with the infrared flux obtained at $20.3 \mu\text{m}$, Jewitt & Kalas (1998) derived a radius of 151 km and a geometric albedo of 0.045. Altenhoff et al. (2001) performed radio observations at 1.2 mm and determined a radius of 137 km and a geometric albedo of 0.055. The infrared and radio observations

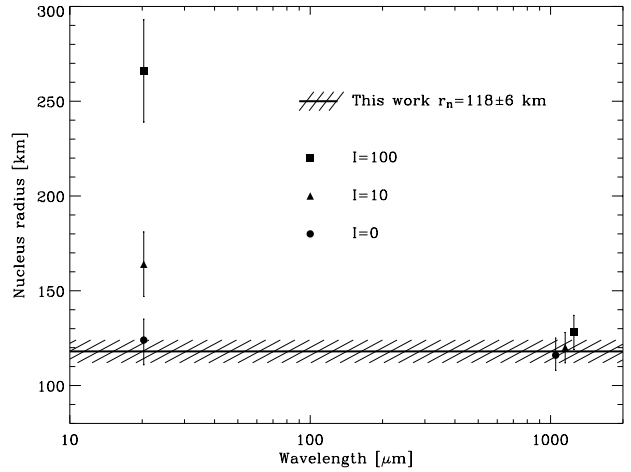


Fig. 12. Determination of the radius of Chariklo from the $20.3 \mu\text{m}$ infrared and 1.2 mm radio observations of Table 7. Different symbols are used for $I = 0, 10$ and 100 MKS. The symbols at 1.2 mm have been deliberately offset left-right for clarity. The solid bold line and the hatched band represent our determination of 118 ± 6 km.

Table 7. Infrared and radio observations of Chariklo.

Date	r_h^a [AU]	Δ^b [AU]	α^c [$^\circ$]	λ^d [μm]	Flux [mJy]	Ref.
13 Jan. 1998	12.81	13.72	1.7	20.3	66_{-11}^{+14}	(1)
Dec. 99-Feb. 00	13.35	12.62	3.0	1200	2.08 ± 0.30	(2)

^a Heliocentric distance. ^b Geocentric distance. ^c Phase angle in degrees. ^d Wavelength.

References: (1) Jewitt & Kalas (1998); (2) Altenhoff et al. (2001).

are presented in Table 7. The recent observations of Peixinho et al. (2001) present evidences for variations of the absolute magnitude of Chariklo over a few months. Using these data with a linear phase function correction ($\beta = 0.05 \text{ mag deg}^{-1}$), we determined a range for H_v from 6.52 to 6.90, well within the error bars. We applied our model used for Chiron to those visible, infrared and radio observations, in order to determine altogether the radius, the geometric albedo and the thermal inertia of Chariklo. We adopted a rotation period of 24 h (Davies et al. 1998).

As done for Chiron, we minimized the χ^2 expression, using the infrared (Jewitt & Kalas 1998) and radio (Altenhoff et al. 2001) constraints, and we derived a radius of 118 ± 6 km and a thermal inertia of 0_{-0}^{+2} MKS. As noted previously, this results depend on η . For η in the range 0.7–1.0, the χ^2 expression is minimum for a radius in the range 115–126 km and a thermal inertia of 0 MKS. Consequently, the influence of η is null on the thermal inertia and $<10\%$ on the radius. For Chariklo, I must be less than 2 MKS, otherwise the infrared and radio observations are not compatible. This is illustrated in Fig. 12, where we represented the radius determination for different thermal inertia in the range 0–100 MKS, as a function of wavelength. The infrared observations lead to a range of radius of 124 to 266 km, while the radio observations lead to a much narrower range of 116 to 128 km, thus giving a stringent constraint on the

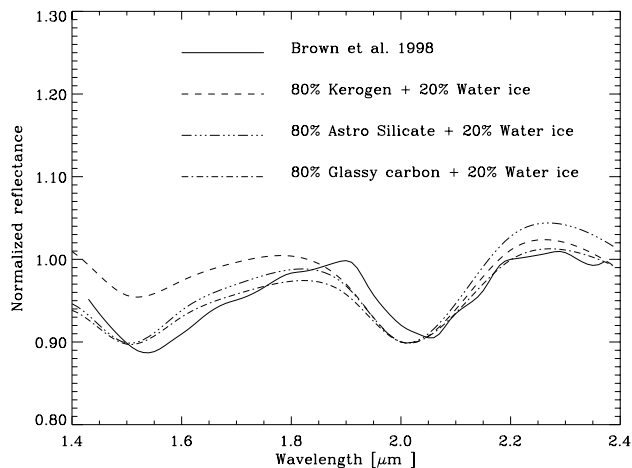


Fig. 13. The observed spectrum of Chariklo compared to four different mixtures of water ice and refractory grains (silicate, glassy carbon or kerogen). The grain size is $10 \mu\text{m}$.

nucleus. This large difference of range between the two spectral domains has already been addressed (Sect. 2.2). Using Eq. (12) with the values of $r_n = 118 \pm 6 \text{ km}$ and $H_0 = 6.70 \pm 0.20$, we derived a geometric albedo of 0.07 ± 0.01 .

5.2. Reflectance of Chariklo

In order to complete the analysis of Chariklo, we considered its reflectance using the spectrum obtained by Brown et al. (1998), which we normalized at $2.2 \mu\text{m}$. We favored this spectrum over that obtained more recently by Brown (2000) as this latter is of lower quality. Likewise that of Chiron, it exhibits the water ice absorption bands at 1.5 and $2.0 \mu\text{m}$ with approximately the same contrast (compare Figs. 13 and 10). We know from Sect. 5.1 that the geometric albedo of Chariklo (0.07 ± 0.01) is slightly lower than that of Chiron (0.11 ± 0.02), and this requires that the fractional coverage of ice be reduced in comparison to that of Chiron. In view of the previous discussion in Sect. 4.3.2, we adopted a grain size of $10 \mu\text{m}$ and found that the solution which best matches the observed spectrum is composed of 20% of water ice +80% of refractory materials (either kerogen, silicate or glassy carbon). As illustrated in Fig. 13, these mixtures give excellent fits to the spectrum of Chariklo. The corresponding geometric albedos are 0.07 (silicate), 0.09 (glassy carbon) and 0.07 (kerogen), in good agreement with the above determination of 0.07 ± 0.01 .

In summary, the spectrum of the nucleus of Chariklo and its geometric albedo of 0.07 ± 0.01 are both consistent with a surface approximately composed of 20% of water ice and 80% of a refractory material.

6. Conclusion

We have analyzed visible, infrared, radio and spectroscopic observations of 2060 Chiron and 1997 CU26 Chariklo in a synthetic way to determine the physical properties of its nucleus. Our main results are summarized below:

1. The analysis of the visible observations performed from September 1969 to August 2001 leads to an absolute V magnitude for the nucleus of Chiron $H_0 = 7.28 \pm 0.08$

with a lightcurve amplitude of $0.16 \pm 0.03 \text{ mag}$, implying a nearly spherical nucleus with a ratio of semi-axes $a/b = 1.16 \pm 0.03$.

2. The analysis of the infrared ISOPHOT observations of Chiron, which covers the maximum of the SED (25, 60 and $100 \mu\text{m}$), with a thermal model which includes heat conduction leads to a thermal inertia of $3_{-3}^{+5} \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ and a radius of $71 \pm 5 \text{ km}$. Combining the visible and infrared observations, we found a geometric albedo of 0.11 ± 0.02 . This solution is remarkably consistent with observations ranging from $17.9 \mu\text{m}$ (Fernandez et al. 2002) to $1200 \mu\text{m}$ (Altenhoff et al. 1995).
3. This very low value of the thermal inertia, the lowest ever determined for a body of the Solar System, is supported by other evidences and is coherent with our present understanding of primitive bodies. It implies a low thermal conductivity and probably a porous structure as often assumed for cometary nuclei.
4. The spectrum of the nucleus of Chiron and its relatively high geometric albedo are both consistent with a surface composed of a mixture of water ice ($\sim 30\%$) and refractory ($\sim 70\%$) grains.
5. The same analysis for the visible, infrared and radio observations of Chariklo (1997 CU26), yields a radius of $118 \pm 6 \text{ km}$, a geometric albedo of 0.07 ± 0.01 and a thermal inertia of $0_{-0}^{+2} \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, making Chariklo the largest Centaur detected so far. A surface composed of a mixture of water ice ($\sim 20\%$) and refractory ($\sim 80\%$) grains is compatible with its near-infrared spectrum and the above albedo.

The wide diversity in the optical and near-infrared reflection spectra of Centaurs is now well established and can be interpreted in terms of different histories leading to mantles of different nature (Jewitt & Fernandez 2001). This is reinforced by the differences in albedo as illustrated by the two cases considered here, Chiron and Chariklo, which can be related to different properties (composition, porosity) of the uppermost layers of the two nuclei. Our results further suggest different thermal inertia for Chiron and Chariklo. It is tempting to relate this possible difference to the presence (Chiron) or absence (Chariklo) of activity, the larger heat conduction in Chiron implying that more energy reach the CO layer inside the nucleus thus producing its sublimation. This question is beyond the scope of the present study but would be worth exploring.

As Centaurs will eventually become ecliptic comets, it is quite interesting to compare the properties of these two families. A major difference is that water ice has been detected at the surface of several Centaurs on the basis of the 1.5 and $2.0 \mu\text{m}$ absorption bands, while it has never been detected on any ecliptic comet nucleus. From the few determinations presently available and clearly on the basis on the above results, several Centaurs have a geometric albedo distinctly larger than that of short period comets. Our calculation suggests that the large fraction of water ice present on the surface of these Centaurs also explain these large albedo values. This would indicate that sublimation is quite effective in weathering the cometary surfaces and decreasing their albedo.

Acknowledgements. We express our gratitude to T.L. Roush, who kindly made his program to calculate the reflectance and the geometric albedo available to us and for his helpful comments. We thank the referee, D.P. Cruikshank, for many helpful comments.

References

- Altenhoff, W. J., & Stumpff, P. 1995, *A&A*, 293, L41
 Altenhoff, W. J., Menten, K. M., & Bertoli, F. 2001, *A&A*, 366, L9
 Bauer, J. M., Meech, K. J., Fernández, Y. R., et al. 2003, *Icarus*, in press
 Bowell, E., Hapke, B., Domingue, D., et al. 1989, *Asteroids II*
 Brown, R. H., Cruikshank, D. P., Pendleton, Y., & Veeder, G. J. 1998, *Science*, 280, 1430
 Brown, M. E. 2000, *AJ*, 119, 977
 Buie, M. W., Olkin, C., McDonald, S., et al. 1993, *IAU Circ.*, 5898
 Bus, S. J., & Bowell, E. 1988, *IAU Circ.*, 4684
 Bus, S. J., Bowell, E., Harris, A. W., & Hewitt, A. V. 1989, *Icarus*, 77, 223
 Bus, S. J., Buie, M. W., Schleicher, D. G., et al. 1996, *Icarus*, 123, 478
 Bus, S. J., A'Hearn, M. F., Bowell, E., & Stern, S. A. 2001, *Icarus*, 150, 90
 Campins, H., Telesco, C. M., Osip, D. J., et al. 1994, *AJ*, 108, 2318
 Capria, M. T., Capaccioni, F., Coradini, A., et al. 1996, *Planet. Space Sci.*, 44, 987
 Clark, R. N. 1981, *JGR*, 86, 3074
 Clark, R. N., & Lucey, P. G. 1984, *JGR*, 89, 6341
 Davies, J. K., McBride, N., Ellison, S. L., Green, S. F., & Ballantyne, D. R. 1998, *Icarus*, 134, 213
 Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
 Duffard, R., Lazzaro, D., Pinto, S., et al. 2002, *Icarus*, 160, 44
 Etoh, O. 1983, Ph.D. Thesis, Univ. of Arizona
 Fernández, Y. R., Jewitt, D. C., & Sheppard, S. S. 2002, *AJ*, 123, 1050
 Foster, M. J., Green, S. F., & McBride, N. 1999, *Icarus*, 141, 408
 Froidevaux, L., Matthews, K., & Neugebauer, G. 1981, *Icarus*, 46, 18
 Hapke, B. 1993, *Theory of reflectance and emittance spectroscopy* (Cambridge University Press)
 Hartmann, W. K., Tholen, D. J., Meech, K. J., & Cruikshank, D. P. 1990, *Icarus*, 83, 1
 Jewitt, D., & Luu, J. 1992, *AJ*, 104, 398
 Jewitt, D., & Kalas, P. 1998, *ApJ*, 499, L103
 Jewitt, D., & Fernandez, Y. 2001, *Physical properties of Planet-Crossing Objects*, 261, 143
 Johnson, R. 1991, *JGR*, 96, 17553
 Julian, W. H., Samarasinha, N. H., & Belton, M. J. S. 2000, *Icarus*, 144, 160
 Khare, B. N., Thompson, W. R., Sagan, C., et al. 1990, *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, 21, 627
 Kieffer, H., Martin, T., Peterfreund, A., et al. 1977, *JGR*, 82, 4249
 Kiss, C., Ábrahám, P., Klaas, U., Juvela, M., & Lemke, D. 2001, *A&A*, 379, 1161
 Klinger, J., Lvasseur-Regourd, A. C., Bouziani, N., & Enzian, A. 1996, *Planet. Space Sci.*, 44, 637
 Kowal, C. T. 1996, *Asteroids: their nature and utilization* (2d ed. New York: Wiley)
 Lagerros, J. S. V. 1998, *A&A*, 332, 1123
 Lamy, P. L., Toth, I., Jorda, L., et al. 2002, *Icarus*, 156, 442
 Lamy, P. L., Toth, I., Fernandez, Y., & Weaver, H. A. 2004, *COMETS II*, ed. M. Festou, H. U. Keller, & H. A. Weaver (University of Arizona Press), in press
 Landholt, A. U. 1992, *AJ*, 104, 340
 Lazzaro, D., Florczak, M. A., Betzler, A. S., et al. 1996, *Planet. Space Sci.*, 44, 1547
 Lazzaro, D., Florczak, M. A., Angeli, C. A., et al. 1997, *Planet. Space Sci.*, 45, 1607
 Lebofsky, L. A., Tholen, D. J., Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1984, *Icarus*, 60, 532
 Lebofsky, L. A., Sykes, M. V., Tedesco, E. F., et al. 1986, *Icarus*, 68, 239
 Lebofsky, L. A., & Spencer, J. R. 1989, *Radiometry and thermal modeling of asteroids. Asteroids II*
 Lunine, J., Neugebauer, G., & Jakosky, B. 1982, *JGR*, 87, 10297
 Luu, X. J., & Jewitt, D. C. 1990, *AJ*, 100, 913
 Luu, X. J. 1993, *Icarus*, 104, 138
 Luu, X. J., Jewitt, D. C., & Trujillo, C. 2000, *ApJ*, 531, L151
 Marcialis, R. L., & Buratti, B. J. 1993, *Icarus*, 104, 234
 Meech, K. J., & Belton, J. S. 1990, *AJ*, 100, 1323
 Meech, K. J., Buie, M. W., Samarashina, N. H., Mueller, B. E. A., & Belton, M. J. S. 1997, *AJ*, 113, 844
 Morrison, D., Cruikshank, D. P., Murphy, R. E., et al. 1971, *ApJ*, 167, L107
 Morrison, D. 1976, *Icarus*, 28, 125
 Peixinho, N., Lacerda, P., Ortiz, J. L., et al. 2001, *A&A*, 371, 753
 Peschke, S. 1997, Ph.D. Thesis, University of Heidelberg
 Rauer, H., Biver, N., Crovisier, J., et al. 1997, *Planet. Space Sci.*, 45, 799
 Roush, T. L. 1994, *Icarus*, 108, 243
 Schmitt, B., Epinasse, S., & Klinger, J. 1991, in *19th lunar and planetary science conference*, ed. A. W. Harris, & E. Bowell (Houston: Lunar and Planetary Institute)
 Scotti, J. V. 1997, *Minor Planet Circular* 1997-D11
 Silva, A. M., & Cellone, S. A. 2001, *Planet. Space Sci.*, 49, 1325
 Skorov, Yu. V., Kömle, N. I., Markiewicz W. J., & Keller, H. U. 1999, *Icarus*, 140, 173
 Spencer, J. R., Lebofsky, L. A., & Sykes, M. V. 1989, *Icarus*, 78, 337
 Sykes, M. V., & Walker, R. G. 1991, *Science*, 251, 777
 Tholen, D. J., Hartmann, W., & Cruikshank, D. P. 1988, *IAU Circ.*, 4554
 Warren, S. G. 1984, *Appl. Opt.*, 23, 1206
 West, R. M. 1991, *A&A*, 241, 635
 Winter, D., & Saari, J. 1969, *ApJ*, 156, 1135
 Womack, M., & Stern, S. A. 1997, *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. XXVIII*, 1575

5.10 Le noyau de la comète IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1)

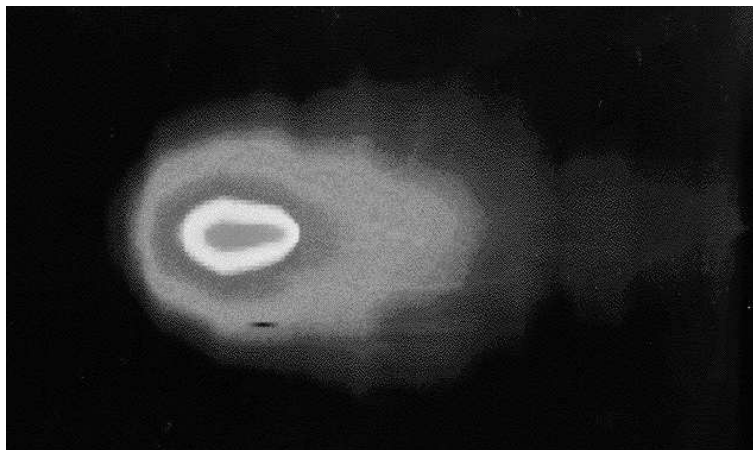


Figure 5.16 – Image de la comète IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1) prise par le satellite IRAS à $25\ \mu\text{m}$ (date non communiquée).

5.10.1 Introduction

La comète IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1) a été découverte indépendamment par le Satellite Astronomique Infrarouge (IRAS) le 25 avril 1983 et par les astronomes Araki puis Alcock le 3 mai 1983 (Davies *et al.*, 1983). Cette découverte a eu lieu seulement deux semaines avant son passage au plus près de la Terre, le 11 mai 1983 à 0.0313 UA. IRAS-Araki-Alcock est la comète qui est passée le plus près de la Terre depuis la comète Lexell (D/1770 L1) en 1770, offrant ainsi une excellente opportunité pour étudier sa coma interne. Elle est passée au périhélie le 21 mai 1983 à 0.991 UA du Soleil, dix jours après son passage au plus près de la Terre. Ses éléments orbitaux sont donnés dans la **Table 5.18**. Avec une période de 1000 ans, la comète IRAS-Araki-Alcock fait partie, comme la comète Hale-Bopp, de la famille des comètes à longue période (LPC).

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés à cette comète puisque ses conditions exceptionnelles d'observations ont permis de recueillir conjointement des observations visibles et infrarouges et d'estimer le taux de production H_2O du noyau. Ces données, interprétées par nos modèles thermiques, permettent de déterminer la taille, l'albédo géométrique et la fraction de surface active du noyau de la comète IRAS-Araki-Alcock et de comparer ces résultats avec ceux de la comète Hale-Bopp. Nous présentons d'abord la détermination du rayon et de la fraction de surface active du noyau à partir des observations infrarouges et du taux de production H_2O (section 5.10.3). Ensuite, nous donnons une estimation de l'albédo géométrique à partir des observations visibles (section 5.10.4). Enfin, nous effectuons une comparaison avec la comète Hale-Bopp (section 5.10.5).

e	q	Q	Ω	ω	i	Période
	[UA]	[UA]	[$^{\circ}$]	[$^{\circ}$]	[$^{\circ}$]	[années]
0.990	0.991	199.6	49.1	192.9	73.2	1004

Table 5.18 – Eléments orbitaux de IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1). Epoque : 26 mai 1983 à 0h TU.

5.10.2 Les observations infrarouges

Une estimation de la taille du noyau peut être réalisée à partir des observations infrarouges (cf. section 3.2.2.2). Nous avons utilisé les observations de Brown *et al.* (1985), Hanner *et al.* (1985) et Feierberg *et al.* (1984). La **Table 5.19** résume les conditions observationnelles. La comète est active et la coma est visible sur toutes les images. Les valeurs des flux sont disponibles dans la littérature.

Référence	Date	R_h	Δ	α	λ
	[mai 1983]	[UA]	[UA]	[$^{\circ}$]	[μm]
Brown <i>et al.</i> (1985)	7.60	1.019	0.103	82	3.45-20
Brown <i>et al.</i> (1985)	8.61	1.015	0.079	84	3.45-20
Feierberg <i>et al.</i> (1984)	11.19	1.006	0.032	95	8-13
Hanner <i>et al.</i> (1985)	11.35	1.006	0.031	96	8-13
Feierberg <i>et al.</i> (1984)	12.14	1.004	0.034	100	8-13
Hanner <i>et al.</i> (1985)	12.35	1.003	0.037	100	2-4

Table 5.19 – Observations infrarouges de la comète IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1).

Hanner *et al.* (1985) ont observé la partie centrale de la coma (5.6") et estiment y avoir détecté directement la contribution du noyau, pour plusieurs raisons : (i) la partie centrale est 100 fois plus brillante que la coma 8" plus loin, alors que pour une éjection radiale de poussière, la différence devrait être d'un facteur 8, (ii) son diamètre est inférieur à 25 km et (iii) son spectre diffère de celui de la coma. Néanmoins, nous ne pouvons pas exclure qu'il reste une contribution non négligeable de la coma dans leurs images, comme expliqué plus loin. Si Hanner *et al.* (1985) estiment avoir détecté le noyau, il en va tout autrement des observations de Brown *et al.* (1985) et Feierberg *et al.* (1984). Ces derniers indiquent clairement que leurs observations sont contaminées par la poussière de la coma, et qu'ils n'ont pas directement détecté le noyau ; les valeurs de flux obtenus sont donc des valeurs supérieures du flux du noyau.

5.10.3 Estimation du rayon et de la fraction de surface active

Les observations infrarouges de la comète IRAS-Araki-Alcock ayant été effectuées à une distance héliocentrique de ~ 1 UA, la conduction de la chaleur dans le noyau joue ici un rôle négligeable et nous utilisons le modèle thermique 1 pour interpréter les observations infrarouges. La **Table 2.6** donne les paramètres du modèle, avec $f=0.5$ dans les zones actives. Une valeur différente de f , entre 0.1 et 0.9, ne change pas les résultats. Nous supposons un albédo géométrique $p_v=0.04$ et une intégrale de phase $q=0.28$.

La détermination de la fraction active requiert le taux de production H_2O et nous adoptons la valeur moyenne mesurée par Budzien & Feldman (1991) au périhélie à savoir $1.4 \pm 0.8 \times 10^{28}$ molécules s^{-1} .

Afin que notre modèle soit en accord avec les observations infrarouges **et** les mesures de taux de production H_2O , nous devons déterminer le rayon du noyau r_n et sa fraction active x . Ces deux paramètres doivent être déterminés conjointement, l'un influant sur l'autre : pour un même taux de production H_2O , plus le rayon est grand, plus la surface active est petite. Suivant les conditions observationnelles, nous pouvons calculer le flux thermique en fonction de la longueur d'onde à partir de l'Eq. (2.7) et comme expliqué en détail dans la section 3.2.2.2. La **Figure 5.17** illustre les résultats. r_n est déterminé de façon à ajuster au mieux les observations infrarouges et x de façon à obtenir un taux de production H_2O de 1.4×10^{28} molécules s^{-1} . Nous obtenons les résultats de la **Table 5.20**. L'incertitude sur r_n provient de l'erreur sur le flux infrarouge et l'incertitude sur x de l'erreur sur le taux de production H_2O . Ces résultats sont en accord avec les observations radar qui donnent un rayon de 4.4 km (Harmon *et al.*, 1999).

Référence	Date [mai 1983]	r_n [km]	x [%]
Brown <i>et al.</i> (1985)	7.60	5.6 ± 0.3	1.0 ± 0.6
Brown <i>et al.</i> (1985)	8.61	4.1 ± 0.2	1.8 ± 1.1
Feierberg <i>et al.</i> (1984)	11.19	5.2 ± 0.3	1.1 ± 0.7
Hanner <i>et al.</i> (1985)	11.35	4.6 ± 0.5	1.4 ± 0.8
Feierberg <i>et al.</i> (1984)	12.14	3.5 ± 0.2	2.4 ± 1.4
Hanner <i>et al.</i> (1985)	12.35	3.6 ± 0.4	2.4 ± 1.4

Table 5.20 – Détermination du rayon et de la fraction de surface active du noyau de la comète IRAS-Araki-Alcock à différentes dates.

La fraction de surface active faible, inférieure à 3 %, est compatible avec la présence de trois jets collimatés au pôle sud (Pittichová, 1997). Cette fraction de surface active correspond à une aire de $\sim 4 \text{ km}^2$.

Le modèle thermique 1 que nous avons utilisé ici suppose une température nulle côté nuit. Si l'inertie thermique n'est pas nulle, ce n'est plus le cas, comme le montre la **Figure 2.16**, page 46. Ceci peut avoir son importance car la comète IRAS-Araki-Alcock a été observée avec des angles de phase importants, supérieurs à 90° , présentant à l'observateur une fraction importante du noyau situé du côté nuit. En utilisant le modèle thermique 2 avec une inertie thermique élevée de $100 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, nous obtenons une température de $\sim 200 \text{ K}$ côté nuit. Nous avons refait l'analyse précédente avec ce nouveau modèle et les résultats sont quasiment identiques, avec moins de 5% de différence. Ceci illustre le fait que le flux infrarouge émis par le noyau est principalement émis côté jour. En effet, 95% du flux infrarouge est émis dans une région couvrant 60° autour du point sub-solaire, là où la température de surface dépasse 350 K dans les zones inactives. D'autre part, cela renforce l'idée déjà émise précédemment selon laquelle il n'est pas nécessaire de prendre en compte la conduction de la chaleur dans le noyau quand celui-ci est situé près du Soleil.

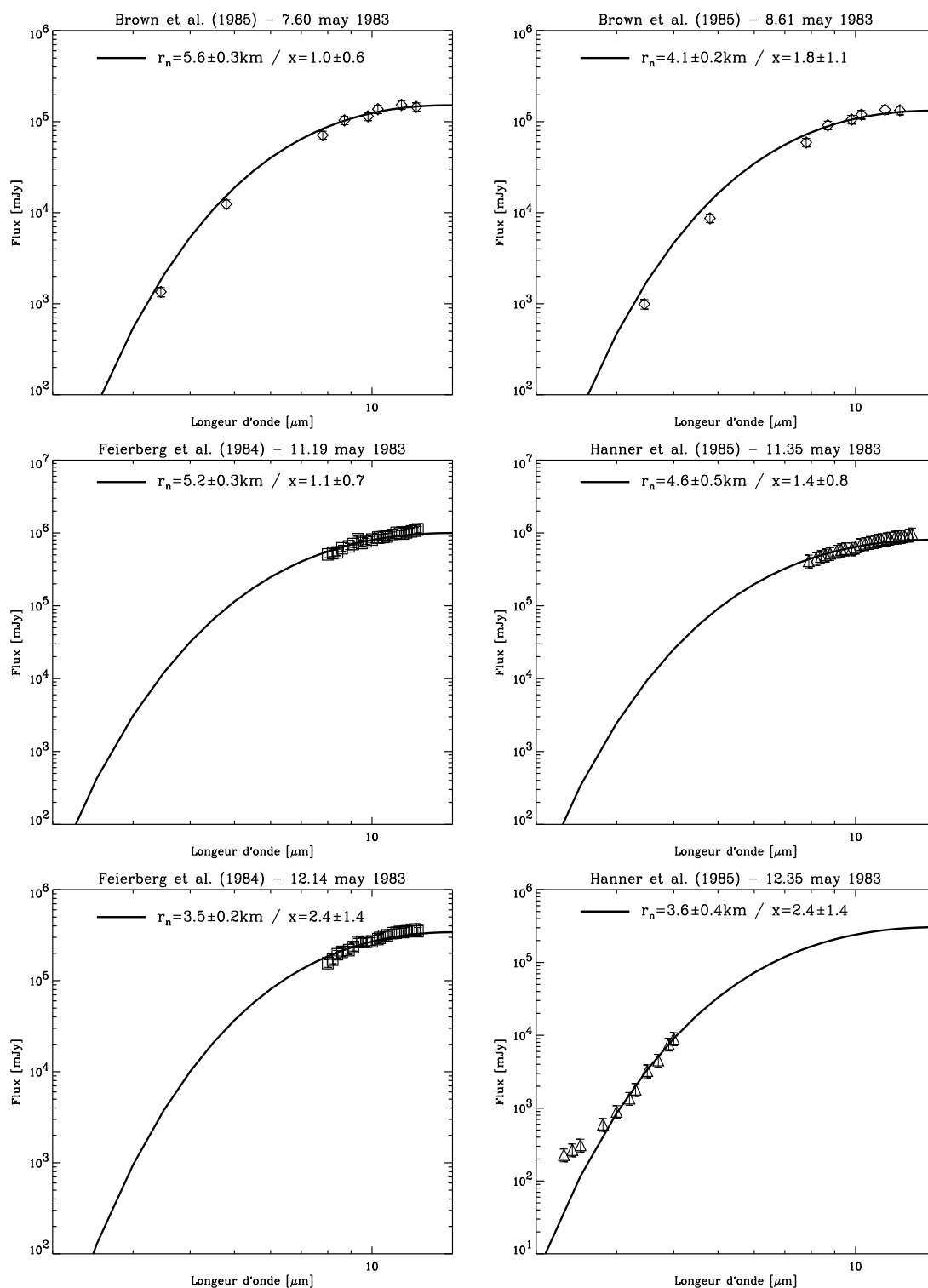


Figure 5.17 – Flux du noyau de la comète IRAS-Araki-Alcock en fonction de la longueur d'onde pour six dates différentes. Le rayon est calculé conjointement avec la fraction active x , de façon à ajuster au mieux les observations.

Hanner *et al.* (1985) ont obtenu un rayon de 5 ± 0.6 km le 11.35 mai 1983 et Brown *et al.* (1985) de 4.7 ± 0.1 km et 3.6 ± 0.1 km le 7.60 et 8.61 mai 1983 respectivement, ce qui fait une différence non négligeable de $\sim 20\%$ par rapport à nos valeurs de rayon. En effet, notre méthode pour déterminer le rayon diffère de celle utilisée par ces différents auteurs. Ils ont calculé la surface nécessaire pour émettre le flux mesuré, avec une température constante de la surface dite température de couleur. Ils ont ensuite calculé le rayon de la sphère de surface équivalente. Approximer la température de surface à la température de couleur est une source d'incertitude importante comme le note Hanner *et al.* (1985), car la température du noyau varie fortement en fonction de l'angle zénithal. Nos résultats, qui tiennent compte des variations locales de température à la surface du noyau et de l'angle de phase, illustrent parfaitement ces propos et sont en ce sens plus robustes. D'autre part, nos résultats ont été obtenus avec le même modèle et les mêmes paramètres pour toutes les observations, ce qui permet une comparaison directe non biaisée.

Nous constatons que les valeurs du rayon varient temporellement, et nous allons maintenant discuter et analyser ce point particulier. Deux interprétations de ces variations sont possibles : (i) soit elles représentent les variations de l'activité de la coma (Feierberg *et al.*, 1984), (ii) soit elles correspondent à la courbe de lumière d'un noyau ellipsoïdal en rotation (Sekanina, 1988a). Comme nous l'avons vu précédemment, l'hypothèse (i) est la plus plausible, car la contribution de la coma au flux infrarouge mesuré est bien réelle (Brown *et al.*, 1985; Feierberg *et al.*, 1984). Cette hypothèse est aussi en accord avec les travaux de Feldman *et al.* (1984a), qui ont observé un sursaut d'activité le 11 mai 1983. Ce sursaut, comme expliqué par Feierberg *et al.* (1984), donne une explication simple aux valeurs de flux (et donc de rayon) plus importantes le 11 mai 1983, pendant le sursaut, que le 12 mai 1983, après le sursaut. En ce sens, l'hypothèse (ii) et l'analyse faite par Sekanina (1988a) pour interpréter les variations temporelles du rayon avec un modèle ellipsoïdal du noyau paraît discutable; les valeurs de rayons déduites des observations infrarouges ne sont que des limites supérieures et ne permettent pas de déterminer le rapport des demi-grands axes. Ceci est d'autant plus vrai que le modèle de Sekanina (1988a) se base sur les valeurs de surface données par Hanner *et al.* (1985), Brown *et al.* (1985) et Feierberg *et al.* (1984), déduites de la température de couleur du noyau, ce qui est, comme nous l'avons dit précédemment, une source d'incertitude non négligeable. Par conséquent, nous favorisons l'hypothèse (i), à savoir que les valeurs de rayons de la Table 5.20 sont des limites supérieures et que leurs variations sont le résultat direct des variations de l'activité de la coma. Nous ne rejetons pas pour autant la nature ellipsoïdale du noyau de la comète IRAS-Araki-Alcock, puisqu'elle semble confirmée par les observations radar (Goldstein *et al.*, 1984).

Finalement, nous sommes tentés de croire que la valeur de rayon la plus plausible est la plus petite, à savoir 3.5 km, là où la contribution de la coma est la plus faible. Le rayon de la comète IRAS-Araki-Alcock serait donc inférieure à 3.5 km.

5.10.4 Estimation de l'albédo géométrique

La détermination de l'albédo géométrique peut se faire à partir des observations visibles et des valeurs de rayons déterminées précédemment, en utilisant l'Eq. (3.1), page 65.

Malheureusement, la comète IRAS-Araki-Alcock a été observée au périhélie alors qu'elle était très active, et les observations visibles sont contaminées par la coma. Il n'est pas possible de déterminer la magnitude du noyau dans le domaine visible. Nous pouvons tout de même avoir une valeur supérieure de l'albédo géométrique en prenant la magnitude de la région interne qui correspond à une magnitude inférieure du noyau. Les travaux de Lutz & Wagner (1986) donne une magnitude de 12.54 ± 0.14 à 4435 \AA (bande B) pour la région interne, le 10 mai 1983 ($R_h=1.009 \text{ AU}$, $\Delta=0.043 \text{ AU}$, $\alpha=90^\circ$).

A partir de l'Eq. (3.1), nous pouvons déduire une valeur de l'albédo géométrique en utilisant les rayons déterminés précédemment. Pour $r_n=3.5, 3.6, 4.1, 4.6, 5.2$ et 5.6 km , nous obtenons respectivement un albédo géométrique p_B , en bande B , de $0.018, 0.017, 0.013, 0.011, 0.008$ et 0.007 . Pour passer en bande V , nous devons appliquer une correction de couleur $B - V$. Nous utilisons la valeur $B - V \sim 0.8$ obtenue à partir des observations HST de la comète Hale-Bopp (Lamy, communication privée), qui est aussi une comète à longue période, comme IRAS-Araki-Alcock. Après cette correction, nous obtenons $p_v=0.038, 0.036, 0.026, 0.022, 0.017$ et 0.015 pour les valeurs de rayons données précédemment. Ces valeurs de l'albédo sont des valeurs supérieures car déduites d'une valeur inférieure de la magnitude du noyau. L'albédo géométrique reste donc très faible par rapport aux autres comètes étudiées précédemment, même si la fraction active de IRAS-Araki-Alcock est elle aussi très faible, inférieure à 3%. Les observations de Hanner *et al.* (1985), avec un rayon de 4.6 km le 11 mai 1983, conduisent à une valeur de l'albédo géométrique très faible, <0.022 , ce qui rend d'autant plus discutable leur détection directe du noyau.

En conclusion de cette étude, nous pouvons dire que les valeurs du noyau de la comète IRAS-Araki-Alcock ont sûrement été surestimées dans les études précédentes, à cause d'une contribution non négligeable de la coma. Nous pouvons donner une valeur supérieure pour la taille du rayon, $r_n < 3.5 \text{ km}$, correspondant à un albédo géométrique $p_v > 0.04$ et une fraction de surface active $>2.4\%$. En supposant un albédo géométrique $p_v < 0.1$, ce qui d'après les travaux de cette thèse semble être une limite très supérieure pour les noyaux cométaires, nous obtenons un rayon $>2.2 \text{ km}$ et une fraction de surface active $<7\%$. Au vu des considérations précédentes, nous obtenons **un rayon de $2.95 \pm 0.55 \text{ km}$, un albédo géométrique visible de 0.07 ± 0.03 , et une fraction de surface active de $4.5 \pm 2.5\%$** . Ces résultats sont en accord avec les observations radar effectuées au Goldstone qui donnent un rayon de $3\text{-}4 \text{ km}$ (Goldstein *et al.*, 1984). Nous retrouvons aussi une conclusion des observations HST de la comète 46P/Wirtanen qui ont aussi conduit à une révision à la baisse de la taille estimée de son noyau (Lamy *et al.*, 1998a). Ces différents résultats dépendent évidemment de l'estimation de la magnitude du noyau, qui est ici une valeur inférieure. Si la magnitude du noyau est sous-estimée d'une magnitude (c'est-à-dire si elle vaut 13.54 au lieu de 12.54), pour des valeurs d'albédo entre 0.02 et 0.1 , nous obtenons un rayon qui vaut $1.4\text{-}3.0 \text{ km}$ et une fraction active de $0.03\text{-}0.15$.

5.10.5 Comparaison avec la comète Hale-Bopp

A partir des résultats précédents, il est intéressant d'effectuer une comparaison entre les comètes IRAS-Araki-Alcock et Hale-Bopp, toutes deux de la famille des comètes à

longue période. Le **Table 5.21** résume les différents paramètres physique de ces deux comètes.

Comète	Rayon [km]	Albédo géométrique	Fraction active [%]	jets
Hale-Bopp	38 ± 6	0.06 ± 0.03	13^{+5}_3	Oui
IRAS-Araki-Alcock	2.95 ± 0.55	0.07 ± 0.03	4.5 ± 2.5	Oui

† Valeur supposée.

Table 5.21 – Comparaison des paramètres physiques de la comète Hale-Bopp et IRAS-Araki-Alcock.

La première différence majeure entre ces deux comètes est leur taille. Le noyau de la comète IRAS-Araki-Alcock est dix fois plus petit que celui de la comète Hale-Bopp. D'autre part, Hale-Bopp a un albédo géométrique identique à celui de IRAS-Araki-Alcock, bien que les fractions actives de ces deux comètes soient différentes. Cela pourrait indiquer une composition ou une taille des grains à la surface différente. Les deux comètes présentent des jets localisés, compatibles avec une fraction active faible. Cette caractéristique semble typique des comètes à longue période puisqu'elle se retrouve également sur la comète 1976 B2 Hyakutake (Clairemidi *et al.*, 1997). Finalement, la comète IRAS-Araki-Alcock semble être un “modèle réduit” de la comète Hale-Bopp, avec une surface un peu moins active, indiquant peut-être une comète plus âgée et un degré d'évolution plus avancé.

5.11 Le noyau de la comète 2P/Encke



Figure 5.18 – Image de la comète 2P/Encke prise le 5 juin 1997 par G. Garradd en Australie ($R_h=0.5$ UA, $\Delta=0.6$ UA, $\alpha=132^\circ$).

5.11.1 Introduction

La comète 2P/Encke a été découverte à quatre reprises, sans savoir qu'il s'agissait en fait de la même comète : le 17 janvier 1786 par P. Mechain (France), le 7 novembre 1795 par C. Herschel, le 20 octobre 1805 par J. L. Pons (France) et le 27 novembre 1818, à nouveau par J. L. Pons. Lors des passages de 1795 et 1805, la comète était visible à l'oeil nu. En 1821, J. F. Encke prédit que la comète observée par Pons en 1818 repasserait au périhélie le 23 mai 1822, ce qui fut le cas à un jour près ! Dès lors, les calculs orbitaux montrèrent que les comètes découvertes en 1786, 1795, 1805 et 1818 étaient une seule et unique comète, la comète de 2P/Encke, dont une valeur approximative des éléments orbitaux est donnée dans la **Table 5.22**.

e	q	Q	Ω	ω	i	Période
	[UA]	[UA]	[$^\circ$]	[$^\circ$]	[$^\circ$]	[années]
0.847	0.339	4.1	334.6	186.5	11.8	3.3

Table 5.22 – Eléments orbitaux de la comète 2P/Encke. Epoque : 8 septembre 2001 à 0h TU.

Bien que les éléments orbitaux de la comète 2P/Encke soient stables, avec 59 passages au périhélie depuis sa découverte, il est étonnant qu'aucune comète observée par le passé, au Moyen-Age et avant, n'ait des éléments orbitaux similaires. Ceci est d'autant plus étonnant que la comète 2P/Encke a été visible à l'oeil nu plusieurs fois au cours du 19^{ème} siècle.

Avec une période de 3.3 ans, la comète 2P/Encke est la candidate idéale pour étudier l'évolution du noyau résultant de nombreux passages au périhélie. Les observations de cette comète sont nombreuses, et notamment, en ce qui nous concerne, les mesures de taux de production H_2O . Ceci est dû, en particulier, au fait que la comète 2P/Encke était la cible de la mission CONTOUR, qui s'est malheureusement soldée par un échec.

Les travaux de Kamel (1991) sur l'évolution à long terme de la magnitude de la comète 2P/Encke, de 1832 à 1987, indiquent que son éclat est constant, sans variations notables. Le maximum de l'éclat de la comète était atteint ~ 19 jours pré-périhélie au milieu du 19^{ème} siècle contre quelques jours post-périhélie actuellement. Ce recentrage de la courbe de lumière par rapport au périhélie est associé à une diminution des forces non-gravitationnelles, mais reste inexpliqué. Enfin, selon les mêmes auteurs, la comète n'aurait pas été découverte avant 1786 parce qu'elle était brillante uniquement très près du Soleil, ou visible depuis l'hémisphère sud au voisinage de son périhélie.

Les travaux de Sekanina (1988b) sur le noyau de la comète 2P/Encke ont permis de déterminer l'orientation de son axe de rotation à une ascension droite (RA) entre 200° et 208° et une déclinaison (Dec) entre 0° et $+7^\circ$, soit une obliquité du noyau de $\sim 70^\circ$. Ces résultats ont été révisés par Festou & Barale (2000) qui trouvent RA= 198° et Dec= 0° pour la direction du pôle. Par ailleurs, Sekanina (1988b) interprète les variations de l'activité de la comète et l'assymétrie de la coma comme étant la conséquence de deux zones actives localisées à la surface du noyau, l'une de 0.4 km^2 située à $+55^\circ$ de latitude et l'autre de 0.6 km^2 située à -75° de latitude.

Récemment, les observations de Fernández *et al.* (2000) ont permis d'estimer le rayon du noyau à $2.4 \pm 0.3 \text{ km}$ et sa période de rotation la plus probable à 15.2 ± 0.3 heures. Ces mêmes auteurs ont montré que l'orientation du pôle donnée par Sekanina (1988b) était en désaccord avec leurs observations, notamment l'amplitude de la courbe de lumière. Ceci les a conduit à supposer que le noyau de la comète 2P/Encke avait un mouvement de précession dans un cercle d'au moins 14° autour de son vecteur moment angulaire avec une période inférieure à 81 ans, et est de forme ellipsoïdale avec les rapports suivants : $a/c \geq 2.6$ et $1.0 \leq b/c \leq 0.5 \times a/c - 0.3$.

Notre étude de la comète 2P/Encke comporte trois parties. Nous présentons d'abord une compilation des taux de production H_2O mesurés de 1970 à 2000. Ensuite, nous validons le modèle thermique 3 présenté dans le chapitre 2, en le comparant au modèle des deux sources actives localisées de Sekanina (1988b). Enfin, nous essayons de trouver un nouveau modèle pour l'activité du noyau de la comète 2P/Encke, en accord avec les observations de taux de production H_2O des passages de 1970 à 2000.

5.11.2 Les mesures de taux de production H_2O

Dans le but d'étudier les variations de l'activité à la surface du noyau de la comète 2P/Encke, nous avons effectué une compilation des taux de production H_2O mesurés depuis 1970, représentée sur la **Figure 5.19**.

La tendance générale est une augmentation du taux de production $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ de la comète lorsque la distance héliocentrique diminue, comme attendu. Par ailleurs, les variations temporelles à court terme (quelques jours) de $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ avec la distance héliocentrique sont plus importantes pré-périhélie que post-périhélie, où le comportement est plus régulier. Par exemple, lors du passage de 1980, les mesures effectuées à $\sim 0.8 \text{ UA}$ pré-périhélie par différents auteurs indiquent une variation de $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ de 6.8×10^{27} à $1.8 \times 10^{28} \text{ molécules s}^{-1}$ en quelques jours, soit un facteur ~ 2.6 ; de telles variations ne sont pas visibles post-périhélie. Notons toutefois que la dispersion des observations pré-périhélie peut s'expliquer par le

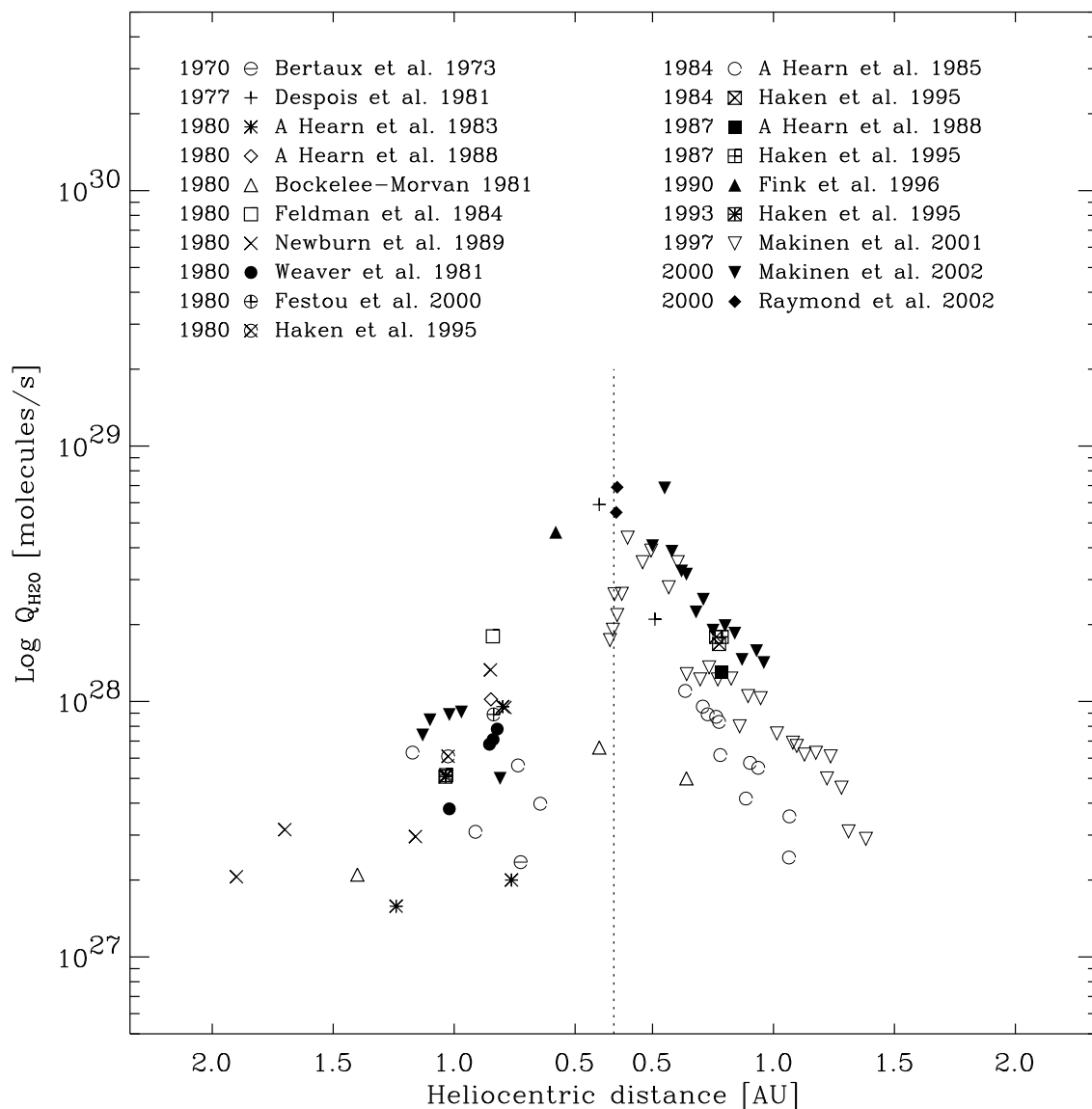


Figure 5.19 – Compilation des mesures de taux de production H_2O de la comète 2P/Encke depuis 1970. La barre verticale en pointillés indique le périhélie à 0.339 UA. Le pré-périhélie est à gauche, le post-périhélie à droite.

fait qu'elles ont été effectuées par des auteurs différents avec des méthodes et des modèles différents, ce qui n'est pas le cas des observations post-périhélie qui sont toutes, pour un passage donné, du même auteur, à l'exception des trois observations de Haken *et al.* (1995). Enfin, post-périhélie, nous constatons une augmentation de $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ avec le temps entre les passages de 1984 à 1997, puis de 1997 à 2000. Cette augmentation n'apparaît pas pré-périhélie où les observations sont plus dispersées.

5.11.3 Validation du modèle thermique 3

5.11.3.1 Le modèle

Le modèle thermique 3 présenté au chapitre 2 est un noyau sphérique avec des zones actives localisées. La localisation des zones actives à la surface du noyau implique de connaître la période et l'axe de rotation du noyau. Nous avons appliqué ici ce modèle au noyau de la comète 2P/Encke, en utilisant l'orientation du pôle et la localisation des deux sources actives définies par Sekanina (1988b), comme indiqué plus haut dans la section 5.11.1. L'objectif est de comparer les résultats de notre modèle thermique 3 avec ceux de Sekanina (1988b), qui utilise un modèle similaire, de façon à le valider. Les caractéristiques physiques du modèle sont données dans la **Table 5.23**.

Forme	Sphérique
Rayon	2.4 km
Période de rotation	15.2 heures
Orientation du pôle	RA=204°; Dec=3.5°
Source active I	Latitude=+55°; Surface=0.4 km ²
Source active II	Latitude=-75°; Surface=0.6 km ²
f †	0.5

† Fraction volumique de glace d'eau dans le mélange glace/poussière des zones actives.

Table 5.23 – Caractéristiques physiques du modèle.

5.11.3.2 Résultats et discussion

Nous pouvons calculer le taux de production H₂O total du modèle en fonction de la distance héliocentrique, qui est la somme du taux de production H₂O de chacune des deux sources actives. $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ varie en fonction de la position des sources actives par rapport au Soleil, qui change au cours de la rotation du noyau sur lui-même et au cours de sa révolution autour du Soleil. A une distance héliocentrique donnée, le taux de production H₂O total du noyau est la moyenne du taux de production sur une rotation, soit 15.2 heures. La **Figure 5.20** montre les résultats. Nous retrouvons exactement les mêmes résultats que sur la Fig. 11 de Sekanina (1988b), à savoir les mêmes valeurs des taux de production H₂O individuels de chacune des deux sources actives en fonction de la distance héliocentrique, et par conséquent le même taux de production total, ce qui valide le code

numérique de notre modèle et celui de Sekanina. Etant donné la complexité du modèle, ce résultat est très satisfaisant.

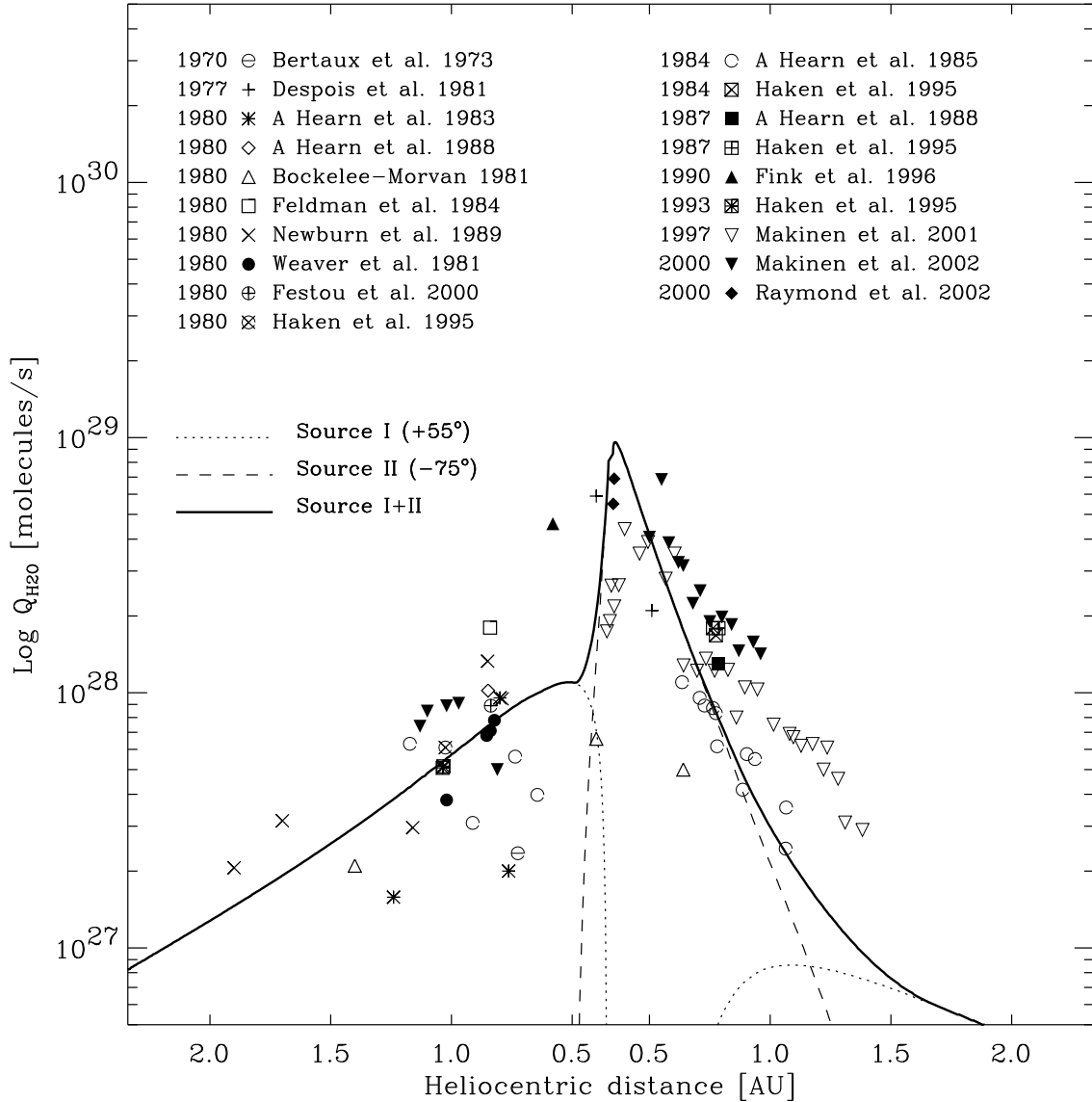


Figure 5.20 – Taux de production du modèle thermique 3 en fonction de la distance héliocentrique en utilisant les paramètres de Sekanina (1988b), donnés dans la Table 5.23.

Néanmoins, si le modèle est acceptable pour les passages au périhélie de 1970 à 1993, il en va tout autrement des deux derniers passages de 1997 et 2000. Le taux de production H₂O post-périhélie donné par le modèle est inférieur à celui qui est mesuré. Au-delà de 0.8 UA post-périhélie, la différence entre le modèle et les observations peut atteindre un facteur 3, ce qui est bien supérieur aux variations temporelles à court terme du taux de production à ce moment. En revanche, au périhélie, et en particulier pour le passage de 1997, le taux de production donné par le modèle est 3 fois plus important que celui qui

est mesuré. Pré-périhélie, le comportement de la comète est beaucoup plus irrégulier et les fortes variations temporelles du taux de production ne nous permettent pas de rejeter le modèle. Même si la technique de mesure du taux de production est différente pour les passages de 1997 et 2000 que pour les passages précédents, il apparaît clairement que les variations observées ne sont pas en accord avec celles prévues par le modèle. Il est donc nécessaire de trouver une nouvelle interprétation pour les variations du taux de production H_2O du noyau de la comète 2P/Encke avec la distance héliocentrique, pour les passages de 1997 et 2000.

5.11.4 Interprétation des mesures de taux production

5.11.4.1 A partir du modèle thermique 3

La première idée qui vient à l'esprit est de changer la localisation des sources actives à la surface du noyau. Un changement de la localisation des zones actives depuis le milieu des années 80 est en accord avec les résultats de Fernández *et al.* (2000) puisqu'il est la cause de la précession de l'axe de rotation du noyau. Néanmoins, ce changement ne peut pas être complètement artificiel et doit suivre un scénario plausible d'évolution du noyau.

Nous nous sommes donc efforcés de trouver un scénario adéquat du changement de la localisation et de l'intensité des sources actives à la surface du noyau, en accord avec les mesures de taux de production H_2O effectuées lors des différents passages de 1970 à 2000. Le meilleur scénario que nous ayons obtenu est le suivant :

- 1970-1993 : pendant cette période, il y a deux sources actives à la surface du noyau, celles proposées par Sekanina (1988b), avec une petite adaptation sur la taille de la source II. La source I est située à $+55^\circ$ de latitude et couvre une surface de 0.4 km^2 . La source II est située à -75° de latitude et couvre une surface de 0.5 km^2 (contre 0.6 km^2 dans le modèle de Sekanina). Ces sources ne changent pas ni en position ni en intensité, pendant toute cette période, en accord avec les travaux de Kamel (1991) qui montrent que la magnitude de la comète est constante pendant toute cette période, au moins jusqu'en 1987. La fraction totale de surface active vaut 0.9 km^2 soit $\sim 1\%$ de la surface totale du noyau. La **Figure 5.21** illustre les résultats.
- 1997 : pré-périhélie, il y a toujours deux sources actives, les mêmes sources I et II que précédemment, mais la source II est plus petite, avec seulement 0.2 km^2 . Post-périhélie, il apparaît une source III, située à $+20^\circ$ de latitude et qui couvre une surface de 1.2 km^2 . La fraction totale de surface active vaut 1.4 km^2 soit $\sim 2\%$ de la surface totale du noyau. La **Figure 5.22** illustre les résultats.
- 2000 : nous utilisons les trois sources I, II et III précédentes. La source I, localisée à $+55^\circ$, couvre une surface de 0.2 km^2 . La source II, localisée à -75° , couvre maintenant une surface de 0.4 km^2 . Enfin, la source III, localisée maintenant à $+10^\circ$, couvre une surface de 1.4 km^2 . La fraction totale de surface active vaut désormais 2.0 km^2 soit $\sim 3\%$ de la surface totale du noyau. La **Figure 5.23** illustre les résultats.

Nous voyons que ce scénario ajuste relativement bien les observations. L'ajustement est moins bon pré- que post-périhélie à cause des variations à court terme de l'activité qui peuvent s'expliquer par la transition du jour à la nuit polaire de la source I, combinée à la

transition de la nuit au jour polaire de la source II (Sekanina, 1988b). Pour le passage de 1997, les cinq observations au-dessus du modèle près du périhélie ne sont pas à prendre en considération car elles sont contaminées par le signal de la comète Hale-Bopp (Mäkinen *et al.*, 2001b).

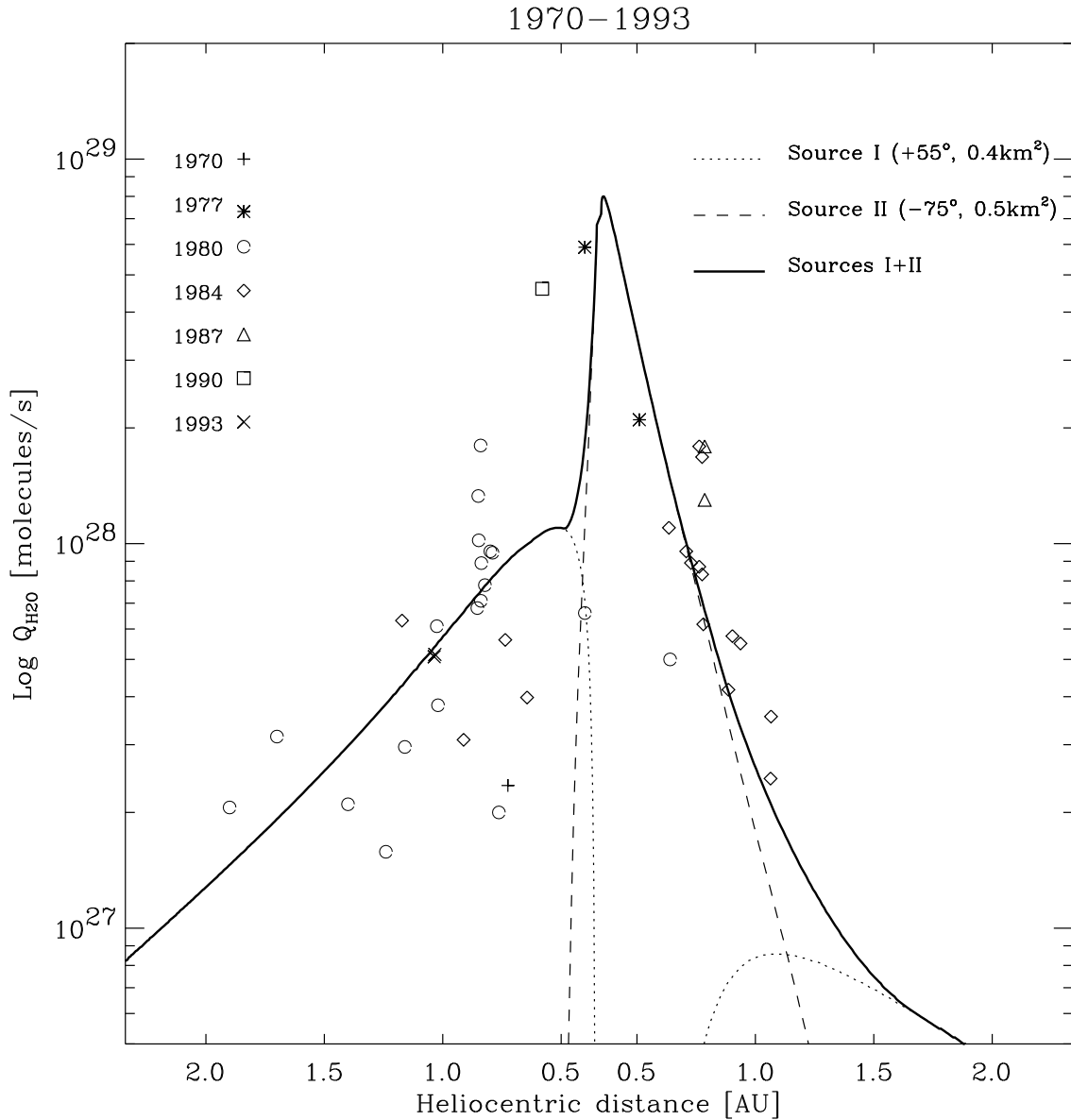


Figure 5.21 – Variations du taux de production H_2O en fonction de la distance héliocentrique pour les passages de 1970 à 1993, ajusté par le modèle thermique 3 avec deux sources actives localisées à $+55^\circ$ et -75° de latitude.

Notre scénario ne modifie pas la localisation des sources déterminées par Sekanina (1988b) pour la période de 1970 à 1993, ce qui lui donne une base solide. D'autre part, l'apparition d'une nouvelle source est tout a fait possible suite à l'explosion d'une partie du manteau (Brin & Mendis, 1979; Rickman *et al.*, 1990), d'autant plus que la nouvelle source

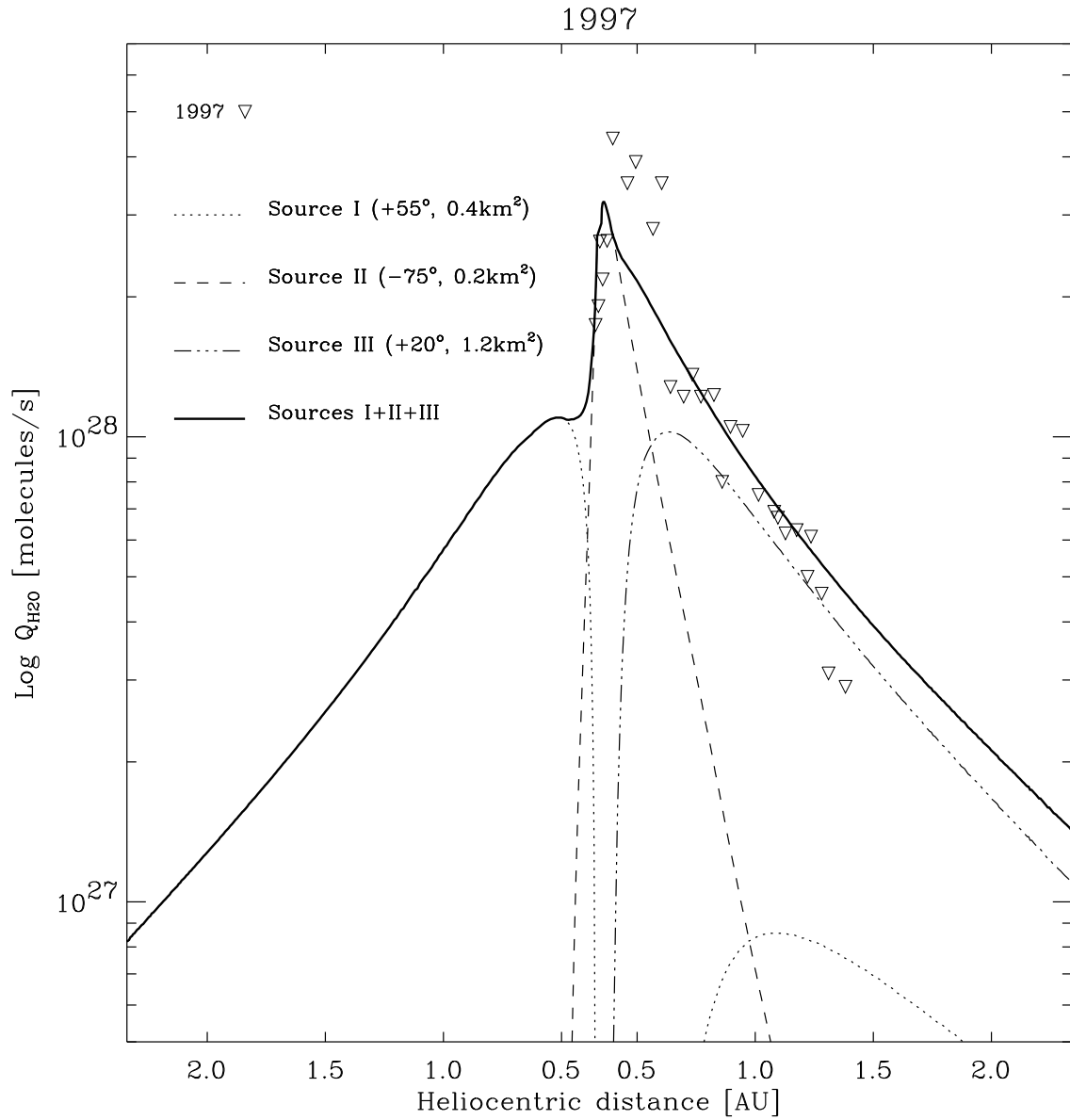


Figure 5.22 – Variations du taux de production H_2O en fonction de la distance héliocentrique pour le passage de 1997, ajusté par le modèle thermique 3 avec trois sources actives localisées à $+55^\circ$, $+20^\circ$ et -75° de latitude.

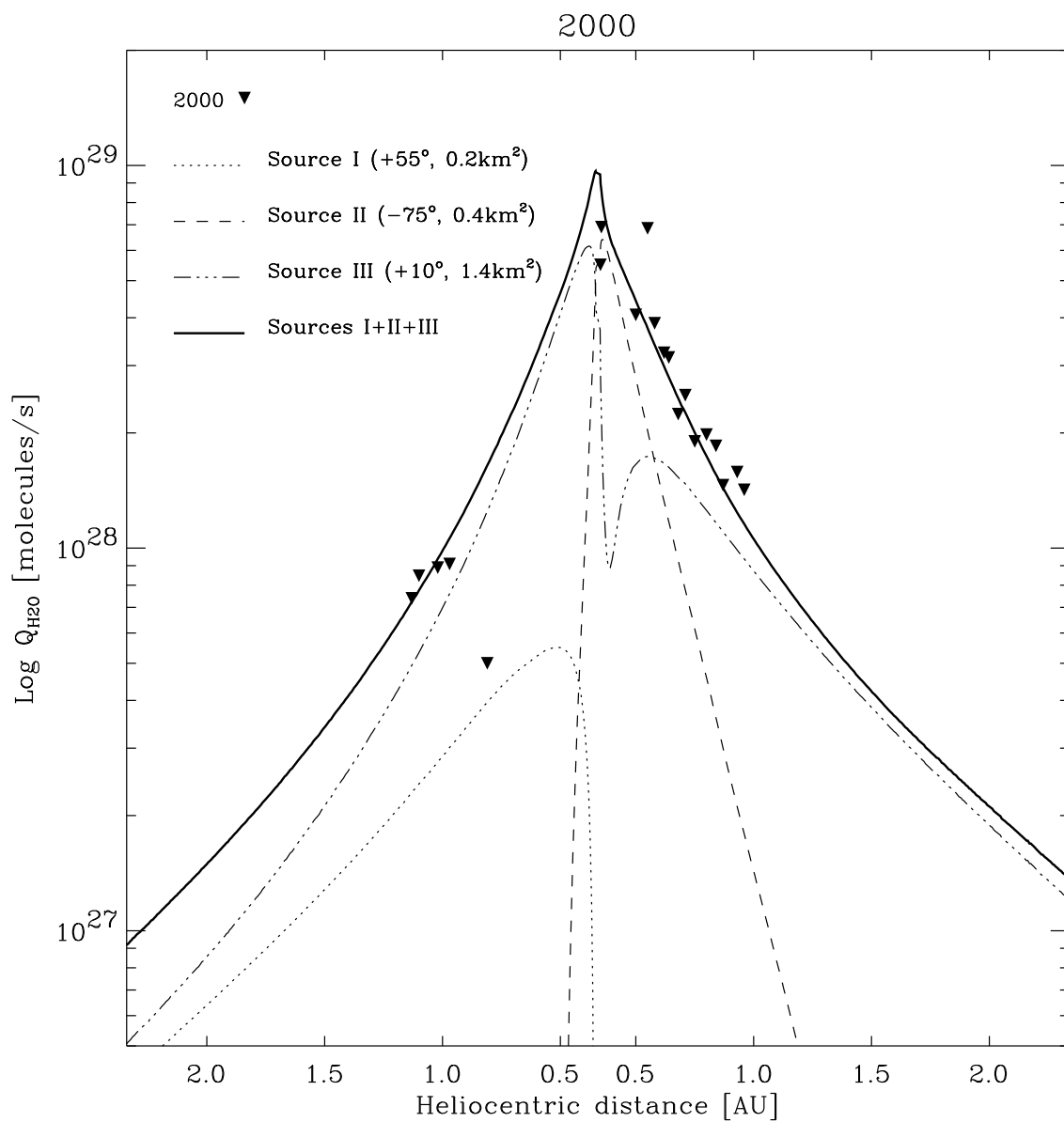


Figure 5.23 – Variations du taux de production H_2O en fonction de la distance héliocentrique pour le passage de 2000, ajusté par le modèle thermique 3 avec trois sources actives localisées à $+55^\circ$, $+10^\circ$ et -75° de latitude.

est petite, seulement 1.4 km^2 , ce qui représente moins de 2% de la surface totale du noyau. Le changement de la taille des zones actives d'un passage à l'autre peut s'expliquer par l'accumulation plus ou moins importante de débris à leur surface lors du passage précédent (cf. 46P/Wirtanen, article III). De toute façon, ces variations restent peu importantes, un facteur 2 tout au plus.

Le modèle présenté ici offre un scénario cohérent et simple pour expliquer les variations du taux de production H_2O entre les différents passages depuis 1970, en accord avec l'assymétrie de la coma. La solution proposée n'est pas unique mais la localisation des sources actives est assez précise, une dizaine de degrés en latitude. Si notre scénario est valable, trois zones actives devrait être "visibles" à la surface du noyau de la comète 2P/Encke lors de son prochain retour. Néanmoins, dans ce modèle, le taux de production augmente beaucoup (facteur ~ 10) et rapidement (~ 10 jours) près du périhélie lorsque le pôle sud sort de la nuit polaire, pour les passages de 1970 à 1997, ce qui devrait se traduire par une augmentation sensible de la magnitude de la comète, augmentation qui n'est pas observée, au moins jusqu'en 1987, puisque la magnitude augmente régulièrement lorsque la distance héliocentrique diminue, sans variations brutales (Kamel, 1991). Une étude des magnitudes après 1987 est en cours de réalisation. Ceci est la limite principale de ce modèle.

5.11.4.2 A partir du modèle thermique 1

Comme indiqué dans les travaux de Festou & Barale (2000), le modèle des zones actives localisées n'est pas le seul possible et une zone active étendue de faible intensité n'est pas en contradiction avec une coma assymétrique. De façon à vérifier si un tel modèle permet d'ajuster les variations du taux de production avec la distance héliocentrique, nous utilisons le modèle thermique 1, comme pour 46P/Wirtanen. Ce modèle considère un noyau sphérique avec une répartition uniforme à sa surface de zones actives, petites et nombreuses. Ce n'est pas exactement le modèle proposé par Festou & Barale (2000) puisque TOUT le noyau est actif, mais cela permet une première approche du problème. La **Figure 5.24** illustre les résultats pour différentes valeurs de la fraction active $x=0.01$, 0.02, 0.03, 0.04 et 0.05.

Nous constatons que pour ajuster les observations, une variation de la fraction active x dans l'intervalle 0.01-0.05 est suffisante. Plus précisément, pour les passages où les données sont suffisamment nombreuses pour déterminer x , nous obtenons :

- 1980 : Pré-périhélie, $x \sim 0.02$.
- 1984 : Pré-périhélie, $x \sim 0.01$. Post-périhélie, $x \sim 0.02$.
- 1997 : Post-périhélie, $x \sim 0.03$. Périhélie, $x \sim 0.01$.
- 2000 : Pré-périhélie, $x \sim 0.04$. Périhélie, $x \sim 0.03$. Post-périhélie, $x \sim 0.05$.

La fraction active du noyau est faible, de l'ordre de 3%, et varie temporellement. La pente du taux de production en fonction de la distance héliocentrique au-delà de 0.5 UA est bien ajustée par ce modèle, mais en deçà de 0.5 UA, ce n'est plus le cas. Au périhélie, la fraction active x tend systématiquement à décroître, ce qui indique que l'hémisphère sud est moins riche en glace d'eau que l'hémisphère nord. Deux raisons peuvent expliquer

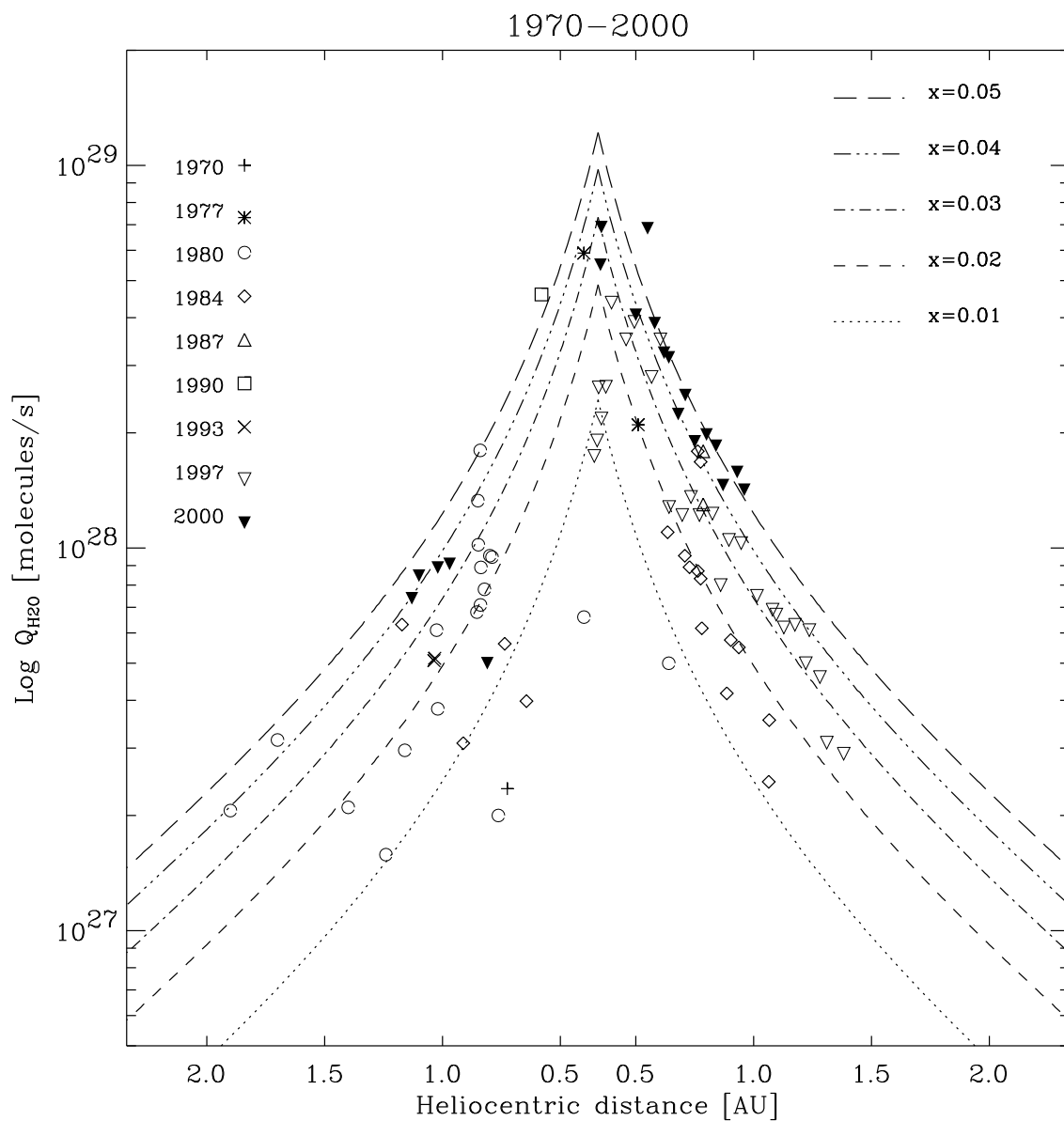


Figure 5.24 – Variations du taux de production H_2O en fonction de la distance héliocentrique pour les passages de 1970 à 200, ajusté par le modèle thermique 1 avec des sources actives réparties uniformément sur toute la surface du noyau. Les différentes courbes correspondent à différentes fractions actives.

cette différence : (i) soit l'hémisphère sud a effectivement une composition différente de l'hémisphère nord avec moins de glace d'eau, (ii) soit cela reflète une répartition spatiale différente de la glace d'eau à la surface du noyau sur cet hémisphère, confinée dans une ou plusieurs zones actives localisées. Cette différence entre l'hémisphère sud et l'hémisphère nord avait déjà été remarquée par Lamy *et al.* (2002a), Epifani *et al.* (2001) et Fulle (1990).

5.11.5 Discussion

Cette étude de la variation de l'activité à la surface du noyau de la comète 2P/Encke nous a permis de vérifier que le modèle thermique 3, présenté au chapitre 2, donne des résultats identiques à ceux de Sekanina (1988b), ce qui valide le code numérique.

En appliquant ce modèle, nous avons vu que les variations du taux de production H_2O de la comète peuvent être interprétées par les variations en position et en intensité de deux sources actives pour les passages de 1970 à 1993 (latitudes $+55^\circ$ et -75°), puis trois sources actives pour les passages de 1997 (latitude $+55^\circ$, $+20^\circ$ et -75°) et 2000 (latitude $+55^\circ$, $+10^\circ$ et -75°). Ce scénario simple et cohérent permet aussi d'expliquer l'assymétrie de la coma. Mais dans ce modèle, le taux de production H_2O augmente brutalement au périhélie pour les passages de 1970 à 1997, ce qui n'est pas en accord avec les magnitudes observées, qui elles augmentent régulièrement lorsque la distance héliocentrique diminue, au moins jusqu'en 1987 (Kamel, 1991).

Nous avons ensuite appliqué le modèle thermique 1, comme pour la comète 46P/Wirtanen, ce qui a permis de déduire une fraction active du noyau très faible, de $\sim 3\%$, et qui varie temporellement de $\pm 2\%$. Ce modèle est en bon accord avec les variations du taux de production H_2O au-delà de 0.5 UA et implique une diminution de la fraction active au pôle sud, ce qui sous-entend une différence de composition et/ou de répartition des zones actives entre l'hémisphère sud et l'hémisphère nord.

Par ailleurs, nous avons aussi développé un autre modèle, panachage des deux précédents, qui combine des zones faiblement actives ($x < 5\%$) et étendues ($> 10 \text{ km}^2$) avec des zones très actives ($x \sim 100\%$) et localisée ($< 1 \text{ km}^2$).

Les trois modèles présentés ci-dessus ont leur propres limites. Au vu des incertitudes sur les mesures de taux de production H_2O et de leur disparité, il est difficile à l'heure actuelle d'aller plus en avant. Une des questions ouvertes est d'expliquer comment la fraction active et/ou la localisation des zones actives peut varier temporellement, d'un passage à l'autre. La formation et l'évolution d'une croûte à la surface pourrait, comme pour la comète 46P/Wirtanen, être un des éléments de réponse. Cette étude est en cours de réalisation.

Néanmoins, si aucuns des modèles présentés ici n'est pleinement satisfaisant, il est toutefois possible d'en tirer quelques conclusions :

- (i) Pour être en accord avec l'augmentation régulière de la magnitude lorsque la distance héliocentrique diminue (Kamel, 1991), l'hémisphère nord doit être très peu actif ($x < 5\%$), avec des zones actives réparties uniformément à sa surface.
- (ii) La présence d'une calotte polaire au pôle sud est nécessaire pour expliquer l'assymétrie de la coma au périhélie (Sekanina, 1988b; Festou & Barale, 2000). La

surface de cette calotte peut être plus ou moins grande, suivant son intensité : pour une calotte polaire qui s'étend du pôle sud (-90°) jusqu'à la latitude -60° , soit $\sim 5 \text{ km}^2$, la fraction active est faible, de l'ordre de $\sim 5\%$, alors que pour une calotte beaucoup plus localisée, 0.4 km^2 , la fraction active vaut $\sim 100\%$.

- (iii) Le fait que l'hémisphère sud soit différent de l'hémisphère nord est en accord avec la modification de la distribution en taille des grains sur ces deux hémisphères observée par Epifani *et al.* (2001).

Il est aussi important de signaler que les modèles que nous avons utilisés ici sont sphériques alors que les observations de Fernández *et al.* (2000) montrent que le noyau est de forme allongée, ellipsoïdale. Néanmoins, un modèle ellipsoïdal ne changerait sans doute pas les résultats que nous avons obtenus ici sur la localisation des zones actives ; les changements seraient uniquement sur la taille des différentes régions actives. Des travaux sont en cours de réalisation dans cette direction.

5.12 Les comètes rasantes

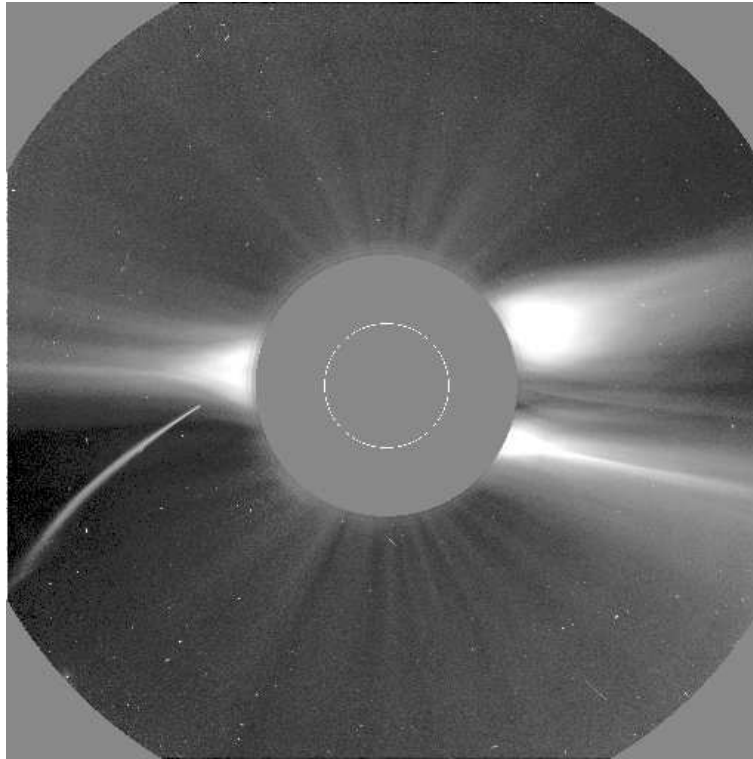


Figure 5.25 – Image de la comète rasante SOHO-6 prise le 23 décembre 1996 par le coronographe LASCO-C2 du satellite SOHO.

5.12.1 Introduction

La famille des comètes rasantes (“sungrazing comets”) est composée des comètes qui passent très près du Soleil, à moins de dix rayons solaires (R_{\odot}) de ce dernier. A la fin du 19^{ème} siècle, seules 8 comètes de ce type étaient connues. Heinrich Kreutz montra alors que ces comètes, bien que distinctes, avaient des éléments orbitaux similaires (Kreutz, 1888, 1891, 1901) et en conclut qu’elles provenaient sûrement toutes d’un même parent qui s’était scindé en plusieurs morceaux, au cours d’un précédent passage près du Soleil. Sa théorie a depuis été validée par les travaux de Marsden (1967, 1989) et ces comètes forment aujourd’hui le groupe de Kreutz de la famille des comètes rasantes, dont un des parents possibles est la comète de -371.

Depuis, le nombre de comètes rasantes connues a considérablement augmenté avec l’arrivée des coronographes spatiaux SOLWIND et Solar Maximum Mission qui, de 1979 à 1989, ont découvert 16 nouvelles comètes rasantes (Marsden, 1989). De 1996 à 1998, grâce au coronographe LASCO (Brueckner *et al.*, 1995) du satellite SOHO (Domingo *et al.*, 1995), 141 nouvelles comètes rasantes ont aussi été découvertes (Biesecker *et al.*, 2002). Depuis 1998, et toujours grâce à SOHO, ce nombre croît régulièrement, à raison

de ~ 60 comètes par an. Fin juillet 2002, 487 comètes rasantes sont répertoriées, parmi lesquelles 87% appartiennent au groupe de Kreutz. Les comètes du groupe de Kreutz ont des éléments orbitaux très proches, donnés dans la **Table 5.24**.

Famille	q^a [UA]	i^b [°]	L^c [°]	B^d [°]
Kreutz	<0.02	144	282	35

^a Périhélie. Le rayon du Soleil vaut 0.00465 UA.

^b Inclinaison

^c Longitude du périhélie = $\Omega + \arctan[\tan(\omega) \cos(i)]$

^d Latitude du périhélie = $\arcsin[\sin(\omega) \sin(i)]$

Table 5.24 – Eléments orbitaux des comètes rasantes du groupe de Kreutz.

Lors de leur passage au périhélie, très près du Soleil, la quasi totalité des comètes rasantes du groupe de Kreutz disparaissent alors que la majorité des autres (les non-Kreutz) survivent (Delahodde, communication privée). Exceptionnellement, il arrive qu'une comète du groupe de Kreutz survive à son passage au périhélie, comme la comète Ikeya-Seki (C/1965 S1) en 1965, ou encore la “grande” comète de 1843, racontée par Camille Flammarion dans *l'Astronomie Populaire* :

“... Mais la comète de 1843 est plus étonnante, plus incompréhensible encore dans son cours. [...] Comment l'imprudent papillon céleste ne s'est il pas brûlé, consumé par ses flammes (*celles du Soleil, ndlr*) dont l'inconcevable ardeur s'élève à plusieurs centaines de milliers de degrés, et quelle qu'elle (*sic*) soit, jointe à la formidable puissance de l'attraction solaire, aurait dû saisir, déchirer, anéantir, la pauvre aventurière céleste ? [...] Et bien ! l'étrange visiteuse en est sortie saine et sauve, sans être aucunement dérangée dans son majestueux essor : *Le vrai peut quelquefois n'être pas vraisemblable.*”

L'étude des comètes rasantes, qui sont les fragments d'un même parent, offre une opportunité unique pour étudier la structure interne du noyau, ses propriétés physiques et thermo-mécaniques. Malheureusement, les observations sont très difficiles à cause de la présence du Soleil et, à quelques exceptions près, seules les courbes de lumière sont disponibles pour mener à bien cette étude.

Parmi les exceptions, nous pouvons citer la comète SOHO-6 ou encore la comète C/1996 Y1. La comète SOHO-6, particulièrement brillante comme le montre la **Figure 5.25**, a été observée le 9-10 février 2000 avec l'instrument UVCS (Kohl *et al.*, 1995) du satellite SOHO ce qui a permis d'estimer son taux de production H_2O à $10-140 \text{ kg s}^{-1}$ et son rayon à 2.5-6.8 m (Uzzo *et al.*, 2001). La comète C/1996 Y1, a été observée le 23 décembre 1996 par Raymond *et al.* (1998) avec le même instrument UVCS du satellite SOHO, ce qui a permis d'estimer son taux de production H_2O à 20 kg s^{-1} et son rayon à 3.4 m.

Une compilation des courbes de lumière de 20 comètes rasantes observées de 1843 à 2001 a été réalisée par Sekanina (2002), et une autre par Biesecker *et al.* (2002) portant

sur 141 comètes rasantes observées par LASCO de 1996 à 1998. De cette dernière compilation, il ressort que les courbes de lumière des comètes rasantes ont un comportement très similaire, illustré par la **Figure 5.26**. Lorsque la comète se rapproche du Soleil, sa luminosité augmente jusqu'à $\sim 12 R_{\odot}$, puis décroît rapidement, pour éventuellement croître de nouveau dans certain cas, en deçà de $7 R_{\odot}$. Plus précisément, deux groupes se distinguent : les comètes qui atteignent leur maximum à $12.3 R_{\odot}$ et celles qui l'atteignent à $11.2 R_{\odot}$ (Biesecker *et al.*, 2002). Une explication possible à ce comportement de la courbe de lumière est donnée par Kimura *et al.* (2002), qui suppose que le noyau est composé pour la partie réfractaire essentiellement d'olivine, qui se sublime autour de $10-13 R_{\odot}$ et d'un peu de pyroxène, qui se sublime autour de $4-6 R_{\odot}$. Ces auteurs montrent aussi que l'olivine cristalline se sublime à $\sim 11 R_{\odot}$ et l'olivine amorphe à $\sim 12 R_{\odot}$, ce qui pourrait expliquer la présence des deux groupes distincts.

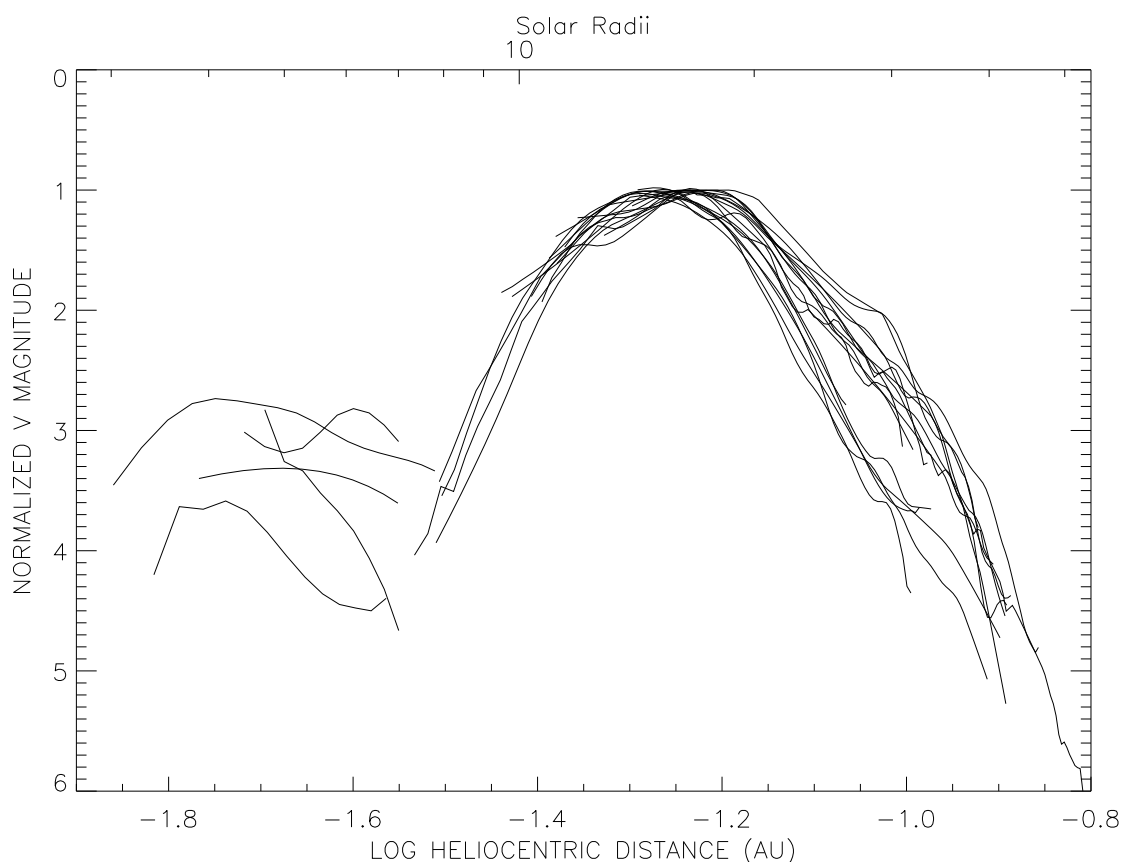


Figure 5.26 – Courbe de lumière de 13 comètes rasantes (Biesecker *et al.*, 2002).

Le fait que les comètes rasantes du groupe de Kreutz disparaissent toutes lors de leur passage au périhélie est une contrainte forte qui permet, moyennant un modèle pour l'érosion du noyau, d'en déduire une limite supérieure sur leur taille. Les travaux de Weissman (1983) et Iseli *et al.* (2002) sur ce sujet indiquent une limite supérieure pour le noyau de 5-15 m et 63 m respectivement, dans le cas d'un noyau composé uniquement de glace d'eau et où l'énergie solaire se répartit uniformément sur toute la surface du noyau

(modèle isothermique), ce qui n'est pas réaliste. Leurs résultats dépendent fortement de la densité du noyau, qui est mal connue.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons aussi au noyau des comètes rasantes dans le but de déterminer une limite supérieure pour leur taille. Contrairement aux travaux de Weissman (1983) et Iseli *et al.* (2002), notre modèle tient compte des variations locales de température et calcule l'angle solide exact sous lequel est vu le Soleil, ce qui a son importance, étant donné la très faible distance par rapport à ce dernier. De plus, nous étudions le cas d'un noyau composé de glace d'eau pure et/ou de matériaux réfractaires et les différences entre les comètes Kreutz et non Kreutz.

5.12.2 Vitesse et temps de passage des comètes rasantes

D'après les lois de Kepler, plus un corps est situé près du Soleil, plus il va vite. Pour les comètes rasantes, qui passent par définition très près du Soleil, les vitesses de passage au périhélie sont très grandes et le temps de passage par conséquent très court. Il est donc impératif de prendre en compte la vitesse de la comète dans le calcul de l'érosion du noyau. La vitesse V d'un corps en fonction de sa distance au Soleil R_h et du demi-grand axe de son orbite a est donnée par :

$$V(R_h) = \sqrt{GM_\odot \left(\frac{2}{R_h} - \frac{1}{a} \right)} \quad (5.1)$$

où G est la constante de gravitation et $M_\odot = 1.989 \cdot 10^{30}$ kg la masse du Soleil. Dans le cas des comètes rasantes, l'excentricité de l'orbite vaut ~ 1 et $a \sim \infty$, d'où :

$$V(R_h) = \sqrt{\frac{2GM_\odot}{R_h}} \quad (5.2)$$

La **Figure 5.27** montre la vitesse d'une comète rasante en fonction de sa distance à la surface du Soleil. Plus la comète est près du Soleil, plus sa vitesse est importante. Au-delà de $60 R_\odot$, la vitesse vaut quelques dizaines de kilomètres par seconde alors qu'à moins de $20 R_\odot$, cette vitesse croît rapidement pour atteindre $\sim 600 \text{ km s}^{-1}$ à la surface du Soleil. Une vitesse si importante implique un temps de passage près du Soleil très court, comme illustré par la **Figure 5.28**. En deçà de $10 R_\odot$, la comète reste moins de 10 heures, et moins de 2 heures en deçà de la limite de Roche. Ce passage extrêmement bref est néanmoins suffisant pour les faire disparaître quasiment toutes.

La limite de Roche L_R du Soleil est donnée par :

$$L_R = 2.456 \sqrt[3]{\frac{\rho_\odot}{\rho}} R_\odot \quad (5.3)$$

où $\rho_\odot = 1400 \text{ kg m}^{-3}$ est la densité du Soleil et ρ celle du corps considéré. En prenant $\rho = 600_{-400}^{+900} \text{ kg m}^{-3}$, la densité de la comète 1P/Halley (Sagdeev *et al.*, 1988), nous obtenons une limite de Roche $L_R = 3.3_{-0.9}^{+1.4} R_\odot$. Cette limite donne une indication de la distance en deçà de laquelle les comètes, supposées fragiles, se cassent sous l'effet des forces de marée. Bien entendu, ceci n'est qu'une indication et toutes les comètes ne se cassent pas

forcément en deçà de L_R . Néanmoins, il est important de constater que le périhélie de la majorité des comètes rasantes du groupe de Kreutz est inférieur à L_R alors que celui des non Kreutz est supérieur à L_R .

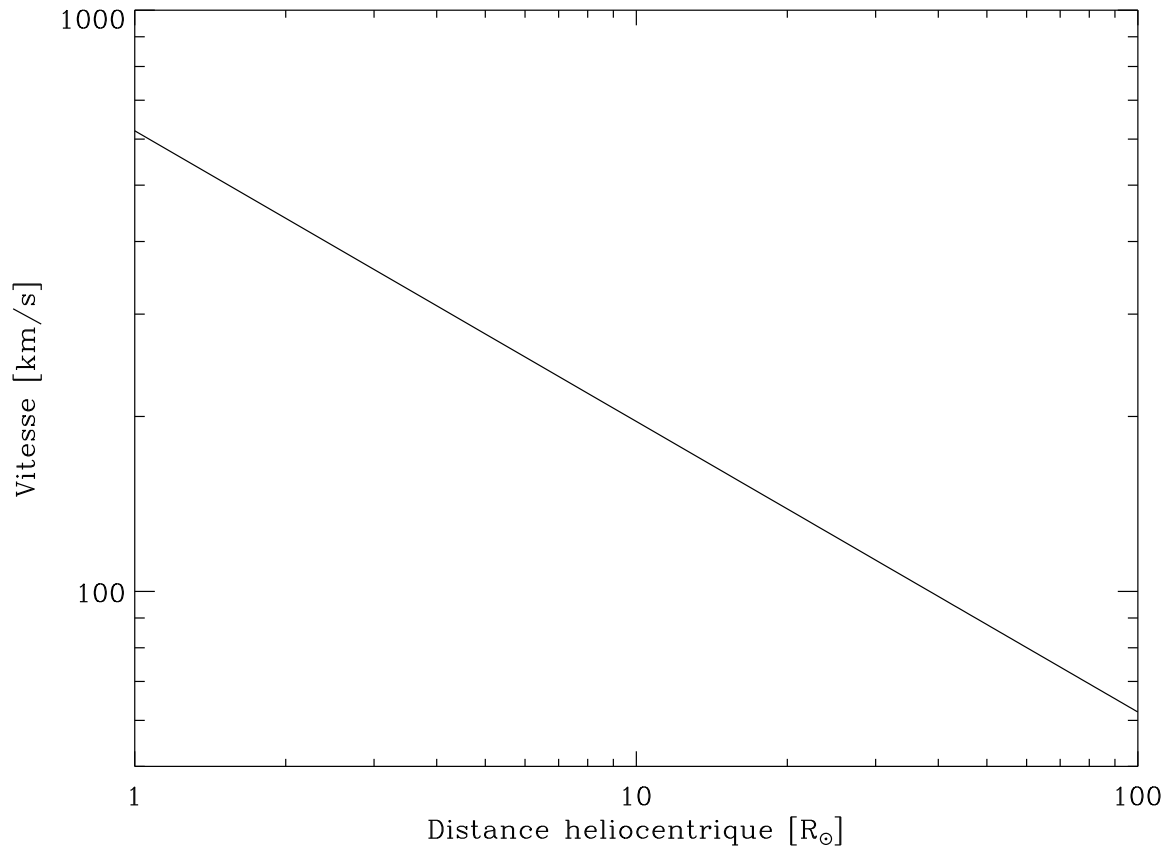


Figure 5.27 – Vitesse des comètes rasantes en fonction de la distance héliocentrique.

5.12.3 La température de surface du noyau

Les comètes rasantes, par définition, ont un périhélie $\ll 1$ UA et il n'est pas nécessaire de tenir compte de la conduction thermique dans le modèle (cf. section 2.5). Par conséquent nous utilisons le modèle thermique 1 avec les paramètres de la **Table 2.6** (page 48).

Toutefois, le calcul du flux solaire reçu par la comète est différent de celui de l'Eq. (2.2). En effet, dans le cas général, le flux reçu du Soleil [W m^{-2}] est le suivant :

$$F_\odot = E_\odot \times \frac{\Omega}{\pi} \quad (5.4)$$

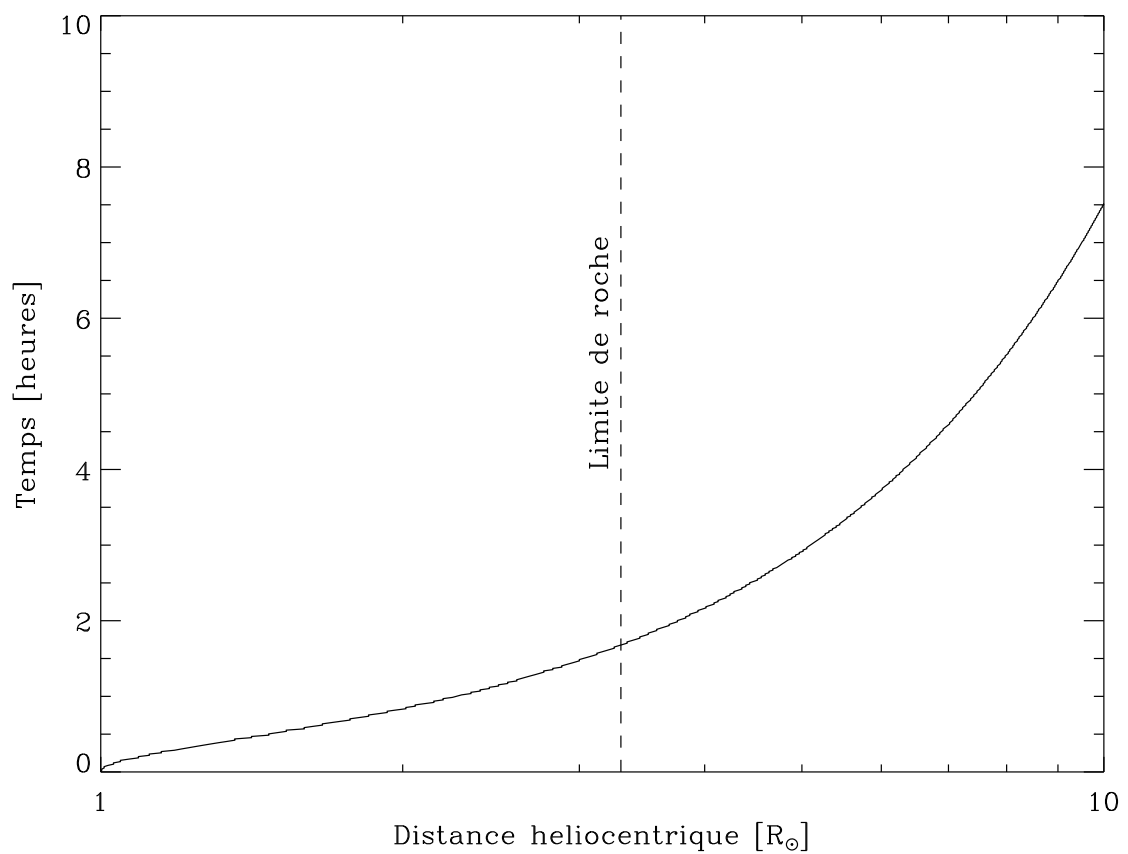


Figure 5.28 – Temps restant avant qu’une comète n’atteigne son périhélie situé à $1 R_{\odot}$ (i.e., à la surface du Soleil) en fonction de sa distance héliocentrique. La barre verticale à $3.3 R_{\odot}$ représente la limite de Roche.

où $E_{\odot}=6.28 \times 10^7 \text{ W m}^{-2}$ est l'émittance de la surface du Soleil et Ω l'angle solide sous lequel est vu le Soleil depuis la comète, défini par⁶ :

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{R_{\odot}}{R_h} \right)^2} \right) \quad (5.5)$$

Loin du Soleil, $R_h \gg R_{\odot}$ et Ω peut être approximé à $\pi(R_{\odot}/R_h)^2$, d'où $F_{\odot} = E_{\odot}R_{\odot}^2/R_h^2$. A 1 UA, on retrouve la valeur de F_{\odot} de la Table 2.6, à savoir 1369 W m^{-2} . Cette approximation, valable loin du Soleil, est utilisée dans **tous** les modèles thermiques de la littérature, y compris nos trois modèles thermiques présentés au chapitre 2 et notamment l'Eq. (2.2). Néanmoins, elle n'est plus valable à moins de $3 R_{\odot}$ comme le montre la **Figure 5.29**, et nous devons alors calculer la valeur exacte de Ω . La différence entre la valeur exacte du flux solaire reçu et la valeur approximée peut atteindre un facteur deux, ce qui n'est pas négligeable. Ce fait n'est pas pris en compte dans les modèles de Weissman (1983) et Iseli *et al.* (2002).

D'autre part, dans le modèle thermique 1, le seul composé qui se sublime est l'eau. Dans le cas des comètes rasantes, les composés réfractaires se subliment aussi à l'approche du Soleil (Lamy, 1974). Nous considérons ici un seul composé réfractaire, un silicate, que nous représentons par de l'obsidienne car les données thermophysiques sont disponibles. Suivant les considérations précédentes, le bilan énergétique de surface est le suivant :

$$(1 - A)E_{\odot} \frac{\Omega}{\pi} \cos z = \eta \epsilon \sigma T^4 + f(1 - \alpha_R)L_{\text{H}_2\text{O}}(T)Z_{\text{H}_2\text{O}}(T) + (1 - f)\alpha_R^{\text{si}}L_{\text{si}}(T)Z_{\text{si}}(T) \quad (5.6)$$

où L_{si} [JK^{-1}] est la chaleur latente des silicates, Z_{si} [$\text{kg s}^{-1} \text{ m}^{-2}$] est le taux de production de molécules des silicates, et $\alpha_R^{\text{obs}}=0.7$ le "coefficient d'accommodation" (Lamy, 1974). Les autres paramètres ont déjà été décrits précédemment dans le chapitre 2, consacré au modèle thermique⁷.

Pour la chaleur latente de sublimation des silicates $L_{\text{si}}(T)$ [JK^{-1}], nous utilisons la formule de Lamy (1975) :

$$L_{\text{si}}(T) = 7.12 * 10^6 \quad (5.7)$$

Le taux de production de molécules des silicates par unité de surface $Z_{\text{si}}(T)$ [$\text{kg s}^{-1} \text{ m}^{-2}$] est donné par :

$$Z_{\text{si}}(T) = P_v^{\text{si}}(T) \sqrt{\frac{M_{\text{si}}}{2\pi RT}} \quad (5.8)$$

où $M_{\text{si}}=67 \text{ g mol}^{-1}$ est la masse molaire moléculaire des silicates (obsidienne). La pression de vapeur saturante des silicates $P_v^{\text{si}}(T)$ [Pa] est donnée par (Lamy, 1974) :

$$P_v^{\text{si}}(T) = 10^{\left(10.915 - \frac{24928.3}{T}\right)} \times 133.22 \quad (1 \text{ torr} = 133.22 \text{ Pa}) \quad (5.9)$$

⁶Le calcul de Ω présenté ici est une bonne approximation. Un calcul exact du flux solaire reçu en chaque point du noyau, et tenant compte de la ligne d'horizon, est à l'étude, mais ne devrait pas changer de façon significative les conclusions de ce chapitre.

⁷Pour faire le lien avec les notations du chapitre 2, il faut remplacer $Z_{\text{H}_2\text{O}}$ par Z et $L_{\text{H}_2\text{O}}$ par L pour la glace d'eau.

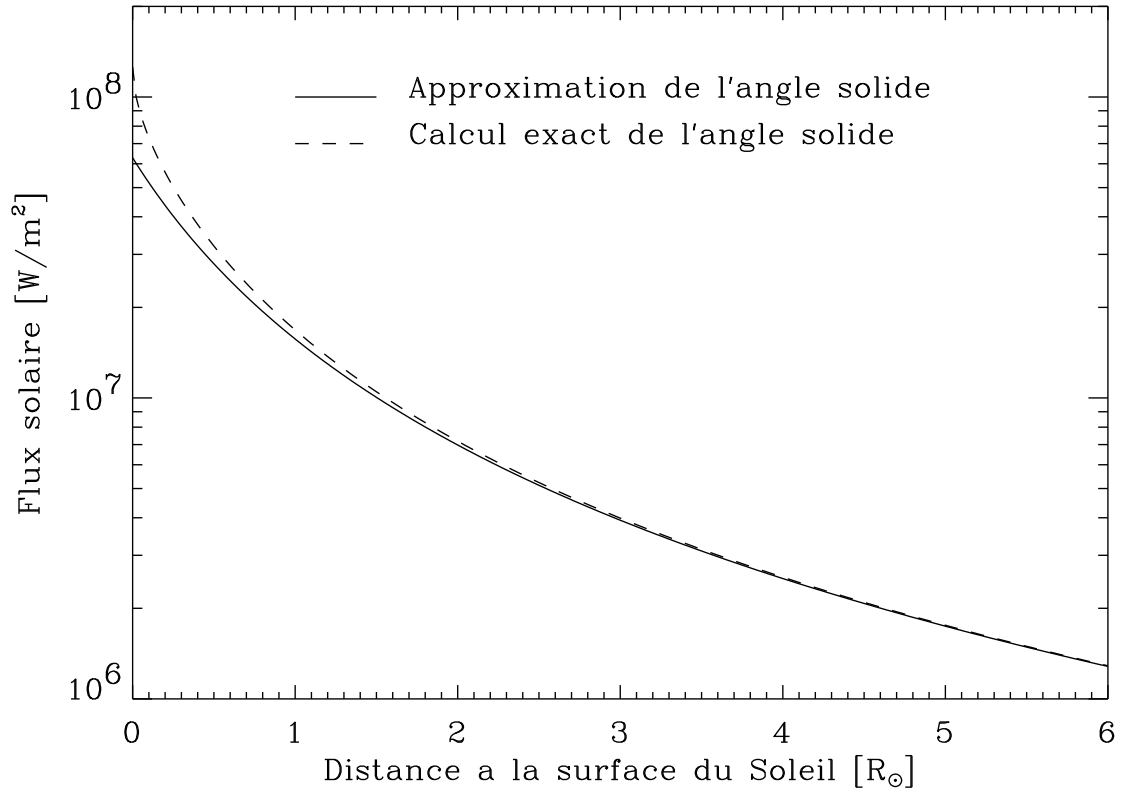


Figure 5.29 – Flux solaire reçu à la surface de la comète, au point sub-solaire, en fonction de la distance au Soleil. Deux cas sont représentés : (i) calcul exact de l'angle solide Ω et (ii) approximation de Ω .

Les **Figures 5.30 et 5.31** donnent respectivement la température et le taux de production des silicates et de la glace d'eau à la surface du noyau, en fonction de la distance héliocentrique, au point sub-solaire. La température et le taux de production, qui sont liés l'un à l'autre, augmentent lorsque la distance héliocentrique diminue, comme attendu.

Plus précisément, la température et le taux de production de la glace d'eau augmentent régulièrement lorsque la distance héliocentrique diminue. À $1 R_{\odot}$, la température de l'eau vaut 350 K et le taux de production par unité de surface correspondant $\sim 60 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui est énorme. Par comparaison, à 1 UA, dans les mêmes conditions, la température vaut $\sim 200 \text{ K}$ et le taux de production par unité de surface $\sim 10^{-4} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, soit 10 000 fois moins !

Pour les silicates, le comportement est différent car ils sont beaucoup moins volatiles que l'eau et leur température de sublimation est beaucoup plus élevée. Ainsi, à plus de $10 R_{\odot}$, le taux de production des silicates est quasi nul. Il augmente rapidement en deçà de $10 R_{\odot}$, lorsque la température dépasse 2000 K pour atteindre plus de $10 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à $1 R_{\odot}$. La température à la surface du noyau dépasse alors les 2900 K, au point sub-solaire.

Dès lors, nous voyons que le comportement thermique du noyau est complètement différent s'il contient de la glace en surface, ou pas. La glace d'eau, qui utilise beaucoup d'énergie pour se sublimer, est un isolant thermique puissant. Si elle est présente en surface, la température n'est pas suffisante pour permettre la sublimation des matériaux réfractaires à la surface du noyau. Dans ce cas, les grains de poussière de matériaux réfractaires se subliment dans la coma, en deçà de $10 R_{\odot}$, après s'être découplé thermiquement du gaz.

La zone de couplage thermique X_E est donnée par (Jorda, 1995) :

$$X_E = \frac{3m_{\text{H}_2\text{O}}Q_{\text{H}_2\text{O}}}{16\pi a\rho V_g} \quad (5.10)$$

où $m_{\text{H}_2\text{O}}=3 \cdot 10^{-26}$ kg, a est la taille des grains et V_g la vitesse des grains donnée par l'Eq. (4.2), page 77. Dans le cas des comètes rasantes, en utilisant $Q_{\text{H}_2\text{O}} \sim 100 \text{ kg s}^{-1}$, $\rho \sim 1000 \text{ kg m}^{-3}$ et $V_g \sim 300 \text{ ms}^{-1}$, nous obtenons une zone de couplage de ~ 20 m pour des grains de $1 \mu\text{m}$. Le découplage thermique des grains de poussière et du gaz s'effectue donc en moins d'un dixième de seconde, soit instantanément. Par conséquent, le taux de production total observé à moins de $10 R_{\odot}$ est la somme du taux de production de l'eau et du taux de production des silicates.

Finalement, il y a compétition entre la sublimation importante du noyau près du Soleil et son passage très rapide (quelques heures) au périhélie. La quantification de l'érosion du noyau est le résultat directe de cette compétition et est l'objet de la section suivante.

5.12.4 Erosion du noyau

5.12.4.1 Le modèle

Le modèle que nous employons pour calculer l'érosion du noyau des comètes rasantes est une adaptation de celui que nous avons utilisé pour l'érosion du noyau de la comète 46P/Wirtanen (cf. section 5.8.3.3), présenté en détail dans le chapitre 2 (page 58). Nous étudions d'abord le cas d'un noyau composé uniquement de glace d'eau ($f=1$), puis uniquement d'obsidienne ($f=0$) et enfin d'un mélange glace d'eau/obsidienne ($0 < f < 1$).

Comme nous l'avons vu précédemment, il est important de tenir compte de la trajectoire de la comète lorsqu'elle s'approche du Soleil. Nous utilisons les équations de Kepler qui permettent de relier la position U (anomalie excentrique) au temps t par :

$$U - e \sin(U) = \sqrt{\frac{GM_{\odot}}{a^3}} t \quad (5.11)$$

La distance au Soleil R_h est obtenue par :

$$R_h = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \nu} \quad (5.12)$$

où ν est l'anomalie vraie, reliée à l'anomalie excentrique U par :

$$\cos \nu = \frac{\cos U - e}{1 - e \cos U} \quad (5.13)$$

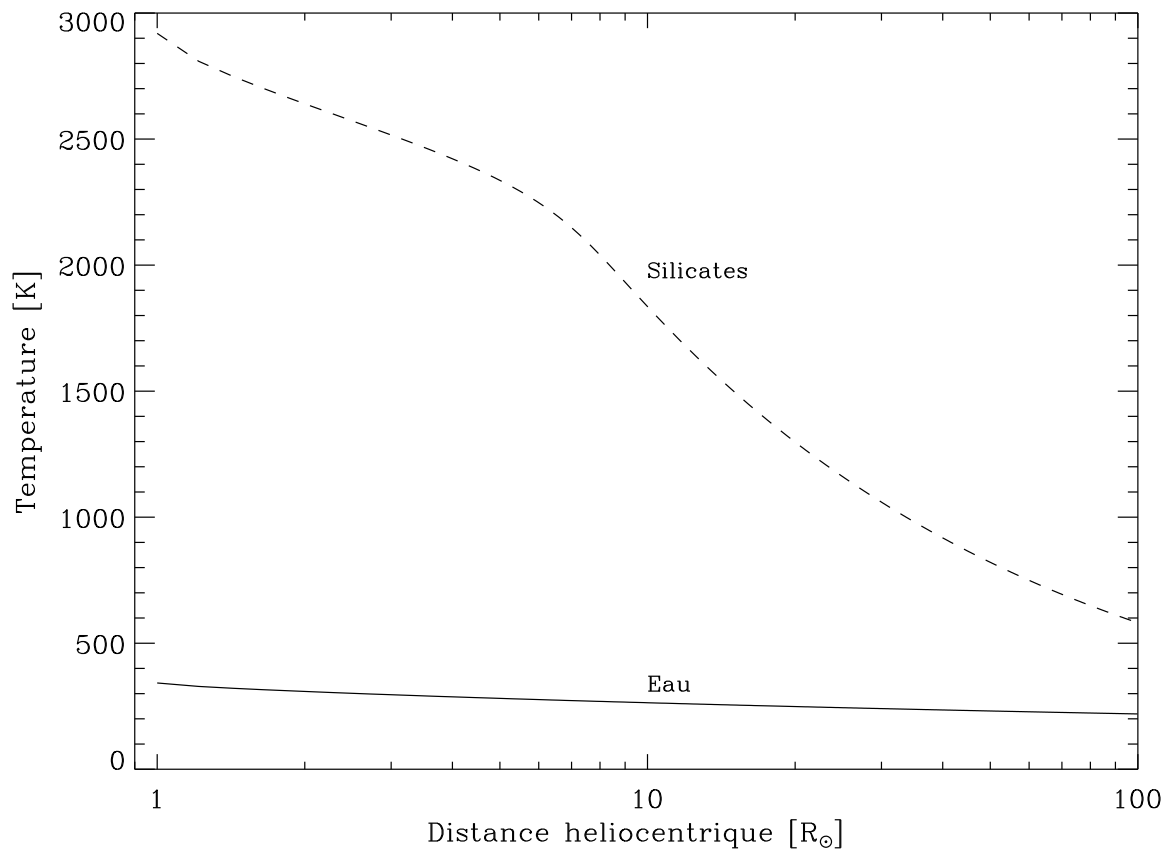


Figure 5.30 – Température à la surface du noyau au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique pour un noyau composé de glace d’eau ($f=1$) ou d’obsidienne ($f=0$).

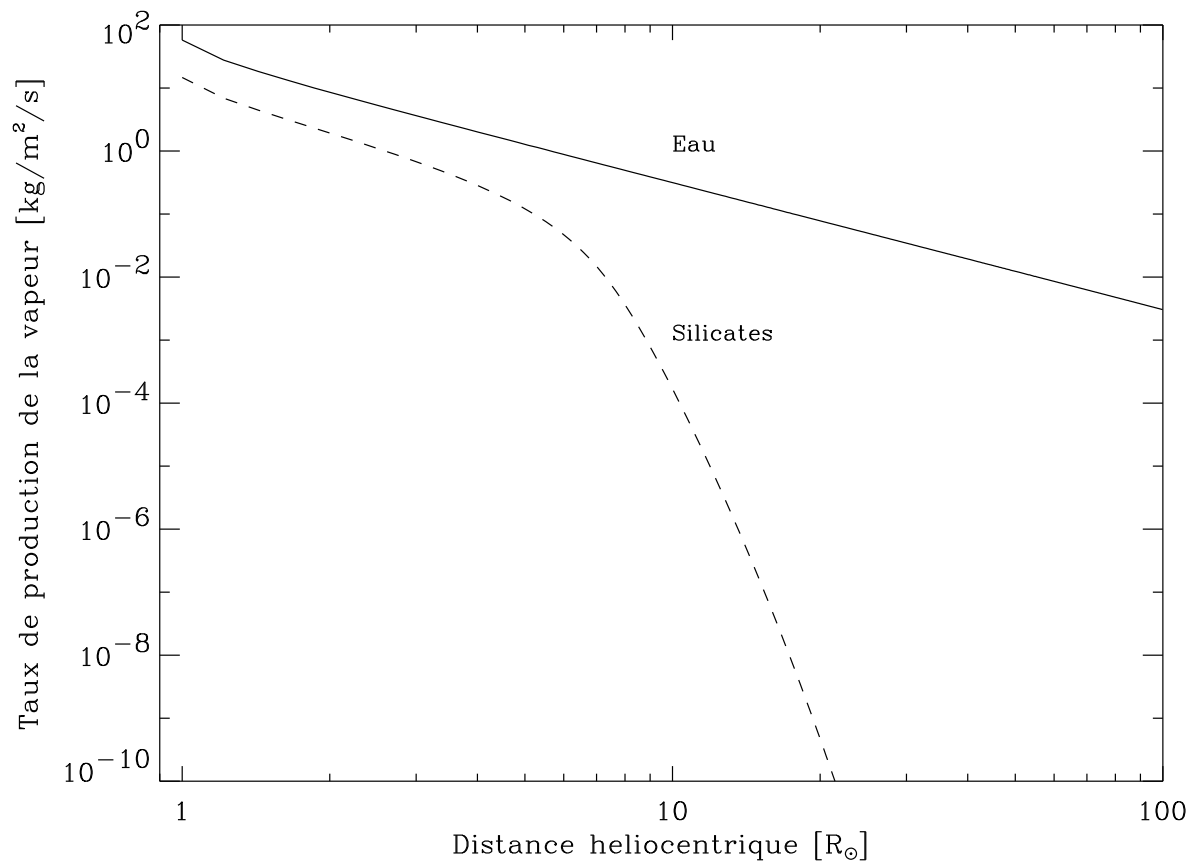


Figure 5.31 – Taux de production de la vapeur au point sub-solaire en fonction de la distance héliocentrique pour l'eau et les silicates.

Le demi-grand axe de l'orbite a se calcule à partir du périhélie q et de l'excentricité e comme suit :

$$a = \frac{q}{1 - e} \quad (5.14)$$

D'autre part, notre modèle suppose une répartition uniforme de l'érosion autour du noyau, bien qu'à chaque instant le taux de production soit différent d'un point à l'autre. Cette hypothèse peut être satisfaite si le noyau tourne rapidement sur lui-même et si son obliquité est élevée de façon à ce que le point sub-solaire se déplace rapidement en longitude et en latitude à la surface du noyau. L'érosion est alors isotrope, en première approximation. Le cas d'une érosion anisotrope est discutée dans la section 5.12.4.5.

5.12.4.2 Noyau composé uniquement de glace d'eau

Nous étudions d'abord le cas d'un noyau composé uniquement de glace d'eau. L'érosion du noyau μ [m s^{-1}] est donnée par :

$$\mu = \frac{Q_{\text{H}_2\text{O}}}{\rho 4\pi r_n^2} \quad (5.15)$$

Nous utilisons la distribution de température à la surface du noyau donnée par l'Eq. (5.6) avec $f=1$ et le taux de production $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ est donné par l'Eq. (2.13), page 24 avec $x=1$. La **Figure 5.32** illustre les résultats dans le cas où $\rho=600 \text{ kg m}^{-3}$.

L'érosion du noyau varie en fonction de sa distance au Soleil. Comme attendu, plus le noyau est près du Soleil et plus son périhélie est petit, plus l'érosion est importante. Pour les comètes rasantes non Kreutz, dont la majorité ont un périhélie entre 7 et 10 R_\odot , un noyau de 13 à 16 m de rayon et composé uniquement de glace d'eau disparaît complètement lors de son passage au périhélie. Pour les comètes du groupe de Kreutz, dont la majorité ont un périhélie qui vaut moins de 2 R_\odot , ce rayon peut atteindre 32 à 55 m. Nous notons ici une différence importante entre les comètes du groupe de Kreutz et les non Kreutz. A cause d'un périhélie plus petit, à rayon initial égal, les comètes du groupe de Kreutz disparaissent plus vite que les autres (non Kreutz). Nous obtenons des valeurs de rayon inférieures de $\sim 15\%$ à celles obtenues par Weissman (1983) et Iseli *et al.* (2002), qui considèrent aussi un noyau composé uniquement de glace d'eau mais où l'énergie solaire se répartit uniformément sur toute sa surface (modèle isothermique). Ceci montre l'importance de tenir compte des variations locales de température à la surface du noyau.

Par ailleurs, la densité du noyau joue ici un rôle fondamental. En effet, nous avons représenté uniquement le cas où $\rho=600 \text{ kg m}^{-3}$. Or, d'après l'Eq. (5.15), l'érosion du noyau est inversement proportionnelle à sa densité ; si la densité du noyau est deux fois plus grande, son érosion sera deux fois plus petite. En tenant compte de l'incertitude sur la densité du noyau de la comète 1P/Halley, à savoir $\rho = 600_{-400}^{+900} \text{ kg m}^{-3}$ (Sagdeev *et al.*, 1988), nous obtenons une limite supérieure sur la taille du noyau qui disparaît au périhélie, de ~ 13 -165 m pour les comètes rasantes du groupe de Kreutz et de ~ 5 -48 m pour les autres. La densité du noyau est bien la source principale d'incertitude.

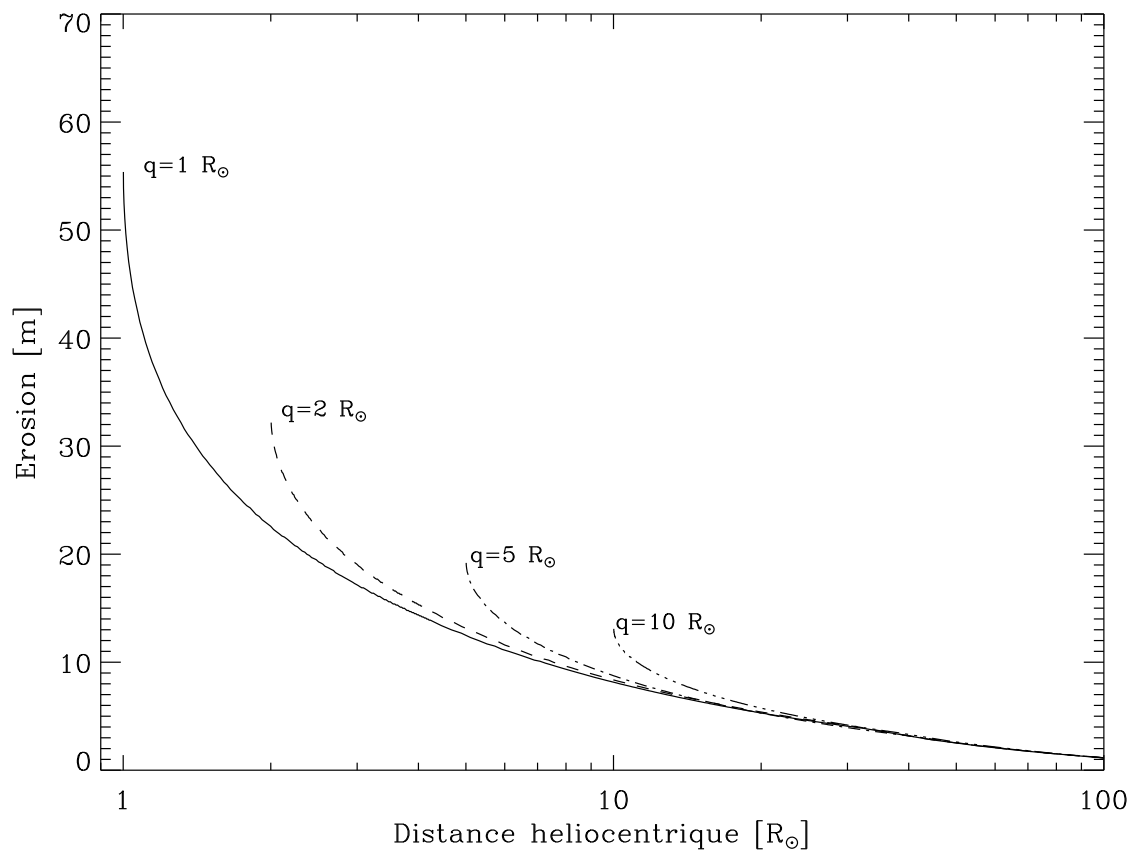


Figure 5.32 – Erosion d'un noyau composé de glace d'eau pure en fonction de sa distance au périhélie, pour différentes valeurs du périhélie. La densité du noyau vaut 600 kg m^{-3} .

5.12.4.3 Noyau composé uniquement de matériaux réfractaires

Nous étudions maintenant le cas d'un noyau composé uniquement de matériaux réfractaires (silicates). L'érosion du noyau μ [m s^{-1}] est donnée par :

$$\mu = \frac{Q_{\text{obs}}}{\rho 4\pi r_n^2} \quad (5.16)$$

Nous utilisons la distribution de température à la surface du noyau donnée par l'Eq. (5.6) avec $f=0$ et le taux de production Q_{si} est donné par l'Eq. (2.13), avec $x=1$, en remplaçant la sublimation de la glace d'eau $f(1 - \alpha_R)Z[T(\varphi, \theta)]$ par celle des silicates $(1 - f)(1 - \alpha_R^{\text{si}})Z_{\text{si}}[T(\varphi, \theta)]$, avec les définitions ci-dessus. La **Figure 5.33** illustre les résultats dans le cas où $\rho=600 \text{ kg m}^{-3}$.

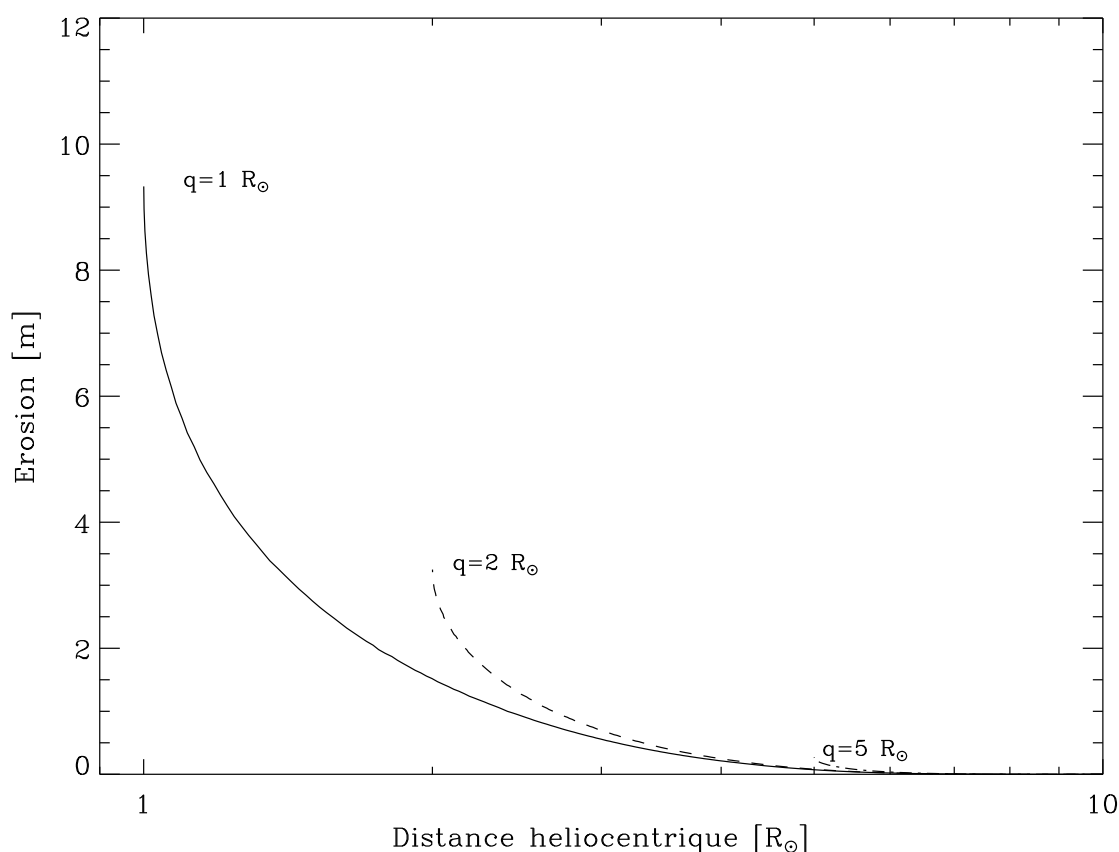


Figure 5.33 – Erosion d'un noyau composé uniquement de matériaux réfractaires (silicates) en fonction de sa distance au périhélie, pour différentes valeurs du périhélie. La densité du noyau vaut 600 kg m^{-3} .

Comme précédemment, pour un noyau composé uniquement de glace d'eau, plus le noyau est près du Soleil et plus son périhélie est petit, plus l'érosion est importante. Néanmoins, dans le cas d'un noyau composé uniquement de matériaux réfractaires, seules

les comètes du groupe de Kreutz, dont la majorité ont un périhélie inférieur à $2R_{\odot}$, sont érodées. En effet, le périhélie des autres comètes est trop grand pour permettre la sublimation des silicates. D'autre part, dans le cas des comètes du groupe de Kreutz, l'érosion est beaucoup moins importante que pour un noyau composé uniquement de glace d'eau puisqu'elle n'atteint que ~ 3 -10 m. En tenant compte de l'incertitude sur la densité, nous obtenons une limite supérieure sur la taille d'un noyau composé uniquement de silicates de ~ 1 -30 m.

5.12.4.4 Noyau composé de glace d'eau et de poussière

Les deux cas étudiés précédemment, à savoir un noyau composé uniquement de glace d'eau ou de matériaux réfractaires (représentés par les silicates), ne sont pas réalistes. Nous considérons maintenant un noyau composé d'un mélange microscopique de glace d'eau et de poussière de matériaux réfractaires (cf. chapitre 2). L'érosion du noyau est donnée par :

$$\mu = \left(1 + \frac{1-f}{f}\right) \frac{Q_{\text{H}_2\text{O}}}{\rho 4\pi r_n^2} \quad (5.17)$$

où f est la fraction de glace d'eau dans le mélange glace/poussière. Nous supposons que le rapport poussière/glace vaut $(1-f)/f$, ce qui correspond au régime constant où les grains de glace d'eau sublimés entraînent avec eux exactement toute la poussière de matériaux réfractaires disponible, ni plus, ni moins. Nous supposons aussi que toute la surface est active ($x=1$). Comme la présence de glace en surface "bloque" la température en-dessous de 350 K, nous négligeons la sublimation des matériaux réfractaires (silicates) en surface, qui est nulle à moins de 1500 K ; même si les matériaux réfractaires se subliment effectivement dans la coma, ils ne contribuent pas directement à l'érosion de la surface du noyau. Nous utilisons la distribution de température à la surface du noyau donnée par l'Eq. (5.6) et le taux de production $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ est donné par l'Eq. (2.13), avec $x=1$. La **Figure 5.34** illustre les résultats dans le cas où $\rho=600 \text{ kg m}^{-3}$ et pour différentes valeurs de f .

Le paramètre f varie de 1 (glace pure) à 0.35. f ne peut pas être inférieur à 0.35 car le rapport poussière/glace, $(1-f)/f$, devient supérieur à 2 et il est alors énergétiquement impossible pour le gaz (vapeur d'eau) d'entraîner avec lui tous les grains de poussière, qui sont trop nombreux (Probstein, 1968; Ip & Mendis, 1974). Théoriquement, il se forme alors une croûte en surface, ce qui sort du cadre de notre étude des comètes rasantes. Une telle croûte est d'ailleurs sûrement très instable au vu des conditions extrêmes de température et de pression de vapeur saturante de l'eau si près du Soleil.

Plus le périhélie est faible, plus l'érosion du noyau est importante. D'autre part, plus f est petit, plus le rapport poussière/glace est grand, plus la quantité de poussière entraînée par la vapeur d'eau est importante et donc plus l'érosion est importante. Entre $f=1$ et $f=0.35$, l'érosion est multipliée par un facteur ~ 3 . Dans le cas d'un modèle "moyen" où la densité vaut 600 kg m^{-3} et où il y a autant de glace d'eau que de poussière de matériaux réfractaires ($f=0.5$), le rapport poussière/glace vaut 1 et la limite supérieure sur le rayon d'un noyau qui disparaît au périhélie vaut 110, 65, 40 et 26 m pour $q=1, 2, 5$ et $10 R_{\odot}$ respectivement. Nous constatons que cette limite supérieure du rayon est plus

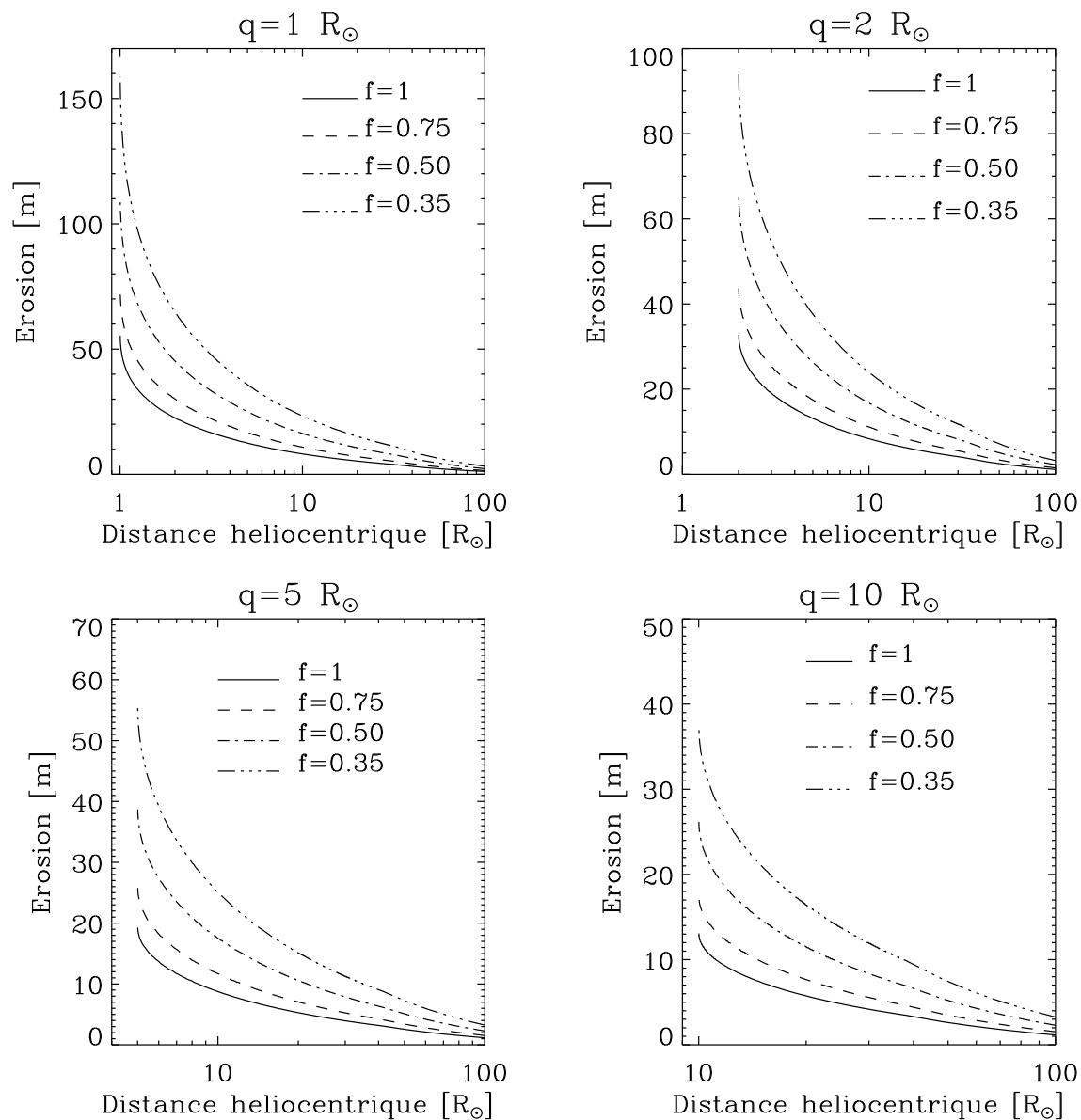


Figure 5.34 – Erosion d'un noyau composé d'un mélange microscopique de glace d'eau et de matériaux réfractaires en fonction de sa distance au périhélie, pour différentes valeurs de f du périhélie q . La densité du noyau vaut 600 kg m^{-3} .

grande que dans les cas précédents où le noyau était composé uniquement de glace d'eau ou uniquement de matériaux réfractaires. Avant, seule la glace d'eau ou les matériaux réfractaires se sublimaient, alors que maintenant, la glace d'eau se sublime toujours mais entraîne en plus avec elle toute la poussière disponible en surface, d'où une érosion plus importante.

Pour un noyau dont la densité vaut 200 kg m^{-3} , toujours avec $f=0.5$, la limite supérieure de son rayon pour qu'il disparaisse complètement à son périhélie vaut 330, 195, 120 et 78 m pour $q=1, 2, 5$ et $10 R_{\odot}$ respectivement. Ce cas paraît peu probable.

5.12.4.5 Erosion anisotrope

Les résultats précédents montrent que sous certaines conditions, un noyau de quelques centaines de mètres peut disparaître lors de son passage au périhélie à moins de $10 R_{\odot}$ du Soleil. Dans cette étude, nous avons supposé une érosion isotrope, en première approximation. Néanmoins, l'érosion du noyau a lieu principalement dans les dernières heures avant son passage au périhélie. Par conséquent, si la période de rotation du noyau est longue et son obliquité faible, le noyau ne sera pas érodé sur toute sa surface, comme supposé précédemment, mais uniquement sur une partie restreinte de cette dernière.

Dans le cas où l'obliquité du noyau est presque nulle, l'équateur sera beaucoup plus érodé que les pôles, à cause d'un angle zénithal inférieur. Ainsi, un noyau sphérique au départ aura une forme de plus en plus allongée au fur et à mesure qu'il se rapproche du périhélie. Ceci n'a pas de conséquences sur les résultats que nous avons obtenus précédemment puisque la quantité absolue de matière sublimée reste la même, en première approximation, et que la densité du noyau est de toute façon la source principale d'incertitude.

En revanche, cette modification de la forme du noyau peut faciliter sa dislocation par les forces de marée, comme la comète Shoemaker-Levy 9 lors de sa rencontre avec Jupiter (Asphaug & Benz, 1996). En effet, à volume égal, un "patatoïde" est plus sensible aux forces de marée qu'une sphère car il est plus allongé, et les contraintes mécaniques subies par le noyau sont plus importantes. Par conséquent, la combinaison des forces de marée et de l'érosion anisotropique peut briser un noyau en petits fragments qui se sublimeront rapidement près du Soleil. Les travaux de Iseli *et al.* (2002) à ce sujet indiquent que la taille maximale du noyau qui peut disparaître lors de son passage au périhélie à cause d'une sublimation anisotrope **et** des forces de marée, est supérieure à celle due à la sublimation seule. Cette différence dépend fortement de la densité du noyau et peut atteindre un facteur ~ 2 pour des densités inférieures à 500 kg m^{-3} .

5.12.5 Conclusions

Finalement, le scénario le plus probable pour les comètes rasantes reste celui de la fragmentation multiple d'un parent initial (Kreutz, 1888; Marsden, 1967). La fragmentation peut-être facilitée par la sublimation anisotropique à la surface du noyau et les contraintes mécaniques dues aux forces de marée qui en résultent, pour toutes les comètes rasantes, ainsi que par la limite de Roche située à $\sim 3.3 R_{\odot}$ pour celles du groupe de Kreutz. Pour les autres comètes, la limite de Roche n'est jamais atteinte, et leur existence prouve que

la limite de Roche n'est pas la cause unique de fragmentation. Les fragments du parent se subliment ensuite à l'approche du Soleil, au cours des passages suivants. En supposant une densité de 600 kg m^{-3} et un rapport poussière/glace de 1, les fragments appartenant au groupe de Kreutz et dont le rayon est inférieur à $\sim 110 \text{ m}$ se subliment tous lors de leur passage au périhélie. Pour les fragments des autres comètes, les non Kreutz, les fragments dont le rayon est inférieur à $\sim 26 \text{ m}$ se subliment tous.

Comme les comètes non Kreutz ne disparaissent pas, en grande majorité, au cours de leur passage au périhélie, elles ont sans doute un rayon supérieur à 26 m . Ce résultat, qui dépend fortement de la densité et du rapport poussière/gaz, est à prendre avec précaution. Toutefois, même en prenant un modèle extrême ($\rho=1500 \text{ kg m}^{-3}$ et $f=1$), le rayon des comètes non Kreutz est supérieur à 5 m sans quoi elles disparaîtraient toutes au périhélie. Si l'on compare cette valeur au rayon mesuré sur les comètes de Kreutz SOHO-6 et C/1996 Y1, à savoir $2.5\text{-}6.8 \text{ m}$ et 3.4 m respectivement, nous constatons que le rayon des comètes non Kreutz est sensiblement plus grand que celui des comètes de Kreutz. Ce résultat est sans doute la conséquence directe des forces thermo-mécaniques subies par le noyau, qui sont plus importantes pour les comètes de Kreutz que pour les non Kreutz, notamment à cause de la limite de Roche, ce qui a pour effet de briser leur noyau en plus petits morceaux.

Par ailleurs, la limite supérieure de $\sim 110 \text{ m}$ sur le rayon du noyau des comètes rasantes du groupe de Kreutz, qui dépend fortement du modèle, indique clairement que les rares comètes de Kreutz qui résistent à leur passage au périhélie sont exceptionnelles, dans le sens où elles ne se brisent sous l'effet des forces de marée, ce qui sous-entend qu'elles pourraient être formées d'un bloc unique de plusieurs dizaine de mètres ayant une force de cohésion suffisamment grande pour survivre en deçà de la limite de Roche. Ces comètes sont très rares, moins de 1 %, et les observations des comètes SOHO-6 et /1996 Y1, très brillantes, semblent indiquer que la majorité des comètes ont plutôt un rayon de quelques mètres.

Finalement, les parents des comètes rasantes sont sans doute composés d'un agrégat de plusieurs blocs⁸ de tailles différentes, représentés aujourd'hui par les comètes rasantes. La taille des comètes rasantes actuelle nous donne donc une indication de la taille de ces blocs. Si les blocs les plus gros peuvent avoir une taille de quelques dizaines de mètres, nous ne pouvons pas conclure sur la taille minimale de ces derniers. Par extension, le noyau des LPC et des SPC pourrait lui aussi être un agrégat de plusieurs blocs, confirmant ainsi les travaux de Weissman (1986) sur les "rubble-piles", même si ces conclusions sur la structure interne du noyau sont à prendre avec précaution.

⁸Attention à ne pas faire d'amalgame entre les "blocs" et les "planétésimaux". Dans la littérature, les planétésimaux sont des objets de quelques kilomètres qui sont donc eux-même des agrégats de plusieurs blocs.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Résumé

6.1	Le rayon du noyau - La fonction de distribution en taille . . .	215
6.2	Les propriétés physiques de la surface du noyau	219
6.3	L'activité du noyau	223
6.4	Synthèse	224
6.5	Perspectives	227

Ce chapitre rappelle les principaux résultats obtenus dans cette thèse et en fait la synthèse. Nous présentons d'abord nos conclusions sur la détermination du rayon des noyaux et leur fonction de distribution en taille. Ensuite, nous résumons les propriétés de surface des noyaux cométaires (albédo, composition, inertie thermique), puis nous présentons nos conclusions sur l'activité du noyau. Enfin, nous effectuons une synthèse des résultats et présentons les perspectives de cette thèse.

6.1 Le rayon du noyau - La fonction de distribution en taille

Au cours de cette thèse, nous avons pu déterminer le rayon des noyaux de deux Centaures, de deux comètes à longue période (LPC), de quatre comètes à courte période (SPC) et des comètes rasantes. Les résultats sont résumés dans la **Table 6.1** et sur la **Figure 6.1**.

La distribution en taille des comètes rasantes, des SPC, des LPC et des Centaures est le résultat de plusieurs processus physiques et dynamiques. Le principal processus physique est la sublimation en surface des matériaux volatiles, majoritairement l'eau. Plus une comète passe près du Soleil, plus la sublimation et l'érosion sont importantes, et plus le rayon du noyau diminue. Au-delà de 6 UA, nous savons que l'activité liée à l'eau est quasi nulle, et donc également l'érosion qui en résulte. Par conséquent, la sublimation de la glace d'eau en surface est un processus efficace pour éroder et réduire la taille des noyaux cométaires dont le périhélie est inférieur à 6 UA.

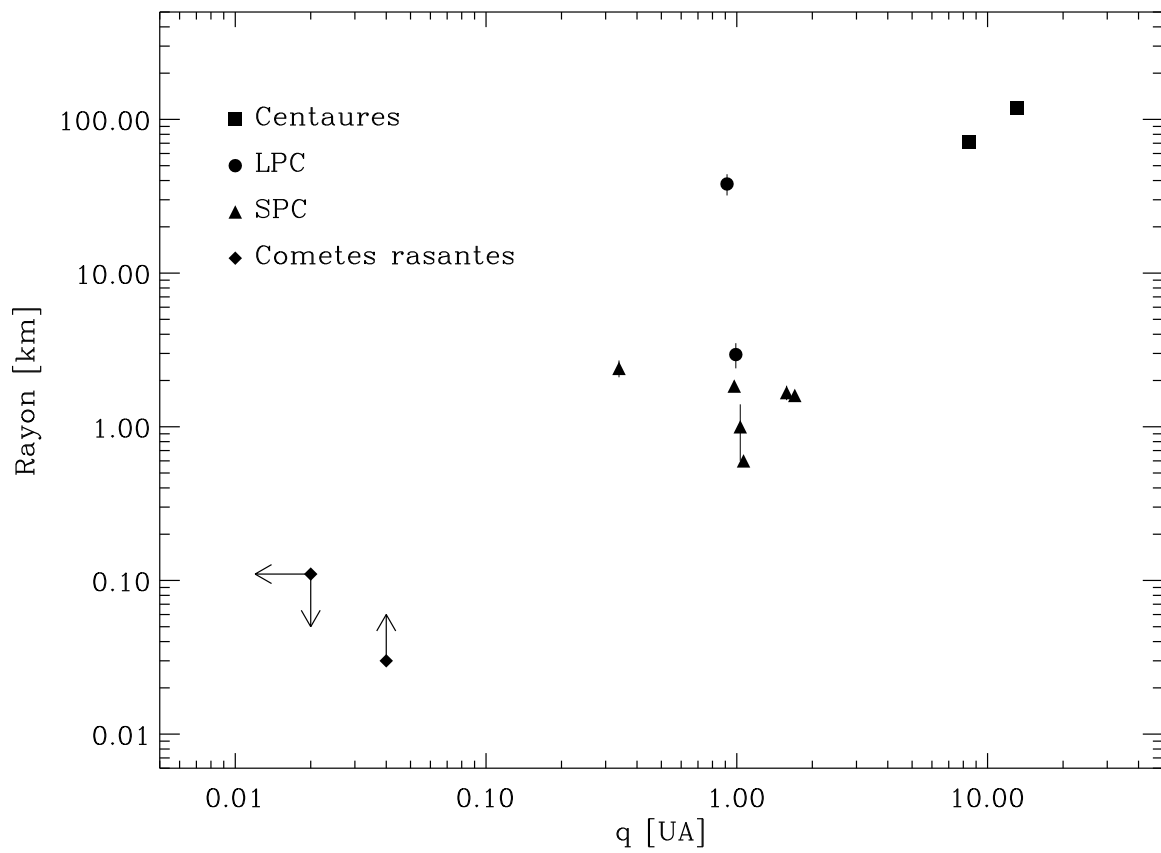


Figure 6.1 – Rayon du noyau des comètes étudiées dans cette thèse en fonction de leur périhélie q .

travaux de Lowry (2001) indiquent une pente de -1.6 pour le nombre cumulé de noyaux de SPC supérieur à un rayon donné, et ceux de Tancredi *et al.* (2002) une pente de -2.4. La détermination du rayon des noyaux cométaires est difficile et la statistique faible, ce qui explique cette dispersion sur la valeur de la pente, qui est à prendre avec précaution.

Pour remonter à la distribution en taille initiale, au moment de la formation du système solaire, nous devons tenir compte de l'érosion du noyau de chaque comète, en fonction de l'évolution de ses éléments orbitaux. C'est ce que nous avons tenté de faire pour la comète 46P/Wirtanen et nos résultats indiquent un rayon initial de quelques kilomètres. L'érosion étant indépendante de la taille du noyau, les noyaux initialement gros ne seront pas plus érodés que les noyaux initialement petits (pour une même orbite). Ainsi, en généralisant les résultats obtenus sur la comète 46P/Wirtanen, nous pouvons dire que la taille actuelle des noyaux cométaires doit être augmentée de quelques kilomètres pour obtenir leur taille initiale. Bien entendu, ceci n'est qu'une approximation grossière mais ce que nous voulons montrer est qu'une érosion de quelques kilomètres est suffisante pour augmenter (en absolu) la pente de la distribution en taille de façon non négligeable. Par exemple, en augmentant tous les rayons actuels de 1 km, la pente de la distribution cumulée en taille passe de -2.4 (Tancredi *et al.*, 2002) à -2.8, comme illustré sur la **Figure 6.2**.

Si les SPC sont les fragments des collisions des TNO ou des Centaures entre eux (scénario collisionnel), la pente de leur distribution cumulée en taille vaut -2.5 (e.g., Davis *et al.*, 1985). La pente de la distribution actuelle, située entre -1.6 (Lowry, 2001) et -2.4 (Tancredi *et al.*, 2002), est en accord avec ce scénario si l'on tient compte de l'érosion du noyau qui augmente (en absolu) la valeur de la pente et la rapproche de -2.5. Les SPC seraient donc les fragments des collisions entre les corps du système solaire externe. De plus amples observations sont assurément nécessaires pour confirmer ce résultat, ainsi qu'une étude de l'évolution à long terme des éléments orbitaux de tous les noyaux cométaires connus, pour remonter à leur taille initiale, comme nous l'avons fait pour la comète 46P/Wirtanen.

6.2 Les propriétés physiques de la surface du noyau

6.2.1 L'albédo géométrique

Au cours de cette thèse, nous avons pu déterminer l'albédo géométrique des noyaux de deux Centaures, de deux comètes à longue période et de trois comètes à courte période. Ces résultats sont résumés dans la **Table 6.1** et sur la **Figure 6.3**.

L'albédo géométrique des corps étudiés est faible, entre 0.02 et 0.11, en accord avec les observations précédentes (e.g., Fernández *et al.*, 2002). L'albédo géométrique des Centaures, situé entre 0.07 et 0.11, est plus élevé que celui des LPC et des SPC, situé entre 0.02 et 0.07. Notons toutefois que notre échantillon des Centaures n'est pas très représentatif car certains d'entre eux, comme Pholus, ont un albédo géométrique de 0.04. Contrairement au SPC et au LPC, le périhélie des Centaures est situé au-delà de la zone active (>6 UA); l'eau ne se sublime pas à leur surface et pourrait y être plus abondante que sur les noyaux cométaires, ce qui expliquerait leur albédo parfois plus élevé. En d'autres termes, la sublimation de la glace d'eau semble être un processus efficace pour "vieillir" le

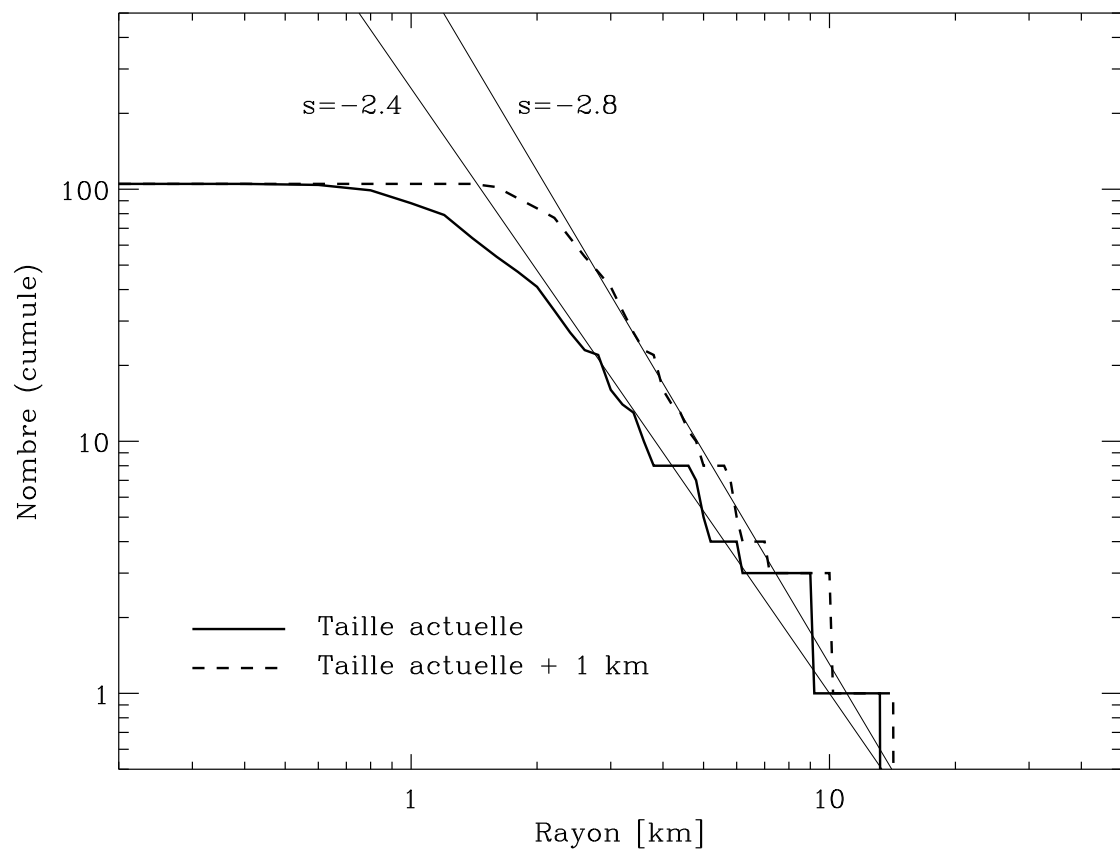


Figure 6.2 – Distribution cumulée en taille des noyaux cométaires, réalisée à partir du catalogue de 105 comètes de la famille de Jupiter de Tancredi *et al.* (2000).

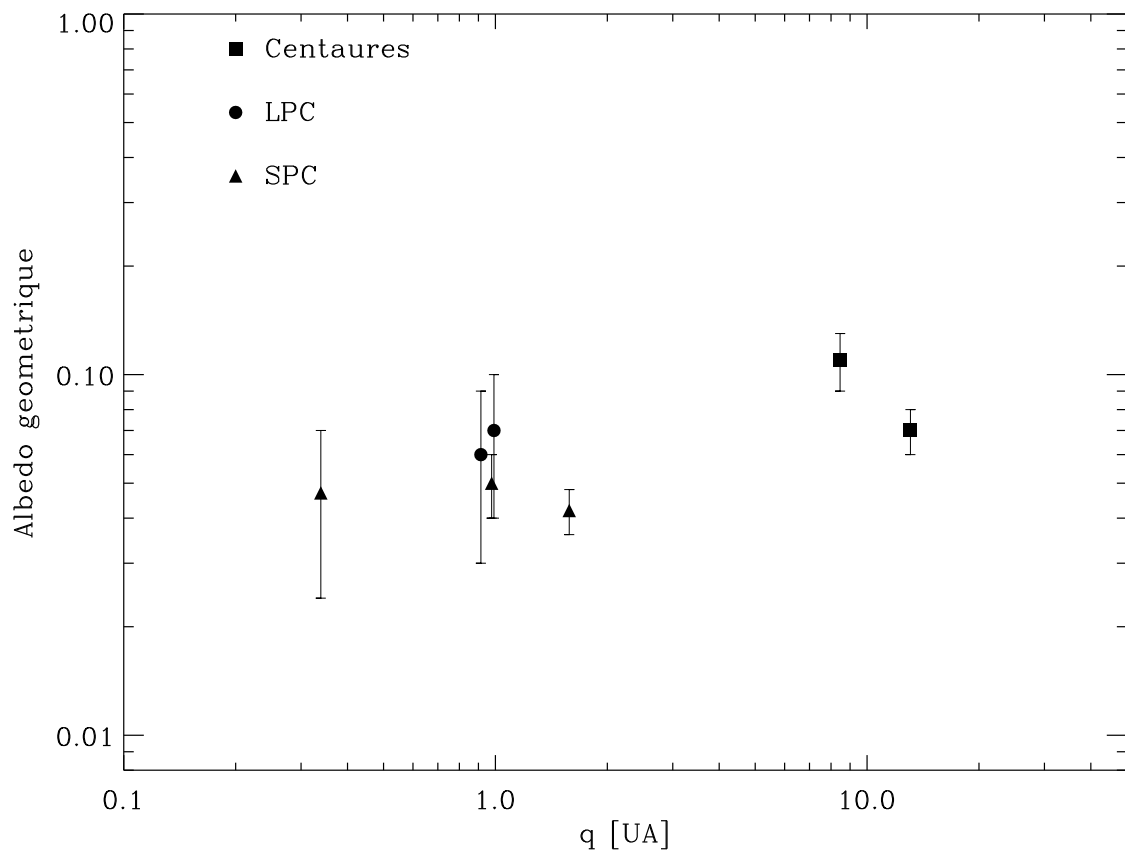


Figure 6.3 – Albédo géométrique du noyau des comètes étudiées dans cette thèse en fonction de leur périhélie q .

noyau des Centaures lorsqu'ils sont injectés dans le système solaire interne, en diminuant la quantité de glace d'eau à leur surface. Cette hypothèse est en accord avec la détection de molécules H₂O à la surface des Centaures (e.g., Foster *et al.*, 1999), et leur non-détection sur les noyaux cométaires (Licandro *et al.*, 2002).

Par ailleurs, si les Centaures sont des TNO qui ont été injectés vers le Système Solaire interne, leur albédo géométrique doit être comparable à celui des TNO. Ceci est confirmé, entre autres, par les observations du TNO nommé Varuna, qui a un albédo géométrique de 0.07 (Jewitt *et al.*, 2001). Or, l'albédo géométrique habituellement utilisé dans la littérature pour déterminer le rayon des TNO à partir des observations visibles est de 0.04 (e.g., Gladman *et al.*, 2001), identique à celui des noyaux cométaires. Le rayon des TNO est donc actuellement surestimé. En effet, pour un albédo géométrique de 0.07 au lieu de 0.04, le rayon diminue de $\sim 25\%$, et de $\sim 40\%$ pour un albédo géométrique de 0.1. Cet effet n'est pas négligeable et doit être pris en compte dans l'incertitude du rayon des TNO, lorsque celui-ci est déterminé uniquement à partir d'observations dans le domaine visible.

6.2.2 La composition de la surface

La composition de la surface du noyau peut-être étudiée par spectroscopie. Actuellement, aucun spectre du noyau des comètes que nous avons étudiées au cours cette thèse n'a encore été obtenu (SPC ou LPC). Parmi les objets étudiés dans cette thèse, seul les spectres du noyau des Centaures Chiron et Chariklo sont disponibles. L'analyse de ces spectres nous a permis de déterminer une composition faite d'un mélange de glace d'eau et de poussière de matériaux réfractaires (silicates "astronomique", kérogène ou carbone vitreux). La proportion de glace d'eau dans ce mélange vaut 20-30% et est compatible avec les mesures d'albédo géométrique. Ces résultats sont en accord avec les observations in situ de 1P/Halley par Giotto et de 19P/Borrelly par Deep Space 1.

Pour la comète Hale-Bopp, l'excès de flux thermique à 10 μm dans la fonction de distribution en énergie est caractéristique de la présence de silicates à la surface du noyau. La fraction active du noyau de Hale-Bopp étant faible, $\sim 13\%$, les silicates sont probablement le composé majoritaire du noyau, d'où leur forte intensité spectrale. Ces résultats sont en parfait accord avec les observations de la coma à 7.5-13.4 μm par Wooden *et al.* (1999), qui retrouvent une très forte émission des silicates, la plus forte jamais observée sur les comètes.

Ces différents résultats confirment nos connaissances sur la composition du noyau des comètes, en précisant toutefois que la glace d'eau n'est pas le composé principal à la surface du noyau et que dans la majorité des cas les matériaux réfractaires sont les plus abondants. Par ailleurs, la présence de glace d'eau à la surface n'est pas du tout incompatible avec un albédo faible, si elle est mélangée à de la poussière.

6.2.3 L'inertie thermique

L'étude menée sur les Centaures Chiron et Chariklo a permis de déterminer précisément leur inertie thermique, à savoir ~ 3 et $\sim 0 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$ respectivement.

Cette détermination est essentielle pour modéliser correctement le comportement thermique du noyau. Comparée aux autres corps du système solaire (planètes et satellites), cette valeur est très faible, sans doute à cause de la porosité élevée du noyau. Par conséquent, les variations diurnes de température à la surface des noyaux cométaires sont importantes, et ceci d'autant plus que la comète est située près du Soleil. Cet effet doit être pris en compte, surtout si l'angle de phase est important.

Avec une inertie thermique si faible, l'approximation du "rotateur-rapide" (Lebofsky & Spencer, 1989) n'est jamais valable en deçà de 10 UA, car la période de rotation requise pour satisfaire cette approximation est inférieure à la période critique où le noyau se brise sous l'effet de sa propre force centrifuge. Plus généralement, le "rotateur-rapide" ne doit pas être employé pour les noyaux cométaires dont l'inertie thermique est inférieure à $200 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, et uniquement si la période de rotation et la distance héliocentrique le permettent. Ce modèle est par conséquent mal adapté aux noyaux cométaires.

Par ailleurs, la faible inertie thermique implique aussi une faible conductivité des matériaux qui composent le noyau, et les échanges de chaleur latéraux sont généralement négligeables à la surface. Chaque zone du noyau, active ou inactive, a sa propre température, indépendante de celle des zones qui l'entourent. Par conséquent, les zones inactives chaudes ne réchauffent pas les zones actives froides proches et il n'y a pas d'effet de "super-sublimation".

Finalement, le modèle thermique 1, présenté dans le chapitre 2, est souvent le meilleur modèle pour déterminer les paramètres physiques (rayon, albédo, surface active) des noyaux cométaires.

6.3 L'activité du noyau

L'étude que nous avons menée sur l'activité des noyaux cométaires permet des avancées importantes dans ce domaine. Comme le montre le **Table 6.1**, la fraction de surface active du noyau varie beaucoup d'une comète à l'autre. Les moins actives ont une fraction de surface active de quelques pour-cent et les plus actives de cent pour-cent. Les comètes à longue période, Hale-Bopp et IRAS-Araki-Alcock, ont toutes une fraction de surface active faible de 4-13%, que l'on peut relier à l'observation de structures dans la coma (jets). En revanche, pour les comètes à courte période, et notamment pour les comètes 103P/Hartley 2, 22P/Kopff et 46P/Wirtanen, la fraction de surface active est beaucoup plus importante : les zones actives sont distribuées sur toute la surface du noyau.

L'étude de la comète 2P/Encke, combinée aux travaux de Festou & Barale (2000), donne trois résultats essentiels : (i) la présence d'une coma asymétrique est associée à une zone active localisée mais qui peut être étendue, (ii) une fraction active faible n'est pas synonyme de zones actives petites, peu nombreuses et localisées, (iii) les effets saisonniers sont importants si l'obliquité du noyau est élevée. Par conséquent, sur le noyau des LPC où l'on observe des jets, les zones actives sont sans doute localisées à quelques régions, mais qui peuvent être étendues comme par exemple une calotte polaire. De la même façon, la comète 126P/IRAS, dont la fraction de surface active vaut $\sim 4.5\%$, peut tout à fait avoir des zones actives réparties uniformément sur toute sa surface. Finalement, seule la présence ou l'absence de jets et leur forme permet de déterminer efficacement la

répartition des zones actives à la surface du noyau. La fraction de surface active n'est pas, en soi, un indicateur de localisation des zones actives.

Pour les Centaures, le spectre indique la présence de glace d'eau à la surface, ce qui laisse penser que la majorité de la surface contient des molécules H₂O. La distance trop grande au Soleil ne permet pas de sublimer ces molécules et nous ne pouvons pas confirmer cette hypothèse, mais la fraction de surface active "potentielle" est sans doute importante, sans quoi la bande d'absorption de l'eau à 2.2 μm n'aurait pas pu être détectée.

L'activité observée sur certains Centaures peut s'expliquer par la sublimation de matériaux plus volatiles que l'eau, comme le CO. Celui-ci, situé dans les couches internes du noyau, se sublime d'autant plus facilement que l'inertie thermique, et donc les échanges verticaux de chaleur, est importante. Cela pourrait expliquer l'activité sur Chiron, dont l'inertie thermique vaut $\sim 3 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, et son absence sur Chariklo, dont l'inertie thermique est plus proche de $0 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$.

Notre étude de la comète 46P/Wirtanen a aussi mis en évidence le rôle de la croûte dans l'activité du noyau. La formation d'une croûte réfractaire est tout à fait possible post-périhélie, et réduit très fortement l'activité. Cela pourrait expliquer, en partie, l'assymétrie de l'activité pré/post-périhélie souvent observée. Par ailleurs, la destruction d'une partie de la croûte est un phénomène sans doute fréquent et qui expliquerait les variations rapides et importantes du taux de production H₂O. Les derniers résultats de Lamy *et al.* (2002a) pour expliquer un sursaut observé sur la comète 2P/Encke au périhélie vont dans ce sens.

Finalement, contrairement à l'idée communément admise (e.g., A'Hearn *et al.*, 1995; Jewitt & Fernandez, 2001), l'activité à la surface des noyaux cométaires n'est pas forcément confinée dans quelques régions actives localisées. Si cela semble le cas pour les comètes à longue période et pour quelques comètes dont le rayon est important (1P/Halley, 19P/Borrelly), il en va tout autrement pour la majorité des comètes à courte période, dont l'activité semble répartie uniformément sur toute la surface (ou presque) du noyau. Par ailleurs, les résultats récents de Jorda (communication privée) indiquent que l'axe de rotation des noyaux dont la fraction de surface active est élevée change fréquemment, ce qui implique une érosion uniforme pour ces derniers et une forme sans doute plus régulière et moins allongée que pour les noyaux dont la fraction de surface active est faible. Ce point pourra être directement vérifié au cours de la mission ROSETTA, en comparant la forme du noyau de la comète 46P/Wirtanen¹ avec celle des noyaux de 1P/Halley et 19P/Borrelly.

6.4 Synthèse

Nous allons maintenant effectuer la synthèse des conclusions précédentes. Nous avons regroupé les informations sur le rayon et l'albédo géométrique dans la **Figure 6.4**. Nous voyons, comme expliqué précédemment, que le rayon et l'albédo géométrique des Centaures sont plus élevés que ceux des SPC et des LPC. Cette différence est primordiale et, combinée aux résultats sur l'activité, nous renseigne sur la formation et l'évolution du système solaire.

¹Suite au report du lancement, la cible de la mission ROSETTA est susceptible d'être modifiée.

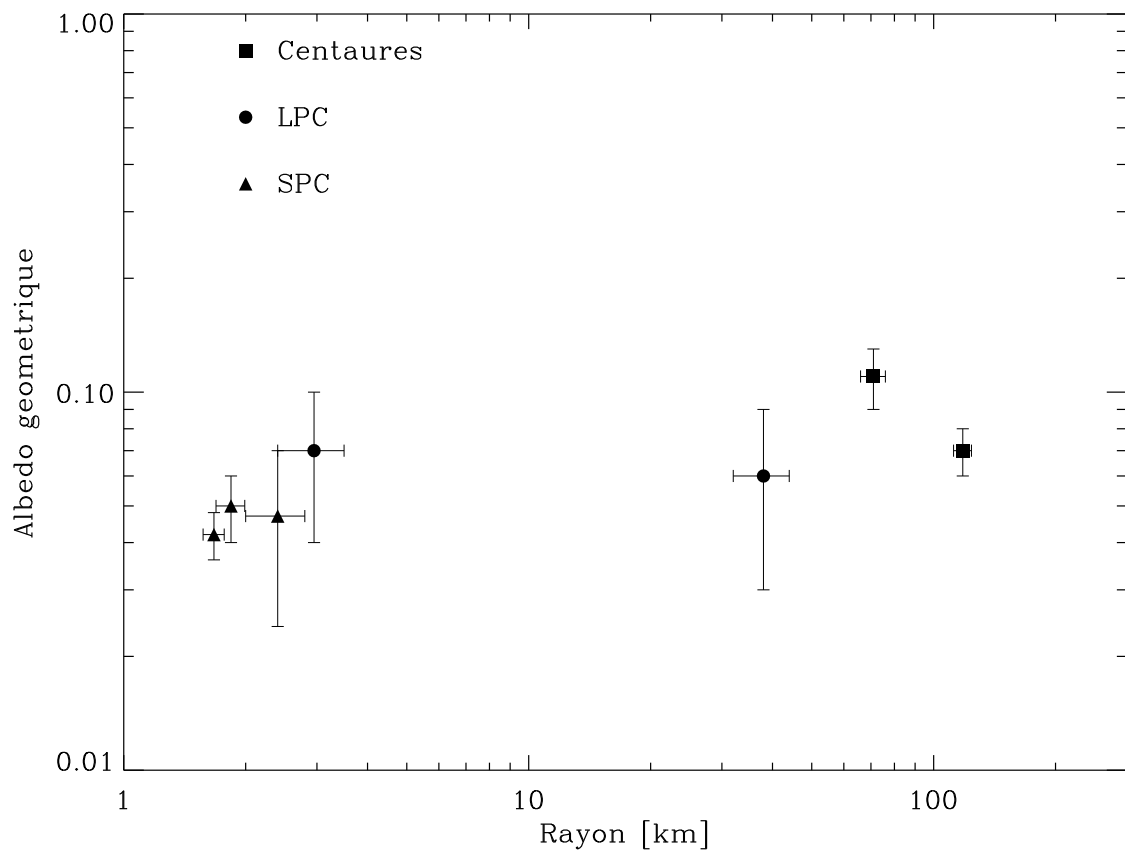


Figure 6.4 – Albedo géométrique du noyau des comètes étudiées dans cette thèse en fonction de leur rayon.

Les LPC, qui ont séjourné longtemps dans le nuage de Oort très loin du Soleil, ont une activité confinée dans quelques régions actives localisées, ce qui est en accord avec la formation d'une croûte par irradiation à leur surface (Johnson *et al.*, 1987). La formation d'une telle croûte est longue ($\sim 10^{8\pm 1}$ années), mais possible dans le nuage de Oort où les collisions sont très rares. Cette croûte, rigide, recouvre toute la surface du noyau et ne se brise que partiellement à l'approche du Soleil, d'où l'apparition de jets très collimatés sur les LPC et leur fraction de surface active faible. Finalement, l'intérieur du noyau des LPC a dû conserver intact les caractéristiques physiques et chimiques du milieu dans lequel les LPC se sont formées, et ces comètes sont sûrement les résidus des objets primitifs de la formation du système solaire. L'étude de l'intérieur de leur noyau, à travers leur dégazage, est donc capitale. Par ailleurs, les comètes du type de Halley pourraient être des LPC ayant changé d'orbite (Levison *et al.*, 2001), ce qui expliquerait que l'activité sur leur surface soit aussi localisée à de petites régions.

Une telle croûte par irradiation ne peut sans doute pas se former sur les TNO à cause des collisions plus fréquentes dans la ceinture de Kuiper (Durda & Stern, 2000) : une collision avec un corps de plus de 4 m tous les $\sim 10^7$ ans. Les TNO sont situés à plus de 30 UA du Soleil et ils peuvent garder de l'eau à leur surface, comme le montre l'analyse spectroscopique de leur surface (e.g., Foster *et al.*, 1999; Brown *et al.*, 1999), ce qui explique que leur albédo soit plus élevé que celui des SPC et des LPC.

Ensuite, les TNO peuvent évoluer dynamiquement pour devenir des Centaures. Nos résultats sont en parfait accord avec cette hypothèse puisque la taille et l'albédo des Centaures étudiés dans cette thèse sont identiques à ceux des TNO.

Les TNO et les Centaures peuvent ensuite devenir des SPC. En entrant dans la zone active (< 6 UA), la surface des TNO et des Centaures, restée quasiment inchangée depuis la formation du système solaire, subit des changements importants : la glace d'eau à la surface se sublime, ce qui diminue l'albédo, et la formation d'une croûte réfractaire n'est pas exclue. La croûte réfractaire semble plus facile à former sur les noyaux de grande taille comme 19P/Borrelly ou 109P/Swift-Tuttle, sans doute à cause d'une gravité plus importante (croûte ballistique), ce qui expliquerait que l'activité y soit plus localisée que sur la majorité des SPC. La plupart des SPC ont un noyau petit (~ 1 km) et l'activité y est répartie uniformément sur toute leur surface, ce qui est conforme avec le fait qu'elles proviennent des TNO et des Centaures qui sont eux-mêmes recouverts d'un mélange de glace d'eau et de matériaux réfractaires, comme expliqué précédemment.

Néanmoins, les TNO et les Centaures observés à ce jour ont une taille de ~ 100 km et ne sont pas les parents directs des SPC, beaucoup plus petites. L'hypothèse la plus probable est qu'il existe de nombreux TNO et Centaures de petite taille non détectés à ce jour, comme l'indique la pente de leur distribution différentielle en taille qui vaut -4.

Par ailleurs, les résultats récents sur la pente de la distribution en taille des SPC, combinés à notre étude sur l'érosion du noyau pour remonter à la distribution initiale en taille, semblent confirmer le scénario collisionnel comme origine des SPC. Si les SPC résultent de collisions, leur étude nous renseigne directement sur la composition et la structure interne de leurs parents, les Centaures et les TNO, même si leur surface a néanmoins pu être altérée au cours de ces collisions.

Finalement, les LPC sont sûrement des objets primitifs de l'époque de la formation du système solaire, éjectés puis conservés dans le nuage de Oort, alors que les SPC sont plutôt les fragments des collisions entre les TNO et les Centaures. Ces deux familles de comètes sont par conséquent fondamentalement différentes, même si de plus amples observations sont assurément nécessaires pour confirmer ce point.

6.5 Perspectives

Les recherches que nous avons menées au cours de cette thèse ont conduit à des avancées significatives dans la modélisation des propriétés physiques à la surface des noyaux cométaires et dans la compréhension des processus d'activité. Nous espérons aussi avoir convaincu le lecteur de l'utilité de combiner les observations visibles, infrarouges, radios, spectroscopiques et les mesures de taux de production pour étudier les noyaux cométaires. Deux directions de recherche s'offrent maintenant à nous : (1) affiner les modèles du noyau pour améliorer l'interprétation des observations et (2) appliquer les modèles à un maximum de comètes, toutes familles confondues, pour réaliser un catalogue de leurs propriétés physiques.

Pour la partie (1), nous attendons beaucoup des prochaines missions spatiales, notamment la mission Rosetta, qui permettra de déterminer précisément les propriétés physique du noyau comme, en ce qui nous concerne, le rapport poussière/gaz, la quantité de glace d'eau à la surface du noyau, sa composition, sa densité, son inertie thermique et sa forme. Comme nous l'avons vu au cours de cette thèse, ces paramètres sont essentiels pour affiner les modèles thermiques du noyau, mieux connaître les processus physiques qui entrent en jeu et ainsi mieux interpréter les observations des télescopes au sol et dans l'espace.

Pour la partie (2), les nouveaux grands télescopes comme le VLT au Chili, couplé à un système d'optique adaptative performant, permettent maintenant d'atteindre une résolution angulaire comparable à celle des télescopes spatiaux et nous pouvons les utiliser pour l'étude des noyaux cométaires. De plus, la construction d'une nouvelle génération de télescopes spatiaux, NGST et SIRTf, et à plus long terme du radiotélescope d'ALMA, permettra d'augmenter considérablement la résolution des observations et la limite de détection en taille des petits corps du système solaire. Avec tous ces instruments, nous espérons accroître, en quantité et en qualité, les noyaux cométaires caractérisés.

Par ailleurs, l'étude que nous avons menée sur l'évolution à long terme des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen est très prometteuse et doit absolument être poursuivie sur de nombreuses autres comètes pour remonter à leur distribution initiale en taille. Dans la même idée, un des défis majeurs de la décennie à venir est l'observation de petits corps (quelques kilomètres) parmi les TNO et les Centaures, pour compléter leur fonction de distribution en taille et vérifier le scénario collisionnel.

Plus généralement, les missions spatiales à venir et les nouveaux télescopes au sol et dans l'espace permettront d'augmenter nos connaissances sur la formation et l'évolution du système solaire, mais apporteront aussi sûrement un lot de questions nouvelles, toujours plus palpitantes.

Annexe A

La mission Rosetta¹

Résumé

A.1	Présentation	229
A.2	Objectifs scientifiques	230
A.3	Les instruments scientifiques	230
A.4	Les autres missions spatiales cométaires	233

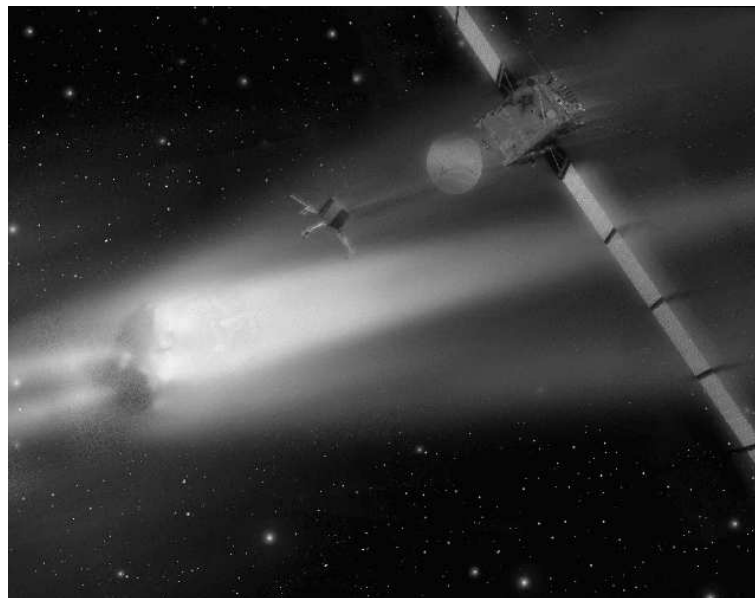


Figure A.1 – Image d’artiste de la mission Rosetta.

A.1 Présentation

La mission internationale Rosetta a été approuvée en novembre 1993 par le comité des programmes scientifiques de l’Agence Spatiale Européenne (ESA). L’objectif initial de la

¹Les informations de cette annexe sont tirées du site *web* de l’ESA <http://sci.esa.int/home/rosetta/>

mission est un rendez-vous avec la comète 46P/Wirtanen et deux astéroïdes, Otawara et Siwa. Suite au report du lancement (février 2004?), les objectifs de la mission pourraient être modifiées, mais nous ne pouvons nous prononcer sur ce sujet pour l'instant. Dans tout le texte, 46P/Wirtanen est donc considérée comme étant la cible principale de la mission.

Rosetta étudiera le noyau de la comète 46P/Wirtanen et son environnement en détail sur une période de deux ans, la phase d'approche du noyau commençant à une distance héliocentrique de 3.25 UA, avec des observations lointaines, puis de plus en plus rapprochées, pour une altitude finale de ~ 1 km.

La sonde spatiale Rosetta est composée d'un orbiteur qui se placera en orbite autour du noyau de la comète 46P/Wirtanen et d'un atterrisseur qui ira se poser sur le noyau de la comète. Le poids total de la sonde est de 2900 kg, dont 1600 kg de propergol (le carburant), pour une taille de $2.8 \times 2.1 \times 2.0$ m. Les panneaux solaires déployés couvrent une surface de 32 m².

A.2 Objectifs scientifiques

L'objectif principal de la mission Rosetta est d'étudier l'origine des comètes, l'interaction entre la matière cométaire et interstellaire, et les conséquences sur la formation du système solaire. Les mesures qui seront effectuées pour remplir cet objectif sont les suivantes :

- Caractérisation globale du noyau : détermination de ses propriétés dynamiques et physiques, de sa morphologie et de sa composition de surface.
- Détermination de la composition chimique, minéralogique et isotopique des matériaux volatiles et réfractaires du noyau.
- Détermination des propriétés physiques et des interactions entre les matériaux volatiles et réfractaires du noyau.
- Etude de l'activité de la comète et de son évolution ainsi que des processus physiques à la surface du noyau et dans la coma interne (interactions gaz/poussière).
- Caractérisation globale des astéroïdes Otawara et Siwa : détermination de leurs propriétés dynamiques et physiques, de leur morphologie et de leur composition de surface.

De fait, cette mission est la plus ambitieuse des missions cométaires passées et à venir.

A.3 Les instruments scientifiques

A.3.1 L'orbiteur

L'orbiteur de la mission Rosetta, d'une charge utile de 150 kg, est composé de onze instruments scientifiques avec des objectifs différents.

A.3.1.1 Imagerie à distance

OSIRIS “Optical Spectroscopic and Infrared Remote Imaging System” est composé d’une caméra grand angle et d’une caméra petit angle pour obtenir des images haute résolution du noyau de la comète 46P/Wirtanen et des astéroïdes Siwa et Otawara. Ces images seront utilisées pour déterminer le volume, la forme, la densité et les propriétés de surface de ces trois corps.

ALICE “Ultraviolet Imaging Spectrometer” analysera le gaz dans la coma et dans la queue de 46P/Wirtanen et mesurera les taux de production H_2O , CO et CO_2 . Cet instrument donnera aussi des informations sur la composition de la surface du noyau.

VIRTIS “Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer” permettra de répertorier et d’étudier la nature des solides à la surface du noyau de 46P/Wirtanen ainsi que de donner la température de la surface. Cet instrument servira aussi à identifier les gaz de la comète, à caractériser l’environnement physique de sa coma et aidera à choisir le site d’atterrissage.

MIRO “Microwave Instrument for the Rosetta Orbiter” sera utilisé pour déterminer l’abondance des gaz majoritaires, le taux de dégazage de la surface ainsi que la température sous la surface du noyau de la comète 46P/Wirtanen. Il sera aussi utilisé pour déterminer la température sous la surface des astéroïdes Siwa et Otawara et cherchera des traces de gaz sur ces deux corps.

A.3.1.2 Analyse de la composition de la coma

ROSINA “Rosetta Orbiter Spectrometer for Ion and Neutral Analysis” est composé de deux capteurs qui détermineront la composition de l’astosphère et de la ionosphère de la comète, la vitesse des particules de gaz ionisés et les réactions auxquelles elles prennent part. Cet instrument cherchera aussi d’éventuelles traces de gaz autour des astéroïdes Siwa et Otawara.

COSIMA “Cometary Second Ion Mass Spectrometer” déterminera les caractéristiques des grains de poussière émis par la comète, leur composition et leur nature organique ou minérale.

MIDAS “Micro-Imaging Dust Analysis System” étudiera la poussière autour de la comète et des deux astéroïdes. Il fournira des informations sur la population des grains de poussière, leur taille, leur volume et leur forme.

A.3.1.3 Etude des structures à grande échelle du noyau

CONSERT “Comet Nucleus Sounding Experiment by Radiowave Transmission” étudiera la structure interne du noyau de la comète en mesurant la réflexion et la diffusion des ondes radio.

GIADA “Grain Impact Analyser and Dust Accumulator” mesurera la distribution en nombre, en masse, en impulsion et en vitesse des grains de poussière provenant du noyau et des autres directions (réfléchi par la pression de radiation solaire).

A.3.1.4 Etude du plasma et des interactions avec le vent solaire

RPC “Rosetta Plasma Consortium” est pourvu de cinq capteurs qui mesureront les propriétés physiques du noyau, la structure de sa coma interne, suivront l’évolution de l’activité de la comète et étudieront les interactions avec le vent solaire.

RSI “Radio Science Investigation” étudiera les variations des signaux radio émis par la sonde pour en déduire la masse, la densité et la gravité du noyau de 46P/Wirtanen. Cet instrument permettra aussi de définir l’orbite de la comète et d’étudier sa coma interne. De plus, il donnera la masse et la densité de l’astéroïde Siwa et étudiera la couronne solaire pendant les périodes où l’orbiteur, vu de la Terre, passera derrière le Soleil.

A.3.2 L’atterrisseur

L’atterrisseur de Rosetta est un module de 100 kg qui s’arrimera au noyau de la comète 46P/Wirtanen à l’aide d’un harpon en raison de la faible gravité. Il est composé de neuf instruments destinés à mesurer la composition atomique, moléculaire, minéralogique et isotopique de la surface et du sous-sol, sa porosité, sa texture (étude microscopique des grains), sa densité, ses propriétés mécaniques et thermiques, et à déterminer les phases de la glace. En plus de ces neuf instruments, présentés plus en détail ci-dessous, l’atterrisseur est pourvu d’une foreuse (SD2 pour “Sampling Drilling and Distribution”) qui ira collecter des échantillons à 20 cm de profondeur pour les analyser au microscope *in situ*.

APXS “Alpha Proton X-ray Spectrometer” détectera les particules α et les rayons X sur une épaisseur de 4 cm, ce qui fournira des informations sur la composition chimique de la surface.

CIVA “Comet nucleus Visible and Infrared Analyser” est composé de six micro-caméras qui prendront des images panoramiques de la surface. Un spectromètre étudiera la composition, la texture et l’albédo d’échantillons collectés à la surface du noyau.

CONCERT “Comet Nucleus Sounding Experiment by Radiowave” étudiera la structure interne du noyau. Les ondes radio émises par l’instrument CONCERT de l’orbiteur traversent le noyau et sont renvoyées par un transpondeur placé sur l’atterrisseur.

COSAC “Cometary Sampling and Composition experiment” est un des deux analyseurs de gaz. Il détectera et identifiera les molécules organiques complexes à partir de leur composition atomique et moléculaire.

MODULUS PTOLEMY est un autre analyseur de gaz qui mesurera précisément les rapports isotopiques des éléments légers.

MUPUS “Multi-purpose Sensors for Surface and Sub-surface Science” utilisera plusieurs capteurs sur l’ancre, la foreuse et à l’extérieur pour mesurer les propriétés thermo-mécaniques de la surface.

ROLIS “Rosetta Lander Imaging System” est une caméra CCD qui prendra des images haute-résolution pendant la descente et une image panoramique stéréo du site où seront faites les analyses des autres instruments.

ROMAP “Rosetta Lander Magnetometer and Plasma Monitor” est composé d’un magnétomètre et d’un analyseur de plasma qui étudieront le champ magnétique local et les interactions de la comète avec le vent solaire.

SESAME “Surface Electrical, Seismic and Acoustic Monitoring Experiments” est composé de trois instruments différents qui mesureront les propriétés des couches superficielles du noyau. Un instrument mesurera le trajet suivi par les ondes acoustiques à travers la surface, un autre mesurera les propriétés électriques de la surface et un dernier instrument étudiera les poussières qui retombent sur la surface.

A.4 Les autres missions spatiales cométaires

Rosetta n’est pas la seule mission spatiale dédiée aux comètes. Dans le passé, plusieurs missions spatiales ont déjà eu lieu : ICE qui est passée en septembre 1985 dans la queue de la comète Giacobini-Zinner (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/space/isee.html>), Vega 1 et Vega 2 qui ont survolé le noyau de la comète Halley en mars 1986 (<http://www.iki.rssi.ru/ssp/vega.html>), Sakigake et Suisei qui sont passées dans la queue de la comète Halley en mars 1986 (<http://www.isas.ac.jp/e/enterp/missions/>), Giotto qui a survolé le noyau de la comète Halley en mars 1986 (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/giotto.html>) et plus récemment Deep Space 1 qui a survolé le noyau de la comète Borrelly en septembre 2001 (<http://nmp.jpl.nasa.gov/ds1/>).

Pour le futur, il reste deux missions spatiales cométaires programmées en plus de la mission Rosetta, depuis l’échec de la mission Contour qui devait atteindre la comète 2P/Encke en novembre 2003 (<http://www.contour2002.org/>). La mission Stardust, lancée le 7 février 1999, atteindra la comète Wild 2 en janvier 2004 pour collecter des échantillons de poussières qui seront ramenés sur Terre en janvier 2006 (<http://stardust.jpl.nasa.gov/>). Enfin, la mission Deep Impact qui sera lancée en janvier 2004, un an après la mission Rosetta, et qui arrivera sur la comète Tempel 1 en juillet 2005. L’objectif de cette mission est de créer un cratère d’impact à la surface du noyau en y envoyant un projectile de 350 kg à 10 m s^{-1} , pour étudier les matériaux éjectés lors de la collision (<http://www.ss.astro.umd.edu/deepimpact/>).

Annexe B

Evolution des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen

Nous présentons ici l'évolution des éléments orbitaux e , i , q , ω , a et Ω de la comète 46P/Wirtanen en fonction du temps, le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique et le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle. Neuf cas différents sont étudiés, correspondant à neuf valeurs différentes de la position initiale M_i (de M_{-4} à M_{+4}) de la comète. Les **Figures B.1** à **B.9** illustrent les cas **sans** force non-gravitationnelles et les **Figures B.10** à **B.18** les cas **avec** force non-gravitationnelles. La **Table B.1** résume nos propos.

M^\dagger	Sans FNG ‡	Avec FNG ‡
$M_{-4} = 359.79226$	Fig. B.8	Fig. B.17
$M_{-3} = 359.79227$	Fig. B.6	Fig. B.15
$M_{-2} = 359.79228$	Fig. B.4	Fig. B.13
$M_{-1} = 359.79229$	Fig. B.2	Fig. B.11
$M_0 = 359.79230$	Fig. B.1	Fig. B.10
$M_{+1} = 359.79231$	Fig. B.3	Fig. B.12
$M_{+2} = 359.79232$	Fig. B.5	Fig. B.14
$M_{+3} = 359.79233$	Fig. B.7	Fig. B.16
$M_{+4} = 359.79234$	Fig. B.9	Fig. B.18

† Anomalie moyenne [$^\circ$] de 46P/Wirtanen (position initiale)

‡ Forces Non-Gravitationnelles.

Table B.1 – Evolution de l'orbite de la comète 46P/Wirtanen en fonction de sa position initiale M_i .

$M_0=359.79230^\circ$ - Sans forces non-gravitationnelles

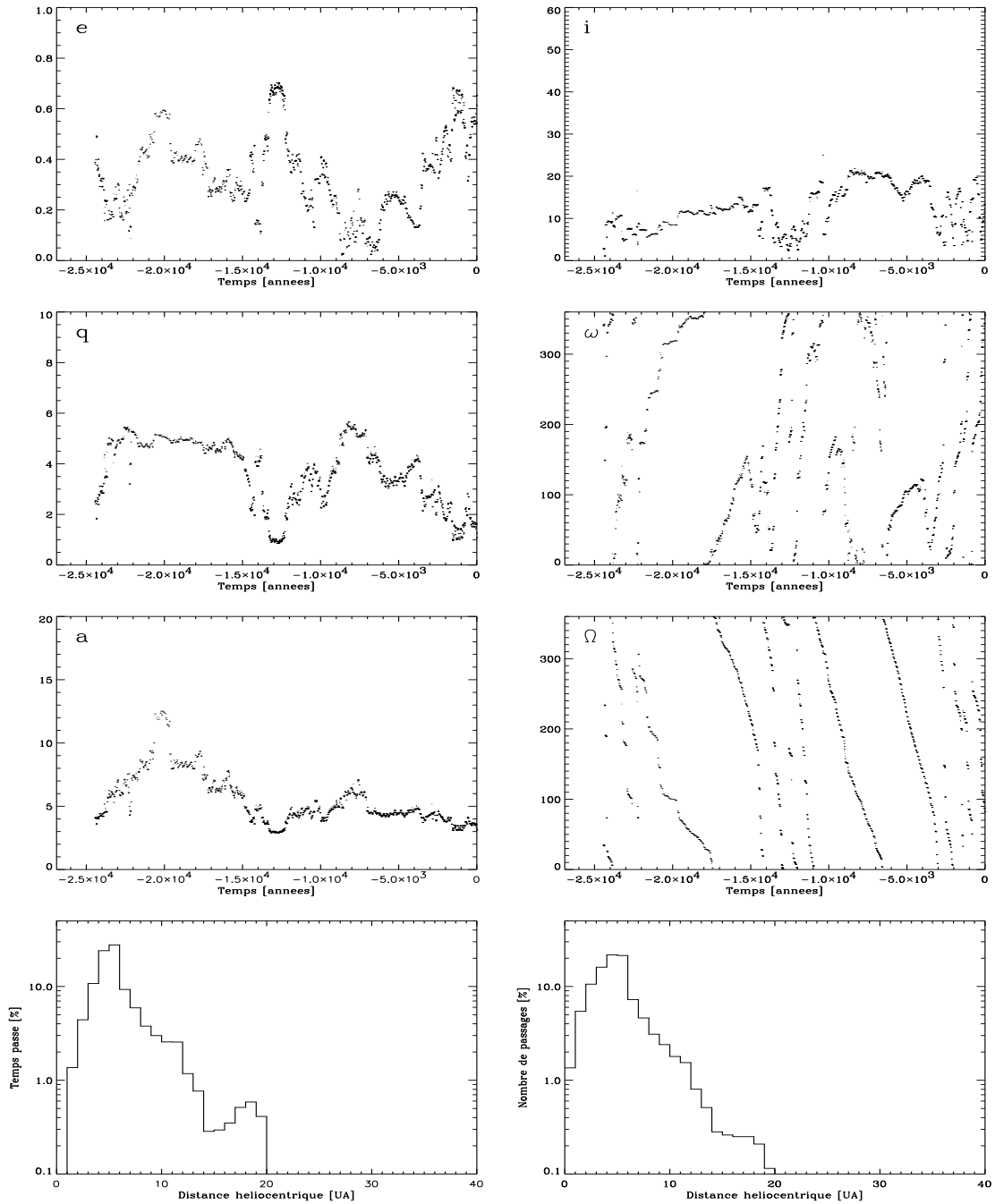


Figure B.1 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_0=359.79230^\circ$, sans les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{-1}=359.79229^o$ - Sans forces non-gravitationnelles

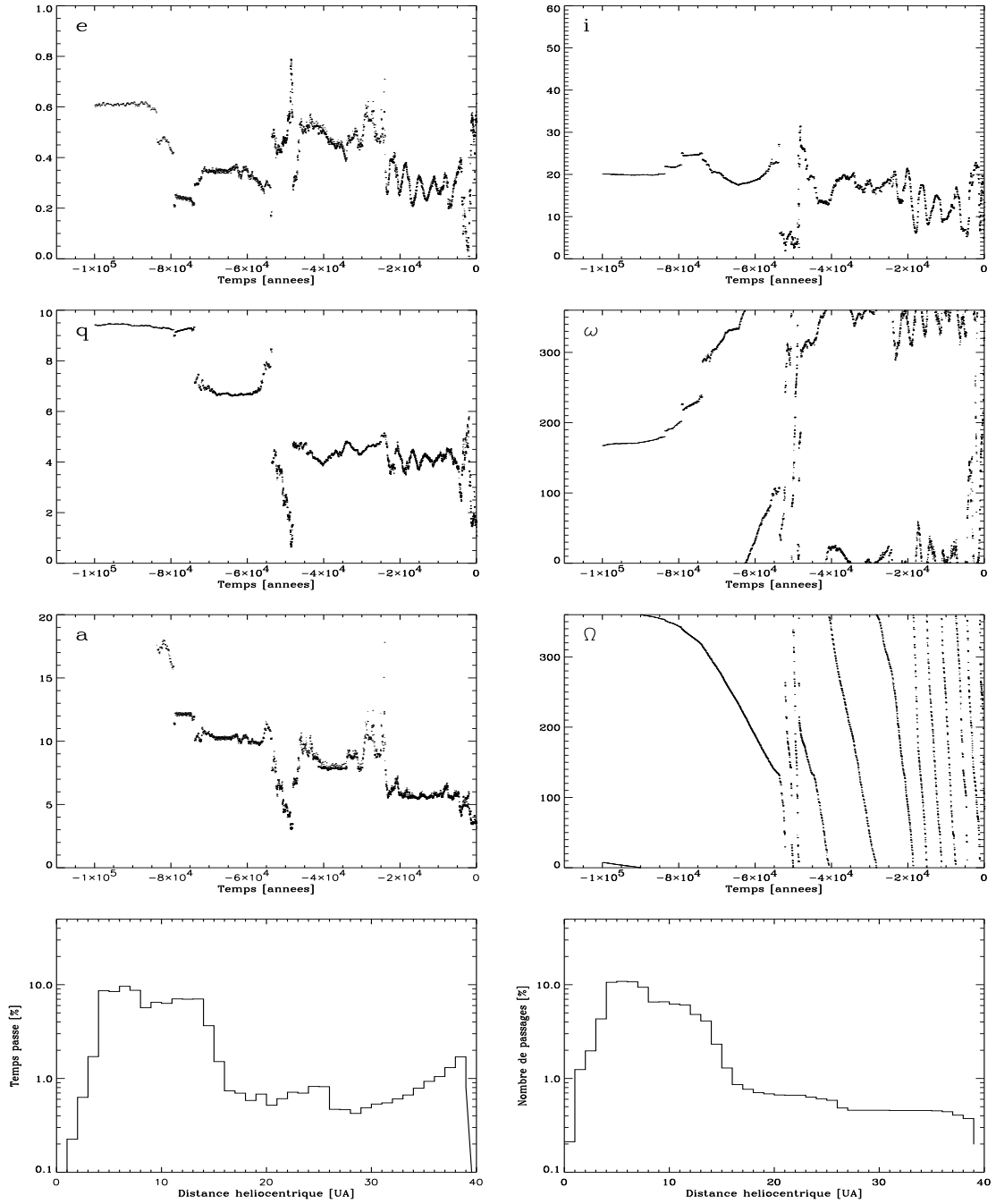


Figure B.2 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{-1}=359.79229^o$, sans les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{+1}=359.79231^o$ - Sans forces non-gravitationnelles

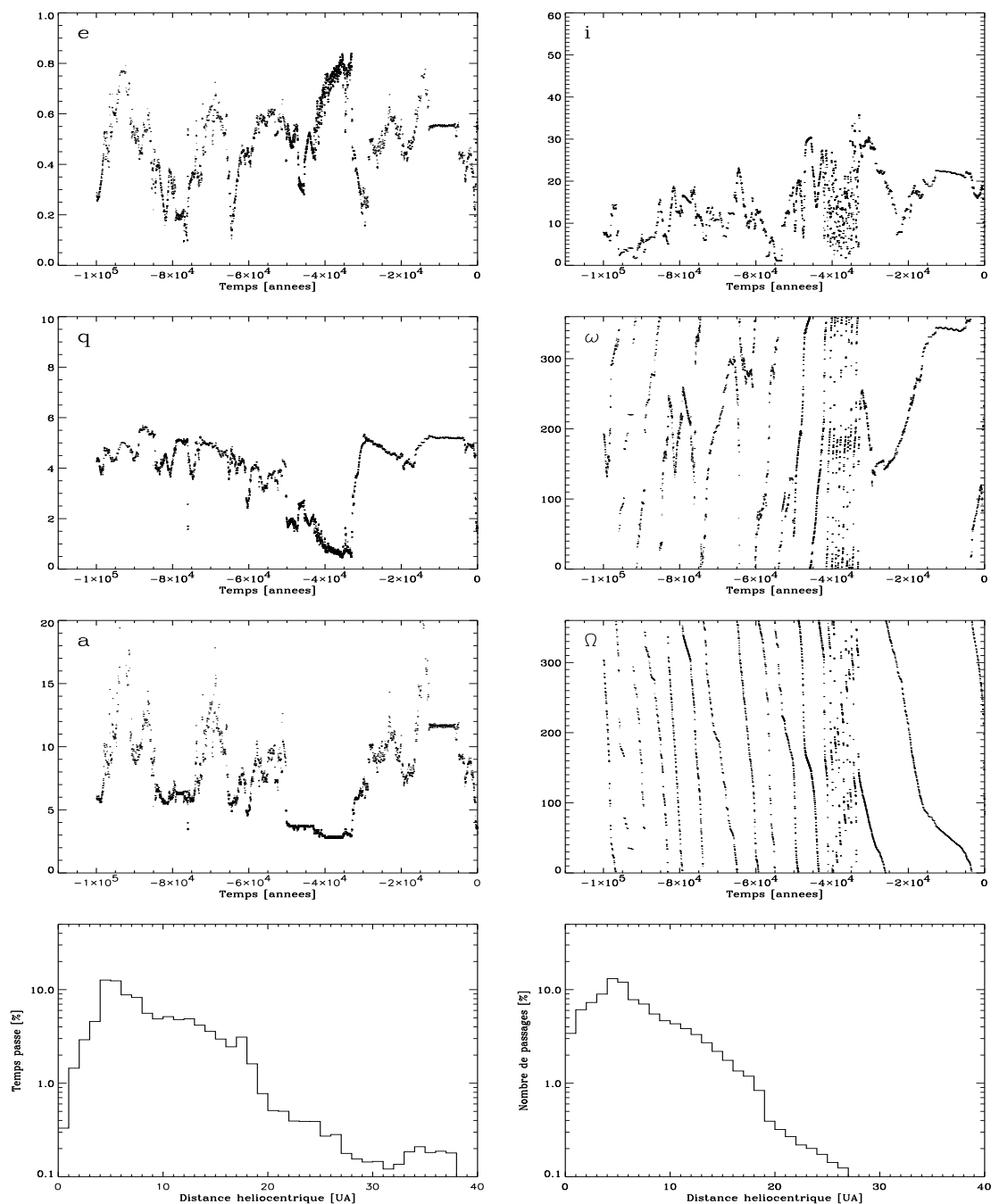


Figure B.3 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{+1}=359.79231^o$, sans les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{-2}=359.79228^{\circ}$ - Sans forces non-gravitationnelles

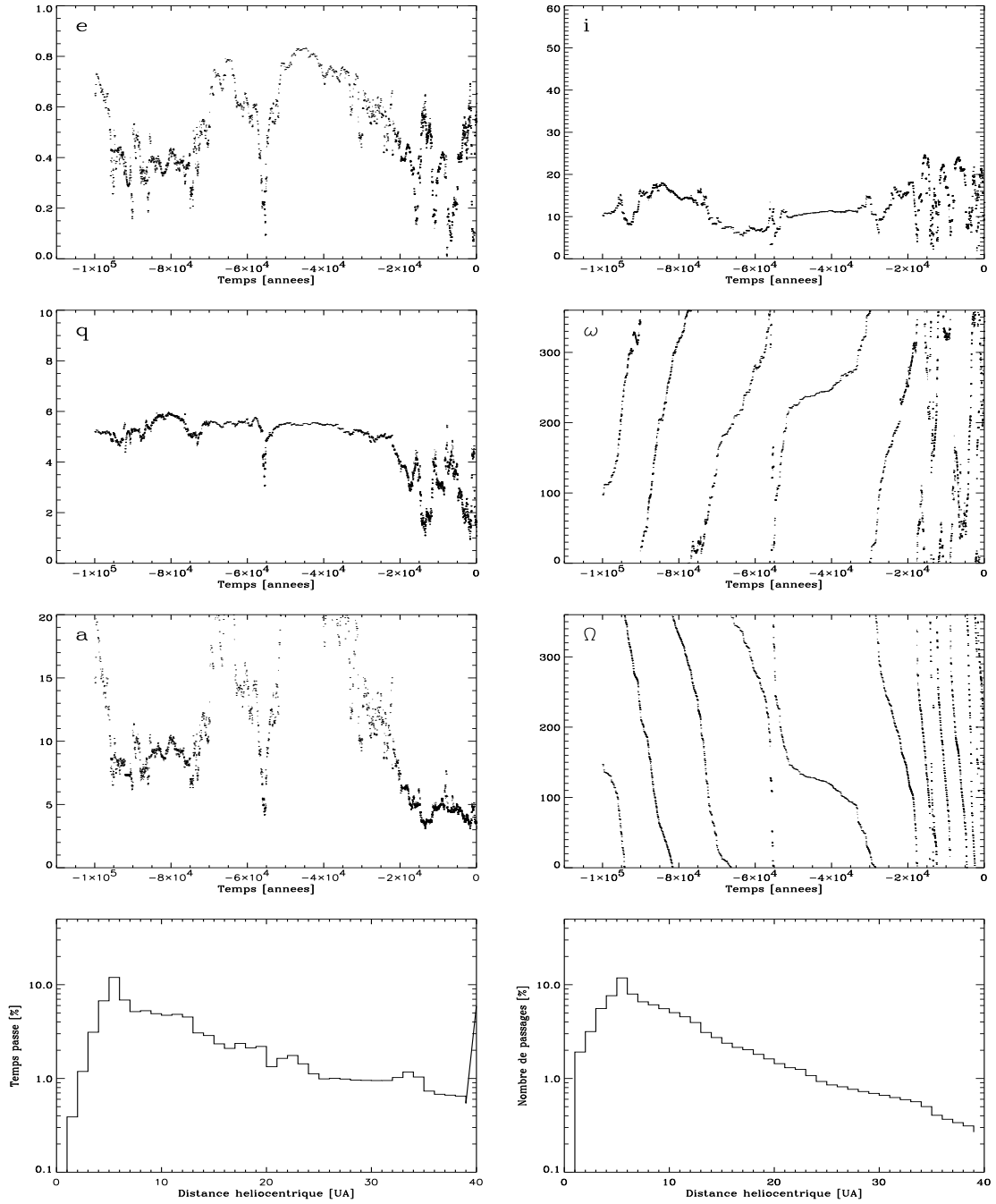


Figure B.4 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{-2}=359.79228^{\circ}$, sans les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{+2}=359.79232^{\circ}$ - Sans forces non-gravitationnelles

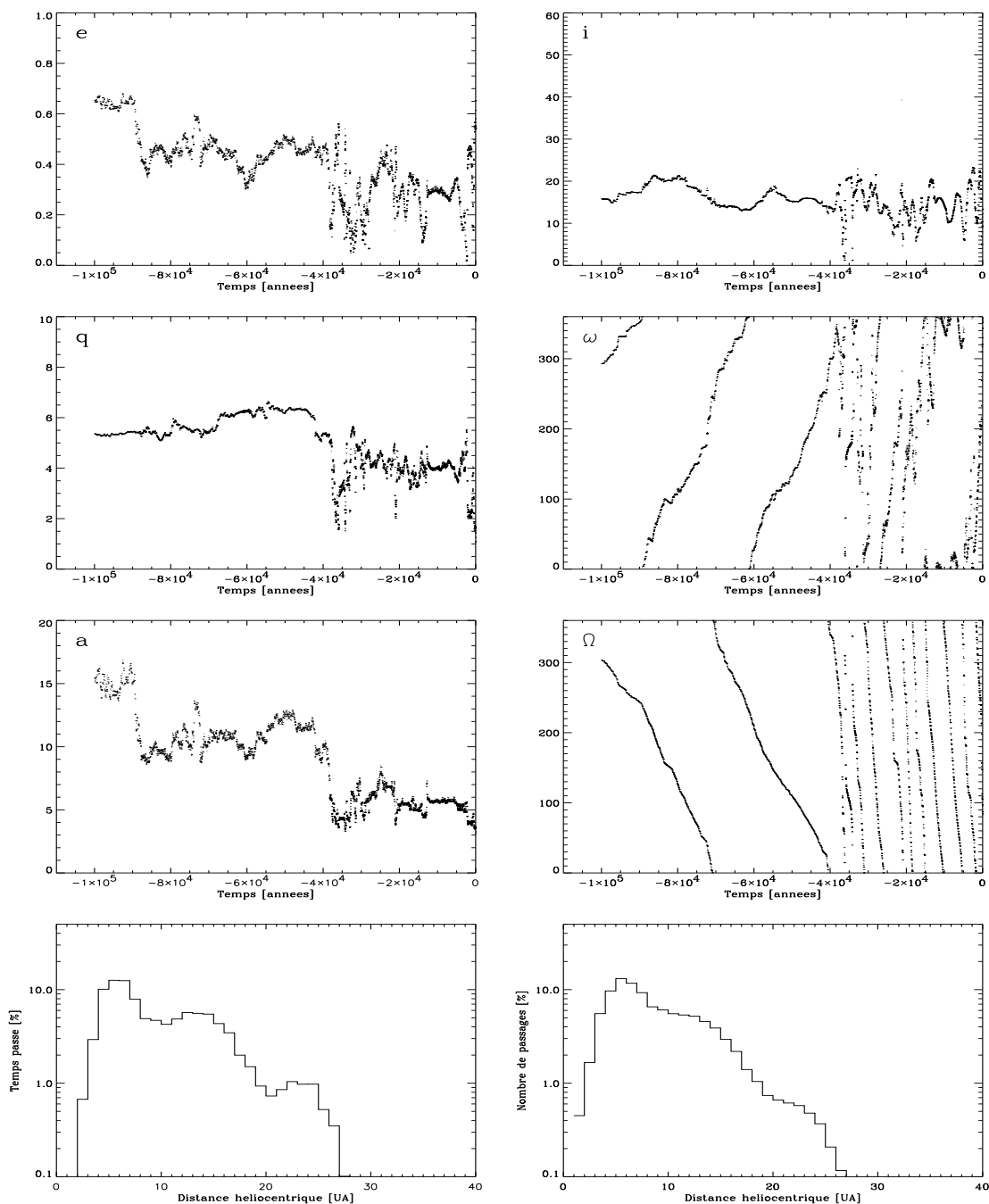


Figure B.5 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{+2}=359.79232^{\circ}$, sans les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{-3}=359.79227^o$ - Sans forces non-gravitationnelles

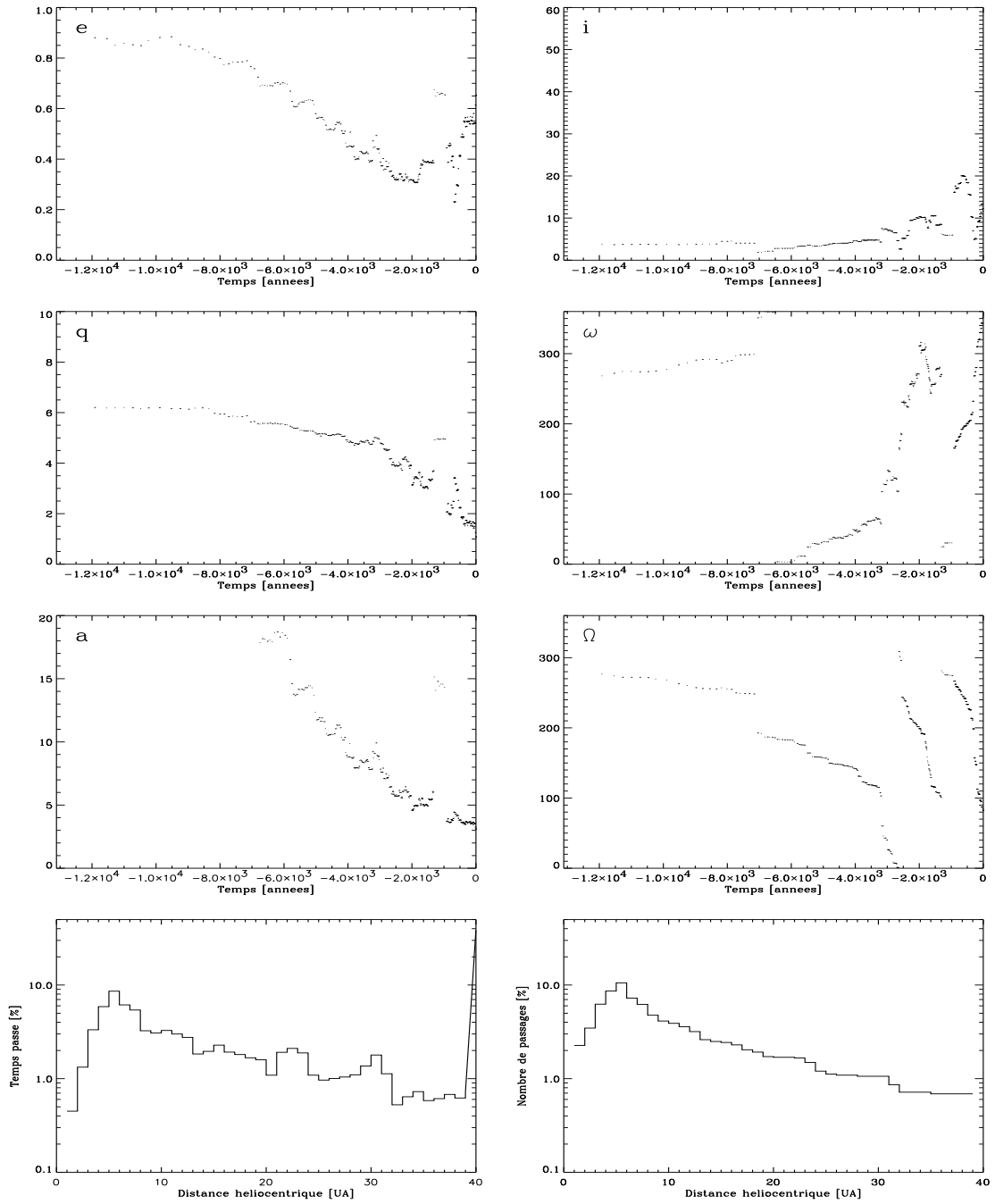


Figure B.6 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{-3}=359.79227^o$, sans les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

ANNEXE B. EVOLUTION DES PARAMÈTRES ORBITAUX DE LA COMÈTE 46P/WIRTANEN

$M_{+3}=359.79233^o$ - Sans forces non-gravitationnelles

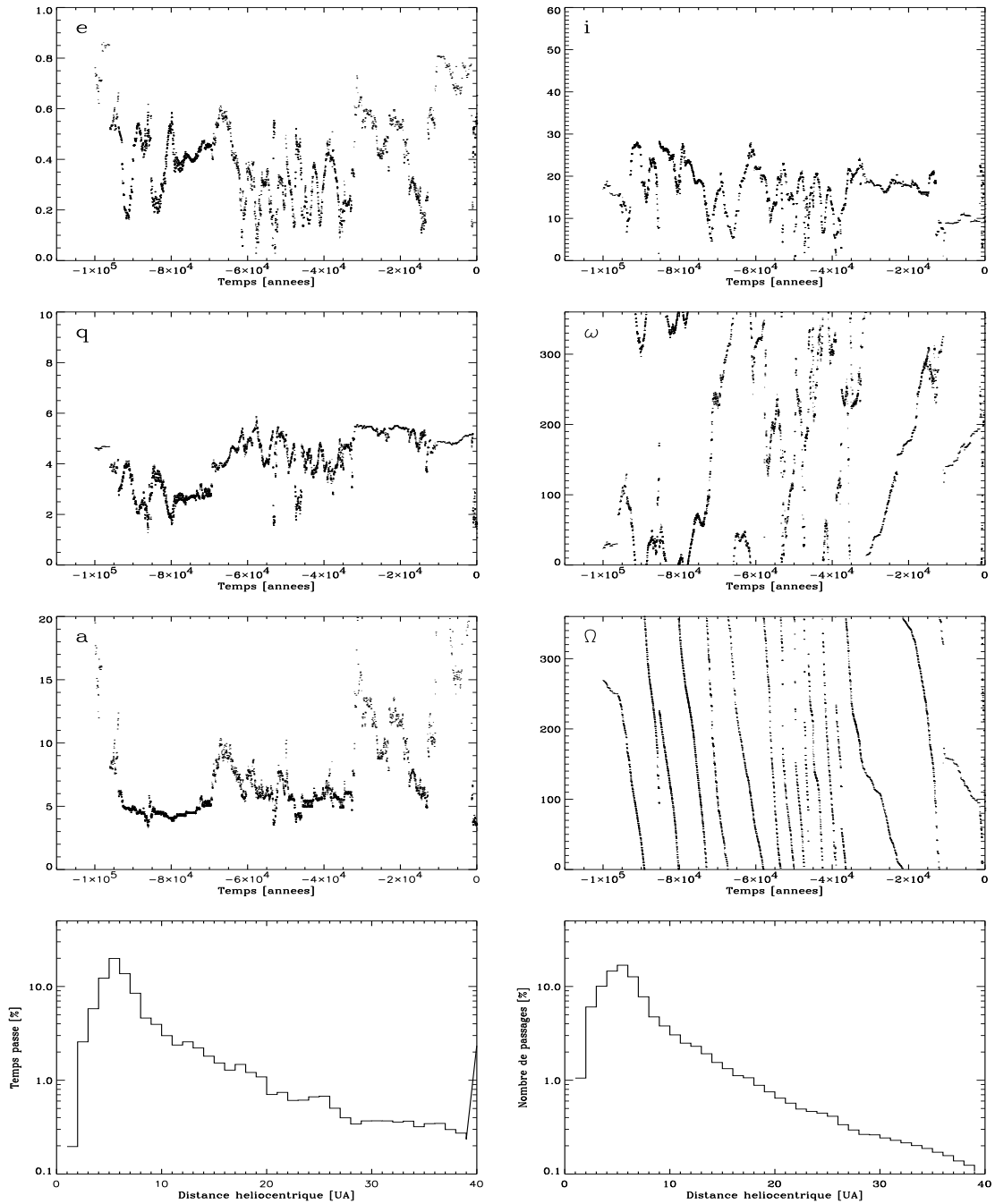


Figure B.7 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{+3}=359.79233^o$, sans les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{-4}=359.79226^o$ - Sans forces non-gravitationnelles

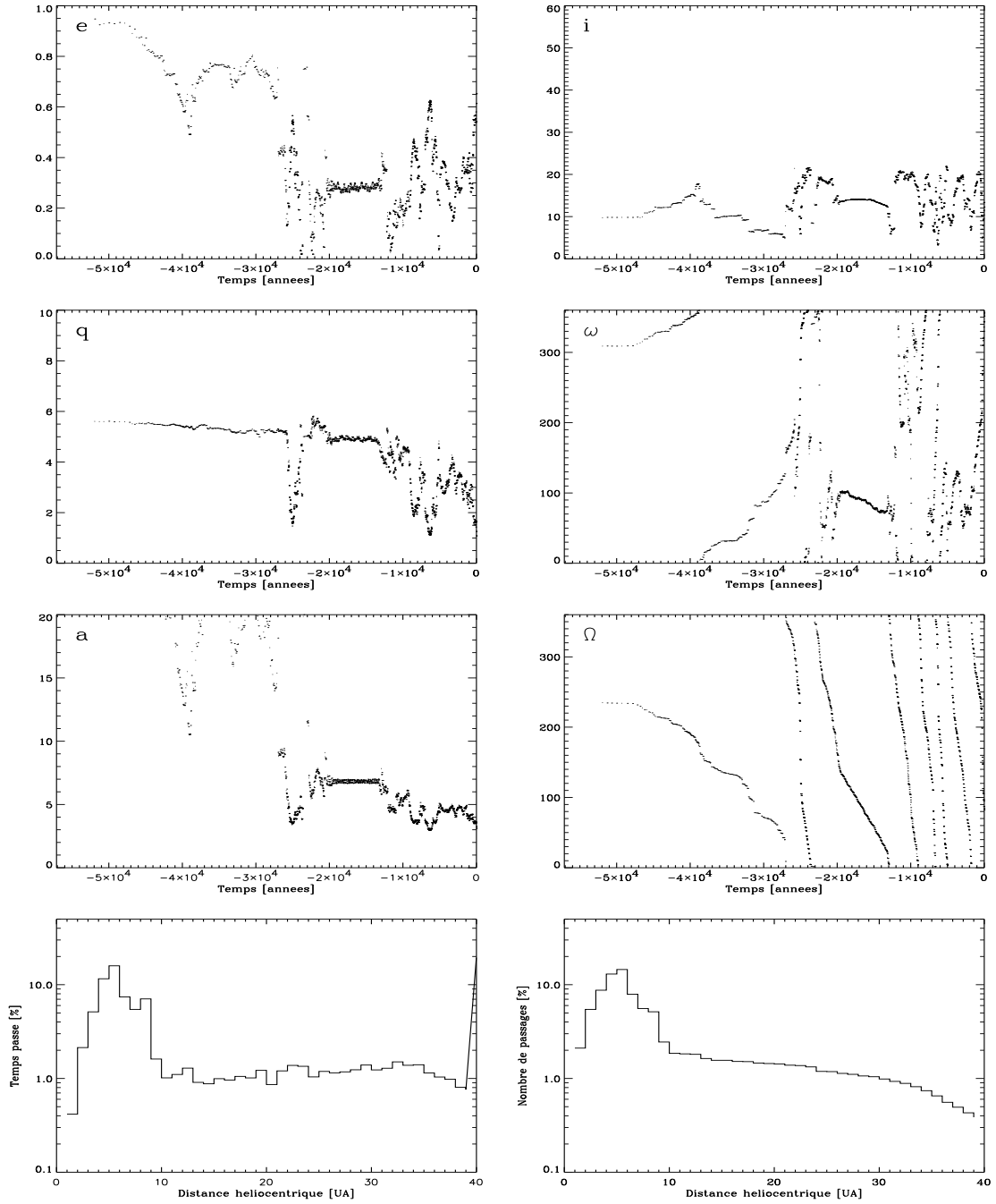


Figure B.8 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{-4}=359.79226^o$, sans les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{+4}=359.79234^o$ - Sans forces non-gravitationnelles

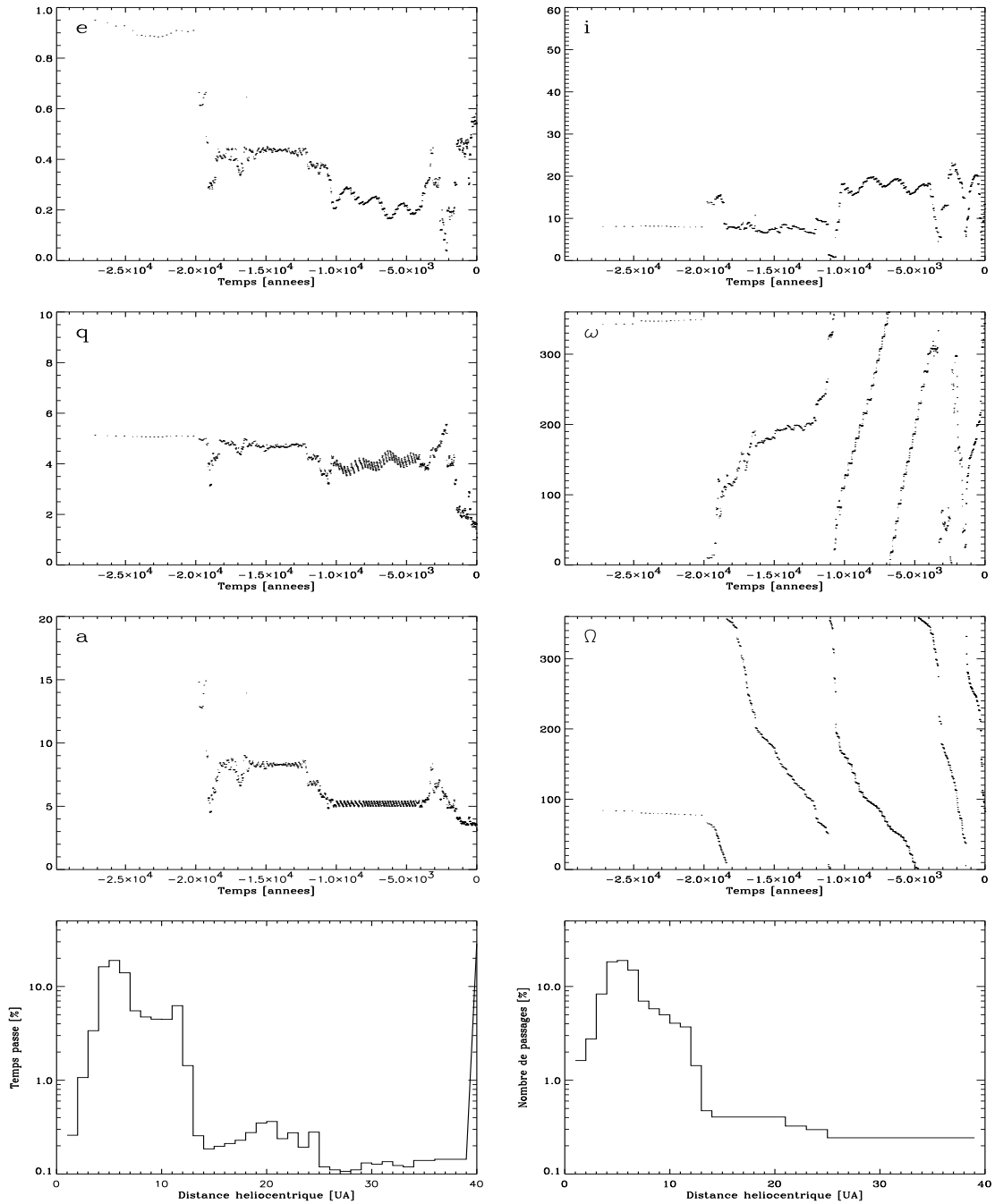


Figure B.9 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{+4}=359.79234^o$, sans les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_0=359.79230^\circ$ - Avec forces non-gravitationnelles

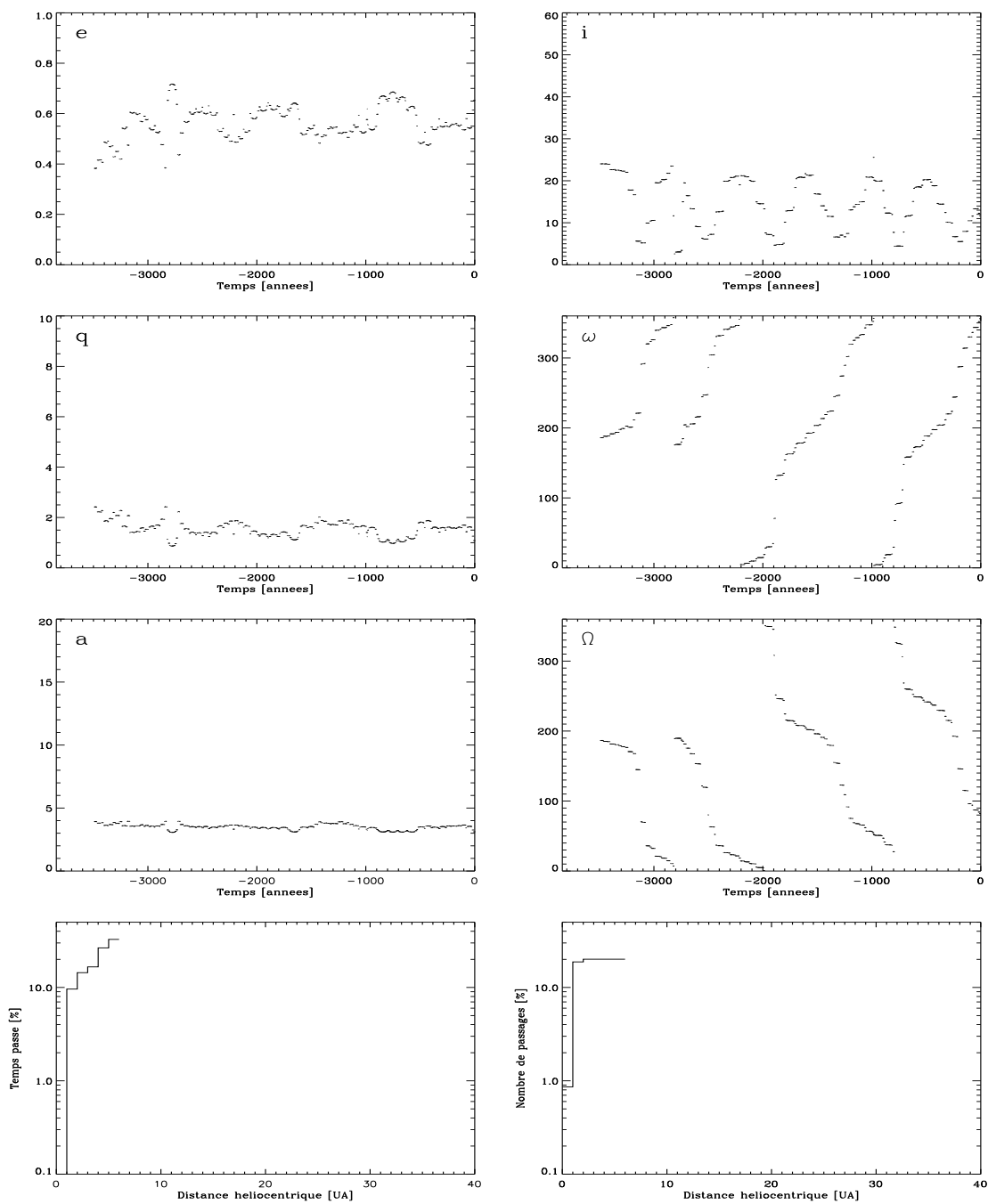


Figure B.10 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_0=359.79230^\circ$, avec les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{-1}=359.79229^o$ - Avec forces non-gravitationnelles

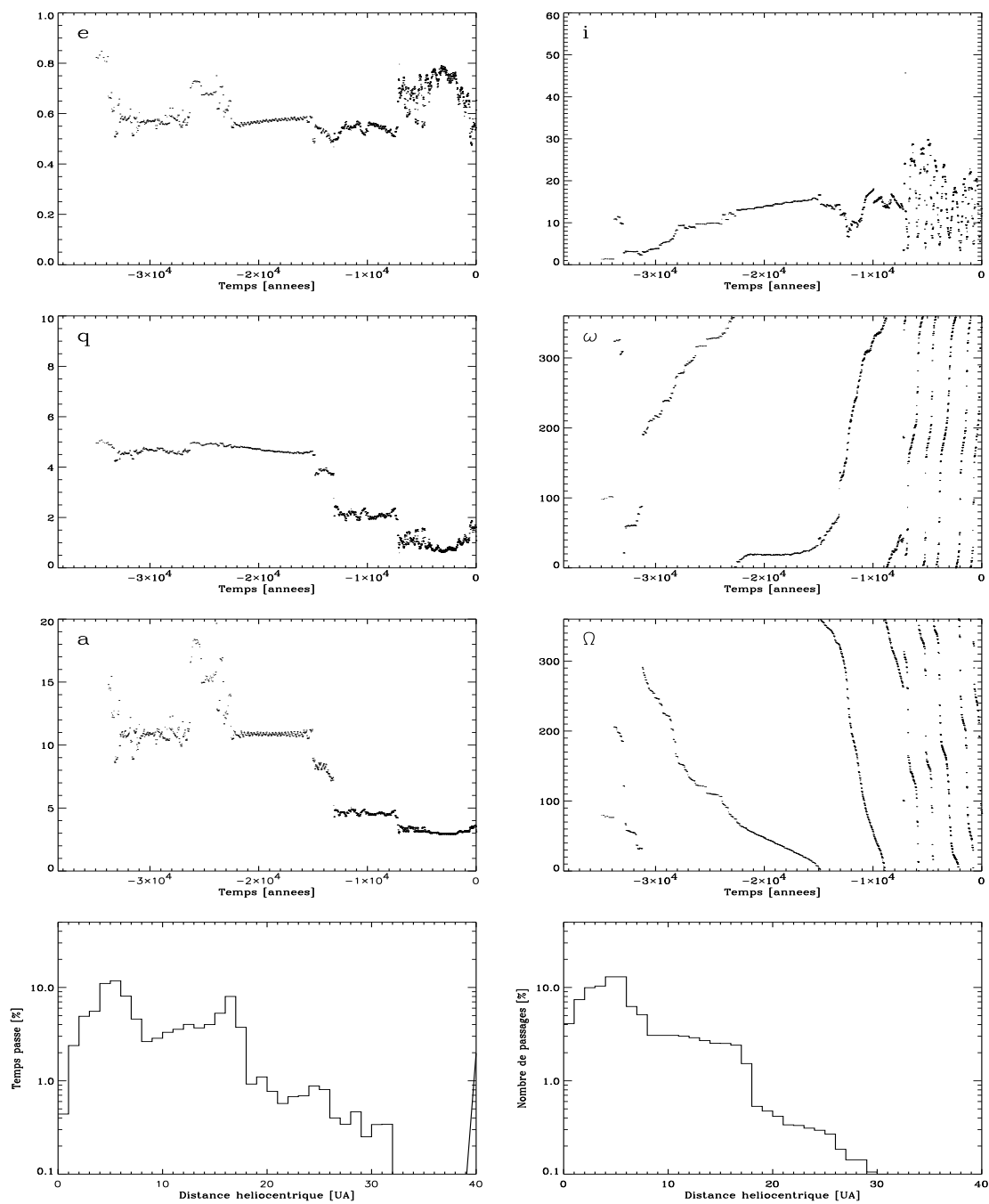


Figure B.11 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{-1}=359.79229^o$, avec les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{+1}=359.79231^o$ - Avec forces non-gravitationnelles

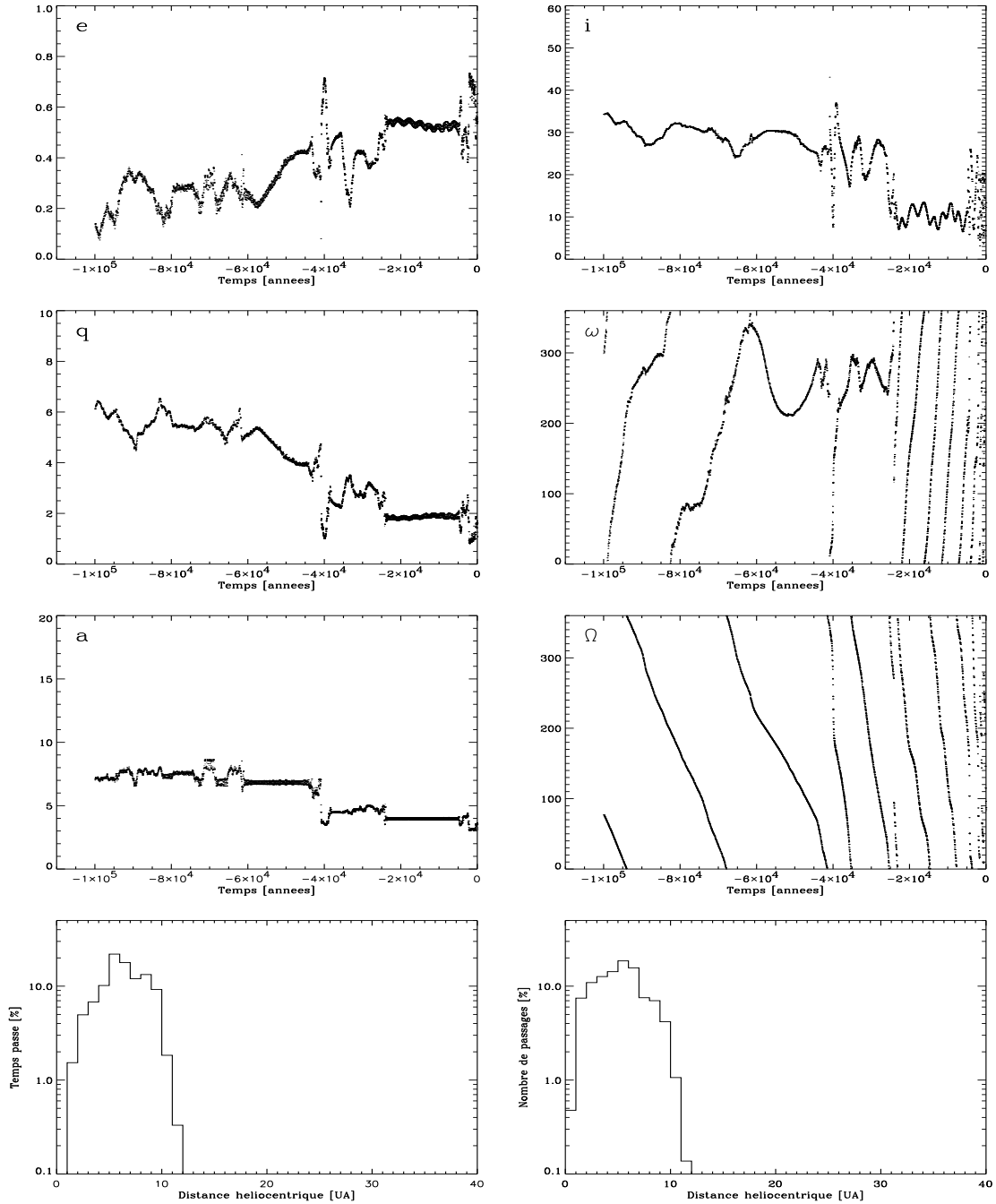


Figure B.12 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{+1}=359.79231^o$, avec les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{-2}=359.79228^{\circ}$ - Avec forces non-gravitationnelles

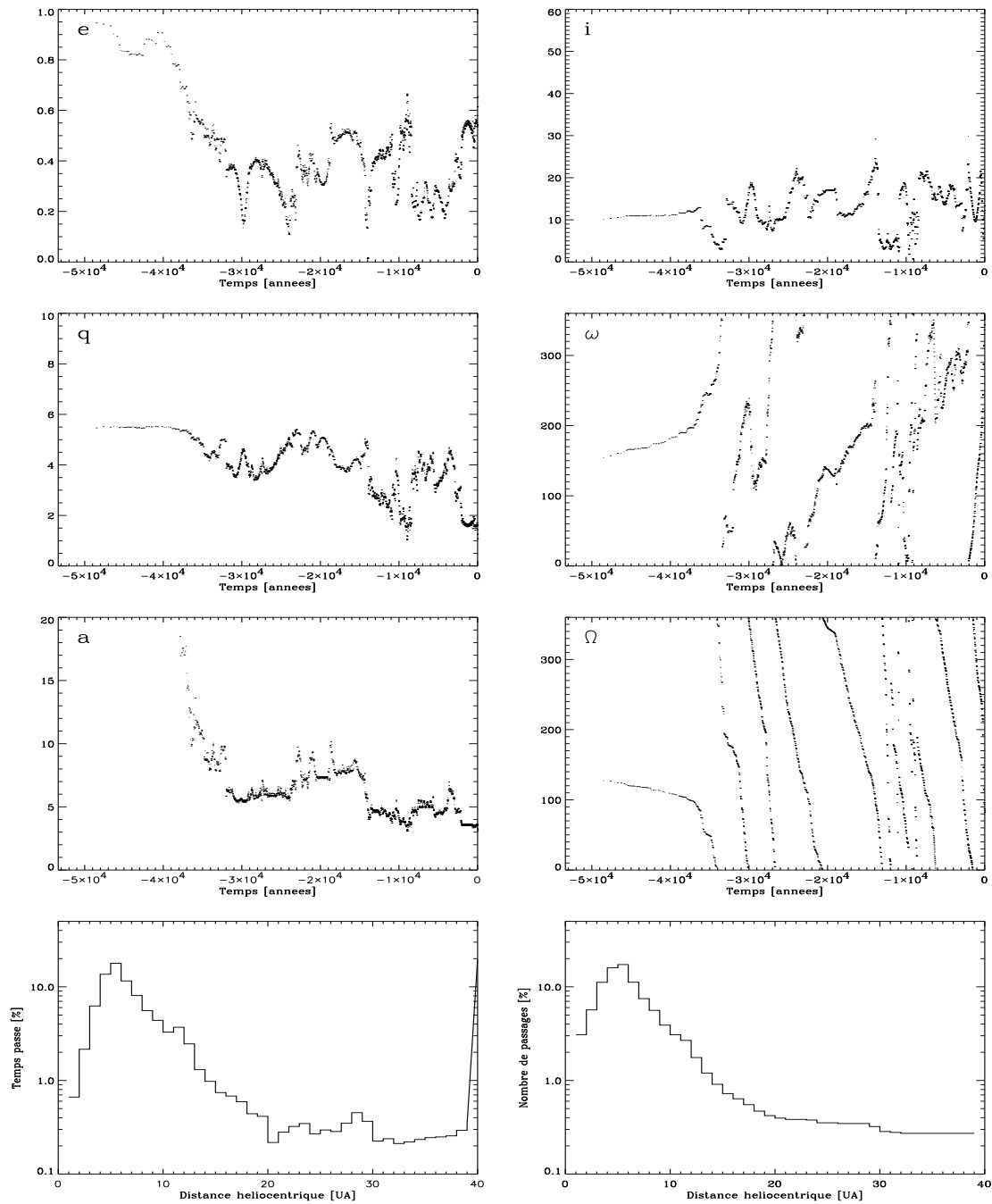


Figure B.13 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{-2}=359.79228^{\circ}$, avec les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{+2}=359.79232^o$ - Avec forces non-gravitationnelles

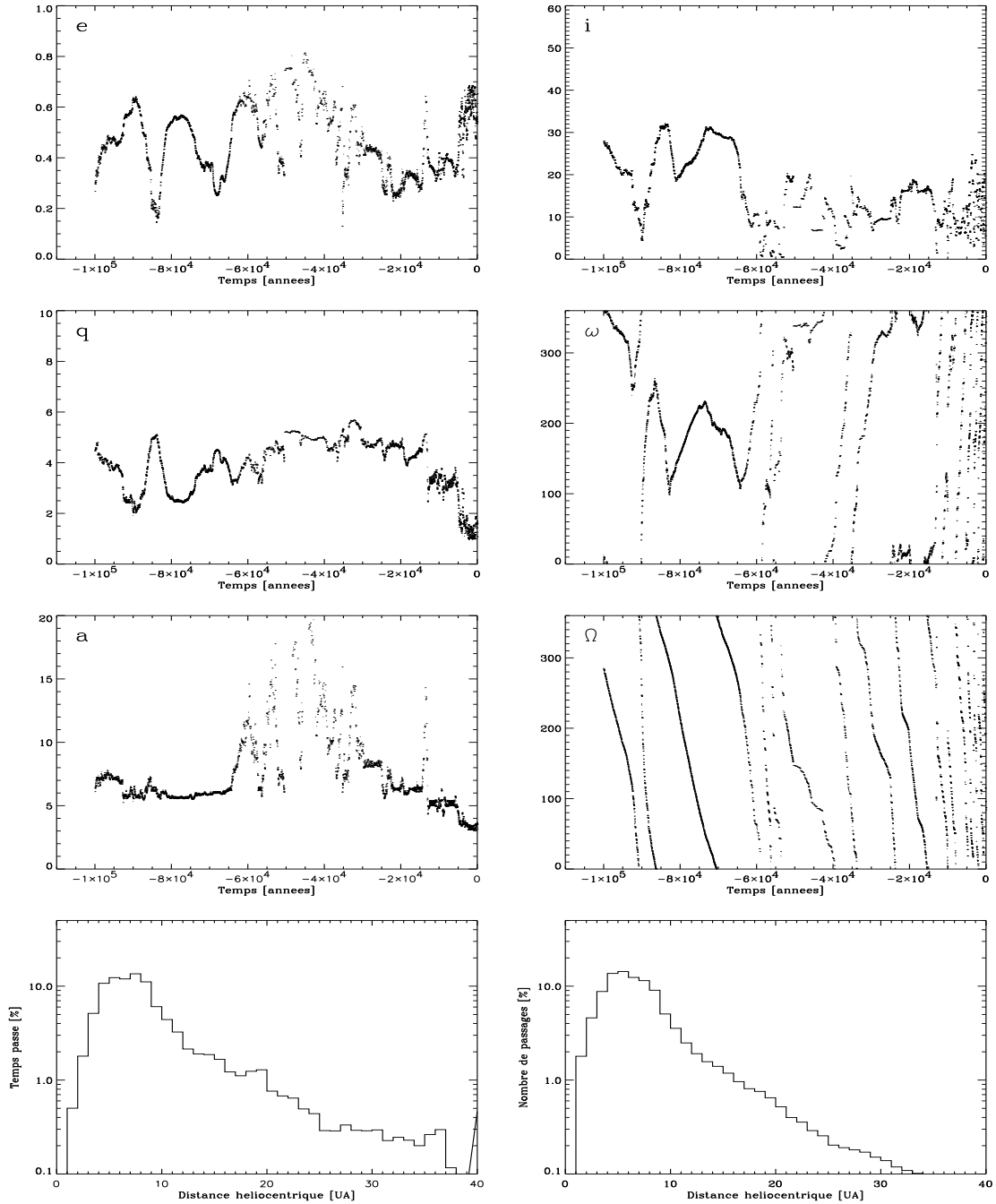


Figure B.14 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{+2}=359.79232^o$, avec les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{-3}=359.79227^o$ - Avec forces non-gravitationnelles

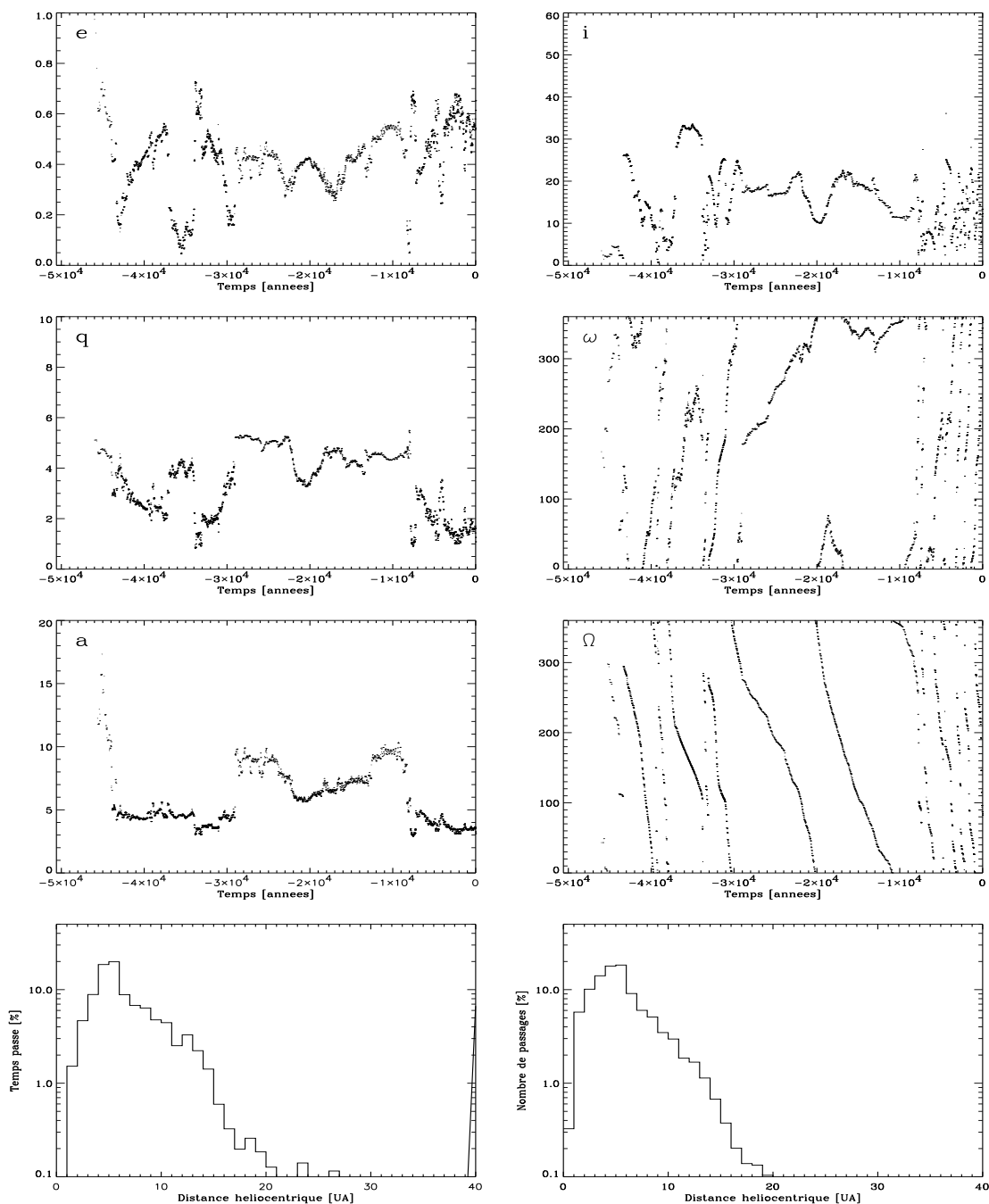


Figure B.15 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{-3}=359.79227^o$, avec les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{+3}=359.79233^{\circ}$ - Avec forces non-gravitationnelles

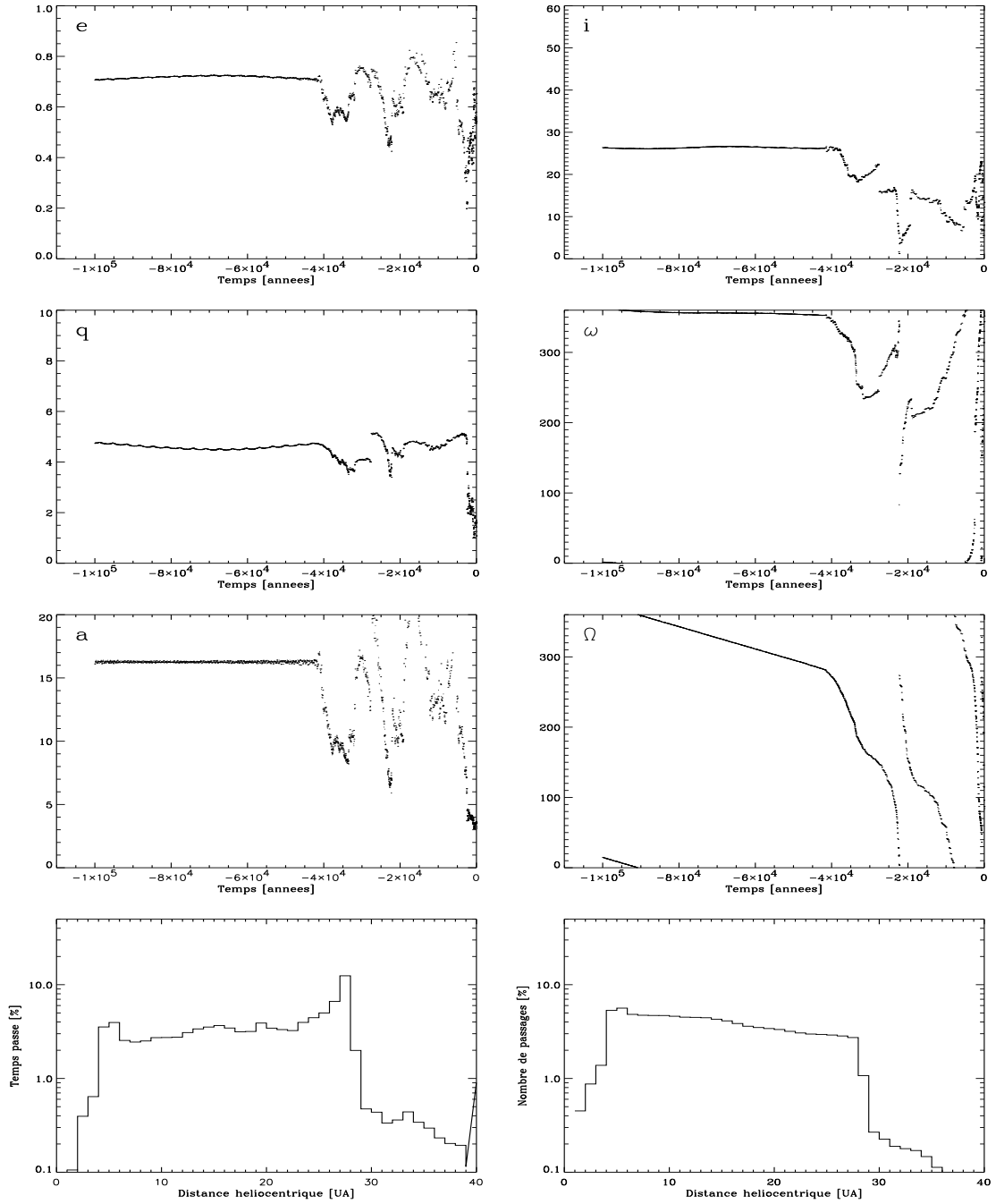


Figure B.16 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{+3}=359.79233^{\circ}$, avec les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{-4}=359.79226^{\circ}$ - Avec forces non-gravitationnelles

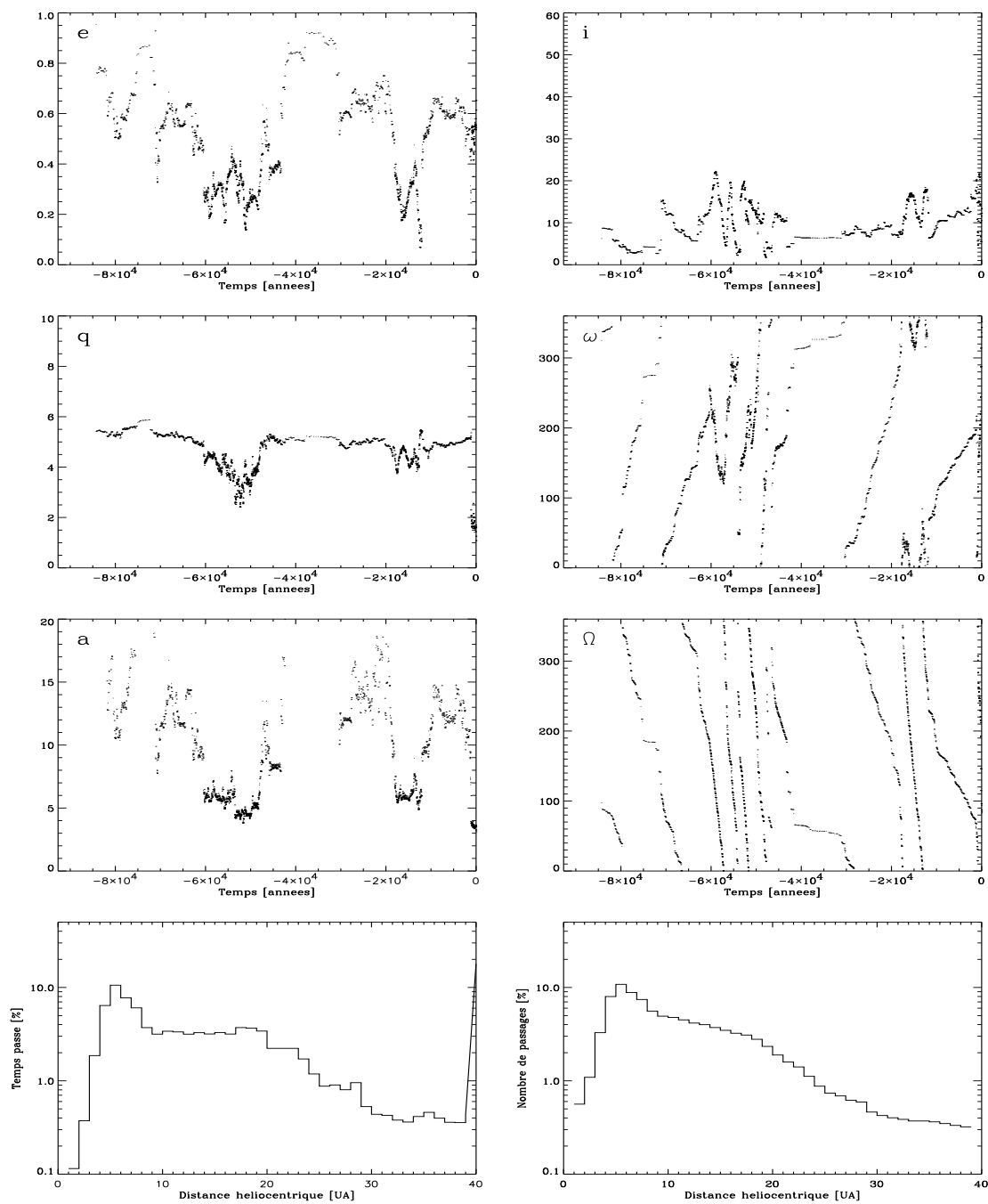


Figure B.17 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{-4}=359.79226^{\circ}$, avec les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

$M_{+4}=359.79234^{\circ}$ - Avec forces non-gravitationnelles

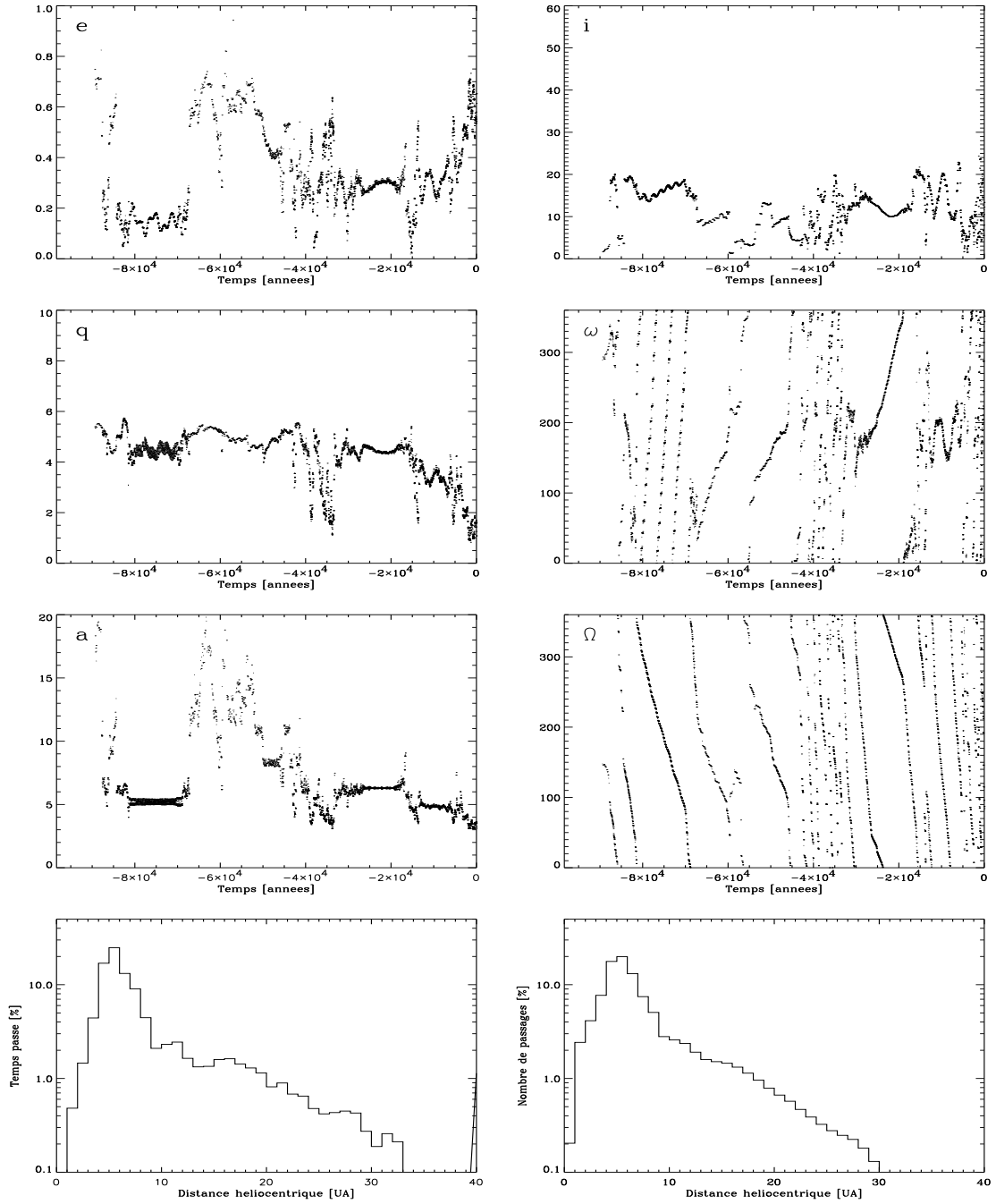


Figure B.18 – Evolution temporelle des paramètres orbitaux de la comète 46P/Wirtanen avec une position initiale $M_{+4}=359.79234^{\circ}$, avec les forces non-gravitationnelles. Les deux graphiques du bas représentent, à gauche le temps passé (en %) dans chaque intervalle de 1 UA en fonction de la distance héliocentrique, à droite le nombre de passages effectués (en %) dans chaque intervalle.

Bibliographie

- A'Hearn, M. F., Birch, P. V., Feldman, P. D. & Millis, R. L. 1985, Comet Encke - Gas production and lightcurve, *Icarus* **64**, 1.
- A'Hearn, M. F., Campins, H., Schleicher, D. G. & Millis, R. L. 1989, The nucleus of Comet P/Tempel 2, *ApJ* **347**, 1155.
- A'Hearn, M. F., Millis, R. L., Schleicher, D. G., Osip, D. J. & Birch, P. V. 1995, The ensemble properties of comets : Results from narrowband photometry of 85 comets, 1976-1992., *Icarus* **118**, 223.
- A'Hearn, M. F., Millis, R. L. & Thompson, D. T. 1983, The disappearance of OH from Comet P/Encke, *Icarus* **55**, 250.
- A'Hearn, M. F. & Schleicher, D. G. 1988, Comet P/Encke's nongravitational force, *ApJ* **331**, L47.
- Altenhoff, W. J. & Stumpff, P. 1995, Size estimate of "asteroid" 2060 chiron from 250GHz measurements., *A&A* **293**, L41.
- Asphaug, E. & Benz, W. 1996, Size, Density, and Structure of Comet Shoemaker-Levy 9 Inferred from the Physics of Tidal Breakup, *Icarus* **121**, 225.
- Bailey, M. E., Clube, S. V. M. & Napier, W. M. 1990, The origin of comets, *Pergamon Press ISBN : 0080348580* .
- Bailey, M. E., Emel'Yanenko, V. V., Hahn, G., Harris, N. W., Hughes, K. A., Muinonen, K. & Scotti, J. V. 1996, Orbital evolution of Comet 1995 O1 Hale-Bopp, *MNRAS* **281**, 916.
- Benkhoff, J. 1999, Energy balance and the gas flux from the surface of comet 46P/Wirtanen, *Planet. Space Sci.* **47**, 735.
- Benkhoff, J. 2002, Thermal structure of comet nuclei, *EGS XXVII General assembly* .
- Benkhoff, J. & Boice, D. C. 1996, Modeling the thermal properties and the gas flux from a porous, ice-dust body in the orbit of P/Wirtanen, *Planet. Space Sci.* **44**, 665.
- Bertaux, J. L., Blamont, J. E. & Festou, M. 1973, Interpretation of Hydrogen Lyman-Alpha Observations of Comets Bennett and Encke, *A&A* **25**, 415.
- Biesecker, D. A., Lamy, P., St. Cyr, O. C., Llebaria, A. & Howard, R. A. 2002, Sungrazing Comets Discovered with the SOHO/LASCO Coronagraphs 1996-1998, *Icarus* **157**, 323.
- Biver, N., Lecacheux, A., Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D., Rickman, H., Lagerkvist, C. I., Winnberg, A. & ODIN Team 2001, Observations of the 557 GHz Line of Water in Comet C/2001 A2 (LINEAR) with the Odin Satellite, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting 33* .

- Biver, N., Rauer, H., Despois, D., Moreno, R., Paubert, G., Bockelee-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Gerard, E. & Jorda, L. 1996, Substantial outgassing of CO from Comet Hale-Bopp at large heliocentric distance, *Nature* **380**, 137.
- Bobrovnikoff, N. 1942, *Rev. Mod. Phys.* **14**, 164.
- Bockelée-Morvan, D., Lis, D. C., Wink, J. E., Despois, D., Crovisier, J., Bachiller, R., Benford, D. J., Biver, N., Colom, P., Davies, J. K. *et al.* 2000, New molecules found in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp). Investigating the link between cometary and interstellar material, *A&A* **353**, 1101.
- Bockelee-Morvan, D., Crovisier, J., Gerard, E. & Kazes, I. 1981, Observations of the OH radical in comets at 18 cm wavelength, *Icarus* **47**, 464.
- Boehnhardt, H. & Birkle, K. 1994, Time variable coma structures in comet P/Swift-Tuttle., *A&AS* **107**, 101.
- Brin, G. D. & Mendis, D. A. 1979, Dust release and mantle development in comets, *ApJ* **229**, 402.
- Brown, M. E. 2000, Near-Infrared Spectroscopy of Centaurs and Irregular Satellites, *AJ* **119**, 977.
- Brown, R. H., Cruikshank, D. P. & Griep, D. 1985, Temperature of comet IRAS-Araki-Alcock (1983d), *Icarus* **62**, 273.
- Brown, R. H., Cruikshank, D. P. & Pendleton, Y. 1999, Water Ice on Kuiper Belt Object 1996 TO66, *ApJ* **519**, L101.
- Brueckner, G. E., Howard, R. A., Koomen, M. J., Korendyke, C. M., Michels, D. J., Moses, J. D., Socker, D. G., Dere, K. P., Lamy, P. L., Llebaria, A. *et al.* 1995, The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO), *Sol. Phys.* **162**, 357.
- Budzien, S. A. & Feldman, P. D. 1991, OH prompt emission in Comet IRAS-Araki-Alcock (1983 VII), *Icarus* **90**, 308.
- Campins, H., A'Hearn, M. F. & McFadden, L. 1987, The bare nucleus of comet Neujmin 1, *ApJ* **316**, 847.
- Capria, M. T., Capaccioni, F., Coradini, A., de Sanctis, M. C., Espinasse, S., Federico, C., Orosei, R. & Salomone, M. 1996, A P/Wirtanen evolution model, *Planet. Space Sci.* **44**, 987.
- Capria, M. T., Coradini, A., De Sanctis, M. C. & Orosei, R. 2000, CO emission mechanisms in C/1995 O1 (Hale-Bopp), *A&A* **357**, 359.
- Chambers, W. & Chambers, R. 1889, Comet, *Chambers's Encyclopedia III* pp. 375–378.
- Clairemidi, J., Laffont, C., Rousselot, P. & Moreels, G. 1997, Jets and Arcs in the Three H-Comets : Halley, Hyakutake and Hale-Bopp, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting* **29**, 1035.
- Clark, B. E., Veverka, J., Helfenstein, P., Thomas, P. C., Bell, J. F., Harch, A., Robinson, M. S., Murchie, S. L., McFadden, L. A. & Chapman, C. R. 1999, NEAR Photometry of Asteroid 253 Mathilde, *Icarus* **140**, 53.

- Colangeli, L., Bussoletti, E., Pestellini, C. C., Fulle, M., Mennella, V., Palumbo, P. & Rotundi, A. 1998, ISOCAM Imaging of Comets 65P/Gunn and 46P/Wirtanen, *Icarus* **134**, 35.
- Colangeli, L., Epifani, E., Brucato, J. R., Bussoletti, E., de Sanctis, C., Fulle, M., Mennella, V., Palomba, E., Palumbo, P. & Rotundi, A. 1999, Infrared spectral observations of comet 103P/Hartley 2 by ISOPHOT, *A&A* **343**, L87.
- Colom, P., Gérard, E., Crovisier, J., Bockel -Morvan, D., Biver, N. & Rauer, H. 1999, Observations of the OH Radical in Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) with the Nan ay Radio Telescope, *Earth Moon and Planets* **78**, 37.
- Colom, P. & Gerard, E. 1988, A search for periodicities in the OH radio emission of comet P/Halley (1986 III), *A&A* **204**, 327.
- Coradini, A., Capaccioni, F., Capria, M. T., de Sanctis, M. C., Espianasse, S., Orosei, R., Salomone, M. & Federico, C. 1997, Transition Elements between Comets and Asteroids, *Icarus* **129**, 317.
- Cox, A. N. 2000, Allen's astrophysical quantities, 4th ed. Publisher : New York : AIP Press ; Springer, 2000. Edited by Arthur N. Cox. ISBN : 0387987460 .
- Crifo, J. F. 1987, Improved gas-kinetic treatment of cometary water sublimation and recondensation - Application to comet P/Halley, *A&A* **187**, 438.
- Crovisier, J. 2000, Water in comets, observations and models, 24th meeting of the IAU, Manchester, England .
- Crovisier, J., Colom, P., G rard, E., Bockel -Morvan, D. & Bourgois, G. 2002, Observations at Nan ay of the OH 18-cm lines in comets. The data base. Observations made from 1982 to 1999, *A&A* **393**, 1053.
- Davidsson, B. . J. R. & Skorov, Y. V. 2002, On the Light-Absorbing Surface Layer of Cometary Nuclei. I. Radiative Transfer, *Icarus* **156**, 223.
- Davies, J., Rickman, H., Oja, T., Gibson, J., Keitch, G., Alcock, G. E. D., Hurst, G. M., Kozai, Y., Araki, G., Green, D. W. E. et al. 1983, Comet IRAS-Araki-Alcock (1983d), *IAU Circ.* **3796**, 1.
- Davis, D. R., Chapman, C. R., Weidenschilling, S. J. & Greenberg, R. 1985, Collisional history of asteroids : Evidence from Vesta and the Hirayama families, *Icarus* **63**, 30.
- de la Cotardi re, P. & Penot, J.-P. 2001, Dictionnaire de l'Astronomie et de l'Espace, Ed. Larousse .
- Delahodde, C. E., Meech, K. J., Hainaut, O. R. & Dotto, E. 2001, Detailed phase function of comet 28P/Neujmin 1, *A&A* **376**, 672.
- Dello Russo, N., DiSanti, M. A., Magee-Sauer, K., Gibb, E. & Mumma, M. J. 2002, Water Production and Release in Comets from Hot-Band Fluorescence near 2.9 microns., *American Astronomical Society, DPS meeting #34, #12.08* .
- Dello Russo, N., Mumma, M. J., DiSanti, M. A., Magee-Sauer, K., Novak, R. & Rettig, T. W. 2000, Water Production and Release in Comet C/1995 O1 Hale-Bopp, *Icarus, Volume 143, Issue Icarus, pp. 324-337.* **143**, 324.

- Delsemme, A. H. & Miller, D. C. 1971, The continuum of Comet Burnham (1960 II) : The differentiation of a short period comet, *Planet. Space Sci.* **19**, 1229.
- Despois, D., Gerard, E., Crovisier, J. & Kazes, I. 1981, The OH radical in comets - Observation and analysis of the hyperfine microwave transitions at 1667 MHz and 1665 MHz, *A&A* **99**, 320.
- Disanti, M. A., Mumma, M. J., Russo, N. D. & Magee-Sauer, K. 2001, Carbon Monoxide Production and Excitation in Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) : Isolation of Native and Distributed CO Sources, *Icarus* **153**, 361.
- Domingo, V., Fleck, B. & Poland, A. I. 1995, The SOHO Mission : an Overview, *Sol. Phys.* **162**, 1.
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, Optical properties of interstellar graphite and silicate grains, *ApJ* **285**, 89.
- Durda, D. D. & Stern, S. A. 2000, Collision Rates in the Present-Day Kuiper Belt and Centaur Regions : Applications to Surface Activation and Modification on Comets, Kuiper Belt Objects, Centaurs, and Pluto-Charon, *Icarus* **145**, 220.
- Edgeworth, K. E. 1949, The origin and evolution of the Solar System, *MNRAS* **109**, 600.
- Enzian, A. 1997, Modélisation multidimensionnelle du comportement thermodynamique des noyaux de comètes, *Thèse, Univ. Grenoble, France* .
- Enzian, A., Cabot, H. & Klinger, J. 1997, A 2 1/2 D thermodynamic model of cometary nuclei. I. Application to the activity of comet 29P/Schwassmann-Wachmann 1., *A&A* **319**, 995.
- Enzian, A., Cabot, H. & Klinger, J. 1998, Simulation of the water and carbon monoxide production rates of comet Hale-Bopp using a quasi 3-D nucleus model, *Planet. Space Sci.* **46**, 851.
- Enzian, A., Gaskell, R. W. & Weissman, P. R. 1999a, A Three Dimensional Thermal Model of an Irregular Cometary Nucleus, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting 31* .
- Enzian, A., Klinger, J., Schwehm, G. & Weissman, P. R. 1999b, Temperature and Gas Production Distributions on the Surface of a Spherical Model Comet Nucleus in the Orbit of 46P/Wirtanen, *Icarus* **138**, 74.
- Epifani, E., Colangeli, L., Fulle, M., Brucato, J. R., Bussoletti, E., de Sanctis, M. C., Mennella, V., Palomba, E., Palumbo, P. & Rotundi, A. 2001, ISOCAM Imaging of Comets 103P/Hartley 2 and 2P/Encke, *Icarus* **149**, 339.
- Espinasse, S., Klinger, J., Ritz, C. & Schmitt, B. 1991, Modeling of the thermal behavior and of the chemical differentiation of cometary nuclei, *Icarus* **92**, 350.
- Fanale, F. P. & Salvail, J. R. 1984, An idealized short-period comet model - Surface insolation, H₂O flux, dust flux, and mantle evolution, *Icarus* **60**, 476.
- Farinella, P. & Davis, D. R. 1996, Short-period comets : Primordial bodies or collisional fragments ?, *Science* **273**, 938.
- Feierberg, M. A., Witteborn, F. C., Johnson, J. R. & Campins, H. 1984, 8- to 13-micron spectrophotometry of Comet IRAS-Araki-Alcock, *Icarus* **60**, 449.

- Feldman, P. D., A'Hearn, M. F. & Millis, R. L. 1984a, Temporal and spatial behavior of the ultraviolet emissions of comet IRAS-Araki-Alcock 1983d, *ApJ* **282**, 799.
- Feldman, P. D., Weaver, H. A. & Festou, M. C. 1984b, The ultraviolet spectrum of periodic Comet Encke (1980 XI), *Icarus* **60**, 455.
- Fernández, Y. R. 2000, The Nucleus of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1) : Size and Activity, *Earth Moon and Planets* **89**, 3.
- Fernández, Y. R., Jewitt, D. C. & Sheppard, S. S. 2001, Low Albedos Among Extinct Comet Candidates, *ApJ* **553**, L197.
- Fernández, Y. R., Jewitt, D. C. & Sheppard, S. S. 2002, Thermal Properties of Centaurs Asbolus and Chiron, *AJ* **123**, 1050.
- Fernández, Y. R., Lisse, C. M., Ulrich Käuff, H., Peschke, S. B., Weaver, H. A., A'Hearn, M. F., Lamy, P. P., Livengood, T. A. & Kostiuk, T. 2000, Physical Properties of the Nucleus of Comet 2P/Encke, *Icarus* **147**, 145.
- Fernandez, Y. R. 1999, Physical properties of cometary nuclei .
- Fernandez, Y. R., Jewitt, D. C. & Sheppard, S. S. 2002, Comet 57P/du Toit-Neujmin-Delporte, *IAU Circ.* **7935**.
- Festou, M. C. & Barale, O. 2000, The Asymmetric Coma of Comets. I. Asymmetric Outgassing from the Nucleus of Comet 2P/Encke, *AJ* **119**, 3119.
- Fink, U., Fevig, R. A., Tegler, S. C. & Romanishin, W. 1997, CCD imaging and photometry of 46P/Wirtanen during October 1996, *Planet. Space Sci.* **45**, 1383.
- Fink, U. & Hicks, M. D. 1996, A survey of 39 comets using CCD spectroscopy, *ApJ* **459**, 729.
- Foster, M. J., Green, S. F., McBride, N. & Davies, J. K. 1999, NOTE : Detection of Water Ice on 2060 Chiron, *Icarus* **141**, 408.
- Froidevaux, L., Matthews, K. & Neugebauer, G. 1981, Thermal response of Saturn's ring particles during and after eclipse, *Icarus* **46**, 18.
- Fulle, M. 1990, Meteoroids from short period comets, *A&A* **230**, 220.
- Gladman, B., Kavelaars, J. J., Petit, J., Morbidelli, A., Holman, M. J. & Loredó, T. 2001, The Structure of the Kuiper Belt : Size Distribution and Radial Extent, *AJ* **122**, 1051.
- Goldstein, R. M., Jurgens, R. F. & Sekanina, Z. 1984, A radar study of Comet IRAS-Araki-Alcock 1983d, *AJ* **89**, 1745.
- Greenberg, J. M. 1982, What are comets made of - A model based on interstellar dust, *IAU Colloq. 61 : Comet Discoveries, Statistics, and Observational Selection* pp. 131–163.
- Groussin, O. & Lamy, P. 2002a, Activity on the surface of the nucleus of comet 46P/Wirtanen, *submitted to A&A* .
- Groussin, O. & Lamy, P. 2002b, Activity on the surface of the nucleus of comet 46P/Wirtanen, *ACM Conference 2002 Berlin* .
- Groussin, O., Lamy, P., Peschke, S. & Jorda, L. 2002, Properties of Centaurs Chiron and Chariklo, *submitted to A&A* .

- Groussin, O., Peschke, S. & Lamy, P. L. 2000, Properties of 2060 Chiron from infrared ISOPHOT observations, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting 32* .
- Gutiérrez, P. J., Ortiz, J. L., Rodrigo, R. & López-Moreno, J. J. 2001, Effects of irregular shape and topography in thermophysical models of heterogeneous cometary nuclei, *A&A* **374**, 326.
- Hainaut, O. R., Meech, K. J., Bauer, J., Martin, P., Mueller, K., van de Steene, G., Hurtado, N., Miranda, J., Schubart, J., Nakano, S. *et al.* 1997, Comet 55P/1997 E1 (Tempel-Tuttle), *IAU Circ.* **6579**, 1.
- Haken, M., Ahearn, M. F., Feldman, P. D. & Budzien, S. A. 1995, Secular variation of activity in comets 2P/Encke and 9P/Tempel 1, *Maryland Univ. College Park Report* .
- Hale, A., Bopp, T. & Stevens, J. 1995, Comet 1995 O1, *IAU Circ.* **6187**.
- Hanner, M. S., Aitken, D. K., Knacke, R., McCorkle, S., Roche, P. F. & Tokunaga, A. T. 1985, Infrared spectrophotometry of Comet IRAS-Araki-Alcock (1983d) - A bare nucleus revealed?, *Icarus* **62**, 97.
- Hapke, B. 1993, Theory of reflectance and emittance spectroscopy, *Topics in Remote Sensing, Cambridge, MA : Cambridge University Press, —c1993* .
- Harmon, J. K., Campbell, D. B., Ostro, S. J. & Nolan, M. C. 1999, Radar observations of comets, *Planet. Space Sci.* **47**, 1409.
- Harris, A. W. 1998, A Thermal Model for Near-Earth Asteroids, *Icarus* **131**, 291.
- Harris, D. L. 1961, Planets and satellites, *Chicago press, Ed. G. Kuiper and B. Middlehurst, Univ. Chicago* p. 272.
- Hergenrother, C. W. & Larson, S. M. 1994, Periodic Comet Kopff (1994s), *IAU Circ.* **6111**, 1.
- Huebner, W. F. 1970, Dust from cometary nuclei, *A&A* **5**, 286.
- Huebner, W. F., Benkhoff, J., Capria, M. T., Coradini, A., de Sanctis, M. C., Enzian, A., Orosei, R. & Prialnik, D. 1999, Results from the Comet Nucleus Model Team at the International Space Science Institute, Bern, Switzerland, *Advances in Space Research* **23**, 1283.
- Ip, W.-H. & Mendis, D. A. 1974, Neutral Atmospheres of Comets : A Distributed Source Model, *Ap&SS* **26**, 153.
- Iseli, M., Küppers, M., Benz, W. & Bochsler, P. 2002, Sungrazing Comets : Properties of Nuclei and in Situ Detectability of Cometary Ions at 1 AU, *Icarus* **155**, 350.
- Jewitt, D., Aussel, H. & Evans, A. 2001, The size and albedo of the Kuiper-belt object (20000) Varuna, *Nature* **411**, 446.
- Jewitt, D. & Danielson, G. E. 1984, Charge-coupled device photometry of Comet P/Halley, *Icarus* **60**, 435.
- Jewitt, D. & Fernandez, Y. 2001, Physical properties of planet crossing objects, *Collisional processes in the solar system, ed. by : Mikhail Ya. Marov and Hans Rickman, Astrophysics and space science library, Volume 261, Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, ISBN 0-7923-6946-7, 2001* pp. 143–161.

- Jewitt, D. & Kalas, P. 1998, Thermal Observations of Centaur 1997 CU26, *ApJ* **499**, L103.
- Jewitt, D. & Luu, J. 1989, A CCD portrait of Comet P/Tempel 2, *AJ* **97**, 1766.
- Jewitt, D. & Luu, J. 1992, Submillimeter continuum observations of 2060 Chiron, *AJ* **104**, 398.
- Jewitt, D. & Luu, J. 1993, Discovery of the candidate Kuiper belt object 1992 QB1, *Nature* **362**, 730.
- Jewitt, D. C. 2002, From Kuiper Belt Object to Cometary Nucleus : The Missing Ultrared Matter, *AJ* **123**, 1039.
- Jewitt, D. C. & Meech, K. J. 1988, Optical properties of cometary nuclei and a preliminary comparison with asteroids, *ApJ* **328**, 974.
- Johnson, R. E., Cooper, J. F., Lanzerotti, L. J. & Strazzulla, G. 1987, Radiation Formation of a Non-Volatile Comet Crust, *A&A* **187**, 889.
- Jones, T. J. & Morrison, D. 1974, Recalibration of the photometric/radiometric method of determining asteroid sizes, *AJ* **79**, 892.
- Jorda, L. 1995, Atmosphère cométaires : interprétation des observations dans le visible et comparaison avec les observations radio., *Thèse, Université Paris VII, France* .
- Jorda, L. & Gutiérrez, P. 2002, Rotational Properties of Cometary Nuclei, *Accepted for Earth, Moon and Planets* .
- Jorda, L., Lamy, P., Groussin, O., Toth, I., A'Hearn, M. F. & Peschke, S. 2000, ISOCAM Observations of Cometary Nuclei, *ESA-SP* **455**, 61.
- Jorda, L., Rembor, K., Lecacheux, J., Colom, P., Colas, F., Frappa, E. & Lara, L. M. 1999, The Rotational Parameters Of Hale-Bopp (C/1995 O1) From Observations Of The Dust Jets At PIC DU Midi Observatory, *Earth Moon and Planets* **77**, 167.
- Julian, W. H., Samarasinha, N. H. & Belton, M. J. S. 2000, Thermal Structure of Cometary Active Regions : Comet 1P/Halley, *Icarus* **144**, 160.
- Kamel, L. 1991, The evolution of P/Encke's light curve - No secular fading, a vanishing perihelion asymmetry, *Icarus* **93**, 226.
- Keller, H. U., Delamere, W. A., Reitsema, H. J., Huebner, W. F. & Schmidt, H. U. 1987, Comet P/Halley's nucleus and its activity, *A&A* **187**, 807.
- Kieffer, H. H., Martin, T. Z., Peterfreund, A. R., Jakosky, B. M., Miner, E. D. & Palluconi, F. D. 1977, Thermal and albedo mapping of Mars during the Viking primary mission, *J. Geophys. Res.* **82**, 4249.
- Kimura, H., Mann, I., Biesecker, D. A. & Jessberger, E. K. 2002, Mineralogical and Morphological Properties of Dust in Sungrazing Comets, *ACM Conference 2002 Berlin* .
- Kissel, J., Brownlee, D. E., Buchler, K., Clark, B. C., Fechtig, H., Grun, E., Hornung, K., Igenbergs, E. B., Jessberger, E. K., Krueger, F. R. *et al.* 1986a, Composition of comet Halley dust particles from Giotto observations, *Nature* **321**, 336.
- Kissel, J., Sagdeev, R. Z., Bertaux, J. L., Angarov, V. N., Audouze, J., Blamont, J. E., Buchler, K., Evlanov, E. N., Fechtig, H., Fomenkova, M. N. *et al.* 1986b, Composition of comet Halley dust particles from VEGA observations, *Nature* **321**, 280.

- Klinger, J. 1981, Some consequences of a phase transition of water ice on the heat balance of comet nuclei, *Icarus* **47**, 320.
- Kohl, J. L., Esser, R., Gardner, L. D., Habbal, S., Daigneau, P. S., Dennis, E. F., Nystrom, G. U., Panasyuk, A., Raymond, J. C., Smith, P. L. *et al.* 1995, The Ultraviolet Coronagraph Spectrometer for the Solar and Heliospheric Observatory, *Sol. Phys.* **162**, 313.
- Kowal, C. T., Liller, W. & Chaisson, L. J. 1977, 1977 UB, *IAU Circ.* **3147**.
- Kowal, C. T., Liller, W. & Marsden, B. G. 1979, The discovery and orbit of /2060/ Chiron, *IAU Symp. 81 : Dynamics of the Solar System* **81**, 245.
- Kreutz, H. 1888, Untersuchungen uber das Cometensystem 1843 I, 1880 I und 1882 II I. Theil,, *Publication der Koeniglichen Sternwarte in Kiel* **3**, 1.
- Kreutz, H. 1891, Untersuchungen uber das System der Cometen 1843 I, 1880 I und 1882 II II. Theil,, *Publication der Koeniglichen Sternwarte in Kiel* **6**, 1.
- Kreutz, H. 1901, Untersuchungen uber das System der Cometen 1843 I, 1880 I und 1882 II III. Theil,, *Astron. Abhand* **1**, 1.
- Kuehrt, E. & Keller, H. U. 1994, The formation of cometary surface crusts, *Icarus* **109**, 121.
- Kuiper, G. P. 1951, On the origin of the solar system, *Ed. Hynek , J. A. – J. A. Mc Graw Hill, New York* pp. 357–424.
- Lagerros, J. S. V. 1998, Thermal physics of asteroids. IV. Thermal infrared beaming, *A&A* **332**, 1123.
- Lamy, P., Jorda, L., Toth, I., Groussin, O., A'Hearn, M. F. & Weaver, H. A. 1999, Characterization of the nucleus of comet Hale-Bopp from HST and ISO observations, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting 31* .
- Lamy, P. L. 1974, Interaction of interplanetary dust grains with the solar radiation field, *A&A* **35**, 197.
- Lamy, P. L. 1975, On the dynamics of interplanetary dust grains, *Ph.D. Thesis, Univ. Cornell, USA* .
- Lamy, P. L., Biesecker, D. A. & Groussin, O. 2002a, SOHO/LASCO observation of an outburst of comet 2P/Encke at its 2000 perihelion passage, *Submitted to Icarus* .
- Lamy, P. L., Gruen, E. & Perrin, J. M. 1987, Comet P/Halley - Implications of the mass distribution function for the photopolarimetric properties of the dust coma, *A&A* **187**, 767.
- Lamy, P. L. & Toth, I. 1995, Direct detection of a cometary nucleus with the Hubble Space Telescope., *A&A* **293**, L43.
- Lamy, P. L., Toth, I., Jorda, L., Groussin, O., A'Hearn, M. F. & Weaver, H. A. 2002b, The Nucleus of Comet 22P/Kopff and Its Inner Coma, *Icarus* **156**, 442.
- Lamy, P. L., Toth, I., Jorda, L., Weaver, H. A. & A'Hearn, M. 1998a, The nucleus and inner coma of Comet 46P/Wirtanen, *A&A* **335**, L25.

- Lamy, P. L., Toth, I. & Weaver, H. A. 1998b, Hubble Space Telescope observations of the nucleus and inner coma of comet 19P/1904 Y2 (Borrelly), *A&A* **337**, 945.
- Lamy, P. L., Toth, I., Weaver, H. A., Delahodde, C., Jorda, L. & A'Hearn, M. F. 2000, The nucleus of 13 short-period comets, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting 32* .
- Lamy, P. L., Toth, I., Weaver, H. A., Delahodde, C. E., Jorda, L. & A'Hearn, M. F. 2001, The Nucleus of 10 Short-Period Comets, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting 33* .
- Lebofsky, L. A. & Spencer, J. R. 1989, Radiometry and a thermal modeling of asteroids, *Asteroids II* pp. 128–147.
- Lebofsky, L. A., Sykes, M. V., Tedesco, E. F., Veeder, G. J., Matson, D. L., Brown, R. H., Gradie, J. C., Feierberg, M. A. & Rudy, R. J. 1986, A refined 'standard' thermal model for asteroids based on observations of 1 Ceres and 2 Pallas, *Icarus* **68**, 239.
- Levison, H. F., Dones, L. & Duncan, M. J. 2001, The Origin of Halley-Type Comets : Probing the Inner Oort Cloud, *AJ* **121**, 2253.
- Levison, H. F. & Duncan, M. J. 1994, The long-term dynamical behavior of short-period comets, *Icarus* **108**, 18.
- Levison, H. F. & Duncan, M. J. 1997, From the Kuiper Belt to Jupiter-Family Comets : The Spatial Distribution of Ecliptic Comets, *Icarus* **127**, 13.
- Licandro, J., Bellot Rubio, L. R., Boehnhardt, H., Casas, R., Goetz, B., Gomez, A., Jorda, L., Kidger, M. R., Osip, D., Sabalisk, N. *et al.* 1998, The Rotation Period of C/1995 01 (Hale-Bopp), *ApJ* **501**, L221.
- Licandro, J., Campins, H., Gil-Hutton, R., Di Martino, M., Lara, L. & Tozzi, G. 2002, The surface of trans-neptunian objects, Centaurs, and comet nuclei, *ACM Conference 2002 Berlin* .
- Lowry, S. C. 2001, Physical properties of cometary nuclei and studies of distant activity, *Ph.D. Thesis, Univ. Belfast, Northern Ireland* .
- Lowry, S. C. & Fitzsimmons, A. 2001, CCD photometry of distant comets II, *A&A* **365**, 204.
- Lowry, S. C., Fitzsimmons, A., Cartwright, I. M. & Williams, I. P. 1999, CCD photometry of distant comets, *A&A* **349**, 649.
- Lunine, J. I., Neugebauer, G. & Jakosky, B. M. 1982, Infrared observations of PHOBOS and Deimos from Viking, *J. Geophys. Res.* **87**, 10297.
- Lutz, B. L. & Wagner, R. M. 1986, Temporal variability of comet IRAS-Araki-Alcock 1983d - The May 10 event, *ApJ* **308**, 993.
- Luu, J. & Jewitt, D. 1990a, The nucleus of Comet P/Encke, *Icarus* **86**, 69.
- Luu, J. X. & Jewitt, D. C. 1990b, Cometary activity in 2060 Chiron, *AJ* **100**, 913.
- Luu, J. X. & Jewitt, D. C. 1992, Near-aphelion CCD photometry of Comet P/S Schwassmann-Wachmann 2, *AJ* **104**, 2243.

- Luu, J. X., Jewitt, D. C. & Trujillo, C. 2000, Water Ice in 2060 Chiron and Its Implications for Centaurs and Kuiper Belt Objects, *ApJ* **531**, L151.
- Mäkinen, J. T. T. 2002, *Private communication* .
- Mäkinen, J. T. T., Bertaux, J., Combi, M. R. & Quémerais, E. 2001a, Water Production of Comet C/1999 S4 (LINEAR) Observed with the SWAN Instrument, *Science* **292**, 1326.
- Mäkinen, J. T. T., Silén, J., Schmidt, W., Kyrölä, E., Summanen, T., Bertaux, J.-L., Quémerais, E. & Lallement, R. 2001b, Water Production of Comets 2P/Encke and 81P/Wild 2 Derived from SWAN Observations during the 1997 Apparition, *Icarus* **152**, 268.
- Marcialis, R. L. & Buratti, B. J. 1993, CCD photometry of 2060 Chiron in 1985 and 1991, *Icarus* **104**, 234.
- Marsden, B. G. 1967, The sungrazing comet group, *AJ* **72**, 1170.
- Marsden, B. G. 1989, The sungrazing comet group. II, *AJ* **98**, 2306.
- Matson, D. L. 1972, Infrared Emission from Asteroids at Wavelengths of 8.5, 10.5 and 11.6 Millimicron., *Ph.D. Thesis, Caltech, USA* .
- Meech, K. J. 1993, Observations of the Cessation of Activity in Comets P/Halley, Torres (1987V) and Bowell (1982 I) and the Implications for the Mechanism of the P/Halley Outburst, *Proceedings of the Workshop on Distant Comet Activity, held in Lenggries, Germany, 1220* .
- Meech, K. J. & Hainaut, O. R. 1997, HST Imaging of Distant Comet Nuclei, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting* **29**, 1021.
- Mekler, Y., Prialnik, D. & Podolak, M. 1990, Evaporation from a porous cometary nucleus, *ApJ* **356**, 682.
- Millis, R. L., A'Hearn, M. F. & Campins, H. 1988, An investigation of the nucleus and coma of Comet P/Arend-Rigaux, *ApJ* **324**, 1194.
- Millis, R. L. & Schleicher, D. G. 1986, Rotational period of comet Halley, *Nature* **324**, 646.
- Morrison, D. 1973, Determination of Radii of Satellites and Asteroids from Radiometry and Photometry, *Icarus* **19**, 1.
- Morrison, D. 1976, The diameter and thermal inertia of 433 Eros, *Icarus* **28**, 125.
- Morrison, D., Cruikshank, D. P., Murphy, R. E., Martin, T. Z., Beery, J. G. & Shipley, J. P. 1971, Thermal Inertia of Ganymede from 20-MICRON Eclipse Radiometry, *ApJ* **167**, L107.
- Nakano, S. & Seki, T. 1991, Periodic Comet Wirtanen (1991s), *IAU Circ.* **5303**.
- Newburn, R. L. & Spinrad, H. 1989, Spectrophotometry of 25 comets - Post-Halley updates for 17 comets plus new observations for eight additional comets, *AJ* **97**, 552.
- Oort, J. H. 1950, The structure of the cloud of comets surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin, *Bull. Atron. Inst. Neth.* **11**, 91.

- Orosei, R., Capaccioni, F., Capria, M. T., Coradini, A., Espinasse, S., Federico, C., Salomone, M. & Schwehm, G. H. 1995, Gas and dust emission from a dusty porous comet., *A&A* **301**, 613.
- Orosei, R., Capaccioni, F., Capria, M. T., Coradini, A., Sanctis, M. C. D., Federico, C., Salomone, M. & Huot, J.-P. 1999, Numerically improved thermochemical evolution models of comet nuclei, *Planet. Space Sci.* **47**, 839.
- Pittichová, J. 1997, On the rotation of the IRAS-Araki-Alcock nucleus, *Planet. Space Sci.* **45**, 791.
- Podolak, M. & Herman, G. 1985, Numerical Simulations of Comet Nuclei II. The Effect of the Dust Mantle, *Icarus* **61**, 267.
- Prialnik, D. 1992, Crystallization, sublimation, and gas release in the interior of a porous comet nucleus, *ApJ* **388**, 196.
- Prialnik, D. & Bar-Nun, A. 1992, Crystallization of amorphous ice as the cause of Comet P/Halley's outburst at 14 AU, *A&A* **258**, L9.
- Prialnik, D. & Podolak, M. 1995, Radioactive heating of porous comet nuclei., *Icarus* **117**, 420.
- Probstein, R. 1968, Problems of Hydrodynamics and Continuum Mechanic, *Ed. M.A. Levrent'ev (Philadelphia : Society for Industrial and Applied Mathematics Publication)*
- Raymond, J. C., Fineschi, S., Smith, P. L., Gardner, L., O'Neal, R., Ciaravella, A., Kohl, J. L., Marsden, B., Williams, G. V., Benna, C. *et al.* 1998, Solar Wind at 6.8 Solar Radii from UVCS Observation of Comet C/1996Y1, *ApJ* **508**, 410.
- Raymond, J. C., Uzzo, M., Ko, Y.-K., Mancuso, S., Wu, R., Gardner, L., Kohl, J. L., Marsden, B. & Smith, P. L. 2002, Far-Ultraviolet Observations of Comet 2P/Encke at Perihelion, *ApJ* **564**, 1054.
- Rickman, H., Fernandez, J. A. & Gustafson, B. A. S. 1990, Formation of stable dust mantles on short-period comet nuclei, *A&A* **237**, 524.
- Rickman, H., Kamél, M., Festou, M. C. & Froeschlé, C. 1987, Estimates of masses volumes and densities of short-period comets, *Proceedings of the International Symposium on the Diversity and Similarity of Comets* pp. 471–481.
- Rodionov, A. V., Crifo, J.-F., Szego, K., Lagerros, J. & Fulle, M. 2002, An advanced physical model of cometary activity, *Planet. Space Sci.* **50**, 983.
- Roller, M. 1870, *Astron Nachr.* **75**, 1797, 331.
- Roush, T. L. 1994, Charon : More than water ice?, *Icarus* **108**, 243.
- Russell, H. N. 1916, On the Albedo of the Planets and Their Satellites, *ApJ* **43**, 173.
- Sagdeev, R. Z., Elyasberg, P. E. & Moroz, V. I. 1988, Is the nucleus of Comet Halley a low density body?, *Nature* **331**, 240.
- Schreur, B. 1979, On the production of long-period comets by stellar perturbations of the Oort comet clouds, *Ph.D. Thesis, Univ. Floride, USA* .
- Sekanina, Z. 1988a, Nucleus of Comet IRAS-Araki-Alcock (1983 VII), *AJ* **95**, 1876.

- Sekanina, Z. 1988b, Outgassing asymmetry of periodic comet Encke. I - Apparitions 1924-1984, *AJ* **95**, 911.
- Sekanina, Z. 2002, Statistical Investigation and Modeling of Sungrazing Comets Discovered with the Solar and Heliospheric Observatory, *ApJ* **566**, 577.
- Sheppard, S. S., Jewitt, D. C., Trujillo, C. A., Brown, M. J. I. & Ashley, M. C. B. 2000, A Wide-Field CCD Survey for Centaurs and Kuiper Belt Objects, *AJ* **120**, 2687.
- Shoemaker, C. S., Shoemaker, E. M., Levy, D. H., Scotti, J. V., Bendjoya, P. & Mueller, J. 1993, Comet Shoemaker-Levy (1993e), *IAU Circ.* **5725**.
- Shul'Man, L. M. 1972, The Chemical Composition of Cometary Nuclei, *IAU Symp. 45 : The Motion, Evolution of Orbits, and Origin of Comets* p. 265.
- Shul'Man, L. M. 1981, Two-layer model of a comet nucleus, *Astrometriia i Astrofizika* **45**, 21.
- Singh, P. D., de Almeida, A. A. & Huebner, W. F. 1992, Dust release rates and dust-to-gas mass ratios of eight comets, *AJ* **104**, 848.
- Skorov, Y. V., Kömle, N. I., Markiewicz, W. J. & Keller, H. U. 1999, Mass and Energy Balance in the Near-Surface Layers of a Cometary Nucleus, *Icarus* **140**, 173.
- Soderblom, L. A., Becker, T. L., Bennett, G., Boice, D. C., Britt, D. T., Brown, R. H., Buratti, B. J., Isbell, C., Giese, B., Hare, T. *et al.* 2002, Observations of Comet 19P/Borrelly by the Miniature Integrated Camera and Spectrometer Aboard Deep Space 1, *Science* **296**, 1087.
- Spencer, J. R., Lebofsky, L. A. & Sykes, M. V. 1989, Systematic biases in radiometric diameter determinations, *Icarus* **78**, 337.
- Swings, P. 1948, Le spectre de la Comète d'Encke 1947, *Annales d'Astrophysique* **11**, 124.
- Szabó, G. M., Csák, B., Sárneczky, K. & Kiss, L. L. 2001, Photometric observations of distant active comets, *A&A* **374**, 712.
- Tancredi, G., Fernández, J. A., Rickman, H. & Licandro, J. 2000, A catalog of observed nuclear magnitudes of Jupiter family comets, *A&AS* **146**, 73.
- Tancredi, G., Fernandez, J. A., Licandro, J. & Rickman, H. 2002, The size of cometary nuclei, *ACM Conference 2002 Berlin* .
- Tancredi, G., Rickman, H. & Greenberg, J. M. 1994, Thermochemistry of cometary nuclei. 1 : The Jupiter family case, *A&A* **286**, 659.
- Tholen, D. J., Hartmann, W. K., Cruikshank, D. P., Lilly, S., Bowell, E. & Hewitt, A. 1988, (2060) Chiron, *IAU Circ.* **4554**, 2.
- Ticha, J., Tichy, M., Moravec, Z., Zhou, X., Chen, Y. J., Sarounova, L., Balam, D. D., Scotti, J. V. & Marsden, B. G. 1997, 1997 CU26, *Minor Planet Circulars* p. 11.
- Trujillo, C. A., Jewitt, D. C. & Luu, J. X. 2001, Properties of the Trans-Neptunian Belt : Statistics from the Canada-France-Hawaii Telescope Survey, *AJ* **122**, 457.
- Uzzo, M., Raymond, J. C., Biesecker, D., Marsden, B., Wood, C., Ko, Y.-K. & Wu, R. 2001, Results from UVCS and LASCO Observation of the Sungrazing Comet C/2000 C6, *ApJ* **558**, 403.

- Weast, R. C., Samuel, M. S. & Hodgman, C. D. 1975, CRC Handbook of chemistry and physics. A ready-reference book of chemical and physical data, *Cleveland, Ohio : Chemical Rubber Company Press, 1965-66, 46th ed., edited by Weast, Robert C.* pp. 98–100.
- Weaver, H. A., Feldman, P. D., A'Hearn, M. F. & Arpigny, C. 1997, The activity and size of the nucleus of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1), *Science* **275**, 1900.
- Weaver, H. A., Feldman, P. D., Festou, M., A'Hearn, M. F. & Keller, H. U. 1981, IUE observations of faint comets, *Icarus* **47**, 449.
- Weaver, H. A., Sekanina, Z., Toth, I., Delahodde, C. E., Hainaut, O. R., Lamy, P. L., Bauer, J. M., A'Hearn, M. F., Arpigny, C., Combi, M. R. *et al.* 2001, HST and VLT Investigations of the Fragments of Comet C/1999 S4 (LINEAR), *Science* **292**, 1329.
- Weidenschilling, S. J. 1997, The Origin of Comets in the Solar Nebula : A Unified Model, *Icarus* **127**, 290.
- Weissman, P. R. 1979, Physical and dynamical evolution of long-period comets, *IAU Symp. 81 : Dynamics of the Solar System* pp. 277–282.
- Weissman, P. R. 1983, Cometary impacts with the sun - Physical and dynamical considerations, *Icarus* **55**, 448.
- Weissman, P. R. 1986, Are cometary nuclei primordial rubble piles?, *Nature* **320**, 242.
- West, R. M., Hainaut, O. & Smette, A. 1991, Post-perihelion observations of P/Halley. III - an outburst at $R = 14.3$ AU, *A&A* **246**, L77.
- Whipple, F. L. 1950, A comet model. I. The acceleration of Comet Encke, *ApJ* **111**, 375.
- Whipple, F. L. 1951, A Comet Model. II. Physical Relations for Comets and Meteors., *ApJ* **113**, 464.
- Wilhelm, K. 1987, Rotation and precession of comet Halley, *Nature* **327**, 27.
- Winter, D. F. & Saari, J. M. 1969, A Particulate Thermophysical Model of the Lunar Soil, *ApJ* **156**, 1135.
- Wooden, D. H., Harker, D. E., Woodward, C. E., Butner, H. M., Koike, C., Witteborn, F. C. & McMurtry, C. W. 1999, Silicate Mineralogy of the Dust in the Inner Coma of Comet C/1995 01 (Hale-Bopp) Pre- and Postperihelion, *ApJ* **517**, 1034.

Les noyaux cométaires et leurs processus d'activité

Résumé

L'étude des noyaux cométaires est primordiale pour comprendre la formation et l'évolution du système solaire. Cette thèse présente plusieurs méthodes et modèles pour déterminer leurs propriétés physiques (rayon, albédo géométrique, inertie thermique et fraction de surface active) à partir des observations visibles, infrarouges et des mesures de taux de production de l'eau, et pour quantifier l'activité à leur surface. Nous étudions le noyau des comètes Hale-Bopp (C/1995 O1), 55P/Tempel-Tuttle, 126P/IRAS, 103P/Hartley 2, 22P/Kopff, 46P/Wirtanen, IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1) et 2P/Encke, celui des Centaures Chiron (2060) et Chariklo (1997 CU26) et celui des comètes rasantes. De cette étude, il ressort que : (i) l'albédo géométrique des Centaures vaut 0.07-0.11 et est supérieur à celui des LPC (comètes à longue période) et des SPC (comètes à courte période) qui vaut 0.04-0.07, (ii) un albédo faible n'est pas incompatible avec la présence de glace d'eau en surface, (iii) l'inertie thermique du noyau est faible et vaut $\leq 3 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, (iv) la distance du périhélie, combinée à la sublimation de la glace d'eau, n'est pas un argument suffisant pour expliquer la différence de rayon entre les comètes rasantes (< 0.11 km), les SPC (0.6-2.4 km), les LPC (3-38 km) et les Centaures (71-118 km), (v) la formation d'une croûte sur les SPC est très probable et peut expliquer les variations du taux de production de l'eau avec la distance héliocentrique, et (vi) l'activité à la surface des noyaux cométaires n'est pas nécessairement confinée à quelques régions actives ; les SPC de petite taille (~ 1 km) ont une activité répartie sur toute leur surface. Les zones actives localisées, associées à la présence de jets dans la coma, existent seulement sur une minorité d'objets, les plus gros.

Mots-clés : comète, Centaures, noyau, propriétés physiques, activité, Rosetta

Cometary nuclei and their activity processes

Abstract

The study of cometary nuclei is of paramount importance to understand the formation and the evolution of the solar system. This thesis presents several methods and models to determine their physical properties (radius, geometric albedo, thermal inertia and active surface fraction) from visible observations, infrared observations and water production rate, and to quantify the activity on their surface. We study the nucleus of comets Hale-Bopp (C/1995 O1), 55P/Tempel-Tuttle, 126P/IRAS, 103P/Hartley 2, 22P/Kopff, 46P/Wirtanen, IRAS-Araki-Alcock (C/1983 H1) and 2P/Encke, of Centaurs Chiron (2060) and Chariklo (1997 CU26), and of sungrazing comets. From this analysis, we find that : (i) the geometric albedo of Centaurs is 0.07-0.11 which is higher than the geometric albedo of LPC (Long Period Comets) and SPC (Short Period Comets) which is 0.04-0.07, (ii) a low albedo is not incompatible with the presence of water ice on the surface, (iii) the thermal inertia of the nucleus is low and is $\leq 3 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1/2}$, (iv) the perihelion distance, combined with water ice sublimation, is not sufficient to explain the radius differences between sungrazing comets (< 0.11 km), SPC (0.6-2.4 km), LPC (3-38 km) and Centaurs (71-118 km), (v) the formation of a crust on the surface of the SPC is highly probable and can explain the variations of the water production rate with the heliocentric distance, and (vi) the activity on the surface of cometary nuclei is not necessarily localized in a few active regions ; the activity of small SPC (~ 1 km) is distributed all over their surface. Localized active regions, as implied by the presence of jets in the coma, only exist on a minority, mostly large, nuclei.

Keywords : comet, Centaurs, nucleus, physical properties, activity, Rosetta

Spécialité : Astronomie