

Spectroscopie infrarouge cométaire : analyse des observations de la comète 9P/Tempel 1 obtenues avec le télescope spatial Spitzer lors de l'évènement Deep Impact

Adeline Gicquel

▶ **To cite this version:**

Adeline Gicquel. Spectroscopie infrarouge cométaire : analyse des observations de la comète 9P/Tempel 1 obtenues avec le télescope spatial Spitzer lors de l'évènement Deep Impact. Astrophysique [astro-ph]. Observatoire de Paris, 2011. Français. ⟨NNT : ⟩. ⟨tel-02095126⟩

HAL Id: tel-02095126

https://hal.science/tel-02095126v1

Submitted on 10 Apr 2019

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

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



HAL Authorization

Observatoire de Paris Meudon

École doctorale d'Astronomie & Astrophysique d'Île-de-France - Observatoire de Paris

Spectroscopie infrarouge cométaire : Analyse des observations de la comète 9P/Tempel 1 obtenues avec le télescope spatial Spitzer lors de l'événement Deep Impact

THÈSE

présentée pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Observatoire de Paris

spécialité Astronomie Astrophysique

par

Adeline Gicquel

soutenue publiquement le 12 Décembre 2011 devant le jury suivant :

Président :	Didier Pelat
Directeur de thèse :	Dominique Bockelee-Morvan
Rapporteurs :	Olivier Groussin
	Philippe Rousselot
Examinateurs :	Eric Pantin
	Gian Paolo Tozzi

Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique — UMR 8109

Observatoire de Paris Meudon
École doctorale d'Astronomie & Astrophysique d'Île-de-France - Observatoire de Paris

Spectroscopie infrarouge cométaire : Analyse des observations de la comète 9P/Tempel 1 obtenues avec le télescope spatial Spitzer lors de l'événement Deep Impact

THÈSE

présentée pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Observatoire de Paris

spécialité Astronomie Astrophysique

par

Adeline Gicquel

soutenue publiquement le 12 Décembre 2011 devant le jury suivant :

Président :	Didier Pelat
Directeur de thèse :	Dominique Bockelee-Morvan
Rapporteurs :	Olivier Groussin
	Philippe Rousselot
Examinateurs :	Eric Pantin
	Gian Paolo Tozzi

OBSERVATOIRE DE PARIS 8793 BIBLIOTHEQUE

Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique — UMR 8109

Résumé

Les comètes sont des petits corps glacés primitifs, témoins de la formation du Système Solaire. Leur composition pourrait être inchangée depuis leur accrétion dans le disque protoplanétaire. Leur étude nous renseigne donc sur les processus physiques et chimiques de la formation planétaire. Lorsque les comètes passent à proximité du Soleil, leur noyau s'entoure d'une atmosphère appelée coma composée de poussières et des produits de sublimation des glaces, ce qui rend leur noyau difficilement observable. La NASA a choisi la comète 9P/Tempel 1 comme cible de la mission *Deep Impact*. C'est l'unique mission spatiale, à ce jour, à avoir sondé l'intérieur d'un noyau cométaire en impactant sa surface le 4 juillet 2005.

Au cours de cette thèse, je me suis intéressée à l'étude des éjectas associés à cet événement ce qui m'a permis 1/ d'analyser l'activité de la comète 9P/Tempel 1 ainsi que les propriétés de sa coma avant et après la collision et 2/ de déterminer le rapport poussière/glace dans les couches profondes du noyau. Pour cela j'ai exploité et interprété, en développant des modèles numériques, les données spectroscopiques dans l'infrarouge fournies par le télescope spatial *Spitzer* avant et après l'impact. Les spectres de *Spitzer*, dont les gammes de longueur d'onde s'étendent entre 5.2–13.2 μm, permettent d'analyser l'émission de fluorescence de la bande de vibration ν_2 de l'eau à 6.4 μm et l'émission thermique de la poussière.

L'évolution temporelle du continuum dû à la poussière a été analysée avec un modèle thermique en considérant deux lois de distribution en taille et deux types de grains : des grains de carbone amorphe et des grains constitués d'un manteau de carbone amorphe et d'un cœur de silicates amorphes. La température des grains est déduite de l'équilibre radiatif et les coefficients d'absorption sont calculés en utilisant la théorie de Mie. Les paramètres libres des distributions en taille ont été contraints pour les éjectas de poussières et pour la poussière de la coma ambiante ce qui a permis de déduire l'évolution temporelle de la masse des éjectas dans le champ de vue. L'analyse des données montre que l'impact a conduit à la libération d'une grande quantité de petits grains. Elle suggère également que les grains se sont fragmentés lors de leur expansion dans la coma. La masse totale des poussières présentes pour des grains entre 0.1 et 100 μm, estimée à (0.5–2.1) $\times$ 10^6 kg, est en accord avec d'autres valeurs publiées dans la littérature.
L'émission thermique des éjectas de poussières à l'intérieur du champ de vue de *Spitzer* a été interprétée par un modèle dépendant du temps qui simule le développement du nuage et prend en compte la dynamique des grains. La loi de variation de la vitesse des grains en fonction de leur taille a été contrainte par ce modèle.

La bande d'émission ν_2 de l'eau a été extraite des spectres de *Spitzer* et le nombre de molécules d'eau à l'intérieur du champ de vue de *Spitzer* a été déduit en utilisant un modèle de fluorescence. L'étude de la distribution spatiale du nombre de molécules d'eau avant l'impact par un modèle de densité a permis de déterminer le taux de production en eau pour la coma ambiante de la comète 9P/Tempel 1, égal à 4.7 $\times$ 10^{27} molécules s^{-1}. L'évolution temporelle du nombre de molécules dans le champ de vue, étudiée avec un modèle dépendant du temps

simulant l'évolution du nuage de molécules d'eau a permis de déduire la masse de vapeur d'eau injectée par l'impact qui est estimée à $(7.4 \pm 1.5) \times 10^6$ kg.
Cette évolution temporelle met en évidence une production prolongée de molécules d'eau après l'impact provenant de la sublimation de grains de glace présents dans les éjectas.

Un modèle de sublimation de grains glacés a été développé pour analyser la production soutenue de vapeur d'eau après l'impact. Deux approches, correspondant à un milieu dense et raréfié, ont été utilisées pour modéliser l'expansion des molécules d'eau provenant de la sublimation de grains glacés (glace pure ou comprenant des impuretés) dans le flux de gaz ambiant. L'analyse des données met en évidence la présence de grains de glace pure dans les éjectas. La masse de glace déduite de ce modèle pour des grains de rayons compris entre 0.1 et 1 μm est estimée à $M_{glace} > 4.7 \times 10^6$ kg.

Cette étude sur l'eau et la poussière dans les éjectas conduit à un rapport poussière/glace < 0.03. Ce résultat, mis en comparaison avec le rapport poussière/gaz ≈ 1 normalement mesuré dans les atmosphères cométaires, suggère la présence d'une quantité importante de glace sous la surface du noyau de la comète 9P/Tempel 1.

Abstract

Comets contain the most primitive icy material remaining from the epoch of Solar System formation. Their composition may potentially be unchanged since their accretion in the protoplanetary disk. Studying them informs us about the physical and chemical processes of planet formation. When comets approach the Sun, the nucleus surrounds itself with an atmosphere called coma consisting of dust and products of ice sublimation. NASA selected the comet 9P/Tempel 1 as the target for the Deep Impact event. It is the only spatial mission, to this day, to have examined material from the interior of a cometary nucleus resulting from a planned collision that occurred on the 4th of July 2005.

During this thesis, I study the ejecta created by this event which allowed me to 1. analyze the activity of comet 9P/Tempel 1 and the properties of its coma before and after the impact and 2. determine the dust-to-ice ratio in the deep layers of the nucleus. To perform this research, I developed numerical models to interpret infrared spectroscopic data from the Spitzer Space Telescope before and after the impact. The Spitzer spectra, between 5.2-13.2 μm enable us to study the fluorescence emission of the ν_2 vibrational band of water at 6.4 μm and the thermal emission of the dust.

The temporal evolution of the continuum was analyzed using a dust thermal model which considers two size distributions and two grain compositions : amorphous carbon and intimate silicate-carbon mixtures. The temperature of grains was derived from the radiative equilibrium and the absorption coefficients were calculated by using Mie theory. The free parameters of the size distribution were constrained for the dust ejecta and for the ambient coma of dust which allow us to deduce the mass of the ejecta in the field of view. The study of these data suggests that a significant number of small grains were released during the impact and that grains split up during their expansion in the coma. The total mass of the ejecta range from (0.5–2.1) $\times$ 10^6 kg for sizes 0.1–100 μm, which is in good agreement with other values published in the literature.
The temporal evolution of the dust ejecta emission within the*Spitzer* field of view was interpreted by a time-dependent model which simulates the development of the dust cloud and takes into account the dynamics of the grains. The velocity law for each grain size was constrained by this model.

The water emission was extracted from the *Spitzer* spectra and the water columns within the Spitzer extraction aperture were inferred using a fluorescence excitation model. The pre-impact spatial distribution of water molecules allowed to determine the water production rate for the ambient coma of the comet 9P/Tempel 1, equal to 4.7 $\times$ 10^{27} molecules s^{-1}. The temporal evolution of the number of water molecules within the FOV, investigated utilizing a time-dependent water model, allowed to deduce the mass of water injected by the impact equal to (7.4 $\pm$ 1.5) $\times$ 10^6 kg. This temporal evolution brings to light that sustained production of water molecules occurred after impact from sublimating icy grains.

A model of sublimation of icy outflowing grains was developed to analyze the sustained production of water molecules after the impact. Two approaches, corresponding to a dense and rarefied medium, were used to account for the dynamics of water molecules escaping from grains (pure ice or including impurities) in the ambient flow. This analysis of data brings to light the presence of pure ice grain in the ejecta. The mass of ice deduced by the model for pure ice grains for size 0.1–1 μm is estimated to $M_{ice} > 4.7 \times 10^6$ kg.

This study about water and dust in the ejecta leads to a dust-to-ice ratio < 0.03. This result, compared to the dust-to-ice ratio ≈ 1 normally measured in the cometary atmospheres, suggests the presence of a large amount of ice under the surface of the nucleus for the comet 9P/Tempel 1.

Table des matières

Introduction 1

1 Les comètes. Présentation générale **5**
1.1 Des croyances à la science 7
1.1.1 La conception antique 7
1.1.2 Le début de la science cométaire 7
1.2 Description des comètes 9
1.2.1 Le noyau 9
1.2.2 La coma ou la chevelure 9
1.2.3 Les queues 12
1.3 Le nom et la trajectoire des comètes 15
1.3.1 La nomenclature 15
1.3.2 L'orbite 15
1.4 La formation et l'évolution 17
1.4.1 La formation du système solaire 17
1.4.2 La formation des comètes 17
1.4.3 L'évolution des comètes 19
1.4.4 L'intérêt de l'étude des comètes 21
1.5 La science cométaire 22
1.5.1 Les observations cométaires à distance 22
1.5.2 Le futur de la science cométaire 23

2 L'étude de la comète 9P/Tempel 1 lors de l'événement Deep Impact. Présentation des données *Spitzer* **25**
2.1 La comète 9P/Tempel 1 27
2.1.1 Historique 27
2.1.2 Les observations de 1983 et 1994 28
2.1.3 Les observations de contexte en 2005 29
2.2 La mission *Deep Impact* 32
2.2.1 Les objectifs de la mission 32
2.2.2 La description des instruments 33
2.2.3 Le déroulement de la mission 34
2.2.4 Les principaux résultats de la mission 35
2.3 Les observations de l'événement par le télescope spatial *Spitzer* 40
2.3.1 L'intérêt des études infrarouges 40
2.3.2 Le télescope spatial *Spitzer* 40
2.3.3 Les observations avec *Spitzer* 42

3 Analyse de l'émission thermique de la poussière **49**
3.1 Les observations de la poussière cométaire dans l'infrarouge thermique 51
3.2 La température de couleur 54
3.2.1 Détermination analytique de la température de couleur 54
3.2.2 Détermination de la température de couleur par un ajustement du spectre par l'émission d'un corps noir 56
3.2.3 Conclusion sur la température de couleur 57
3.3 Le modèle d'émission thermique de la poussière 59
3.3.1 Les équations de l'équilibre thermique 59
3.3.2 Les indices optiques en fonction de la composition 60
3.3.3 Les lois de distribution en taille 62
3.3.4 La sensibilité de la température des grains aux différents paramètres . 62
3.4 Application du modèle d'émission thermique de la poussière aux données de *Spitzer* 67
3.4.1 La méthode 67
3.4.2 La détermination de la fraction massique de composés organiques α . . 68
3.4.3 Les valeurs du χ^2 68
3.4.4 L'évolution temporelle des distributions en taille 72
3.4.5 L'évolution temporelle de la masse des éjectas 74
3.5 Le modèle d'évolution temporelle de l'émission thermique de la poussière 77
3.5.1 Description du modèle 77
3.5.2 Méthodes numériques 79
3.5.3 L'influence des paramètres 82
3.6 Application du modèle d'évolution temporelle de l'émission de la poussière aux données de *Spitzer* 87
3.6.1 Les résultats obtenus à 5.7 μm et à 12.5 μm 87
3.6.2 Discussion des résultats 88
3.6.3 Retour et validation de l'analyse des spectres 89

4 Analyse de la bande d'émission à 6.4 μm de l'eau **93**
4.1 La bande vibrationnelle ν_2 de l'eau dans les spectres de *Spitzer* 95
4.2 Analyse des observations et mesure du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue 96
4.2.1 Excitations des bandes de vibration de molécules mères cométaires et application à la bande ν_2 de l'eau 96
4.2.2 Mesure du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue 97
4.3 Le taux de production avant l'impact 102
4.3.1 Le modèle de densité 102
4.3.2 Résultats 103
4.4 L'évolution de la quantité d'eau après l'impact 105
4.4.1 La description du modèle et des paramètres 105
4.4.2 L'influence de la durée du sursaut 105
4.4.3 Résultats et comparaison aux données 105
4.4.4 La distribution spatiale après impact 108

5 Analyse des observations de l'eau par un modèle de sublimation des grains glacés **111**
5.1 Les grains de glace dans les atmosphères cométaires 113
5.2 Le modèle de sublimation des grains glacés 117
5.2.1 La température des grains 117
5.2.2 Le temps de vie des grains 119

5.3 Application du modèle de sublimation des grains glacés aux données de *Spitzer* . 122
5.3.1 Les modèles d'expansion de l'eau : dense et raréfié 122
5.3.2 L'influence des paramètres dans le cas du modèle dense 122
5.3.3 La contribution des grains glacés dans les observations de *Spitzer* dans le cas du modèle dense 127
5.3.4 Résultats des modèles dense et raréfié 131
5.4 Prise en compte d'un décalage dans la sublimation 133
5.4.1 Détermination du décalage avec les données proche-IR Keck-2 133
5.4.2 Résultats de *Spitzer* avec la prise en compte du décalage 135
5.4.3 Analyse des données Keck-2 135
5.5 Le rapport de masse poussière/glace d'eau dans les éjectas de Tempel 1 139

Discussion et perspectives **143**

A Le modèle de Haser **147**

B Article : Gicquel et al. (2011) **149**

Bibliographie **149**

Liste des tableaux

2.1 Les taux de production de l'eau et les rapports d'abondance. $Af\rho$ correspond au taux de production des poussières. Crédit : Lisse et al. (2005b). 29

2.2 Les propriétés du noyau de la comète 9P/Tempel 1 obtenues lors des observations de contexte en 2005. 30

2.3 Les abondances relatives par rapport à l'eau de la comète 9P/Tempel 1 obtenues lors des observations de contexte en 2005. 31

2.4 Les propriétés du noyau de la comète 9P/Tempel 1 obtenues grâce à la mission *Deep Impact*. 37

2.5 Les abondances relatives par rapport à l'eau de la comète 9P/Tempel 1 après impact obtenues grâce aux observations infrarouges au Keck. Crédit : Mumma et al. (2005). 38

2.6 Les caractéristiques du module IRS. Crédit : IRS Instrument Handbook . . . 42

2.7 Observations de la comète 9P/Tempel 1 avec IRS. 43

2.8 Ephémérides (RA,DEC) de la comète 9P/Tempel 1 vues depuis *Spitzer* et la position du noyau sur la fente 47

3.1 Les χ^2_ν minimum obtenus pour les spectres des éjectas entre TI + 0.67 h et TI + 20.5 h pour les grains de carbone amorphe et bicouches avec $\alpha = 0.1$, ceci pour les distributions en taille en loi de puissance et en loi de Hanner. 72

3.2 Les paramètres libres des deux distributions en taille et des deux compositions de grains permettant d'ajuster au mieux le continuum des éjectas de poussière (à TI + 0.67 h) et le continuum de poussière de la coma ambiante avant l'impact (à TI - 41.3 h) mesurés sur les données de *Spitzer* de la comète 9P/Tempel 1. 72

3.3 Masses des éjectas obtenues avec les données IRS de *Spitzer* pour un champ de vue de 5 × 5 pixels et les masses totales dérivées des rapports Si/C et Crys/Amorp obtenus par Harker et al. (2007). 76

3.4 Masses des éjectas de poussière, produits par *Deep Impact*, publiées dans la littérature. 76

3.5 Paramètre q_v de la distribution de vitesse permettant d'ajuster au mieux le flux thermique des éjectas à $\lambda = 5.71$ μm et à $\lambda = 12.5$ μm pour les différentes lois de distribution en taille et compositions de grains. 87

4.1 Intensité totale de la bande ν_2 et nombre de molécules d'eau à chaque temps d'observation dans le cas d'un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* centré sur le noyau. 99

4.2 Taux de production en eau de la comète 9P/Tempel 1 avant l'impact. 104

4.3 Masse d'eau injectée par l'impact. 108

5.1 Nombre de grains entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduit le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Pour la loi de vitesse, nous avons supposé v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.4 et pour la distribution en taille en loi de puissance a_{min} = 0.1 μm et q = 3.5, 3.7, 3.9 et 4.5. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure N_{H_2O} = (3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules à TI + 0.67 h. . 124

5.2 Nombre de grains entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduit le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Pour la loi de vitesse, nous avons supposé v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.4 et pour la distribution de Hanner M_h = 0, 8, 12 et 16. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure N_{H_2O} = (3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules à TI + 0.67 h. 126

5.3 Nombre de grains entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduit le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance, nous avons supposé a_{min} = 0.1 μm et q = 3.7 et pour la loi de vitesse q_v = 0.55 et v_{ref} = 210 m s^{-1}, 230 m s^{-1} et 250 m s^{-1}. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure N_{H_2O} = (3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules à TI + 0.67 h.127

5.4 Nombre de grains entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduit le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance, nous avons supposé a_{min} = 0.1 μm et q = 3.7 et pour la loi de vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.3, 0.4 et 0.5. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure N_{H_2O} = (3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules à TI + 0.67 h. 128

5.5 Nombre de grains entre 0.1–100 μm injectés dans les modèles dense et raréfié qui reproduisent le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance a_{min} = 0.1 μm et q = 3.7 et pour la loi de vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.4. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure N_{H_2O} = (3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules à TI + 0.67 h. 132

5.6 Nombre de grains, pour le 1er et le 2ème cas limite, entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduisent le N_{H_2O} observé dans les observations de DiSanti et al. (2007) et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 560 × 560 km. Nous supposons une distribution en taille en loi de puissance avec a_{min} = 0.1 μm et q = 3.7 et une loi de vitesse avec v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.4. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table permettent d'expliquer la mesure N_{H_2O} à TI + 0.5 h. 134

5.7 Définition des différents jeux de paramètres utilisés. 135

5.8 Nombre de grains, pour le 1er et le 2ème cas limite, entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduisent le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue de 5 × 5 pixels. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure N_{H_2O} = (3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules à TI + 0.67 h. 137

5.9 Les masses totales de poussière obtenues lors de l'étude du continuum, les masses de glace obtenues dans le cas du modèle dense permettant d'expliquer les données *Spitzer* à partir de la sublimation des grains de glace pure pour des tailles < 1 μm, < 10 μm et < 100 μm et le rapport poussière/glace. Les différents jeux de paramètres sont définis dans la table 5.7. 139

Table des figures

1.1 Extrait d'un livre chinois du IVe siècle avant J.C représentant différents types de comètes. 7
1.2 Images des noyaux cométaires observés par des sondes spatiales 10
1.3 Le taux de production en fonction de la distance héliocentrique de la comète Hale-Bopp lors de son apparition entre 1995 et 2001. Crédit : Biver et al. (2002). 11
1.4 Les molécules mères cométaires : abondances minimale (noir) et maximale (rouge) mesurées. Le nombre indiqué à droite est celui de comètes dans lesquelles la molécule a été observée. L'abondance d'une molécule est le rapport de son taux de production à celui de l'eau. Crédit : Bockelée-Morvan et al. (2004). . 12
1.5 Processus physiques de l'activité cométaire. 13
1.6 Orientation des queues cométaires par rapport au Soleil. 13
1.7 La comète Hale-Bopp en 1997. On distingue les deux queues cométaires et la coma. 14
1.8 Représentation des paramètres orbitaux des orbites cométaires. 16
1.9 Vue schématique des différentes étapes de la formation du Système Solaire. . . 18
1.10 Représentaion du Système Solaire actuel. 19
1.11 Résultat de la collision de la comète Shoemaker-Levy 9 avec Jupiter observée par le télescope spatial Hubble. 20
1.12 La désintégration de la comète C/1999 S4 observée par le HST. 21

2.1 La courbe de lumière de la comète 9P/Tempel 1 par combinaison des observations au sol de 1983, 1994 et 2002. Crédit : Meech et al. (2005). 28
2.2 Les taux de production de l'eau, du CN et de la poussière obtenus lors de différentes observations en 1983 et en 1994. Crédit : Lisse et al. (2005b). . . . 29
2.3 Les taux de production de l'eau basés à la fois sur les observations du radical OH à Nançay (carrés) et sur les observations *Odin* de la bande de l'eau à 557 GHz (cercles). La ligne continue correspond au taux de production déduit par un ajustement du χ^2. Crédit : Biver et al. (2007) 31
2.4 Les effets des passages au périhélie sur les couches supérieures du noyau. Crédit : NASA/JPL. 32
2.5 Simulation de la probabilité de toucher la cible par l'impacteur. Crédit : NASA/JPL. 34
2.6 Le système de vol de *Deep Impact*. Crédit : NASA. 35
2.7 L'impacteur de *Deep Impact*. Crédit : NASA. 35
2.8 Les instruments HRI et MRI de *Deep Impact*. Crédit : NASA/JPL. 36
2.9 Les orbites de la Terre, de Tempel 1 et de *Deep Impact* et leurs positions au moment du lancement et au moment de la rencontre. 36
2.10 Noyau de la comète 9P/Tempel 1 avant (gauche) et après (droite) l'impact de *Deep Impact*. Crédit : NASA/JPL-Caltech/UMD. 36

2.11 Une comparaison du noyau de la comète 9P/Tempel 1 centrée sur la zone du cratère au moment de *Deep Impact* (gauche) et au moment de *Stardust* (droite). Crédit : NASA/JPL. 38

2.12 Une comparaison du noyau de la comète 9P/Tempel 1 centrée sur la position du cratère du à l'impact au moment de *Deep Impact* (gauche) et au moment de *Stardust* (droite). Crédit : NASA/JPL. 39

2.13 La comète Hartley 2 observée par EPOXI. Crédit : A'Hearn et al. (2011). . . 39

2.14 Le telescope spatial *Spitzer*. Crédit : NASA/JPL-Caltech/UMD. 41

2.15 Le module IRAC (gauche), le module MIPS (centre) et le module IRS (droite). Crédit : NASA 42

2.16 Les modules SL (gauche) et LL (droite) de IRS sur le détecteur. Crédit : IRS Instrument Handbook 44

2.17 Spectre du noyau et de la coma pour un champ de vue de 5 x 5 pixels centré sur le noyau pour les données de SL1, SL2 et SL3. 45

2.18 Spectre du noyau et de la coma pour un champ de vue de 5 x 5 pixels centré sur le noyau pour les données de SL2. 45

2.19 Spectre de la coma après soustraction de l'émission du noyau pour un champ de vue de 5 x 5 pixels ($9.25'' \times 9.25''$) centré sur le noyau pour les données de SL1, SL2 et SL3. 46

3.1 La bande démission des silicates pour la comète Hale-Bopp (pointillé) et pour la comète P/Halley (trait continu). Chaque spectre a été divisé par un corps noir à la température indiquée sur la figure. Le spectre pour la comète de Halley a été multiplié par 3. Les pics à 10.55 μm, à 11.2 μm et à 11.9 μm sont relatifs aux émissions de pyroxène cristallin et d'olivine cristalline. Le pic à 9.2 μm est dû à l'émission de pyroxène amorphe et celui à 10 μm à l'émission d'olivine amorphe. Crédit : Hanner & Zolensky (2010). 52

3.2 Comparaison des spectres de *Spitzer* de la comète 9P/Tempel 1 avant et après l'impact, du spectre ISO de la comète Hale-Bopp et du spectre ISO de l'étoile HD100546. Crédit : Lisse et al. (2006) 53

3.3 Température de couleur en fonction du temps après l'impact, des poussières de 9P/Tempel 1 déterminée à partir des données *Spitzer* par la méthode analytique pour : l'ensemble de la coma de poussière (coma ambiante et éjectas) (noir) et les éjectas de poussière (blanc). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels centré sur le noyau. 55

3.4 Les spectres des éjectas de poussière de *Spitzer* de la comète 9P/Tempel 1 (noir) pour les temps d'observation entre TI + 0.67 h et TI + 20.5 h. Les courbes rouges montrent les meilleurs ajustements, obtenus par la méthode de Levenberg-Marquardt, du continuum des éjectas de poussière par un corps noir de température T_{col} = 375 ± 5 K, 372 ± 5 K, 365 ± 5 K, 358 ± 5 K, 325 ± 5 K, 308 ± 5 K respectivement à TI + 0.67 h, TI + 1.83 h, TI + 3.6 h, TI + 4.2 h, TI + 10.2 h et TI + 20.5 h. 56

3.5 Température de couleur en fonction du temps après l'impact, des poussières de 9P/Tempel 1 determinée à partir des données *Spitzer* par la méthode d'ajustement par un corps noir pour : l'ensemble de la coma de poussière (coma ambiante et éjectas) (noir) et les éjectas de poussière (blanc). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels centré sur le noyau. 57

3.6 La structure des grains bicouches à gauche et des grains bicouches poreux à droite. Les grains bicouches sont constitués d'un cœur de silicates et d'un manteau de matériau organique réfractaire. Les grains poreux sont des agrégats de grains plus petits. 61

3.7 Lois de distribution en taille. 63

3.8 La température d'équilibre des grains poreux ($D = 2.727$) à $r_h = 1.506$ UA : carbone amorphe pur (trait continu), olivine amorphe pur (trait point point), grain bicouches avec $\alpha = 0.1$ (trait point), 0.5 (trait long) et 0.9 (pointillé). . 64

3.9 La température d'équilibre des grains poreux bicouches ($D = 2.727$) à $r_h = 1.506$ UA : avec cœur de silicate cristallin (rouge) et avec cœur de silicate amorphe (noir) pour $\alpha = 0.1$ (trait continu) et 0.5 (pointillé). 65

3.10 La température d'équilibre à $r_h = 1.506$ UA des grains de carbone amorphe poreux ($D = 2.727$) (trait continu) et des grains de carbone non poreux ($D = 3.0$) (trait-point). 66

3.11 La température d'équilibre des grains de carbone amorphe poreux (D = 2.727) à $r_h = 1.506$ UA (trait continu), 1.563 UA (trait point) et 3 UA (trait long). . 66

3.12 Les χ^2 minimum en fonction de la fraction massique de carbone amorphe avec q variable pour les grains bicouches avec un cœur de pyroxène amorphe (rouge) et avec un cœur d'olivine amorphe (noir). Le spectre analysé est celui des éjectas de poussière à TI + 0.67 h pour une extraction de 5 × 5 pixels centrée sur le noyau. 69

3.13 Résultat du meilleur ajustement pour des grains bicouches avec un manteau de carbone amorphe et un cœur de pyroxène amorphe lorsque $\alpha = 0.4$ (rouge) et un cœur d'olivine amorphe lorsque $\alpha = 0.1$ (vert). Le spectre analysé est celui des éjectas de poussière à TI + 0.67 h pour une extraction de 5 × 5 pixels centrée sur le noyau. 69

3.14 Résultats des meilleurs ajustements des spectres des éjectas obtenus par *Spitzer*, entre TI + 0.67 h et TI + 20.5 h. Les extractions sont de 5 × 5 pixels centrées sur le noyau. Les différentes couleurs correspondent aux deux distributions en taille et aux deux compositions de grains : la distribution en taille en loi de puissance avec des grains de carbone amorphe (vert) et avec des grains bicouches (cyan) et la distribution en taille de type Hanner avec des grains de carbone amorphe (bleu) et avec des grains bicouches (rose). 70

3.15 Courbe d'isocontour de χ^2 obtenus pour les paramètres a_{min} et q de la distribution en taille en loi de puissance dans le cas de grains de carbone amorphe. Le spectre analysé est celui des éjectas de poussière obtenu pour une extraction de 5 × 5 pixels centrée sur le noyau à TI + 0.67 h. L'échelle de couleur du rouge au bleu correspond aux valeurs décroissantes du χ^2. 71

3.16 Représentation de la courbe de χ^2 en fonction du paramètre M_h dans le cas de grains de carbone amorphe avec la distribution en taille de type Hanner. Le spectre analysé est celui des éjectas de poussière obtenu pour une extraction de 5 × 5 pixels centrée sur le noyau à TI + 0.67 h. 71

3.17 Paramètres pour les lois de distribution en taille obtenus par les ajustements du modèle au continuum des éjectas de poussière dans les spectres de *Spitzer*. Nombre 1 = TI + 0.67 h, Nombre 2 = TI + 1.83 h, Nombre 3 = TI + 3.6 h, Nombre 4 = TI + 4.2 h, Nombre 5 = TI + 10.2 h, Nombre 6 = TI + 20.5 h. 73

3.18 Evolution temporelle de la masse des éjectas de poussière (M_d) dans le champ de vue de *Spitzer* centré sur le noyau (5 × 5 pixels). Les masses dans le domaine de taille a_{min}–10 μm (a_{min}–100 μm) sont reliées par des pointillés (respectivement des traits continus). Les différentes couleurs correspondent aux deux distributions en taille et aux deux compositions de grains : la distribution en taille en loi de puissance avec des grains de carbone amorphe lorsque a_{min} est un paramètre libre (vert), lorsque a_{min} = 0.62 μm et avec des grains bicouches (cyan) ; la distribution en taille de type Hanner avec des grains de carbone amorphe (bleu) et avec des grains bicouches (rose). 75

3.19 Vitesse des grains en fonction de leur taille pour la loi de Crifo (1995) (Eq. 3.24) avec $Q_{gaz} = 5.0 \times 10^{27}$ mol s^{-1} (noir) et pour la loi de vitesse (Eq. 3.26) avec v_{ref} = 265 m s^{-1} et a_{ref} = 0.1 μm. Les autres couleurs représentent les différentes pentes q_v de la loi de vitesse : q_v = 0.4 (vert), 0.5 (rouge) et 0.6 (bleu). 79

3.20 Evolution temporelle du Flux thermique à λ = 5.86 μm par rapport au maximum avec la procédure d'intégration de NAG. Les sursauts sont de type porte (noir) et de type gaussien (rouge). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et pour la distribution en taille q = 3.3 et a_{min} = 0.1 μm. 80

3.21 Evolution temporelle du flux thermique à λ = 5.86 μm normalisé par rapport au maximum avec ma propre procédure d'intégration. Les sursauts sont de type gaussien de durée 500 s (noir) et 1000 s (rouge). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et pour la distribution en taille q = 3.3 et a_{min} = 0.1 μm. 81

3.22 Evolution temporelle du flux thermique à λ = 5.86 μm normalisé par rapport au maximum avec la procédure d'intégration NAG (noir) et avec ma propre procédure d'intégration (rouge). Le sursaut est de type gaussien de durée 1000 s. Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. La vitesse des grains est dépendante de la taille. Pour la vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.55 et pour la distribution en taille q = 3.3 et a_{min} = 0.62 μm. 82

3.23 Evolution temporelle du flux thermique à λ = 5.86 μm normalisé par rapport au maximum. Les sursauts sont de type gaussien de durée 1000 s (noir), 3000 s (rouge) et 5000 s (vert). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.55 et pour la distribution en taille q = 3.3 et a_{min} = 0.1 μm. 83

3.24 Evolution temporelle du flux thermique à λ = 5.86 μm normalisé par rapport au maximum. Le sursaut est de type gaussien de durée 1000 s. Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la loi de vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.55 et pour la distribution en taille en loi de puissance a_{min} = 0.1 μm et q = 2.8 (rouge), 3.3 (noir) et 3.8 (vert). 84

3.25 Evolution temporelle du flux thermique à λ = 5.86 μm normalisé par rapport au maximum. Le sursaut est de type gaussien de durée 1000 s. Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la loi de vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.55 et pour la distribution en taille de type Hanner M_h = 8 (rouge), 12 (rouge) et 16 (vert) (correspondant respectivement à a_p = 0.3 μm, 0.4 μm et 0.5 μm). . . . 85

3.26 Evolution temporelle du flux thermique à λ = 5.86 μm normalisé par rapport au maximum. Le sursaut est de type gaussien de durée 1000 s. Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance a_{min} = 0.1 μm et q = 3.3 et pour la loi de vitesse q_v = 0.55 et v_{ref} = 130 m s^{-1} (rouge), 230 m s^{-1} (noir) et 330 m s^{-1} (vert). 86

3.27 Evolution temporelle du flux thermique à $\lambda = 5.86$ μm normalisé par rapport au maximum. Le sursaut est de type gaussien de durée 1000 s. Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance a_{min} = 0.1 μm et q = 3.3 et pour la loi de vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.1 (rouge), 0.55 (noir) et 0.9 (vert). 86

3.28 Evolution temporelle du flux thermique à $\lambda = 5.71$ μm. Le flux a été normalisé à sa valeur à TI + 3.6 h. Les mesures de *Spitzer* sont indiquées par des triangles. Le champ de vue est de 5 × 5 pixels centré sur le noyau. Le sursaut est gaussien de durée 1000 s. Les résultats du modèle obtenus pour les grains de carbone amorphe et pour les grains bicouches sont tracés avec des traits continus et des pointillés, respectivement. Les lignes noires correspondent à la pente de la distribution de vitesse q_v reproduisant au mieux les donnés jusqu'à TI + 10.2 h (Table 3.5), les lignes vertes correspondent à q_v + 0.05 et les lignes rouges à q_v − 0.05. 88

3.29 De même que pour la figure 3.28 mais pour le flux thermique à $\lambda = 12.5$ μm. 88

3.30 Spectres synthétiques des éjectas en supposant un champ de vue de 5 × 5 pixels (noir) et le meilleur ajustement (rouge) obtenu pour des grains de carbone amorphe et la loi de distribution en taille de type Hanner. 90

3.31 Paramètres théoriques pour les lois de distribution en taille obtenus par les ajustements du modèle au continuum des éjectas de poussière. Nombre 1 = TI + 0.67 h, Nombre 2 = TI + 1.83 h, Nombre 3 = TI + 3.6 h, Nombre 4 = TI + 4.2 h, Nombre 5 = TI + 10.2 h, Nombre 6 = TI + 20.5 h. 91

3.32 La température de couleur théorique obtenue par la méthode d'ajustement des spectres synthétiques des éjectas de poussière par un corps noir. 91

3.33 Spectres synthétiques obtenus avec le modèle dépendant du temps pour le cas du carbone amorphe (pointillé) et de la glace d'eau (trait-point). 92

4.1 Spectre synthétique de la bande d'émission ν_2 de l'eau avec une grande résolution spectrale de 0.0044 μm avec l'intensité divisée par 5 et avec la résolution spectrale de 0.065 μm correspondant au mode SL2 du spectromètre IRS à bord de *Spitzer*. Les transitions ortho et para sont indiquées en haut de la figure. Crédit : Woodward et al. (2007). 95

4.2 Diagramme de fluorescence des premiers niveaux de vibration de la molécule d'eau avec les taux de transition en s^{-1}. Les niveaux de vibration ν_1, ν_2 et ν_3 correspondent respectivement aux notations 100, 010 et 001. La notation 110 représente le niveau de vibration $\nu_1 + \nu_2$. Crédit : Bockelée-Morvan & Crovisier (1989) 98

4.3 Ajustement du continuum par un polynôme de degré 4 (gauche) et spectre résiduel montrant la bande d'émission ν_2 de l'eau (droite) dans le cas d'un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* centré sur le noyau. 99

4.4 Distribution du nombre de molécules d'eau le long de la fente de IRS(moyennée sur les deux temps TI - 41.3 h et TI - 22. 9 h). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels pour chaque point. 100

4.5 Evolution temporelle après l'impact du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* centré sur le noyau. 101

4.6 Evolution de la densité n d'H_2O en fonction de la distance au noyau r (noir) à r_h = 1 UA avec v_{exp} = 0.75 km s^{-1} et Q = 5.0 × 10^{27} molécules s^{-1} et la longueur d'échelle L_{H_2O} (rouge). 103

4.7 Distribution spatiale du nombre de molécules d'eau (moyenné sur les deux temps TI - 41.3 h et TI - 22. 9 h) le long de la fente pour un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* (noir) et le modèle avec Q_{pre} = 4.70 × 10^{27} molécules s^{-1} (rouge). 104

4.8 Evolution temporelle du nombre de molécules d'eau normalisé au maximum dans le champ de vue de 5 × 5 pixels pour un sursaut de durée t_{burst} = 1000 s (noir), un sursaut de durée t_{burst} = 5000 s (rouge), un sursaut de durée t_{burst} = 10000 s (vert) et un sursaut de durée t_{burst} = 50000 s (bleu). 106

4.9 Nombre de molécules d'eau déduit des observations (triangle) pour un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* centré sur le noyau (soit 4840 × 4840 km). Est aussi tracé le nombre de molécules d'eau obtenu pour un sursaut de courte durée t_{burst} = 500 s (trait-point), un sursaut de longue durée t_{burst} = 70000 s (trait long) et une combinaison linéaire (trait continu). 107

4.10 Représentation de l'alignement de la fente lors des observations. L'axe X est défini le long de la fente et l'axe Y est défini suivant la largeur de la fente. Le cube central correspond au champ de vue de 5 × 5 pixel de *Spitzer* centré sur le noyau. Les cubes à droite et à gauche du pixel central correspondent respectivement à des décalages de + 5 pixels, + 10 pixels, - 5 pixels et - 10 pixels par rapport à la position du noyau. 108

4.11 Nombre de molécules d'eau total pour un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer*, à TI + 0.67 h (rouge), à TI + 3.6 h (vert), à TI + 10.2 h (rose) et pour la moyenne des deux temps avant l'impact (noir). 109

5.1 Les données pour la comète Hale-Bopp comparées à des spectres synthétiques de réflectance calculée pour des grains de glace d'eau de diamètre 1 μm (trait), 5 μm (pointillé) et 10 μm (trait continu). Crédit : Davies et al. (1997) 114

5.2 La région 40–90 μm modélisée par des grains de glace d'eau de diamètre 15 μm (trait continu), 7 μm (trait) et 30 μm (pointillé). Les trois courbes en bas de la figure correspondent à la contribution de la glace et les trois courbes en haut de la figure montrent l'ajustement aux données *ISO* de la comète Hale-Bopp. Crédit : Lellouch et al. (1998). 114

5.3 Cartes et spectres, obtenus à partir des instruments à bord de la sonde *Deep Impact*, des zones riches en glace par rapport aux régions pauvres en glace du noyau de la comète 9P/Tempel 1. A et B sont obtenus avec les données dans le visible de HRI, C et D avec les données dans le visible de MRI et E et F avec les données dans l'infrarouge de IR. Trois régions riches en glace (bleu clair) ont été localisées près des régions localement froides avec respectivement des températures d'environ 285, 290 et 295 K. Crédit : Sunshine et al. (2006). . . 115

5.4 Spectre obtenu avec le spectromètre infrarouge IR à bord de la sonde *Deep Impact* (trait continu noir) et exemple d'ajustement par un modèle du flux solaire (pointillé), par un continuum thermique (trait) et par la somme de la contribution du flux solaire et du continuum thermique (trait continu gris). La comparaison de la somme de la contribution du flux solaire et du continuum thermique (trait continu gris) avec les donnés (trait continu noir) montrent clairement une absorption à 3 μm due à la glace d'eau. Crédit : Sunshine et al. (2007) 116

5.5 Pression de vapeur saturante pour l'eau en fonction de la température. La courbe en trait continu est la formule de Clausius Clapeyron définie par Lichtenegger & Komle (1991), la ligne trait-point-point est la formule définie par Kelley (1935), et les autres lignes superposées sont les formules définies par Washburn (1928), Fanale & Salvail (1984) et Lamy (1974). 119

5.6 Représentation schématique des grains glacés d'eau pure, bicouches et tricouches. La glace d'eau est en gris, le carbone amorphe en bleu et l'olivine amorphe en violet. 119

5.7 La température des grains en fonction du rayon pour la glace d'eau pure (noir), pour les grains bicouches glacés avec l'olivine dans le cœur (rouge) et avec le carbone dans le cœur (vert) et pour les grains tricouches glacés (bleu). Les fractions massiques de glace d'eau pure dans le manteau pour les grains bicouches glacés et les grains tricouches glacés sont de 98% (trait-point-point), 95% (trait long) et 90% (pointillé). 120

5.8 La durée de vie des grains en fonction du rayon pour la glace d'eau pure (noir), pour les grains bicouches glacés avec l'olivine dans le cœur (rouge) et avec le carbone dans le cœur (vert) et pour les grains tricouches glacé (bleu). Les fractions massiques de glace d'eau pure dans le manteau pour les grains bicouches glacés sont de 98% (trait-point-point) et 95% (trait long). Les fractions massiques de glace d'eau pure dans le manteau pour les grains tricouches glacés sont de 95% (trait long) et 90% (pointillé). 121

5.9 Schéma du modèle dense. Le noyau cométaire est représenté par le demi-cercle noir, le grain de poussière qui émet des molécules d'eau par le petit cercle noir. Les flèches correspondent au flux de gaz. Nous supposons que les collisions entre les molécules d'eau produites par les grains et le flux de gaz ambiant sont importantes. 123

5.10 Schéma du modèle raréfié. Le noyau cométaire est représenté par le demi-cercle noir, le grain de poussière qui émet des molécules d'eau par le petit cercle noir. Les flèches correspondent au flux de gaz. Nous supposons que les collisions entre les molécules d'eau produites par les grains et le flux de gaz ambiant sont négligeables. 123

5.11 Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ($(3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules). Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Les résultats sont obtenus pour le modèle dense avec pour la loi de vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.4$ et pour la distribution en taille en loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.5$ (rouge), 3.7 (vert), 3.9 (bleu) et 4.5 (rose). 124

5.12 Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ($(3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules). Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Les résultats sont obtenus pour le modèle dense avec pour la loi de vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.4$ et pour la distribution de Hanner $M_h = 0$ (rouge), 8 (vert), 12 (bleu) et 16 (rose) (correspondant respectivement à $a_p = 0.1$ μm, 0.3 μm, 0.4 μm et 0.5 μm). 125

5.13 Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ($(3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules). Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Les résultats sont obtenus pour le modèle dense avec pour la distribution en taille en loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$ et pour la loi de vitesse $q_v = 0.55$ et $v_{ref} = 210$ m s^{-1} (rouge), 230 m s^{-1} (vert) et 250 m s^{-1} (bleu). 126

5.14 Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ($(3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules). Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Les résultats sont obtenus pour le modèle dense avec pour la distribution en taille en loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$ et pour la loi de vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.3$ (rouge), 0.4 (vert) et 0.5 (bleu). 127

5.15 La durée de vie des grains en fonction du rayon pour la glace d'eau pure (noir), pour les grains bicouches glacés avec l'olivine dans le cœur (rouge) et avec le carbone dans le cœur (vert) et pour les grains tricouches glacé (bleu). Le temps nécessaire aux grains en fonction de leur taille pour quitter le champ de vue est en rose. 128

5.16 Le nombre de molécules d'eau en fonction du temps entre 0.1 - 100 μm (noir), 0.1 - 1 μm (rouge), 1 - 10 μm (vert), 70 - 100 μm (bleu). Pour la loi vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et $q_v = 0.4$ et pour la distribution en taille une loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$. Les résultats sont ajustés de façon à ce que la valeur maximale des modèles reproduise la valeur observée à TI + 0.67 h lorsque le domaine de taille 0.1–100 μm est considéré. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. 129

5.17 Le nombre de molécules d'eau en fonction du temps produit par des grains de glace pure entre 0.1–100 μm (noir), 0.1–1 μm (rouge), 0.1–0.2 μm (violet), 0.4–0.5 μm (orange), 0.6–0.7 μm (cyan), 1–10 μm (vert), 70–100 μm (bleu). Pour la loi vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et $q_v = 0.4$ et pour la distribution en taille une loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$. Les résultats sont ajustés de façon à ce que la valeur maximale des modèles reproduise la valeur observée à TI + 0.67 h lorsque le domaine de taille 0.1–100 μm est considéré. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. 130

5.18 Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ($(3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules). Les données sont indiquées par des triangles. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$ et pour la loi de vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.4$. Les calculs ont été effectués dans l'approximation dense (noir) et raréfié (rouge) et pour des grains de glace d'eau pure (trait continu), des grains tricouches glacés avec $\alpha_{ice} = 0.9$ (trait-point-point) et des grains bicouches glacés avec un cœur d'olivine amorphe et α_{ice} = 0.98 (trait long). 132

5.19 Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} ajustés à la valeur observée à TI + 0.5 h (DiSanti et al. 2007). Les données sont indiquées par des triangles. Le champ de vue est de 560 x 560 km. Pour la loi vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et $q_v = 0.4$ et pour la distribution en taille une loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$. Les courbes rouges et noires correspondent respectivement au 1er et au 2ème cas limite. Les calculs ont été faits pour des grains de glace pure (trait continu), bicouches glacés (Ol) (trait long) et tricouches glacés (trait-point-point). . . . 134

5.20 Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ($(3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules). Les données sont indiquées par des triangles. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Les courbes rouges et noires correspondent respectivement au 1er et au 2ème cas limite. Les calculs ont été faits pour des grains de glace pure (trait continu), bicouches glacés (Ol) (trait long), bicouches glacés (C) (trait point) et tricouches glacés (trait-point-point. 136

5.21 Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés à la valeur maximale des données de *Spitzer* observée à TI + 0.67 h ((3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules). Les données de DiSanti et al. (2007) sont indiquées par des triangles. Le champ de vue est de 560 × 560 km. Les courbes rouges et noires correspondent respectivement au 1er et au 2ème cas limite. Les calculs ont été faits pour des grains de glace pure (trait continu), bicouches glacés (Ol) (trait long), bicouches glacés (C) (trait point) et tricouches glacés (trait-point-point). 138
5.22 Vue d'artiste de l'atterrisseur Philae sur le noyau de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko. 146

Introduction

L'étude des processus de formation du Système Solaire bénéficie d'un contexte actuel extrêmement favorable grâce à l'exploration spatiale des petits corps (astéroïdes, comètes, objets trans-neptuniens,...), mais aussi grâce aux simulations numériques de leurs processus de formation et d'évolution dynamique. Le scénario standard de formation du Système Solaire suggère que les planètes se sont formées par collisions et accrétion de planétésimaux. Ces derniers sont issus de l'accrétion de poussières présentes initialement dans le disque protoplanétaire. Les comètes, astéroïdes et objets trans-neptuniens sont aujourd'hui les résidus des planétésimaux qui ne se sont pas accrétés pour former des planètes. La distinction entre ces différentes populations de petits corps vient historiquement de leur distance héliocentrique. Nous pensons que les réservoirs principaux des comètes sont la ceinture de Kuiper et le nuage de Oort. Leur éloignement au Soleil suggère des températures très basses qui ont permis aux glaces, présentes dans ces régions, de ne pas se sublimer sous l'effet du rayonnement solaire. De récentes théories (modèle de Nice) suggèrent cependant de grands processus de migrations des petits corps dans le disque protoplanétaire suite aux résonnances entre les planètes géantes. Ainsi, certains astéroïdes posséderaient toujours de la glace et la distinction entre astéroïdes et comètes n'est pas aussi évidente qu'il n'y parait. Quoi qu'il en soit, la très basse température des régions de formation des comètes indique qu'elles ont été très peu altérées au cours des 4.5 derniers milliards d'années. A ce titre, elles représentent les témoins physico-chimiques les plus primitifs de la formation du Système Solaire.

Les comètes, lorsqu'elles s'approchent du Soleil et que les glaces se subliment (libérant du gaz et des poussières dans l'espace interplanétaire) sont des corps relativement brillants qui peuvent être observés à l'œil nu. Dans l'Antiquité, les savants ne comprenaient pas leur apparition ni leur évolution et elles ont été associées à de mauvais présages. Au XVIIIe siècle, Edmond Halley, remarqua le passage successif d'une comète (1P/Halley) et fit la prédiction de son retour. La science cométaire, avec la question de la nature physique de ces corps et la certitude qu'ils sont bien des objets célestes, vit le jour à ce moment là. En 1950, Fred Whipple répond partiellement à la question de leur composition avec le modèle de la "boule de neige sale". En effet, il considère les comètes comme des corps de quelques kilomètres composés majoritairement d'un mélange de glace d'eau et de poussière. Mais cette question reste cependant ouverte puisque les noyaux cométaires sont difficilement observables depuis le sol lorsqu'ils sont inactifs. En 1986 la question de la nature physique des comètes fait une grande avancée avec l'obtention de la première image d'un noyau cométaire (1P/Halley) grâce à l'exploration spatiale. A ce jour cinq noyaux cométaires ont été observés. Cependant ces observations ne sondent que les surfaces qui ont pu être altérées par les rayonnements solaires et cosmiques et appauvries en volatils par les passages répétés près du Soleil.

Il y a seulement quelques années, il était totalement illusoire d'imaginer que l'on pouvait sonder les propriétés physiques et chimiques du noyau interne d'une comète, car seule la surface était visible. Pourtant, en 2005, la sonde spatiale américaine *Deep Impact* a permis de relever ce défi en larguant à la surface du noyau de la comète 9P/Tempel 1 un impacteur

pour excaver la matière située sous la surface. C'est l'unique mission à ce jour à avoir impacté un noyau cométaire et donc à avoir révélé la nature des couches plus profondes qui sont non altérées. En 2014, c'est l'atterrisseur largué par la sonde spatiale Européenne *Rosetta*, qui va se poser à la surface de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko. Cette thèse, qui se place dans le contexte de ces deux missions majeures de l'étude des comètes, présente une étude des propriétés physiques des éjectas issus de la mission *Deep Impact*.

Lors de son choix comme cible de la mission *Deep Impact*, la comète 9P/Tempel 1 était relativement mal connue. La comète 9P/Tempel 1 a été découverte le 3 Avril 1867 à Marseille par Ernst Wilhelm Leberecht Tempel. Suite à des perturbations gravitationnelles avec Jupiter en 1981, la comète 9P/Tempel 1 fut perdue pendant presque un siècle. Dans les années 1950, les approches successives de la comète près de Jupiter ont réduit son périhélie et sa période orbitale. Elle fut retrouvée en 1972 par Roemer et L.M. Vaughn à l'observatoire Steward. Sa période orbitale étant de 5.5 ans, elle fut observée à chaque retour prévu en 1983, 1989, 1994, 2000, 2005, 2011. Les observations de 1983 et 1994 depuis le sol ont beaucoup été exploitées lorsque la comète Tempel fut choisie comme cible de la mission *Deep Impact* et ont permis de mieux connaitre sa coma de gaz et de poussières. Puis en 2005 une campagne d'observation de contexte, aidant au développement technique de la mission et à l'interprétation des données, a permis de récolter de nombreuses informations sur les propriétés du noyau et sur la composition de la coma. La rencontre de *Deep Impact* avec le noyau de la comète 9P/Tempel 1 le 4 Juillet 2005 a fait l'objet de nombreuses observations dans le visible, l'infrarouge et le millimétrique au sol et dans l'espace permettant de mieux contraindre les propriétés et la composition du noyau, de la coma de gaz et de la coma de poussière.

L'objectif de cette thèse est de contraindre la quantité de glace, de poussières et de gaz présents dans le noyau. Pour cela, j'ai exploité les données spectroscopiques obtenues par le télescope spatial *Spitzer* lors de l'impact entre *Deep Impact* et la comète 9P/Tempel 1. Les spectres infrarouges de *Spitzer* permettent l'étude de l'évolution temporelle de l'émission de fluorescence de la bande de vibration ν_2 de l'eau à 6.4 μm et de l'émission thermique de la poussière. L'interprétation de ces spectres a nécessité un travail important de modélisation et a permis de contraindre le rapport de masse entre la poussière et la glace d'eau dans des couches plus profondes du noyau. Ce rapport est un des paramètres clés pour comprendre la composition initiale de ces petits corps, et donc la fraction de poussière ou de glace dans la nébuleuse protosolaire.

Le chapitre 1 présente l'état de nos connaissances sur les comètes à travers leurs principales caractéristiques physiques et orbitales. Je reviens sur leur histoire ainsi que sur leur formation, leur évolution et leur intérêt dans la compréhension de la formation du Système Solaire.

Le chapitre 2 donne un aperçu des connaissances acquises sur la comète 9P/Tempel 1 avant la mission *Deep Impact*. Une description des objectifs scientifiques et techniques de la mission ainsi que son déroulement sont ensuite présentés et je résume les principaux résultats obtenus. Enfin je présente les instruments à bord du télescope spatiale *Spitzer* et les données d'observations obtenues en Juillet 2005.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude de l'évolution temporelle des éjectas de poussière, suite à l'impact. Un modèle d'émission thermique a été développé pour deux lois de distribution en taille et différents types de grains. Ce modèle permet de contraindre les paramètres des lois de distribution en taille qui modélisent au mieux le continuum du aux poussières dans les

spectres acquis par *Spitzer*. Il permet donc d'étudier l'évolution temporelle de la distribution en taille des poussières présentes dans le champ de vue et de déterminer la masse des poussières présentes dans les éjectas.
Un modèle dépendant du temps a également été développé dans le but d'étudier l'évolution temporelle de l'émission thermique des poussières dans le champ de vue et de déterminer la distribution en vitesse des grains de poussière. Ce modèle temporel permet aussi de calculer l'évolution temporelle théorique des paramètres des lois de distribution en taille qui sera comparée aux résultats d'observations.

Le chapitre 4 présente une analyse de l'évolution temporelle de la quantité d'eau produite par l'impact. La distribution spatiale de l'eau avant l'impact a été étudiée afin de déterminer le taux de production de la comète 9P/Tempel 1 avant l'impact.
Un modèle dépendant du temps a été développé pour analyser l'évolution temporelle du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue de *Spitzer*. Ce modèle simule l'expansion d'un nuage de molécules d'eau pour différentes durées de production de molécules que l'on suppose provenir de la coma très proche du noyau. Ce modèle permet de déduire la quantité d'eau éjectée par l'impact.

Le chapitre 5, analyse la source des molécules d'eau dans la coma puisque l'énergie délivrée par l'impact est insuffisante pour vaporiser l'eau observée. L'analyse des observations de la vapeur d'eau sera faite avec un modèle de sublimation pour différentes compositions de grains glacés. Ce modèle permet de déterminer la contribution de chaque type de grains glacés à la production de vapeur d'eau observée par *Spitzer* et d'en déduire la masse de glace.
L'expansion des molécules d'eau, issues de la sublimation des grains glacés, dans le flux de gaz ambiant est modélisée à travers deux approches : un milieu dense et un milieu raréfié.

La dernière partie de ce manuscrit est consacrée à la discussion des résultats obtenus ainsi qu'aux perspectives futures.

CHAPITRE 1
Les comètes. Présentation générale

Les comètes, observées depuis l'Antiquité, sont des objets primitifs et des témoins de ce qu'était le Système Solaire au moment de sa formation d'où l'importance de leur étude.

Dans ce chapitre nous allons donner un aperçu des croyances sur les comètes pendant l'antiquité jusqu'aux connaissances plus scientifiques au XXe siècle. Puis nous ferons une présentation générale de leurs principales caractéristiques à la fois physiques et orbitales. Nous expliquerons ensuite leur formation, leur évolution et leur intérêt dans la compréhension de la formation du Système Solaire. Et enfin nous donnerons un aperçu des méthodes actuelles d'observation des comètes en expliquant leurs intérêts scientifiques et nous évoquerons le futur de la science cométaire à travers la description des projets en cours.

Sommaire

1.1 Des croyances à la science 7
1.1.1 La conception antique 7
1.1.2 Le début de la science cométaire 7
1.2 Description des comètes 9
1.2.1 Le noyau 9
1.2.2 La coma ou la chevelure 9
1.2.3 Les queues 12
1.3 Le nom et la trajectoire des comètes 15
1.3.1 La nomenclature 15
1.3.2 L'orbite 15
1.4 La formation et l'évolution 17
1.4.1 La formation du système solaire 17
1.4.2 La formation des comètes 17
1.4.3 L'évolution des comètes 19
1.4.4 L'intérêt de l'étude des comètes 21
1.5 La science cométaire 22
1.5.1 Les observations cométaires à distance 22
1.5.2 Le futur de la science cométaire 23

1.1 Des croyances à la science

1.1.1 La conception antique

Les comètes sont des objets célestes particuliers puisque leur passage est caractérisé par un phénomène éphémère et changeant. En raison de leur aspect spectaculaire, les grecs les ont nommées *komêtês*, c'est à dire des astres chevelus.

Les comètes sont observées depuis longtemps puisque les plus anciennes traces d'observations remontent au IV^{e} siècle avant J.C dans un livre de soie chinois qui a été exhumé d'une ancienne tombe de la dynastie Han. Ce livre (Fig. 1.1) présente les prédictions associées à 29 comètes. En effet les comètes ont longtemps été considérées comme des porteuses des messages funestes comme les morts de Jules César, d'Attila, de Mahomet ou d'Henri IV.

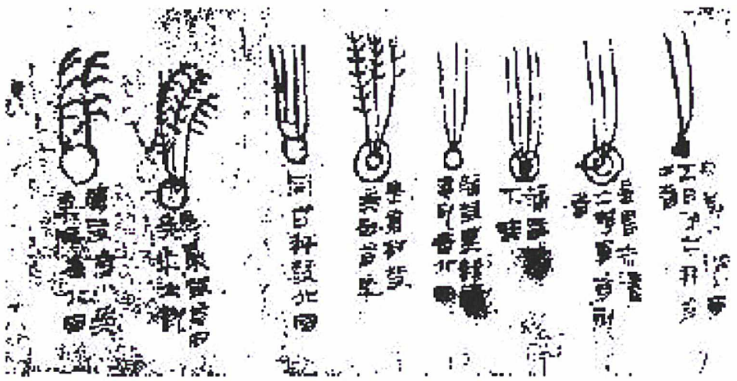


Fig. 1.1 – Extrait d'un livre chinois du IVe siècle avant J.C représentant différents types de comètes.

D'après Aristote (384-322 avant J.C), la Terre était au centre de l'Univers et les astres lui tournaient autour hormis ceux au delà de la Lune qui étaient fixes. Il lui paraissait que les comètes ne pouvaient faire partie de cet Univers et que donc les comètes étaient des phénomènes atmosphériques.

1.1.2 Le début de la science cométaire

En 1457, Tycho Brahé, révolutionne la science astronomique et la conception de l'Univers. Par des mesures de parallaxe, il montre que les comètes se situent quatre fois plus loin de la Terre que la Lune et que donc il ne peut pas s'agir de phénomènes atmosphériques. Cependant l'énigme du mouvement des comètes n'est toujours pas résolue.

Grâce, au XVIIe siècle, à la théorie de l'attraction universelle de Isaac Newton et aux lois de Kepler qui régissent le mouvement des planètes autour du Soleil (et non autour de la terre d'après Copernic), Edmund Halley affirme que les comètes sont des objets du Système Solaire et prédit le passage d'une comète en 1758 par le calcul de sa périodicité de 76 ans. La concrétisation du passage de cette comète, qui portera par la suite le nom de comète de Halley, prouve la véracité que les comètes sont bien des objets célestes. L'étude des comètes et plus particulièrement le calcul de leurs orbites a donc vu le jour à ce moment là.

Au XIXe siècle, la nature physique des comètes commence à intéresser les scientifiques. Bessel est le premier à établir un lien entre les queues cométaires et le Soleil. Arago décou-

vre que la lumière provenant des comètes est polarisée et donc qu'il observe les rayons du Soleil réfléchis sur la comète. En 1860, Donati et Huggins réalisent les premières observations spectrales des comètes C/1864 N1 (Tempel) et 55P/1965 Y1 (Tempel-Tuttle), respectivement.

Le XXe est marqué par l'intérêt de la nature physique des comètes par les astronomes et l'apparition d'un modèle de comète encore actuel à ce jour. En effet en 1950, Fred Whipple, compare les noyaux cométaires à des "boules de neige sales". Selon lui les comètes sont faites d'un noyau solide principalement constitué de glace d'eau et de poussières. Ce modèle a été confirmé par l'exploration *in situ* de la comète de Halley par les sondes *VEGA* et *Giotto* en 1986. L'exploration spatiale de la comète de Halley a engendré d'importantes avancées dans la recherche cométaire grâce à la première image d'un noyau cométaire.

1.2 Description des comètes

Les comètes sont des petits corps glacés du Système Solaire qui évoluent sur des orbites très excentriques. Quand elles passent à proximité du Soleil, les glaces sont chauffées jusqu'à se sublimer. Le noyau de la comète se trouve alors entouré d'une atmosphère appelée coma ou chevelure (de l'ordre de centaines de milliers de kilomètres), composée des produits de la sublimation et de poussières entraînées lors du dégazage. Les comètes présentent aussi trois queues cométaires. Nous allons donc donner un aperçu de ce que l'on sait sur les atmosphères cométaires et sur les noyaux à partir d'observations à distance ou *in situ*.

1.2.1 Le noyau

Les noyaux cométaires sont trop petits pour pouvoir être résolus par l'observation à distance. De plus, il est nécessaire d'étudier les noyaux cométaires lorsqu'ils sont inactifs, c'est à dire quand ils sont très éloignés et très peu brillants, pour ne pas qu'ils soient noyés dans la chevelure brillante. A ce jour, seuls cinq noyaux cométaires ont pu être directement imagés par les sondes spatiales qui les ont survolés (Fig. 1.2) : la comète 1P/Halley par les sondes *VEGA* et *Giotto* en mars 1986, la comète 19P/Borrelly par la sonde *Deep Space 1* en septembre 2001 (Keller et al. 2004), la comète 81P/Wild 2 par la sonde *Stardust* en janvier 2004, la comète 9P/Tempel 1 par la sonde *Deep Impact* en juillet 2005 (A'Hearn et al. 2005b) et la comète 103P/Hartley 2 par la sonde *EPOXI* (nouveau nom de *Deep Impact*) en novembre 2010 (A'Hearn et al. 2011).

Les noyaux cométaires sont des agglomérats de grains de glaces et de poussières. Les poussières du noyau sont composées de particules réfractaires (silicates amorphes et cristallins), de molécules organiques réfractaires et de particules carbonées. L'eau est le composant principal de la glace, mais on y trouve d'autres espèces volatiles condensées ou piégées dans les glaces. Les molécules présentes dans le noyau, les molécules mères, sont libérées dans la coma quand les glaces se subliment. La taille des noyaux cométaires est de l'ordre du kilomètre. Le plus gros noyau connu à ce jour est celui de la comète Hale-Bopp de 30-40 km (Fernández 2000). Dans les rares cas où elle est connue, leur forme est irrégulière et allongée (comme c'est le cas pour les petits astéroïdes).

Les noyaux cométaires sont les objets les plus sombres du système solaire et ne réfléchissent que 3 à 4 % de la lumière qu'ils reçoivent (Lamy et al. 2004). Cela peut s'expliquer par la présence d'une couche très sombre de molécules organiques solides qui recouvre la surface.

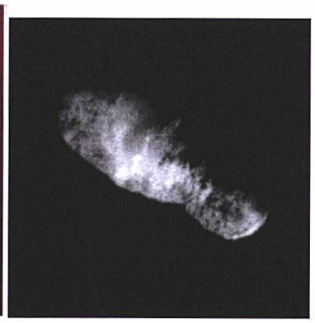
Les masses et les densités des noyaux cométaires sont très difficiles à évaluer. Cependant, en se basant sur les perturbations des orbites cométaires induites par les jets de gaz issus du noyau, nous obtenons des densités entre 0.25 à 1.2 g cm^{-3} (Weissman et al. 2004). En conséquence le noyau cométaire doit être très poreux. Ce résultat s'explique par le mécanisme de formation des noyaux cométaires, à savoir par agglomération, et par leur faible gravité qui était insuffisante pour les compacter. Leur faible densité et leur faible cohésion interne font des noyaux cométaires des éléments très fragiles qui peuvent se fragmenter ou même se désintégrer.

1.2.2 La coma ou la chevelure

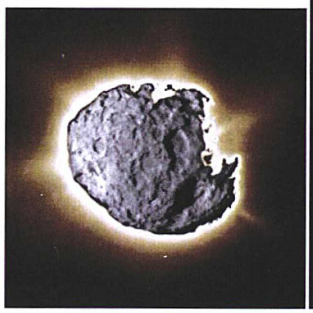
La coma cométaire est composée de tout ce qui s'échappe du noyau sous l'effet de la sublimation des glaces. Cette sublimation des glaces dépend fortement de la température du noyau et donc de la distance héliocentrique (r_h) de la comète (Fig. 1.3, Biver et al. (2002)).



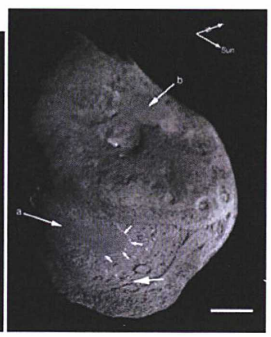
(a) comète 1P/Halley vue par *Giotto* en 1986



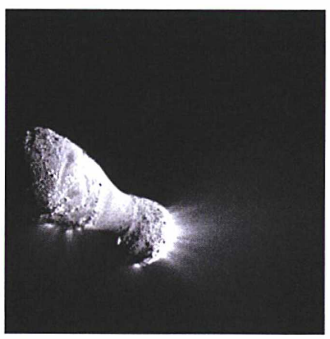
(b) comète 19P/Borrelly vue par *Deep Space 1* en 2001



(c) comète Wild 2 vue par *Stardust* en 2004



(d) comète 9P/Tempel 1 vue par *Deep Impact* en 2005



(e) comète 103P/Hartley 2 vue par *EPOXI* en 2010

FIG. 1.2 – Images des noyaux cométaires observés par des sondes spatiales

Cependant, lorsque les comètes se rapprochent du Soleil, les composés volatiles (CO_2, CO) commencent à se sublimer. Puis à une température plus élevée, la sublimation de l'eau débute et devient le composant principal de la coma. La coma est en général asymétrique puisque la sublimation a lieu essentiellement du côté éclairé du noyau. Comme nous le voyons figure 1.4, dans l'atmosphère cométaire on trouve en majorité de l'eau, mais aussi des éléments volatils comme CO_2, CO, HCN, CH_3OH, CS_2, H_2S et des molécules carbonées complexes en deça de 3 UA (Bockelée-Morvan et al. 2004).

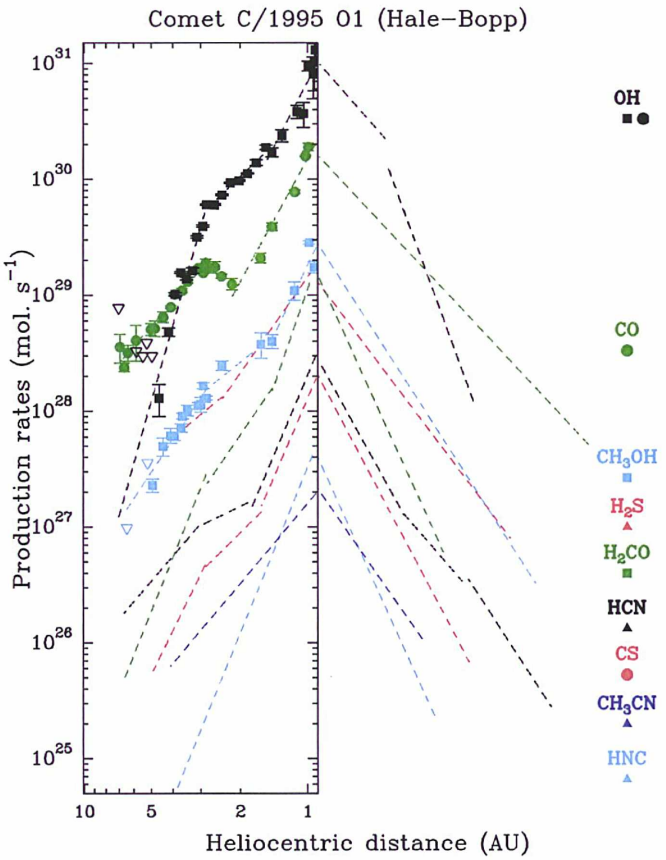


Fig. 1.3 – Le taux de production en fonction de la distance héliocentrique de la comète Hale-Bopp lors de son apparition entre 1995 et 2001. Crédit : Biver et al. (2002).

Dans la coma les molécules ont une durée de vie limitée car le rayonnement solaire les photoionise ou photodissocie créant des ions (H_2O^+, CO^+), des radicaux (OH, SO, CS), des atomes (O, H) ou d'autres espèces chimiques (CO). Ces espèces, les molécules filles, ne sont donc pas issues du noyau. La figure 1.5 schématise une atmosphère cométaire avec ces éléments et les processus présents.

La composition de la poussière cométaire a été obtenue grâce à des mesures *in situ* avec la sonde *Giotto* et les deux sondes soviétiques *Vega* qui ont révélé qu'une fraction importante des grains cométaires était riche en atomes d'hydrogène, carbone, oxygène et azote (les grains "CHON") (Kissel et al. 1986, Flynn et al. 2006). Cependant des retours d'échantillons ont été possibles durant la mission *Stardust*. L'analyse des observations de *Stardust* (Brownlee

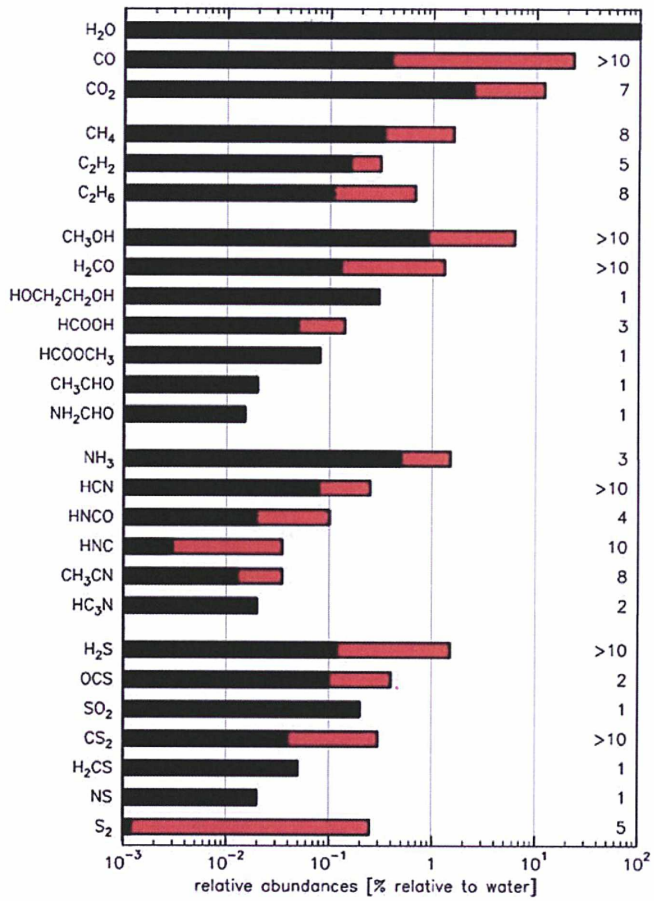


Fig. 1.4 – Les molécules mères cométaires : abondances minimale (noir) et maximale (rouge) mesurées. Le nombre indiqué à droite est celui de comètes dans lesquelles la molécule a été observée. L'abondance d'une molécule est le rapport de son taux de production à celui de l'eau. Crédit : Bockelée-Morvan et al. (2004).

et al. 2006, Zolensky et al. 2006) a aussi révélé la présence abondante de silicates sous forme amorphe et cristalline (olivine et pyroxène). Des informations sur la chimie et la minéralogie de la composition des grains cométaires ont aussi été obtenues à partir d'observations spectrales (Hanner & Bradley 2004) où des petits grains de silicates ont été détectés dans la coma autour de 10 μm.

1.2.3 Les queues

Sous l'influence de la pression de radiation solaire, les poussières, en s'éloignant du noyau, créent une queue courbe qui réfléchit la lumière du Soleil. Cette queue est large, de couleur jaunâtre, incurvée et peut s'étendre sur plus de 10 millions de km (Fig. 1.6). Les ions de la coma, quant à eux, interagissent avec les particules énergétiques chargées du vent solaire et émettent un rayonnement de fluorescence. Ils forment la queue ionique de la comète. Cette queue d'ions est étroite, de couleur bleue, rectiligne, toujours orientée dans la direction anti solaire et peut mesurer jusqu'à 100 millions de km (Fig. 1.6).

Les observations de la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp Fig. 1.7) permettent de distinguer nettement les queues de poussières et de plasma ainsi que la coma, qui représente la partie

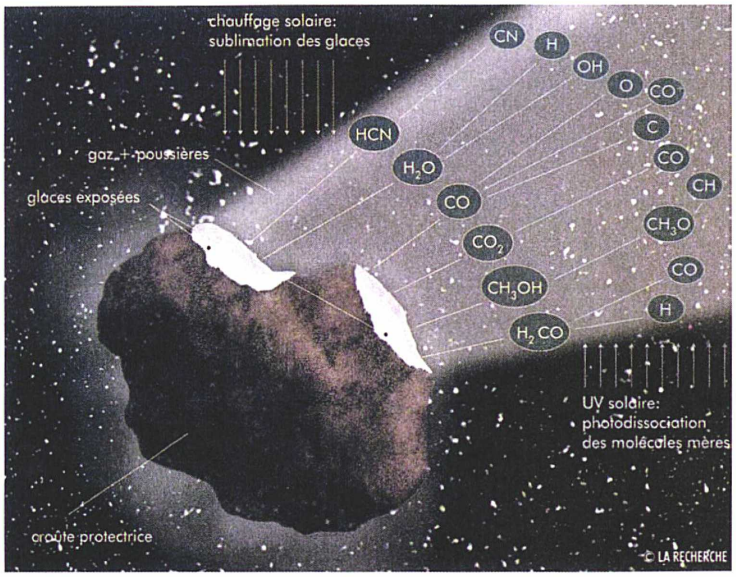


FIG. 1.5 – Processus physiques de l'activité cométaire.

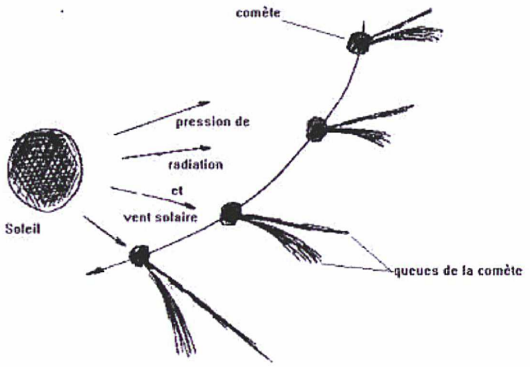


FIG. 1.6 – Orientation des queues cométaires par rapport au Soleil.

très brillante autour du noyau. De plus, pour la première fois les observations de la comète Hale-Bopp, ont montré l'existence d'une possible troisième queue cométaire due à la pression de radiation qui affecte les atomes de Sodium (Cremonese et al. 1997). En Janvier 2007, Fulle et al. (2007) ont découvert, grâce aux observations de la comète C/2006 P1 (McNaught) une nouvelle queue composée d'atomes de fer.

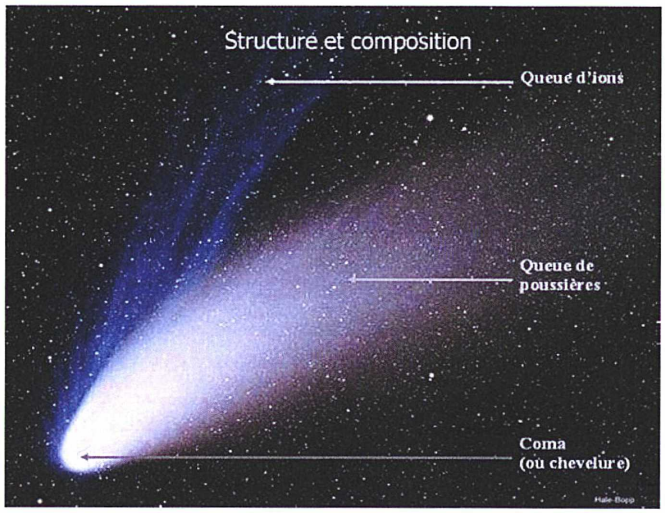


FIG. 1.7 – La comète Hale-Bopp en 1997. On distingue les deux queues cométaires et la coma.

1.3 Le nom et la trajectoire des comètes

1.3.1 La nomenclature

En 1995, l'Union Astronomique Internationale a défini une nouvelle nomenclature permettant d'identifier les comètes suivant 5 éléments :

- Le type
  - P/ pour une comète périodique avec en général P $<$ 200 ans. Pour ces comètes on ajoute un numéro de série unique devant le P/ à partir du deuxième passage. Ce numéro correspond à l'ordre chronologique de détermination de leur orbite. Par l'exemple la comète périodique 9P/Tempel 1
  - C/ pour une comète non périodique avec en général P $>$ 200 ans
  - D/ pour une comète disparue
  - X/ pour une comète dont l'orbite est incertaine
- L'année de découverte
- La quinzaine de l'année où elle a été découverte. Chaque quinzaine de l'année est identifiée par une lettre. La lettre A correspond à la première quinzaine de Janvier et la lettre Y à la dernière quinzaine de Décembre. La lettre I n'est pas utilisée pour ne pas confondre avec le chiffre 1.
- L'ordre de la découverte dans la quinzaine
- Et éventuellement le nom du ou des découvreurs

Donnons l'exemple de la comète C/1995 O1 Hale-Bopp, de période d'environ 2500 ans, qui a été découverte le 23 Juillet 1995 par Alan Hale et Thomas Bopp.

1.3.2 L'orbite

Les comètes suivent une conique dont l'un des foyers est le Soleil. Cette trajectoire cométaire est caractérisée par 6 éléments orbitaux (Fig. 1.8) :

- La date T du passage au périhélie.
- La distance héliocentrique q de la comète au périhélie.
- La longitude du nœud ascendant Ω qui correspond à l'angle entre la direction du point vernal et celle du nœud ascendant. Chacun des deux nœuds est l'intersection entre l'orbite cométaire et le plan de l'écliptique. La ligne des nœuds est donc l'intersection entre le plan de l'écliptique et le plan de l'orbite cométaire.
- L'argument ω du périhélie qui correspond à l'angle entre la direction du périhélie et la ligne des nœuds.
- L'inclinaison i du plan de l'orbite par rapport à l'écliptique.
- L'excentricité e de la conique.

Le plus souvent l'orbite cométaire est une ellipse ($0 < e < 1$) avec une grande excentricité mais il existe quelques cas où l'orbite est quasi circulaire ($e < 0.2$). Lorsque les comètes ont une trajectoire hyperbolique ($e > 1$), elles sont éjectées du Système Solaire.

Cependant ces paramètres sont variables au cours du temps à cause des forces de gravité des planètes géantes mais aussi à cause de forces non gravitationnelles, comme le dégazage anisotrope du noyau, qui provoquent des perturbations sur l'orbite. On parle alors d'orbites osculatrices. Grâce à l'étude dynamique des éléments orbitaux, deux populations ont pu être identifiées :

- Les comètes de la famille de Jupiter dites aujourd'hui les comètes de l'écliptique : Elles possèdent des orbites de faible inclinaison, des périodes de révolution courtes et leur aphélie est au niveau de l'orbite jovienne.

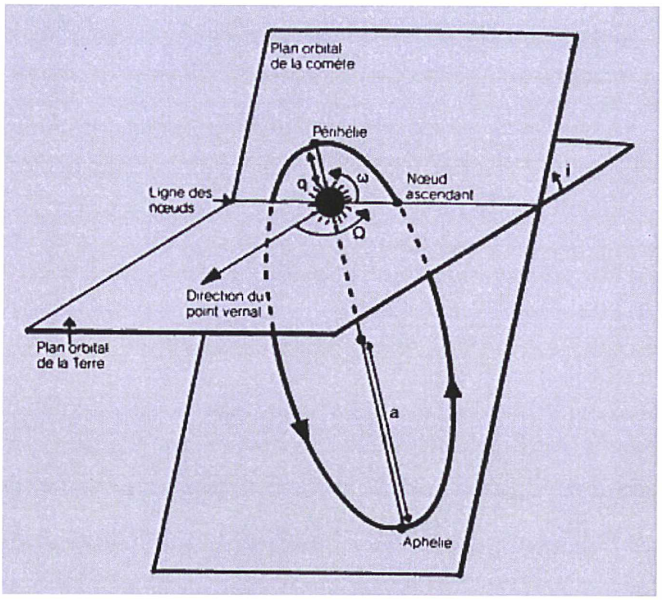


Fig. 1.8 – Représentation des paramètres orbitaux des orbites cométaires.

– Les comètes à longues périodes : Elles ont généralement des orbites d'inclinaisons aléatoires, des périodes de révolution longues.

1.4 La formation et l'évolution

1.4.1 La formation du système solaire

Il y a environ 10 milliards d'années, ce qui deviendra un jour le système solaire n'est qu'une fraction minuscule d'un gigantesque nuage d'hydrogène. Puis ce nuage se contracte doucement et s'enrichit en éléments plus lourds lors de l'explosion d'étoiles massives proches. Finalement, il y a 4,5 milliards d'années, sous l'effet de sa propre gravité, ce nuage s'effondre sur lui-même et se fragmente en une série de nuages de dimension plus réduite dont l'un deviendra le système solaire.

Les différentes étapes de la formation du système solaire (Fig. 1.9) sont : la contraction d'un nuage moléculaire, l'aplatissement du système, la formation de planétésimaux, la mise en route des réactions nucléaires au centre, l'apparition du système sous sa forme actuelle.

Le protosystème maintenant bien défini continue à se contracter. La contraction du protosystème s'accompagne donc d'une forte augmentation de la vitesse de rotation (d'après la loi de conservation du moment angulaire) et d'un fort aplatissement dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation. On se retrouve alors avec une concentration de matière au centre, la protoétoile, entourée d'un disque de matière appelé le disque protoplanétaire.

Sous l'effet du ralentissement, la force centrifuge subie par la protoétoile baisse et finalement l'éjection de matière perpendiculaire au disque, sous forme de d'un flot bipolaire, s'arrête. Au centre, la protoétoile continue de se contracter et sa température augmente rapidement permettant la mise en marche des réactions nucléaires de fusion et l'apparition de l'étoile que nous connaissons.

Dans le disque protoplanétaire, les poussières se regroupent elles-mêmes pour former des petits corps appelés planétésimaux. Cette étape dure quelques millions d'années. Du fait de la turbulence dans le disque apparaissent des fluctuations de densité qui évoluent et aboutissent à des corps de grande dimension, dans un processus appelé l'accrétion. Ces corps continuent à capturer les planétésimaux qu'ils trouvent sur leur chemin et atteignent finalement le stade de planète. La principale phase d'accrétion se termine il y environ 4,4 milliards d'années, même si d'intenses bombardements se poursuivent encore pendant un milliard d'années.

L'aspect final des planètes dépend de la distance au Soleil. Prés de celui ci, la température est trop élevée pour que les éléments volatils subsistent condensés sur les grains qui s'entrechoquent et s'agglomèrent pour former des planétésimaux, composés uniquement de matière réfractaire. La formation des planètes telluriques résulte des collisions des planétésimaux entre eux. Le matériau qui constitue ces planètes telluriques est donc riche en éléments lourds, tels le fer ou le silicium, ce qui explique leur forte densité. Loin du Soleil, la glace subsiste ou se recondense sur les grains et les planétésimaux contiennent à la fois des réfractaires et des volatils. L'accrétion de ces planétésimaux est à l'origine d'un noyau dense qui constitue le point de départ pour une croissance ultérieure. Autour de ce noyau s'accumule une enveloppe de gaz et l'on aboutit à une planète très volumineuse et massive, mais essentiellement constituée d'hydrogène et donc peu dense.

1.4.2 La formation des comètes

L'origine des comètes a donné naissance à de nombreuses théories depuis le début du XIXe siècle :

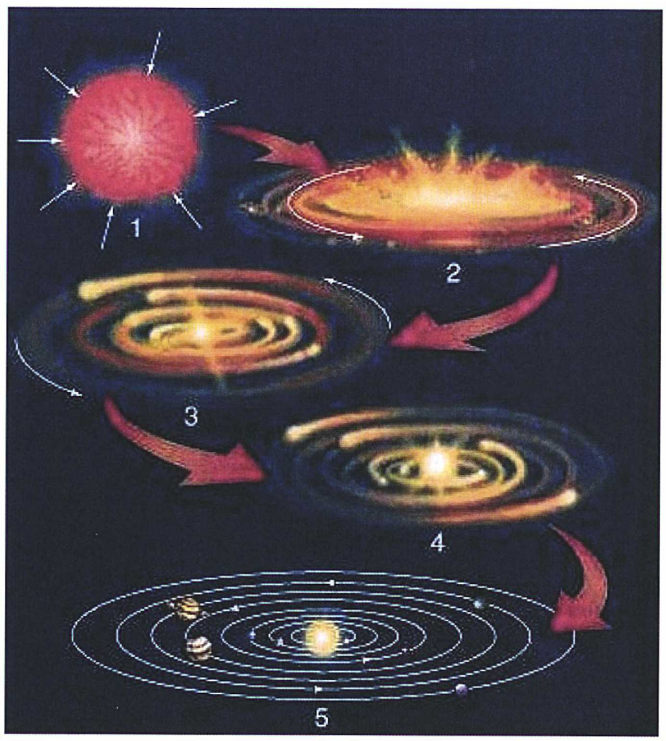


FIG. 1.9 – Vue schématique des différentes étapes de la formation du Système Solaire.

- Pour Laplace (1813), ce sont des condensations de matière interstellaire capturées par le Soleil lorsqu'elles passent dans la sphère d'attraction.
- Pour Lagrange (1814), il s'agit de corps éjectés par les planètes géantes, en particulier Jupiter.
- Pour Chamberlain (1901), elles sont issues de la fragmentation de petits astéroïdes au voisinage des planètes géantes.

Cependant aucune des hypothèses ne rendait compte de manière satisfaisante des caractéristiques orbitales de l'ensemble des comètes connues. En 1950, Oort a suggéré l'existence d'un immense réservoir de comètes situé aux confins du Système Solaire (Oort 1950). Toutefois, il paraît improbable que la matière ait pu se condenser et s'accréter aussi loin du Soleil, en aussi gros corps car dans ces régions la densité de gaz et de poussières est très faible. Aujourd'hui on suppose que les comètes ont été formées dans la région des planètes géantes par accrétion de la matière contenue dans le disque planétaire entourant le Soleil. Les corps à l'origine des comètes sont nommés des cométésimaux et se sont formés de la même manière que les planétésimaux. Ils sont riches en glace car ils proviennent de zones où se sont condensés les éléments volatils. Bockelée-Morvan et al. (2000) expliquent par les grandes similitudes entre la composition des glaces des nuages interstellaires et celles des noyaux cométaires, que les molécules cométaires se sont formées par les mêmes mécanismes que les molécules interstellaires. Cependant la présence à la fois de silicates amorphes et de silicates cristallins dans les noyaux cométaires est surprenante puisque les silicates ne sont présents que sous forme amorphe dans les nuages interstellaires et que le passage de l'état amorphe à l'état cristallin n'est possible qu'à très haute température. Bockelée-Morvan et al. (2002) expliquent la présence des silicates sous les deux formes, amorphe et cristalline, d'après le modèle de la nébuleuse primitive de Hersant et al. (2001) : les silicates cristallins se seraient formés par cristallisation des silicates amorphes dans les régions chaudes de la nébuleuse puis auraient été transportés par diffusion turbulente dans les régions de formation des comètes où ils se seraient mélangés

aux glaces et aux silicates amorphes locaux.

Il semble donc que les comètes soient des planétésimaux formés dans les régions externes du disque (là où la présence d'eau condensée était possible) qui ont subi des perturbations dynamiques différentes. Les planétésimaux formés près de Jupiter et de Saturne ont subi d'importantes perturbations gravitationnelles et ont été éjectés aux confins du Système Solaire sur des orbites très excentriques formant alors une coquille appelée le nuage de Oort (Fig. 1.10). Elles accomplissent leur révolution en 5 millions d'années environ. Ce nuage qui pourrait s'étendre jusqu'à 10^5 UA du Soleil, qui contiendrait mille milliards de comètes, et qui aurait une masse d'environ 3.5 masse terrestre (Stern & Weissman 2001) n'est pas observable directement. Les comètes quant à elles formées au-delà de Neptune viendraient peupler la ceinture de Kuiper (Fig. 1.10).

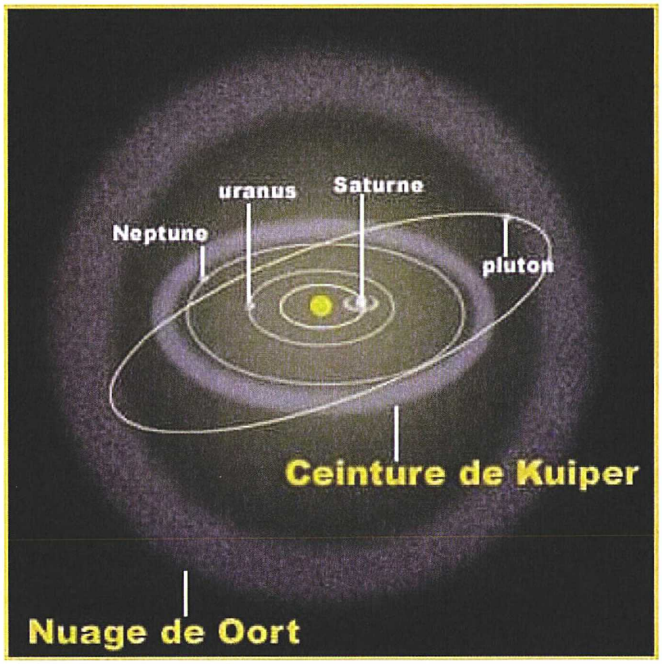


Fig. 1.10 – Représentaion du Système Solaire actuel.

Il reste difficile de connaître précisément les lieux de formation des comètes avant qu'elles soient envoyées vers le nuage de Oort car les travaux de Morbidelli et al. (2008) expliquent que la migration planétaire a joué un rôle important dans la structure du Système Solaire externe. De plus certains travaux suggèrent que certaines comètes du nuage de Oort pourraient provenir de la ceinture de Kuiper (Fernández et al. 2004).

1.4.3 L'évolution des comètes

Les comètes issues du nuage de Oort et de la ceinture de Kuiper apparaissent dans notre Système Solaire interne à la suite de perturbations gravitationnelles des marées galactiques ou des passages d'étoiles proches. Les paramètres orbitaux des trajectoires cométaires évoluent avec le temps (aussi en fonction des perturbations gravitationnelles des planètes, Morbidelli et al. (2008)). Ainsi les comètes du nuage de Oort initialement sur des orbites de longues périodes et d'inclinaison aléatoire par rapport au plan de l'écliptique peuvent :

- Soit entrer dans la sphère d'influence des planètes géantes et donc diminuer fortement leur période (< 200 ans) pour devenir des comètes de type Halley.
- Soit augmenter leur excentricité et être éjectées hors de notre Système.

Les comètes dont l'aphélie est proche de Jupiter et qui orbitent dans le plan de l'écliptique avec une période inférieure 12 ans viennent de la ceinture de Kuiper et font partie de la famille de Jupiter.

Lorsqu'elles passent à proximité du Soleil, la sublimation provoque l'éjection des matériaux volatils avec la perte définitive de la matière. Une croûte protectrice peut également se former empêchant au gaz de s'échapper. Ces comètes sont dites dormantes car la croûte peut céder et l'activité reprendre. En effet la comète perd tous ces éléments volatils et se recouvre d'une croûte inactive en un certain nombre de passages au périhélie. C'est par exemple le cas avec la comète de Encke qui, avec une période de seulement 3.3 ans, voit son éclat diminuer de plus en plus à chaque passage au périhélie. Lorsque les noyaux cométaires ont perdu leurs éléments volatils, ils s'apparentent à des astéroïdes.

Dans certains cas, la lente évolution des noyaux cométaires est accélérée par la fragmentation de ceux-ci à cause des forces de marée exercées par le Soleil ou les planètes géantes. C'est le cas de la comète Shoemaker-Levy 9 qui s'est fragmentée après son passage près de Jupiter. En Juillet 1992 son passage à 1.5 rayon jovien a entraîné sa fragmentation en vingt et un morceaux qui se sont écrasés sur Jupiter deux ans plus tard (Fig. 1.11).



Fig. 1.11 – Résultat de la collision de la comète Shoemaker-Levy 9 avec Jupiter observée par le télescope spatial Hubble.

De même la comète C/1999 S4 LINEAR s'est désintégrée à son passage au périhélie en Juillet 2010 (Fig. 1.12).

Pour ce qui est des poussières éjectées du noyau à chaque passage, elles viennent soit alimenter le nuage zodiacal pour les plus petites, soit se disperser le long de l'orbite cométaire et, lorsque la Terre croise l'orbite de la comète, provoquer une pluie d'étoiles filantes en entrant dans l'atmosphère terrestre. C'est par exemple le cas pour l'essaim d'étoiles filantes



FIG. 1.12 – La désintégration de la comète C/1999 S4 observée par le HST.

des Léonide, dont le maximum a lieu mi-novembre et est associé à la comète Tempel-Tuttle.

1.4.4 L'intérêt de l'étude des comètes

On suppose que les comètes ont été formées au moment de la création du Système Solaire il y a 4.55 milliards d'années. Cependant, alors que les planètes subissent d'importantes modifications physico chimiques du fait de leur grande masse, les comètes et les astéroïdes de petites tailles n'évoluent pratiquement pas. De plus les comètes viennent de réservoirs loin du Soleil qui sont donc très froids ce qui les conserve dans leur état initial. Ainsi les comètes sont des témoins permettant de nous aider à déterminer la composition chimique de la nébuleuse primitive et les conditions physiques qui y régnaient.

Les nombreux impacts des comètes avec les planètes au moment de l'éjection des planétésimaux ont pu avoir une influence importante sur l'évolution planétaire. Par exemple : l'eau des océans terrestres proviendrait en partie des comètes. En effet les mesures du rapport D/H dans l'eau cométaire ont montré qu'au maximum 10 % de l'eau terrestre était originaire des comètes. Etant donné la diversité et la complexité des molécules présentes dans les noyaux cométaires, des molécules organiques ont pu être insérées dans l'atmosphère terrestre jeune puis évoluer sous l'influence de l'environnement terrestre pour créer la vie. A ce jour il n'est pas possible de détecter les molécules pré-biotiques par nos techniques d'observations mais la présence d'acides aminés dans les grains de la comète Wild 2 lors de la mission *Stardust* suggère leur présence aussi dans les noyaux cométaires. Les futures observations et notamment le retour d'échantillons permettra dans les années à venir de répondre à cette question.

1.5 La science cométaire

1.5.1 Les observations cométaires à distance

Le noyau

La structure et la composition du noyau peuvent nous renseigner sur les conditions initiales de formation du Système Solaire. Cependant il est très difficile de les étudier en observation directe car lorsqu'ils se rapprochent du Soleil ils sont entourés d'une atmosphère de gaz et de poussières. Toutefois certaines propriétés du noyau sont accessibles grâce à plusieurs types d'observations :

- Le visible et le proche infrarouge : A ces longueurs d'onde il est possible d'observer la lumière du Soleil réfléchie par le noyau et donc de remonter à certaines de ses propriétés comme la taille, la forme et la rotation. Lorsque la comète est loin du Soleil on suppose la contribution de la coma négligeable et lorsqu'elle est très proche du Soleil certains télescopes spatiaux haute résolution comme Hubble permettent de quantifier la contribution de la coma et du noyau.
- L'infrarouge et le millimétrique : A ces longueurs d'onde il est possible de détecter le rayonnement thermique du noyau et donc d'évaluer sa taille et son albédo.
- La technique radar : Avec cette technique on peut remonter à l'albédo radar, à la densité des couches superficielles du noyau ainsi qu'à la taille et la forme du noyau (Harmon et al. 2004).

La coma de poussière

L'infrarouge permet de remonter à la composition de la coma de poussière avec par exemple l'observation des bandes de silicate (amorphe et cristallin) (Hanner & Bradley 2004). Les observations à la fois dans le visible et dans l'infrarouge permettent de déterminer les propriétés physiques de la coma comme la température de couleur et les propriétés physiques des grains comme leur taille et leur structure (Kolokolova et al. 2004).

La coma de gaz

Nous allons dans cette partie, donner un résumé des méthodes d'observations du gaz dans la coma :

- L'ultraviolet et le visible : Ces longueurs d'ondes permettent de remonter aux produits (ions, radicaux et atomes) de la photolyse des molécules mères qui proviennent directement du noyau. Il est donc possible de mesurer les abondances de ces espèces (Bockelée-Morvan et al. 2004, Feldman et al. 2004).
- L'infrarouge : Dans ce domaine on trouve la majorité des bandes vibrationnelles des molécules mères comme par exemple le méthane (CH_4), l'éthane (C_2H_6) ou l'acétylène (C_2H_2) qui ne sont accessibles qu'à ces longueurs d'ondes, mais aussi l'émission de l'eau.
- Le domaine radio : Ce domaine est très efficace pour détecter les molécules mères cométaires et a permis la découverte de plus de 20 molécules mères.

Les avancées techniques dans le domaine infrarouge et le domaine radio ont permis de mesurer en détail et avec une grande précision les abondances des molécules pour un certain nombre de comètes. Le nombre de comètes étudiées reste relativement faible, cependant des tendances de composition semblent apparaître. Une classification préliminaire (Bockelée-Morvan et al. 2004) révèle au moins trois classes : "appauvrie en carbone", "normale en carbone" et "enrichie en molécules carbonées".

L'étude de la coma de gaz englobe aussi l'étude de la structure de la coma à savoir (1) l'analyse morphologique de la coma qui permet de remonter à la distribution du dégazage à la surface du noyau et (2) l'étude du profil radial d'émission d'une molécule qui donne accès aux processus agissant dans la coma (source étendue, photochimie). Le visible, l'ultraviolet, l'infrarouge et le domaine radio permettent d'étudier les distributions spatiales des espèces et de mettre en évidence des anisotropies dans le dégazage. Le domaine radio permet la mesure de la vitesse du gaz. La mesure de la température du gaz est possible en observant plusieurs raies de rotation (dans le domaine radio) ou de rotation-vibration (dans l'infrarouge).

1.5.2 Le futur de la science cométaire

L'étude in situ des comètes du Système Solaire, est aujourd'hui en plein essor et connaît une période très riche. La mission spatiale *Rosetta*, lancée en 2004, a pour objectif de se placer en orbite autour de la comète 67P/ Churyumov-Gerasimenko. Une fois la sonde arrivée à proximité de la comète, il y aura deux phases :

- Une première phase de cartographie systématique du noyau qui va durer plusieurs mois (Août 2014 - Novembre 2014), depuis une distance de 5 à 25 rayons cométaires, pour déterminer le lieu d'atterrissage du lander Philae quand la comète se trouvera à 3 UA du Soleil.
- La phase d'observation scientifique principale (Novembre 2014 - Décembre 2015). Cette phase durera au moins jusqu'au 31 Décembre 2015, soit 6 mois après le passage au périhélie de 67P/C-G.

Les objectifs scientifiques seront (1) de déterminer la composition de la surface du noyau de la comète, (2) d'identifier les espèces chimiques à l'état gazeux et dans la poussière, (3) de caractériser la coma (température, densité), (4) de mesurer la température du noyau,...

Le satellite *Herschel* est un observatoire de l'ESA qui fournit à la communauté scientifique un unique moyen d'explorer une partie méconnue du spectre submillimétrique et de l'infrarouge lointain (57–670 μm). Les instruments PACS (Photoconductor Array Camera and Spectrometer) et SPIRE (Spectral and Photometric Imaging REceiver) permettent l'étude de la poussière cométaire et l'obtention de contraintes sur les grosses particules de poussières. Plusieurs comètes ont déjà été observées (C/2006 W3 Christensen, 10P/Tempel 2, 103P/Hartley 2, 81P/Wild 2, 29P/Schwassmann-Wachmann 1) et dans le futur d'autres comètes comme C/2009 P1 (Garradd) seront étudiées.

Au sol avec l'interféromètre ALMA qui sera pleinement opérationnel en 2012 et qui sera composé d'une cinquantaine d'antennes de 12m de diamètre. Cet appareil sera 10 fois plus sensible que les instruments déjà existants dans le domaine du millimétrique et du submillimétrique. Il permettra de faire des images de la coma interne des comètes avec une excellente résolution spatiale.

CHAPITRE 2

L'étude de la comète 9P/Tempel 1 lors de l'événement Deep Impact. Présentation des données *Spitzer*

Les noyaux cométaires sont des corps relativement mal connus car ils sont difficilement observables à cause de la présence d'une coma de gaz et de poussière. En 1998, la NASA choisit la comète 9P/Tempel 1 comme cible de la mission Deep Impact. Comme nous allons le voir dans ce chapitre, la comète Tempel 1 était mal connue au moment de son choix comme cible et elle a été l'objet de nombreuses observations afin de garantir au mieux la réussite de la mission. Nous allons aussi revenir sur le déroulement de la mission Deep Impact, sur ses objectifs et sur les principaux résultats obtenus. Puis nous allons décrire le télescope spatial *Spitzer* et les données d'observations lors de l'événement Deep Impact que je vais exploiter tout au long de ce manuscrit.

Sommaire

2.1 La comète 9P/Tempel 1 27
2.1.1 Historique 27
2.1.2 Les observations de 1983 et 1994 28
2.1.3 Les observations de contexte en 2005 29
2.2 La mission *Deep Impact* 32
2.2.1 Les objectifs de la mission 32
2.2.2 La description des instruments 33
2.2.3 Le déroulement de la mission 34
2.2.4 Les principaux résultats de la mission 35
2.3 Les observations de l'événement par le télescope spatial *Spitzer* 40
2.3.1 L'intérêt des études infrarouges 40
2.3.2 Le télescope spatial *Spitzer* 40
2.3.3 Les observations avec *Spitzer* 42

2.1 La comète 9P/Tempel 1

2.1.1 Historique

La comète 9P/Tempel 1 a été découverte dans la constellation de la Balance le 3 Avril 1867 à Marseille par Ernst Wilhelm Leberecht Tempel. C'est la 1ère découverte d'une comète périodique par Tempel et la 9ème comète reconnue comme telle d'où la désignation 9P. Le 15 mai 1867, la comète Tempel 1 était à une distance de la Terre de 0.568 UA et le 27 Mai 1867 son périhélie était de 1.562 UA. Les mois qui suivirent sa détection ont fait l'objet de nombreuses observations. La comète a été détectée pour la dernière fois le 27 août 1867 par Jules Schmidt, cependant elle était devenue trop faible pour permettre des mesures de position. A ce moment-là la comète se trouvait à 1.30 UA de la terre et 1.81 UA du soleil.

La comète a été identifiée comme périodique dès mai 1867 quand C. Bruhns de Leipzig a déterminé sa période orbitale de 5.74 ans. Les calculs de Leipzig ont permis sa redécouverte le 4 avril 1873 par E.J.M. Stephan de Marseille. Tempel 1 fut observée jusqu'au 1er juillet de la même année. Des prévisions ont été faites pour un retour en 1879, dont celles de Raoul Gautier qui ont permis à Tempel de la retrouver le 25 avril 1879. C'est à ce moment-là que son nom officiel lui fut attribué. Elle fut observée jusqu'au 8 juillet 1879.

En 1881, la comète 9P/Tempel 1 est passée à 0.55 UA de Jupiter. En raison des interactions gravitationnelles, la période orbitale de la comète s'allongea jusqu'à 6.5 ans et la distance au périhélie est passée de 1.8 UA à 2.1 UA. La comète fut perdue pendant presque 1 siècle en dépit des tentatives pour la retrouver sur des photographies, en 1898 et 1905.

En 1963, B.G. Marsden a entrepris une recherche pour comprendre la perte de Tempel 1. Il a constaté que les approches de Jupiter en 1941 (0.41 UA) et en 1953 (0.77 UA) avaient réduit son périhélie et sa période orbitale à des valeurs inférieures à celles qu'elle avait lors de sa découverte en 1867 et prédit des retours en 1967 et en 1972 dans un article sur les orbites de quelques comètes perdues depuis longtemps.

Le 8 juin 1967, Elizabeth Roemer de l'observatoire de Catalina, a constaté sur une simple photo qu'il y avait un objet diffus de magnitude 18 à un endroit très proche de celui prévu par Marsden. Cependant, l'image n'a pas fourni la preuve définitive du retour de la comète.

En 1972, les prévisions de Marsden permirent à Roemer et L.M. Vaughn de redécouvrir Tempel 1 le 11 janvier à l'observatoire Steward. La comète fut largement observée et a atteint la magnitude maximale de 11 en mai de la même année. La comète a été vue pour la dernière fois le 10 juillet. Cette apparition a montré que la simple photo prise par Roemer en 1967 révélait en effet la comète 9P/Tempel 1.

L'orbite de la comète Tempel 1 a été modifiée lors de ces approches avec Jupiter. Elle a une orbite entre Jupiter et Mars avec une excentricité de 0.5 et une inclinaison de 10.5°. Sa période orbitale actuelle est de 5.5 ans, elle fut observée à chaque retour prévu en 1983, 1989, 1994, 2000, 2005, 2011. Actuellement sa distance au périhélie est de 1.5 UA. Les observations de 1983 et 1994 depuis le sol ont d'ailleurs permis de mieux connaître sa coma de gaz et de poussières.

2.1.2 Les observations de 1983 et 1994

L'activité de la comète

La combinaison des données au sol de 1983, 1994 et 2002 a permis à Meech et al. (2005) de tracer la magnitude en fonction de la position de la comète sur son orbite. Il est intéressant de remarquer que la magnitude est à son maximum environ 2 mois avant le passage au périhélie. Par extrapolation de ces données au passage de la comète au périhélie en 2005, nous pouvons prévoir la magnitude au moment de la rencontre comme l'indique la figure 2.1.

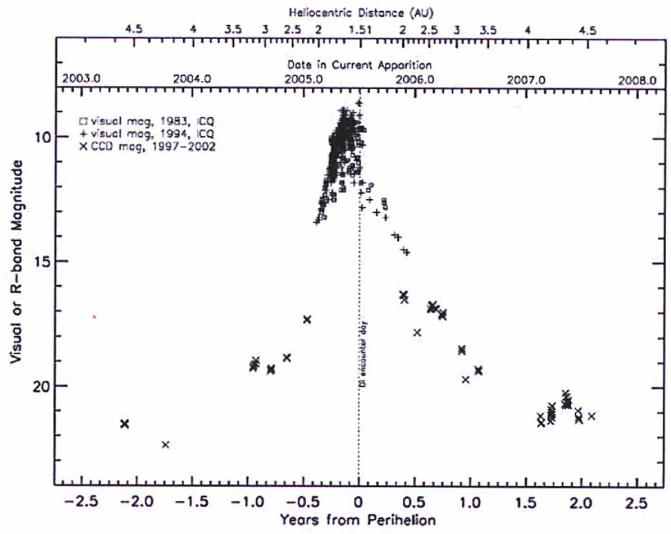


FIG. 2.1 – La courbe de lumière de la comète 9P/Tempel 1 par combinaison des observations au sol de 1983, 1994 et 2002. Crédit : Meech et al. (2005).

La coma de gaz

Des observations en 1983 et 1994 à l'observatoire McDonald et à l'observatoire Lowell ont permis de déterminer les abondances de certaines espèces. Lisse et al. (2005b) en déduisait, en première approche, que la comète 9P/Tempel 1 était une comète 'typique' de la famille de Jupiter (A'Hearn et al. 2005a). En effet les taux de production des chaînes carbonées sont dans la limite basse des comètes 'typiques' par rapport au taux de production de CN. De plus le rapport gaz-sur-poussière est lui aussi dans la gamme de valeur des comètes 'typiques'. La table 2.1 issue de Lisse et al. (2005b) répertorie le taux de production de l'eau et les rapports d'abondance pour différentes comètes.

Les observations de 1983 et 1994 permettent aussi l'étude de la variabilité des taux de production de H_2O et CN. Les résultats pour le CN suggèrent une faible variation séculaire dans l'activité de la comète puisque le taux de production reste constant entre deux passages successifs au périhélie, ce qui n'est pas le cas pour l'eau où les données montrent une possible diminution du taux de production au périhélie d'un facteur 2 entre 1983 et 1994 (Fig. 2.2). Cette diminution du taux de production de l'eau n'étant pas explicable, en comparaison avec l'évolution temporelle constante du taux de production de CN, l'étude et la compréhension de la distribution spatiale de l'eau dans la coma interne ainsi que la comparaison avec d'autres espèces sera une question importante de la mission *Deep Impact*.

	Tempel 1	Wild 2	Borrelly	'Typical'	Halley
$Q(H_2O)$ mol s^{-1}	$\approx 1 \times 10^{28}$	1.3×10^{28}	2.1×10^{28}		1.3×10^{28}
Taxonomie	'Typique'	'Appauvrie'	'Appauvrie'	'Typique'	'Typique'
Q_{CN}/Q_{OH}	0.0015	0.0032	0.0023	0.0032	0.0040
Q_{C_2}/Q_{CN}	0.81	0.62	0.44	1.1	1.3
$Af\rho/Q_{OH}$	2.3×10^{-26}	4.8×10^{-26}	3.5×10^{-26}	1.5×10^{-26}	4.9×10^{-26}
Q_{NH}/Q_{CN}	1.9	1.5	1.6	1.3	1.6
Q_{NH_2}/Q_{CN} C	0.41			0.83	
Q_{NH_2}/Q_{CN} F	0.62			0.55	0.85

Tab. 2.1 – Les taux de production de l'eau et les rapports d'abondance. $Af\rho$ correspond au taux de production des poussières. Crédit : Lisse et al. (2005b).

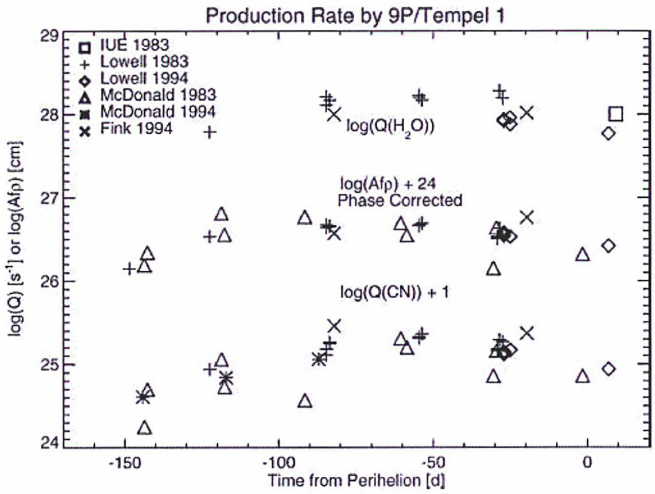


Fig. 2.2 – Les taux de production de l'eau, du CN et de la poussière obtenus lors de différentes observations en 1983 et en 1994. Crédit : Lisse et al. (2005b).

La coma de poussière

L'exploitation des données de 1983 et 1994 a aussi permis l'étude de la poussière. Lisse et al. (2005b) montrent que les courbes de lumière de 1983 et 1994 sont identiques, ce qui suppose de faibles variations séculaires. De plus il semble que l'influence des forces non gravitationnelles sur l'orbite sont faibles ce qui implique qu'il n'y a pas de direction préférentielle à la fois pour le gaz et pour la poussière. Le domaine infrarouge est sensible aux particules de 0.1–100 μm émises par les comètes (Lisse et al. 1998). Le manque d'une forte bande d'émission de silicates entre 8–13 μm est indicateur de l'abondance relativement importante de gros grains avec une taille ≥ 10 μm. L'étude de la coma de poussière aboutit à la même conclusion à savoir que la comète 9P/Tempel 1 semble être une comète 'typique' à courte période.

2.1.3 Les observations de contexte en 2005

En 1998, la comète 9P/Tempel 1 a été choisie pour être la cible de la mission *Deep Impact* (A'Hearn et al. 2005a) non pas pour les connaissances des propriétés physiques de son noyau mais pour ses propriétés orbitales (Yeomans et al. 2005). La seule information que l'on avait au moment du choix de cette comète était qu'il semblait s'agir d'une comète 'typique' de la famille de Jupiter. Même si les informations disponibles en 1998 étaient suffisantes pour faire

de 9P/Tempel 1 une cible acceptable, il était clair qu'il fallait des informations plus précises sur le noyau et la coma afin d'aider au développement technique de la mission et d'interpréter les données qui seront acquises durant la période post-impact. Une campagne d'observation a alors été lancée et a permis de récolter de nombreuses informations sur les propriétés du noyau (Table 2.2) et sur la composition de la coma (Table 2.3).

Le noyau

Les données sur les propriétés du noyau étaient nécessaires pour apprécier les chances de succès de la rencontre entre la comète et l'impacteur. Les informations obtenues avec les sondes spatiales *Deep Space 1*, *Stardust*, et *Giotto* respectivement pour les noyaux des comètes 19P/Borelly, 81P/Wild 2 et 1P/Halley ainsi que des études théoriques ont servi de base pour faire des hypothèses sur la morphologie, la géologie et la composition de la surface et de la sub-surface qui pourrait être trouvées sur le noyau de la comète 9P/Tempel 1 par *Deep Impact*.

Propriété	Valeur	Référence
Densité moyenne (kg m^{-3})	500 ± 400	Belton et al. (2005)
Masse moyenne (kg)	$\approx 7\ 10^{13}$	Belton et al. (2005)
Rayon moyen (km)	3.25 ± 0.2	Lisse et al. (2005b)
Rapport entre les axes a/b	3.2 ± 0.4	Belton et al. (2005)
Dimension (km)	$a = 7.2 \pm 0.9$	Belton et al. (2005)
	$b = c = 2.2 \pm 0.3$	
Période de rotation (h)	41.85 ± 0.1	Belton et al. (2005)
Gravité de surface (cm s^{-2})	Pole ≈ 0.04	Belton et al. (2005)
	Long end ≈ 0.027	
Vitesse d'échappement (m s^{-1})	Pole ≈ 2.2	Belton et al. (2005)
	Long end ≈ 1.4	
Composition (%)	Silicate (≈ 33)	Huebner (2003)
	Organique (≈ 33)	
	Glace (≈ 33)	
Taux de production du gaz (mol s^{-1})	1.7 - 2.15 x 10^{28}	A'Hearn et al. (1995)
Taux de production de la poussière (cm)	293	A'Hearn et al. (1995)
Fraction de surface active (%)	9 ± 2	A'Hearn et al. (1995)
Inertie thermique (J K^{-1} m^{-2} $s^{-1/2}$)	0–100	Lisse et al. (2005b)

Tab. 2.2 – Les propriétés du noyau de la comète 9P/Tempel 1 obtenues lors des observations de contexte en 2005.

La composition de la coma

Les données sur la composition, la structure et les variations temporelles de la coma de gaz avant l'impact seront utilisées comme base de référence et permettront de révéler les changements dans la coma produits par l'impact. Des observations au sol obtenues à Nancay, à l'IRAM et par le Keck-2 à Hawaii ont permis de contraindre les abondances relatives de HCN, CH_3OH, H_2S et C_2H_6 par rapport à H_2O et de donner des limites supérieures pour les abondances relatives de CS, CO et H_2CO par rapport à H_2O comme nous le résumons dans la table 2.3

Molécule	Abondance relative par rapport à l'eau	Référence
HCN	0.11 ± 0.01 %	Biver et al. (2007)
CH_3OH	2.8 ± 0.9 %	Biver et al. (2007)
H_2S	0.5 ± 0.1 %	Biver et al. (2007)
CS	< 0.13 %	Biver et al. (2007)
CO	< 10 %	Biver et al. (2007)
H_2CO	< 1.5 %	Biver et al. (2007)
C_2H_6	0.19 ± 0.04 %	Mumma et al. (2005)
CH_3OH	1.32 ± 0.20 %	Mumma et al. (2005)
HCN	0.18 ± 0.06 %	Mumma et al. (2005)

Tab. 2.3 – Les abondances relatives par rapport à l'eau de la comète 9P/Tempel 1 obtenues lors des observations de contexte en 2005.

L'évolution temporelle de la coma

Ces observations au sol et dans l'espace à Nancay et avec *Odin* ont aussi permis de montrer l'évolution du taux de production de l'eau (Fig. 2.3) en fonction de la distance au périhélie entre mars 2005 et août 2005 (Biver et al. 2007). Cette évolution suggère un pic d'activité environ 2 mois avant le passage au périhélie qui est en bon accord avec les passages au périhélie précédents, en 1983 et 1994, qui ont été étudiés par Lisse et al. (2005b) et Meech et al. (2005). L'asymétrie pré/post périhélie est certainement due à la présence d'une région active près du pôle Sud du noyau. Les observations avec le satellite submillimétrique de la NASA SWAS (Bensch et al. 2006) ont montré la même évolution du taux de production pré/post périhélie.

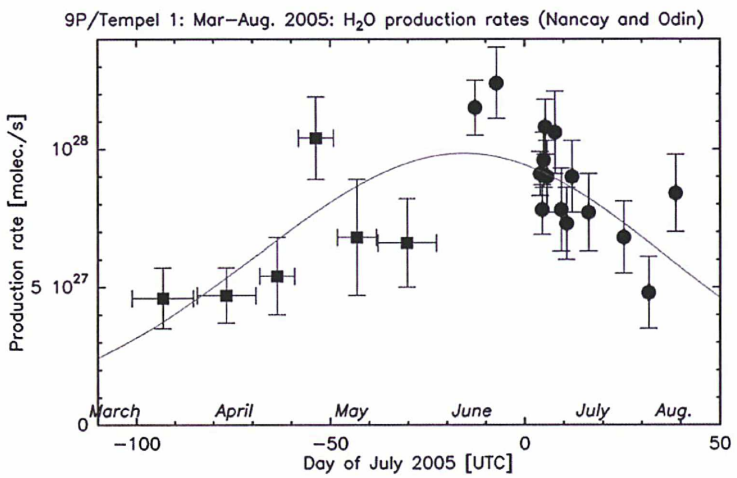


Fig. 2.3 – Les taux de production de l'eau basés à la fois sur les observations du radical OH à Nançay (carrés) et sur les observations *Odin* de la bande de l'eau à 557 GHz (cercles). La ligne continue correspond au taux de production déduit par un ajustement du χ^2. Crédit : Biver et al. (2007)

Toutes ces études ont été nécessaires à la préparation et au bon déroulement de la mission *Deep Impact* puisqu'elles ont permis à la fois d'aider au développement technique de la mission mais aussi d'orienter les buts scientifiques et de préparer l'interprétation des données.

2.2 La mission *Deep Impact*

2.2.1 Les objectifs de la mission

La mission *Deep Impact* avait pour but d'envoyer un projectile (impacteur) frapper un noyau cométaire et de regarder la réponse à cet impact.

Les objectifs scientifiques

La composition interne des comètes est mal connue. Jusqu'à présent, seules des analyses de surface ont été réalisées, grâce à l'étude des particules qui sont éjectées, suite à l'échauffement de la comète à l'approche du Soleil. L'étude de la composition interne des comètes doit permettre de mieux comprendre la formation du système solaire. L'objectif de *Deep Impact* est de répondre le plus possible à certaines questions :

- Où se trouve la matière immaculée dans les comètes ? Le principal thème scientifique de la mission *Deep Impact* est de comprendre les différences entre la surface d'un noyau cométaire et son intérieur. En effet les scientifiques cométaires estiment que les couches supérieures du noyau ont évolué avec le temps puisque la répétition de leurs passages au périhélie entraîne d'importantes pertes de glace sur les couches supérieures : si les comètes sont aussi poreuses que nous le supposons, cela peut induire des changements significatifs de la glace. Des calculs de Prialnik & Mekler (1991), Benkhoff & Huebner (1995) et Klinger et al. (1996) indiquent que tous ces effets sont importants à des profondeurs d'au moins 1m (Fig. 2.4).

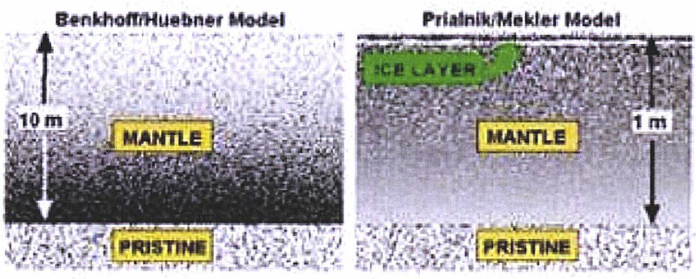


Fig. 2.4 – Les effets des passages au périhélie sur les couches supérieures du noyau. Crédit : NASA/JPL.

- Les comètes perdent-elles leur glace ? On pense aujourd'hui qu'environ la moitié des astéroïdes proches de la Terre sont en réalité des comètes inertes ou éteintes. Il y a une preuve assez claire du sommeil ou de l'extinction des comètes, mais nous ne pouvons pas déterminer si une comète est inerte (la glace est toujours présente mais elle est incapable de s'échapper) ou éteinte (la glace est totalement épuisée). Nous ne savons pas si la création d'un manteau arrête la sublimation, prenant ainsi au piège des quantités considérables de glace, ou si le manteau reste assez poreux pour que la glace puisse se sublimer et s'échapper librement. Quand l'impacteur fera un cratère sur la comète nous pourrons déterminer si elle est au repos ou éteinte. Dans le cas d'un repos, l'impact permettra la reprise de l'activité, tandis que dans le cas d'une extinction aucune activité n'apparaîtra.
- Que connaissons-nous de la formation des cratères ? Le taux de croissance du cratère et la morphologie du cratère créés par l'impact fourniront des indices importants sur la nature de la surface de la comète.

Pour répondre le mieux possible à ces questions, l'équipe de la mission *Deep Impact* a créé une liste d'objectifs scientifiques qu'ils doivent considérer dans la conception et la mise en œuvre de la mission à savoir :

- Amélioration de la compréhension des caractéristiques principales du noyau d'une comète et recherche sur l'intérieur d'une comète.
- Détermination des caractéristiques des couches extérieures d'une comète, comme la densité, la porosité, la résistance mécanique et la composition chimique.
- Comparaison des couches externes et internes d'une comète par comparaison du cratère résultant de l'impact et de la surface avant impact.
- Amélioration de la compréhension de l'évolution du noyau d'une comète, par la comparaison entre couches internes et externes.

Cette mission est aussi la première à étudier la possibilité de dévier un éventuel objet céleste susceptible de croiser la Terre. Cependant, puisque la comète est tellement plus grande et plus massive que l'impacteur, il n'y aura pratiquement aucun changement du mouvement orbital lors de la collision. Les modifications orbitales de la comète Tempel 1 par l'impact sont complètement négligeables une fois comparées aux changements provoqués par les passages périodiques à proximité de la planète géante Jupiter.

Les objectifs techniques

Le ciblage et l'impact de la comète dans un secteur éclairé par le Soleil étaient les défis les plus importants de la mission puisque l'impacteur voyageait à 10 km par seconde. De plus la zone d'impact devait être bien éclairée par le Soleil pour permettre aux instruments scientifiques de prendre des images de l'impact et de ses conséquences. La figure (Fig. 2.5) ci-contre montre le résultat d'une simulation de la probabilité (de type Monte Carlo) de toucher la cible par l'impacteur, avec la dispersion des erreurs mesurées à partir du centre de brillance. L'extrême précision est indiquée par les petites valeurs du décalage moyen (< 100 m). Dans cette simulation, chacun des 100 échantillons a montré une précision à moins de 200 m du centre.

2.2.2 La description des instruments

Vue d'ensemble

Le système de vol consiste en deux sondes : la sonde de survol et l'impacteur comme le montre la figure 2.6. Chaque sonde a ses propres instruments et ses propres capacités à recevoir et transmettre les données. La sonde de survol a à son bord les caméras pour l'imagerie (HRI (High Resolution Instrument) et MRI (Medium Resolution Instrument)) et l'impacteur a à son bord la caméra ITS (Impactor Target Sensor).

L'impacteur de *Deep Impact*

L'impacteur (Fig. 2.7) est fait principalement de cuivre (49 %) par opposition à l'aluminium (24 %) parce qu'il réduit au minimum la contamination des raies d'émission spectrales qui sont utilisées pour analyser le noyau. L'impacteur est tout le temps relié mécaniquement et électriquement à la sonde de survol hormis les 24 dernières heures de la mission pendant lesquelles il a fonctionné avec la puissance de sa batterie interne. Le système de propulsion qui utilise l'hydrazine peut fournir 25 m/s de delta-V pour le ciblage et a permis des corrections de trajectoire mineures. La caméra ITS, et des algorithmes d'auto navigation (développés par le JPL) ont été utilisés pour guider l'impacteur vers la cible.

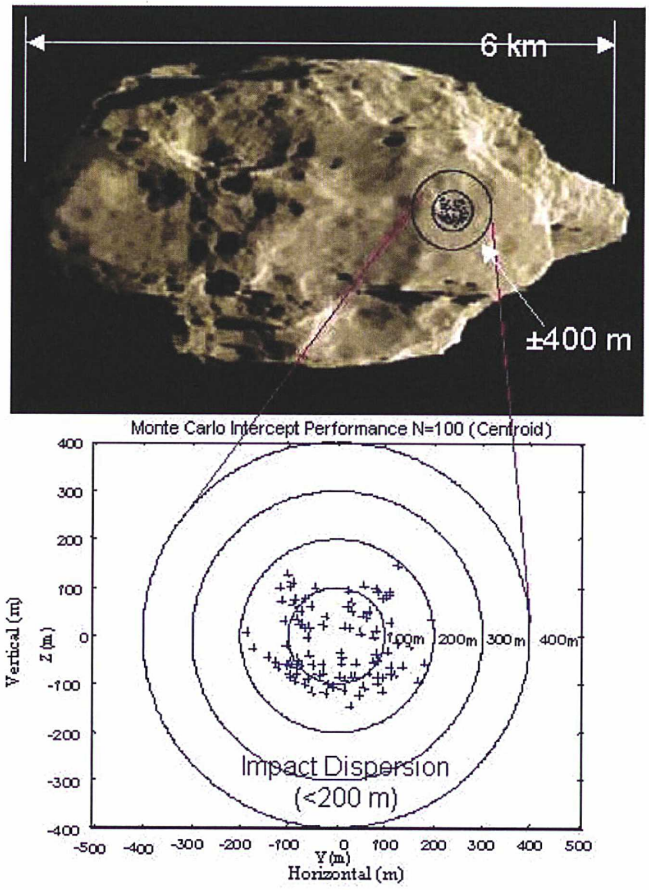


FIG. 2.5 – Simulation de la probabilité de toucher la cible par l'impacteur. Crédit : NASA/JPL.

Les instruments à bord de la sonde de survol

Les principaux instruments à bord de la sonde de survol (Fig. 2.8) sont l'Instrument Haute Résolution : HRI et l'Instrument de Moyenne Résolution : MRI. HRI fournit les images de haute résolution via une caméra dans le visible et un spectromètre infrarouge (de gamme de longueurs d'onde 1–5 μm). Le HRI est donc un instrument optimal pour observer le noyau de la comète. Le MRI a servi de complément à HRI car il avait champ de vision plus large.

2.2.3 Le déroulement de la mission

La mission *Deep Impact* aura duré six ans du début à la fin. C'est la 8ième mission du programme de découverte, "Discovery", de la NASA. La planification et la conception furent effectuées de novembre 1999 à mai 2001. L'équipe a procédé en 2 étapes : la construction et les essais. Le 8 janvier 2005 s'ouvrait une fenêtre de 30 jours. La sonde a décollé à bord d'une fusée Delta II de Cap Canaveral le 12 Janvier 2005 (Fig. 2.9). Une journée avant l'impact, la sonde a largué l'impacteur sur une orbite de collision sur la face éclairée par le Soleil. La caméra ITS à son bord a pu prendre des images du noyau jusqu'à 4 secondes avant l'impact. Après la libération de l'impacteur, la sonde a quant à elle manœuvré pour se placer sur une orbite de survol à 500 km. C'est le 4 juillet 2005 (Fig. 2.9) que l'impacteur a rencontré la comète délivrant une énergie cinétique de 19 gigajoules pour former le cratère. Cette énergie cinétique a été produite par la combinaison de la masse de l'impacteur (370 kg) et de sa vitesse

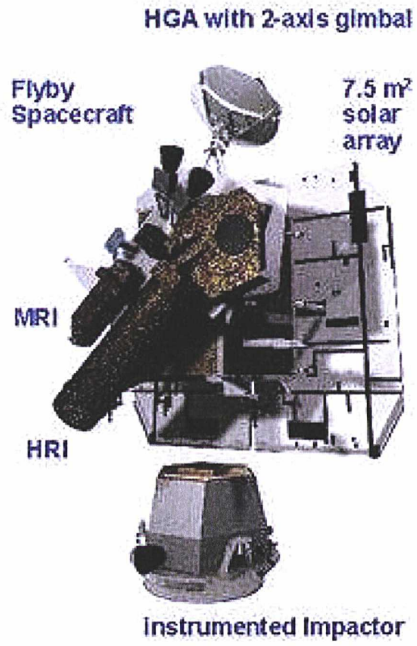


Fig. 2.6 – Le système de vol de *Deep Impact*. Crédit : NASA.

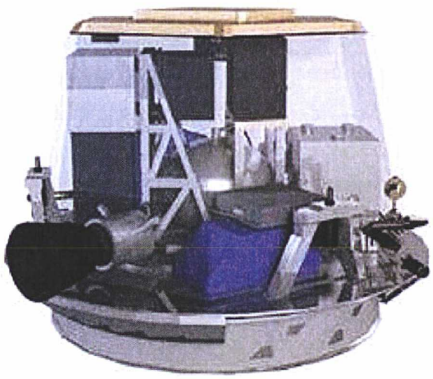


Fig. 2.7 – L'impacteur de *Deep Impact*. Crédit : NASA.

au moment de l'impact (10.2 km/s). La sonde de survol a permis d'observer et d'enregistrer l'impact et les matériaux éjectés.

2.2.4 Les principaux résultats de la mission

La rencontre de *Deep Impact* avec le noyau de la comète 9P/Tempel 1 a fait l'objet de nombreuses observations dans le visible, l'infrarouge et le millimétrique au sol et dans l'espace.

Les instruments à bord de *Deep Impact* ont permis de déterminer les dimensions du noyau, sa température, son inertie thermique, sa gravité de surface, sa densité moyenne et donc sa masse moyenne ainsi que son albédo. Nous répertorions ces caractéristiques du noyau dans la table 2.4. Il est intéressant de noter que l'allongement réel est beaucoup moins important que celui avait été estimé en 2005. Nous montrons sur la figure 2.10 des images du noyau avant et après l'impact.

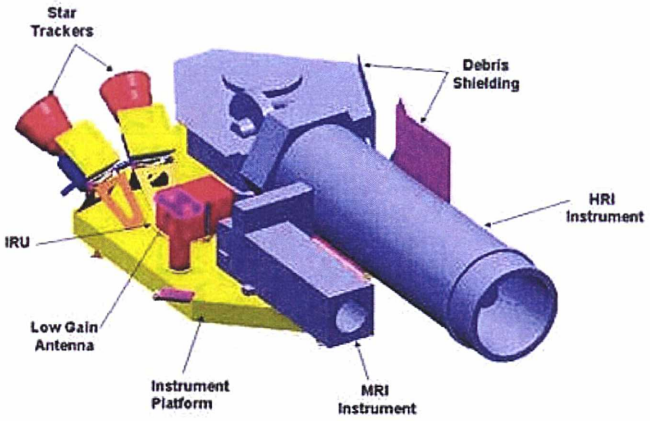


FIG. 2.8 – Les instruments HRI et MRI de *Deep Impact*. Crédit : NASA/JPL.

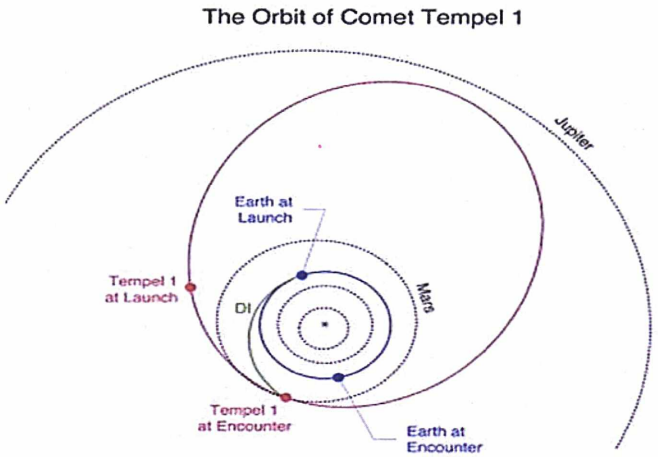


FIG. 2.9 – Les orbites de la Terre, de Tempel 1 et de *Deep Impact* et leurs positions au moment du lancement et au moment de la rencontre.

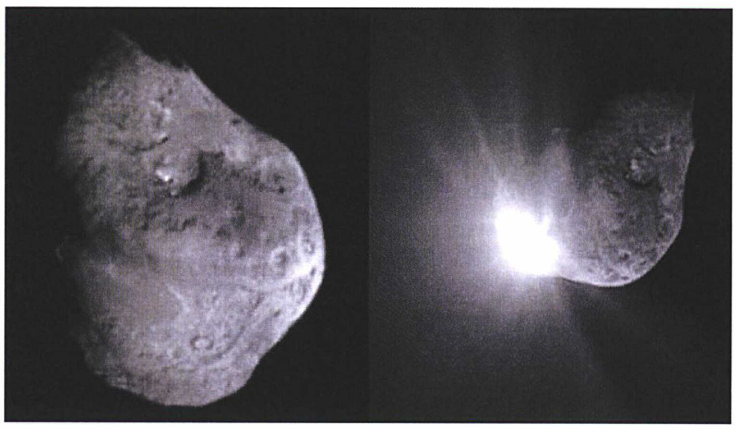


FIG. 2.10 – Noyau de la comète 9P/Tempel 1 avant (gauche) et après (droite) l'impact de *Deep Impact*. Crédit : NASA/JPL-Caltech/UMD.

D'après Thomas et al. (2007), le noyau de la comète 9P/Tempel 1 serait composé d'au moins trois couches de 50–200 m d'épaisseur qui semblent s'étaler de l'intérieur du noyau à

Propriété	Valeur	Référence
Rayon moyen (km)	3.3 ± 0.2 km	Groussin et al. (2007)
	3.0 ± 0.1 km	Thomas et al. (2007)
	3.0 ± 0.1 km	Feldman et al. (2007a)
Rapport entre les axes a/b	1.5 ± 0.4	A'Hearn et al. (2005a)
Dimension (km)	a = 7.6	A'Hearn et al. (2005a)
	b = 4.9 ± 0.3	
Gravité moyenne de surface (mm s^{-2})	0.34	Richardson et al. (2007)
Masse moyenne (kg)	4.5 x 10^{13}	Richardson et al. (2007)
	(5.8 ± 1.6) × 10^{13}	Davidsson et al. (2007)
Densité moyenne (kg m^{-3})	400	Richardson et al. (2007)
	400 ± 250	Davidsson et al. (2007)
Diamètre du cratère (m)	130–220	Schultz et al. (2007)
	150–200	Busko et al. (2007)
Température de surface (K)	entre 272 ± 7 K	Groussin et al. (2007)
	et 336 ± 7 K	Groussin et al. (2007)
Inertie thermique W K^{-1} m^{-2} $s^{1/2}$	< 50	Groussin et al. (2007)
Albédo	0.04	(Li et al. 2007)

Tab. 2.4 – Les propriétés du noyau de la comète 9P/Tempel 1 obtenues grâce à la mission *Deep Impact*.

la surface ainsi que de couches parallèles à la surface d'épaisseur 1–20 m. Les études de Ernst & Schultz (2007) suggèrent que la surface de la comète est poreuse et composée de silicates, de composés volatils et de carbone ainsi que des grains de glace d'eau de taille 30 ± 20 μm d'après Sunshine et al. (2006). Les résultats de Sunshine et al. (2007) mettent en évidence la présence de particules de glace d'eau de rayon ≈ 1 ± 1 μm dans les profondeurs du noyau, qui sont thermiquement isolées, soit entre 10 et 20 m de la surface.

Beaucoup d'études s'accordent sur l'hétérogénéité du noyau : Feaga et al. (2007) voient une asymétrie non corrélée dans la distribution spatiale de l'eau et du dioxyde de carbone, Weiler et al. (2007) remarquent des variations temporelles non corrélées des différentes espèces et Harker et al. (2007) observent des vitesses de déplacement différentes selon l'espèce.

En ce qui concerne la coma de gaz, des études radio ont permis de contraindre la vitesse du gaz à 0.75 ± 0.03 km s^{-1} (Howell et al. 2007, Biver et al. 2007), ainsi que les taux de production de différentes espèces et la masse d'eau éjectée par l'impact. La table 2.5 répertorie les abondances relatives post impact de certaines molécules par rapport à l'abondance de l'eau. Il est intéressant de noter qu'après l'impact il y a un enrichissement en éthane d'un facteur 1.82 ± 0.40 alors que les abondances relatives du méthanol et du cyanure d'hydrogène par rapport à l'eau restent constantes dans les barres d'erreur. La masse d'eau éjectée par l'impact sera traitée plus en détail dans le chapitre 4.

En ce qui concerne la coma de poussière, Knight et al. (2007), Harker et al. (2007) concluent à une production de petits grains juste après l'impact. La poussière dans les éjectas de la comète 9P/Tempel 1 semble être composée essentiellement de silicates amorphes et cristallins et de carbone amorphe selon Harker et al. (2007) et Lisse et al. (2007). Harker et al. (2007) estiment une vitesse de 220 m s^{-1} pour les grains de rayons 0.2 μm et Jorda et al. (2007) modélisent la vitesse des grains par une gaussienne avec un maximum à 190 m s^{-1} et une largeur à mi-hauteur de 150 m s^{-1}. La masse de la poussière éjectée a été déterminée par

Molécule	Abondance relative par rapport à l'eau	Référence
HCN	0.353 ± 0.027 %	Mumma et al. (2005)
CH_3OH	0.99 ± 0.17 %	Mumma et al. (2005)
CO	4.3 ± 1.2 %	Mumma et al. (2005)
C_2H_6	0.353 ± 0.02 %7	Mumma et al. (2005)
CH_4	0.54 ± 0.30 %	Mumma et al. (2005)
C_2H_2	0.13 ± 0.04 %	Mumma et al. (2005)

Tab. 2.5 – Les abondances relatives par rapport à l'eau de la comète 9P/Tempel 1 après impact obtenues grâce aux observations infrarouges au Keck. Crédit : Mumma et al. (2005).

différents auteurs mais elle est relativement mal contrainte comme nous le verrons dans le chapitre 3.

La noyau de la comète 9P/Tempel 1 a été de nouveau survolé en Février 2011 par la sonde *Stardust*. Les principaux objectifs de la mission *Stardust-NExT* étaient de détecter le cratère créé par l'impacteur de *Deep Impact*, et d'observer les changements sur Tempel 1 depuis la dernière visite, après qu'elle ait fait une révolution complète autour du Soleil. Les observations ont permis de mettre en évidence une évolution du noyau entre 2005 et 2011, comme le montre la figure 2.11, qui est due à la sublimation de la glace sous l'effet du rayonnement solaire, et de confirmer la taille du cratère de 150 m crée par l'impacteur de *Deep Impact*. La figure 2.12 présente la zone du cratère avant l'impact photographiée par *Deep Impact* et après l'impact photographiée par *Stardust-NExT*.

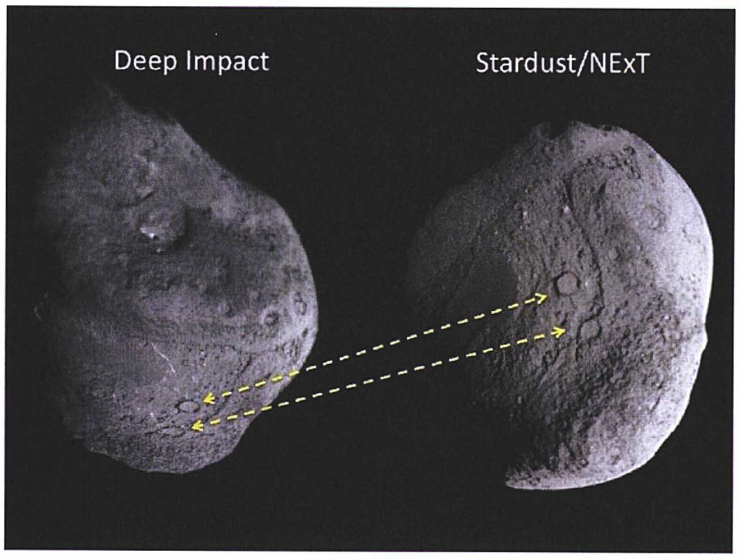


Fig. 2.11 – Une comparaison du noyau de la comète 9P/Tempel 1 centrée sur la zone du cratère au moment de *Deep Impact* (gauche) et au moment de *Stardust* (droite). Crédit : NASA/JPL.

Après la réussite de la mission *Deep Impact* en 2005, la NASA en 2007 a attribué une seconde mission à la sonde spatiale *Deep Impact* qui a été renommée *EPOXI* (Extrasolar Planet Observation and Deep Impact Extended Investigation). Cette nouvelle mission comprend 2 volets : le projet DIXI (Deep Impact Extended Investigation) qui a pour but le survol de la

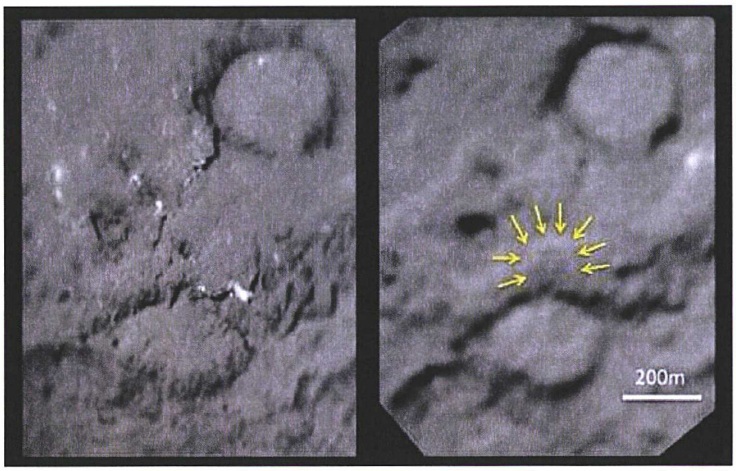


Fig. 2.12 – Une comparaison du noyau de la comète 9P/Tempel 1 centrée sur la position du cratère du à l'impact au moment de *Deep Impact* (gauche) et au moment de *Stardust* (droite). Crédit : NASA/JPL.

comète périodique 103P/Hartley (ou Hartley 2) et le projet EPOch (Extrasolar Planet Observation and Characterzation) qui a pour but l'observation des planètes extrasolaires. Cette mission est la 5eme mission de survol d'un noyau cométaire, à une distance de 694 km. Des données acquises montrent que la comète Hartley 2 diffère en beaucoup de points de la comète 9P/Tempel 1 (A'Hearn et al. 2011). Cette comète est un bon exemple de comète hyperactive. En effet elle produit plus d'eau que son noyau est capable de produire par la sublimation des glaces à sa surface et le dioxyde de carbone est un acteur important de son activité. Le noyau de Hartley 2 met en évidence 2 types de surfaces : un terrain plutôt granuleux à chaque extrémité et un terrain plutôt lisse entre ces 2 lobes granuleux. La région centrale, pauvre en CO_2 et en grains glacés, est la région où la sublimation de l'eau semble la plus importante. Les régions granuleuses semblent être riches en CO_2, en organiques et en grains glacés comme nous pouvons le voir figure 2.13.

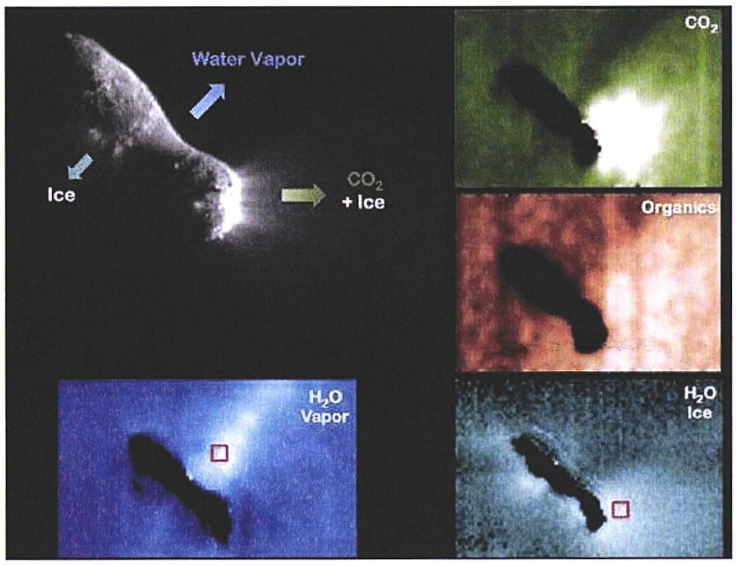


Fig. 2.13 – La comète Hartley 2 observée par EPOXI. Crédit : A'Hearn et al. (2011).

2.3 Les observations de l'événement par le télescope spatial *Spitzer*

2.3.1 L'intérêt des études infrarouges

Pour la coma de gaz

Le domaine infrarouge permet l'étude, entre autres, de la bande vibrationnelle de l'eau à 6.4 μm. D'après les résultats déjà obtenus sur la mission *Deep Impact* (section 2.2.4), l'impact a soulevé une grande quantité de grains glacés provenant des couches les plus profondes ce qui a causé une augmentation du taux de production et de la quantité de volatiles. L'objectif de ce travail de thèse sera d'étudier l'évolution temporelle du nombre de molécules d'eau à partir d'observations effectuées par *Spitzer* pour confirmer ces résultats et d'étudier la réponse à l'impact de la coma de gaz.

Pour la coma de poussière

Comme cela a été vu précédemment, l'impact a soulevé une quantité significative de particules de poussières de la surface et de l'intérieur du noyau. Les gros grains, qui en général, ne peuvent pas s'échapper du noyau ont pu le faire grâce à l'énergie fournie par l'impact. On s'attend donc à un changement significatif du continuum de poussière au moment de l'impact ce qui permettrait de mieux contraindre les propriétés physiques des grains. L'impact devrait augmenter le taux de production de poussière. En effet les images optiques montrent la présence d'une grande quantité de poussière.

Un autre objectif de ce travail de thèse sera d'étudier les propriétés des éjectas de poussière (composition, distribution en taille, masse) et l'évolution du nuage des éjectas de poussière (loi de vitesse) dans le domaine infrarouge grâce aux données de *Spitzer*.

Les objectifs majeurs des observations spectroscopiques après l'impact sont de surveiller l'activité de la coma et de regarder les changements qui devraient se passer pour le gaz et la poussière. En effet la détermination des propriétés physiques et de la composition de la coma, qui a été observée avant, pendant et après l'impact, est nécessaire pour contraindre les modèles et réduire les incertitudes. De plus, il est aussi important de déterminer si l'impact a un effet global sur la coma ou si il a juste un effet localisé sur la région de l'impact.

2.3.2 Le télescope spatial *Spitzer*

L'historique

Le télescope spatial *Spitzer* est le troisième satellite astronomique infrarouge mis à la disposition de la communauté scientifique. Le premier fut le satellite IRAS (InfraRed Astronomical Satellite), lancé en 1983 et réalisé par la NASA en collaboration avec l'agence spatiale néerlandaise et l'agence de la recherche britannique. Ce télescope cryogénique de 57cm de diamètre a conduit à la première carte complète du ciel (96 %) dans les bandes infrarouges centrées autour de 12, 25, 60 et 100 μm. IRAS était refroidi à une température de 4 K avec de l'hélium et a été opérationnel pendant 10 mois. Le second est ISO (Infrared Space Observatory) de l'ESA. Il a été lancé en 1995 et a été opérationnel pendant 30 mois. D'un diamètre de 50/60 cm, ce télescope, refroidi à des températures entre 2–8 K, avait pour objectif d'observer l'Univers froid et sombre à des longueurs d'onde comprises entre 2.5–240 μm. Le télescope spatial *Spitzer* de la NASA a donc été fondé sur des bases techniques solides établies par ses deux prédécesseurs puisque chacun d'eux a démontré l'importance de la cryogénie pour

refroidir le télescope et les instruments afin qu'ils n'émettent pas de rayonnement de fond parasite qui aveuglerait les détecteurs. Ces bases techniques ont permis à *Spitzer* d'avoir une sensibilité entre 10 et 100 fois plus grande que ses prédécesseurs.

Le lancement du télescope spatial *Spitzer* a été réalisé par une fusée Delta II, le 25 août 2003 au Cap Canaveral en Floride. Avant son lancement, il était nommé SIRTF pour Space Infrared Telescope Facility mais a été rebaptisé *Spitzer*, du nom d'un scientifique américain, Lyman Spitzer. *Spitzer*, placé sur une orbite héliocentrique de période légèrement supérieure à celle de la Terre, a épuisé sa réserve d'hélium liquide en mai 2009.

La description des instruments

Le télescope de *Spitzer* (Fig. 2.14) est un réflecteur léger de type Ritchey-Chrétien, avec un miroir mesurant 85 centimètres de diamètre. Il pèse moins de 50 kg et est conçu pour fonctionner à des températures extrêmement basses. Toutes ses parties, à l'exception des supports du miroir, sont faites de béryllium, qui est extrêmement léger. Le béryllium est régulièrement utilisé pour les télescopes infrarouges, parce qu'il a une capacité calorifique basse aux températures très basses, c'est à dire qu'il est facile de le refroidir rapidement.

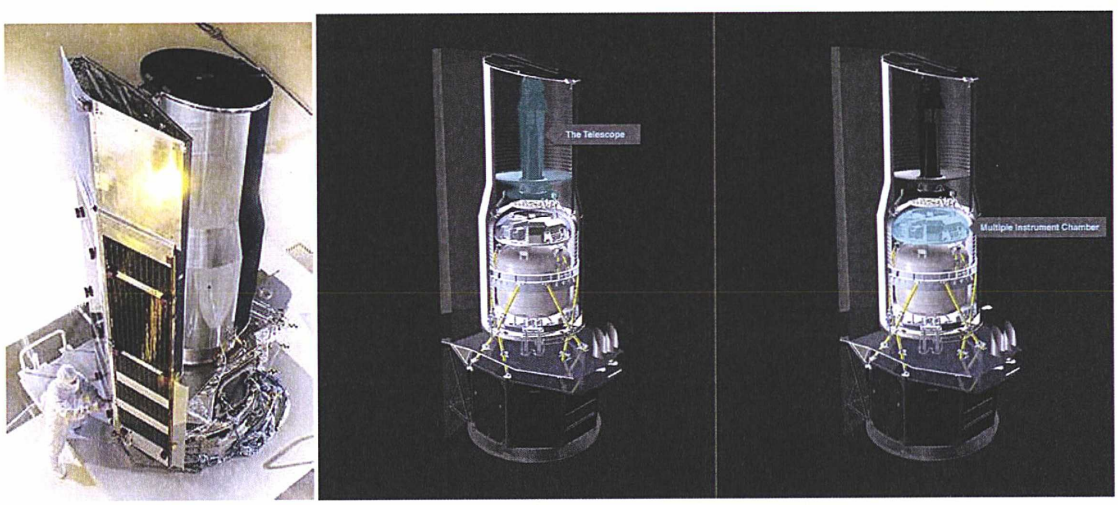


Fig. 2.14 – Le telescope spatial *Spitzer*. Crédit : NASA/JPL-Caltech/UMD.

Le télescope spatial *Spitzer* embarque trois instruments scientifiques à son bord (Fig. 2.15) : Infrared Array Camera (IRAC), Infrared Spectrograph (IRS) et Multiband Imaging Photometer (MIPS). L'enceinte des instruments de diamètre 84 cm et de hauteur 20 cm, qui contient les trois instruments scientifiques est construite de manière à être imperméable à toute lumière autre que celle qui est dirigée par le télescope vers les instruments. Elle est fixée en haut du cryostat de manière à maintenir les instruments scientifiques à une température de 5.5 K grâce à de l'hélium liquide afin d'éliminer au maximum le bruit de fond infrarouge.

La caméra infrarouge (IRAC) prend des images dans le proche et moyen-infrarouge pour des longueurs d'onde entre 3.6–8.0 μm (Fazio et al. 2004).

Le photomètre infrarouge multi bandes (MIPS) est aussi une caméra, mais qui détecte la lumière dans l'infrarouge lointain aux longueurs d'onde 24, 70 et 160μm (Rieke et al. 2004).

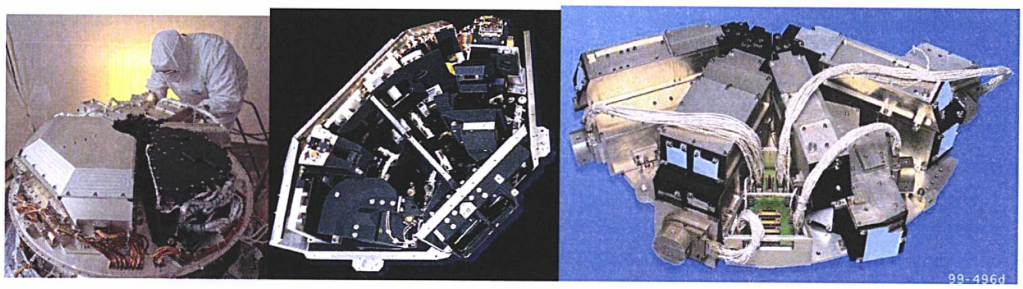


FIG. 2.15 – Le module IRAC (gauche), le module MIPS (centre) et le module IRS (droite). Crédit : NASA

MIPS peut aussi faire de la spectroscopie comme IRS.

Le spectrographe infrarouge (IRS) fournit des données spectroscopiques à haute et à basse résolution dans les longueurs d'ondes du moyen-infrarouge entre 5–40 μm (Houck et al. 2004). Je vais décrire plus en détail l'instrument IRS car au cours de cette thèse j'ai analysé les données d'un de ses modules. IRS est divisé en 4 modules : un module basse résolution dans les courtes longueurs d'onde entre 5.2–14.5 μm (SL = Short-Low), un module basse résolution dans les grandes longueurs d'onde entre 14–40 μm (LL = Long-Low), un module haute résolution dans les courtes longueurs d'onde entre 9.9–19.6 μm (SH = Short-High), un module haute résolution dans les grandes longueurs d'onde entre 18.7–37.2 μm (LH = Long-High). Chaque module possède sa propre fente d'entrée pour laisser la lumière infrarouge pénétrer dans le spectrographe. Les détecteurs sont de taille 128 × 128 pixels. Les caractéristiques du module IRS sont répertoriées la table 2.6.

Module	Taille du pixel (seconde d'arc)	Ordre (seconde d'arc)	Taille de la fente	λ (μm)	Résolution	Détecteur
Short-Low	1.8	SL2	3.6 × 57	5.2–7.7	80–128	Si :As
		SL3		7.3–8.7		
		SL1	3.7 × 57	7.4–14.5	61–120	
Long-Low	5.1	LL2	10.5 × 168	13.9–21.3	57–126	Si :Sb
		LL3		19.2–21.6		
		LL1	10.7 × 168	19.9–39.9	58–112	
Short-High	2.3	11–20	4.7 × 11.3	9.9–19.6	600	Si :As
Long-High	4.5	11–20	11.1 × 22.3	18.7–37.2	600	Si :Sb

TAB. 2.6 – Les caractéristiques du module IRS. Crédit : IRS Instrument Handbook

2.3.3 Les observations avec *Spitzer*

Les données des observations

Des cartes spectrales couvrant approximativement $20'' \times 60''$ ont été acquises avec le Spectrographe Infrarouge (IRS) du télescope spatial *Spitzer* à différents temps autour du moment de l'impact (TI) sur la comète 9P/Tempel 1, à savoir 2 instants avant l'impact (TI - 41.3 h et TI - 22.9 h) et 12 instants après l'impact (entre TI + 0.67 h et TI + 1027 h). L'impact s'est produit le 04 Juillet 2005 à 05 :44 :36 UT (A'Hearn et al. 2005a), ce qui correspond à 05 :50 :34 UT vu par *Spitzer*. La table 2.7 résume les temps d'observations, la distance héliocentrique, la distance entre *Spitzer* et la comète, l'angle de phase aux moments des observations et la

taille du champ de vue correspond aux extractions que nous avons analysées.

Temps par rapport à l'impact (h)	Date	Heure (UT)	r_h (UA)	Δ (UA)	Angle de phase (deg)	champ de vue (km)
-41.3	2005-07-02	12 :52 :13	1.506	0.711	36	4780 × 4780
-22.9	2005-07-03	07 :25 :07	1.506	0.715	36	4810 × 4810
0.67	2005-07-04	06 :30 :45	1.506	0.719	36	4840 × 4840
2.0	2005-07-04	07 :50 :13	1.506	0.719	36	4840 × 4840
3.6	2005-07-04	09 :24 :29	1.506	0.720	36	4845 × 4845
4.2	2005-07-04	10 :01 :14	1.506	0.720	36	4845 × 4845
10.2	2005-07-04	16 :02 :19	1.506	0.721	36	4850 × 4850
20.5	2005-07-05	02 :19 :54	1.506	0.723	36	4860 × 4860
41.7	2005-07-05	23 :34 :21	1.506	0.727	37	4890 × 4890
122	2005-07-09	07 :38 :14	1.507	0.743	37	5000 × 5000
164	2005-07-11	01 :58 :44	1.507	0.752	38	5060 × 5060
242	2005-07-14	08 :14 :21	1.509	0.770	38	5180 × 5180
740	2005-08-04	01 :43 :10	1.536	0.901	40	6060 × 6060
1027	2005-08-16	00 :29 :26	1.563	0.992	40	6670 × 6670

Tab. 2.7 – Observations de la comète 9P/Tempel 1 avec IRS.

Ces observations avec IRS, dont le principal investigateur était Casey Lisse (Lisse et al. 2006), proviennent des données d'archives de *Spitzer*. Les archives contenaient des observations à la fois pour le module SL et pour le module LL. Dans le cadre de cette thèse, nous avons seulement considéré le module SL en vue des différentes circonstances d'observations (orientation, taille du pixel, dimension de la fente, temps par rapport à l'impact) et des ses objectifs scientifiques. Une fois que toutes les images spectrales ont été sommées, le temps d'intégration effectif sur la source est de 58.7 secondes et de 2600 secondes pour la carte spectrale complète du module SL.

Le module SL est composé de deux ordres qui ont simultanément observé des portions indépendantes du ciel : SL1 et SL2. Quand la source est sur une moitié de la fente, sa lumière passe à travers un filtre dont la bande passante est comprise entre 7.5–15 μm puis est diffractée par un réseau dans le premier ordre (SL1). Quand la source est déplacée sur l'autre moitié de la même fente, sa lumière passe à travers un filtre dont la bande passante est comprise entre 5–7.5 μm puis est diffractée par le réseau dans le deuxième ordre (SL2). Le module SL couvre aussi une gamme de longueur d'onde du premier ordre, entre 7.3–8.7 μm, quand la source se trouve dans SL2, on le nomme SL3. L'ordre SL3 qui est vu comme un ordre bonus puisqu'il couvre à la fois une partie de la gamme de longueur d'onde de SL1 et de SL2, a été utilisé pour ajuster les données de SL1 avec les données de SL2. La figure 2.16 montre un exemple d'observation d'une étoile avec le module LL et un exemple d'un fond de ciel avec le module SL. L'observation avec le module LL est donné à titre indicatif car le code de couleur (représentant les longueurs d'ondes) permet de voir que LL3 est identique, sur une gamme de longueur d'onde réduite, à LL1 lorsque la source se trouve sur la moitié de la fente correspondant à SL2.

Les cartes spectrales sont découpées en 2 × 11 grilles (parallèlement × perpendiculairement par rapport à la longueur de la fente) pour permettre de faire des cartes spectrales de la comète et du ciel. Le long de la fente la taille du pixel est de $1.8''$. Pour garder la même taille du pixel suivant les deux dimensions les 11 grilles perpendiculaires à la longueur de la fente seront décalées de $1.8''$, ce qui correspond à la moitié de la largeur de la fente SL2.

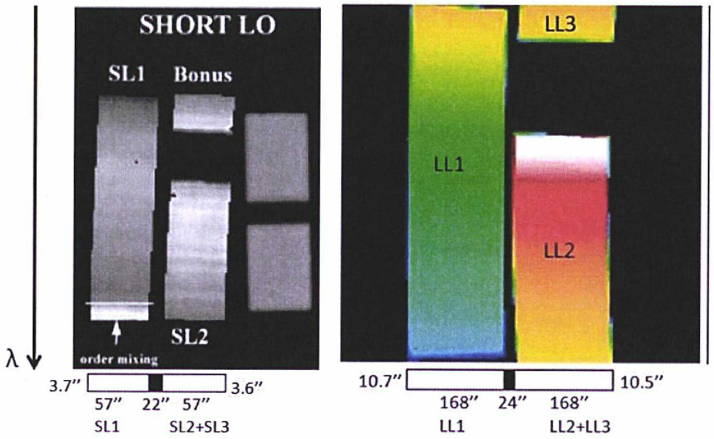


Fig. 2.16 – Les modules SL (gauche) et LL (droite) de IRS sur le détecteur. Crédit : IRS Instrument Handbook

Pour chacune des deux dimensions spectrales, le fond de ciel a été soustrait. Les 44 spectres (22 positions × 2 cycles par position) à chaque temps d'observation ont été assemblés en 3 cubes de données (un pour SL1, SL2 et SL3) avec la version 1.7 du logiciel CUBISM (CUbe Builder for IRS Spectra Maps) (Smith et al. 2007). Les cubes de données ont été inspectés (à la fois manuellement et automatiquement) pour localiser les pixels morts et les rayons cosmiques et ont ensuite été réassemblés en ignorant ces points. Puisque les données d'IRS ont été calibrées avec des observations de sources ponctuelles, le logiciel CUBISM détermine le flux par photométrie d'ouverture. Les incertitudes sur le flux se trouvent dans des cubes de données séparés. Nous avons extrait notre spectre des cubes de données finaux en utilisant un champ de vue de $9.25'' \times 9.25''$ centré sur le noyau. Les différents ordres des modules SL ont ensuite été ajustés pour produire un spectre continu, en gardant le flux de SL1 fixe. La plupart des facteurs d'ajustement correspond à des corrections de moins de 10 % mais occasionnellement des corrections supérieures à 20 % ont été nécessaires pour aligner SL3 avec SL1.

Bien que SL1 couvre des longueurs jusqu'à environ 14 μm, le spectre n'est pas fiable au-delà d'environ 13.5 μm à cause des artéfacts connus sous le nom de 'teardrop'. Le 'teardrop' est une région avec un excès de flux qui peut être causé par les réflexions internes de l'instrument (*Spitzer* Science Center (2011)). Le 'teardrop' apparaît spatialement comme un excès d'émission sur un coté de la source. Il est facilement identifiable dans les spectres à 2 dimensions d'un point source (par exemple la calibration d'étoiles) mais plus difficilement identifiables dans nos spectres 2D de la comète 9P/Tempel 1. Cependant, le 'teardrop' doit être présent dans nos spectres, c'est pourquoi nous ignorons toutes les longueurs d'ondes supérieures à 13.2μm.

Ces données permettent l'étude du continuum de poussière (avec les données de SL1, SL2 et SL3 (Fig. 2.17). L'étude de la bande d'émission de l'eau ν_2 à 6.4 μm (Woodward et al. 2007) est possible grâce aux données de SL2 (Fig. 2.18) et celle de la bande d'émission des silicates grâce aux données de SL1. De plus, un jeu d'observations à différents temps avant et après l'impact, nous permettra d'analyser les variations temporelles des propriétés des grains de poussière et du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue.

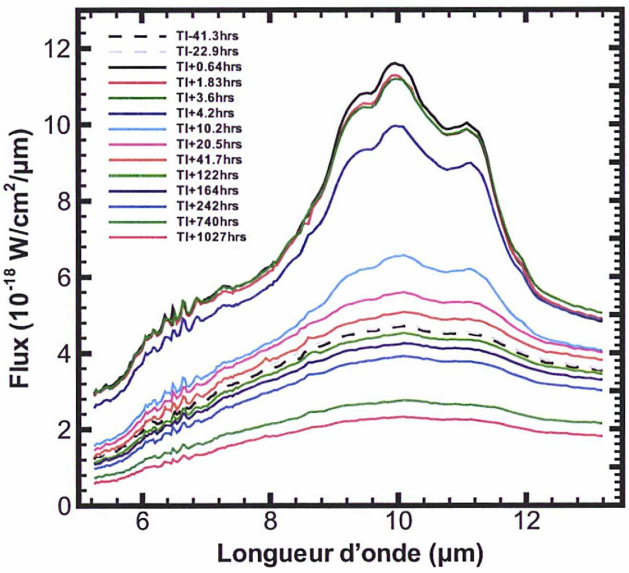


Fig. 2.17 – Spectre du noyau et de la coma pour un champ de vue de 5 x 5 pixels centré sur le noyau pour les données de SL1, SL2 et SL3.

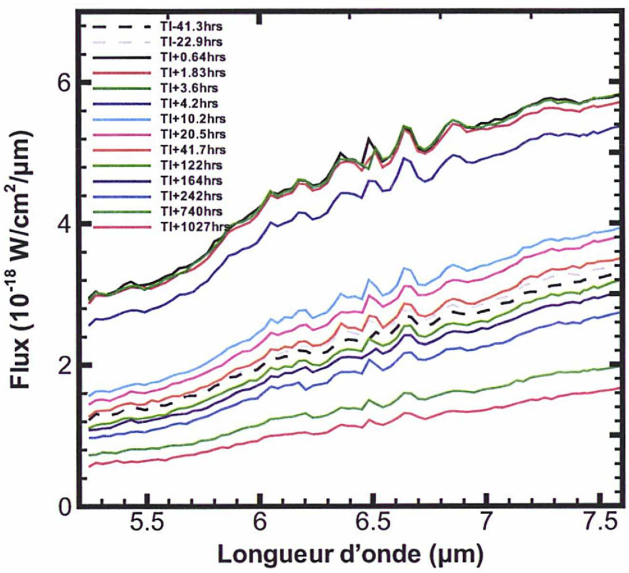


Fig. 2.18 – Spectre du noyau et de la coma pour un champ de vue de 5 x 5 pixels centré sur le noyau pour les données de SL2.

La contribution du noyau

L'émission thermique du noyau contribue significativement au flux spectral pour une extraction de 9.25″ × 9.25″ centrée sur le noyau. Michael Kelley a calculé que l'émission thermique du noyau représente 20 à 50 % du flux pour les spectres avant l'impact (la valeur

exacte dépendant de la longueur d'onde) et 10 à 20 % du flux pour le premier spectre après l'impact. Nous utilisons un modèle thermique, NEATM (near-Earth asteroid thermal model, Harris (1998)), avec un rayon effectif pour le noyau de la comète de 3.3 km et une émissivité infrarouge de 0.9, comme mesurés dans les observations *Spitzer* du noyau à $r_h = 3.7$ AU (Lisse et al. 2005b). Le spectre NEATM calculé est ensuite corrigé en considérant la taille de l'ouverture, la forme carrée de l'ouverture, la fonction d'étalement du point (PSF) de l'instrument (calculée avec le programme de Tiny Tim) et en supposant que le noyau se trouve à la position donnée par les éphémérides pour la comète. La figure 2.19 montre les spectres de la coma après soustraction de l'émission du noyau pour le champ de vue de 9.25″ × 9.25″.

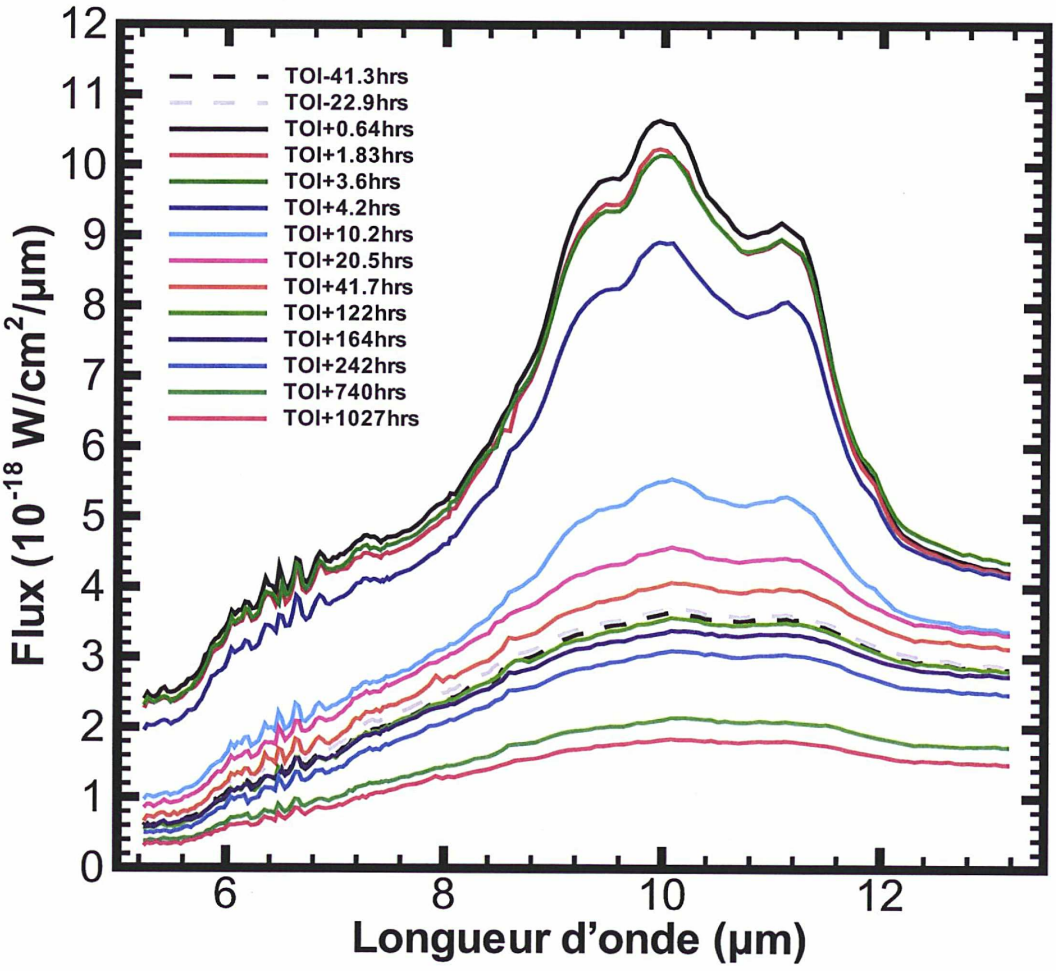


Fig. 2.19 – Spectre de la coma après soustraction de l'émission du noyau pour un champ de vue de 5 x 5 pixels (9.25″ × 9.25″) centré sur le noyau pour les données de SL1, SL2 et SL3.

La position du noyau sur la fente

Dans un premier temps, j'avais fait moi même les extractions des données SL2 avec une version de CUBISM. Pour cela, il me fallait déterminer la position du noyau sur la fente. En util-

isant les éphémérides du site HORIZONS du Jet Propulsion Laboratory (http ://ssd.jpl.nasa.gov/ ?horizons) et les valeurs de déclinaison et d'ascension de droite de la comète sur la fente à chaque instant d'observation, j'avais obtenu les coordonnées (X,Y) du noyau sur la fente (Table 2.8). Finalement, j'ai utilisé les spectres extraits par Michael Kelley avec une version plus récente de CUBISM. Ces extractions contiennent à la fois les spectres SL1 et SL2 qui ont été ajustés l'un à l'autre en intensité.

Temps par rapport à l'impact (h)	RA degré	DEC degré	X pixels	Y pixels
-41.3	208.916308	-9.345524	15.4	7.3
-22.9	209.135089	-9.660232	16.4	8.3
+0.67	209.423736	-10.062997	17.3	8.5
+1.83	209.438367	-10.083058	15.4	8.4
+3.6	209.453022	-10.103119	15.4	8.3
+4.2	209.467701	-10.123179	15.4	8.3
+10.2	209.538714	-10.219761	17.3	9.4
+20.5	209.668550	-10.394410	16.3	9.4
+41.7	209.944256	-10.757365	18.2	9.4
+122	211.045611	-12.113859	16.4	8.4
+164	211.669336	-12.826032	16.5	8.5
+242	212.906953	-14.142260	17.4	8.6
+740	222.740594	-21.853751	17.7	7.8
+1027	229.744577	-25.604323	18.4	6.6

Tab. 2.8 – Ephémérides (RA,DEC) de la comète 9P/Tempel 1 vues depuis *Spitzer* et la position du noyau sur la fente

CHAPITRE 3

Analyse de l'émission thermique de la poussière

Dans cette partie, nous allons exploiter les spectres infrarouges pour étudier les poussières de la comète 9P/Tempel 1. Pour cela, nous avons soustrait le spectre d'avant l'impact (TI - 41.3 h) aux spectres d'après l'impact (pour les temps entre TI + 0.67 h et TI + 20.5 h). Après cette soustraction, la contribution du noyau est négligeable.

Pour commencer, nous allons nous intéresser à évaluer la température de couleur des éjectas de poussière et de la poussière totale dans le champ de vue à l'aide d'un ajustement du continuum avec un corps noir.

Ensuite, avec un modèle d'émission thermique de la poussière, nous allons étudier les propriétés des grains, à savoir la température en fonction de la composition, dans le but de contraindre l'évolution temporelle des paramètres des lois de distribution en taille et la masse de poussière dans le champ de vue.

Enfin, avec un modèle d'évolution temporelle de la poussière, nous allons contraindre les paramètres des lois de distribution de vitesse des grains et créer des spectres synthétiques de la poussière dans le but d'évaluer l'évolution temporelle théorique des distributions en taille qui sera comparée avec celle obtenue par les observations.

Sommaire

3.1 Les observations de la poussière cométaire dans l'infrarouge thermique . . 51
3.2 La température de couleur 54
3.2.1 Détermination analytique de la température de couleur 54
3.2.2 Détermination de la température de couleur par un ajustement du spectre par l'émission d'un corps noir 56
3.2.3 Conclusion sur la température de couleur 57
3.3 Le modèle d'émission thermique de la poussière 59
3.3.1 Les équations de l'équilibre thermique 59
3.3.2 Les indices optiques en fonction de la composition 60
3.3.3 Les lois de distribution en taille 62
3.3.4 La sensibilité de la température des grains aux différents paramètres 62
3.4 Application du modèle d'émission thermique de la poussière aux données de *Spitzer* 67
3.4.1 La méthode 67
3.4.2 La détermination de la fraction massique de composés organiques α 68
3.4.3 Les valeurs du χ^2 68
3.4.4 L'évolution temporelle des distributions en taille 72

3.4.5 L'évolution temporelle de la masse des éjectas 74
3.5 Le modèle d'évolution temporelle de l'émission thermique de la poussière . 77
3.5.1 Description du modèle 77
3.5.2 Méthodes numériques 79
3.5.3 L'influence des paramètres 82
3.6 Application du modèle d'évolution temporelle de l'émission de la poussière aux données de *Spitzer* 87
3.6.1 Les résultats obtenus à 5.7 μm et à 12.5 μm 87
3.6.2 Discussion des résultats 88
3.6.3 Retour et validation de l'analyse des spectres 89

3.1 Les observations de la poussière cométaire dans l'infrarouge thermique

De façon générale, l'observation de l'émission infrarouge des objets de l'Univers a permis de faire d'importants progrès sur la connaissance de leurs propriétés physiques. En effet une grande variété de processus physiques est susceptible de produire un rayonnement infrarouge. Son analyse permet de déduire des paramètres physiques essentiels comme la température, la composition,...

Il existe quelques exemples de retour d'échantillons et de mesures in situ sur les comètes, cependant pour beaucoup d'entre elles seules les observations au sol sont possibles. La spectroscopie dans l'infrarouge moyen est le meilleur outil pour évaluer la minéralogie de la poussière cométaire, et permettre une comparaison des comètes entre elles et des comètes avec le milieu interstellaire et les disques protoplanétaires.

Les observations au sol de la comète P/Halley (Campins & Ryan 1989, Bregman et al. 1987) ont montré la présence de silicates cristallins dans la poussière (Fig. 3.1). En effet l'émission à 11.2 μm est caractéristique de l'olivine cristalline (forstérite). Les sondes spatiales *VEGA* et *Giotto* nous ont aussi révélé qu'une fraction importante des grains cométaires était riche en atomes d'hydrogène, carbone, oxygène et azote (les grains "CHON"). Ces grains sont probablement recouverts d'un manteau de molécules organiques. Ces molécules, sans doute de masse moléculaire élevée, s'évaporent difficilement ou bien se décomposent en molécules plus légères qui contribuent à l'atmosphère cométaire lorsque les grains sont chauffés par le Soleil.

La comète C/1995 O1 Hale-Bopp a montré une bande de silicate très forte par rapport aux autres comètes. Le Short Wavelength Spectrometer (SWS) à bord de l'*Observatoire Spatial Infrarouge* (*ISO*) de l'ESA a acquis pour la première fois un spectre sur une large gamme de longueurs d'onde, à savoir entre 6–40 μm (Crovisier et al. 1997; 2000). Ce spectre (Fig. 3.1) à permis de mettre en évidence des signatures spectrales entre 8–13 μm d'olivine et de pyroxène riches en magnésium dans les états amorphe et cristallin.

La sonde *Stardust* a prélevé des échantillons de poussières le 2 janvier 2004 dans la chevelure de la comète de la famille de Jupiter, 81P/Wild 2. Elle nous les a rapportés le 15 janvier 2006. L'étude des ces échantillons a montré la présence de silicates amorphes et cristallins (Brownlee et al. 2006, Zolensky et al. 2006).

Pour produire une forte émission entre 8–13 μm, les particules de silicates doivent avoir un rayon ≤ 1 μm. Pour que les grosses particules montrent une forte bande d'émission elles doivent être très poreuses, ce qui revient à des agrégats de petites particules. Le continuum, quant à lui, est en général modélisé par du carbone amorphe.

Les comètes Hale-Bopp et P/Halley sont toutes les deux des comètes du nuage de Oort. D'autres comètes du nuage de Oort comme les comètes P/2006 T1 Levy, C/2004 F4 Bradfield, C/1933 A1 Mueller, C/1996 B2 Hyakutake et C/2002 V1 NEAT montrent la même forte signature des silicates entre 8–13 μm, ce qui n'est pas le cas pour les comètes à courte période. Cela peut s'expliquer soit par des compositions différentes entre les comètes du nuage de Oort et les comètes de la famille de Jupiter soit par l'absence de petites particules dans la coma des comètes à courte période. En effet les comètes à courte période se sont souvent sublimées dans le Système Solaire interne et les plus petites ou les plus légères particules ont été éjectées, laissant à la surface des noyaux, des particules plus grosses qui sont certainement

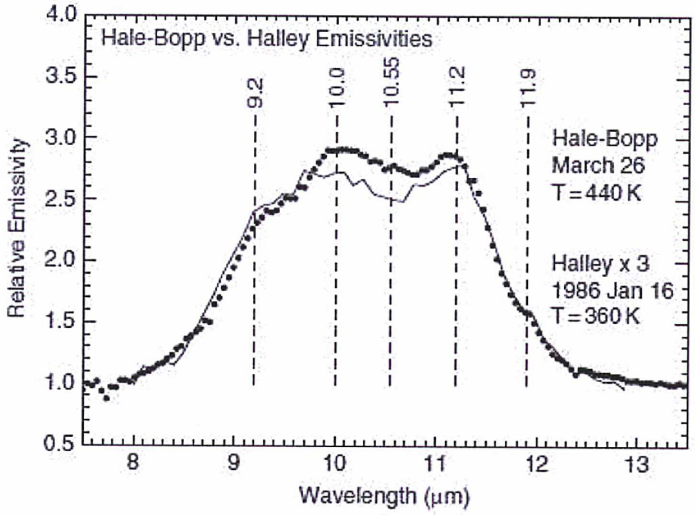


FIG. 3.1 – La bande démission des silicates pour la comète Hale-Bopp (pointillé) et pour la comète P/Halley (trait continu). Chaque spectre a été divisé par un corps noir à la température indiquée sur la figure. Le spectre pour la comète de Halley a été multiplié par 3. Les pics à 10.55 μm, à 11.2 μm et à 11.9 μm sont relatifs aux émissions de pyroxène cristallin et d'olivine cristalline. Le pic à 9.2 μm est dû à l'émission de pyroxène amorphe et celui à 10 μm à l'émission d'olivine amorphe. Crédit : Hanner & Zolensky (2010).

celles qui sont maintenant entrainées lors du dégazage.

Ce débat sur les compositions différentes entre les comètes du nuage de Oort et celles de la famille de Jupiter a pris fin en 2005 avec la mission *Deep Impact* sur la comète 9P/Tempel 1. Un des buts de la mission *Deep Impact* était d'étudier si la composition de la poussière présente dans les couches plus profondes du noyau était différente de la poussière présente à la surface (A'Hearn et al. 2005b). Les études infrarouge au sol (Harker et al. 2007) et avec le télescope spatial *Spitzer* (Lisse et al. 2006) ont permis de conclure sur une composition similaire entre la comète 9P/Tempel 1 et les comètes du nuage de Oort. En effet les spectres avant l'impact montrent une bande de silicates peu contrastée alors que les spectres après l'impact montrent une bande de silicates très intense, comme pour les comètes du nuage de Oort (Fig. 3.2). Harker et al. (2007) interprètent cette signature intense de silicates par la présence de petites particules émises après l'impact. Lisse et al. (2006) identifient, comme c'était attendu, la présence d'olivine et de pyroxène amorphe et cristallin mais aussi des silicates hydratés, des carbonates, des PAHs et des sulfides. De plus, bien que l'olivine riche en magnésium (forstérite) soit le matériau le plus abondant, le pôle ferreux de l'olivine (fayalite) a été détecté. Les pyroxènes riches en fer sont plus abondants que les pyroxènes riches en magnésium d'après Lisse et al. (2006).

Comme nous l'avons vu, la poussière cométaire est un mélange non équilibré et hétérogène de minéraux, incluant des grains qui doivent être formés à hautes températures et d'autres qui doivent être formés à basses températures. Ces différents composés n'ont surement pas la même origine. En effet les températures dans le Système Solaire externe, où les noyaux cométaires se sont accrétés, étaient peu élevées et il est donc possible que certains grains interstellaires aient pu survivre dans cet environnement. Les petits grains de silicate amorphe peuvent en effet être des grains interstellaires. Les silicates cristallins se sont probablement

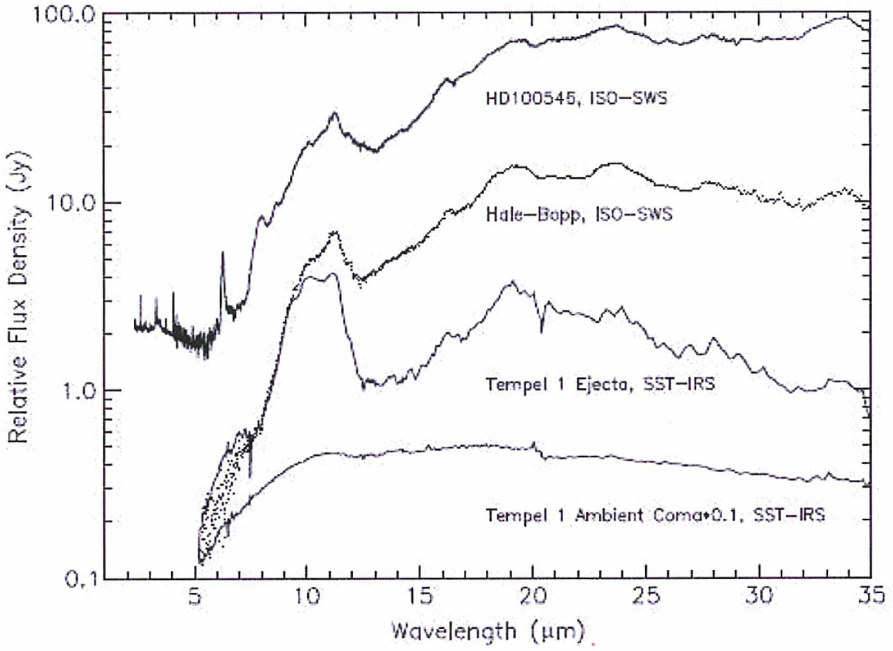


Fig. 3.2 – Comparaison des spectres de *Spitzer* de la comète 9P/Tempel 1 avant et après l'impact, du spectre ISO de la comète Hale-Bopp et du spectre ISO de l'étoile HD100546. Crédit : Lisse et al. (2006)

condensés dans la nébuleuse solaire interne qui est plus chaude. Leur présence dans les comètes apporte une preuve d'un grand mélange de composition dans la nébuleuse solaire (Bockelée-Morvan et al. 2002).

En dépit des avancés récentes, la spectroscopie a des limites. L'un des désavantages de la spectroscopie infrarouge est que la détermination des quantités de poussière n'est pas unique à cause des nombreux paramètres des modèles (Hanner & Zolensky 2010).

Dans la suite de ce chapitre, nous allons exploiter les spectres infrarouges de *Spitzer* pour étudier les poussières de la comète 9P/Tempel 1. Les observations avant l'impact nous permettrons l'étude de la coma ambiante. Les propriétés des éjectas seront analysées à partir des observations après l'impact.

3.2 La température de couleur

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la détermination de la température de couleur (T_{col} en Kelvin) avant l'impact pour la coma de poussière ambiante et après l'impact pour l'ensemble de la poussière dans la coma (coma ambiante et éjectas) et pour les éjectas de poussière. Nous allons exploiter les observations de *Spitzer*, avant et après l'impact, de la comète 9P/Tempel 1 pour des extractions de 5 × 5 pixels centrées sur le noyau. Nous rappelons que les spectres des éjectas de poussière sont obtenus après soustraction du spectre d'avant l'impact (à TI - 41.3 h). Nous analyserons les spectres obtenus après l'impact entre TI + 0.67 h et TI + 20.5 h.

La température de couleur (T_{col}) peut se définir comme la température apparente d'une source lumineuse bien qu'elle peut ne pas correspondre pas à la température réelle de la source lumineuse. La définition d'un corps noir (en W m^{-2} m^{-1} sr^{-1}) à la température T_{col} et à la longueur d'onde λ (m) est donnée par l'équation 3.1 :

$$B_\lambda(T_{col}, \lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left\{ exp\left(\frac{hc}{\lambda k T_{col}}\right) - 1 \right\}} \tag{3.1}$$

où

- $h = 6.62 \times 10^{-34}$ J s est la constante de Planck,
- $c = 3 \times 10^8$ m s^{-1} est la célérité de la lumière,
- $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J K^{-1} est la constante de Boltzmann.

Dans cette partie nous allons utiliser deux méthodes pour calculer T_{col} : une méthode analytique en approximant le flux à deux longueurs d'onde par un corps noir et une méthode d'ajustement du continuum, dû à l'émission thermique des poussières, par un corps noir.

3.2.1 Détermination analytique de la température de couleur

En première approche nous allons déterminer la température de couleur des poussières dans la coma de manière approximative. Pour cela nous allons calculer la valeur de T_{col} en approximant le flux, à deux longueurs d'onde différentes sur le continuum par un corps noir. Dans le cas du corps noir deux régimes peuvent être rencontrés :

- pour les courtes longueurs d'onde $\lambda T_{col} \ll \frac{hc}{k}$: loi de Wien,

$$B_\lambda(T_{col}, \lambda) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} exp\left(\frac{-hc}{\lambda k T_{col}}\right) \tag{3.2}$$

- pour les grandes longueurs d'onde $\lambda T_{col} > \frac{hc}{k}$: loi de Rayleigh-Jeans.

$$B_\lambda(T_{col}, \lambda) = 2\pi ck T_{col} \lambda^{-4} \tag{3.3}$$

Dans les observations de *Spitzer*, avec 5.2 μm $< \lambda <$ 13.2 μm et une température maximale attendue pour les éjectas de poussière de 400 K, $\lambda T_{col} <$ 15000 μm K. Nous pouvons donc approximer l'expression du corps noir par la loi de Wien (Eq. 3.2). A partir des spectres de *Spitzer*, nous déterminons les flux $F_{\lambda 1}(\lambda 1)$ et $F_{\lambda 2}(\lambda 2)$ respectivement aux longueurs d'onde $\lambda_1 = 5.71$ μm et $\lambda_2 = 7.49$ μm. Avec la formule suivante, nous en déduisons la température de couleur à chaque instant d'observation :

$$T_{col} = \frac{hc}{k} \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{1}{ln\left(\frac{F_{\lambda 2}(\lambda 2)\lambda_2^5}{F_{\lambda 1}(\lambda 1)\lambda_1^5}\right)} \tag{3.4}$$

La barre d'erreur associée vaut :

$$\Delta T_{col} = \frac{T}{ln\left(\frac{F_{\lambda 2}(\lambda 2)\lambda_2^5}{F_{\lambda 1}(\lambda 1)\lambda_1^5}\right)} \sqrt{\left(\frac{\Delta F_{\lambda 1}(\lambda 1)}{F_{\lambda 1}(\lambda 1)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F_{\lambda 2}(\lambda 2)}{F_{\lambda 2}(\lambda 2)}\right)^2} \tag{3.5}$$

où

- $\Delta F_{\lambda 1}(\lambda 1)$ et $\Delta F_{\lambda 2}(\lambda 2)$ sont les erreurs associées respectivement au flux mesuré à la longueur d'onde λ_1 et à λ_2.

L'équation 3.4 permet donc d'étudier l'évolution temporelle après l'impact de la température de couleur pour l'ensemble de la coma de poussière (coma ambiante et éjectas) et pour les éjectas de poussière comme le montre la figure 3.3.

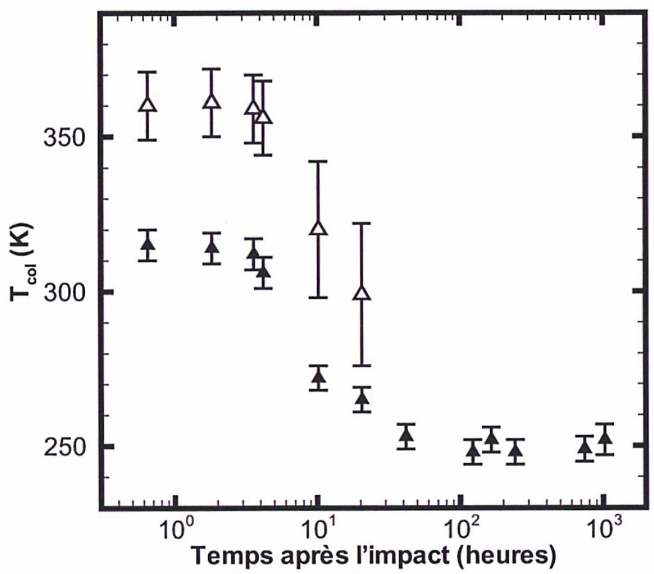


Fig. 3.3 – Température de couleur en fonction du temps après l'impact, des poussières de 9P/Tempel 1 déterminée à partir des données *Spitzer* par la méthode analytique pour : l'ensemble de la coma de poussière (coma ambiante et éjectas) (noir) et les éjectas de poussière (blanc). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels centré sur le noyau.

Avant l'impact, nous obtenons pour la température de couleur de la coma ambiante, $T_{col} = 256 \pm 4$ K. La température de couleur de l'ensemble de la coma de poussière (coma ambiante et éjectas), augmente juste après l'impact pour atteindre la valeur de 315 ± 5 K (Fig. 3.3) puis décroît pour atteindre à TI + 41.7 h la température de couleur mesurée sur les spectres obtenus avant l'impact. La température mesurée pour les éjectas de poussière, $T_{col} = 360 \pm 1$ K juste après l'impact, est plus élevée que celle de l'ensemble de la coma de poussière (coma ambiante et éjectas). Cela s'explique par la présence de plus petits grains, plus chauds, dans les éjectas de poussière.

3.2.2 Détermination de la température de couleur par un ajustement du spectre par l'émission d'un corps noir

En deuxième approche, nous allons chercher à déterminer la température de couleur de la poussière, T_{col}, en ajustant le continuum par la méthode de Levenberg-Marquardt, entre 5.2–5.8 μm, 7.4–7.6 μm et 12.4–13.2 μm, avec un corps noir. En effet, les régions spectrales 5.8–7.4 μm et 7.5–12.4 μm montrent respectivement des signatures d'eau et de silicates. Pour contraindre la température de couleur, nous allons utiliser les spectres obtenus avec le module SL (Short-Low) du spectromètre infrarouge IRS à bord de *Spitzer* (section 2.3), couvrant la gamme spectrale 5.2–13.2 μm.

Les résultats des meilleurs ajustements du continuum des éjectas de poussière des données de *Spitzer* pour un champ de vue de 5 × 5 pixels centré sur le noyau sont montrés sur la figure 3.4. Les températures relatives à ces ajustements ainsi que celles obtenues pour la coma ambiante avant l'impact et pour l'ensemble de la coma de poussière (coma ambiante et éjectas) après l'impact sont montrés sur la figure 3.5.

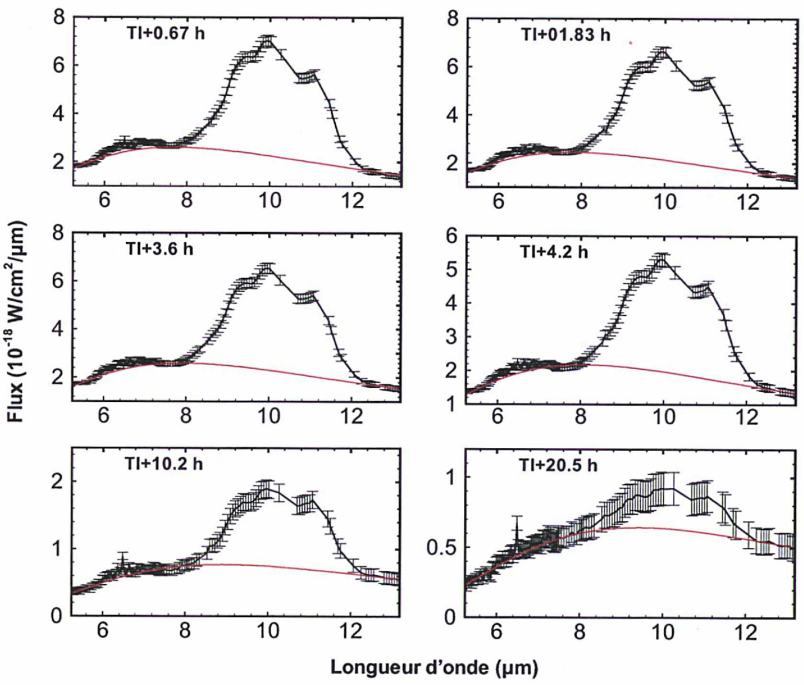


FIG. 3.4 – Les spectres des éjectas de poussière de *Spitzer* de la comète 9P/Tempel 1 (noir) pour les temps d'observation entre TI + 0.67 h et TI + 20.5 h. Les courbes rouges montrent les meilleurs ajustements, obtenus par la méthode de Levenberg-Marquardt, du continuum des éjectas de poussière par un corps noir de température T_{col} = 375 ± 5 K, 372 ± 5 K, 365 ± 5 K, 358 ± 5 K, 325 ± 5 K, 308 ± 5 K respectivement à TI + 0.67 h, TI + 1.83 h, TI + 3.6 h, TI + 4.2 h, TI + 10.2 h et TI + 20.5 h.

De même qu'avec la méthode précédente T_{col} après l'impact est plus élevée que celle avant l'impact, égale à 263 ± 2K, et la température de couleur des éjectas de poussière, de 375 ± 5 K, est supérieure à celle de l'ensemble de la coma de poussière (coma ambiante et éjectas) qui est égale à 314 ± 2 K. Cependant nous pouvons remarquer que cette deuxième méthode

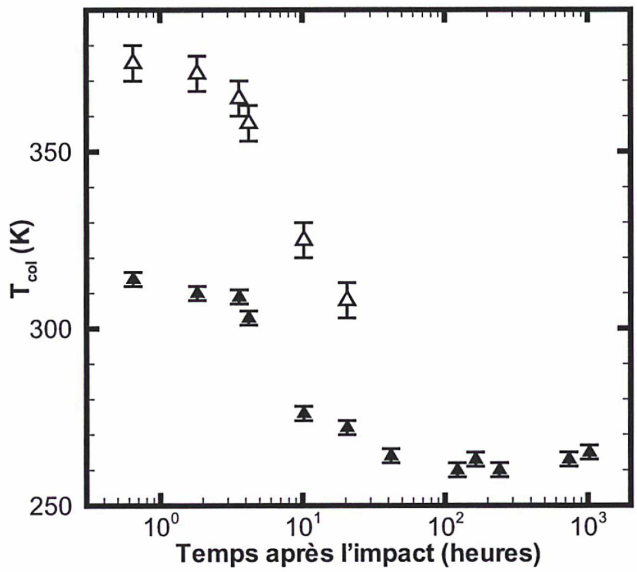


Fig. 3.5 – Température de couleur en fonction du temps après l'impact, des poussières de 9P/Tempel 1 determinée à partir des données *Spitzer* par la méthode d'ajustement par un corps noir pour : l'ensemble de la coma de poussière (coma ambiante et éjectas) (noir) et les éjectas de poussière (blanc). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels centré sur le noyau.

procure des températures de couleur plus élevées, d'environ 10 K, pour la coma ambiante avant l'impact et pour les éjectas de poussière après l'impact.

3.2.3 Conclusion sur la température de couleur

Nous voyons que les deux méthodes utilisées aboutissent à des résultats similaires dans les barres d'erreur. Cependant la méthode de détermination de la température de couleur par un ajustement avec un corps noir procure des erreurs moindres que la méthode de détermination analytique de la température de couleur (Fig. 3.3 et Fig. 3.5).

Juste après l'impact, la température de couleur des éjectas est plus élevée, d'environ 100 K, par rapport à la température de la coma ambiante avant l'impact. Comme les petits grains sont normalement plus chauds que les gros grains, nous pouvons conclure que beaucoup de petits grains ont été libérés par l'impact. Cette production de petits grains par l'impact a aussi été mise en évidence par d'autres auteurs (Sugita et al. 2005, Keller et al. 2005, Lisse et al. 2006, Sunshine et al. 2006, Harker et al. 2007).

Nous voyons qu'à TI + 41.7 h, nous retrouvons la température de couleur obtenue par les spectres d'avant l'impact. Nous pouvons donc conclure qu'après TI + 41.7 h, la coma est redevenue comme elle était avant l'impact (coma ambiante).

La température des éjectas de poussière que nous obtenons, d'environ 370 K, est proche de celle obtenue par Lisse et al. (2006), de 390 K, pour le même jeu de données. Lisse et al. (2006) déterminent cette température à TI + 0.67 h par l'ajustement du continuum de poussière des éjectas avec un corps noir en utilisant la méthode de minimisation de χ^2 avec les données SL et LL (14–40 μm)(section 2.3.2). Cet écart de 20 K pourrait être due à la présence d'autres

signatures spectrales qui sont prises en compte par Lisse et al. (2006). Une différence de 20 K dans la température entraîne une variation sur le flux de 5 %, sur la gamme de longueur d'onde du module SL, qui est en accord avec le rapport signal/bruit présent dans les observations de *Spitzer*.

3.3 Le modèle d'émission thermique de la poussière

Dans cette partie nous allons présenter le modèle d'émission thermique de la poussière. Il s'agit d'une part de calculer la température des grains en fonction de leur taille et de leur composition, et d'autre part de calculer le flux d'émission thermique de la poussière. Nous allons étudier la sensibilité de la température des grains en fonction des paramètres intrinsèques aux grains. Le flux thermique sera quant à lui analysé à travers deux lois de distribution en taille.

3.3.1 Les équations de l'équilibre thermique

Pour calculer la température des grains de poussière, nous allons supposer que l'énergie émise dans l'infrarouge et l'énergie reçue par le Soleil sont à l'équilibre radiatif (Lamy 1974).

L'énergie absorbée peut provenir de différentes sources :
- les rayonnements solaires (E_{sol}),
- les impacts des ions du vent solaire (E_{ions}),
- les rayonnements des autres grains de la coma (E_{coma}),
- le rayonnement du noyau (E_{noyau}).

Le grain peut émettre ou utiliser l'énergie reçue sous différentes formes :
- les radiations thermiques (E_{rad}),
- la sublimation des glaces (E_{subl}).

L'équilibre thermique est donc atteint lorsque :

$$E_{sol} + E_{ions} + E_{coma} + E_{noyau} = E_{rad} + E_{subl} \tag{3.6}$$

Dans ce qui suit nous supposerons $E_{ions} = E_{coma} = E_{noyau} = E_{subl} = 0$ (Lien 1990). Dans le cadre de ce modèle, nous sommes donc à l'équilibre thermique lorsque $E_{sol} = E_{rad}$. Cependant dans le chapitre 5, qui étudie la sublimation des grains de glace, l'énergie de sublimation ne sera plus négligée.

La radiation solaire pour un grain de rayon a (m) est définie d'après Lamy (1974) par :

$$E_{sol} = \Omega \pi a^2 \int_0^\infty Q_a(a,\lambda) B_\lambda(T_{sol},\lambda)\, d\lambda \tag{3.7}$$

où :
- a est le rayon du grain (m),
- $\Omega = \pi(\frac{r_{sol}}{r_h})^2$ est l'angle solide du soleil (sr) où r_{sol} est le rayon du soleil et r_h est la distance héliocentrique,
- $\Omega B_\lambda(T_{sol},\lambda)$ est le flux solaire (W m^{-2} m^{-1}) modélisé par l'émission spectrale d'un corps noir à la température du soleil $T_{sol} = 5770$ K,
- $Q_a(a,\lambda)$ est le coefficient d'absorption du grain qui dépend de la longueur d'onde et du rayon du grain a. Nous supposons que $Q_a = Q_e$ d'après la loi de Kirchhoff où Q_e est le coefficient d'émission.

Les radiations thermiques sont elles définies par :

$$E_{rad} = 4\pi a^2 \int_0^\infty Q_a(a,\lambda) \pi B_\lambda(T_{eq}(a),\lambda)\, d\lambda \tag{3.8}$$

où :

- $\pi B_\lambda(T_{eq}(a), \lambda)$ est la fonction de Planck (W m^{-2} m^{-1}) à la température d'équilibre du grain T_{eq}.

Des équations 3.6, 3.7 et 3.8 nous déduisons l'équation de l'équilibre thermique :

$$\Omega\pi a^2 \int_0^\infty Q_a(a,\lambda) B_\lambda(Tsol,\lambda)\, d\lambda = 4\pi a^2 \int_0^\infty Q_a(a,\lambda)\pi B_\lambda(T_{eq}(a),\lambda)\, d\lambda \tag{3.9}$$

La résolution de cette équation permet le calcul de la température des grains. Le coefficient d'absorption $Q_a(a,\lambda)$ a été calculé en utilisant la théorie de la diffusion de Mie, qui repose directement sur les équations de l'électromagnétisme de Maxwell. Pour cela j'ai utilisé un code reposant sur la théorie de Mie développé par N.V. Voshchinnikov à l'université de Saint-Pétersbourg (http ://www.astro.spbu.ru/JPDOC/CODES/MIE/mie.for). Il permet de calculer, entre autres, le coefficient d'absorption $Q_a(a,\lambda)$ pour des grains sphériques connaissant leur rayon et l'indice optique des matériaux les constituant. Notre description analytique est similaire à celle utilisée par Lisse et al. (1998), Hanner et al. (1985), Harker et al. (2002) et Harker et al. (2007) pour modéliser l'émission thermique de la poussière.

Le flux d'émission thermique (W m^{-2} m^{-1}) produit par une collection de grains pour des rayons compris entre a_{min} et a_{max} s'exprime par :

$$F_\lambda = \frac{1}{\Delta^2} \int_{a_{min}}^{a_{max}} \pi a^2 n(a) Q_a(a,\lambda) B_\lambda(T_{eq}(a),\lambda)\, da \tag{3.10}$$

où

- n(a)da est le nombre de grains ayant une taille comprise entre a et $a + da$ présents dans le champ de vue,
- Δ est la distance entre *Spitzer* et la comète 9P/Tempel 1.

Il nous donc faut connaître les coefficients d'absorption et les lois de distributions en taille, pour résoudre cette équation du flux d'émission thermique.

3.3.2 Les indices optiques en fonction de la composition

Les propriétés intrinsèques des grains de poussière sont contenues dans le coefficient d'absorption $Q_a(a,\lambda)$: la taille des grains, la forme, la composition et la porosité. Nous avons utilisé la théorie de Mie (Bohren & Huffman 1983, Van de Hulst 1957) qui est la technique la plus utilisée dans la littérature (Lisse et al. 1998, Hanner et al. 1994; 1996) pour calculer le $Q_a(a,\lambda)$, pour un rayon donné a et une longueur d'onde donnée λ, dans le cas de grains sphériques et purs connaissant les indices optiques n et k. La théorie de Mie peut être utilisée pour déterminer les coefficients d'absorption dans le cas où les constantes optiques varient faiblement avec la longueur d'onde, comme c'est le cas pour les grains amorphes. Cependant la théorie de Mie ne peut pas être appliquée pour les bandes d'émission où les constantes optiques varient rapidement, comme c'est le cas pour les grains cristallins (Kolokolova et al. 2004).

Bien que la théorie de Mie soit applicable pour des grains sphériques et purs, des modèles développés par Greenberg & Hage (1990), reposant sur la théorie de Maxwell-Garnett (Maxwell-Garnett 1904), permettent de calculer l'indice optique équivalent de grains poreux

et de grains constitués à la fois de matériaux organiques et de minéraux.

Tout d'abord, nous avons utilisé l'approche de Greenberg & Hage (1990) permettant le calcul de l'indice optique équivalent d'un grain bicouche, c'est à dire constitué d'un noyau de silicates et d'un manteau de composés organiques. L'indice optique équivalent s'exprime en fonction des indices optiques des silicates et des matériaux organiques :

$$m^2_{bicouche} = m^2_{manteau}\left\{1 + 3q^3\left(\frac{m^2_{coeur} - m^2_{manteau}}{m^2_{coeur} + 2m^2_{manteau}}\right)\left[1 - q^3\left(\frac{m^2_{coeur} - m^2_{manteau}}{m^2_{coeur} + 2m^2_{manteau}}\right)\right]\right\} \tag{3.11}$$

où :

- $m_{bicouche}$ est l'indice optique équivalent du grain bicouche,
- $m_{manteau}$ est l'indice optique du composant du manteau,
- m_{coeur} est l'indice optique du composant du cœur,
- q est le rayon fractionnaire du noyau défini par $q = r_{coeur}/r_{grain}$. Nous pouvons montrer que :

$$q = \left(\frac{\rho_{manteau}(1-\alpha)}{\alpha\rho_{coeur} + \rho_{manteau}(1-\alpha)}\right)^{1/3}$$

et

$$q = (1-\alpha)^{1/3}$$

pour $\rho_{manteau} = \rho_{coeur}$ où α est la fraction massique de composés organiques.

Puis nous avons utilisé l'approche de Hage & Greenberg (1990) pour calculer l'indice optique équivalent d'un grain poreux, connaissant sa porosité et l'indice optique des particules qui le constituent :

$$m^2_{poreux} = 1 + \frac{3(1-p)(m^2-1)/(m^2+2)}{1-(1-p)(m^2-1)/(m^2+2)} \tag{3.12}$$

où :

- m_{poreux} est l'indice optique effectif du grain poreux,
- m est l'indice optique des particules individuelles,
- p est la porosité du grain définie par $p = 1 - (a/a_0)^{D-3}$ (Harker et al. 2002) où a est le rayon du grain (m), $a_0 = 0.1$ μm et D est la dimension fractale. Dans le cas d'un grain non poreux, $D = 3$, et $D < 3$ pour une porosité non nulle.

Cette équation donne de bons résultats pour $p = 0$ mais connaît des limitations lorsque la valeur p s'approche de l'unité. De plus les grains individuels composant l'agrégat doivent avoir une petite taille par rapport à la longueur d'onde.

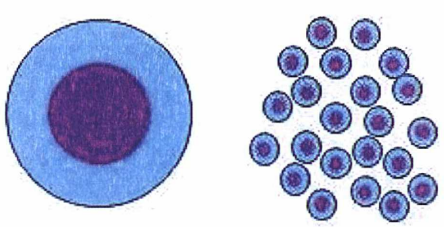


Fig. 3.6 – La structure des grains bicouches à gauche et des grains bicouches poreux à droite. Les grains bicouches sont constitués d'un cœur de silicates et d'un manteau de matériau organique réfractaire. Les grains poreux sont des agrégats de grains plus petits.

En appliquant successivement ces deux modèles nous aboutissons à l'indice optique équivalent de grains poreux constitués de grains bicouches, ce qui nous permet de calculer leur température.

3.3.3 Les lois de distribution en taille

Pour la modélisation de l'émission thermique des grains de la comète 9P/Tempel 1 et l'analyse des données de *Spitzer*, nous allons considérer deux distributions en taille :

Une distribution en loi de puissance :

$$n(a)da = \Gamma a^{-q} da \tag{3.13}$$

où

- Γ est une constante,
- q est la pente de la distribution en taille qui décrit la contribution relative des petits et des gros grains.

Plus q augmente, plus les petits grains sont considérés comme nous le montrons sur la figure 3.7a pour la distribution en loi de puissance avec différentes pentes q.

Une distribution en loi de Hanner (Hanner et al. 1985) :

$$n(a)da = \Gamma \left(1 - \frac{a_0}{a}\right)^{M_h} \left(\frac{a_0}{a}\right)^{N_h} da \tag{3.14}$$

où

- Γ est une constante,
- a_0 est le rayon minimal du grain que nous avons pris égal à $= 0.1$ μm,
- N_h est la pente de la distribution en taille aux grandes valeurs de a. Les valeurs $3.7 \leq N_h \leq 4.2$ sont caractéristiques des atmosphères cométaires (Hanner 1984a). Dans ce qui suit, nous adopterons la valeur de $N_h = 3.7$ adoptée par Harker et al. (2007). En effet la valeur de N_h est bien contrainte quand nous ajustons les spectres sur une large gamme de longueur d'onde qui couvre le pic d'émission thermique.
- M_h est un paramètre qui décrit la distribution en taille pour les petits rayons. Le pic de la distribution en taille a_p s'écrit :

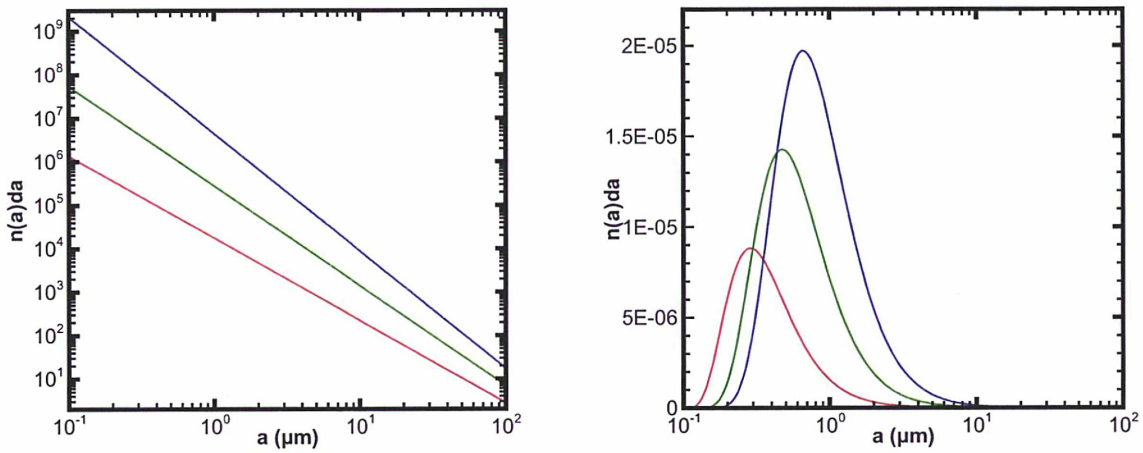
$$a_p = a_0 \frac{(M_h + N_h)}{N_h} \tag{3.15}$$

Lorsque M_h augmente, a_p augmente et les gros grains sont favorisés comme nous le voyons sur la figure 3.7b qui représente la distribution de Hanner pour différents M_h.

Les paramètres a_{min}, a_{max}, q et M_h seront ajustés en comparant le flux d'émission thermique des grains théoriques (Eq. 3.10) avec le flux donné par les observations de *Spitzer* comme nous le verrons dans la section 3.4.1.

3.3.4 La sensibilité de la température des grains aux différents paramètres

La variation de la température des grains en fonction de leur rayon dépend de la porosité et de la composition des grains (bicouches ou purs, silicates cristallins ou amorphes,...) à travers le coefficient d'absorption $Q_a(a, \lambda)$ et de la distance héliocentrique r_h. Nous allons étudier la



(a) Distribution en loi de puissance avec $q = 2.9$ (rouge), $q = 3.3$ (vert) et $q = 3.7$ (bleu)

(b) Distribution de Hanner avec $M_h = 5$ (rouge), $M_h = 10$ (vert) et $M_h = 15$ (bleu)

FIG. 3.7 – Lois de distribution en taille.

variation de la température des grains en fonction de ces différents paramètres. Dans ce qui suit nous considérerons des grains de silicates (olivine et pyroxène) dans les états amorphes et cristallins et des grains de carbone amorphe.

Dans tout ce qui suit nous adopterons les indices optiques suivant : pour l'olivine amorphe ($Mg_yFe_{1-y}SiO_4$ avec y = 0.5) et pour le pyroxène amorphe (($Mg_xFe_{1-x}SiO_3$) avec x = 0.5) ceux de Dorschner et al. (1995) et pour le carbone amorphe ceux donnés par Edoh (1983). Nous prendrons les masses volumiques respectives $\rho_{Si} = 3.3$ g cm^{-3} et $\rho_C = 2.5$ g cm^{-3} (Harker et al. 2002). Pour l'olivine cristalline, nous avons appliqué la méthode de Harker et al. (2002). D'après les bases de données, nous ne connaissons pas les constantes optiques de l'olivine cristalline pour les longueurs d'onde entre 0.2–2 μm. C'est pourquoi sur cette gamme spectrale les constantes optiques des silicates cristallins vont être approximées par les constantes optiques des silicates amorphes riches en magnésium. Cependant les constantes optiques de l'olivine amorphe avec y = 0.95 ne sont pas connues mais celles du pyroxène amorphe pour x = 0.95 sont déterminées (Dorschner et al. 1995). Ces constantes optiques de l'olivine amorphe avec y = 0.95 vont donc être extrapolées en appliquant le rapport entre le pyroxène amorphe pour x = 0.95 et x = 0.5 aux constantes optiques de l'olivine amorphe à y = 0.5. Cela peut se faire car les rapports des indices de réfraction de l'olivine amorphe à y = 0.5–0.4 sont les mêmes que ceux du pyroxène amorphe pour x = 0.5–0.4 (Dorschner et al. 1995). Au delà de 2 μm nous avons utilisé les constantes optiques de l'olivine cristalline fournies dans la thèse de Steyer en 1974.

Pour tous les cas suivants nous prendrons $r_h = 1.506$ UA, hormis le cas où nous étudierons l'influence de la distance héliocentrique, et $D = 2.727$, hormis lors de l'étude de l'influence de la porosité. La dimension fractale égale à $D = 2.727$ a été déterminée par Harker et al. (2007) pour des temps d'observations similaires à ceux des données de *Spitzer* et correspond à une porosité de 70 % et 85 % respectivement pour des grains de rayons 1 μm et 100 μm. La distance héliocentrique correspond à celle des observations de *Spitzer* de la comète 9P/Tempel 1 jusqu'à TI + 164 h (Table 2.7).

L'influence de la composition des grains

Grain pur ou bicouche Afin de mettre en évidence l'influence de la composition (pure ou bicouche) sur la température des grains, nous allons calculer la température des grains bicouches pour différentes fractions massiques de composés organiques α variant entre 0 et 1. Les grains bicouches sont ici des grains avec un manteau de carbone amorphe et un cœur d'olivine amorphe.

La température des grains purs ou bicouches en fonction de leur rayon est tracée sur la figure 3.8. Nous voyons que la température des grains de carbone amorphe est plus élevée que celle des grains d'olivine amorphe car le carbone amorphe est un matériau plus absorbant. Par conséquence, la température des grains bicouches est intermédiaire entre celle du carbone amorphe et de l'olivine amorphe.

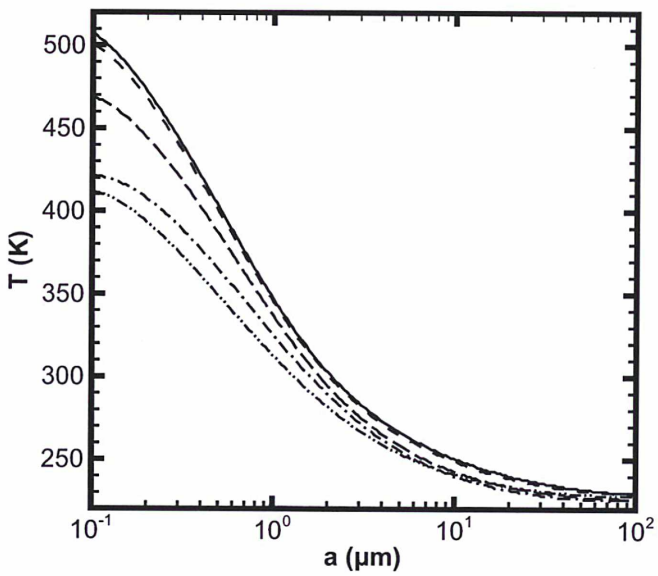


Fig. 3.8 – La température d'équilibre des grains poreux ($D = 2.727$) à $r_h = 1.506$ UA : carbone amorphe pur (trait continu), olivine amorphe pur (trait point point), grain bicouches avec $\alpha = 0.1$ (trait point), 0.5 (trait long) et 0.9 (pointillé).

Grain bicouche avec un cœur de silicate soit cristallin soit amorphe L'influence de la composition (cœur de silicate cristallin ou amorphe) sur la température des grains a été rendue possible grâce aux calculs de température pour des grains bicouches avec un manteau de carbone amorphe et un cœur composé dans un cas d'olivine cristalline et dans l'autre cas d'olivine amorphe pour différentes fractions massiques α.

La figure 3.9 montre la variation de la température des grains bicouches avec un cœur de silicates soit amorphe soit cristallin en fonction de leur rayon. Nous remarquons que lorsque les silicates dans le cœur sont sous forme cristalline la température est plus froide que lorsque qu'ils sont sous forme amorphe.

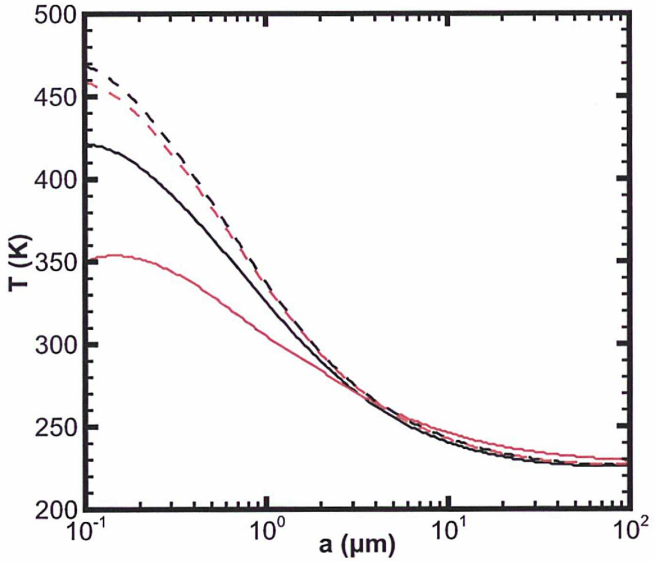


FIG. 3.9 – La température d'équilibre des grains poreux bicouches ($D = 2.727$) à $r_h = 1.506$ UA : avec cœur de silicate cristallin (rouge) et avec cœur de silicate amorphe (noir) pour $\alpha = 0.1$ (trait continu) et 0.5 (pointillé).

L'influence de la porosité des grains

Pour étudier l'influence de la porosité sur la température des grains, nous avons effectué des calculs avec $D = 3.0$ (porosité nulle).

Les résultats pour des grains de carbone amorphe poreux ou non poreux sont présentés sur la figure 3.10. Nous voyons que la température des grains de carbone amorphe poreux est plus élevée que celle des grains de carbone amorphe non poreux.

L'influence de la distance héliocentrique

L'influence de la distance héliocentrique sur la température des grains de carbone amorphe a été analysée à travers différentes r_h.

La température des grains de carbone amorphe à différentes r_h en fonction de leur rayon est tracée sur la figure 3.11. Les valeurs de $r_h = 1.506$ UA et $r_h = 1.563$ UA correspondent aux distances héliocentriques extrêmes des observations de *Spitzer* (Table 2.7). Nous voyons que pour des valeurs de r_h aussi proches, les températures des grains sont similaires à 10 K près. C'est pourquoi lors de l'étude des observations de *Spitzer*, la température des grains sera toujours calculée à $r_h = 1.506$ UA. Cependant nous voyons que lorsque la distance héliocentrique est radicalement plus élevée ($r_h = 3$ UA), les grains reçoivent moins d'énergie du Soleil et sont donc plus froids.

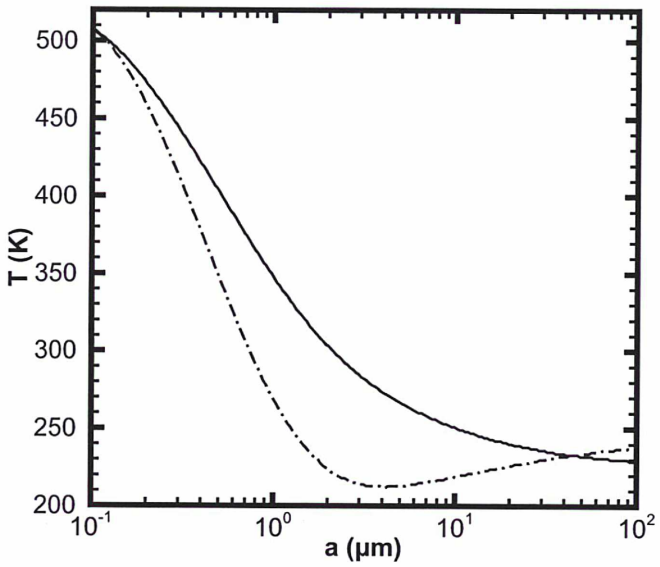


FIG. 3.10 – La température d'équilibre à $r_h = 1.506$ UA des grains de carbone amorphe poreux ($D = 2.727$) (trait continu) et des grains de carbone non poreux ($D = 3.0$) (trait-point).

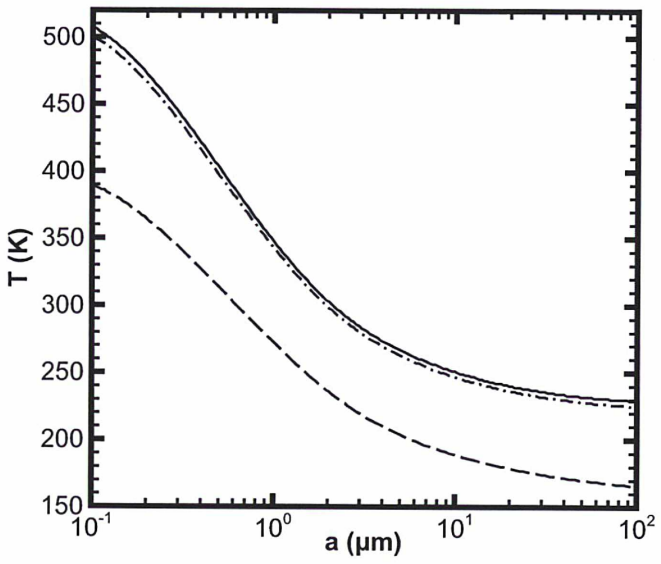


FIG. 3.11 – La température d'équilibre des grains de carbone amorphe poreux (D = 2.727) à $r_h = 1.506$ UA (trait continu), 1.563 UA (trait point) et 3 UA (trait long).

3.4 Application du modèle d'émission thermique de la poussière aux données de *Spitzer*

3.4.1 La méthode

Nous allons maintenant analyser les spectres *Spitzer* de la comète 9P/Tempel 1 à partir du modèle présenté dans la section 3.3. Dans cette partie, nous allons chercher à déterminer les paramètres des lois de distributions en taille (Eq. 3.13 et Eq. 3.14) permettant d'ajuster au mieux le continuum d'émission dû aux éjectas de poussière pour les temps d'observations entre TI + 0.67 h et TI + 20.5 h et celui de la coma ambiante avant l'impact (à TI - 41.3 h et TI - 22.9 h). Les spectres de *Spitzer* obtenus à partir des données du spectromètre IRS mettent en évidence les bandes d'émission des silicates à 10 μm. Afin d'ajuster le continuum de poussière, sans tenir compte des bandes d'émission des silicates et de la bande d'émission de l'eau nous utiliserons la méthode de minimisation de χ^2 (Eq. 3.16) pour les gammes de longueur d'onde comprises entre 5.2–5.8 μm, 7.4–7.6 μm et 12.4–13.2 μm .

$$\chi^2 = \sum \left(\frac{F_{obs} - F_{th}}{\Delta F_{obs}} \right)^2 \tag{3.16}$$

où

- F_{obs} est le flux observé et ΔF_{obs} est son erreur associée
- F_{th} est le flux d'émission théorique des poussières (Eq. 3.10).

Harker et al. (2007) exploitent les données au sol obtenues avec le spectromètre Gemini-N dans le moyen infrarouge (7.8–13.2 μm). Ces données, permettant l'étude de la bande d'émission des silicates à 10 μm, sont analysées grâce à un modèle d'émission thermique des grains de poussière. Le modèle suppose une collection indépendante (et non des mélanges) de particules de poussière incluant de l'olivine et du pyroxène amorphe (avec Mg = Fe = 0.5), de l'orthopyroxène riche en magnésium et de l'olivine cristalline riche en magnésium. L'ajustement de la bande d'émission des silicates à 10 μm a permis à Harker et al. (2007) d'obtenir des contraintes sur les paramètres de la loi de distribution en taille de type Hanner et sur la dimension fractale ainsi que sur les rapports massiques silicates/carbone et cristallin/amorphe.

Notre méthode diffère de celle utilisée par Harker et al. (2007) qui contraint la distribution en taille des grains en ajustant la bande d'émission des silicates. Puisque notre but est d'ajuster le continuum et non la forme, en détail, de la bande de silicates, nous n'avons pas considéré les silicates cristallins dans notre modèle. Comme Harker et al. (2007), nous négligerons la contribution des grains de glace d'eau. Nous verrons section 3.6.3 que cette approximation est valide. La dimension fractale des grains sera supposée égale à $D = 2.727$ (Harker et al. 2007).

Les grains de silicates amorphes étant trop froids pour contribuer au continuum de poussière, car il nous fallait considérer des grains de taille inférieures à 0.1 μm, leur contribution sera aussi négligée. Nous allons donc considérer deux compositions de grains poreux :

- du carbone amorphe,
- des grains bicouches avec un cœur de silicate amorphe et un manteau de carbone amorphe.

Pour chaque distribution en taille et composition de grains, nous obtenons un spectre synthétique du flux en fonction de la longueur d'onde après une intégration sur les rayons des

grains entre a_{min} et a_{max} (Eq. 3.10). Le rayon maximal des grains, a_{max}, est fixe dans tous nos calculs et pris égal à a_{max} = 100 μm alors que le rayon minimal des grains a_{min} tel que $a_{min} \geq a_0 = 0.1$ μm est variable. Le rayon minimal sera fixé à a_{min}= 0.1 μm dans tous les cas sauf pour la loi de distribution en taille avec le carbone amorphe. Nous ne faisons pas varier le rayon maximal des grains car celui a peu d'impact sur la détermination de la distribution en taille puisque que les gros grains sont trop froids et ne contribuent pas significativement au flux observé pour des longueurs d'onde $<$ 20 μm. Dans l'étude des grains bicouches, la fraction massique α sera un paramètre fixe comme nous allons le voir dans la section suivante (section 3.4.2). Dans le cadre de ces deux compositions de grains, les paramètres libres des deux distributions en taille à ajuster par la méthode de minimisation du χ^2 seront :

- Pour la distribution en loi de puissance :
  - avec le carbone amorphe : a_{min} et q,
  - avec les grains bicouches : q.
- Pour la distribution de type Hanner : a_p.

La détermination des paramètres libres des distributions en taille entraîne des erreurs qui sont associées à la méthode de minimisation du χ^2. Si nous voulons déterminer la valeur des paramètres libres avec une probabilité de 68.3 %, avec un paramètre libre, cela revient, à $\Delta\chi^2$ = 1.0 et avec deux paramètres libres, cela revient à $\Delta\chi^2$ = 2.3.

3.4.2 La détermination de la fraction massique de composés organiques α

Dans le cas des grains bicouches, nous avons cherché à déterminer la fraction massique de composés organiques α qui reproduit au mieux le spectre des éjectas de *Spitzer* à TI + 0.67 h. Pour cela, nous avons utilisé la distribution en taille en loi de puissance en fixant a_{min}= 0.1 μm et en faisant varier uniquement le paramètre α. Pour chaque fraction massique, les χ^2 minimum sont déterminés en faisant varier la pente q de la loi de puissance. Les χ^2 minimum obtenus pour le spectre des éjectas de poussière de *Spitzer* à TI + 0.67 h avec une extraction de 5 $\times$ 5 pixels centrée sur le noyau sont représentées sur la figure 3.12.

Le plus faible χ^2 est obtenu pour un cœur d'olivine amorphe avec $\alpha = 0.1$. Mais pour un cœur de pyroxène amorphe avec $\alpha = 0.4$, nous trouvons un χ^2 proche de la valeur obtenue avec $\alpha = 0.1$ et un cœur d'olivine amorphe. Dans notre analyse des observations, nous ne cherchons pas à ajuster les bandes de silicates à 10 μm mais, comme nous le voyons sur la figure 3.13, le contraste de la bande des silicates par rapport au continuum est mieux reproduit pour le cœur d'olivine amorphe avec $\alpha = 0.1$. Nous garderons cette fraction massique lorsque nous étudierons les spectres des éjectas après l'impact et de la coma ambiante avant l'impact avec des grains bicouches. Le pyroxène amorphe ne sera plus considéré dans la suite. Cette fraction massique de carbone amorphe pour les éjectas de poussière est plus faible que celle obtenue par Harker et al. (2007) qui est proche de 0.35. Cette inconsistance est probablement liée à des approches différentes : notre modèle thermique fait l'hypothèse de matériaux intimement liés (grains bicouches) alors que celui de Harker et al. (2007) utilise un mélange indépendant de grains de carbone amorphe, de silicates amorphes et de silicates cristallins.

3.4.3 Les valeurs du χ^2

Les spectres des éjectas obtenus aux temps d'observations entre TI + 0.67 h et TI + 20.5 h ont été analysés par minimisation du χ^2. Les résultats des meilleurs ajustements, pour les deux compositions de grain et les deux distributions en taille sont présentés sur la figure 3.14.

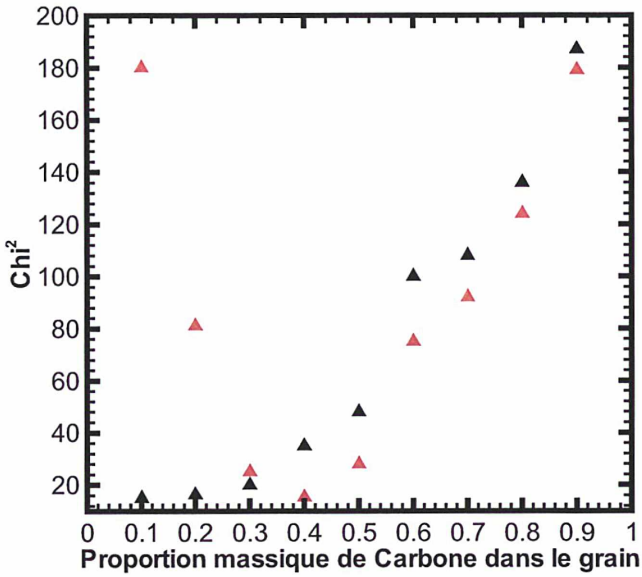


FIG. 3.12 – Les χ^2 minimum en fonction de la fraction massique de carbone amorphe avec q variable pour les grains bicouches avec un cœur de pyroxène amorphe (rouge) et avec un cœur d'olivine amorphe (noir). Le spectre analysé est celui des éjectas de poussière à TI + 0.67 h pour une extraction de 5 × 5 pixels centrée sur le noyau.

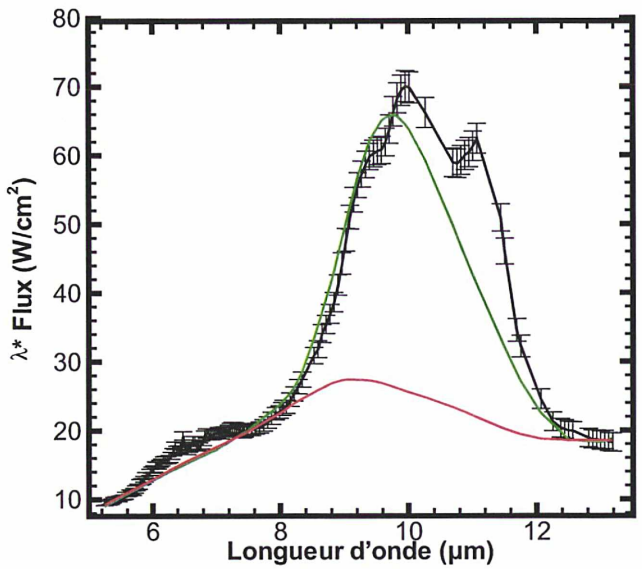


FIG. 3.13 – Résultat du meilleur ajustement pour des grains bicouches avec un manteau de carbone amorphe et un cœur de pyroxène amorphe lorsque $\alpha = 0.4$ (rouge) et un cœur d'olivine amorphe lorsque $\alpha = 0.1$ (vert). Le spectre analysé est celui des éjectas de poussière à TI + 0.67 h pour une extraction de 5 × 5 pixels centrée sur le noyau.

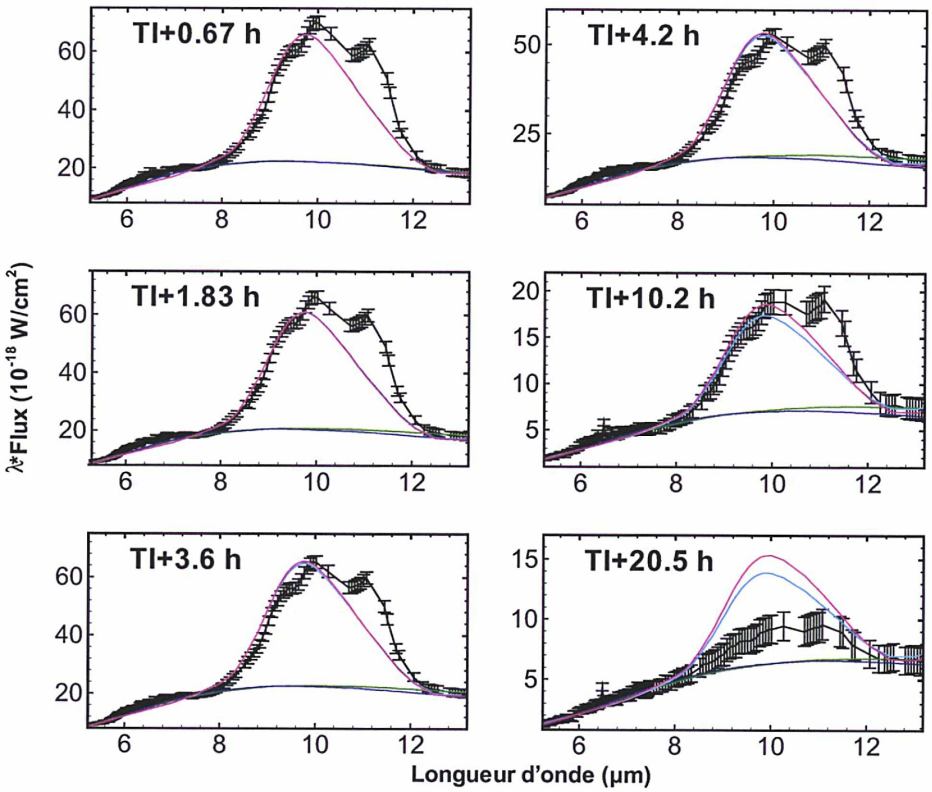


FIG. 3.14 – Résultats des meilleurs ajustements des spectres des éjectas obtenus par *Spitzer*, entre TI + 0.67 h et TI + 20.5 h. Les extractions sont de 5 × 5 pixels centrées sur le noyau. Les différentes couleurs correspondent aux deux distributions en taille et aux deux compositions de grains : la distribution en taille en loi de puissance avec des grains de carbone amorphe (vert) et avec des grains bicouches (cyan) et la distribution en taille de type Hanner avec des grains de carbone amorphe (bleu) et avec des grains bicouches (rose).

Lorsque nous avons deux paramètres libres, nous déduisons le χ^2 minimum à partir de courbes d'isocontour. Nous représentons sur la figure 3.15 un exemple de courbe d'isocontour de χ^2, où les deux paramètres libres sont a_{min} et q. La figure 3.16 montre un exemple de la variation du χ^2 en fonction d'un seul paramètre libre, M_h.

Les χ^2 réduits, χ^2_ν, correspondant à ces ajustements sont résumés dans la table 3.1. La relation entre χ^2 et χ^2_ν est :

$$\chi^2_\nu = \chi^2/\nu \tag{3.17}$$

où

- ν = N-p-1 avec N = 36, le nombre de points dans le spectre et p le nombre de paramètres libres.

Comme nous l'avons vu dans la section précédente (section 3.4.2), la fraction massique de carbone est un paramètre qui a été déterminé à partir du spectre des éjectas à TI + 0.67 h. De plus avec cette fraction massique et un cœur d'olivine amorphe, la bande des silicates à 10 μm était correctement reproduite. Dans notre approche le rapport silicate/carbone reste

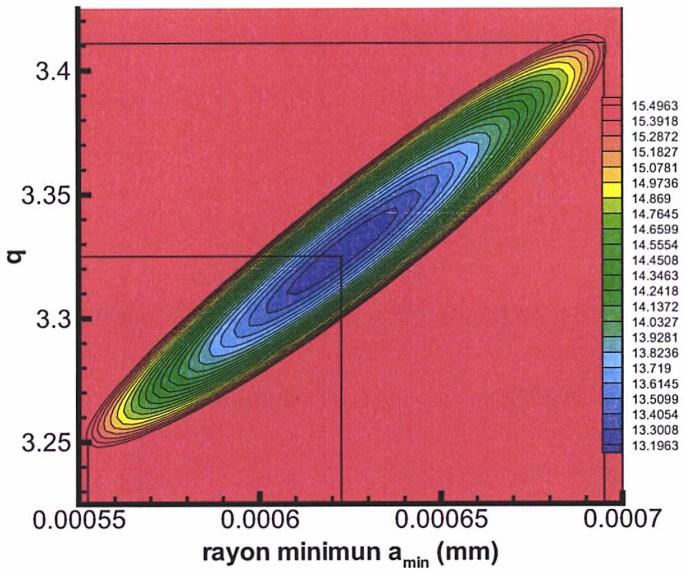


FIG. 3.15 – Courbe d'isocontour de χ^2 obtenus pour les paramètres a_{min} et q de la distribution en taille en loi de puissance dans le cas de grains de carbone amorphe. Le spectre analysé est celui des éjectas de poussière obtenu pour une extraction de 5 × 5 pixels centrée sur le noyau à TI + 0.67 h. L'échelle de couleur du rouge au bleu correspond aux valeurs décroissantes du χ^2.

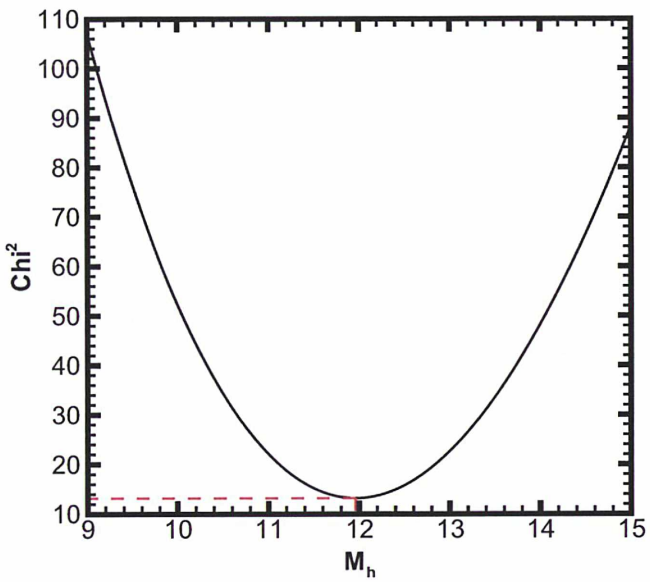


FIG. 3.16 – Représentation de la courbe de χ^2 en fonction du paramètre M_h dans le cas de grains de carbone amorphe avec la distribution en taille de type Hanner. Le spectre analysé est celui des éjectas de poussière obtenu pour une extraction de 5 × 5 pixels centrée sur le noyau à TI + 0.67 h.

Temps par rapport à l'impact (h)	Loi de puissance		Loi de Hanner	
	Carbone	Bicouche	Carbone	Bicouche
0.67	0.4	0.44	0.39	0.44
1.83	0.43	1.1	1.05	1.15
3.6	0.56	0.87	1.13	1.06
4.2	0.32	1.13	1.66	1.5
10.2	0.18	0.18	0.49	0.27
20.5	0.13	0.22	0.19	0.12

Tab. 3.1 – Les χ^2_ν minimum obtenus pour les spectres des éjectas entre TI + 0.67 h et TI + 20.5 h pour les grains de carbone amorphe et bicouches avec $\alpha = 0.1$, ceci pour les distributions en taille en loi de puissance et en loi de Hanner.

constant et l'intensité relative de la bande à 10 μm de silicate par rapport au continuum est la même pour chaque temps après l'impact. Nous voyons sur la figure 3.14 que le contraste de la bande de silicates par rapport au continuum est bien reproduite pour les spectres des éjectas avant TI + 20.5 h. Cependant à TI + 20.5 h, la bande des silicates a un contraste moins important que dans les spectres synthétiques, ce qui peut être du à une décroissance du rapport silicate/carbone comme suggèrée par Harker et al. (2007).

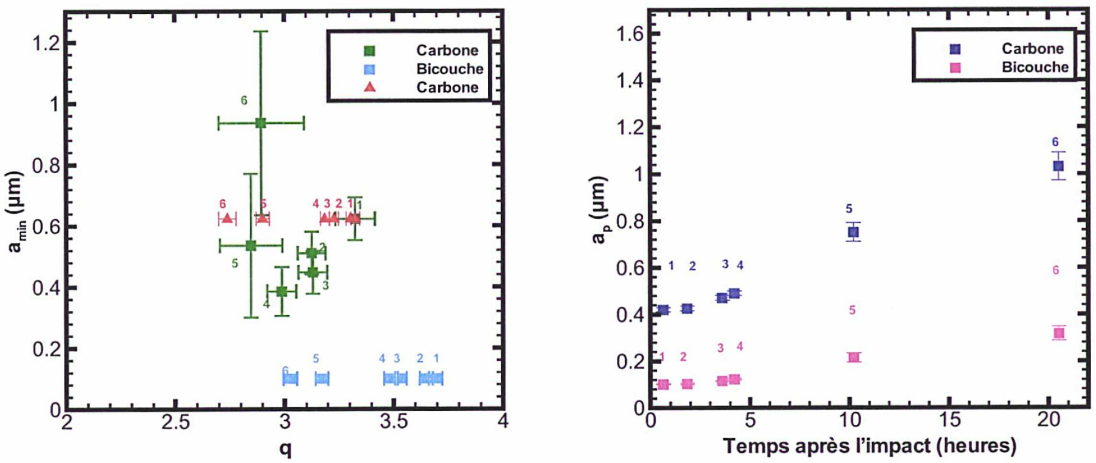
3.4.4 L'évolution temporelle des distributions en taille

Nous allons maintenant étudier l'évolution temporelle des paramètres obtenus pour les deux distributions en taille et les deux compositions de grains après ajustement des spectres avec minimisation du χ^2 (section 3.4.3). Ces paramètres avant l'impact (à TI - 41.3 h) et juste après l'impact (à TI + 0.67 h) sont résumés dans la table 3.2

Temps par rapport à l'impact (h)	Loi de puissance				Loi de Hanner	
	Carbone		Bicouche		Carbone	Bicouche
	a_{min} μm	q	a_{min} μm	q	a_p μm	a_p μm
-41.3	1.1 ± 0.2	2.3 ± 0.1	0.1	2.6 ± 0.1	2.98 ± 0.05	1.01 ± 0.09
0.67	0.62 ± 0.07	3.3 ± 0.1	0.1	3.7 ± 0.1	0.42 ± 0.01	0.10 ± 0.01

Tab. 3.2 – Les paramètres libres des deux distributions en taille et des deux compositions de grains permettant d'ajuster au mieux le continuum des éjectas de poussière (à TI + 0.67 h) et le continuum de poussière de la coma ambiante avant l'impact (à TI - 41.3 h) mesurés sur les données de *Spitzer* de la comète 9P/Tempel 1.

Dans le cas de la distribution de Hanner, l'évolution temporelle du paramètre a_p est montrée sur la figure 3.17b. Nous voyons que ce paramètre est plus petit juste après l'impact qu'avant l'impact puis qu'il augmente au cours du temps après l'impact. Cette augmentation s'explique par le fait que les petits grains, plus rapides, sortent du champ de vue plus rapidement que les gros grains. La valeur de a_p obtenue juste après l'impact pour le carbone amorphe avec la distribution de Hanner est deux fois plus grande que celle obtenue par Harker et al. (2007) lors de l'analyse de la bande d'émission des silicates à 10 μm. Cela peut être du, en première hypothèse, au fait que nous utilisons une approche différente de celle de Harker et al. (2007). Une autre explication possible est que les petits grains présents dans les éjectas et qui contribuent au continuum sont plus froids que des grains de carbone amorphe pur. Les grains bicouches sont plus froids que les grains de carbone amorphe (Fig. 3.8) et donc,



(a) Distribution en loi de puissance

(b) Distribution de Hanner

Fig. 3.17 – Paramètres pour les lois de distribution en taille obtenus par les ajustements du modèle au continuum des éjectas de poussière dans les spectres de *Spitzer*. Nombre 1 = TI + 0.67 h, Nombre 2 = TI + 1.83 h, Nombre 3 = TI + 3.6 h, Nombre 4 = TI + 4.2 h, Nombre 5 = TI + 10.2 h, Nombre 6 = TI + 20.5 h.

peut être, plus représentatifs de la poussière cométaire. La valeur de a_p obtenue juste après l'impact pour les grains bicouches est deux fois plus petite que celle obtenue par Harker et al. (2007), ce qui suggère que les propriétés thermiques des grains de poussière qui contribuent au continuum sont intermédiaires entre celles du carbone amorphe et des grains bicouches qui sont considérés dans ce travail. Nous notons que la valeur $a_p = 0.1$ μm déterminée pour les grains bicouches juste après l'impact correspond à $M_h = 0$ dans la loi de Hanner. Dans ce cas, la distribution de Hanner est équivalente à la distribution en loi de puissance avec une pente de 3.7. Il est intéressant de remarquer que pour les grains bicouches à TI + 0.67 h, la pente de la distribution en loi de puissance est proche de 3.7.

Dans ce paragraphe, nous allons étudier, grâce à la figure 3.17a, l'évolution temporelle des paramètres pour la loi de puissance. Tout d'abord nous allons nous intéresser aux grains de carbone amorphe lorsque a_{min} et q sont des paramètres libres. Nous voyons que l'évolution temporelle du rayon minimum est moins évidente que celle de la distribution de type Hanner. Puisque les petits grains sortent plus rapidement du champ de vue que les gros grains, nous pourrions nous attendre à ce que a_{min} augmente au cours du temps. Cependant a_{min} semble diminuer au moins avant TI + 4.2 h. Plusieurs explications peuvent être invoquées pour expliquer cette surprenante variation de a_{min} avec le temps : l'émission d'autres composés qui affecteraient le spectre, la fragmentation des gros grains ou encore le fait que la distribution en loi de puissance n'est pas appropriée pour cette étude. Cependant, la pente de la distribution en taille ne semble pas être affectée par la contamination spectrale d'un autre matériau car q décroît avec le temps. Il est important de noter que la méthode de détermination des paramètres a_{min} et q est bonne et qu'elle sera validée en section 3.6.3 par les spectres synthétiques obtenus à partir du modèle d'évolution temporelle de l'émission de la poussière. Pour s'affranchir de cette variation de a_{min}, nous l'avons fixé à 0.62 μm dans le cas du carbone amorphe. Ce rayon minimal correspondant à celui obtenu à TI + 0.67 h avec des grains de carbone amorphe pour la loi de puissance (table 3.2). L'évolution temporelle de q lorsque a_{min}

est un paramètre fixe suit la même tendance que lorsque a_{min} est un paramètre libre. Il en est de même pour l'évolution de q au cours du temps avec des grains bicouches. Notons que les valeurs q pour les grains de carbone amorphe sont en accord avec celles de Jorda et al. (2007) comprises entre 2.8–3.3. Cette évolution temporelle de q est cohérente avec les résultats obtenus avec la distribution de Hanner. En effet q décroît avec le temps, ce qui signifie que les petits grains quittent le champ de vue plus rapidement que les gros grains.

3.4.5 L'évolution temporelle de la masse des éjectas

Connaissant les paramètres de la loi de distribution en taille (a_{min}, q et a_p) pour chaque temps d'observations de *Spitzer*, nous pouvons étudier l'évolution temporelle de la masse des éjectas de poussière (M_d) grâce à l'équation suivante :

$$M_d = \frac{4}{3}\pi\Gamma \int_{a_{min}}^{a_{max}} \rho(a) a^3 n(a)\, da \tag{3.18}$$

où

- $\rho(a)$ est la masse volumique du composant en fonction de la taille des grains tel que $\rho(a) = \rho_0(a/0.1\mu m)^{D-3}$ avec ρ_0 la masse volumique du matériau est a est le rayon du grain en μm.

D'après l'équation 3.18, la masse dépend fortement du choix des bornes d'intégration sur le rayon des grains. La figure 3.18 présente l'évolution temporelle de la masse des éjectas pour les deux compositions de grains et les deux distributions en taille.

Pour les grains de rayon compris entre a_{min} et 10 μm (pointillé sur la figure 3.18) quelque soit la loi de distribution en taille, l'estimation de la masse des éjectas est proche, à 20 % près, pour les grains de carbone amorphe (vert et bleu) et les grains bicouches (cyan et rose). Par contre pour les grains de rayons compris entre a_{min} et 100 μm (ligne continue sur la figure 3.18), la masse des éjectas dépend des hypothèses sur la composition et sur les lois de distribution en taille. La masse de poussière est supérieure lorsque nous considérons des grains de carbone amorphe et une distribution en taille en loi de puissance (ligne verte). A TI + 10.2 h et pour les temps postérieurs, les masses de poussière déterminées dépendent peu de la composition. Ce résultat n'est pas surprenant. En effet les valeurs des pentes de la distribution en taille sont similaires pour les grains de carbone amorphe et les grains bicouches. L'augmentation importante de la masse de carbone quand a_{min} est un paramètre libre n'est pas physiquement réaliste et est due aux variations du rayon minimal. Hormis le cas précédant, entre TI + 0.67 h et TI +1.83 h, la masse de poussière semble décroître doucement, dans les barres d'erreur. Cette décroissance apparait comme non physique. Après TI + 1.83 h, la masse des éjectas augmente. Elle atteint un maximum à TI + 3.6 h puis décroît après ce temps, c'est à dire quand les petites particules ont commencé à quitter le champ de vue. Pour la loi de puissance, la masse de poussière augmente d'environ 20 % entre TI + 1.83 h et TI + 3.6 h alors que q a une variation de moins que 5 %. Cela est dû au fait que la masse de poussière est extrêmement sensible à la pente de la distribution en puissance. Cette sensibilité augmente lorsque q croît.

Nous estimons la masse des éjectas (pour les grains entre a_{min}–100 μm) entre 3.5×10^5 kg et 7.0×10^5 kg. Cette estimation de la masse obtenue à TI + 3.6 h ne tient pas compte des silicates cristallins. Lorsqu'uniquement le carbone amorphe est considéré donc notre modèle, un facteur correctif qui tient compte de la contribution des silicates doit être appliqué pour

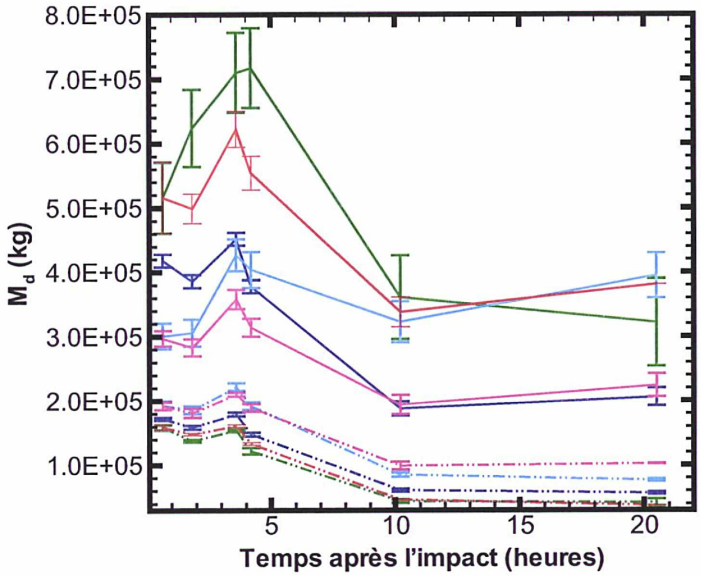


FIG. 3.18 – Evolution temporelle de la masse des éjectas de poussière (M_d) dans le champ de vue de *Spitzer* centré sur le noyau (5 × 5 pixels). Les masses dans le domaine de taille a_{min}–10 μm (a_{min}–100 μm) sont reliées par des pointillés (respectivement des traits continus). Les différentes couleurs correspondent aux deux distributions en taille et aux deux compositions de grains : la distribution en taille en loi de puissance avec des grains de carbone amorphe lorsque a_{min} est un paramètre libre (vert), lorsque $a_{min} = 0.62$ μm et avec des grains bicouches (cyan) ; la distribution en taille de type Hanner avec des grains de carbone amorphe (bleu) et avec des grains bicouches (rose).

obtenir la masse totale de poussière dans le champ de vue. Harker et al. (2007) déterminent un rapport de masse de silicate/carbone d'environ 4 pour les grains entre 0.1–1 μm avec une fraction de masse de silicate cristallins/amorphes d'environ 0.3. Nous allons supposer ces fractions massiques pour calculer la masse totale des éjectas de poussière. Comme nous le voyons dans la table 3.3, la masse totale (M_d^{tot}) varie entre (2.7–8.9) × 10^5 kg pour des grains entre a_{min}–10 μm et entre (0.5–2.1) × 10^6 kg pour des grains entre a_{min}–100 μm.

Nous voyons, d'après la table 3.4, que la quantité totale de poussière éjectées par l'évènement *Deep Impact* dépend fortement du choix des bornes d'intégration sur le rayon des grains. La masse totale varie de (0.7–4.4) × 10^5 kg pour des grains de 0.1–1 μm, à (0.1–7.0) × 10^7 kg pour des grains de 0.1 μm –1 m. La comparaison directe de nos résultats avec les autres auteurs est difficile à cause des différentes méthodes analytiques et des hypothèses des modèles, en particulier sur la distribution en taille et la composition des grains. Cependant, nos estimations de masse totale sont en accord pour les mêmes gammes de taille avec Harker et al. (2005), Lisse et al. (2006), Sugita et al. (2005) et Jorda et al. (2007). La masse estimée par Küppers et al. (2005) pour des tailles de grains entre 0.1–1 μm est 1.6 à 2.7 fois inférieure à celle obtenue dans ce travail. Harker et al. (2005) exploitent les données au sol dans le moyen infrarouge obtenues avec le spectrographe MICHELLE du télescope Gemini-N à Hawaï. Ces données couvrent 30 h d'observations autour de l'évènement *Deep Impact*. Lisse et al. (2006) utilisent les mêmes données *Spitzer* que celles exploitées dans ce travail. Sugita et al. (2005) analysent les données obtenues avec le spectromètre COMICS, à bord du télescope Subaru,

Tab. 3.3 – Masses des éjectas obtenues avec les données IRS de *Spitzer* pour un champ de vue de 5 × 5 pixels et les masses totales dérivées des rapports Si/C et Crys/Amorp obtenus par Harker et al. (2007).

Distribution en taille	Composition du grains	Taille des grains (μm)	Tapport	M_d (kg)	Masse totale M_d^{tot}(kg)
Hanner	carbone	0.1–100	Si/C = 4	4.52×10^5	2.15×10^6
		0.1–10		1.79×10^5	8.95×10^5
		0.1–1		1.32×10^4	6.60×10^4
	bicouche	0.1–100	Crys/Amorp = 0.3	3.58×10^5	4.65×10^5
		0.1–10		2.10×10^5	2.73×10^5
		0.1–1		9.23×10^4	1.20×10^5
loi de puissance	carbone	a_{min}–100	Si/C = 4	7.17×10^5	3.58×10^6
		a_{min}–10		1.59×10^5	7.95×10^5
		a_{min}–1		1.62×10^4	8.10×10^4
	bicouche	0.1–100	Crys/Amorp = 0.3	4.27×10^5	5.55×10^5
		0.1–10		2.22×10^5	2.89×10^5
		0.1–1		9.23×10^4	1.20×10^5

dans le moyen infrarouge. Les données ont été acquises avant l'impact et jusqu'à 3.6 h après l'impact. Keller et al. (2005), Küppers et al. (2005) et Jorda et al. (2007) traitent les données infrarouges obtenues pendant 17 jours autour de l'évènement *Deep Impact* avec la caméra OSIRIS à bord de *Rosetta*.

Tab. 3.4 – Masses des éjectas de poussière, produits par *Deep Impact*, publiées dans la littérature.

Référence	Télescope	Taille des grains (μm)	M_d^{tot} (kg)
Ce travail	*Spitzer*	0.1–1	$(0.7–1.2) \times 10^5$
		0.1–10	$(2.7–8.9) \times 10^5$
		0.1–100	$(0.5–2.1) \times 10^6$
Harker et al. (2005)	Gemini-N	0.1–1	7.3×10^4
		0.1–100	1.5×10^6
Keller et al. (2005)	*Rosetta*	0.1–500	7.0×10^6
Lisse et al. (2006)	*Spitzer*	0.1–10	8.0×10^5
		0.1–10^6	1.3×10^6
Sugita et al. (2005)	Subaru	0.1–10	5.0×10^5
		0.1–10^6	1.3×10^6
Küppers et al. (2005)	*Rosetta*	0.1–1	4.4×10^5
Jorda et al. (2007)	*Rosetta*	0.1–1.4	$(1.3–1.7) \times 10^5$
		0.1–100	$(1.0–14.0) \times 10^6$

3.5 Le modèle d'évolution temporelle de l'émission thermique de la poussière

Pour étudier l'évolution temporelle de l'émission de la poussière dans les éjectas, nous avons développé un modèle dépendant du temps. Dans cette partie nous allons décrire les équations du modèle. Puis nous allons décrire les méthodes numériques que nous avons développées. Enfin nous allons regarder l'influence des paramètres des lois de distributions en taille et des lois de vitesse.

3.5.1 Description du modèle

Le flux d'émission thermique de la poussière est donné par l'équation 3.10 mais dans ce modèle le nombre de grains de chaque taille à l'intérieur du champ de vue est maintenant une fonction dépendante du temps et de la distance au noyau. La densité locale de poussière est décrite par :

$$N_{dust}(a) = \Delta Q_{dust}(t - (r - r_n)/v(a))\frac{n'(a)}{4\pi r^2 v(a)} \tag{3.19}$$

où

- r la distance radiale à partir du centre du noyau (m),
- $r_n = (3.0 \pm 0.1) \times 10^3$ m (Groussin et al. 2007) est le rayon équivalent du noyau de la comète 9P/Tempel 1,
- $n'(a)$ est la distribution en taille des grains dans les éjectas
- ΔQ_{dust} décrit l'évolution temporelle du taux de production des poussière dans la coma suite à l'impact,
- $v(a)$ est la loi de distribution des vitesses des grains (m s^{-1}).

ΔQ_{dust} est décrit par une demie gaussienne :

$$\Delta Q_{dust}(t) = exp\left(-\left(2\sqrt{\ln(2)}\frac{t}{t_{burst}}\right)^2\right) \tag{3.20}$$

où

- $t_{burst}/2$ est l'échelle de temps à laquelle la production de poussière est divisée par deux par rapport au maximum (s),
- t est le temps après l'impact (s).

Le flux de poussière est obtenu par intégration volumique le long de la ligne de visée et du champ de vue.

Dans le cadre de notre modèle, la vitesse des grains dépend de leur taille et est un paramètre important. Dans l'environnement cométaire, 3 forces agissent sur les grains :

- la force aérodynamique F_{drag},
- la force de gravité du noyau F_{nucl},
- la force dérivant de la pression de radiation solaire F_{Sun}.

Ces trois forces agissant sur les grains sont données par :

$$F_{drag} = \frac{1}{2}\pi a^2 (v_{exp} - v(a))^2 \rho_{gaz} C_D \frac{v_{exp} - v(a)}{|v_{exp} - v_(a)|} \tag{3.21}$$

où

- v_{exp} est la vitesse du gaz (m s^{-1}),

- $\rho_{gaz} = Q_{gaz}/(v_{exp}\ 4\ \pi\ r^2)$ est la densité locale du gaz (kg m^{-3}) avec Q_{gaz} le taux de production du gaz (molécules s^{-1}),
- C_D est le coefficient aérodynamique.

$$F_{nucl} = -\frac{GM_n m_{grain}}{r^2} \tag{3.22}$$

où

- $G = 6.67\ 10^{-11}$ m^3 kg^{-1} s^{-2},
- M_n est la masse du noyau (kg),
- m_{grain} est la masse du grain (kg).

$$F_{Sun} = -\pi a^2 Q_{pr}^{eff} \frac{c_\odot}{cr_h^2} \tag{3.23}$$

où :

- Q_{pr}^{eff} est le coefficient efficace issu de la théorie de Mie,
- $c_\odot$ est le flux solaire à 1UA (W m^{-2}).

Dans les zones les plus internes de la coma, les grains sont accélérés par la force aérodynamique. Cependant après une distance correspondant à environ 10 noyaux cométaires d'après Combi et al. (1997) et Crifo (1995) les forces aérodynamiques et gravitationnelles sont trop faibles et les grains se déplacent avec une vitesse presque constante. Dans notre modèle cette distance est beaucoup plus faible que la taille du champ de vue, nous considérons donc une vitesse des grains constante avec la distance au noyau. Crifo (1995) estime cette vitesse terminale des grains de la façon suivante :

$$v(a, Q_{gaz}) = \frac{v_{exp}^{term}}{0.9 + 0.45X^{0.615/2} + 0.275X^{0.615}} \tag{3.24}$$

où :

- v_{exp}^{term} est la vitesse terminale du gaz.

avec :

$$W = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\frac{\gamma k T_{gaz}^0}{m_{gaz}}}\ ;\ X = \frac{2\pi a \rho_{grain} W r_n}{m_{gaz} Q_{gaz}} \tag{3.25}$$

où :

- γ est le rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constant des gaz,
- k est la constante de Boltzmann,
- T_{gaz}^0 est la température du gaz à la surface,
- m_{gaz} est la masse moyenne du gaz,
- ρ_{grain} est la masse volumique du grain supposée égale à 1000 kg.m^{-3} (Crifo & Rodionov 1997),
- r_n est le rayon du noyau de la comète 9P/Tempel 1 supposé égal à 3 km (Groussin et al. 2007).

La vitesse de chaque grain peut aussi être approximée par une loi de vitesse de la forme :

$$v(a) = v_{ref}\left(\frac{a}{a_{ref}}\right)^{-q_v} \tag{3.26}$$

où

- v_{ref} est la vitesse pour les grains de rayon a_{ref} (m)
- q_v est la pente de la distribution de vitesse.

Nous allons comparer les vitesses des grains obtenues par la loi de Crifo (1995) et par la loi de vitesse, donnée par l'équation 3.26, pour différents q_v à partir de la figure 3.19. Pour cela nous utilisons $Q_{gaz} = 5.0 \times 10^{27}$ mol s^{-1}. Ce taux de production est proche du taux de production avant l'impact que nous avons déterminé dans ce travail à partir des spectres de *Spitzer* à TI - 41.3 h et TI - 22.9 h. La détermination du taux de production avant l'impact sera traitée dans le chapitre 4 (section 4.3). Dans la loi de puissance nous supposons que v_{ref} = 265 m s^{-1} est la vitesse obtenue par la loi de Crifo (1995) et que $a_{ref} = 0.1$ μm. Avec ces hypothèses nous voyons que la loi de vitesse est une approximation correcte de la loi de Crifo (1995) pour les petits grains lorsque $q_v = 0.4$ et pour les gros grains lorsque $q_v = 0.5$. Dans la suite, nous utiliserons la loi de vitesse décrite par une loi de puissance et v_{ref} sera déterminée à partir des observations de *Spitzer*.

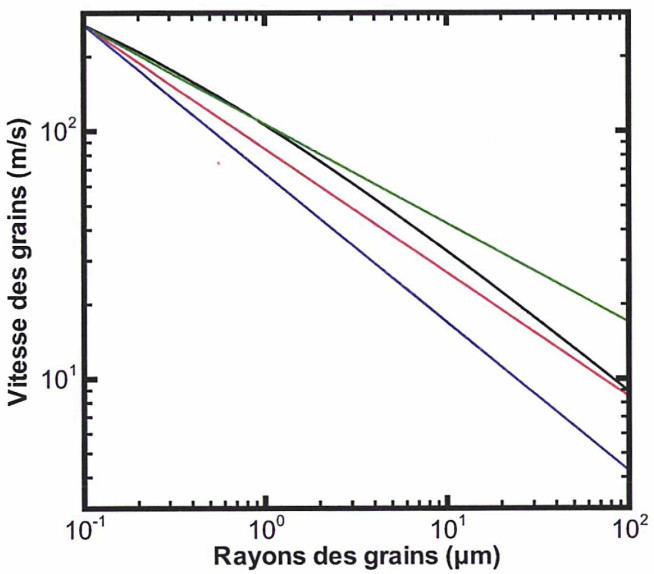


Fig. 3.19 – Vitesse des grains en fonction de leur taille pour la loi de Crifo (1995) (Eq. 3.24) avec $Q_{gaz} = 5.0 \times 10^{27}$ mol s^{-1} (noir) et pour la loi de vitesse (Eq. 3.26) avec v_{ref} = 265 m s^{-1} et $a_{ref} = 0.1$ μm. Les autres couleurs représentent les différentes pentes q_v de la loi de vitesse : $q_v = 0.4$ (vert), 0.5 (rouge) et 0.6 (bleu).

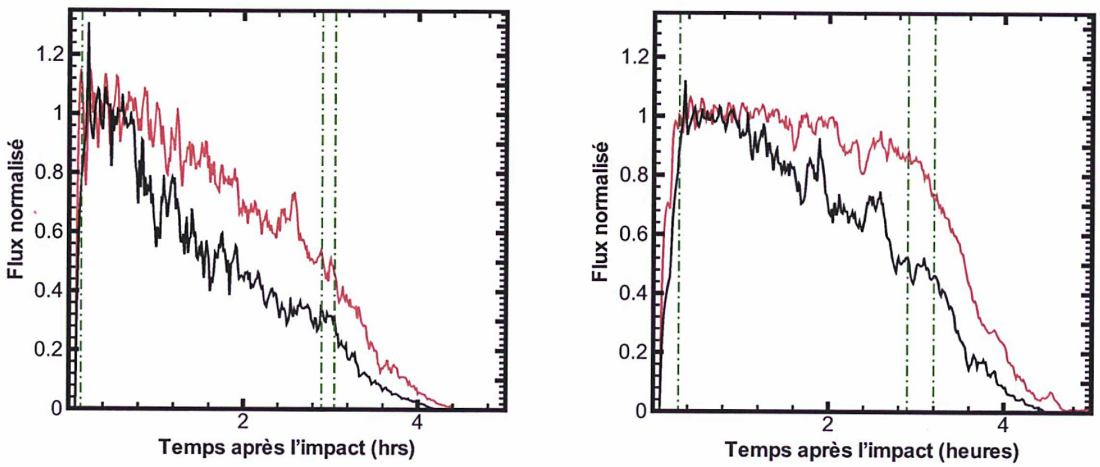
3.5.2 Méthodes numériques

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux méthodes numériques permettant l'intégration de la densité locale de poussière (Eq. 3.19) afin de déterminer le flux thermique de la poussière. Dans le cadre de ce modèle nous allons supposer que tous les grains de poussière sont produits pendant une durée t_{burst}. Cela revient à intégrer, pour chaque temps, des coquilles de durée t_{burst} en fonction de leur distance au noyau.

Dans un premier temps nous avons utilisé des procédures d'intégration de la librairie NAG. L'intégrale double (dans le plan du ciel) est calculée avec la routine D01FDF qui utilise la méthode de Sag & Szekeres (1964) et l'intégrale simple le long de la ligne de visée est calculée avec la routine D01AJF. La méthode de Sag et Szekeres revient à diviser le champ de vue en

pixels dont la taille est ajustée de manière à optimiser les performances du modèle sans pour autant allonger les temps de calcul. Chaque pixel définit ensuite une ligne de visée, le long de laquelle nous faisons l'intégration.

La figure 3.20 montre l'évolution de flux thermique obtenu pour le flux à $\lambda = 5.86$ μm en fonction du temps. Les sursauts sont de type porte et de type gaussien de durée 500 s et 1000 s. Les calcul sont faits avec une vitesse des grains de poussière constante et égale à $v_{ref} = 230$ m s^{-1}. Pour la loi de distribution en taille en loi de puissance nous avons utilisé une pente $q = 3.3$ et pour le rayon minimum des grains $a_{min} = 0.1$ μm.



(a) Sursaut de durée 500 s

(b) Sursaut de durée 1000 s

FIG. 3.20 – Evolution temporelle du Flux thermique à $\lambda = 5.86$ μm par rapport au maximum avec la procédure d'intégration de NAG. Les sursauts sont de type porte (noir) et de type gaussien (rouge). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et pour la distribution en taille $q = 3.3$ et $a_{min} = 0.1$ μm.

Pour un sursaut de 500 s et de 1000 s, tous les grains sont présents dans le champ de vue respectivement à $t = 0.15$ h et $t = 0.3$ h. Les premiers grains produits par le sursaut quittent le champ de vue (carré de coté 4840 km) après 2.9 h et les derniers grains produits par le sursaut sortent du champ de vue respectivement après 3.05 h et 3.2 h. Nous retrouvons bien ces temps caractéristiques sur l'évolution temporelle du flux (Fig. 3.20) calculée pour le sursaut gaussien avec $t_{burst} = 1000$ s. Cependant pour le sursaut de durée 500 s, le flux commence à décroître à $t = 1$ h ce qui n'a pas de sens physique. Cette décroissance reflète l'inaptitude des procédures NAG utilisées pour l'intégration de fonctions non monotones, présentant des valeurs nulles sur une grande partie du domaine d'intégration. Nous avons passé beaucoup de temps à essayer d'optimiser les paramètres des routines NAG. Nous nous sommes rendus compte qu'il était plus efficace de développer une nouvelle procédure d'intégration qui calcule le volume de la coquille très précisément.

Dans cette nouvelle procédure, nous cherchons à calculer le volume d'une coquille de rayon compris entre R et $R+ dR$. Le volume de cette coquille est donné par l'intersection d'une couche sphérique (entre R et $R + dR$) avec un parallélépipède. La base du parallélépipède est le champ de vue (carré) et la longueur représente la ligne de visée (infinie). Le volume de la

coquille correspond à $V_c = V(R + dR)$ - $V(R)$. Nous notons l = champ de vue/2.

- 1er cas $R \leq l$: volume de la sphère :

$$V(R) = \frac{4}{3}\pi R^3 \tag{3.27}$$

- 2ème cas $l < R \leq \sqrt{2}l$: volume de la sphère coupée par 4 plans soit le volume de la sphère pleine moins le volume de 4 calottes sphériques de hauteur $h_c = R - l$:

$$V(R) = \frac{4}{3}\pi R^3 - 4\pi h_c^2 \left(r - \frac{h_c}{3}\right) \tag{3.28}$$

- 3ème cas $\sqrt{2}l < R$: Il n'y a pas d'expression analytique facile pour le volume et nous le calculons de manière numérique. Nous divisons le plan en petites cellules dont nous connaissons la surface et le centre puis nous intégrons chaque cellule suivant la direction de la ligne de visée.

La figure 3.21 montre l'évolution de flux thermique obtenu pour le flux à $\lambda = 5.86$ μm en fonction du temps avec cette nouvelle procédure d'intégration. Le sursaut est de type gaussien avec les mêmes hypothèses sur la durée des sursauts ainsi que sur la vitesse des grains et la loi de distribution en taille que précédemment (Fig. 3.20) avec la procédure d'intégration de NAG.

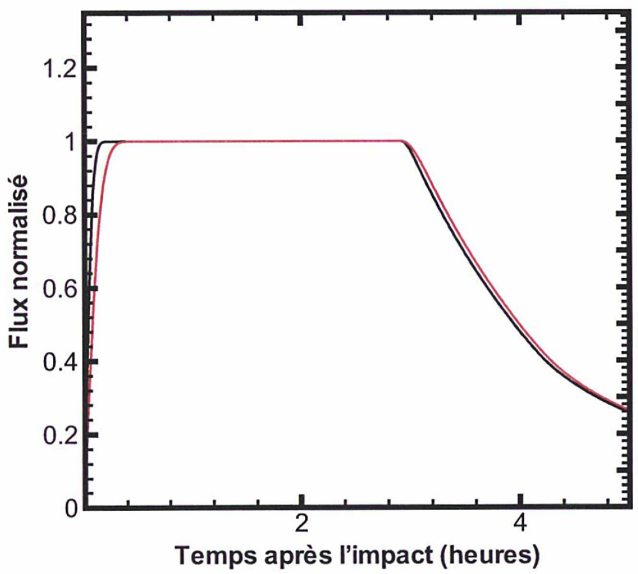


FIG. 3.21 – Evolution temporelle du flux thermique à $\lambda = 5.86$ μm normalisé par rapport au maximum avec ma propre procédure d'intégration. Les sursauts sont de type gaussien de durée 500 s (noir) et 1000 s (rouge). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et pour la distribution en taille $q = 3.3$ et $a_{min} = 0.1$ μm.

Nous retrouvons bien les temps caractéristiques définis sur la figure 3.20 mais dans ce cas les erreurs numériques ne sont plus présentes quelque soit la durée du sursaut.

Nous allons maintenant étudier la validité de notre propre procédure d'intégration dans le cas réaliste où la vitesse des grains est dépendante de la taille des grains. La figure 3.22 montre l'évolution du flux thermique à $\lambda = 5.86$ μm en fonction du temps avec cette nouvelle procédure d'intégration pour un sursaut de type gaussien de durée 1000 s. Cependant dans ce cas la vitesse des grains de poussière n'est plus constante mais suit une loi de vitesse dépendante de la taille des grains avec $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.55$ (Eq. 3.26) et la distribution en taille est une distribution en loi de puissance de pente $q = 3.3$ et de rayon minimum des grains $a_{min} = 0.62$ μm (cas des grains de carbone amorphe pour les éjectas de poussière à TI + 0.67 h (Table 3.2)).

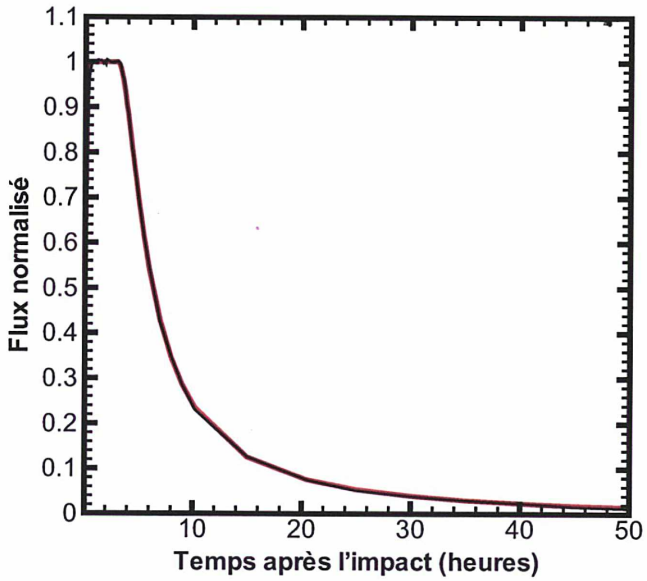


Fig. 3.22 – Evolution temporelle du flux thermique à $\lambda = 5.86$ μm normalisé par rapport au maximum avec la procédure d'intégration NAG (noir) et avec ma propre procédure d'intégration (rouge). Le sursaut est de type gaussien de durée 1000 s. Le champ de vue est de 5 $\times$ 5 pixels. La vitesse des grains est dépendante de la taille. Pour la vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.55$ et pour la distribution en taille $q = 3.3$ et $a_{min} = 0.62$ μm.

Nous voyons que nous aboutissons à des résultats identiques avec les deux procédures d'intégration. Puisque chaque taille de grains occupe une fine coquille sphérique dans l'espace d'intégration, nous aboutissons à une série de petites coquilles. L'intervalle entre deux petites coquilles successives étant faible, les poussières occupent un volume important. Les bornes de ce volume peuvent donc être contraintes avec une bonne précision par la méthode de Sag et Szekeres. Dans la suite nous utiliserons notre propre procédure d'intégration qui est d'une part plus rapide et qui d'autre part permet de s'affranchir dans tous les cas des erreurs numériques liées à l'intégration.

3.5.3 L'influence des paramètres

Dans ce qui suit nous allons calculer le flux thermique à $\lambda = 5.86$ μm avec un sursaut de type gaussien. Nous allons regarder l'influence sur l'évolution temporelle du flux thermique de la durée du sursaut (t_{burst}), des paramètres v_{ref} et q_v de la loi de vitesse et des paramètres

q et M_h respectivement pour la distribution en taille en loi de puissance et en loi de Hanner. Pour la distribution en loi de puissance, a_{ref} est égale à a_{min}, pour la distribution de Hanner distribution a_{ref} est égal à a_p (Harker et al. 2007).

La durée du sursaut

La figure 3.23 montre l'influence de la durée du sursaut sur l'évolution temporelle du flux thermique en supposant une loi de vitesse avec $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.55$ et une loi de puissance avec $q = 3.3$ et $a_{min} = 0.1$ μm. Les calculs ont été faits pour des durées du sursaut de 1000 s, 3000 s et 5000 s.

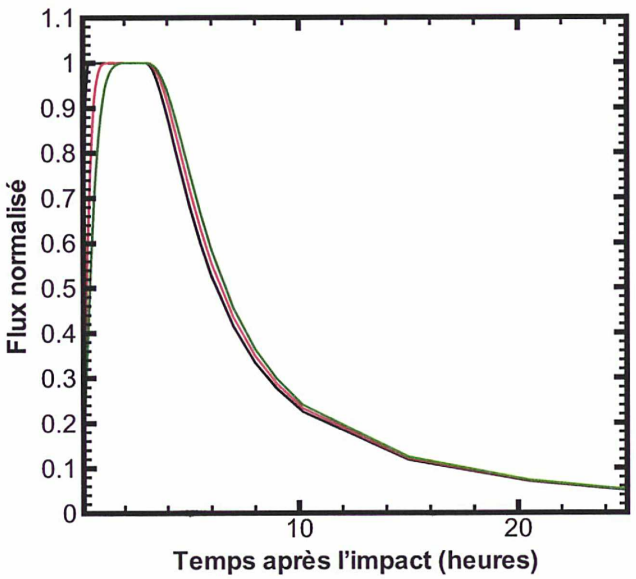


Fig. 3.23 – Evolution temporelle du flux thermique à $\lambda = 5.86$ μm normalisé par rapport au maximum. Les sursauts sont de type gaussien de durée 1000 s (noir), 3000 s (rouge) et 5000 s (vert). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.55$ et pour la distribution en taille $q = 3.3$ et $a_{min} = 0.1$ μm.

La durée du sursaut détermine le temps à partir duquel tous les grains produits par le sursaut seront présents donc le champ de vue et celui à partir duquel la décroissance du flux sera significative. En effet pour un sursaut plus long, la coquille sera plus large et donc le moment où la chute du flux est significative sera retardé. Cependant la durée du sursaut influence peu l'évolution temporelle après l'instant où les premiers grains sont sortis du champ de vue. En effet pour des sursauts de durée 1000 s, 3000 s et 5000 s la valeur du flux maximal est divisée par deux respectivement à 6.2 h, 6.4 h et 6.6 h.

La loi distribution en taille en loi puissance

L'influence de la pente de la distribution q de la loi de puissance sur l'évolution temporelle du flux thermique sera étudiée grâce à la figure 3.24. Nous supposons une loi de vitesse avec $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.55$. Pour la loi de distribution en taille nous posons $a_{min} = 0.1$

μm et nous allons faire varier la pente q.

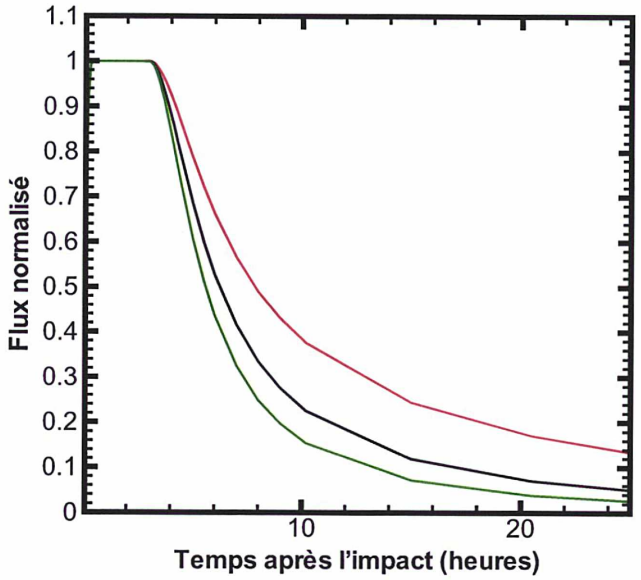


FIG. 3.24 – Evolution temporelle du flux thermique à $\lambda = 5.86$ μm normalisé par rapport au maximum. Le sursaut est de type gaussien de durée 1000 s. Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la loi de vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.55$ et pour la distribution en taille en loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 2.8$ (rouge), 3.3 (noir) et 3.8 (vert).

Comme nous l'avons vu dans la section 3.3.3 sur les lois de distribution en taille, le paramètre q représente la pente de la distribution et influence la proportion des petits par rapport aux gros grains. En effet plus q est grand et plus la contribution des petits grains dans la population totale est élevée. Nous remarquons que lorsque q augmente, la décroissance du flux à partir de TI + 3.6 h (qui correspond au moment où les petits grains sortent du champ de vue) est plus rapide. Cela s'explique par une plus grande proportion de petits grains qui sortent plus rapidement du champ de vue que les gros grains en raison de leur vitesse plus élevée.

La loi distribution en taille en loi de Hanner

La figure 3.25 présente l'évolution temporelle du flux thermique en fonction du paramètre M_h de la loi de Hanner. Pour la loi de vitesse nous supposons $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.55$.

Nous remarquons que le paramètre M_h influence peu l'évolution temporelle du flux thermique après TI + 3.6. Cela est du au fait que dans la loi de vitesse nous supposons que v_{ref} est définie pour a_p (qui dépend de M_h). En effet pour $M_h = 8$, 12 et 16 la valeur du flux maximal est divisée par deux respectivement à 7.6 h, 7.7 h et 7.9 h.

La loi de distribution de vitesse

La vitesse des plus petits grains Avec la figure 3.26 nous étudions l'influence de la vitesse des plus petits grains v_{ref} sur l'évolution temporelle du flux thermique. Nous utilisons pour

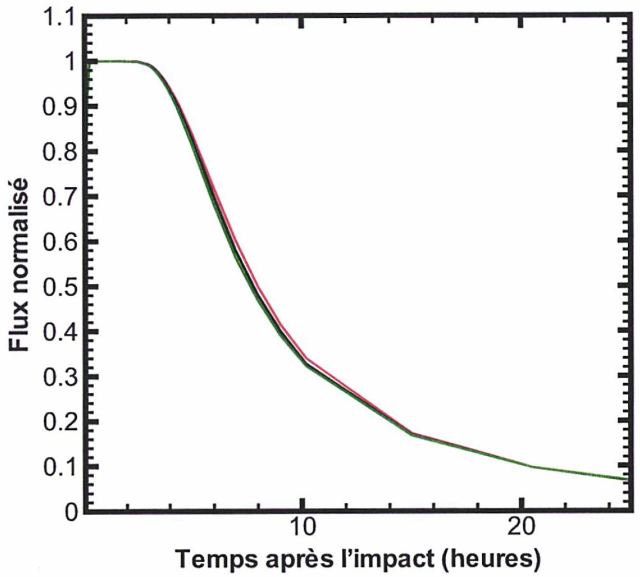


FIG. 3.25 – Evolution temporelle du flux thermique à $\lambda = 5.86$ μm normalisé par rapport au maximum. Le sursaut est de type gaussien de durée 1000 s. Le champ de vue est de 5 × 5 pixels. Pour la loi de vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.55$ et pour la distribution en taille de type Hanner $M_h = 8$ (rouge), 12 (rouge) et 16 (vert) (correspondant respectivement à $a_p = 0.3$ μm, 0.4 μm et 0.5 μm).

la loi de distribution en taille, la loi de puissance avec $q = 3.3$ et $a_{min} = 0.1$ μm et pour la loi de vitesse $q_v = 0.55$. La vitesse v_{ref} est ici un paramètre libre.

La pente de la loi de vitesse La figure 3.27 montre l'influence de la pente de la loi de vitesse sur l'évolution temporelle du flux en supposant une distribution en loi de puissance avec $q = 3.3$ et $a_{min} = 0.1$ m et une loi de vitesse avec $v_{ref} = 230$ m s^{-1} pour différents q_v

Le moment où le flux commence à décroître est essentiellement déterminé par (et inversement proportionnel à) la vitesse du plus petit grain v_{ref} (Fig. 3.26). La pente de la loi de vitesse influence l'évolution postérieure du flux avec une décroissance moins rapide pour les q_v plus grands (Fig. 3.27). Ce résultat s'explique aisément par le fait que les gros grains ont alors des vitesses relativement plus lentes et sortent moins rapidement du champ de vue.

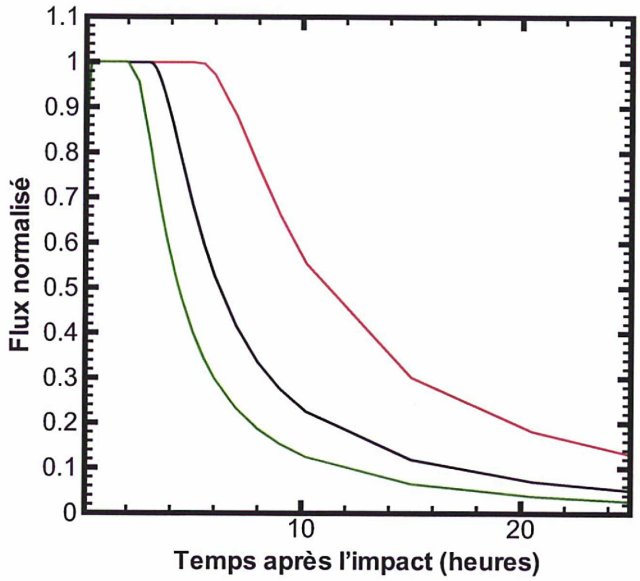


FIG. 3.26 – Evolution temporelle du flux thermique à $\lambda = 5.86$ μm normalisé par rapport au maximum. Le sursaut est de type gaussien de durée 1000 s. Le champ de vue est de 5×5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.3$ et pour la loi de vitesse $q_v = 0.55$ et $v_{ref} = 130$ m s^{-1} (rouge), 230 m s^{-1} (noir) et 330 m s^{-1} (vert).

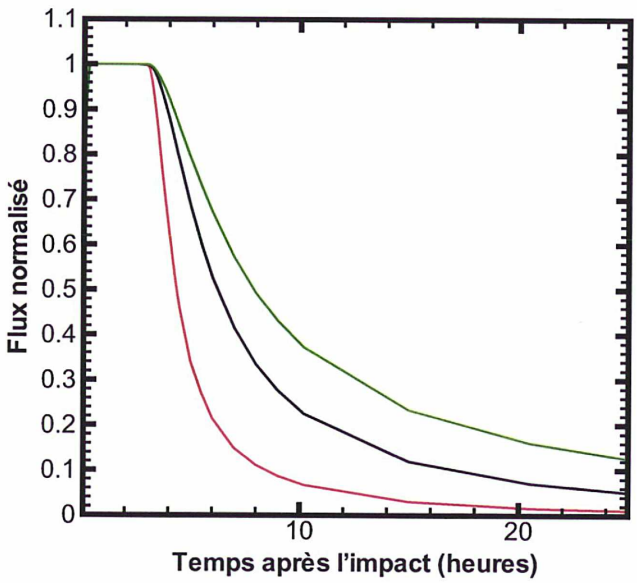


FIG. 3.27 – Evolution temporelle du flux thermique à $\lambda = 5.86$ μm normalisé par rapport au maximum. Le sursaut est de type gaussien de durée 1000 s. Le champ de vue est de 5×5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.3$ et pour la loi de vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.1$ (rouge), 0.55 (noir) et 0.9 (vert).

3.6 Application du modèle d'évolution temporelle de l'émission de la poussière aux données de *Spitzer*

Dans cette partie nous allons analyser l'évolution temporelle du flux avec le modèle dépendant du temps pour contraindre la loi de vitesse des grains présents dans les éjectas de poussière. Pour cela nous allons utiliser les données de *Spitzer* pour un champ de vue de 5 × 5 pixels. Cette évolution temporelle sera étudiée en supposant les grains de carbone amorphe et les grains bicouches définis dans la section 3.4.

Dans le contexte de la mission *Deep Impact*, l'éjection de poussière créée par l'impact est instantanée. C'est pourquoi nous allons supposer un sursaut gaussien de durée 1000 s.

Pour la loi de vitesse, nous fixons $v_{ref} = 230$ m s^{-1} d'après les observations en supposant que les grains de rayons a_{ref} quittent le champ de vue à TI + 3.6 h. Cette valeur est en accord avec la valeur de 220 m s^{-1} trouvée par Harker et al. (2007) ou avec d'autres auteurs référencés par Ipatov & A'Hearn (2011). Pour la distribution en loi de puissance, a_{ref} est égale à a_{min}, pour la distribution de Hanner distribution a_{ref} est égal à a_p (Harker et al. 2007). Nous allons contraindre les valeurs de la puissance q_v permettant de reproduire l'évolution temporelle du flux.

Pour la loi de distribution en taille en loi de puissance et en distribution de Hanner nous utilisons, à $t = 0$ s (c'est à dire au moment de l'impact), les valeurs respectives de q et a_{amin} et de a_p que nous avons déterminées à partir du continuum des éjectas de poussière à TI + 0.67 h (Table 3.2).

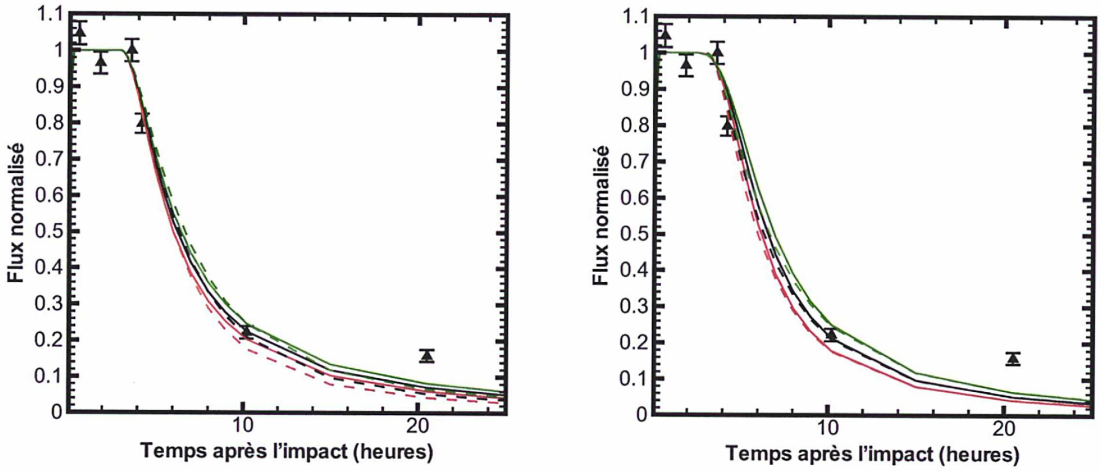
3.6.1 Les résultats obtenus à 5.7 μm et à 12.5 μm

Les figures 3.28 (respectivement 3.29) présentent les meilleurs ajustements du flux thermique, normalisé au maximum, des éjectas à $\lambda = 5.71$ μm (respectivement à $\lambda = 12.5$ μm) pour les différentes lois de distribution en taille et compositions de grains. Les pentes q_v obtenues pour la loi de vitesse sont résumées dans la table 3.5.

λ	Loi de puissance		Loi de Hanner	
μm	Carbone	Bicouche	Carbone	Bicouche
5.71	0.55 ± 0.05	0.40 ± 0.05	0.40 ± 0.05	0.40 ± 0.05
12.5	0.35 ± 0.05	0.40 ± 0.05	0.30 ± 0.05	0.40 ± 0.05

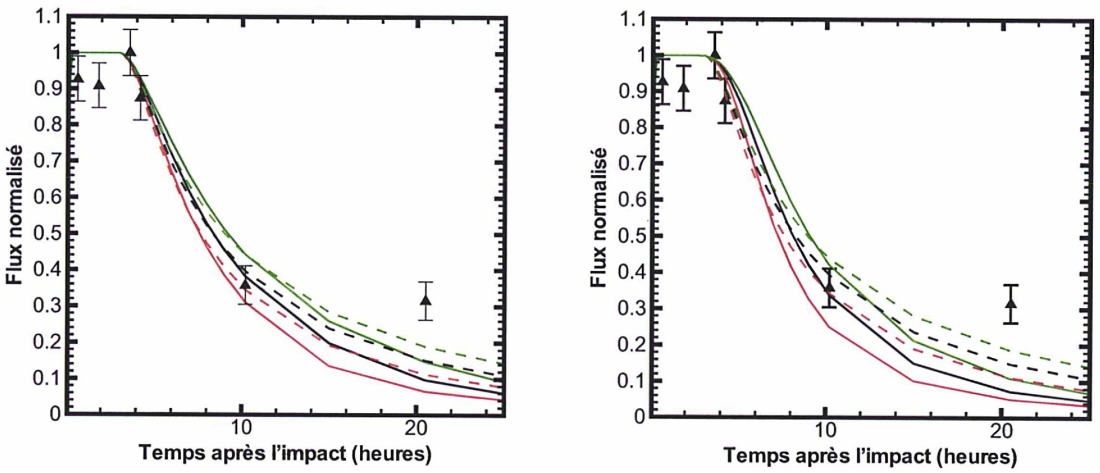
Tab. 3.5 – Paramètre q_v de la distribution de vitesse permettant d'ajuster au mieux le flux thermique des éjectas à $\lambda = 5.71$ μm et à $\lambda = 12.5$ μm pour les différentes lois de distribution en taille et compositions de grains.

Nous avons vu dans la section 3.5.1, que la loi de vitesse que nous avons utilisée (Eq. 3.26) est une bonne approximation de la loi de Crifo (1995) (Eq. 3.24) pour les pentes q_v proches de 0.4 et 0.5. Les pentes q_v contraintes par les observations sont en accord avec ces valeurs. Nous remarquons que les pentes obtenues sont similaires à $\lambda = 5.71$ μm et à $\lambda = 12.5$ μm, hormis le cas où nous avons utilisé la loi de puissance obtenue lors de l'étude de l'émission thermique du continuum avec des grains de carbone amorphe, ce que nous ne pouvons pas expliquer.



(a) Distribution en loi de puissance (b) Distribution de Hanner

FIG. 3.28 – Evolution temporelle du flux thermique à $\lambda = 5.71$ μm. Le flux a été normalisé à sa valeur à TI + 3.6 h. Les mesures de *Spitzer* sont indiquées par des triangles. Le champ de vue est de 5 × 5 pixels centré sur le noyau. Le sursaut est gaussien de durée 1000 s. Les résultats du modèle obtenus pour les grains de carbone amorphe et pour les grains bicouches sont tracés avec des traits continus et des pointillés, respectivement. Les lignes noires correspondent à la pente de la distribution de vitesse q_v reproduisant au mieux les donnés jusqu'à TI + 10.2 h (Table 3.5), les lignes vertes correspondent à $q_v + 0.05$ et les lignes rouges à $q_v - 0.05$.



(a) Distribution en loi de puissance (b) Distribution de Hanner

FIG. 3.29 – De même que pour la figure 3.28 mais pour le flux thermique à $\lambda = 12.5$ μm.

3.6.2 Discussion des résultats

Premièrement, si nous comparons l'évolution temporelle du flux normalisé au flux maximum des observations à $\lambda = 5.71$ μm et à $\lambda = 12.5$ μm, nous remarquons qu'il est plus élevé après TI + 3.6 h dans le cas où $\lambda = 12.5$ μm. Après TI + 3.6 h les petits grains, plus rapides,

sortent du champ de vue et donc l'émission du flux thermique est dominée par les gros grains. Or plus les longueurs d'ondes sont grandes, plus les observations sont sensibles aux gros grains d'où une émission thermique plus élevée aux grandes longueurs d'onde.

Deuxièmement, si nous comparons les résultats du modèle dépendant du temps aux observations pour les deux longueurs d'onde, nous aboutissons à un résultat similaire. La décroissance temporelle de TI + 4.2 h à TI + 10.2 h est bien reproduite pour les distributions en taille et les compositions considérées, alors que le flux observé à TI + 20.5 h est sous estimé dans nos modèles. Le flux, plus élevé dans le cas des observations, peut être expliqué par une production de petits grains provenant de la fragmentation de gros grains. Cependant, cette hypothèse de fragmentation des grains ne peut pas être vérifiée avec nos observations à cause du manque de mesures entre TI + 10.2 h et TI + 20.5 h. Une autre explication au fait que l'émission thermique des éjectas est sous estimée pourrait être que la contribution de noyau n'a pas été correctement soustraite. En effet, notre méthode (soustraction du spectre avant l'impact) ne prend pas en compte l'évolution du signal provenant du noyau duea à sa rotation. Une autre possibilité serait qu'une distribution de vitesse en loi de puissance n'est peut être pas appropriée pour reproduire les données de *Spitzer*.

3.6.3 Retour et validation de l'analyse des spectres

A partir du modèle dépendant du temps, nous avons créé des spectres synthétiques des éjectas de *Spitzer* entre TI + 0.67 h et TI + 20.5 h en supposant un champ de vue de 5 × 5 pixels. Dans le modèle dépendant du temps à $t = 0$ s nous avons utilisé pour les lois de distribution en taille, les paramètres obtenus à partir de l'analyse du continuum des éjectas de poussière à TI + 0.67 h (Table 3.2). Nous avons déterminé les paramètres des lois de distribution en taille en utilisant la même méthode de minimisation de χ^2 que celle utilisée pour les observations (section 3.4.1). Nous représentons sur la figure 3.30 les spectres synthétiques des éjectas de *Spitzer* et le meilleur ajustement dans le cas des grains de carbone amorphe et de la loi de distribution en taille de type Hanner. Avec ces ajustements, nous déduisons l'évolution temporelle théorique des paramètres des deux distributions en taille (Fig. 3.31a et Fig. 3.31b).

Nous pouvons donc comparer les valeurs des paramètres déterminées à partir des observations et des spectres synthétiques. Jusqu'à TI + 3.6 h les paramètres a_{min}, q et a_p déterminés à partir des spectres synthétiques restent constant contrairement à ceux obtenus avec les observations. Les grains étant toujours dans le champ de vue il est normal que la distribution en taille ne varie pas. Il est intéressant de constater qu'avec notre méthode de minimisation de χ^2 nous retrouvons bien les valeurs de a_{min}, q et a_p que nous avons injectées dans le modèle dépendant du temps à $t = 0$ s.

Nous pouvons voir sur la figure 3.31b, qu'après TI + 3.6 h, a_p augmente continuellement avec le temps. Cette augmentation de a_p se retrouve aussi dans les observations (Fig. 3.17b).

Nous pouvons voir sur la figure 3.31a, qu'après TI + 3.6 h, lorsque a_{min} et q sont des paramètres libres, le rayon minimal des grains augmente avec le temps, contrairement au résultat des observations (Fig. 3.17a). La discussion sur l'évolution des paramètres a_{min} et q pour les observations a été faite en section 3.4.4. Cependant il est intéressant de noter que quelque soit la composition, le paramètre q diminue toujours avec le temps. Cette évolution temporelle de la pente de la distribution en taille est similaire à celle obtenue avec les observations. L'augmentation de a_{min} et la diminution de q avec le temps indiquent que les petits grains sortent plus rapidement du champ de vue que les gros grains. Cette conclusion est donc

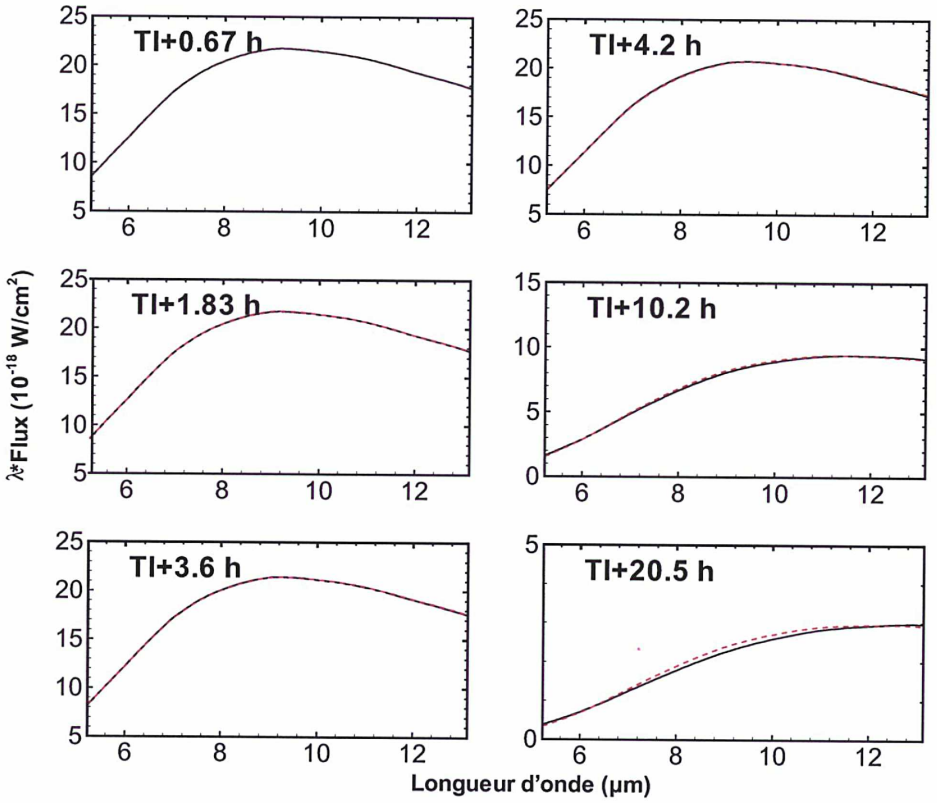


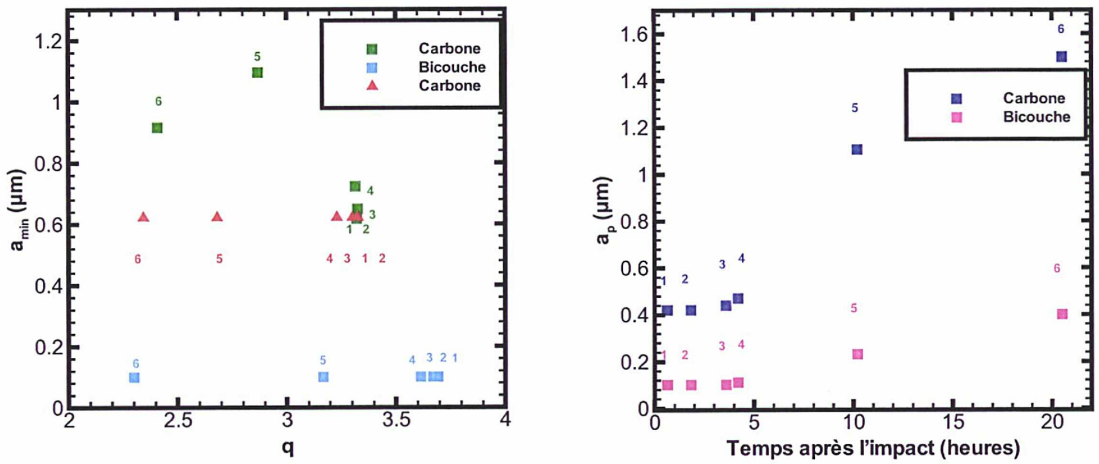
Fig. 3.30 – Spectres synthétiques des éjectas en supposant un champ de vue de 5 × 5 pixels (noir) et le meilleur ajustement (rouge) obtenu pour des grains de carbone amorphe et la loi de distribution en taille de type Hanner.

similaire à celle obtenue avec la distribution de Hanner.

Nous remarquons aussi qu'à TI + 20.5 h, pour chaque composition, la valeur de a_p (respectivement de q) déduite du modèle est plus grande (respectivement plus petite) que celle déduite des observations. Ces résultats semblent être en accord avec l'hypothèse vue en section 3.6 d'une production continue de petits grains à cet instant. La fragmentation de gros grains, qui n'est pas prise en compte dans notre modèle, est une source possible de production des petits grains. Cette hypothèse de la fragmentation des gros grains est confirmée par l'évolution temporelle de la température de couleur théorique obtenue par la méthode d'ajustement des spectres synthétiques des éjectas de poussière par un corps noir sur la figure 3.32. Nous voyons que la température de couleur des éjectas à TI + 20.5 h donnée par le modèle est 30 K plus faible que celle obtenue lors de l'étude du spectre de *Spitzer*. La température plus élevée qui est observée peut être expliquée par la présence d'une quantité plus importante de petits grains plus chauds.

La contribution des grains d'eau glacés

Comme nous l'avons vu en section 3.4, lors de l'étude du continuum, nous n'avons pas tenu compte de la présence de glace dans les grains, qui affecte leurs propriétés thermiques. Avec le modèle dépendant du temps, nous avons créée un spectre synthétique de la glace d'eau à TI + 0.67 h pour une distribution en taille en loi de puissance avec $a_{min} = 0.1$ μm et $q =$



(a) Pour la distribution en loi de puissance

(b) Pour la distribution de Hanner

FIG. 3.31 – Paramètres théoriques pour les lois de distribution en taille obtenus par les ajustements du modèle au continuum des éjectas de poussière. Nombre 1 = TI + 0.67 h, Nombre 2 = TI + 1.83 h, Nombre 3 = TI + 3.6 h, Nombre 4 = TI + 4.2 h, Nombre 5 = TI + 10.2 h, Nombre 6 = TI + 20.5 h.

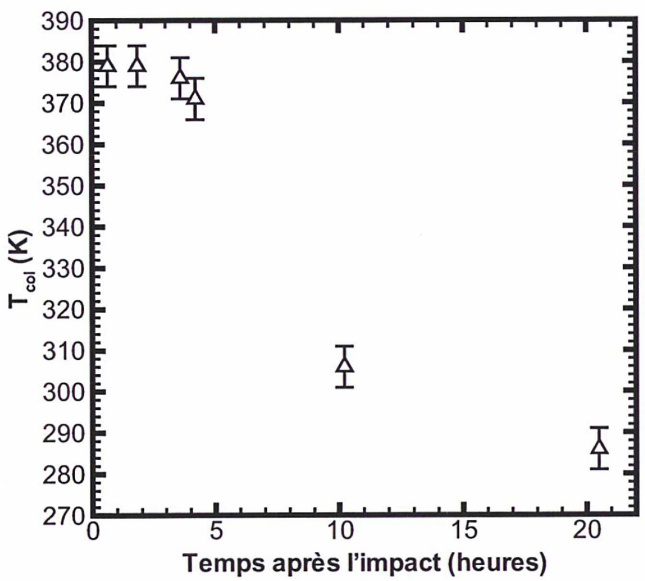


FIG. 3.32 – La température de couleur théorique obtenue par la méthode d'ajustement des spectres synthétiques des éjectas de poussière par un corps noir.

3.7 et une loi de vitesse avec $q_v = 0.4$. Nous avons utilisé le nombre de grains qui permet de reproduire le nombre de molécules d'eau observé dans l'hypothèse d'une production par des grains de glace d'eau pure (voir les résultats avec le modèle dense dans le chapitre 5, Table 5.5). Pour déterminer les coefficients d'absorption de la glace d'eau, nous avons utilisé les constantes optiques de Warren (1984). Nous voyons que le flux émis par les grains de glace

d'eau est négligeable par rapport à celui des grains de carbone amorphe (Fig. 3.33).

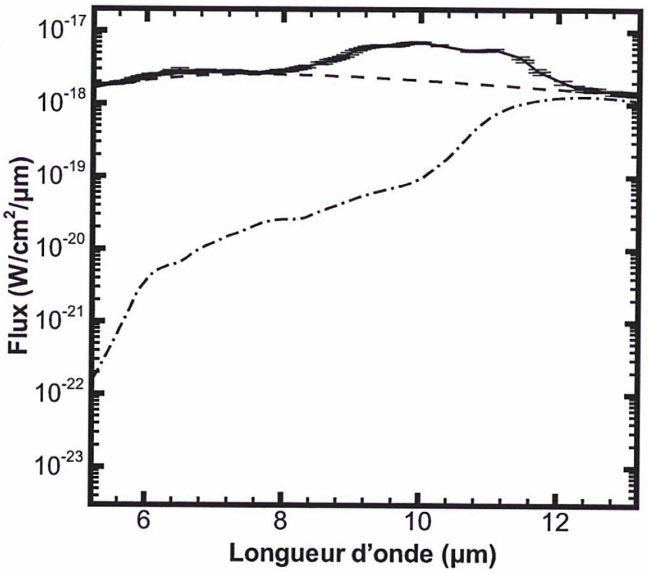


FIG. 3.33 – Spectres synthétiques obtenus avec le modèle dépendant du temps pour le cas du carbone amorphe (pointillé) et de la glace d'eau (trait-point).

CHAPITRE 4

Analyse de la bande d'émission à 6.4 μm de l'eau

Dans cette partie nous allons étudier la bande de vibration de la molécule d'eau ν_2 à 6.4 μm présente dans les spectres de *Spitzer* avant et après l'impact.

L'émission de cette bande ν_2 est le résultat de mécanismes d'excitation que nous allons détailler. L'extraction du nombre de molécules d'eau sera faite pour les temps avant et après l'impact et nous permettra d'étudier les distributions spatiales de l'eau et l'évolution temporelle du nombre de molécules d'eau.

L'étude de la distribution spatiale de l'eau avant l'impact va permettre, grâce à un modèle de densité, la détermination du taux de production de la comète 9P/Tempel 1.

L'évolution temporelle du nombre molécules d'eau après l'impact va être étudiée avec un modèle dépendant du temps, qui va permettre de déduire la quantité d'eau injectée par l'impact.

Sommaire

4.1 La bande vibrationnelle ν_2 de l'eau dans les spectres de *Spitzer* 95

4.2 Analyse des observations et mesure du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue 96

4.2.1 Excitations des bandes de vibration de molécules mères cométaires et application à la bande ν_2 de l'eau 96

4.2.2 Mesure du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue 97

4.3 Le taux de production avant l'impact 102

4.3.1 Le modèle de densité 102

4.3.2 Résultats 103

4.4 L'évolution de la quantité d'eau après l'impact 105

4.4.1 La description du modèle et des paramètres 105

4.4.2 L'influence de la durée du sursaut 105

4.4.3 Résultats et comparaison aux données 105

4.4.4 La distribution spatiale après impact 108

4.1 La bande vibrationnelle ν_2 de l'eau dans les spectres de *Spitzer*

La spectroscopie infrarouge et la spectroscopie radio sont les plus adaptées pour étudier les molécules mères. En effet le domaine infrarouge rend possible la détection des émissions des molécules comme H_2O, CO, CO_2, CH_4,... via les transitions ro-vibrationnelles. Les transitions ro-vibrationnelles correspondent aux transitions qui se produisent parmi les niveaux rotationnels de différentes bandes vibrationnelles d'un même état électronique. Dans cette région, les molécules présentes dans la coma reçoivent abondamment le flux solaire ce qui permet l'excitation des bandes fondamentales de vibration. Cependant pour bien résoudre les structures ro-vibrationnelles, les observations infrarouges doivent avoir une haute résolution spectrale.

Les spectres SL2 du spectromètre IRS à bord de *Spitzer* permettent l'étude de la bande vibrationnelle ν_2 de l'eau à 6.4 μm. Cependant la résolution spectrale du spectromètre n'est pas assez bonne pour séparer individuellement les structures ro-vibrationnelles comme nous le voyons sur la figure 4.1 qui montre un spectre synthétique de la bande d'émission ν_2 de l'eau avec une grande résolution spectrale de 0.0044 μm et avec la résolution spectrale de 0.065 μm correspondant au mode SL2 du spectromètre IRS à bord de *Spitzer*.

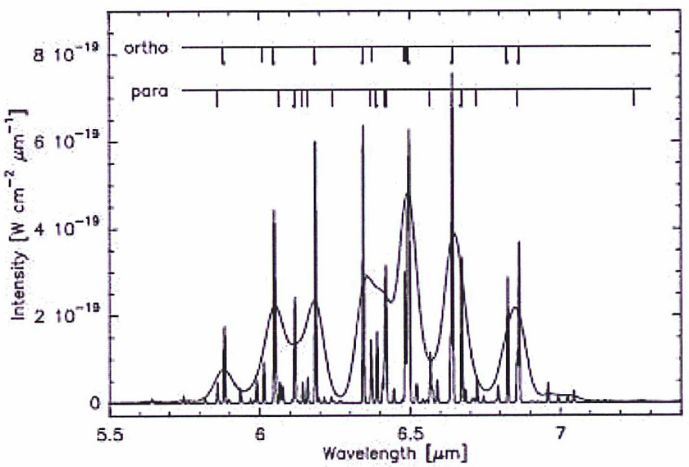


Fig. 4.1 – Spectre synthétique de la bande d'émission ν_2 de l'eau avec une grande résolution spectrale de 0.0044 μm avec l'intensité divisée par 5 et avec la résolution spectrale de 0.065 μm correspondant au mode SL2 du spectromètre IRS à bord de *Spitzer*. Les transitions ortho et para sont indiquées en haut de la figure. Crédit : Woodward et al. (2007).

4.2 Analyse des observations et mesure du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue

4.2.1 Excitations des bandes de vibration de molécules mères cométaires et application à la bande ν_2 de l'eau

Mécanismes d'excitation des bandes de vibration

La fluorescence dans l'infrarouge Les bandes d'émission moléculaires détectables dans les spectres infrarouges cométaires sont le résultat d'un processus de fluorescence : une molécule dans la coma, initialement dans un niveau fondamental de vibration, peut absorber un photon solaire avec une certaine énergie. En fonction de l'énergie du photon, la molécule va changer d'état d'excitation. Puis à partir d'un certain temps, la molécule va se désexciter spontanément et revenir à son niveau d'énergie initial soit en une seule étape avec l'émission d'un seul photon (on parle de fluorescence résonnante) soit en plusieurs étapes en passant par des états d'énergies intermédiaires (on parle de fluorescence non résonnante). Puisque pour la plupart des molécules mères, la fluorescence non résonnante est moins probable que la fluorescence résonnante, beaucoup d'observations infrarouges peuvent être modélisées en considérant deux bandes de vibration.

Considérons deux bandes de vibration v" et v', d'énergies $E_{v''} < E_{v'}$. Pour une transition ro-vibrationnelle entre un état de rotation $l \in v"$ et un état de rotation $u \in v'$, le taux de pompage, g_{lu} (en s^{-1}), du au champ de rayonnement solaire est donné par :

$$g_{lu} = \frac{c^3}{8\pi h \nu_{ul}^3} \frac{\omega_u}{\omega_l} A_{ul} J(\nu_{ul}) \tag{4.1}$$

où

- ω_u et ω_l sont respectivement les poids statistiques relatifs aux niveaux u et l,
- ν_{ul} est la fréquence de transition,
- A_{ul} est le coefficient d'Einstein d'émission spontanée. Les coefficients d'Einstein, A_{ul}, peuvent être déterminés à partir des spectres d'absorption obtenus en laboratoire (base de données HITRAN (Rothman et al. 2009) ou GEISA (Jacquinet-Husson et al. 2008)) ou être calculés en utilisant la mécanique quantique,
- $J(\nu_{ul})$ est le flux solaire. Il peut être approximé par un corps noir à la température T_{sol} = 5770 K.

Le taux d'excitation de la bande $g_{v''v'}$ s'exprime donc :

$$g_{v''v'} = \sum P_l g_{lu} \tag{4.2}$$

où

- P_l représente la population du niveau l.

Dans le cas d'une fluorescente résonnante, le taux d'émission est égal au taux d'excitation de la bande soit : $g_{v'v''} = g_{v''v'}$.

Les autres mécanismes d'excitation L'excitation des bandes fondamentales de vibration due à la radiation solaire est le mécanisme radiatif prépondérant. Cependant d'autres mécanismes peuvent apparaître dans la coma cométaire mais il est possible de démontrer qu'ils peuvent être négligés dans le domaine infrarouge (Crovisier & Encrenaz 1983). L'excitation électronique est négligeable. En effet ces excitations dans le domaine ultraviolet et le domaine visible conduisent principalement à la dissociation des molécules et non à la fluorescence.

De plus les taux d'excitation des bandes électroniques sont faibles par rapport à ceux des excitations des bandes de vibration. Dans certains cas, en particulier pour les transitions de rotation pure dans le domaine radio, l'excitation par les collisions est importante. Cependant, en raison de la faible température dans la coma interne, les excitations vibrationnelles et électroniques par collision sont négligeables. Enfin, le rayonnement thermique du noyau conduit à une excitation négligeable ainsi que l'excitation des bandes de vibration par le rayonnement thermique des poussières.

Application à la bande ν_2 de l'eau

La molécule d'eau possède un spectre énergétique relativement compliqué. Elle présente trois bandes fondamentales de vibration ν_1, ν_2 et ν_3, d'énergie respective 3657 cm^{-1} (2.73 μm), 1595 cm^{-1} (6.27 μm) et 3756 cm^{-1} (2.66 μm).

L'excitation radiative des bandes de vibration de ν_2 et ν_3 représente 84 % de l'excitation totale par le champ de rayonnement infrarouge solaire, avec des taux d'excitation respectifs de 1.97 $\times$ 10^{-4} s^{-1} et 2.81 $\times$ 10^{-4} s^{-1} (Bockelée-Morvan 1987). Des modèles prenant en compte l'excitation des bandes de combinaison ont été développés et ont mis en évidence le fait que cette excitation non résonnante affecte le taux d'émission des bandes fondamentales de vibration (Bockelée-Morvan & Crovisier 1989). En effet comme nous pouvons le voir sur la figure 4.2 les taux d'émission sont un peu différents des taux d'excitation. Les taux d'émission des bandes de vibration ν_2 et ν_3 étant respectivement de 2.41 $\times$ 10^{-4} s^{-1} et 2.82 $\times$ 10^{-4} s^{-1} à $r_h = 1$ UA du soleil.

Les spectres obtenus avec *Spitzer* mettent en évidence la bande de vibration ν_2 de l'eau, je vais donc la décrire plus précisément. Nous voyons (Fig. 4.2) que la bande vibrationnelle de l'eau, ν_2 à 6.4 μm, est significativement peuplée par le décroissance de $\nu_2 + \nu_3$ avec un taux d'émission de 2.8 $\times$ 10^{-5} s^{-1}. La bande chaude $\nu_2 + \nu_3 - \nu_3$ a un taux d'émission de 7.4 $\times$ 10^{-6} s^{-1} et ne contribue pas significativement à l'émission observée entre 5.2 et 7.6 μm. Les autres bandes chaudes, comme $(\nu_1 + \nu_2 + \nu_3) - (\nu_1 + \nu_3)$, sont aussi trop faibles pour contribuer à cette émission.

La bande infrarouge ν_2 de l'eau a été détectée pour la première fois avec le spectromètre SWS à bord de ISO (Infrared Space Observatiry) lors des observations de la comète Hale-Bopp (Crovisier et al. 1997). Puis le télescope *Spitzer* a détecté la bande ν_2 de l'eau pour les comètes 9P/Tempel 1 (Lisse et al. 2006), C/2003 K4 (LINEAR) (Woodward et al. 2007), 71P/Clarck et C/2004 B1 (LINEAR) (Bockelée-Morvan et al. 2009). Woodward et al. (2007) et Bockelée-Morvan et al. (2009) ont pu déterminer les taux de production de l'eau, les rapports otho/para et les températures de spin. Les observations *Spitzer* des comètes C/2003 K4 (LINEAR), 71P/Clarck et C/2004 B1 (LINEAR) ne montrent pas la présence de PAHs et de carbonate contrairement aux résultats rapportés pour les comètes Tempel 1 et Hale-Bopp par Lisse et al. (2007).

4.2.2 Mesure du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue

Pour déterminer le nombre de molécules d'eau à l'intérieur du champ de vue il nous faut connaitre l'intensité totale de la bande ce qui nécessite de soustraire le continuum. Pour cela nous allons ajuster le continuum avec un polynôme de degré 4 en utilisant la méthode de Levenberg-Marquardt. Une fois l'ajustement du continuum obtenu, la soustraction de ce polynôme permet d'obtenir le spectre de la bande ν_2 de l'eau comme le montre la figure 4.3.

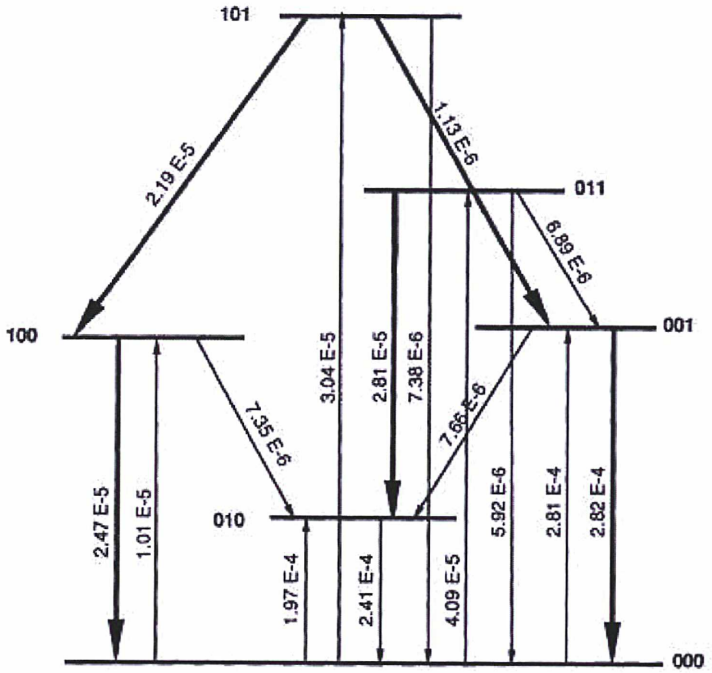


FIG. 4.2 – Diagramme de fluorescence des premiers niveaux de vibration de la molécule d'eau avec les taux de transition en s^{-1}. Les niveaux de vibration ν_1, ν_2 et ν_3 correspondent respectivement aux notations 100, 010 et 001. La notation 110 représente le niveau de vibration $\nu_1 + \nu_2$. Crédit : Bockelée-Morvan & Crovisier (1989)

L'intégration de la bande d'émission entre 5.8 - 7.1 μm permet de déterminer l'intensité totale F_{ν_2} (W cm^{-2}). Dans le cas optiquement mince, l'intensité totale (Bockelée-Morvan et al. 2004) s'exprime par :

$$F_{\nu_2} = h\nu g_{\nu_2} r_h^2 \frac{\Omega}{4\pi} < N_{\mathrm{H_2O}} > \tag{4.3}$$

où

- $h = 6.624 \times 10^{-34}$ J est la constante de Planck,
- $\lambda = c/\nu = 6.4$ μm avec c la célérité de la lumière (m s^{-1}),
- $g_{\nu_2} = 2.41 \times 10^{-4}$ s^{-1} est le taux d'émission de la bande ν_2 à la distance héliocentrique $r_h = 1$ UA du soleil (Woodward et al. 2007),
- Ω est l'angle solide correspondant au champ de vue (sr),
- $< N_{H_2O} >$ est la densité colonne $= N_{H_2O}/(\Omega\ \Delta^2)$ où Δ est la distance entre *Spitzer* et la comète (UA).

Le nombre de molécules d'eau dans le champ de vue vaut donc :

$$N_{H_2O} = 4\pi\Delta^2 \frac{F_{\nu_2}}{h\nu g_{\nu_2} r_h^2} \tag{4.4}$$

Nous listons dans la table 4.1 les intensités totales de la bande et le nombre de molécules d'eau à chaque temps des observations de *Spitzer* pour un champ de vue de 5 × 5 pixels centré sur le noyau.

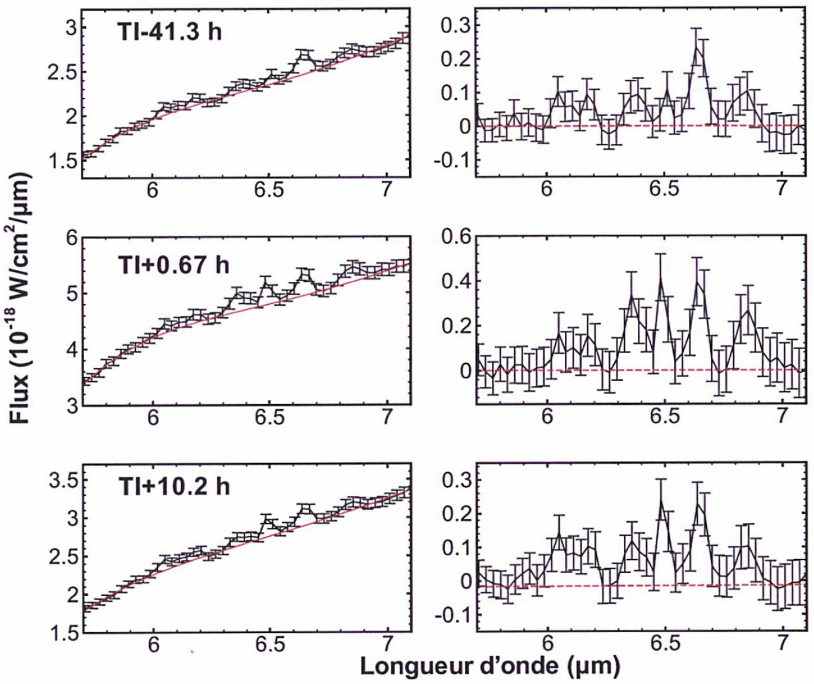


Fig. 4.3 – Ajustement du continuum par un polynôme de degré 4 (gauche) et spectre résiduel montrant la bande d'émission ν_2 de l'eau (droite) dans le cas d'un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* centré sur le noyau.

Temps par rapport à l'impact (h)	F_{ν_2} (W cm^{-2})	N_{H_2O} (molécules)
-41.3	$(5.46 \pm 0.91) \times 10^{-20}$	$(2.36 \pm 0.39) \times 10^{31}$
-22.9	$(6.55 \pm 0.95) \times 10^{-20}$	$(2.86 \pm 0.41) \times 10^{31}$
0.67	$(1.38 \pm 0.18) \times 10^{-19}$	$(6.12 \pm 0.81) \times 10^{31}$
1.83	$(1.27 \pm 0.18) \times 10^{-19}$	$(5.62 \pm 0.79) \times 10^{31}$
3.6	$(1.27 \pm 0.18) \times 10^{-19}$	$(5.62 \pm 0.80) \times 10^{31}$
4.2	$(1.26 \pm 0.16) \times 10^{-19}$	$(5.59 \pm 0.73) \times 10^{31}$
10.2	$(9.64 \pm 1.13) \times 10^{-20}$	$(4.28 \pm 0.50) \times 10^{31}$
20.5	$(7.17 \pm 1.06) \times 10^{-20}$	$(3.20 \pm 0.47) \times 10^{31}$
41.7	$(8.19 \pm 0.98) \times 10^{-20}$	$(3.70 \pm 0.44) \times 10^{31}$
122	$(7.05 \pm 0.86) \times 10^{-20}$	$(3.33 \pm 0.41) \times 10^{31}$
164	$(5.39 \pm 0.82) \times 10^{-20}$	$(2.61 \pm 0.40) \times 10^{31}$
242	$(5.37 \pm 0.75) \times 10^{-20}$	$(2.73 \pm 0.38) \times 10^{31}$
740	$(4.04 \pm 0.57) \times 10^{-20}$	$(2.92 \pm 0.41) \times 10^{31}$
1027	$(3.78 \pm 0.48) \times 10^{-20}$	$(3.42 \pm 0.43) \times 10^{31}$

Tab. 4.1 – Intensité totale de la bande ν_2 et nombre de molécules d'eau à chaque temps d'observation dans le cas d'un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* centré sur le noyau.

Le nombre de molécules d'eau avant l'impact (moyenné sur les deux temps TI - 41.3 h et TI - 22. 9 h) pour le champ de vue de 5 × 5 pixels (9.25″ × 9.25″) de *Spitzer* centré sur le noyau est égal à $(2.5 \pm 0.4) \times 10^{31}$ molécules. Les observations avant l'impact nous ont aussi permis de contraindre la distribution spatiale de l'eau (moyennées sur les deux temps TI -

OBSERVATOIRE DE PARIS

41.3 h et TI - 22. 9 h). Pour cela, nous avons extrait une série de spectres le long de la fente en décalant les extractions d'un pixel, chacune des extractions couvrant 5 × 5 pixels (Fig. 4.4).

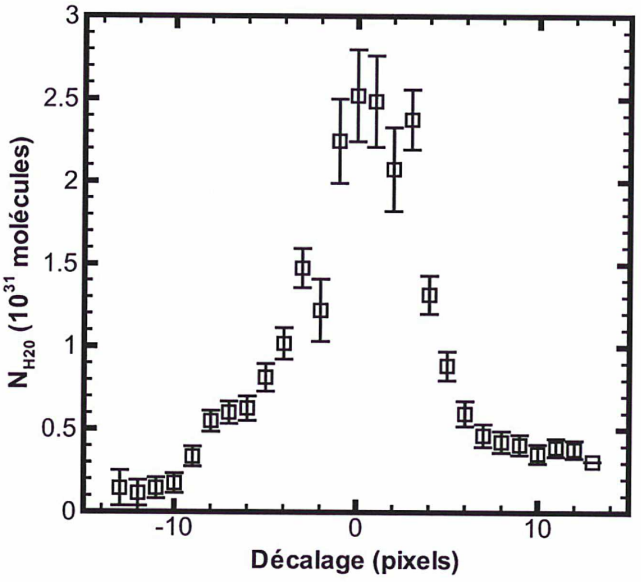


Fig. 4.4 – Distribution du nombre de molécules d'eau le long de la fente de IRS(moyennée sur les deux temps TI - 41.3 h et TI - 22. 9 h). Le champ de vue est de 5 × 5 pixels pour chaque point.

La table 4.1 met en évidence une augmentation importante, d'un facteur 2.5, juste après l'impact (TI + 0.67 h) du nombre de molécules d'eau présentes dans le champ de vue. La quantité d'eau reste ensuite constante jusqu'à TI + 3.6 h puis décroît après ce temps d'observation (Fig. 4.5). Cette évolution temporelle mérite une étude plus approfondie. La vitesse des molécules d'eau, d'une valeur d'environ 0.75 km s^{-1}, a été déterminée par Biver et al. (2007) à partir d'observations de la raie à 557 GHz effectuées avec le satellite *Odin*. Avec cette vitesse, les molécules d'eau présentes dans les éjectas devraient quitter le champ de vue après 50 min et donc le nombre de molécules d'eau devrait diminuer entre TI + 0.67 h et TI + 1.83 h. Ce temps est plus court que celui qui est observé ce qui indique qu'il y a une production soutenue de molécules d'eau après l'impact. Un processus possible serait la production de molécules d'eau par la sublimation de grains glacés. Ce mécanisme sera traité dans le chapitre 5.

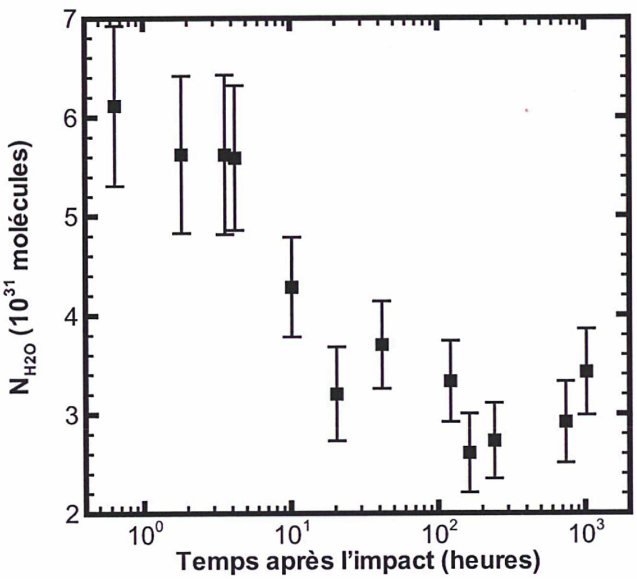


FIG. 4.5 – Evolution temporelle après l'impact du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* centré sur le noyau.

4.3 Le taux de production avant l'impact

4.3.1 Le modèle de densité

Dans cette section nous nous intéressons à déterminer le taux de production de l'eau Q_{pre} (molécules s^{-1}) avant l'impact à partir de la distribution le long de la fente des molécules d'eau dans le champ de vue (Fig. 4.4).

Dans ce problème nous considérons une fonction de profil de la comète qui est un modèle de densité à une dimension. En effet la représentation à une dimension est la plus simple que l'on puisse faire puisque l'on considère une symétrie sphérique. La densité de molécules ne dépend que de la distance au noyau r. Le noyau est représenté comme une sphère ou un point si l'on considère que sa taille est assez petite par rapport à la résolution spatiale des observations pour être négligée. Dans notre cas le noyau, qui a un rayon ($\approx$ 3 km (Groussin et al. 2007)) négligeable par rapport au champ de vue ($\approx$ 5000 km), sera considéré comme un point et non comme une sphère. Toujours dans le cadre de ce modèle, nous supposons une expansion isotrope et radiale des molécules de gaz avec une vitesse v_{exp}. Nous prendrons comme valeur de la vitesse d'expansion $v_{exp} = 0.75$ km s^{-1} qui a été contrainte grâce aux données radio avec *Odin* par Biver et al. (2007).

La photodissociation par le rayonnement solaire influence le temps de vie des molécules dans la coma qui n'est donc pas infini. Ce taux de photodissociation est donc un paramètre pris en compte dans le calcul de la densité locale d'une espèce moléculaire. Le taux de photodissociation β_0 (s^{-1}), qui est un paramètre physique intrinsèque à la molécule, représente l'efficacité de la photodissociation d'une molécule à 1 UA du Soleil. Lorsque la comète se trouve à une distance héliocentrique r_h (en UA), nous pouvons déterminer le taux de photodissociation effectif de la molécule considérée par : $\beta = \beta_0\ r_h^{-2}$, son temps de vie par : $\tau = \frac{1}{\beta}$ et sa longueur d'échelle par : $L = \tau v_{exp} = \frac{v_{exp}}{\beta}$. Cette longueur d'échelle définit la longueur caractéristique de la distribution de densité de la molécule considérée. Les taux de photodissociation de nombreuses espèces sont répertoriés dans Huebner et al. (1992) et Crovisier (1994). Dans le cadre de l'étude de la molécule d'eau nous prendrons $\beta_{H_2O} = 1.6 \times 10^{-5}$ s^{-1} à 1 UA (Woodward et al. 2007, Crovisier 1989). L'eau étant une molécule mère, nous notons sa longueur d'échelle, L_{H_2O}, égale à 1.1×10^5 km. La longueur d'échelle étant supérieure à la taille du champ de vue utilisée pour calculer N_{H_2O}, nous pouvons en conclure que la photodissociation n'y est pas présente.

La densité volumique sera calculée en utilisant le modèle de Haser. Pour l'étude de l'eau, la densité volumique des molécules mères en fonction de la distance au noyau est définie par :

$$n_M(r) = \frac{Q_{pre}}{4\pi r^2 v_{exp}} e^{-r/L_{H_2O}} \tag{4.5}$$

La démonstration de cette équation et la détermination de la densité volumique des molécules filles en fonction de la distance au noyau sont données en appendice.

L'évolution de la densité avec la distance est composée de deux phases : d'abord une décroissance en r^{-2} liée à l'expansion du gaz puis, lorsque r environ égal à L_{H_2O}, la photodissociation des molécules devient significative et la densité décroît exponentiellement comme nous le voyons figure 4.6 pour la molécule d'eau.

D'après l'équation 4.5, nous voyons que la densité volumique est inversement proportionnelle à la vitesse d'expansion. En effet la longueur d'échelle L_{H_2O} est grande par rapport au

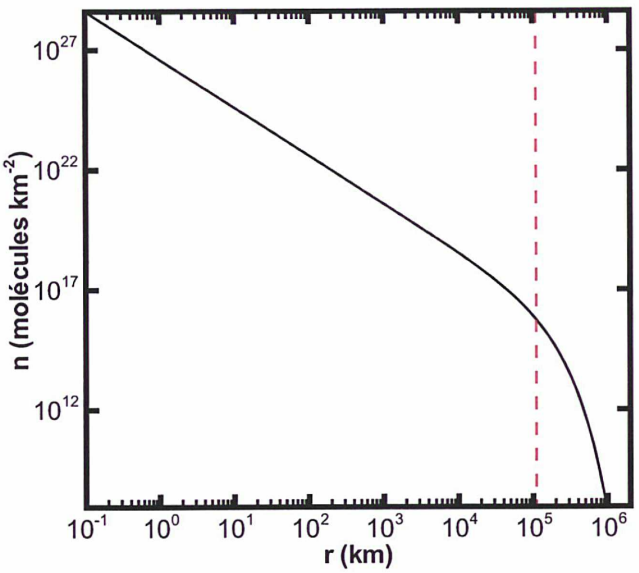


FIG. 4.6 – Evolution de la densité n d'H_2O en fonction de la distance au noyau r (noir) à $r_h = 1$ UA avec $v_{exp} = 0.75$ km s^{-1} et Q $= 5.0 \times 10^{27}$ molécules s^{-1} et la longueur d'échelle L_{H_2O} (rouge).

champ de vue et donc $exp(-r/L_{H_2O}) \approx 1$.

4.3.2 Résultats

Le taux de production avant l'impact Q_{pre} a été contraint, après une intégration de la densité volumique (Eq. 4.5) le long de la ligne de visée et du champ de vue, de façon à reproduire le nombre de molécules d'eau mesuré dans le champ de vue de 5 × 5 pixels centré sur le noyau. Avec une vitesse d'expansion $v_{exp} = 0.75$ km s^{-1} et un taux de photodissociation β_{H_2O} $= 1.6 \times 10^{-5}$ s^{-1} à 1UA, nous obtenons $Q_{pre} = 4.70 \times 10^{27}$ molécules s^{-1}. Nous voyons sur la figure 4.7, qu'avec l'hypothèse d'une expansion sphérique nous reproduisons correctement la distribution spatiale de l'eau pour la moyenne des deux temps avant impact. Nous pouvons conclure qu'en première approche le modèle isotrope est une bonne approximation de la coma de 9P/Tempel 1 avant l'impact.

Nous listons (Table 4.2) les taux de production pour la comète 9P/Tempel 1 avant l'impact de l'eau obtenus par différentes mesures. Nous constatons que notre taux de production est en accord avec Küppers et al. (2005), Feaga et al. (2007), Schleicher (2007) et Bensch et al. (2007) mais est deux fois plus faible que ceux déterminés par Biver et al. (2007), DiSanti et al. (2007) et Feldman et al. (2007b).

Küppers et al. (2005) et Schleicher (2007) déterminent le taux de production de l'eau de manière indirecte car ils analysent des données sur le radical OH. Küppers et al. (2005) utilisent les données de la caméra OSIRIS à bord de *Rosetta*. Schleicher (2007) utilise les données photométriques au sol obtenues à partir du 1er Juillet 2005 à l'observatoire Lowell. A partir de la détermination du taux de production d'OH, tous les deux sont remontés jusqu'au taux de production de l'eau avec le modèle de Haser. Feaga et al. (2007), Bensch et al. (2007), Biver et al. (2007), DiSanti et al. (2007) et Feldman et al. (2007b) déterminent le taux de

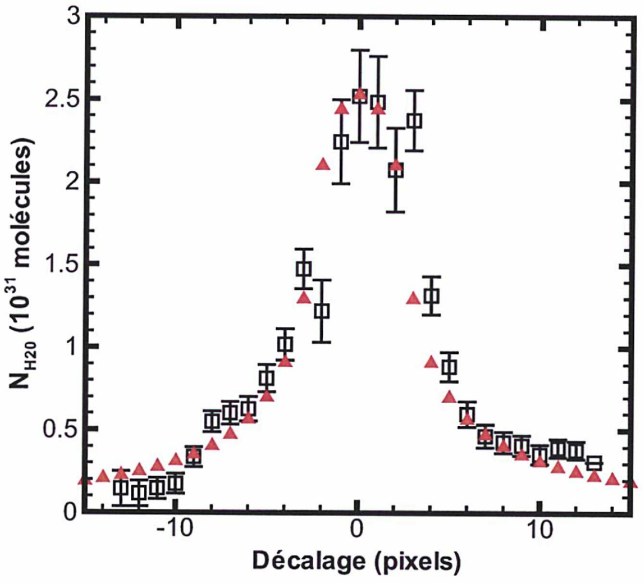


FIG. 4.7 – Distribution spatiale du nombre de molécules d'eau (moyenné sur les deux temps TI - 41.3 h et TI - 22. 9 h) le long de la fente pour un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* (noir) et le modèle avec $Q_{pre} = 4.70 \times 10^{27}$ molécules s^{-1} (rouge).

production de l'eau de manière directe avec une méthode similaire à la notre en utilisant le modèle de Haser et en supposant une vitesse du gaz constante égale respectivement à 0.5 km s^{-1}, 0.6 km s^{-1}, 0.75 km s^{-1}, 0.7 km s^{-1} et 0.7 km s^{-1}. Feaga et al. (2007) utilisent les données obtenues 10 min avant l'impact avec le spectromètre infrarouge HRI à bord de la sonde *Deep Impact*. En déterminant les colonnes densité de l'eau dans les directions solaire et antisolaire, Feaga et al. (2007) ont obtenu une colonne densité moyenne et ont pu en déduire un taux de production moyen de l'eau. Bensch et al. (2007) se servent des données submillimétriques de SWAS obtenues à partir du 5 juin 2005. Biver et al. (2007) exploitent les données radio de *Odin* obtenues à partir de mars 2005. DiSanti et al. (2007) utilisent les données au sol obtenues le 3 juin au Keck-2 avec le spectrographe infrarouge NIRSPEC. Et enfin Feldman et al. (2007b) exploitent les données obtenues à partir du 28 Juin avec le spectrographe ultraviolet Alice à bord de *Rosetta*. Les différentes valeurs de vitesse utilisées ne permettent pas d'expliquer les désaccords sur les taux de production mesurés pour des temps proches de l'impact.

Référence	Télescope	Q_{pre} (molécules s^{-1})	v_{exp} (km s^{-1})
Ce travail	*Spitzer*, IRS	$(4.7 \pm 0.7) \times 10^{27}$	0.75
Küppers et al. (2005)	*Rosetta*, OSIRIS	$(3.4 \pm 0.5) \times 10^{27}$	0.7
Feaga et al. (2007)	*Deep Impact*, HRI	$\approx 4.6 \times 10^{27}$	0.5
Schleicher (2007)	Observatoire Lowell	$\approx 6.0 \times 10^{27}$	
Biver et al. (2007)	*Odin*	$\approx 9.3 \times 10^{28}$	0.75
Bensch et al. (2007)	SWAS	$(0.4–1.3) \times 10^{28}$	0.6
DiSanti et al. (2007)	Keck-2, NIRSPEC	$(9.4 \pm 0.7) \times 10^{27}$	
Feldman et al. (2007b)	*Rosetta*, Alice	9.0×10^{27}	0.7

TAB. 4.2 – Taux de production en eau de la comète 9P/Tempel 1 avant l'impact.

4.4 L'évolution de la quantité d'eau après l'impact

4.4.1 La description du modèle et des paramètres

Dans cette partie nous allons étudier l'évolution temporelle du nombre de molécules d'eau avec un modèle dépendant du temps. Le modèle calcule le nombre de molécules d'eau dans le champ de vue en fonction du temps. Ce modèle suppose que les molécules sont produites dans la coma très proche du noyau. La quantité d'eau injectée est déduite du modèle. Les processus physiques qui produisent les molécules d'eau ne sont pas modélisés ici. Dans le chapitre 5, un modèle physique de la production d'eau par la sublimation des grains sera présenté. La méthode d'intégration utilisée est la même que celle utilisée pour l'étude de la distribution spatiale avant l'impact (section 4.3.1), à savoir une intégration le long de la ligne de visée et du champ de vue. Le taux de production d'eau dépendant du temps est modélisé avec une gaussienne de façon similaire à la description utilisée pour le modèle dépendant du temps de la poussière (section 3.5.1).

$$N_{\mathrm{H_2O}}(t) = \int_V \frac{\Delta Q_{\mathrm{H_2O}}(r,t)\ e^{-r/L_{\mathrm{H_2O}}}}{4\pi r^2 v_{exp}}\, dV \tag{4.6}$$

où :

- $\Delta Q_{\mathrm{H_2O}}(r,t)$ décrit un sursaut de type gaussien (molécules s^{-1}),
- r est la distance au noyau (m),
- $L_{\mathrm{H_2O}}$ est la longueur d'échelle de photodissociation de l'eau (m)
- v_{exp} est la vitesse d'expansion du gaz (m s^{-1}),
- V est le volume d'intégration (m^3).

$$\Delta Q_{\mathrm{H_2O}}(r,t) = Q_{post}\ exp\left(-\left(2\sqrt{\ln(2)}\frac{t-(r-r_n)/v_{exp}}{t_{burst}}\right)^2\right) \tag{4.7}$$

où :

- Q_{post} est le taux de production de l'eau lié à l'impact (molécules s^{-1}),
- r_n est le rayon du noyau (m),
- t_{burst} est la durée du sursaut pendant laquelle il y a une production de molécules d'eau (sec).

4.4.2 L'influence de la durée du sursaut

Nous examinons ici l'influence de la durée du sursaut (t_{burst}) sur l'évolution temporelle du nombre de molécules dans le champ de vue de 5 × 5 pixels centré sur le noyau. La figure 4.8 présente les résultats du modèle avec t_{burst} = 1000, 5000, 10000 et 50000 s.

Avec une vitesse d'expansion du gaz v_{exp} = 0.75 km s^{-1} et un champ de vue de 4840 × 4840 km, les premières molécules quittent le champ de vue après 0.9 h. Dans le cas du sursaut de durée t_{burst} = 1000 s, toutes les molécules injectées par le sursaut sont présentes dans le champ de vue après 0.3 h jusqu'à 0.9 h où elles quittent le champ de vue. Pour les sursauts de durée t_{burst} = 5000 s, t_{burst} = 10000 s et t_{burst} = 50000 s, des molécules d'eau sont injectées par le sursaut pendant que d'autres quittent le champ de vue, d'où l'absence de pallier avant la décroissance.

4.4.3 Résultats et comparaison aux données

Sur la figure 4.9, nous avons superposé les résultats du modèle avec t_{burst} = 500 s et 70000 s aux observations de *Spitzer* pour un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* centré sur

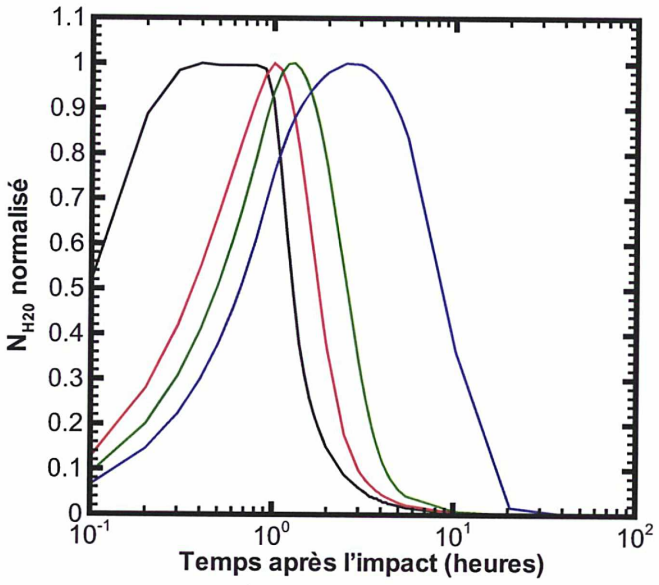


FIG. 4.8 – Evolution temporelle du nombre de molécules d'eau normalisé au maximum dans le champ de vue de 5 × 5 pixels pour un sursaut de durée t_{burst} = 1000 s (noir), un sursaut de durée t_{burst} = 5000 s (rouge), un sursaut de durée t_{burst} = 10000 s (vert) et un sursaut de durée t_{burst} = 50000 s (bleu).

le noyau. Nous remarquons qu'un sursaut de courte durée (t_{burst} = 500 s) permet de reproduire uniquement la production d'eau observée juste après l'impact (TI + 0.67 h). Alors que le sursaut de longue durée (t_{burst} = 70000 s) est nécessaire pour reproduire la production soutenue d'eau après TI + 0.67 h. Ce sursaut de longue durée peut s'expliquer, comme nous le verrons dans le chapitre 5, par la sublimation de grains de glace de longue durée de vie. DiSanti et al. (2007) ont étudié l'évolution temporelle du nombre de molécule jusqu'à 1.5 h après l'impact avec des observations au Keck. Ils ont observé que le nombre de molécule d'eau reste constant jusqu'à environ 25 min après l'impact puis augmente fortement. Puisque ce décalage temporel est faible par rapport à l'échelle de temps de décroissance du nombre de molécules d'eau observée avec *Spitzer* nous n'en n'avons pas tenu compte dans le modèle dépendant du temps décrit dans ce chapitre.

Puisque le modèle de courte durée reproduit uniquement le temps juste après l'impact (TI + 0.67 h) et que le modèle de longue durée reproduit les observations après TI + 0.67 h, nous avons ajusté les données des observations par une combinaison linéaire des deux sursauts :

$$\begin{cases} N_{obs1} = \gamma N_{court1} + \eta N_{long1} \\ N_{obs2} = \eta N_{long2} \end{cases}$$

où

- γ et η sont des coefficients ajustables,
- N_{obs1} et N_{obs2} sont respectivement le nombre de molécules d'eau observé juste après l'impact (TI + 0.67 h) et longtemps après l'impact (TI + 10.5 h),
- N_{court1} est le nombre de molécules d'eau attendu par le modèle pour un sursaut de courte durée à TI + 0.67 h. On néglige le nombre de molécules d'eau attendu par le modèle pour un sursaut de longue durée à TI + 10.5 h.

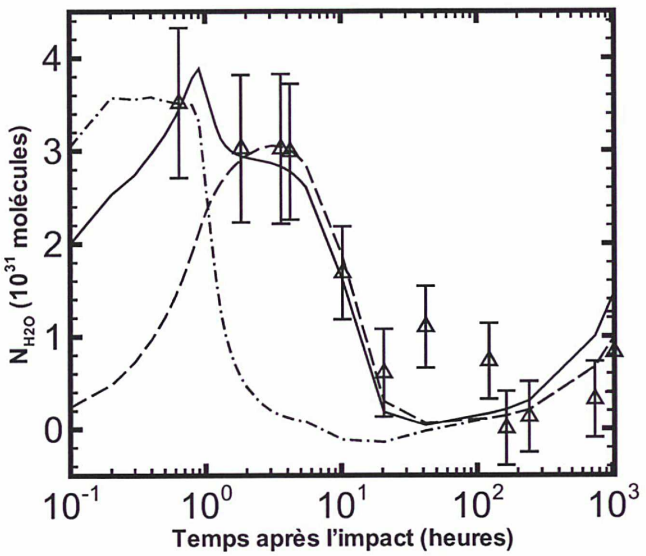


FIG. 4.9 – Nombre de molécules d'eau déduit des observations (triangle) pour un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* centré sur le noyau (soit 4840 × 4840 km). Est aussi tracé le nombre de molécules d'eau obtenu pour un sursaut de courte durée t_{burst} = 500 s (trait-point), un sursaut de longue durée t_{burst} = 70000 s (trait long) et une combinaison linéaire (trait continu).

- N_{long1} et N_{long2} sont les nombres de molécules d'eau attendus par le modèle pour un sursaut de longue durée respectivement à TI + 0.67 h et à TI + 10.5 h.

Le nombre de molécules d'eau injectées par l'impact est déduit de l'équation suivante :

$$N_{inj} = Q_{post}\, t_{burst} \frac{\sqrt{\pi}}{4\sqrt{\ln(2)}} \tag{4.8}$$

Avec les sursauts de courte et de longue durée, les nombres de molécules d'eau injectées par l'impact sont respectivement de 3.6×10^{31} et 2.45×10^{32}. Puisque le meilleur ajustement aux données est obtenu avec $\eta = 0.9$ et $\gamma = 0.6$ (Fig. 4.9), nous en déduisons un nombre de molécules d'eau injectées par l'impact égal à $(2.5 \pm 0.5) \times 10^{32}$ ce qui correspond à une masse d'eau de $(7.4 \pm 1.5) \times 10^6$ kg. Ce résultat est en bon accord avec les valeurs déterminées par Keller et al. (2005), Biver et al. (2007), Mason et al. (2007) et reste en accord à un facteur 2 près avec Schleicher et al. (2006) et DiSanti et al. (2007) (Table 4.3). La différence de masse entre Lisse et al. (2006) et ce travail pour les mêmes données d'observation est certainement due au fait que Lisse et al. (2006) déterminent la masse d'eau uniquement à partir du nombre de molécules d'eau dans les éjectas à TI + 0.67 h. Il est intéressant de noter que l'énergie délivrée par l'impact (1.9×10^{10} J (A'Hearn et al. 2005a)) est insuffisante (d'un facteur 840) pour vaporiser assez de glace pour produire cette masse d'eau. DiSanti et al. (2007) et Groussin et al. (2010) suggèrent que la principale source de volatiles dans les éjectas est due à la sublimation des grains. Ce décalage temporel dans la production des volatiles observé par DiSanti et al. (2007) correspond au temps nécessaire pour que le nuage de poussière, initialement optiquement épais, devienne optiquement mince et qu'ainsi le réchauffement des grains puisse commencer.

Référence	Télescope	Masse d'eau (kg)
Ce travail	*Spitzer*, IRS	$(7.4 \pm 1.5) \times 10^6$
Keller et al. (2005)	*Rosetta*, OSIRIS	$(4.5\text{–}9) \times 10^6$
Lisse et al. (2006)	*Spitzer*, IRS	5.8×10^5
Schleicher et al. (2006)	Observatoire Lowell	1.3×10^7
Biver et al. (2007)	*Odin*	5.0×10^6
Mason et al. (2007)	Observatoire Swift	4.2×10^6
Bensch et al. (2007)	*SWAS*	1.3×10^9
DiSanti et al. (2007)	Keck-2, NIRSPEC	2.9×10^5

Tab. 4.3 – Masse d'eau injectée par l'impact.

4.4.4 La distribution spatiale après impact

Nous nous intéressons ici à la distribution spatiale des éjectas. Nous montrons sur la figure 4.10 l'alignement de la fente lors des observations avec *Spitzer*. L'angle de position PA entre le Nord et l'axe X vaut 17 °. Nous voyons que lorsque nous nous décalons vers les X positifs (respectivement vers les Y positifs), cela correspond à un déplacement vers le Nord (respectivement vers l'Est). Comme pour la distribution spatiale de l'eau avant l'impact, nous allons faire des extractions de 5 × 5 pixels en nous déplaçant le long de la fente par rapport à l'extraction centrée sur le noyau. Cependant pour cette étude, puisque lorsqu'on est proche du noyau, le centrage est très critique, nous allons faire les extractions à 5 pixels et à 10 pixels du noyau.

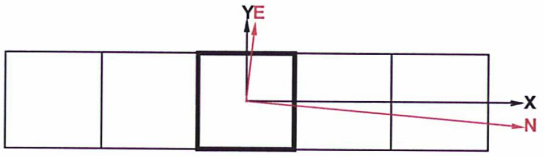


Fig. 4.10 – Représentation de l'alignement de la fente lors des observations. L'axe X est défini le long de la fente et l'axe Y est défini suivant la largeur de la fente. Le cube central correspond au champ de vue de 5 × 5 pixel de *Spitzer* centré sur le noyau. Les cubes à droite et à gauche du pixel central correspondent respectivement à des décalages de + 5 pixels, + 10 pixels, - 5 pixels et - 10 pixels par rapport à la position du noyau.

Nous montrons sur la figure 4.11, le nombre de molécules d'eau total pour un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer* lorsque l'on s'éloigne du noyau cométaire le long de la fente, à partir de laquelle nous pouvons déduire la direction préférentielle des éjectas.

Avant l'impact (noir), la coma est symétrique, par contre après l'impact nous remarquons qu'à 5 et 10 pixels du noyau, le nombre de molécules d'eau est plus élevé si nous nous déplaçons dans le sens négatif le long de la fente, ce qui correspond à une direction d'éjection vers le Sud. Ceci est en accord avec direction des éjectas obtenues par Lisse et al. (2006), Feaga et al. (2007) et Keller et al. (2007). Cependant nous ne pouvons contraindre la distribution spatiale

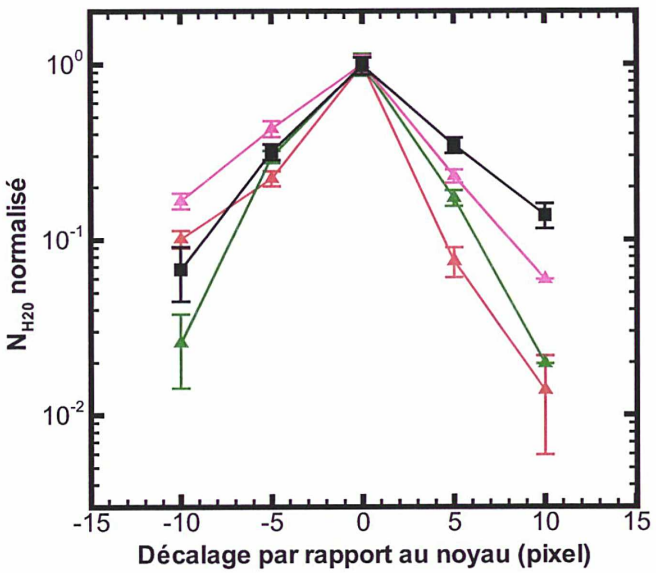


FIG. 4.11 – Nombre de molécules d'eau total pour un champ de vue de 5 × 5 pixels de *Spitzer*, à TI + 0.67 h (rouge), à TI + 3.6 h (vert), à TI + 10.2 h (rose) et pour la moyenne des deux temps avant l'impact (noir).

des éjectas direction Ouest-Est avec nos observations. La dissymétrie de la coma est la plus marquée au temps juste après l'impact (rouge) puis la coma tend à redevenir sphérique (rose).

CHAPITRE 5

Analyse des observations de l'eau par un modèle de sublimation des grains glacés

Dans cette partie, nous allons étudier si la sublimation de grains glacés permet d'expliquer la production continue de molécules d'eau après l'impact mise en évidence dans les données de *Spitzer*.

Pour commencer, avec un modèle thermique prenant en compte la sublimation, nous allons étudier les propriétés des grains glacés, à savoir leur température et l'échelle de temps de sublimation de la glace. Les échelles de temps de sublimation complète des grains glacés dépendent de leur nature et de leur taille. Nous étudierons la contribution de différents types de grains (glace pure ou comprenant des impuretés) par rapport à la production d'eau mesurée à partir des spectres *Spitzer* (chapitre 4).

Deux approches, correspondant à un milieu dense et raréfié, ont été utilisées pour modéliser l'expansion des molécules d'eau provenant de la sublimation de grains glacés dans le flux de gaz ambiant. Nous étudions l'influence des paramètres du modèle (lois de distribution en taille et distribution de vitesse) sur la masse de glace qui permet de reproduire les données de *Spitzer*. Nous nous limitons au cas du milieu dense.

Ensuite nous considérons un décalage temporel dans la sublimation. La sublimation des grains n'a pu en effet débuter que lorsque le nuage des éjectas est devenu optiquement mince. La durée de ce décalage sera déterminée en utilisant les données Keck-2 de DiSanti et al. (2007) puis sera appliquée aux données de *Spitzer*.

Sommaire

5.1 Les grains de glace dans les atmosphères cométaires 113
5.2 Le modèle de sublimation des grains glacés 117
5.2.1 La température des grains 117
5.2.2 Le temps de vie des grains 119
5.3 Application du modèle de sublimation des grains glacés aux données de *Spitzer* 122
5.3.1 Les modèles d'expansion de l'eau : dense et raréfié 122
5.3.2 L'influence des paramètres dans le cas du modèle dense 122
5.3.3 La contribution des grains glacés dans les observations de *Spitzer* dans le cas du modèle dense 127
5.3.4 Résultats des modèles dense et raréfié 131
5.4 Prise en compte d'un décalage dans la sublimation 133

5.4.1 Détermination du décalage avec les données proche-IR Keck-2 133
5.4.2 Résultats de *Spitzer* avec la prise en compte du décalage 135
5.4.3 Analyse des données Keck-2 135
5.5 Le rapport de masse poussière/glace d'eau dans les éjectas de Tempel 1 . 139

5.1 Les grains de glace dans les atmosphères cométaires

La détection de la glace d'eau sur les noyaux et dans les atmosphères cométaires est extrêmement difficile. Hanner (1981) montre, en résolvant l'équation de l'équilibre thermique, qu'à moins que les grains glacés ne soient de la glace d'eau pure, ils ne peuvent pas survivre à une distance inférieure à 2.5 UA du Soleil. Des opportunités d'observer des comètes suffisamment actives à des distances supérieures à 2.5 UA sont rares. De plus la taille du halo créé par les grains glacés est supposée petite. Par conséquent une haute résolution spatiale et une forte activité cométaire sont à priori nécessaires pour détecter ce halo.

Les bandes spectrales de la glace d'eau se trouvent dans le proche infrarouge à des longueurs d'onde autour de 1.5, 2.05 et 3 μm (Lellouch et al. 1998, Davies et al. 1997). La bande à 3 μm étant la bande d'absorption la plus forte, elle a été la principale cible lors des premières tentatives de recherche de la glace d'eau. Une détection possible de la glace dans la comète Cernis 19831 est suggérée par la présence d'une absorption à 2.9–3 μm dans les spectres obtenus par le NASA Infrared Telescope Facility (IRTF) à Mauna Kea (Hanner 1984b). Campins et al. (1983) ont détecté une bande d'absorption à 3.25 μm dans le spectre de la comète C/1980 E1 Bowell qu'ils ont attribué à un halo de grains glacés entourant le noyau. Cette hypothèse a d'ailleurs été supportée par A'Hearn et al. (1984b) qui déterminent que le taux de production en OH de la comète C/1980 E1 Bowell a atteint un maximum avant son périhélie au delà de 4 UA, ce taux de production étant 10 fois supérieur à la valeur au périhélie. La brusque augmentation du taux de production du radical OH à 4.5 UA a été attribuée à la sublimation des grains glacés dans la coma pendant que la comète s'approchait du Soleil. Cependant, Campins et al. (1982) n'ont pas détecté d'absorption dans la région 1.25–2.3 μm. De plus A'Hearn et al. (1984a) ont signalé grâce à de nouveaux modèles que la bande d'absorption à 3 μm dans la comète Bowell était incompatible avec de la glace d'eau. En effet d'autres types de glace pourraient contribuer à la bande d'absorption à 3 μm, notamment les groupes C–O, O–H et N–H qui montrent tous une bande d'absorption dans la région 2.5–3 μm.

La première détection indiscutable de la glace d'eau par ses bandes d'absorption à 1.5 et 2.05 μm a été obtenue par Davies et al. (1997) dans la comète Hale-Bopp lorsqu'elle se trouvait à 7 UA du Soleil (Fig. 5.1). Le *télescope spatial infrarouge* (*ISO*) a permis de détecter les bandes d'émission de la glace d'eau à 44 et 65 μm (Fig. 5.2) dans la comète Hale-Bopp à 2.9 UA du Soleil (Lellouch et al. 1998). Une bande d'absorption près de 3.1 μm est marginalement détectée dans les spectres *ISO* (Lellouch et al. 1998). La bande d'émission à 65 μm due à la glace d'eau cristalline a aussi été détectée par *ISO* dans la comète Hale-Bopp à 4.9 UA du Soleil (Grün et al. 2001).

Les bandes d'absorption à 1.5 et 2.05 μm de la glace d'eau ont été détectées dans la comète C/2002 T7 (LINEAR) par des observations du télescope Subaru lorsque la comète se trouvait à 3.52 UA du Soleil (Kawakita et al. 2004).

La comète 17P/Holmes a connu en l'espace d'une journée, le 24 Octobre 2007, un sursaut d'éclat faisant passer sa magnitude apparente de 17 à une magnitude apparente observable à l'œil nu. La comète 17P/Holmes a connu deux autres sursauts d'éclat : le premier en novembre 1892 (Holmes 1892) et le second mi janvier 1893 (Barnard 1896). Cependant cette comète relativement quelconque a été peu étudiée et les propriétés de son noyau sont mal connues, à l'exception de l'estimation de la taille de son noyau d'environ 1.7 km (Lamy et al. 2009).Yang et al. (2009) ont mis en évidence, grâce aux observations acquises avec le NASA Infrared Telescope Facilty, des absorptions dues à la glace d'eau autour de 2 μm et 3 μm.

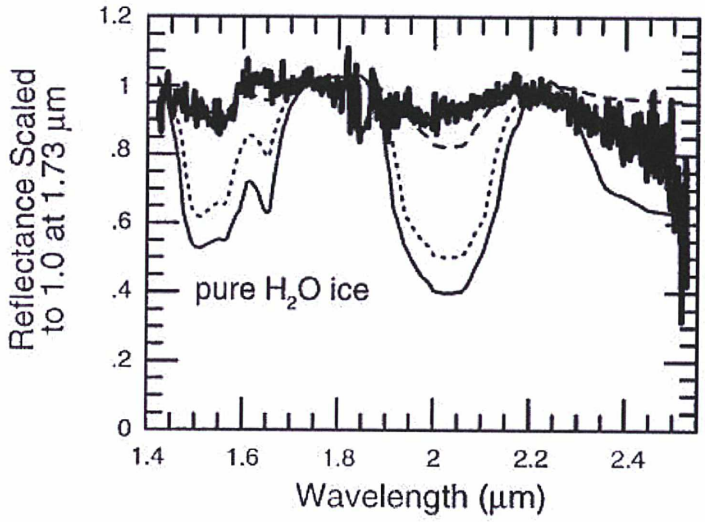


FIG. 5.1 – Les données pour la comète Hale-Bopp comparées à des spectres synthétiques de réflectance calculée pour des grains de glace d'eau de diamètre 1 μm (trait), 5 μm (pointillé) et 10 μm (trait continu). Crédit : Davies et al. (1997)

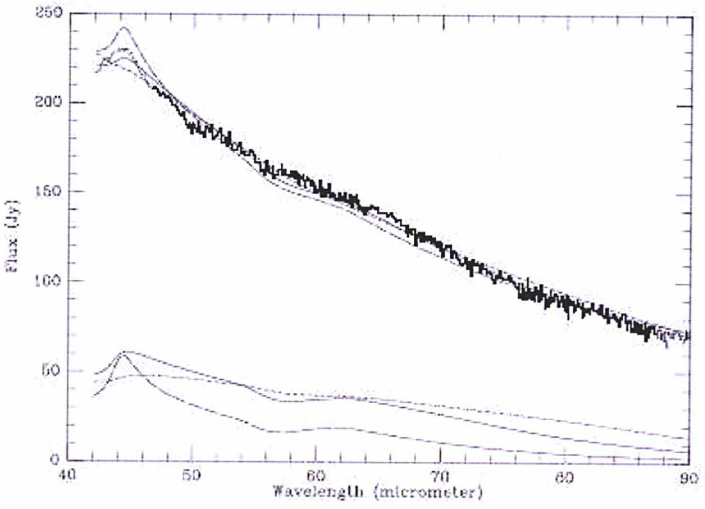


FIG. 5.2 – La région 40–90 μm modélisée par des grains de glace d'eau de diamètre 15 μm (trait continu), 7 μm (trait) et 30 μm (pointillé). Les trois courbes en bas de la figure correspondent à la contribution de la glace et les trois courbes en haut de la figure montrent l'ajustement aux données *ISO* de la comète Hale-Bopp. Crédit : Lellouch et al. (1998).

Les données du spectromètre infrarouge à bord de la sonde *Deep Impact* avant l'impact ont été utilisées par Sunshine et al. (2006) pour créer la première carte de la distribution de la glace d'eau sur un noyau cométaire (Fig. 5.3). La distribution de la glace d'eau à la surface de la comète 9P/Tempel 1 est restreinte à 3 petites zones, toutes éloignées de la zone d'impact. Bien que la glace d'eau n'ait pas été observée dans la région de l'impact, une forte bande d'absorption à 3 μm due à la glace d'eau dans les éjectas a été détectée par le spectromètre infrarouge à bord de la sonde *Deep Impact* (Fig. 5.4). Sunshine et al. (2007) montrent que la

glace d'eau est présente dans les couches profondes du noyau qui sont thermiquement isolées. Jusqu'à 10 à 20 m sous la surface, qui représentent les profondeurs maximales qui ont été touchées par l'impact, cette matière originelle est composée de particules de glace d'eau pure de taille estimée à $\approx 1 \pm 1$ μm. Cette détection est en accord avec celles obtenues d'après les observations photométriques au sol par Schulz et al. (2006) et Knight et al. (2007).

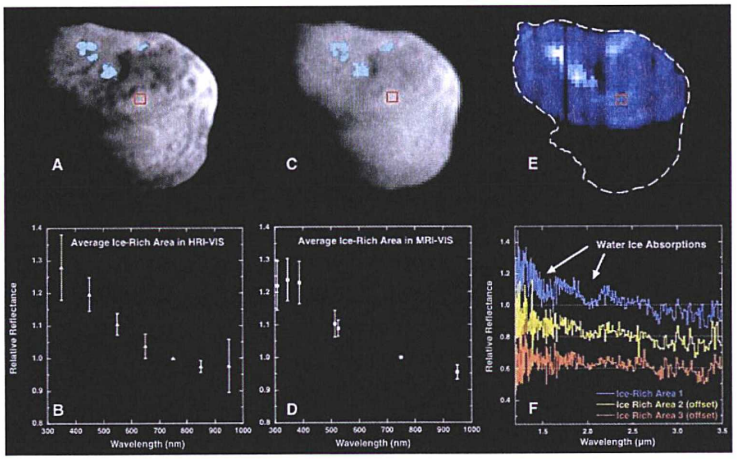


Fig. 5.3 – Cartes et spectres, obtenus à partir des instruments à bord de la sonde *Deep Impact*, des zones riches en glace par rapport aux régions pauvres en glace du noyau de la comète 9P/Tempel 1. A et B sont obtenus avec les données dans le visible de HRI, C et D avec les données dans le visible de MRI et E et F avec les données dans l'infrarouge de IR. Trois régions riches en glace (bleu clair) ont été localisées près des régions localement froides avec respectivement des températures d'environ 285, 290 et 295 K. Crédit : Sunshine et al. (2006).

La mission *EPOXI* qui a étudié la comète 103P/Hartley 2 a aussi montré, grâce aux mesures de HRI-IR, la présence de glace d'eau dans la coma de part les fortes absorptions à 1.5, 2 et 3 μm. La présence de la glace d'eau, localisée à deux régions, montre que les grains prédominants dans la coma de 103P/Hartley 2 ont des rayons inférieurs à 10 μm. A'Hearn et al. (2011) estiment, d'après la durée de vie des grains glacés, qu'il doit s'agir de grains de glace pure.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, la production soutenue de vapeur d'eau mise en évidence dans les observations de *Spitzer* pourrait être due à la sublimation de grains glacés. C'est pourquoi dans ce qui suit nous allons étudier l'évolution temporelle des molécules d'eau produites par la sublimation de grains glacés. Nous considérerons des grains de glace d'eau pure et des grains de glace d'eau contenant des impuretés.

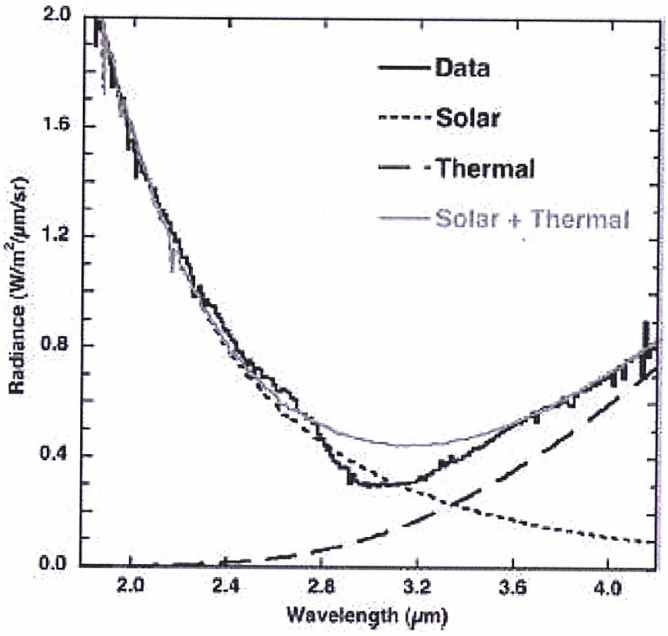


FIG. 5.4 – Spectre obtenu avec le spectromètre infrarouge IR à bord de la sonde *Deep Impact* (trait continu noir) et exemple d'ajustement par un modèle du flux solaire (pointillé), par un continuum thermique (trait) et par la somme de la contribution du flux solaire et du continuum thermique (trait continu gris). La comparaison de la somme de la contribution du flux solaire et du continuum thermique (trait continu gris) avec les donnés (trait continu noir) montrent clairement une absorption à 3 μm due à la glace d'eau. Crédit : Sunshine et al. (2007)

5.2 Le modèle de sublimation des grains glacés

Dans cette partie nous allons présenter le modèle de sublimation des grains glacés. Pour cela nous allons calculer la température des grains en fonction de leur taille et définir leur temps de vie.

5.2.1 La température des grains

Comme pour le modèle thermique de la poussière décrit à la section 3.3, la température des grains est déduite en supposant un équilibre thermique entre l'énergie absorbée provenant du Soleil et l'énergie réémise dans l'infrarouge. Cependant dans cette étude des grains glacés, le refroidissement dû à la sublimation de la glace ne peut pas être négligé. Dans ce cas l'équilibre thermique s'exprime de la manière suivante :

$$E_{sol} = E_{rad} + E_{subl} \tag{5.1}$$

où E_{subl} est l'énergie dépensée par la sublimation définie par :

$$E_{subl} = H(T_d) Q_{\mathrm{H_2O}}(T_d) \tag{5.2}$$

où :

- H est la chaleur latente de sublimation (J kg^{-1}),
- $Q_{\mathrm{H_2O}}$ est le taux de production massique en $\mathrm{H_2O}$ (kg s^{-1}).

Avec la formule ajustée par Delsemme & Miller (1971), la chaleur latente de sublimation de la glace d'eau dans le vide s'exprime par :

$$H(T_d) = 2.888 \times 10^6 - 1116\, T_d \tag{5.3}$$

où :

- T_d est la température des grains (K).

et :

$$Q_{\mathrm{H_2O}}(T_d) = 4\pi a^2 P_v(T_d) \sqrt{\frac{m_{H_2O}}{2\pi k T_d}} \tag{5.4}$$

où :

- P_v est la pression de vapeur saturante (N m^{-2}),
- $m_{\mathrm{H_2O}} = 3.0 \times 10^{-26}$ kg est la masse moléculaire de l'eau.

La pression de vapeur saturante est une grandeur qui nous indique la volatilité d'une molécule. Plusieurs expressions existent dans la littérature pour l'eau. Une des plus connues est la formule de corrélation de Washburn (1928) :

$$\begin{aligned} P_v(T_d) \;=\; & \tfrac{101325}{760} \exp[\ln(10)\,(-2445.5646/T_d + 8.2312\log(T_d) - \\ & 0.01677006 T_d + 1.20514\, 10^{-5} T_d^2 - 6.757169)] \end{aligned} \tag{5.5}$$

Une description plus simple existe sous la forme de l'équation de Clausius-Clapeyron avec deux paramètres expérimentaux (Fanale & Salvail 1984) :

$$P_v(T_d) = P_0 \exp\left(\frac{-E_a}{k T_d}\right) \tag{5.6}$$

où :

- E_a est l'énergie d'activation et $E_a/k = 6141.667$ K,
- $P_0 = 3.56\ 10^{12}$ Pa.

D'après Lichtenegger & Komle (1991), la pression de vapeur saturante est déterminée par la formule de Clausius-Clapeyron :

$$P_v(T_d) = P_r exp\left[\frac{m_{H_2O}L}{k}\left(\frac{1}{T_r} - \frac{1}{T_d}\right)\right] \tag{5.7}$$

où :

- $P_r = 10^5$ N m^{-2},
- $T_r = 373$ K,
- $L = 2.78\ 10^6$ J kg^{-1}.

Lamy (1974) suggère une formule pour la vapeur saturante valide pour 173 K $\leq T_d \leq$ 273 K :

$$\log(P_v(T_d)) = -\frac{2445.6}{t_d} + 8.23\log(T_d) - 0.01677T_d + 1.205\ 10^{-5}T_d^2 - 4.632 \tag{5.8}$$

Kelley (1935) explicite une formule pour la vapeur saturante valide pour $T_d \approx 170$ K :

$$\log(P_v(T_d)) = -\frac{2461}{T_d} + 3.857\log(T_d) + 3.41\ 10^{-3}T_d + 4.875\ 10^{-8}T_d^2 + 3.332 \tag{5.9}$$

Dans le cadre de notre modèle, nous avons utilisé la formule de Clausius-Clapeyron définie par Lichtenegger & Komle (1991) (Eq. 5.7). Nous montrons sur la figure 5.5, les courbes de la pression de vapeur saturante pour l'eau, en fonction de la température pour les formules de Clausius Clapeyron (Lichtenegger & Komle 1991), de Kelley (1935), de Washburn (1928), de Fanale & Salvail (1984) et de Lamy (1974). Nous remarquons que toutes les courbes sont similaires à l'exception de celle correspondant à la formule de Kelley (1935) qui donne des valeurs de pression plus grandes, cet écart de pression augmentant avec la température.

Nous en déduisons la température des grains en fonction du rayon d'après l'équilibre radiatif (Eq. 5.1) pour quatre compositions de grains : des grains de glace d'eau pure, des grains bicouches glacés (Ol) avec un cœur d'olivine amorphe et un manteau de glace d'eau, des grains bicouches glacés (C) avec un cœur de carbone amorphe et un manteau de glace d'eau et des grains tricouches glacés avec un cœur d'olivine amorphe entouré d'un manteau de carbone amorphe le tout entouré d'un manteau de glace d'eau (Fig. 5.6). Pour les grains tricouches glacés, la fraction massique du manteau de carbone amorphe entourant le cœur de silicate amorphe, α, sera un paramètre constant et égal à 0.1. Cette fraction massique correspond à celle déterminée lors de l'étude du continuum thermique des poussières avec des grains bicouches (section 3.4.2). Nous notons α_{ice} la fraction massique du manteau de glace d'eau. Nous supposons que les grains sont poreux avec la dimension fractale $D = 2.727$ (section 3.4.1). Dans le cas des grains bicouches glacés et tricouches glacés, la température des grains sera étudiée pour $\alpha_{ice} = 0.90$, 0.95 et 0.98. Pour la glace d'eau pure nous avons utilisé les indices optiques réels et imaginaires de la glace hexagonale donnés par Warren (1984). Les indices optiques du carbone amorphe et de l'olivine amorphe sont les mêmes que ceux utilisés dans la section 3.3.4.

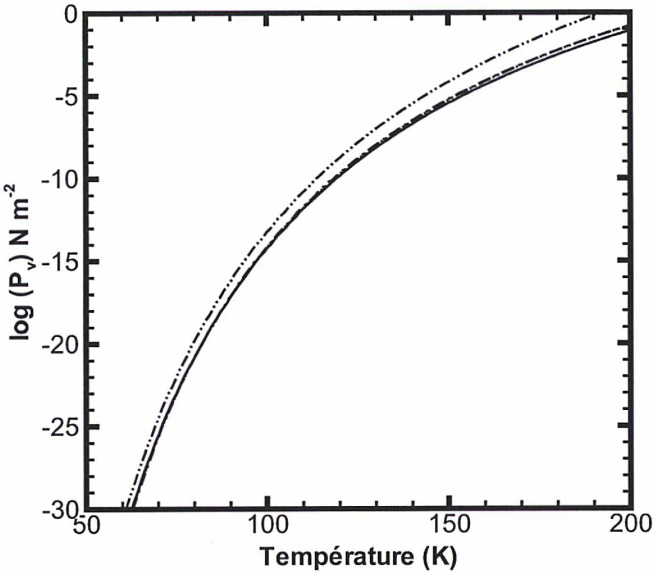


Fig. 5.5 – Pression de vapeur saturante pour l'eau en fonction de la température. La courbe en trait continu est la formule de Clausius Clapeyron définie par Lichtenegger & Komle (1991), la ligne trait-point-point est la formule définie par Kelley (1935), et les autres lignes superposées sont les formules définies par Washburn (1928), Fanale & Salvail (1984) et Lamy (1974).

La température pour différentes compositions de grains en fonction du rayon est montrée sur la figure 5.7. Les grains de glace d'eau pure sont beaucoup plus froids que les grains contenant des impuretés. De plus, du fait du fort pouvoir absorbant du carbone, les grains tricouches glacés sont plus chauds que les grains bicouches glacés avec un cœur de silicates. Nous remarquons que la quantité d'impureté n'affecte pas significativement la température des grains.

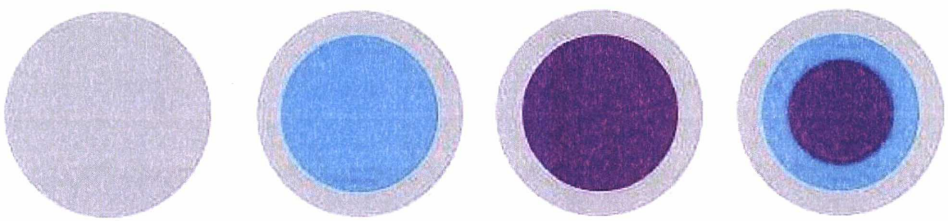


Fig. 5.6 – Représentation schématique des grains glacés d'eau pure, bicouches et tricouches. La glace d'eau est en gris, le carbone amorphe en bleu et l'olivine amorphe en violet.

5.2.2 Le temps de vie des grains

Une fois éjecté dans la coma, l'évolution du grain dépend de sa taille initiale, de sa composition et de sa distance héliocentrique. Nous avons suivi l'évolution du grain jusqu'à ce que la couche de glace soit complètement sublimée. La variation du rayon du grain avec le temps, due à la sublimation, s'exprime de la manière suivante :

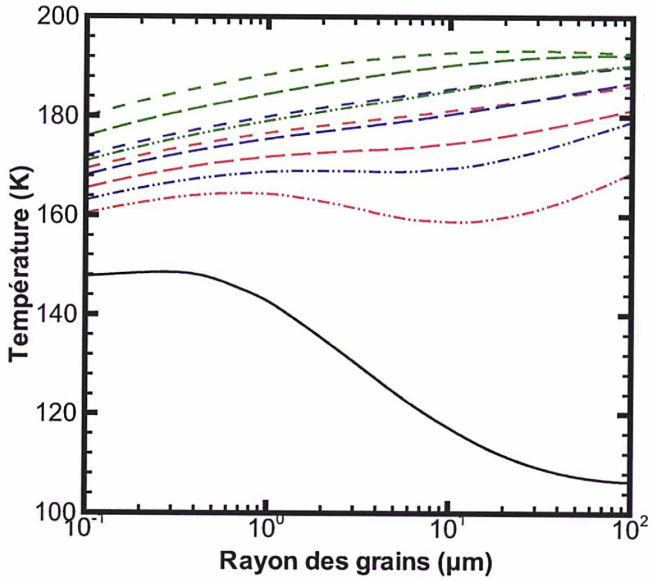


FIG. 5.7 – La température des grains en fonction du rayon pour la glace d'eau pure (noir), pour les grains bicouches glacés avec l'olivine dans le cœur (rouge) et avec le carbone dans le cœur (vert) et pour les grains tricouches glacés (bleu). Les fractions massiques de glace d'eau pure dans le manteau pour les grains bicouches glacés et les grains tricouches glacés sont de 98% (trait-point-point), 95% (trait long) et 90% (pointillé).

$$\left|\frac{da}{dt}\right| = \frac{P_v(T_d)}{\rho_d(a)}\sqrt{\frac{m_{H_2O}}{2\pi k T_d}} \tag{5.10}$$

où :

- $\rho_d(a)$ est la masse volumique de la glace d'eau (section 3.4.5) avec ρ_0 =1000 kg m^3.

Ce qui se traduit en quantité de masse de glace perdue :

$$\frac{dm_{ice}}{dt} = -\,Q_{H_2O} \tag{5.11}$$

où :

- m_{ice} est la masse de glace (kg).

La durée de vie des grains correspond au temps nécessaire pour que la couche de glace d'eau soit complètement sublimée. Du fait de leur température la sublimation est plus efficace pour les grains bicouches glacés et tricouches glacés que pour les grains d'eau pure (Fig. 5.7). La durée de vie pour différentes compositions de grains en fonction du rayon est montrée sur la figure 5.8. Nous voyons que la durée de vie des grains bicouches glacés et tricouches glacés est bien plus faible que celle des grains de glace d'eau pure : $t_{grain}^{2-couches-C} < t_{grain}^{3-couches} < t_{grain}^{2-couches-Ol} < t_{grain}^{eaupure}$. De plus nous voyons que la durée de vie des grains dépend peu de la quantité d'impureté comme l'a expliqué Beer et al. (2006). C'est pourquoi dans la suite, nous considérerons uniquement les grains suivants :

- glace d'eau pure,
- bicouche glacé (Ol) avec un cœur d'olivine amorphe et 98% de glace d'eau dans le manteau,

- bicouche glacé (C) avec un cœur de carbone amorphe et 98% de glace d'eau dans le manteau,
- tricouche glacé avec un cœur d'olivine amorphe entouré d'une couche de carbone amorphe et 90% de glace d'eau dans le manteau.

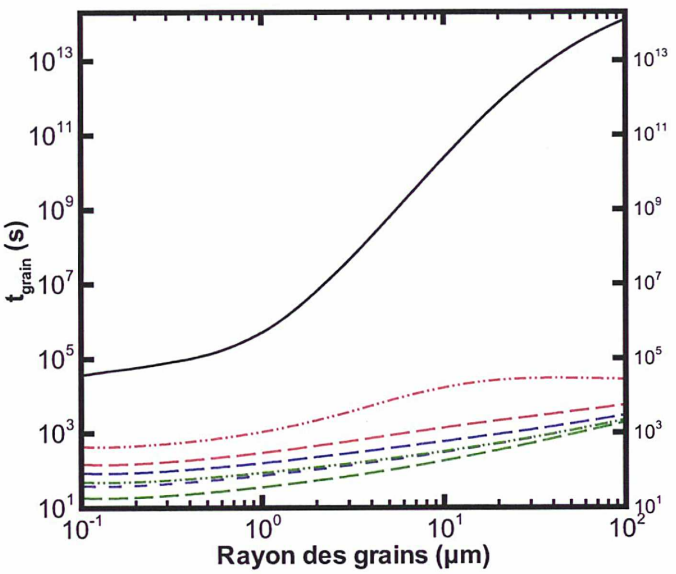


FIG. 5.8 – La durée de vie des grains en fonction du rayon pour la glace d'eau pure (noir), pour les grains bicouches glacés avec l'olivine dans le cœur (rouge) et avec le carbone dans le cœur (vert) et pour les grains tricouches glacé (bleu). Les fractions massiques de glace d'eau pure dans le manteau pour les grains bicouches glacés sont de 98% (trait-point-point) et 95% (trait long). Les fractions massiques de glace d'eau pure dans le manteau pour les grains tricouches glacés sont de 95% (trait long) et 90% (pointillé).

5.3 Application du modèle de sublimation des grains glacés aux données de *Spitzer*

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à modéliser l'expansion des molécules d'eau provenant de la sublimation de grains de glace d'eau pure et contenant des impuretés dans le flux de gaz ambiant. Puis nous allons étudier l'influence des paramètres des lois de distribution en taille et de la loi de distribution de vitesse sur l'évolution temporelle de la production de molécules d'eau et du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue de *Spitzer*. Enfin, nous appliquerons ces modèles aux données de *Spitzer*.

5.3.1 Les modèles d'expansion de l'eau : dense et raréfié

Pour estimer l'évolution temporelle de la production d'eau, due à la sublimation, nous avons supposé que les grains, de rayons compris entre a_{min}–100 μm, sont produits instantanément (c'est à dire par un sursaut de courte durée) et se déplacent radialement avec une vitesse dépendant de leur taille initiale donnée par l'équation 3.26. Nous avons utilisé deux approches pour modéliser l'expansion des molécules d'eau issues de la sublimation des grains dans le flux de gaz ambiant.

Le modèle dense

Les grains se déplacent avec une vitesse dépendante de leur taille $v(a)$. Au temps d'émission (t_{em}) des molécules d'eau, les grains se trouvent à la distance du noyau r_{em} :

$$r_{em} = v(a) * t_{em} \tag{5.12}$$

Dans cette première approche, nous supposons un milieu dense. De ce fait, les molécules d'eau une fois éjectées des grains sont forcées, par les collisions avec le flux ambiant, de se déplacer dans la même direction radiale avec la vitesse du gaz $v_{exp} = 0.8$ km s^{-1} (Fig. 5.9).

Aux temps d'observations t_{obs}, les molécules d'eau sont donc à la distance r_{obs} :

$$r_{obs} = r_{em} + v_{exp} * (t_{obs} - t_{em}) \tag{5.13}$$

Nous découpons numériquement la direction radiale en plusieurs cellules, et nous pouvons déterminer le nombre de molécules dans chaque cellule pour chaque temps d'observation. Par intégration sur les cellules nous obtenons le nombre total de molécules dans le champ de vue de *Spitzer* (N_{H_2O}) à chaque temps d'observation.

Le modèle raréfié

Dans la deuxième approche, nous supposons un milieu raréfié. De ce fait les collisions sont moins importantes et les molécules d'eau, une fois éjectées des grains, sont libres de se répandre de façon isotrope autour des grains (Fig. 5.10). La vitesse des molécules d'eau est sélectionnée de façon aléatoire à partir d'une fonction de distribution demi-Maxwellienne à la température des grains. Ce code a été développé par Vladimir Zakharov.

5.3.2 L'influence des paramètres dans le cas du modèle dense

Dans ce qui suit nous allons étudier l'influence des paramètres q et M_h des lois de distribution en taille et des paramètres q_v et v_{ref} de la loi de vitesse sur l'évolution temporelle de N_{H_2O}. Cette étude sera faite en supposant des grains de glace d'eau pure compris entre 0.1 et 100 μm.

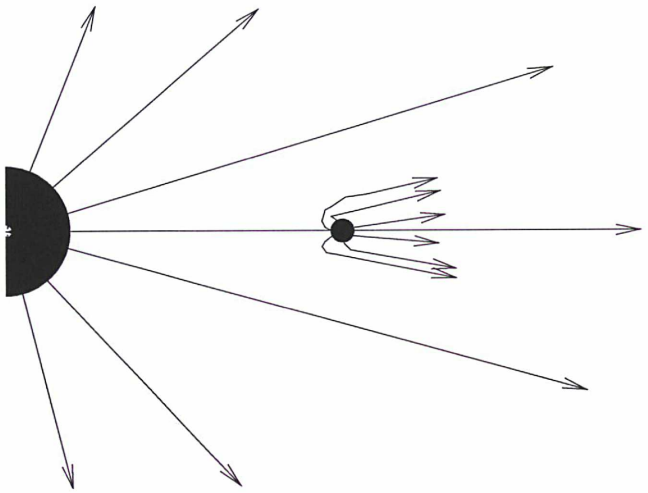


Fig. 5.9 – Schéma du modèle dense. Le noyau cométaire est représenté par le demi-cercle noir, le grain de poussière qui émet des molécules d'eau par le petit cercle noir. Les flèches correspondent au flux de gaz. Nous supposons que les collisions entre les molécules d'eau produites par les grains et le flux de gaz ambiant sont importantes.

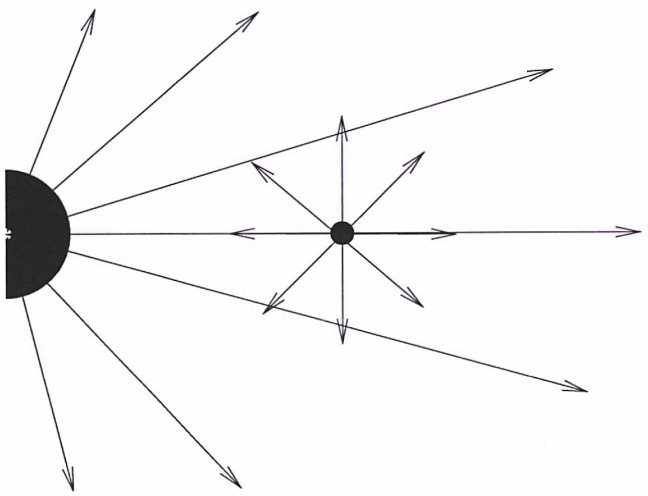


Fig. 5.10 – Schéma du modèle raréfié. Le noyau cométaire est représenté par le demi-cercle noir, le grain de poussière qui émet des molécules d'eau par le petit cercle noir. Les flèches correspondent au flux de gaz. Nous supposons que les collisions entre les molécules d'eau produites par les grains et le flux de gaz ambiant sont négligeables.

La loi de distribution en taille en loi de puissance

L'influence de la pente de la distribution q de la loi de puissance sur l'évolution temporelle de N_{H_2O} sera étudiée grâce à la figure 5.11. Nous supposons une loi de vitesse avec $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.4$. Pour la loi de distribution en taille nous posons $a_{min} = 0.1$ μm et nous allons faire varier la pente q.

Comme nous l'avons vu dans la section 3.3 sur les lois de distribution en taille, le paramètre q représente la pente de la distribution et influence la proportion des petits par rapport aux gros grains. Les petits grains sont plus rapides que les gros grains donc les molécules d'eau issues de la sublimation des petits grains vont sortir du champ de vue plus tôt. De plus,

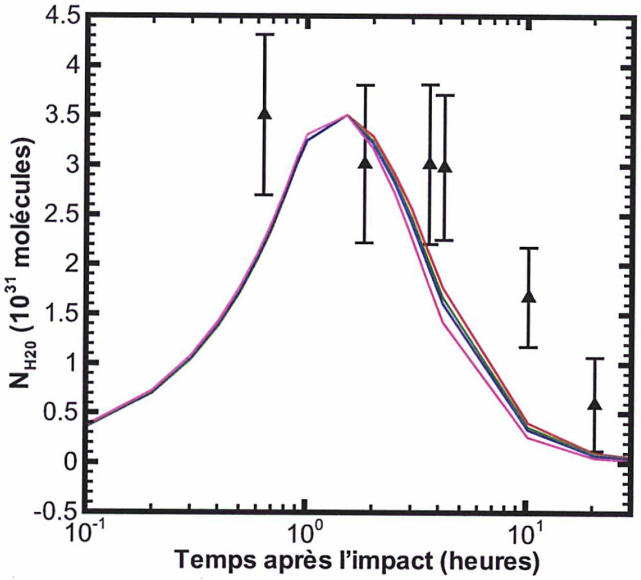


FIG. 5.11 – Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ((3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules). Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Les résultats sont obtenus pour le modèle dense avec pour la loi de vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.4 et pour la distribution en taille en loi de puissance a_{min} = 0.1 μm et q = 3.5 (rouge), 3.7 (vert), 3.9 (bleu) et 4.5 (rose).

lorsque q augmente, la proportion des petits grains par rapport aux gros grains est plus élevée. C'est petits grains, plus chauds vont produire plus d'eau d'où un perte en N_{H_2O} plus importante pour q = 4.5 que pour q = 3.5. De plus, plus la contribution des petits grains dans la population totale est élevée, plus il faut émettre de grains pour produire le nombre de molécules d'eau observé dans les données de *Spitzer*, d'où un nombre de grains plus important lorsque q augmente (Table 5.1). En résumé, la distribution en taille influence peu l'évolution temporelle de N_{H_2O}, mais par contre affecte significativement la quantité de glace déduite.

q	N_{grains}	M_{ice} (kg)
3.5	2.44 × 10^{23}	4.27 × 10^{7}
3.7	2.68 × 10^{23}	2.30 × 10^{7}
3.9	2.94 × 10^{23}	1.44 × 10^{7}
4.5	3.68 × 10^{23}	6.94 × 10^{6}

TAB. 5.1 – Nombre de grains entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduit le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Pour la loi de vitesse, nous avons supposé v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.4 et pour la distribution en taille en loi de puissance a_{min} = 0.1 μm et q = 3.5, 3.7, 3.9 et 4.5. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure N_{H_2O} = (3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules à TI + 0.67 h.

La loi de distribution en taille de type Hanner

La figure 5.12 présente l'évolution temporelle de N_{H_2O} en fonction du paramètre M_h de la loi de Hanner. Pour la loi de vitesse nous supposons $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.4$.

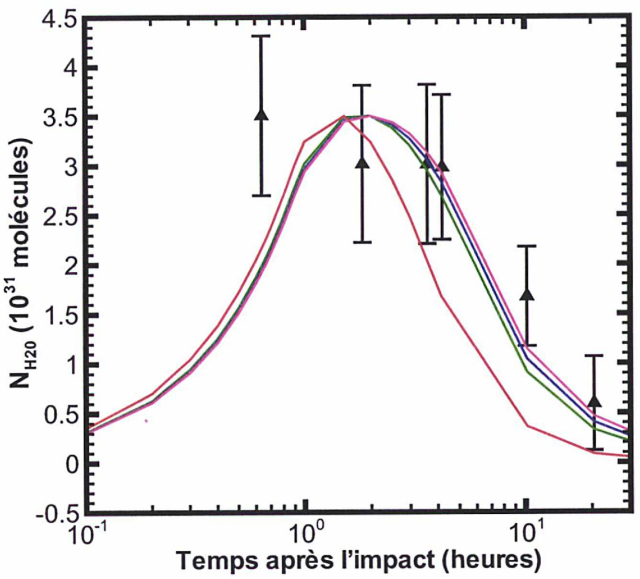


FIG. 5.12 – Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ((3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules). Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Les résultats sont obtenus pour le modèle dense avec pour la loi de vitesse $v_{ref} =$ 230 m s^{-1} et $q_v = 0.4$ et pour la distribution de Hanner $M_h = 0$ (rouge), 8 (vert), 12 (bleu) et 16 (rose) (correspondant respectivement à $a_p = 0.1$ μm, 0.3 μm, 0.4 μm et 0.5 μm).

Plus M_h diminue et plus le a_p diminue et donc plus les petits grains sont favorisés par rapport au gros. De même que précédemment, plus a_p diminue, plus il y aura de production de N_{H_2O}. De plus les petits grains sont plus rapides donc les molécules d'eau issues de la sublimation des petits grains sortiront plus tôt du champ de vue d'où une diminution plus rapide de N_{H_2O} pour $M_h = 8$ que pour $M_h = 16$. C'est pourquoi N_{H_2O} diminue plus rapidement et qu'il faut émettre plus de grains pour produire le nombre de molécules d'eau observé dans les données de *Spitzer* (Table 5.2) pour $M_h = 0.0$ que pour $M_h = 16$.

Il y a égalité mathématique entre les deux lois de puissance lorsque $M_h = 0.0$ (distribution de Hanner) et $N_h = q = 3.7$ (distribution en loi de puissance) d'où des évolutions temporelles de N_{H_2O} identiques (Fig. 5.11 et Fig. 5.12). Les nombres de grains à injecter dans le modèle pour reproduire les observations de *Spitzer* et la masse de glace résultante sont également identiques (Table 5.1 et Table 5.2).

La loi de distribution de vitesse

La vitesse des plus petits grains Sur la figure 5.13 nous étudions l'influence de la vitesse des plus petits grains v_{ref} sur l'évolution temporelle de N_{H_2O}. Nous fixons pour la distribution en taille en loi de puissance $q = 3.7$ et $a_{min} = 0.1$ μm et pour la loi de vitesse $q_v = 0.4$. La

M_h	N_{grains}	M_{ice} (kg)
0	2.67×10^{23}	2.29×10^{7}
8	4.32×10^{22}	2.67×10^{8}
12	3.78×10^{22}	5.37×10^{8}
16	3.68×10^{22}	9.67×10^{8}

TAB. 5.2 – Nombre de grains entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduit le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Pour la loi de vitesse, nous avons supposé v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.4 et pour la distribution de Hanner M_h = 0, 8, 12 et 16. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure N_{H_2O} = (3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules à TI + 0.67 h.

vitesse v_{ref} est ici un paramètre libre.

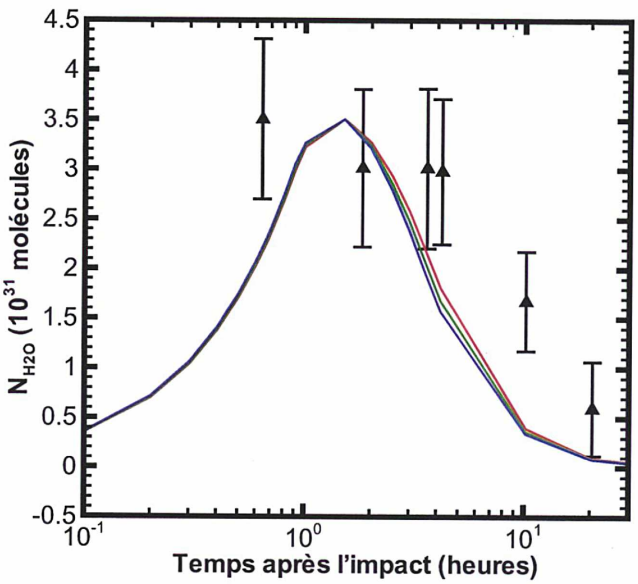


FIG. 5.13 – Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ((3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules). Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Les résultats sont obtenus pour le modèle dense avec pour la distribution en taille en loi de puissance a_{min} = 0.1 μm et q = 3.7 et pour la loi de vitesse q_v = 0.55 et v_{ref} = 210 m s^{-1} (rouge), 230 m s^{-1} (vert) et 250 m s^{-1} (bleu).

Plus les grains sont rapides plus les molécules issues de leur sublimation sortent rapidement du champ de vue c'est pourquoi N_{H_2O} diminue plus rapidement pour v_{ref} = 250 m s^{-1} que pour v_{ref} = 210 m s^{-1}. En conséquence pour produire le nombre de molécules d'eau observé, un nombre de grains plus important est requis lorsque v_{ref} augmente (Table 5.3). Cependant nous voyons que la vitesse des plus petits grains n'est pas un paramètre critique pour M_{ice}.

La pente de la loi de vitesse La figure 5.14 montre l'influence de la pente de la loi de vitesse sur l'évolution temporelle de N_{H_2O} en supposant une distribution en loi de puissance avec q = 3.7 et a_{min} = 0.1 m et une loi de vitesse avec v_{ref} = 230 m s^{-1} pour différents q_v.

v_{ref} (m.s^{-1})	N_{grains}	M_{ice} (kg)
210	2.66×10^{23}	2.28×10^{7}
230	2.68×10^{23}	2.30×10^{7}
250	2.72×10^{23}	2.34×10^{7}

Tab. 5.3 – Nombre de grains entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduit le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance, nous avons supposé $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$ et pour la loi de vitesse $q_v = 0.55$ et $v_{ref} = 210$ m s^{-1}, 230 m s^{-1} et 250 m s^{-1}. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure $N_{H_2O} = (3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules à TI + 0.67 h.

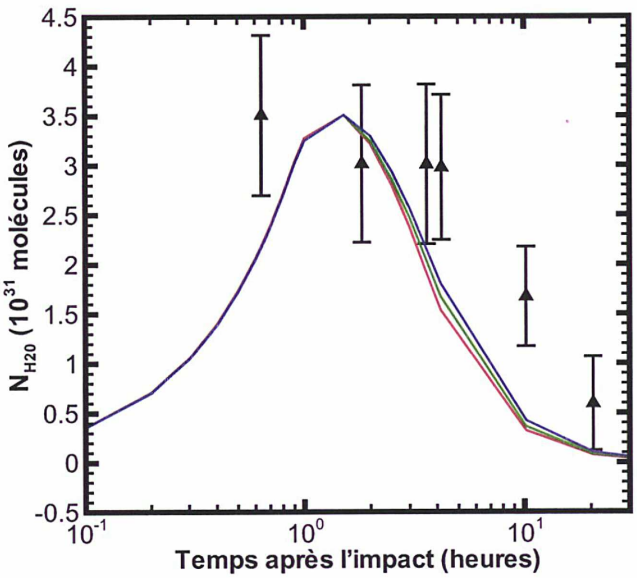


Fig. 5.14 – Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ($(3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules). Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Les résultats sont obtenus pour le modèle dense avec pour la distribution en taille en loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$ et pour la loi de vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et q_v = 0.3 (rouge), 0.4 (vert) et 0.5 (bleu).

De même que précédemment, plus les grains sont rapides plus les molécules issues de la sublimation sortent rapidement du champ de vue c'est pourquoi N_{H_2O} diminue plus rapidement et N_{grains} est plus grand (Table 5.4) pour $q_v = 0.3$ que pour $q_v = 0.5$.

5.3.3 La contribution des grains glacés dans les observations de *Spitzer* dans le cas du modèle dense

Suivant la composition et la taille des grains glacés, leur temps de vie et l'instant à partir du moment où ils commencent à se sublimer sont extrêmement différents. Dans cette partie nous allons étudier pour chaque composition de grains glacés quelles sont les tailles de grains qui contribuent à la production des molécules d'eau observée dans le champ de vue de *Spitzer*.

q_v	N_{grains}	M_{ice} (kg)
0.3	2.70×10^{23}	2.32×10^{7}
0.4	2.68×10^{23}	2.30×10^{7}
0.5	2.68×10^{23}	2.30×10^{7}

TAB. 5.4 – Nombre de grains entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduit le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance, nous avons supposé $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$ et pour la loi de vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.3$, 0.4 et 0.5. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure $N_{H_2O} = (3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules à TI + 0.67 h.

L'étude sera faite pour les quatre types de grains définis en section 5.2.2.

Nous montrons sur la figure 5.15 la durée de vie des quatre types de grains glacés ainsi que le temps nécessaire aux grains en fonction de leur taille pour quitter le champ de vue (t_{FOV}) de 5 × 5 pixels. Pour la loi de vitesse, nous prenons l'équation 3.26 avec $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.4$.

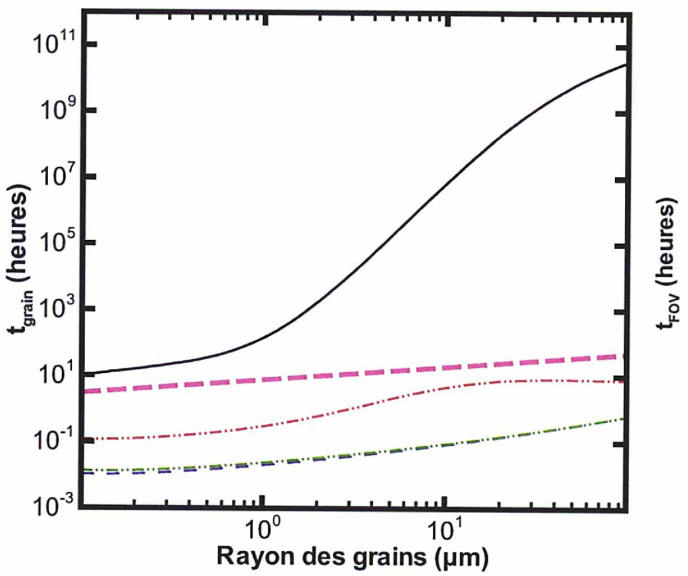


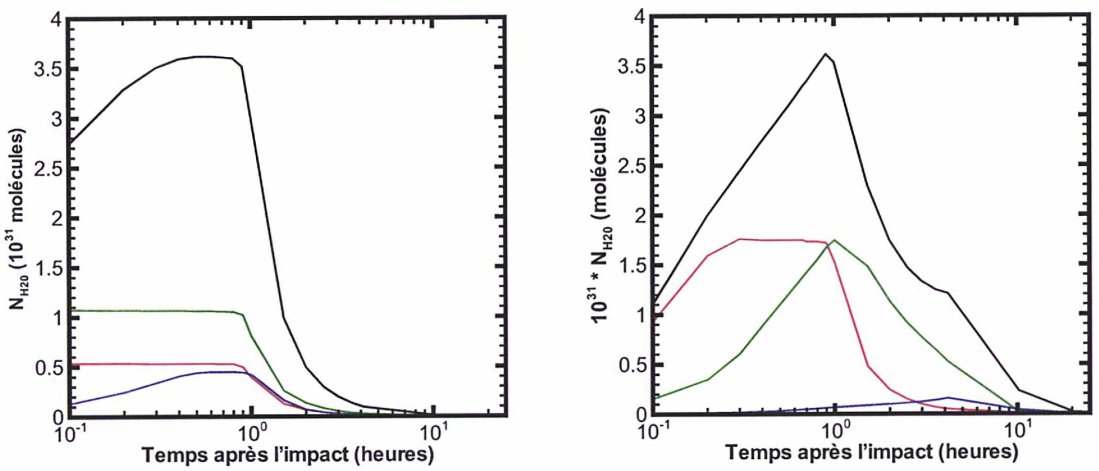
FIG. 5.15 – La durée de vie des grains en fonction du rayon pour la glace d'eau pure (noir), pour les grains bicouches glacés avec l'olivine dans le cœur (rouge) et avec le carbone dans le cœur (vert) et pour les grains tricouches glacé (bleu). Le temps nécessaire aux grains en fonction de leur taille pour quitter le champ de vue est en rose.

Puisque les temps de vie sont similaires pour les grains bicouches glacés (C) et les grains tricouches glacés. Nous ne considérerons plus les grains bicouches glacés (C) dans les paragraphes suivants sur la contribution des grains glacés dans les observations de *Spitzer*.

Grains glacés contenant des impuretés

Nous voyons sur la figure 5.15 que tous les grains glacés (de rayon compris entre 0.1 - 100 μm) contenant des impuretés sont entièrement sublimés avant de quitter le champ de vue. Ceci signifie que tous les grains glacés entre 0.1 - 100 μm, contenant des impuretés, contribuent à la production de molécules d'eau observée dans le champ de vue de 5 × 5 pixels.

La figure 5.16 présente les proportions relatives de N_{H_2O} apportée par les grains glacés contenant des impuretés pour des rayons de 0.1–100 μm, 0.1–1 μm, 1–10 μm et 70–100 μm. Les résultats sont ajustés de façon à reproduire la valeur maximale observée à TI + 0.67 h lorsque le domaine de taille 0.1–100 μm est considéré.



(a) Pour les grains tricouches glacés

(b) Pour les grains bicouches glacés (Ol)

FIG. 5.16 – Le nombre de molécules d'eau en fonction du temps entre 0.1 - 100 μm (noir), 0.1 - 1 μm (rouge), 1 - 10 μm (vert), 70 - 100 μm (bleu). Pour la loi vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.4 et pour la distribution en taille une loi de puissance a_{min} = 0.1 μm et q = 3.7. Les résultats sont ajustés de façon à ce que la valeur maximale des modèles reproduise la valeur observée à TI + 0.67 h lorsque le domaine de taille 0.1–100 μm est considéré. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels.

Cas des grains tricouches glacés : Les grains de 100 μm ont un temps de vie d'environ 2200 s soit 0.6 h. Ce qui signifie qu'après 0.6 h tous les grains se sont entièrement sublimés. Les grains de 0.1 μm (respectivement 100 μm) ont un temps de vie d'environ 40 s (respectivement 2200 s) et une vitesse de 230 m s^{-1} (respectivement 15 m s^{-1}). Les dernières molécules émises par la sublimation de ces grains se trouveront à la distance r_{em} = 11 km (respectivement 31 km) du noyau. Elles sortiront du champ de vue au bout du temps $(r_{em} - \text{champ de vue})/v_{exp}$ = 0.83 h (respectivement 0.86 h) où v_{exp} est la vitesse du gaz. Cela signifie qu'au bout d'environ 0.9 h toutes les molécules d'eau dues à la sublimation des grains tricouches glacés seront sorties du champ de vue d'où la forte décroissance de N_{H_2O} après 0.9 h (Fig. 5.16a).

Cas des grains bicouches glacés (Ol) : Les grains de 0.1 μm ont un temps de vie d'environ 440 s et une vitesse de 230 m s^{-1}. La dernière molécule émise par la sublimation de ce grain se trouvera à la distance r_{em} = 100 km du noyau. Elle sortira du champ de vue

au bout du temps (r_{em} – champ de vue)/v_{exp} = 0.83 h. D'où la première décroissance de N_{H_2O} à environ 0.85 h comme nous le voyons Fig. 5.16b (courbe rouge). Le second maximum à environ 3.6 h est due à la sublimation des plus gros grains toujours présents dans le champ de vue (courbe bleue).

Cas des grains de glace d'eau pure

La figure 5.17 présente la contribution, pour un champ de vue de 5 × 5 pixels, des grains de glace pure pour des rayons de 0.1–100 μm, 0.1–1 μm, 1–10 μm et 70–100 μm. Les résultats sont ajustés de façon à reproduire la valeur maximale observée à TI + 0.67 h lorsque le domaine de taille 0.1–100 μm est considéré.

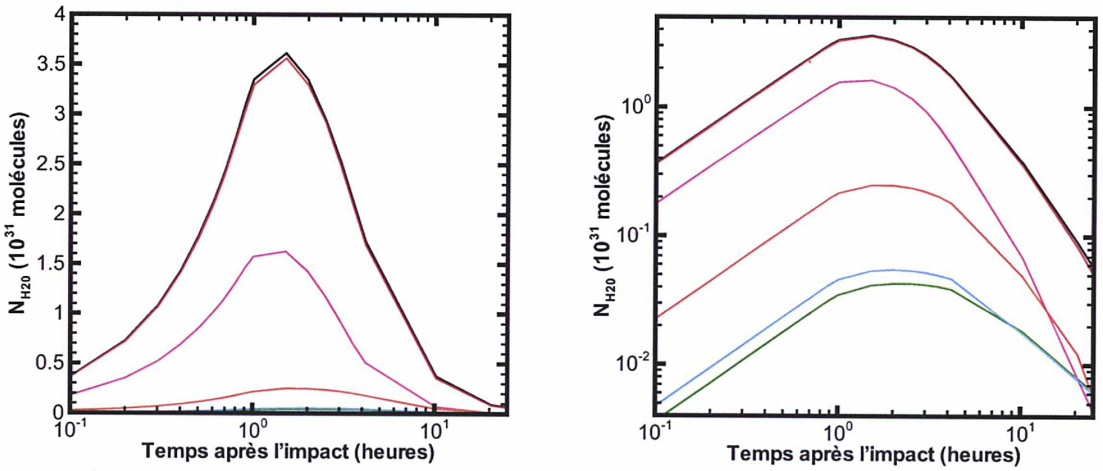


Fig. 5.17 – Le nombre de molécules d'eau en fonction du temps produit par des grains de glace pure entre 0.1–100 μm (noir), 0.1–1 μm (rouge), 0.1–0.2 μm (violet), 0.4–0.5 μm (orange), 0.6–0.7 μm (cyan), 1–10 μm (vert), 70–100 μm (bleu). Pour la loi vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et q_v = 0.4 et pour la distribution en taille une loi de puissance a_{min} = 0.1 μm et q = 3.7. Les résultats sont ajustés de façon à ce que la valeur maximale des modèles reproduise la valeur observée à TI + 0.67 h lorsque le domaine de taille 0.1–100 μm est considéré. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels.

La figure 5.17 met en évidence que seuls les grains de glace pure de rayons entre 0.1–0.5 μm contribuent à la production des molécules d'eau observées dans le champ de vue de 5 × 5 pixels. Les grains de glace pure de rayon 0.1 μm (respectivement 0.5 μm) commencent à se sublimer après environ 250 s (respectivement 3500 s). Avec une vitesse de 230 m s^{-1} (respectivement 120 m s^{-1}). Les premières molécules émises par la sublimation de ce grain se trouveront à la distance r_{em} = 60 km (respectivement 420 km) du noyau. Elles sortiront du champ de vue au bout du temps (r_{em} – champ de vue)/v_{exp} = 0.85 h (respectivement 1.7 h). Les grains de taille 0.6 μm commencent à se sublimer environ 8 h après l'impact et la production de molécules d'eau créées par ces grains est négligeable par rapport au nombre de molécules d'eau, produites par les plus petits grains, qui quittent le champ de vue.

Récapitulatif

Nous pouvons conclure que tous les grains glacés, entre 0.1 - 100 μm, contenant des impuretés se sont entièrement sublimés avant de quitter le champ de vue et donc qu'ils contribuent à la production de molécules d'eau dans les observations de *Spitzer*. Concernant les grains de glace pure, seuls ceux de rayons compris entre 0.1–0.5 μm y contribuent de façon significative.

5.3.4 Résultats des modèles dense et raréfié

Nous montrons sur la figure 5.18 l'évolution temporelle du nombre de molécules d'eau dans le cas de grains de glace d'eau pure, de grains bicouches glacés avec un cœur d'olivine amorphe et des grains tricouches glacés. Les résultats sont obtenus pour les modèles dense et raréfié. Pour la loi de vitesse nous posons $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.4$ et pour la distribution en taille en loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$. Les paramètres de la loi de vitesse et de la loi de puissance sont ceux obtenus lors de l'étude du continuum de poussière avec des grains bicouches (Table 3.2 et Table 3.5). Nous voyons que l'évolution temporelle à TI + 1.83 h et après ce temps est bien reproduite par la sublimation des grains de glace d'eau pure. Cependant les grains de glace d'eau pure n'expliquent pas la production d'eau observée peu après l'impact, à TI + 0.67. Inversement, les modèles avec les grains tricouches glacés reproduisent uniquement le temps d'observation de *Spitzer* juste après l'impact TI + 0.67 h à cause de la rapide décroissance de la production d'eau par ces grains. Puisque les grains tricouches ont une faible durée de vie, les molécules d'eau sont produites près du noyau (section 5.3.3) ; la décroissance à environ 0.9 h correspond au temps nécessaire aux molécules d'eau pour sortir du champ de vue. Le modèle avec un grain bicouche glacé (Ol) est un cas intermédiaire entre ces deux extrêmes. Comme attendu, pour ces grains bicouches glacés (Ol) le pic de production se trouve à un temps intermédiaire entre celui des grains de glace pure et celui des grains tricouches glacés (Fig. 5.18).

Dans notre modèle, nous avons supposé que les grains se déplacent dans une coma de gaz en expansion radiale. Nous avons examiné deux cas pour décrire l'expansion des molécules d'eau produites par les grains : dense et raréfié. Dans le cas dense (Fig. 5.9), les molécules d'eau créés par la sublimation des grains sont forcées par les collisions avec le flux ambiant d'aller dans la même direction radiale et avec la même vitesse d'expansion. Dans le cas raréfié (Fig. 5.10), les collisions sont plus rares et les molécules sont émises par les grains de façon isotrope. Dans ce cas la distance moyenne parcourue par les molécules, avant de sortir du champ de vue, est plus élevée (la distance radiale étant la distance la plus courte par rapport aux bornes du champ de vue). De ce fait N_{H_2O} décroît plus tard dans le modèle raréfié. Jusqu'à TI + 0.67 h les deux approches donnent le même N_{H_2O} car les molécules d'eau n'ont pas encore quitté le champ de vue. Nous reportons dans la table 5.5 le nombre de grains entre 0.1–100 μm qu'il faut injecter dans les modèles pour reproduire le N_{H_2O} observé et la masse de glace correspondante. Les résultats du modèle ont été ajustés à la valeur N_{H_2O} observée de $(3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules à TI + 0.67 h. Nous voyons que pour le modèle dense, le nombre de grains à injecter dans le modèle et donc la masse de glace correspondante sont plus faibles que pour le modèle raréfié.

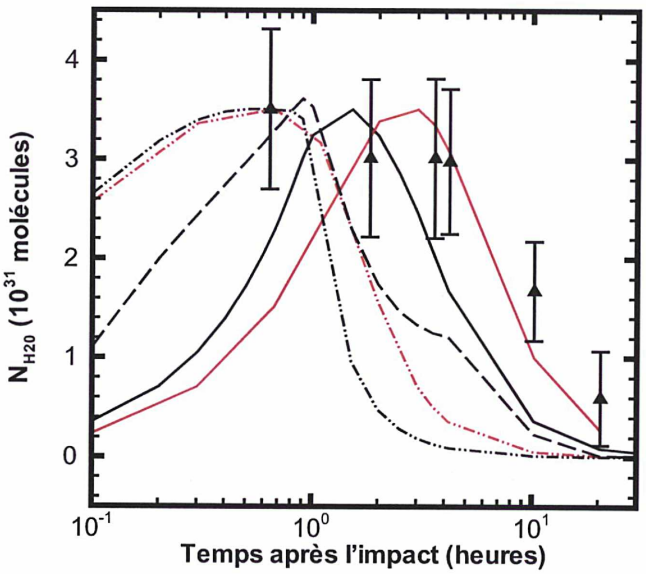


FIG. 5.18 – Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ($(3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules). Les données sont indiquées par des triangles. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$ et pour la loi de vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.4$. Les calculs ont été effectués dans l'approximation dense (noir) et raréfié (rouge) et pour des grains de glace d'eau pure (trait continu), des grains tricouches glacés avec $\alpha_{ice} = 0.9$ (trait-point-point) et des grains bicouches glacés avec un cœur d'olivine amorphe et $\alpha_{ice} = 0.98$ (trait long).

Type de grain	N_{grains}	M_{ice} (kg)	N_{grains}	M_{ice} (kg)
	Dense		Raréfié	
glace pure	2.68×10^{23}	2.30×10^{7}	1.73×10^{23}	1.49×10^{7}
bicouche glacé (Ol)	1.39×10^{22}	1.18×10^{6}		
tricouche glacé	4.34×10^{21}	3.58×10^{5}	4.18×10^{21}	3.48×10^{5}

TAB. 5.5 – Nombre de grains entre 0.1–100 μm injectés dans les modèles dense et raréfié qui reproduisent le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 5 $\times$ 5 pixels. Pour la distribution en taille en loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$ et pour la loi de vitesse $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.4$. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure $N_{H_2O} = (3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules à TI + 0.67 h.

5.4 Prise en compte d'un décalage dans la sublimation

Jusque là nous avons supposé que la sublimation des grains commençait immédiatement après l'impact. Cependant DiSanti et al. (2007) ont remarqué, à partir d'observations dans le domaine infrarouge obtenues au Keck-2 couvrant jusqu'à 1.5 h après l'impact, une augmentation abrupte du nombre de molécules d'eau débutant seulement 25 min après l'impact (Fig. 5.19). Ils expliquent ce décalage comme le temps nécessaire pour que le nuage initialement optiquement épais devienne optiquement mince permettant alors aux grains d'être chauffés efficacement par le rayonnement solaire et de se sublimer.

5.4.1 Détermination du décalage avec les données proche-IR Keck-2

Dans cette section nous allons déterminer ce décalage temporel t_{dec} en ajustant les données de DiSanti et al. (2007) avec notre modèle dans le cas d'un milieu dense. Nous allons utiliser pour la vitesse des grains, $v_{ref} = 230$ m s^{-1} et $q_v = 0.4$ et pour la distribution en taille, une loi de puissance avec $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$, qui correspondent aux paramètres de la loi de puissance et à la loi de vitesse obtenus pour les grains bicouches lors de l'étude du continuum des poussières (Table 3.2 et Table 3.5). La détermination du décalage sera faite à travers deux cas limites :

- 1er cas : nous avons supposé que les grains atteignent très rapidement après l'impact (c'est à dire sur des échelles de temps très inférieures à 25 min) une vitesse proche de leur vitesse terminale donnée par la loi de vitesse (Eq. 3.26). Dans le code de calcul nous décalons le début de la sublimation des grains d'un temps t_{dec}, pendant que les grains sont toujours en mouvement dans la coma. La sublimation commence donc à partir de la position où se trouve les grains à t_{dec}.
- 2ème cas : nous avons considéré le cas où les grains après l'impact ont acquis une faible vitesse et donc sont restés relativement proches du noyau jusqu'à t_{dec}. Après t_{dec}, nous supposons que les grains acquièrent très rapidement une vitesse proche de leur vitesse terminale. Dans le code numérique, nous avons décalé de t_{dec} les résultats obtenus avec le modèle dense.

Puisque le taux de production avant l'impact est élevé ($Q_{pre} = 4.70 \times 10^{27}$ molécules s^{-1}, section 4.3.2) il est peu probable que les grains ne soient pas accélérés par le flux de gaz ambiant. Le 1er cas semble donc plus réaliste.

DiSanti et al. (2007) présentent les données acquises au Keck-2 avec un champ de vue de 280 × 1130 km. Notre modèle étant fait pour un champ de vue carré, nous allons utiliser un champ de vue de surface équivalente soit 560 × 560 km pour ajuster les données de DiSanti et al. (2007). Les données de DiSanti et al. (2007) contiennent 13 temps d'observations entre 0.1 h et 1.5 h après l'impact. La figure 5.19 montre le résultat de ces modèles avec un décalage de $t_{dec} = 20$ min. Les modèles ont été ajustés à la valeur N_{H_2O} observée à TI + 0.5 h. Nous voyons que la glace d'eau pure et les grains bicouches glacés reproduisent l'évolution temporelle de N_{H_2O} dans les barres d'erreur. Cependant pour les grains tricouches glacés le nombre de molécules d'eau décroît plus rapidement que dans les observations.

Nous répertorions dans la table 5.6 le nombre de grains entre 0.1–100 μm injectés dans ces deux modèles denses pour reproduire le N_{H_2O} observé par DiSanti et al. (2007) et la masse de glace correspondante. Pour les grains de glace pure, seuls les petits grains contribuent à la production des molécules d'eau observée dans les données de DiSanti et al. (2007). Dans le 1er cas, les petits grains commencent à se sublimer plus loin du noyau et donc la distance à laquelle les molécules d'eau issues de la sublimation sortent du champ de vue est plus petite. Il

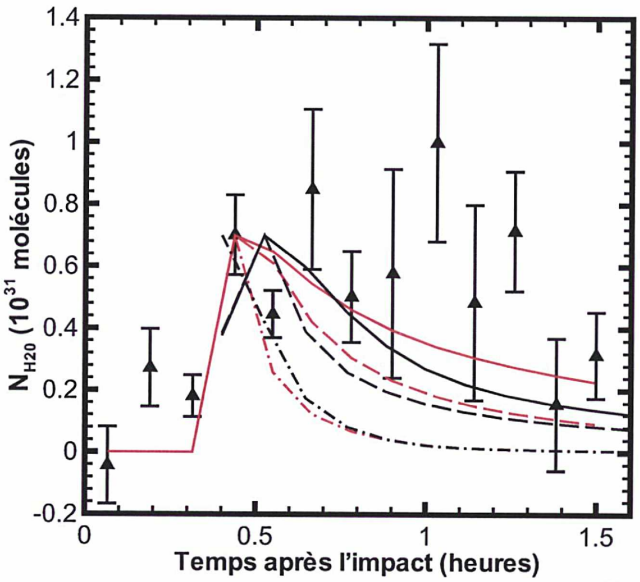


FIG. 5.19 – Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} ajustés à la valeur observée à TI + 0.5 h (DiSanti et al. 2007). Les données sont indiquées par des triangles. Le champ de vue est de 560 x 560 km. Pour la loi vitesse v_{ref} = 230 m s^{-1} et $q_v = 0.4$ et pour la distribution en taille une loi de puissance $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$. Les courbes rouges et noires correspondent respectivement au 1er et au 2ème cas limite. Les calculs ont été faits pour des grains de glace pure (trait continu), bicouches glacés (Ol) (trait long) et tricouches glacés (trait-point-point).

faudra donc injecter plus de grains de glace pure dans le modèle, dans le 1er cas, pour ajuster les observations. Pour les grains tricouches, tous les grains se sont entièrement sublimés avant de quitter le champ de vue. De même que pour la glace il faudra injecter plus de grains dans le 1er cas car la distance à parcourir par les molécules d'eau issues de la sublimation pour sortir du champ de vue est plus petite. Pour les grains bicouches (Ol), la contribution des gros grains est significative. Les gros grains restent plus longtemps dans le champ de vue dans le 2ème cas, d'où une production plus élevée des molécules d'eau et donc un nombre de grains à injecter plus faible.

Type de grain	N_{grains}	M_{ice} (kg)	N_{grains}	M_{ice} (kg)
	1er cas		2ième cas	
glace pure	8.51×10^{23}	7.32×10^{7}	3.57×10^{23}	3.07×10^{7}
bicouche glacé (Ol)	5.17×10^{21}	4.43×10^{5}	6.61×10^{21}	5.65×10^{5}
tricouche glacé	2.19×10^{21}	1.82×10^{5}	1.10×10^{21}	9.42×10^{4}

TAB. 5.6 – Nombre de grains, pour le 1er et le 2ème cas limite, entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduisent le N_{H_2O} observé dans les observations de DiSanti et al. (2007) et la masse de glace correspondante. Le champ de vue est de 560 × 560 km. Nous supposons une distribution en taille en loi de puissance avec $a_{min} = 0.1$ μm et $q = 3.7$ et une loi de vitesse avec v_{ref} = 230 m s^{-1} et $q_v = 0.4$. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table permettent d'expliquer la mesure N_{H_2O} à TI + 0.5 h.

5.4.2 Résultats de *Spitzer* avec la prise en compte du décalage

Dans cette section nous allons appliquer les deux cas limites pour le modèle dense avec t_{dec} = 20 min aux données d'observations de *Spitzer* pour un champ de vue de 5 × 5 pixels. Puisque l'évolution temporelle de N_{H_2O} dans le cas de la sublimation des grains de glace pure, est indépendante de la distribution en taille et de la distribution de vitesse (section 5.3.2), nous adopterons par la suite le décalage de 20 min déterminé à la section précédente. La variation temporelle de N_{H_2O} obtenue par ces modèles sera ajustée à la valeur N_{H_2O} = (3.5 ± 0.8) × 10^{31} molécules observée à TI + 0.67 h. L'étude sera effectuée pour les 4 jeux de paramètres récapitulés dans la table 5.7.

Jeu	Type de grain	loi de vitesse	distribution en taille
Jeu 1	glace d'eau pure bicouche glacé (Ol) tricouche glacé	v_{ref} = 230 m s^{-1} q_v = 0.4	a_{min} = 0.1 μm q = 3.7
Jeu 2	glace d'eau pure bicouche glacé (C)	v_{ref} = 230 m s^{-1} q_v = 0.55	a_{min} = 0.6 μm q = 3.3
Jeu 3	glace d'eau pure bicouche glacé (Ol) tricouche glacé	v_{ref} = 230 m s^{-1} q_v = 0.4	N_h = 3.7 M_h = 0
Jeu 4	glace d'eau pure bicouche glacé (C)	v_{ref} = 230 m s^{-1} q_v = 0.4	N_h = 3.7 M_h = 12

Tab. 5.7 – Définition des différents jeux de paramètres utilisés.

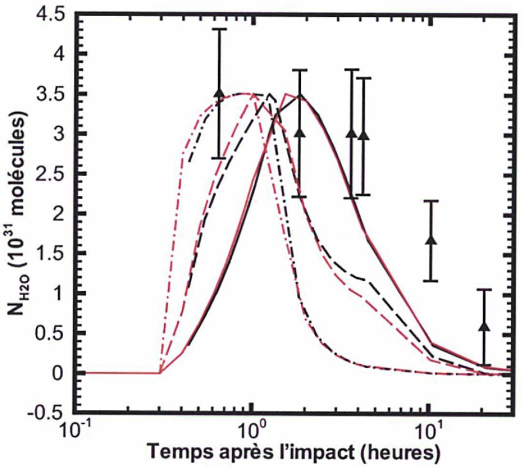
L'évolution temporelle de N_{H_2O} ajustée à la valeur des observations de *Spitzer* à TI + 0.67 h pour un champ de vue de 5 × 5 pixels est montrée sur la figure 5.20. Nous ne refaisons pas les calculs pour le jeu 3, car la loi de Hanner est équivalente à la loi de puissance avec q = 3.7 (jeu 1). De plus les lois de vitesses obtenues lors de l'étude du continuum de poussière pour le jeu 1 et le jeu 3 sont identiques pour les deux distributions en taille (Table 3.5).

Le nombre de grains entre 0.1–100 μm injecté dans le modèle dense dans les deux cas limites pour reproduire le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante sont récapitulés dans la table 5.8.

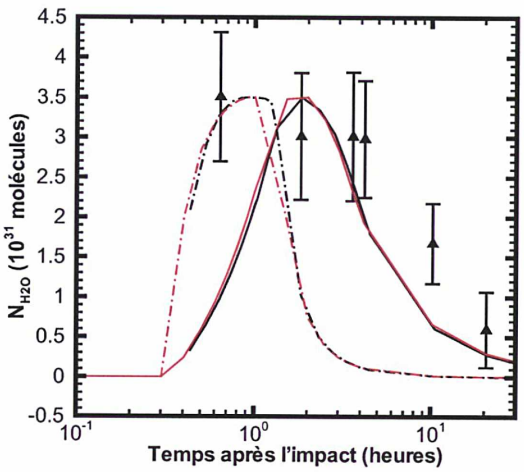
Nous voyons que la variation temporelle de N_{H_2O} dans le champ de vue est similaire pour les deux cas limites. La raison de cette similitude est due au fait qu'en 20 min, les plus gros grains et les plus petits grains ont parcouru respectivement la distance de 20 km et 80 km (soit respectivement 1 % et 10 % du champ de vue). Cependant, lorsque l'on tient compte du décalage de 20 min pour le début de la sublimation des grains, les molécules d'eau commencent à sortir du champ de vue 15 min plus tard par rapport au modèle sans décalage (Fig. 5.18) et donc l'instant où N_{H_2O} commence à décroître est décalé.

5.4.3 Analyse des données Keck-2

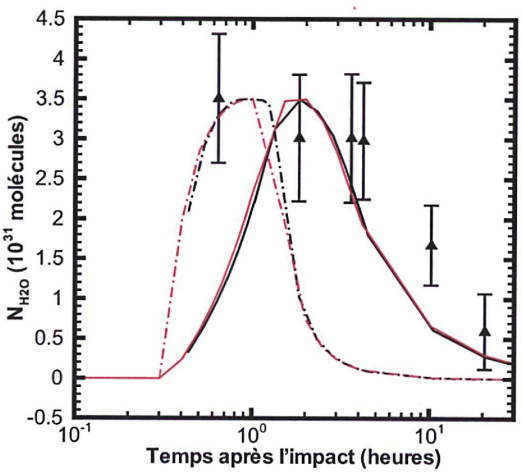
Nous allons chercher à voir s'il est possible de reproduire avec notre modèle l'évolution temporelle de DiSanti et al. (2007). Pour cela nous allons utiliser le nombre de grains nécessaire pour reproduire les données de *Spitzer* (Table 5.8) et nous allons comparer avec les observations de DiSanti et al. (2007).



(a) Jeu 1



(b) Jeu 2



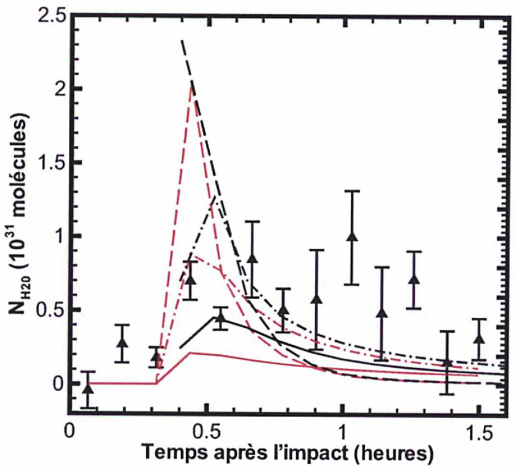
(c) Jeu 4

FIG. 5.20 – Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés à la valeur observée à TI + 0.67 h ($(3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules). Les données sont indiquées par des triangles. Le champ de vue est de 5 x 5 pixels. Les courbes rouges et noires correspondent respectivement au 1er et au 2ème cas limite. Les calculs ont été faits pour des grains de glace pure (trait continu), bicouches glacés (Ol) (trait long), bicouches glacés (C) (trait point) et tricouches glacés (trait-point-point.

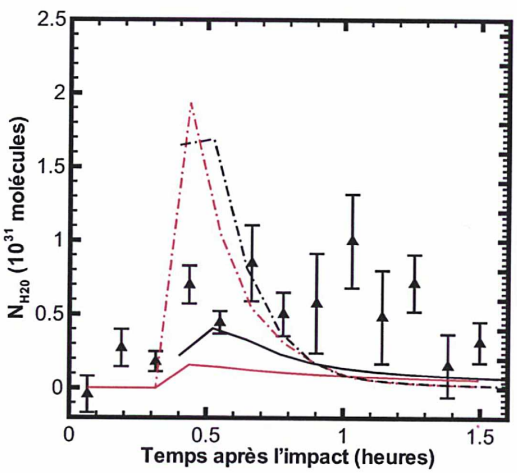
La figure 5.21 présente l'évolution temporelle de N_{H_2O} comparée aux observations DiSanti et al. (2007) pour un champ de vue de 560 × 560 km. Dans le cas des grains de pure glace, nous estimons un nombre de molécules d'eau trois fois plus faible que celle des données de DiSanti et al. (2007). Avec les grains tricouches glacés et les grains bicouches glacés (C) la colonne abondance est surestimée d'un facteur deux et l'évolution temporelle n'est pas reproduite. Par contre les grains bicouches glacés (Ol) reproduisent correctement les données du Keck.

Jeu	Type de grain	N_{grains}	M_{ice} (kg)	N_{grains}	M_{ice} (kg)
		1er cas		2ième cas	
Jeu 1	glace pure	3.0×10^{23}	2.57×10^{7}	2.68×10^{23}	2.30×10^{7}
	bicouche glacé (Ol)	7.61×10^{21}	6.50×10^{5}	1.39×10^{22}	1.18×10^{6}
	tricouche glacé	7.47×10^{21}	6.19×10^{5}	4.34×10^{21}	3.58×10^{5}
Jeu 2	glace pure	2.23×10^{24}	5.06×10^{10}	2.04×10^{24}	4.65×10^{10}
	bicouche glacé (C)	$2.2 \times 0\ 10^{21}$	1.00×10^{8}	6.55×10^{20}	1.48×10^{7}
Jeu 4	glace pure	3.95×10^{22}	5.62×10^{8}	3.78×10^{22}	5.37×10^{8}
	bicouche glacé (C)	5.92×10^{19}	8.32×10^{5}	1.94×10^{19}	2.73×10^{6}

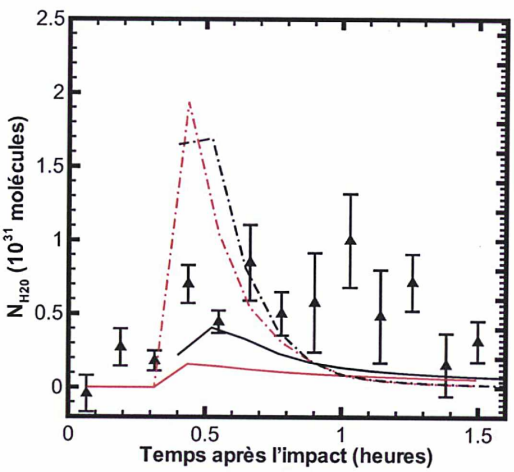
Tab. 5.8 – Nombre de grains, pour le 1er et le 2ème cas limite, entre 0.1–100 μm injectés dans le modèle dense qui reproduisent le N_{H_2O} observé dans les observations de *Spitzer* et la masse de glace correspondante. Le champ de vue de 5 × 5 pixels. Pour chacun des modèles les quantités données dans la table sont obtenues après ajustement des maximums à la mesure $N_{H_2O} = (3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules à TI + 0.67 h.



(a) Jeu 1



(b) Jeu 2



(c) Jeu 4

FIG. 5.21 – Modèles d'évolution temporelle de N_{H_2O} où les maximums sont ajustés à la valeur maximale des données de *Spitzer* observée à TI + 0.67 h ($(3.5 \pm 0.8) \times 10^{31}$ molécules). Les données de DiSanti et al. (2007) sont indiquées par des triangles. Le champ de vue est de 560 × 560 km. Les courbes rouges et noires correspondent respectivement au 1er et au 2ème cas limite. Les calculs ont été faits pour des grains de glace pure (trait continu), bicouches glacés (Ol) (trait long), bicouches glacés (C) (trait point) et tricouches glacés (trait-point-point).

5.5 Le rapport de masse poussière/glace d'eau dans les éjectas de Tempel 1

Nous avons vu que pour les grains de glace d'eau pure, seuls les grains dont la taille est comprise entre 0.1 et 0.5 μm contribuent à la production des molécules d'eau dans le champ de vue de *Spitzer* alors que pour les deux types de grains contenant des impuretés (bicouches glacés et tricouches glacés) tous les grains entre 0.1 et 100 μm y contribuent.

La masse totale de grains de glace pure permettant d'expliquer les mesures à $t >$ TI + 1.83 h pour le domaine de taille 0.1–1 μm (cas du modèle dense, Table 5.5) est de 7.6×10^6 kg. Cette valeur est 10 fois supérieure à la masse des grains réfractaires glacés requise pour expliquer la mesure à TI + 0.67 h. C'est pourquoi nous ne prendrons pas en compte dans le bilan total la contribution en glace des grains contenant des impuretés.

DiSanti et al. (2007) ont constaté qu'un décalage de 20 min, correspondant au temps nécessaire pour que le nuage optiquement épais devienne optiquement mince, devait être considéré. Ce décalage a été étudié à travers deux cas limites qui aboutissent à des masses de glace d'eau similaires pour les observations de *Spitzer* lorsque nous nous intéressons aux grains de glace pure.

Nous résumons dans la table 5.9 pour les 4 jeux de paramètres (Table 5.7), les masses totales de poussière obtenues lors de l'étude du continuum (section 3.4.5) et les masses de glace obtenues dans le cas du modèle dense pour des tailles < 1 μm, < 10 μm et < 100 μm. Le rapport de masse (pour les mêmes domaines de taille) poussière/glace est également donné dans la table 5.7. Dans l'hypothèse d'une distribution en taille similaire pour les grains de glace et les grains de poussière, il est essentiel en effet de prendre les mêmes domaines de tailles pour déterminer le rapport entre la masse de glace et la masse de poussière dans le noyau. Il faut rappeler qu'avec le modèle d'atmosphère raréfiée et le Jeu 1 nous obtenons $M_{ice} = 4.7 \times 10^6$ kg pour des grains de taille < 1 μm, soit une valeur 60 % fois plus faible (section 5.3.4).

Taille μm		Jeu 1	Jeu 2	Jeu 3	Jeu 4
≤ 1	M_{ice} (kg)	$\approx 7.6 \times 10^6$	$\approx 1.6 \times 10^9$	$\approx 7.6 \times 10^6$	$\approx 1.8 \times 10^7$
	M_d^{tot} (kg)	1.2×10^5	8.1×10^4	1.2×10^5	6.6×10^4
	M_d^{tot}/M_{ice}	≈ 0.02	$\approx 5 \times 10^{-5}$	≈ 0.02	≈ 0.004
≤ 10	M_{ice} (kg)	$\approx 1.6 \times 10^7$	$\approx 1.5 \times 10^{10}$	$\approx 1.6 \times 10^7$	$\approx 2.3 \times 10^8$
	M_d^{tot} (kg)	2.9×10^5	8.0×10^5	2.7×10^5	9.0×10^5
	M_d^{tot}/M_{ice}	≈ 0.02	$\approx 5 \times 10^{-5}$	≈ 0.02	≈ 0.004
≤ 100	M_{ice} (kg)	$\approx 2.3 \times 10^7$	$\approx 4.7 \times 10^{10}$	$\approx 2.3 \times 10^7$	$\approx 5.4 \times 10^8$
	M_d^{tot} (kg)	5.6×10^5	3.6×10^6	4.7×10^5	2.2×10^6
	M_d^{tot}/M_{ice}	≈ 0.03	$\approx 8 \times 10^{-5}$	≈ 0.02	≈ 0.004

Tab. 5.9 – Les masses totales de poussière obtenues lors de l'étude du continuum, les masses de glace obtenues dans le cas du modèle dense permettant d'expliquer les données *Spitzer* à partir de la sublimation des grains de glace pure pour des tailles < 1 μm, < 10 μm et < 100 μm et le rapport poussière/glace. Les différents jeux de paramètres sont définis dans la table 5.7.

Les jeux de paramètres 1, 2 et 3 conduisent à des masses de glace similaires. Les masses de glace obtenues pour le Jeu 1 et le Jeu 3 sont les mêmes car les lois de distribution en taille sont

identiques. Nous voyons que le Jeu 2 aboutit à une valeur de masse de glace très importante et irréaliste. Cela est dû au fait que ce jeu considère des grains de 0.6–100 μm dont la durée de vie est extrêmement longue.

Nous obtenons un rapport de masse après l'impact $M_d^{tot}/M_{ice} < 0.02$. Il est intéressant de comparer ce rapport après l'impact avec le rapport des taux de production poussière/eau avant l'impact. Nous estimons ce rapport à partir du taux de production de l'eau que nous avons déterminé, de 141 kg s^{-1}, et du taux de production de poussière de Schleicher et al. (2006), de 293 kg s^{-1}. Nous aboutissons à un rapport des taux de production poussière/eau avant l'impact de l'ordre de 2. Avec un rapport glace/poussière $\approx$ 30, nous pourrions conclure qu'une quantité importante de glace est présente sous la surface du noyau de la comète 9P/Tempel 1. Cependant, ce résultat ne semble pas très réaliste car cela conduit à des rapports O/Mg et O/Si très supérieurs à la valeur protosolaire. Puisque la masse de poussière déterminée dans ce travail est en accord avec d'autres valeurs publiées dans la littérature (section 3.4.5), nous avons donc cherché des solutions pour diminuer la masse de glace.

Notre première idée pour expliquer la production soutenue de vapeur d'eau avait été la sublimation des gros grains. Cependant notre étude à montré que l'évolution temporelle du gaz est reproduite par des petits grains de glace pure. Puisque les grains glacés contenant des impuretés, de taille comprise entre 0.1 et 100 μm, se sont totalement sublimés très près du noyau, l'évolution temporelle est gouvernée par la vitesse du gaz et donc les molécules d'eau issues de la sublimation de ces grains sortent très rapidement du champ de vue (section 5.3.3). Nous avons donc étendu la gamme de tailles des grains contenant des impuretés jusqu'à 1000 μm. Cependant ces grains, très lents, se subliment aussi très près du noyau et l'évolution temporelle du gaz n'est pas reproduite. Pour expliquer la production soutenue de molécules d'eau avec une quantité moindre de glace il faudrait significativement diminuer la vitesse d'expansion du gaz ce qui n'est pas réaliste aux vues des contraintes apportées par les observations dans le domaine radio.

Dans notre modèle nous avons supposé que la sublimation des grains a lieu à leur surface. Dans certains modèles plus réalistes (Gunnarsson 2003), les grains poreux sont des agglomérats constitués de grains plus petits et la surface de sublimation effective est plus importante. Nous avons donc considéré dans notre modèle des agglomérats constitués de grains de rayons 0.2 μm. Sous cette hypothèse, pour des agglomérats de rayon 0.5 μm et 100 μm, les surfaces de sublimation sont respectivement 1.5 et 75 fois plus grandes que pour la sphère efficace de même taille. Nous obtenons des valeurs de masse de glace qui ne sont que de 10 % inférieures.

Enfin, dans un souci de simplification, nos modèles ont été développés en supposant une symétrie sphérique, les éjectas formant une coquille autour du noyau. Il est clair que cette géométrie est irréaliste (Fig. 2.10). Le modèle développé par V. Zakharov, qui suppose une expansion des molécules d'eau produites par les grains dans un milieu raréfié, utilise l'approche numérique Monte Carlo qui permet plus de souplesse quant aux hypothèses géométriques. En supposant que les éjectas forment un cône de 45 degrés d'ouverture le long de la ligne de visée, nous obtenons une masse de glace seulement 15 % plus faible.

En résumé, nous avons exploré plusieurs alternatives pour réduire de façon significative la valeur de la masse de glace et le rapport glace/poussière. Cette masse de glace peut être réduite d'un facteur 2 tout au plus. Notre interprétation est que l'hypothèse d'une distribution en taille identique pour les grains de glace et la poussière est inadéquate. Des rapports glace/poussière plus réalistes peuvent être obtenus si l'on suppose une taille maximale pour

les grains de glace bien inférieure à celle des grains de poussière qui pourrait traduire leur fragmentation rapide après l'impact. Ceci est en accord avec les résultats de Sunshine et al. (2007) qui montrent que les particules de glace d'eau pure dans les éjectas ont une taille caractéristique d'environ 1 ± 1 μm. En utilisant la masse de poussière déterminée pour les domaines de taille 0.1–100 μm et celle des grains de glace pure de < 1 μm obtenue dans le cas du modèle raréfié, nous aboutissons à un rapport poussière/glace ≈ 0.1. Une valeur de 0.3 est obtenue lorsque nous étendons le domaine de taille de poussière à 10 mm. Si l'on compare ces valeurs au rapport poussière/gaz d'environ 2 de la coma ambiante, ceci suggère un enrichissement en glace d'un facteur > 6 dans les couches profondes du noyau.

Nos résultats contredisent ceux de Küppers et al. (2005) qui concluent à un noyau extrêmement pauvre en glace à partir de la mesure d'un rapport de masse poussière/gaz de 20–100 dans les éjectas. Cette différence provient de la masse de poussière importante déduite par Küppers et al. (2005) à partir des données *Rosetta*, valeur non confirmée dans les articles parus postérieurement sur les mêmes données (Keller et al. 2005).

Une mesure plus précise du rapport en masse glace/poussière dans les éjectas de 9P/Tempel 1 pourrait être obtenue. En effet, il devrait être possible de contraindre la distribution en taille des grains de glace en modélisant les spectres de la glace obtenus par *Deep Impact*. L'approche utilisée par Sunshine et al. (2007) est essentiellement qualitative et limitée à une comparaison avec des spectres de laboratoire.

Discussion et perspectives

Discussion

Ce travail de thèse a porté sur l'analyse des éjectas de la comète 9P/Tempel 1 produits par la mission Deep Impact en juillet 2005. La mesure du rapport en masse glace/poussière en était l'objectif *infine*. Ce travail s'est appuyé sur les données infrarouges obtenues avec le télescope spatial *Spitzer* dans le domaine de longueur d'onde 5.2–13.2 μm. Ces données, qui couvrent la période de 41.3 h avant l'impact jusqu'à 38 jours après l'impact, permettent d'étudier l'émission de fluorescence de la bande de vibration ν_2 de l'eau à 6.4 μm et l'émission thermique de la poussière. Ce travail de thèse a ainsi porté sur deux aspects : 1) une analyse de l'émission thermique des éjectas de poussière et de son évolution temporelle pour contraindre la composition des grains, les lois de distribution en taille et en vitesse ainsi que la masse des poussières ; 2) une analyse de l'intensité de la bande de l'eau à 6.4 μm afin de déterminer la masse de vapeur d'eau présente dans les éjectas et d'en déterminer son origine. Une grande partie de ce travail de thèse a été consacrée à de la modélisation.

Plusieurs modèles ont été développés au cours de ce travail de thèse. L'analyse du continuum dû aux poussières dans les spectres *Spitzer* a nécessité la modélisation de l'émission thermique de la poussière. Cette émission thermique étant fortement dépendante des propriétés des grains, j'ai été conduite à considérer différentes compositions de grains, y compris des mélanges de plusieurs composés. J'ai également introduit les deux lois de distribution en taille (Hanner et loi de puissance) utilisées dans la littérature, en particulier afin de faciliter les comparaisons avec les résultats d'autres auteurs. Ce modèle thermique, appliqué aux données *Spitzer*, a permis d'étudier l'évolution de la distribution en taille des grains, paramètre essentiel pour calculer la masse des éjectas dans le champ de vue, et son évolution temporelle.

L'évolution temporelle du flux thermique des poussières dans le champ de vue de *Spitzer* fournit des informations sur le champ de vitesse des grains de différentes tailles. L'analyse de cette évolution temporelle s'est faite au travers d'un modèle dépendant du temps de l'émission thermique des grains. Ce modèle considère une éjection de courte durée de grains au niveau du noyau et calcule leur expansion dans la coma en fonction de leur taille. Ce modèle m'a permis de calculer l'évolution de la distribution en taille des grains dans le champ de vue, pour comparaison aux valeurs déduites des observations, et de déterminer la loi de vitesse des grains en fonction de leur taille.

Deux modèles ont été également développés pour analyser et interpréter l'évolution temporelle du nombre de molécules d'eau dans le champ de vue de *Spitzer*. Un premier modèle dépendant du temps, essentiellement descriptif, a été développé pour déterminer les échelles de temps de production de la vapeur d'eau dans les éjectas. Un modèle physique complet de la sublimation de grains de glace a été ensuite réalisé pour expliquer la production soutenue de molécules d'eau après l'impact. Dans ce deuxième modèle dépendant du temps, la cinématique des molécules d'eau a été modélisée en utilisant deux hypothèses extrêmes : un milieu collisionnel et un milieu raréfié (en collaboration avec V. Zakharov pour le modèle de coma

raréfiée).

L'analyse des données *Spitzer* et le travail de modélisation m'ont permis d'obtenir plusieurs résultats, que je vais maintenant résumer.

En premier lieu, les données obtenues avant l'impact m'ont permis de mesurer le taux de production de l'eau pour la coma ambiante, égal à 4.7×10^{27} molécules s^{-1}. Cette valeur est en accord avec celles déterminées par Küppers et al. (2005), Feaga et al. (2007), Schleicher (2007) et Bensch et al. (2007) mais est deux fois plus faible que les valeurs déterminées par Biver et al. (2007), DiSanti et al. (2007) et Feldman et al. (2007b).

La distribution en taille des grains présents dans les éjectas montre qu'une importante quantité de petits grains a été éjectée durant l'impact. Ce résultat, qui découle de l'augmentation brutale de la température de couleur des grains après l'impact, conforte les conclusions établies par de nombreux auteurs. J'ai estimé la masse totale des éjectas de poussière à (0.7–1.2) $\times 10^5$ kg pour les tailles de grains $a < 1$ μm, (2.7–8.9) $\times 10^5$ kg pour $a < 10$ μm, et (0.5–2.1) $\times 10^6$ kg pour $a < 100$ μm. Ces estimations sont en accord pour les mêmes gammes de taille avec Harker et al. (2005), Lisse et al. (2006), Sugita et al. (2005) et Jorda et al. (2007) bien que la comparaison directe soit difficile car les différentes mesures utilisent leurs méthodes analytiques propres et différentes hypothèses.

Les données *Spitzer* indiquent que la vitesse des plus petits grains présents dans les éjectas est égale à 230 m s^{-1}. Cette valeur est en accord avec les mesures de Harker et al. (2007) et celles d'autres auteurs référencés par Ipatov & A'Hearn (2011). J'ai pu contraindre la pente de la loi de vitesse en fonction de la taille des grains à une valeur entre 0.35–0.5. Ceci est en accord avec une accélération des grains provoquée par leur interaction avec le gaz (Crifo & Rodionov 1997).

L'inaptitude de mes modèles à interpréter les données obtenues à TI+20.5 h suggère la présence d'une source additionnelle de production de petits grains, comme par exemple des processus de fragmentation. La fragmentation des grains n'est pas considérée dans mes modèles mais il serait utile de l'inclure dans le futur (Borkowski & Dwek 1995).

Mon travail a permis de mettre en évidence la présence de deux processus de production de molécules d'eau dans les éjectas : 1) une production sur une très courte échelle de temps après l'impact ; son origine est la sublimation de grains glacés de courte durée de vie ; les mesures obtenues au Keck-2 par DiSanti et al. (2007) permettent d'exclure une production directe par le noyau ; 2) une production d'eau sur une plus longue échelle de temps par la sublimation des grains de glace pure. J'ai estimé la masse d'eau injectée par l'impact à (7.4 $\pm$ 1.5) $\times 10^6$ kg. Ce résultat est en bon accord avec les valeurs déterminées par Keller et al. (2005), Biver et al. (2007), Mason et al. (2007) et reste en accord à un facteur 2 près avec celles de Schleicher et al. (2006) et DiSanti et al. (2007). La distribution spatiale des molécules d'eau présente un excès vers le Sud, correspondandant à la direction d'expansion du nuage des éjectas (cf. Lisse et al. (2006), Feaga et al. (2007) et Keller et al. (2007)).

La production soutenue d'eau après l'impact s'explique par la sublimation de grains de glace d'eau pure, de tailles allant de 0.1 à 0.5 μm. Ceci est un des résultats importants de mon travail. La masse de glace éjectée pendant l'impact est estimée à (0.8–1.8) $\times 10^7$ kg, si l'on considère les tailles de grains inférieures à 1 μm. Le rapport de masse poussières/glace dans la coma M_{ice}/M_d^{tot} est supérieur à 30 pour les grains inférieurs à 1 μm. Ainsi une grande quantité de petits grains de glace était présente dans la coma, peu après l'impact. Dans l'hypothèse d'une distribution en taille similaire pour les grains de glace et de poussière, nous pourrions conclure que les couches profondes du noyau de 9P/Tempel 1 excavées par l'impact

étaient très riches en glace ($M_{ice}/M_d^{tot} > 30$). Ce résultat n'est vraisemblablement pas très réaliste, bien que des modèles de la nébuleuse primitive prédisent de forts enrichissements en glace au niveau de la ligne des glaces (Ciesla & Cuzzi 2006). Notre interprétation est que l'hypothèse d'une distribution en taille similaire pour les grains de glace et de poussières n'est pas adéquate. Un rapport glace/poussière plus modeste peut être obtenu si l'on suppose que la taille maximale des grains de glace est de l'ordre de 1 μm, soit bien inférieure à celle des grains de poussière, en raison, par exemple, de leur fragmentation rapide après l'impact. En considérant des tailles de poussière inférieures à 10 mm, le rapport en masse glace/poussière est de l'ordre de 3, suggérant un enrichissement en glace d'un facteur 6 dans les couches profondes du noyau par rapport à la valeur mesurée du rapport gaz/poussière dans la coma ambiante.

Perspectives

Les modèles que j'ai développés ont de multiples applications. En premier lieu, ils peuvent être directement utilisés pour analyser les spectres infrarouges de comètes en sursaut d'activité, un exemple récent (2008) étant la comète 17P/Holmes. L'expertise que j'ai acquise dans la modélisation de l'émission thermique des poussières cométaires pourra être utilisée dans le futur pour préparer et interpréter de nouvelles observations de comètes dans les domaines infrarouge et millimétrique. De plus, l'étude in situ des comètes est aujourd'hui en plein essor grâce à l'exploration continue par des missions spatiales (Rosetta, Stardust-NExT, EPOXI), qui le plus souvent incluent une instrumentation infrarouge et parfois millimétrique dans leur charge utile.

1. Le télescope spatial Herschel de l'ESA : Une partie du programme clé sur le temps garanti d'Herschel "L'eau et la chimie associée dans le Système Solaire" est consacrée à l'observation des comètes. Le satellite Herschel fournit à la communauté scientifique un unique moyen d'explorer une partie méconnue du spectre submillimétrique et de l'infrarouge lointain (57–670 μm). Les instruments PACS (Photoconductor Array Camera and Spectrometer) et SPIRE (Spectral and Photometric Imaging REceiver) permettent l'étude de la poussière cométaire et l'obtention de contraintes sur les grosses particules de poussières. Plusieurs comètes ont déjà été observées : C/2006 W3 Christensen, 10P/Tempel 2, 103P/Hartley 2 et C/2009 P1 (Garradd). Ces observations pourraient être analysées avec mes modèles d'émission thermique des poussières dans le but de contraindre les distributions en taille et les quantités de poussière en utilisant différentes compositions de grains. Le domaine de longueur d'onde couvert par Herschel est le plus adapté pour cette étude, car l'essentiel de la masse des poussières se trouve dans les grosses particules. Les mesures dans les différentes comètes permettront d'étudier la diversité du rapport gaz/poussières en fonction des caractéristiques diverses des comètes (origine dynamique, activité intrinsèque). Ce travail préfigure les études qui seront réalisées dans le futur avec ALMA.
2. L'interféromètre ALMA : Les observations de comas de poussières dans le domaine millimétrique à submillimétrique (0.45 mm à 3 mm) avec une haute résolution angulaire et une haute sensibilité seront complémentaires à celles d'Herschel. ALMA permettra l'étude de comètes peu actives (notamment les comètes de l'écliptique)
3. La mission EPOXI : Cette mission est la 5ième mission de survol d'un noyau cométaire, à une distance de 694 km de la comète Hartley 2. Mon travail sur l'émission de la bande de vibration de l'eau pourrait être utilisé et étendu à l'étude de la distribution de l'eau et du CO_2 dans la coma de la comète Hartley 2. Mon travail sur la sublimation des grains glacés permettrait d'interpréter de nombreuses données acquises sur la comète

Hartley 2 et de déterminer la contribution des grains aux molécules d'eau observées dans la coma ainsi que leurs propriétés.

4. La mission spatiale Rosetta de l'ESA : Cette mission, lancée en 2004, va se placer en orbite autour de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko. Les instruments à bord permettent, entres autres, de déterminer la composition de la surface du noyau de la comète, d'identifier les espèces chimiques à l'état gazeux et dans la poussière, de caractériser la coma, de mesurer la température du noyau. Mon travail a de nombreuses applications pour l'analyse des données du spectro-imageur VIRTIS (Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer) et de l'instrument MIRO (Microwave Instrument for the Rosetta Orbiter).

En 2014, la mission Rosetta larguera, pour la première fois dans l'histoire de la science cométaire, un atterrisseur sur la surface de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko (Fig. 5.22). L'étude *in situ* couplée avec les observations de l'orbiteur de Rosetta ouvriront une nouvelle ère sur notre compréhension des mécanismes physiques qui ont joué un rôle lors de la formation planétaire.

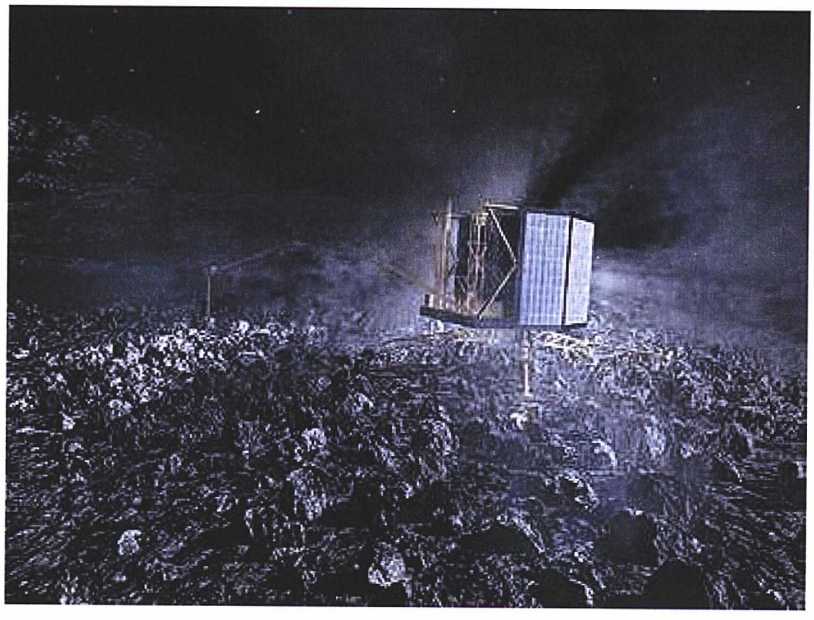


Fig. 5.22 – Vue d'artiste de l'atterrisseur Philae sur le noyau de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko.

ANNEXE A
Le modèle de Haser

La densité volumique des molécules mères $n_M(r)$ en fonction de la distance au noyau, vérifie l'équation de la masse :

$$\frac{\partial n_M(r)}{\partial t} + div(n_M(r)v) = -\frac{n_M(r)}{\tau_M}$$

où :

- $\tau_M = L_M v = 1/\beta_M$ est la durée de vie de la molécule, L_M est la longueur d'échelle du parent et β_M est le taux de photodissociation de l'espèce dans la coma.

En se plaçant en symétrie sphérique avec une vitesse constante dans la coma et un état stationnaire, on peut simplifier l'équation précédant sous la forme suivante :

$$\frac{v}{r^2}\frac{d}{dr}(n_M(r)r^2) = -\frac{n_M(r)}{\tau_M}$$

d'où

$$\frac{d}{dr}(n_M(r)r^2) = -\frac{n_M(r)r^2}{v\tau_M}$$

Par intégration on obtient :

$$n_M(r) = \frac{c}{r^2}e^{-r/l_M}$$

La constante est déterminée par un raisonnement géométrique en admettant que le nombre de molécules éjecté par le noyau, $N = Qdt$ avec Q le taux de production des molécules mères (molécules s^{-1}) et dans un intervalle de temps élémentaire, occupe le volume $V = 4\pi r^2 v dt$. D'où

$$n_M(r) \overset{r\to 0}{\to} \frac{N}{V} = \frac{Q.dt}{4\pi r^2 v.dt} = \frac{Q}{4\pi r^2 v}$$

Nous obtenons donc la densité des molécules mères par la formule suivante :

$$n_M(r) = \frac{Q}{4\pi r^2 v}e^{-r/l_M} \tag{A.1}$$

Pour déterminer la densité volumique des molécules filles ($n_F(r)$) il faut tenir compte de deux effets :

- la production par photodissociation des molécules mères,

– la destruction par photodissociation des molécules filles elles-mêmes.

L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial n_F(r)}{\partial t} + div(n_F(r)v) = \frac{n_M(r)}{\tau_M} - \frac{n_F(r)}{\tau_F}$$

Avec les mêmes hypothèses que précédemment l'équation de conservation de la masse de simplifie sous la forme suivante :

$$\frac{d}{dr}(n_F(r)r^2) = -\frac{r^2}{v}\left(\frac{n_M(r)}{\tau_M} - \frac{n_F(r)}{\tau_F}\right) = r^2\left(\frac{n_M(r)}{l_M} - \frac{n_F(r)}{l_F}\right)$$

où

- τ_M et τ_F sont respectivement les durées de vie des molécules mères et des molécules filles
- l_F est la longueur d'échelle de la molécule et est la longueur caractéristique de la destruction par photolyse de la molécule fille, l_M est la longueur caractéristique de la production de l'espèce fille par photodissociation de la molécule mère.

Par intégration de cette équation avec la condition aux limites suivantes, $n_F(0) = 0$, nous obtenons l'expression de la densité volumique des molécules filles :

$$n_F(r) = \frac{Q}{4\pi r^2 v}\frac{l_F}{l_M - l_F}(e^{-r/l_M} - e^{-r/l_F}) \tag{A.2}$$

Annexe B
Article : Gicquel et al. (2011)

En fin de rédaction.

Bibliographie

A'Hearn, M. F., Belton, M. J. S., Delamere, A., & Blume, W. H. 2005a, Space Sci. Rev., 117, 1

A'Hearn, M. F., Belton, M. J. S., Delamere, W. A., et al. 2011, Science, 332, 1396

A'Hearn, M. F., Belton, M. J. S., Delamere, W. A., et al. 2005b, Science, 310, 258

A'Hearn, M. F., Dwek, E., & Tokunaga, A. T. 1984a, ApJ, 282, 803

A'Hearn, M. F., Millis, R. L., Schleicher, D. G., Osip, D. J., & Birch, P. V. 1995, Icarus, 118, 223

A'Hearn, M. F., Schleicher, D. G., Millis, R. L., Feldman, P. D., & Thompson, D. T. 1984b, AJ, 89, 579

Barnard, E. E. 1896, ApJ, 3, 41

Bauer, J. M., Weissman, P. R., Choi, Y.-J., et al. 2007, Icarus, 187, 296

Beer, E. H., Podolak, M., & Prialnik, D. 2006, Icarus, 180, 473

Belton, M. J. S., Meech, K. J., A'Hearn, M. F., et al. 2005, Space Sci. Rev., 117, 137

Benkhoff, J. & Huebner, W. F. 1995, Icarus, 114, 348

Bensch, F., Melnick, G. J., Neufeld, D. A., et al. 2006, Icarus, 184, 602

Bensch, F., Melnick, G. J., Neufeld, D. A., et al. 2007, Icarus, 191, 267

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Boissier, J., et al. 2007, Icarus, 187, 253

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., et al. 1997, Earth Moon and Planets, 78, 5

Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et al. 2002, Earth Moon and Planets, 90, 323

Bockelée-Morvan, D. 1987, A&A, 181, 169

Bockelée-Morvan, D. & Crovisier, J. 1989, A&A, 216, 278

Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Mumma, M. J., & Weaver, H. A. 2004, Comets II, 391

Bockelée-Morvan, D., Gautier, D., Hersant, F., Huré, J.-M., & Robert, F. 2002, A&A, 384, 1107

Bockelée-Morvan, D., Lis, D. C., Wink, J. E., et al. 2000, A&A, 353, 1101

Bockelée-Morvan, D., Woodward, C. E., & Kelley, M. S. 2007, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 38, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #39, 508–+

Bockelée-Morvan, D., Woodward, C. E., Kelley, M. S., & Wooden, D. H. 2009, ApJ, 696, 1075

Bohren, C. F. & Huffman, D. R. 1983, New York : Wiley, 1983

Borkowski, K. J. & Dwek, E. 1995, ApJ, 454, 254

Bregman, J. D., Witteborn, F. C., Allamandola, L. J., et al. 1987, A&A, 187, 616

Brown, W. L., Lanzerotti, L. J., & Johnson, R. E. 1982, Science, 218, 525

Brownlee, D., Tsou, P., Aléon, J., et al. 2006, Science, 314, 1711

Busko, I., Lindler, D., A'Hearn, M. F., & White, R. L. 2007, Icarus, 187, 56

Campins, H., Lebofsky, L. A., Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1982, AJ, 87, 1867

Campins, H., Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1983, Nature, 302, 405

Campins, H. & Ryan, E. V. 1989, ApJ, 341, 1059

Ciesla, F. J. & Cuzzi, J. N. 2006, Icarus, 181, 178

Combi, M. R., Kabin, K., Dezeeuw, D. L., Gombosi, T. I., & Powell, K. G. 1997, Earth Moon and Planets, 79, 275

Cremonese, G., Boehnhardt, H., Crovisier, J., et al. 1997, ApJL, 490, L199+

Crifo, J. F. 1995, ApJ, 445, 470

Crifo, J.-F., Loukianov, G. A., Rodionov, A. V., & Zakharov, V. V. 2005, Icarus, 176, 192

Crifo, J. F. & Rodionov, A. V. 1997, Icarus, 127, 319

Crovisier, J. 1989, A&A, 213, 459

Crovisier, J. 1994, JGR, 99, 3777

Crovisier, J., Brooke, T. Y., Leech, K., et al. 2000, Thermal Emission Spectroscopy and Analysis of Dust, Disks, and Regoliths, 196, 109

Crovisier, J. & Encrenaz, T. 1983, A&A, 126, 170

Crovisier, J., Leech, K., Bockelee-Morvan, D., et al. 1997, Science, 275, 1904

Davidsson, B. J. R., Gutiérrez, P. J., & Rickman, H. 2007, Icarus, 187, 306

Davies, J. K., Roush, T. L., Cruikshank, D. P., et al. 1997, Icarus, 127, 238

Delsemme, A. H. & Miller, D. C. 1971, PSS, 19, 1229

DiSanti, M. A., Villanueva, G. L., Bonev, B. P., et al. 2007, Icarus, 187, 240

Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jaeger, C., & Mutschke, H. 1995, A&A, 300, 503

Ernst, C. M. & Schultz, P. H. 2007, Icarus, 190, 334

Fanale, F. P. & Salvail, J. R. 1984, Icarus, 60, 476

Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, ApJS, 154, 10

Feaga, L. M., A'Hearn, M. F., Sunshine, J. M., Groussin, O., & Farnham, T. L. 2007, Icarus, 190, 345

Feldman, P. D., Cochran, A. L., & Combi, M. R. 2004, Comets II, 425

Feldman, P. D., McCandliss, S. R., Route, M., et al. 2007a, Icarus, 187, 113

Feldman, P. D., Stern, S. A., Steffl, A. J., et al. 2007b, Icarus, 187, 104

Fernández, J. A., Gallardo, T., & Brunini, A. 2004, Icarus, 172, 372

Fernández, Y. R. 2000, Earth Moon and Planets, 89, 3

Fernández, Y. R., Meech, K. J., Lisse, C. M., et al. 2003, Icarus, 164, 481

Fernández, Y. R., Meech, K. J., Lisse, C. M., et al. 2007, Icarus, 191, 11

Flynn, G. J., Bleuet, P., Borg, J., et al. 2006, Science, 314, 1731

Fulle, M., Leblanc, F., Harrison, R. A., et al. 2007, ApJL, 661, L93

Greenberg, J. M. & Hage, J. I. 1990, ApJ, 361, 260

Groussin, O., A'Hearn, M., Belton, M. J. S., et al. 2010, Icarus, 205, 627

Groussin, O., A'Hearn, M. F., Li, J.-Y., et al. 2007, Icarus, 187, 16

Grün, E., Hanner, M. S., Peschke, S. B., et al. 2001, A&A, 377, 1098

Gunnarsson, M. 2003, A&A, 398, 353

Hage, J. I. & Greenberg, J. M. 1990, ApJ, 361, 251

Hanner, M. S. 1981, Icarus, 47, 342

Hanner, M. S. 1984a, Advances in Space Research, 4, 189

Hanner, M. S. 1984b, ApJL, 277, L75

Hanner, M. S. & Bradley, J. P. 2004, Comets II, 555

Hanner, M. S., Lynch, D. K., & Russell, R. W. 1994, ApJ, 425, 274

Hanner, M. S., Lynch, D. K., Russell, R. W., et al. 1996, Icarus, 124, 344

Hanner, M. S., Tedesco, E., Tokunaga, A. T., et al. 1985, Icarus, 64, 11

Hanner, M. S. & Zolensky, M. E. 2010, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 815, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, ed. T. Henning, 203–232

Harker, D. E., Wooden, D. H., Woodward, C. E., & Lisse, C. M. 2002, ApJ, 580, 579

Harker, D. E., Woodward, C. E., & Wooden, D. H. 2005, Science, 310, 278

Harker, D. E., Woodward, C. E., Wooden, D. H., Fisher, R. S., & Trujillo, C. A. 2007, Icarus, 190, 432

Harmon, J. K., Nolan, M. C., Ostro, S. J., & Campbell, D. B. 2004, Comets II, 265

Harris, A. W. 1998, Icarus, 131, 291

Hersant, F., Gautier, D., & Huré, J.-M. 2001, ApJ, 554, 391

Holmes, E. 1892, The Observatory, 15, 441

Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., et al. 2004, ApJS, 154, 18

Howell, E. S., Lovell, A. J., Butler, B., & Schloerb, F. P. 2007, Icarus, 187, 228

Huebner, W. F. 2003, Advances in Space Research, 31, 2555

Huebner, W. F., Keady, J. J., & Lyon, S. P. 1992, ApSS, 195, 1

Ipatov, S. I. & A'Hearn, M. F. 2011, MNRAS, 414, 76

Jacquinet-Husson, N., Scott, N. A., Chédin, A., et al. 2008, JQSRT, 109, 1043

Jorda, L., Lamy, P., Faury, G., et al. 2007, Icarus, 187, 208

Kawakita, H., Watanabe, J.-i., Ootsubo, T., et al. 2004, ApJL, 601, L191

Keller, H. U., Britt, D., Buratti, B. J., & Thomas, N. 2004, Comets II, 211

Keller, H. U., Jorda, L., Küppers, M., et al. 2005, Science, 310, 281

Keller, H. U., Küppers, M., Fornasier, S., et al. 2007, Icarus, 187, 87

Kissel, J., Brownlee, D. E., Buchler, K., et al. 1986, Nature, 321, 336

Klinger, J., Levasseur-Regourd, A.-C., Bouziani, N., & Enzian, A. 1996, PSS, 44, 637

Knight, M. M., Walsh, K. J., A'Hearn, M. F., et al. 2007, Icarus, 187, 199

Koike, C., Shibai, H., & Tuchiyama, A. 1993, MNRAS, 264, 654

Kolokolova, L., Hanner, M. S., Levasseur-Regourd, A.-C., & Gustafson, B. Å. S. 2004, Comets II, 577

Küppers, M., Bertini, I., Fornasier, S., et al. 2005, Nature, 437, 987

Lamy, P. L. 1974, A&A, 35, 197

Lamy, P. L., Toth, I., A'Hearn, M. F., Weaver, H. A., & Weissman, P. R. 2001, Icarus, 154, 337

Lamy, P. L., Toth, I., Fernandez, Y. R., & Weaver, H. A. 2004, Comets II, 223

Lamy, P. L., Toth, I., Weaver, H. A., A'Hearn, M. F., & Jorda, L. 2009, A&A, 508, 1045

Lara, L. M., Boehnhardt, H., Gredel, R., et al. 2007, A&A, 465, 1061

Lellouch, E., Crovisier, J., Lim, T., et al. 1998, A&A, 339, L9

Levison, H. F., Duncan, M. J., Dones, L., & Gladman, B. J. 2006, Icarus, 184, 619

Li, J., Jewitt, D., Clover, J. M., & Jackson, B. V. 2011, ApJ, 728, 31

Li, J.-Y., A'Hearn, M. F., Belton, M. J. S., et al. 2007, Icarus, 187, 41

Lichtenegger, H. I. M. & Komle, N. I. 1991, Icarus, 90, 319

Lien, D. J. 1990, ApJ, 355, 680

Lisse, C. M., A'Hearn, M. F., Farnham, T. L., et al. 2005a, Space Sci. Rev., 117, 161

Lisse, C. M., A'Hearn, M. F., Groussin, O., et al. 2005b, ApJL, 625, L139

Lisse, C. M., A'Hearn, M. F., Hauser, M. G., et al. 1998, ApJ, 496, 971

Lisse, C. M., Kraemer, K. E., Nuth, J. A., Li, A., & Joswiak, D. 2007, Icarus, 187, 69

Lisse, C. M., VanCleve, J., Adams, A. C., et al. 2006, Science, 313, 635

Mason, K. O., Chester, M., Cucchiara, A., et al. 2007, Icarus, 187, 123

Maxwell-Garnett, J. C. 1904, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, 203, 385

Meech, K. J., A'Hearn, M. F., Fernández, Y. R., et al. 2005, Space Sci. Rev., 117, 297

Morbidelli, A., Levison, H. F., & Gomes, R. 2008, The Solar System Beyond Neptune, 275

Mukai, T. & Schwehm, G. 1981, A&A, 95, 373

Mumma, M. J., DiSanti, M. A., Magee-Sauer, K., et al. 2005, Science, 310, 270

Oort, J. H. 1950, Bull. Astron. Inst. Neth., 11, 91

Prialnik, D. & Mekler, Y. 1991, ApJ, 366, 318

Richardson, J. E., Melosh, H. J., Lisse, C. M., & Carcich, B. 2007, Icarus, 190, 357

Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, ApJS, 154, 25

Rothman, L. S., Gordon, I. E., Barbe, A., et al. 2009, JQSRT, 110, 533

Sag, T. W. & Szekeres, G. 1964, Journal of Computational and Applied Mathematics, 18, 245

Schleicher, D. G. 2007, Icarus, 190, 406

Schleicher, D. G., Barnes, K. L., & Baugh, N. F. 2006, AJ, 131, 1130

Schultz, P. H., Eberhardy, C. A., Ernst, C. M., et al. 2007, Icarus, 190, 295

Schulz, R., Owens, A., Rodriguez-Pascual, P. M., et al. 2006, A&A, 448, L53

Smith, J. D. T., Armus, L., Dale, D. A., et al. 2007, PASP, 119, 1133

Stern, S. A. & Weissman, P. R. 2001, Nature, 409, 589

Sugita, S., Ootsubo, T., Kadono, T., et al. 2005, Science, 310, 274

Sunshine, J. M., A'Hearn, M. F., Groussin, O., et al. 2006, Science, 311, 1453

Sunshine, J. M., Groussin, O., Schultz, P. H., et al. 2007, Icarus, 190, 284

Thomas, P. C., Veverka, J., Belton, M. J. S., et al. 2007, Icarus, 187, 4

Van de Hulst, H. C. 1957, Light Scattering by Small Particles, New York : John Wiley AMP Sons, 1957

Warren, S. G. 1984, Applied Optics, 23, 1206

Weiler, M., Rauer, H., Knollenberg, J., & Sterken, C. 2007, Icarus, 190, 423

Weissman, P. R., Asphaug, E., & Lowry, S. C. 2004, Comets II, 337

Wooden, D. H., Harker, D. E., Woodward, C. E., et al. 1999, ApJ, 517, 1034

Woodward, C. E., Kelley, M. S., Bockelée-Morvan, D., & Gehrz, R. D. 2007, ApJ, 671, 1065

Yang, B., Jewitt, D., & Bus, S. J. 2009, AJ, 137, 4538

Yeomans, D. K., Giorgini, J. D., & Chesley, S. R. 2005, Space Sci. Rev., 117, 123

Zolensky, M. E., Zega, T. J., Yano, H., et al. 2006, Science, 314, 1735

OBSERVATOIRE DE PARIS