



Etude des comètes en interférométrie milimétrique

Jeremie Boissier

► To cite this version:

Jeremie Boissier. Etude des comètes en interférométrie milimétrique. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2007. Français. NNT : . tel-00232787

HAL Id: tel-00232787

<https://theses.hal.science/tel-00232787>

Submitted on 1 Feb 2008

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.

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France

DOCTORAT

UFR de Physique

Spécialité : Astrophysique et Instrumentation Associée

JÉRÉMIE BOISSIER

Étude des comètes en interférométrie millimétrique

Analyse des observations des molécules CS, H₂S, SO et CO
dans la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp)
à l'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM

Thèse dirigée par Dominique BOCKELÉE-MORVAN

Soutenue le 23 novembre 2007

Composition du jury :

Marcello FULCHIGNONI	Président
Stéphane GUILLOTEAU	Rapporteur
Heike RAUER	Rapporteur
Hervé COTTIN	Examineur
Pierre ENCRENAZ	Examineur
Laurent JORDA	Examineur
Dominique BOCKELÉE-MORVAN	Directrice de thèse

Remerciements

Au cours de mes trois années de doctorat, j'ai bénéficié de l'aide, du soutien ou de la compagnie de nombreuses personnes, ces quelques lignes sont là pour leur exprimer ma gratitude.

Avant toute chose, je souhaite remercier Marcello Fulchignoni d'avoir présidé mon jury de thèse, Laurent Jorda, Hervé Cottin et Pierre Enrenaz d'avoir été examinateurs et Stéphane Guilloteau et Heike Rauer d'avoir accepté la lourde tâche de rapporteur.

Ma plus grande reconnaissance va à Dominique Bockelée-Morvan avec qui ce fut un réel plaisir de travailler. Ses conseils, ses remarques et sa confiance m'ont fait avancer semaines après semaines jusqu'à l'aboutissement de ces trois ans de recherche que représente ce manuscrit.

Merci également à Jacques Crovisier, Nicolas Biver, Pierre Colom et Vladimir Zakharov qui complètent l'excellente *équipe comètes* du LESIA. A leur contact j'ai énormément appris dans de nombreux domaines.

Merci à Alexander V. Rodionov et Jean-François Crifo de m'avoir fourni les résultats de leurs simulations numériques et merci à Florence Henry pour les outils qu'elle a développés avant mon arrivée au LESIA et que j'ai pu utiliser au cours de mes travaux.

Les raisons pour lesquelles je dois remercier Raphaël Moreno sont nombreuses, de l'initiation aux observations au 30m de l'IRAM à des suggestions plus que constructives la veille de ma soutenance, de la découpe du Jamón Serrano aux cinq cents pauses-café que nous avons partagées, sans oublier toutes les discussions concernant les observations interférométriques et le Plateau de Bure ni la recherche d'un commissariat à Madrid.

Je remercie également Darek Lis, avec qui les observations au CSO à Hawaï furent très enrichissantes ainsi que Roberto Neri et Jan-Martin Winters, qui m'ont permis de découvrir *en vrai* le Plateau de Bure, d'avoir envie d'y retourner et d'y travailler aujourd'hui.

Je tiens ici à remercier les occupants de la mezzanine à l'IAP (Alain Lecavelier des Étangs, Alfred Vidal-Madjar, Roger Ferlet, Guillaume Hébrard et Jean-Michel Désert) qui m'ont donné au cours de mon stage de DEA une belle image de la recherche et ont confirmé mon envie de continuer dans cette voie en débutant une thèse.

Merci aussi à Jacqueline Plancy, qui m'a donné sans compter toutes sortes d'informations et de biscuits lorsque le besoin s'en est fait sentir ainsi qu'à Hélène qui a plus qu'efficacement chassé les fautes d'orthographe dans le texte.

Je voudrais ici saluer toutes les personnes avec qui j'ai pris du plaisir à partager la vie de l'Observatoire. Il y a d'abord les membres du ex-ARPEGES (François, Daniel, Éric, Nicole et Nicole, Jean-Michel, Jean,...) pour tous ces repas au cours desquels nous avons fustigé sans relâche les gouvernements Raffarin, de Villepin et Fillon.

Viennent ensuite les occupants du bâtiment 17b (Emmanuel, Thierry, Arielle, Fred, Sonia,...) ainsi que les joueurs de foot (Arnaud, Laurent,...) et de volley (Fred, Yann,...); tous ont largement contribué à rendre la vie à Meudon agréable.

En arrivant au LESIA j'ai profité de l'expérience de thésards déjà en place (Evelyne, Etienne, Patrick,...), ce qui s'est avéré très utile à plusieurs reprises, notamment lors des pots. Salut à eux, ainsi qu'aux étudiants *plus jeunes* (Anne, Aurélie, Erwan, Marc, Xavier et j'en oublie) que ce fut un plaisir de spammer pour l'organisation des journées des Thèses 2006 et 2007, des séminaires et des barbecues étudiants.

Je n'ai heureusement pas passé l'intégralité de mon temps au bureau pendant ma thèse. Je souhaite saluer et remercier tous ceux et celles qui ont participé à ma vie hors observatoire et qui ont par là contribué à l'aboutissement de mon travail. J'ai bien peur de ne pouvoir citer tout le monde, que ceux que j'oublie me le pardonnent.

En premier lieu merci à Philippe qui, entre autres choses, m'a fait découvrir le Pantalon. Ce bar est devenu le principal point de rencontre avec les anciens du DEA de Paris (Aglaré, Alexie, David, Dimitra, Faustine, Jeff, Julio, Nicolas, Pac, Sandrine), particulièrement après le départ de Dimitra de son fabuleux appartement de la rue des Gravilliers (vous savez, celui avec la chambre-salle de bain). Je me rappellerai longtemps les sessions "*El pantalón de los que hablan español*" : Muchas gracias a Julio, Juan y Alvaro que me han permitido mejorar mi español. Merci aussi à l'abbaye de Grimbergen et à Menguy's qui ont agrémenté les mémorables après-midi musicaux avec Jeff le Sauvage (dit mister Kebab) et merci à lui d'avoir suivi mon rythme, même quand j'étais à contretemps.

Les écoles et autres meetings auxquels j'ai participé m'ont également permis de passer de très bons moments avec des personnes d'origines et de styles différents. Je pense ici en particulier à Nicolas pour Grenoble et Madrid, à Audrey et Olivier pour le Brésil et à Baptiste, Marion, Anny et Magali pour Nancy. Greetings to the brotherhood of the "Scattered ones", created in Mürren in March 2005. Mille grazie ad Ele e Ro che mi hanno fatto scoprire la Bandabardò e la sua meravigliosa musica.

Salut à toute la famille, parents, grand-parents, oncles et tantes qui m'ont toujours donné envie d'aller passer un peu de temps dans l'arrière pays montpelliérain, où le soleil brille 1,5 fois plus qu'à Paris. Merci en particulier à Sam, qui n'est peut-être pas étranger à mon choix de faire une thèse en astrophysique et à Laure qui n'est certainement pas étrangère à mon goût pour les T-shirts originaux et les concerts. Spéciale dédicace à Dudu, l'un des rares (le seul ?) canidés cités dans deux thèses en astrophysique (voir Boissier, 2000). Salut aussi à Seb de Laure, Luc de Hélène et à tous les collègues locaux : (N)Eric, Mathias (dont le surnom est malheureusement censuré), Nico (ma sœur), Yann et Vincent (le rider fou).

Finalement merci à Flora qui a su pendant ces trois années (et qui continue à) me donner envie de rentrer à la maison, d'oublier les comètes et de me remettre au jardinage.

Résumé

Les comètes nous renseignent sur les conditions physico-chimiques du Système Solaire en formation. Leur observation en interférométrie millimétrique permet de cartographier l'émission des molécules dans la coma interne et d'étudier la morphologie du dégazage depuis le noyau. Des données de qualité unique ont été obtenues sur la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp) avec l'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM. Au cours de ma thèse j'ai analysé les données concernant H_2S , SO , CS et CO . Mes travaux montrent que les molécules H_2S et CO proviennent du noyau. La distribution radiale de l'émission de CS est compatible avec une source légèrement étendue, en accord avec sa production par la photolyse de CS_2 . Le taux de photodissociation de CS est mesuré. La distribution radiale de SO est plus étendue que si ce radical était créé uniquement par la photodissociation de SO_2 . Cela suggère la présence dans la coma d'une autre source de SO ou d'une source étendue de SO_2 . Les observations indiquent que H_2S est libéré de manière quasi isotrope à la surface du noyau. CS et SO sont présents dans un jet à haute latitude sur le noyau. Le jet de CO proche de l'équateur résulte d'une inhomogénéité de production à la surface et non d'une structure de choc liée à la forme et à la topographie du noyau, comme le montrent les simulations réalisées à partir des résultats d'un modèle hydrodynamique de coma. Nous interprétons les différences entre les profils de dégazage des différentes espèces comme une conséquence de l'inhomogénéité de composition du noyau. Les outils et les méthodes développés seront utiles pour préparer et analyser les futures observations de comètes en interférométrie millimétrique.

Abstract

Comets provide clues to the physical and chemical conditions in the early Solar System. A powerful tool to image the spatial distribution of gaseous species in their inner atmosphere is from millimetre spectroscopy using interferometry techniques. Unique data were acquired in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) at the IRAM Plateau de Bure interferometer. During my thesis, I concentrated on the data acquired on the H₂S, SO, CS and CO molecules to study their radial extension as well as the coma structure. I showed that H₂S and CO are released by the nucleus. The radial distribution of CS emission is consistent with CS being produced from CS₂ photolysis. The observed SO distribution is more extended than that expected if created by the photodissociation of SO₂. This suggests that another source of SO is present in the coma or that at least part of SO₂ is released by an extended source. The H₂S outgassing is almost uniform at the nucleus surface, while part of the CS and SO molecules are concentrated in a high latitude jet. Using a physical model of the coma, I showed that the strong CO spiralling structure originating near the nucleus equator reflects a strong inhomogeneity in CO outgassing at the nucleus surface and not a shock structure created by shape and topography effects. The differences between the outgassing patterns of the different species may indicate that the nucleus composition is inhomogeneous. Tools and methods used during this study will be useful to prepare and analyse future observations of comets in millimetre interferometry.

Table des matières

Introduction	13
1 Les comètes	17
1.1 Les témoins de la formation du Système Solaire	17
1.1.1 Qu'est ce qu'une comète ?	17
1.1.2 L'origine des comètes	22
1.1.3 L'étude des comètes	23
1.2 La science cométaire	25
1.2.1 De l'antiquité au XXI ^e siècle	25
1.2.2 Les observations à distance	29
1.2.3 Le futur de la science cométaire	32
1.3 La comète Hale-Bopp	33
2 La radioastronomie (sub-)millimétrique	37
2.1 Les observations avec une antenne unique	37
2.1.1 Les radiotélescopes	37
2.1.2 Analyse scientifique du signal	40
2.1.3 Observations spectroscopiques de comètes avec une antenne unique	44
2.2 L'interférométrie millimétrique	47
2.2.1 La théorie	47
2.2.2 Des visibilités à la carte interférométrique	49
2.2.3 Observations de comètes en interférométrie millimétrique	52
2.3 L'interféromètre du Plateau de Bure	54
2.3.1 Description	54
2.3.2 Protocole d'observation	55
2.3.3 Les observations de Hale-Bopp au Plateau de Bure	56
3 Simuler les observations de la comète Hale-Bopp avec l'interféromètre du Plateau de Bure	59
3.1 Introduction	59
3.2 Modèle de densité	60
3.2.1 Modèle 1-D	60
3.2.2 Extension du modèle 1-D	62

10 – TABLE DES MATIÈRES

3.2.3	Les modèles hydrodynamiques	65
3.3	Excitation des niveaux rotationnels	65
3.3.1	Collisions avec les neutres	67
3.3.2	Collisions électroniques	67
3.3.3	Excitation radiative	68
3.3.4	L'excitation dans Hale-Bopp lors des observations au Plateau de Bure	69
3.4	Intégration sur la ligne de visée	71
3.4.1	Principe général	71
3.4.2	Equation du transfert de rayonnement	73
3.4.3	Calcul de spectres ON–OFF synthétiques	74
3.4.4	Calculs de visibilité synthétiques	75
4	Etude des observations des composés soufrés	77
4.1	Les composés soufrés dans les comètes	77
4.2	Les observations	80
4.2.1	Description	80
4.2.2	Spectres ON–OFF	80
4.2.3	Cartes de flux intégré	84
4.2.4	Astrométrie	86
4.2.5	Cartes spectrales	89
4.3	Etude de l'extension radiale des molécules	89
4.3.1	Sulfure d'hydrogène H ₂ S	94
4.3.2	Sulfure de carbone CS	94
4.3.3	Monoxyde de soufre SO	101
4.4	Analyse de la structure de la coma	104
4.4.1	Les déviations par rapport au modèle à 1-D	104
4.4.2	Les modèles utilisés	104
4.4.3	Vision d'ensemble	112
5	Etude des observations du monoxyde de carbone	115
5.1	Les observations du monoxyde de carbone dans Hale-Bopp	115
5.1.1	Description	115
5.1.2	Observations ON–OFF	116
5.1.3	Observations interférométriques	118
5.1.4	Modèle phénoménologique	123
5.2	Un modèle physique	123
5.2.1	Introduction	123
5.2.2	Description du modèle	126
5.2.3	Les différentes solutions	129
5.3	Résultats	133
5.3.1	Solution 1	135
5.3.2	Solution 2	137
5.3.3	Solution 3	138
5.3.4	Solution 4	138

5.3.5	Solution 5	139
5.3.6	Synthèse	140
5.4	Conclusions	147
5.4.1	Contraintes sur la morphologie du dégazage	147
5.4.2	Extension radiale du gaz dans la coma	147
5.4.3	Comparaison avec les résultats du modèle phénoménologique	148
Conclusion		149
Bibliographie		153
Annexes		163
A Simulations numériques de CO		163
B Publications		175
B.1	Boissier et al., 2007	175
B.2	Biver et al., 2007	193
B.3	Lis et al. 2007	213
B.4	Boissier et al. 2006	220
C Liste de publications		225

Introduction

Certaines comètes sont si brillantes que l'on peut les observer à l'œil nu, parfois même en plein jour. Elles prennent parfois un aspect spectaculaire, en présentant deux queues distinctes occupant une partie conséquente du ciel, et ont été remarquées dès l'Antiquité. Ne pouvant expliquer leur apparition, leur évolution ou leur allure, les savant-astrologues de l'époque en firent des mauvais présages. Leur étude scientifique naquit au XVIII^e siècle, quand Edmond Halley identifia plusieurs passages d'une même comète (1P/Halley) et fit la prévision de sa prochaine apparition, donnant naissance à l'étude de la dynamique des comètes. Les comètes sont depuis considérées comme des astres du Système Solaire et une nouvelle question se pose, celle de leur nature physique. Cette question est encore ouverte même si un grand pas en avant fut effectué avec la parution du modèle de la "boule de neige sale" de Fred Whipple, en 1950, selon lequel les comètes sont des corps de quelques kilomètres composés majoritairement de glace d'eau et de poussières. Lorsqu'elles se rapprochent du Soleil, les glaces sont chauffées jusqu'à se sublimer, libérant du gaz et des poussières dans l'espace interplanétaire. Ce modèle a été confirmé par l'exploration spatiale de la comète 1P/Halley en 1986 et le problème aujourd'hui est de déterminer en détail la composition des noyaux cométaires et de comprendre leur origine. Les différentes méthodes utilisées seront présentées dans le Chapitre 1, ainsi qu'un état des lieux de la conception actuelle des comètes.

Selon le scénario standard de formation du Système Solaire, les planètes se sont formées par collisions et agrégation de planétésimaux, des objets kilométriques apparus préalablement dans le disque protoplanétaire. Ceux qui n'ont pas participé à la formation des planètes géantes sont depuis préservés dans les régions les plus externes du Système Solaire, où ils n'ont probablement pas subi une évolution physique radicale. Il arrive que l'un d'eux se trouve perturbé et pénètre dans le Système Solaire interne sous la forme d'une comète. Ainsi, les comètes pourraient porter en elles de quoi contraindre les conditions physico-chimiques qui régnaient dans le Système Solaire jeune, à l'époque de la formation planétaire.

C'est pourquoi les observations astronomiques des comètes aujourd'hui ont pour objectif de comprendre la structure, la composition et l'origine de la matière qui forme leurs noyaux. Comme nous l'expliquons dans le Chapitre 2, les observations radio (et en particulier la spectroscopie dans les longueurs d'onde millimétriques) permettent d'étudier la coma interne, en observant les transitions rotationnelles des molécules mères, qui proviennent des glaces du noyau. La première détection d'une molécule cométaire en radioastronomie a eu lieu en 1973 avec l'observation des raies à 18 cm du radical OH dans la comète Kouhoutek avec le radiotélescope de Nançay. La liste s'est nettement allongée depuis et une vingtaine de



Fig. 1: La comète C/2006 P1 (McNaught) photographiée au dessus de l'Australie par son découvreur, R.H. McNaught, en janvier 2007. Cette comète a été la plus spectaculaire des dix dernières années.

molécules mères ont été détectées. Les observations ont mis en évidence la grande diversité chimique des comètes : de nombreuses molécules sont détectées et leurs abondances relatives varient d'une comète à l'autre. Désormais, toutes les comètes qui sont assez actives sont la cible d'observations radio, dans le but d'obtenir des statistiques globales sur la composition des glaces cométaires. Au cours de ma thèse, l'équipe dont je fais partie a observé plusieurs comètes dont le passage était favorable. Pour ma part j'ai participé à deux campagnes d'observations :

D'abord celle de la nouvelle comète C/2004 Q2 (Machholz), observée avec le télescope de 30 m de l'IRAM, situé à Pico Veleta, dans le sud de l'Espagne. Les résultats obtenus ont été présentés dans Crovisier et al. (2005).

Ensuite, celle de la comète 73P/Schwassmann-Wachmann 3, en mai 2006, avec le télescope de 10 m du CSO (Caltech Submillimetre Observatory) à Hawaï. Les résultats de ces observations sont l'objet d'un article en cours de publication (Lis et al., 2007, dont la version soumise est donnée en Annexe B.3).

Les observations spectroscopiques dans le domaine (sub-)millimétrique offrent une excellente résolution spectrale qui permet d'obtenir des informations sur la distribution en vitesse des molécules observées et donc sur la structure du dégazage ; en revanche la résolution spatiale est limitée (généralement de l'ordre de la dizaine de seconde d'arc). Afin d'améliorer cette résolution, il faut augmenter la taille de l'instrument, ou, pour éviter des problèmes mécaniques, corréler le signal de plusieurs radiotélescopes de taille raisonnable. C'est le principe de base des observations interférométriques, dont la résolution est inversement pro-

portionnelle à la distance qui sépare les antennes utilisées. Le principe des observations interférométriques et leur mise en place pratique est présenté dans le Chapitre 2. En interférométrie, il n'est possible d'observer que des comètes assez brillantes et les résultats les plus significatifs à l'heure actuelle ont été obtenus sur la comète Hale-Bopp, lors de son passage au périhélie en 1997. Une grande quantité de données a été acquise en Mars 1997 avec l'interféromètre du Plateau de Bure de l'Institut de radioastronomie millimétrique (IRAM), situé dans les Alpes. Avec les cinq antennes de 15 mètres disponibles à l'époque, formant des lignes de base de 22 m à 150 m, on dispose d'une résolution de l'ordre de la seconde d'arc sur le ciel, soit 1 000 km dans la coma, ce qui permet d'étudier la morphologie du gaz dans la coma interne. Le travail présenté dans ce manuscrit est l'analyse d'une partie de ces observations, à l'aide de modèles plus ou moins élaborés.

Ma première tâche fut de développer un modèle qui simule des observations spectroscopiques en radioastronomie (en interférométrie ou avec une antenne unique), à partir d'un modèle de coma (Chapitre 3). Le modèle peut traiter des atmosphères en expansion isotrope à vitesse constante (modèle de Haser) ou lire en entrée les résultats d'une simulation numérique à trois dimensions. La distribution de brillance sur le plan du ciel est calculée en utilisant un code de transfert de rayonnement qui tient compte de l'évolution des conditions d'excitation des molécules dans la coma. Le modèle utilise ensuite les conditions réelles d'observations (configuration de l'interféromètre, heures d'observation) pour simuler des données que l'on traite ensuite exactement comme les données observées.

Dans un premier temps, on considère que le gaz dans la coma est en expansion isotrope, à vitesse constante. C'est l'hypothèse la plus simple que l'on peut faire pour commencer l'analyse des observations. Le but est d'analyser l'extension radiale des molécules, c'est à dire d'une part de déterminer leur origine (glaces du noyau ou bien source étendue dans la coma) et d'autre part de mesurer leur taux de photodissociation. En effet, dans les atmosphères cométaires, les molécules de gaz sont photodissociées par le rayonnement solaire et l'efficacité de ce processus est déterminée par leur taux de photodissociation, qui définit leur extension radiale dans la coma. Le taux de photodissociation peut être déterminé à partir de spectres d'absorption dans l'ultraviolet et le visible mesurés en laboratoire qui ne sont pas aisément réalisables pour certaines espèces instables comme les radicaux. Les comètes endossent alors le rôle de laboratoires extraterrestres, en proposant des conditions extrêmes de pression et de température. Il est possible d'obtenir des contraintes sur un taux de photodissociation en comparant les résultats de modèles aux observations. Les espèces soufrées dans les comètes sont nombreuses et leur chimie n'est pas complètement comprise. Le passage de la comète Hale-Bopp a permis d'observer en interférométrie millimétrique l'émission de plusieurs d'entre elles (CS, H₂S et SO) et de les cartographier avec une résolution angulaire inédite (1–3"). L'étude de leur extension radiale peut fournir des contraintes sur leur création et leur destruction dans la coma et par là améliorer notre compréhension de la chimie du Soufre dans les comètes. Dans le Chapitre 4, deux méthodes d'analyse sont présentées, ainsi que les résultats obtenus.

Nous montrerons également que les observations interférométriques de ces molécules indiquent que le dégazage n'est pas isotrope : sur les cartes, comme sur les spectres, les écarts

au modèle à une dimension sont nombreux. Sans remettre en cause l'analyse précédente, nous avons tenté de caractériser la structure du dégazage des molécules à la surface du noyau. Pour certaines espèces, les observations suggèrent qu'une partie significative des molécules est concentrée dans un jet à haute latitude sur le noyau de la comète, similaire à celui observé dans le visible pour la poussière. En dehors du jet, le dégazage semble s'effectuer préférentiellement du côté de la coma éclairé par le Soleil.

Le cas du monoxyde de carbone est différent car l'évolution temporelle des mesures suggère la présence d'une source importante de CO près de l'équateur du noyau de la comète. Lors de sa thèse, F. Henry (2003) a développé un modèle phénoménologique où la coma est décrite comme la superposition d'une coma isotrope et d'un jet conique en rotation avec le noyau qui permet de reproduire de façon satisfaisante une partie des caractéristiques observées. Dans le Chapitre 5, je présente une nouvelle analyse des observations du CO, basée sur des simulations hydrodynamiques à trois dimensions, dépendantes du temps et dans lesquelles la coma, composée d'eau et de monoxyde de carbone, est créée par un noyau non sphérique en rotation. Nous avons simulé des observations dans différents cas de figure, avec ou sans inhomogénéité dans la production de CO et de l'eau. Ces simulations indiquent qu'il faut effectivement un important jet de CO pour reproduire les variations temporelles des observations. D'autres paramètres du dégazage sont contraints et la comparaison des résultats obtenus avec ces simulations hydrodynamiques et ceux déduits du modèle phénoménologique permet de juger la pertinence de l'un par rapport à l'autre.

Notre analyse des observations de la comète Hale-Bopp au Plateau de Bure de l'IRAM montre plusieurs aspects d'études possibles à partir d'observations millimétriques bénéficiant de résolution spatiale. L'étude de l'extension radiale permet de s'intéresser aux processus qui ont lieu dans la coma tandis que l'étude de la structure de la coma permet de caractériser la morphologie du dégazage depuis la surface du noyau. Ainsi, nous avons montré que toutes les molécules ne sont pas libérées uniformément dans la coma, ce qui suggère que la composition du noyau de Hale-Bopp n'est pas homogène.

Dans les années à venir, les observations de comètes en interférométrie millimétrique vont être de moins en moins exceptionnelles, d'une part grâce aux améliorations des instruments en activité et d'autre part grâce à la mise en service de l'interféromètre géant ALMA. Il sera alors possible d'observer de nombreuses comètes avec une bonne résolution angulaire et il est nécessaire dans cette optique de développer des méthodes d'observation et d'analyse de données adaptées aux caractéristiques particulières des comètes, notamment leur variabilité temporelle. Au delà de l'intérêt scientifique immédiat, l'analyse des observations de la comète Hale-Bopp fait donc office de préparation aux futures observations interférométriques de comètes.

Chapitre 1

Les comètes

Dans ce chapitre, nous allons présenter de manière très générale les comètes, en commençant par décrire leur aspect. Nous présentons également la conception actuelle que l'on a des noyaux et des atmosphères cométaires, ainsi que de leur origine. Nous replaçons les comètes dans le scénario standard de formation du Système Solaire, afin de mettre en évidence ce que peut apporter l'étude des comètes à notre compréhension de l'évolution du Système Solaire, de son origine à son état actuel. Nous présentons aussi un aperçu de l'évolution de la science cométaire au cours des siècles depuis l'antiquité jusqu'au XXI^e siècle, en nous attardant sur les méthodes actuelles d'observation des comètes. Finalement le futur de la science cométaire est évoqué à travers la description des grands projets en cours.

1.1 Les témoins de la formation du Système Solaire

1.1.1 Qu'est ce qu'une comète ?

Généralités

Les comètes sont des petits corps glacés du Système Solaire qui évoluent sur des orbites très excentriques. Quand ils 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, composée des produits de la sublimation et de poussières entraînées lors du dégazage. Cette chevelure a une taille caractéristique de l'ordre de la centaine de milliers de kilomètres. 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. Les ions de la coma interagissent avec les particules énergétiques du vent solaire et émettent un rayonnement de fluorescence. Ils forment la queue ionique de la comète, rectiligne et strictement orientée dans la direction antisolaire. Les queues de poussières et d'ions peuvent mesurer respectivement jusqu'à une dizaine et une centaine de millions de kilomètres. Selon la distance de la comète à la Terre, elles peuvent occuper plusieurs degrés sur le ciel, c'est à dire plus que tous les autres objets célestes. Sur l'image de la Figure 1.1, représentant la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp), on distingue nettement les queues de poussières et de plasma ainsi que la zone

interne très brillante, la coma. A cette échelle, le noyau n'est pas résolu. En plus de ces deux queues, depuis longtemps identifiées, la pression de radiation qui affecte les atomes de Sodium peut faire apparaître une troisième queue, observée pour la première fois dans Hale-Bopp (Cremonese et al., 1997). Plus récemment, à l'occasion du passage de la très brillante comète C/2006 P1 (McNaught) en janvier 2007, Fulle et al. (2007) ont découvert une nouvelle queue, composée d'atomes de Fer.

Nous présentons ici un aperçu de ce que l'on sait sur les noyaux et les atmosphères cométaires à partir des différentes observations à distance ou *in situ*.

Le noyau

Les noyaux cométaires sont des accumulations de grains de glace et de poussière dont la taille est de l'ordre du kilomètre. Le plus gros noyau connu à ce jour est celui de la comète Hale-Bopp dont la taille a été estimée à environ 30–40 km. Leur formation par agglomération en fait des objets à la surface irrégulière, de forme non sphérique et très poreux. Leur densité est difficile à évaluer, mais semble se situer dans l'intervalle 0,1–0,9. En conséquence ce sont des corps très fragiles et l'on peut voir régulièrement des noyaux cométaires se briser. Le dernier en date est celui de la comète 73P/Schwassmann-Wachmann 3, pour lequel plus d'une soixantaine de fragments ont été identifiés lors de son passage à 0,08 UA de la Terre en mai 2006. L'albédo des noyaux est très faible, autour de 4% : la surface est recouverte d'une couche très sombre, qui réfléchit moins de lumière que les plus noirs des matériaux que l'on peut trouver sur Terre. Enfin leur période de rotation est en général de l'ordre de la dizaine d'heures.

Les poussières du noyau sont constituées 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 coma

La coma est composée de tout ce qui s'échappe du noyau avec la sublimation des glaces. C'est une atmosphère très peu dense, en perpétuel échappement et dont la température varie avec la distance au noyau et atteint des valeurs entre 20 et 120 K à quelques milliers de kilomètres du noyau pour les comètes étudiées. La sublimation des glaces étant directement liée à la température du noyau, les conditions dans la coma dépendent fortement de la



Fig. 1.1: La comète Hale-Bopp, en 1997. On distingue nettement la coma très intense et les deux queues. La comète Hale-Bopp a été l'une des plus spectaculaires de ces dernières décennies. Photo N. Biver.

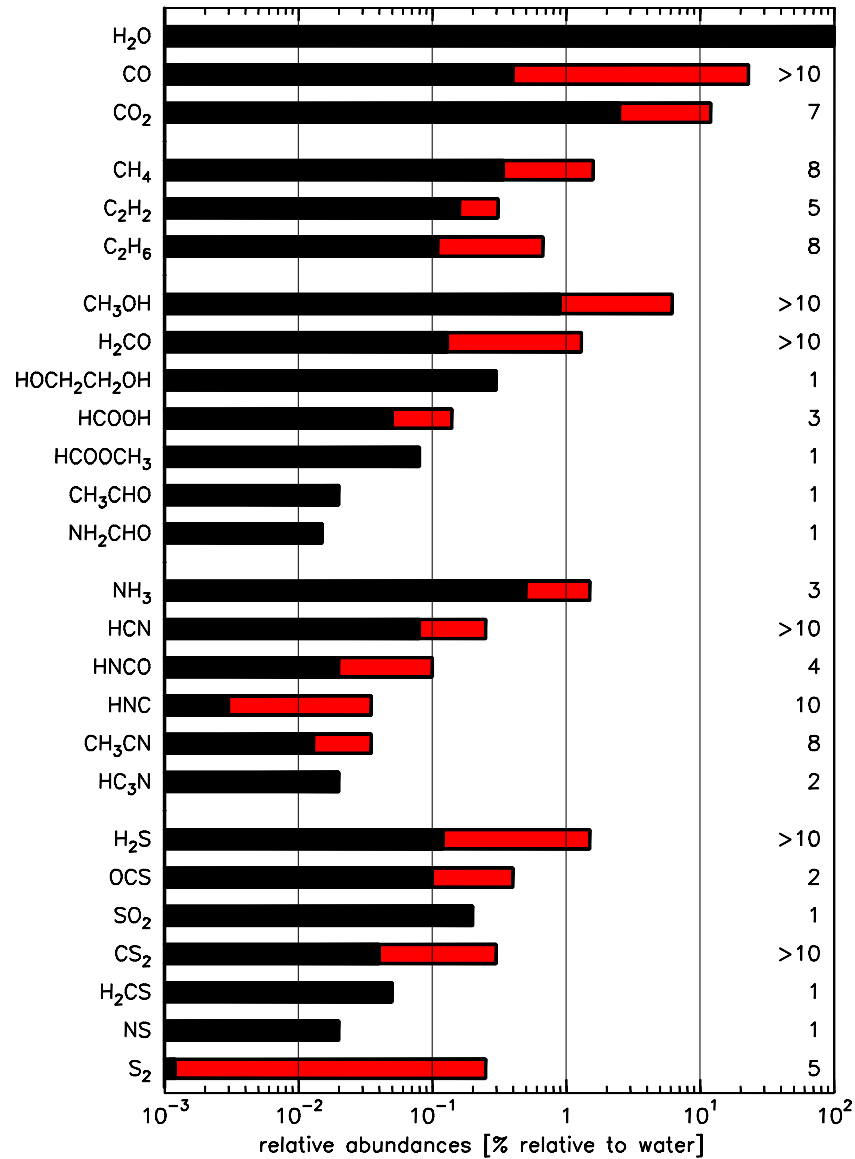


Fig. 1.2: Molécules mères cométaires : abondances minimale (noir) et maximale (rouge) mesurées. Le nombre indiqué à droite est le nombre de comètes dans lesquelles une molécule a été observée. L'abondance d'une molécule est le rapport de son taux de production à celui de l'eau (Figure issue de Bockelée-Morvan et al., 2004).

distance héliocentrique (r_h) de la comète. A de très grandes distances, on ne détecte aucune activité, il n'y a pas de coma. A l'approche du Soleil, les composés les plus volatils (CO_2 , CO) commencent à se sublimer, avant que la température de sublimation de l'eau ne soit atteinte. C'est alors l'eau qui domine le dégazage et qui devient le composant principal de la coma. A des distances assez élevées, la sublimation a lieu essentiellement du côté éclairé du noyau et crée une coma fortement asymétrique. Dans l'atmosphère d'une comète, on trouve de l'eau, en majorité, mais aussi d'autres volatils présents dans le noyau comme CO_2 , CO , HCN , CH_3OH , CS_2 , H_2S et même certaines molécules carbonées complexes (Figure 1.2). Afin de comparer les compositions en volatils de différentes comètes, on définit l'abondance d'une molécule comme le rapport de son taux de production (Q [molécules s^{-1}], le nombre de molécules libérées dans la coma à chaque seconde) à celui de l'eau. Les mesures d'abondances ont montré que la composition des comètes est très variable (voir Figure 1.2) et que l'on ne voit pas apparaître de familles chimiques de comètes. Des particules solides sont également présentes, entraînées par le dégazage des volatils : des grains réfractaires ou des particules carbonées.

Dans la coma, les molécules ont une durée de vie limitée car le rayonnement solaire les photoionise ou photodissocie en créant des ions (H_2O^+ , CO^+), des radicaux (OH , SO , CS) ou des atomes (O , H). Des observations indiquent que certaines espèces détectées (HNC , H_2CO , CO) ne proviennent pas du noyau mais de la dégradation de grains organiques dans la coma (des polymères dans le cas de H_2CO). On dit que les molécules observées dans la coma qui ne sont pas présentes dans les glaces du noyau sont créées par une source étendue dans la coma.

Enfin, les observations de comètes ont montré que le dégazage n'a pas lieu de manière homogène depuis la surface du noyau : il y a des zones plus actives que d'autres. La Figure 1.3 schématise une atmosphère cométaire avec ses composants et les processus qui y agissent.

Les orbites des comètes

La trajectoire d'une comète est complètement définie par 6 éléments orbitaux : i l'angle définissant l'inclinaison du plan orbital par rapport au plan de l'écliptique ; q la distance héliocentrique du périhélie ; e l'excentricité de l'orbite ; ω et Ω deux angles définissant l'orientation de l'orbite dans son plan ; T la date de passage au périhélie. La plupart des orbites cométaires ont une excentricité comprise entre 0,2 et 1. Ces paramètres évoluent au cours du temps et les orbites sont déterminées pour une date donnée, on parle d'orbites osculatrices. L'évolution des paramètres orbitaux est due d'une part aux perturbations gravitationnelles induites par les planètes présentes dans le Système Solaire et d'autre part aux forces non gravitationnelles subies par le noyau lorsque de la matière s'en échappe de manière anisotrope.

Les dynamiciens ont pu déterminer les éléments orbitaux de très nombreuses comètes, et ont identifié deux populations dynamiques :

1. Les comètes sur des orbites peu inclinées, avec des périodes de révolution courtes et des aphélie au niveau de l'orbite jovienne. Elles étaient appelées par le passé comètes de la famille de Jupiter. On utilise aujourd'hui le terme de comètes de l'écliptique.
2. Les comètes sur des orbites inclinées aléatoirement, qui ont en général des périodes de

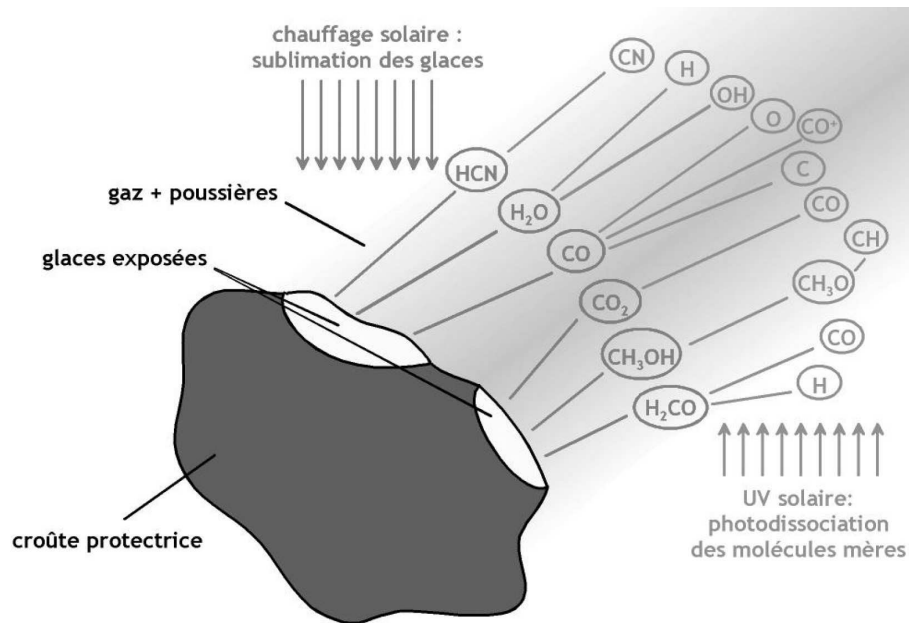


Fig. 1.3: Un noyau cométaire et sa coma. Ce schéma résume les processus actifs dans les atmosphères cométaires : sublimation des glaces, photoionisation et photodissociation des molécules mères (Figure issue de Henry, 2003).

révolution assez longues. Cette population regroupe les comètes à longue période et les comètes du type de Halley des anciennes nomenclatures.

Les réservoirs de comètes

Les deux populations dynamiques correspondent à deux réservoirs de comètes distincts, aux confins du Système Solaire. Au sein de ces réservoirs, les objets sont sur des orbites qui ne traversent pas le Système Solaire interne. Il faut une perturbation extérieure (perturbation gravitationnelle, marée galactique, passage d'une étoile voisine) pour que l'un d'eux voit son orbite évoluer jusqu'à y pénétrer, et devenir une comète.

Les comètes de l'écliptique sont originaires d'une population d'objets qui se situe au delà de Neptune (appelés objets trans neptuniens). Depuis 1992, de nombreux membres de cette population ont été découverts, ce qui a prouvé son existence. Des travaux de dynamique (Duncan et Levison, 1997) indiquent que les comètes de l'écliptique viennent d'une sous-population d'objets trans neptuniens, celle du disque dispersé.

Les comètes à inclinaison quelconque viennent d'un réservoir sphérique, le nuage de Oort (du nom du premier scientifique à avoir proposé son existence), qui entoure le Système Solaire et pourrait s'étendre jusqu'à 100 000 unités astronomiques, en comptant $\sim 10^{12}$ objets en son sein.

Pour comprendre l'origine de ces réservoirs il faut s'intéresser à l'origine du Système Solaire et à la place des comètes dans sa formation et son évolution.

1.1.2 L'origine des comètes

La formation du Système Solaire

Du nuage moléculaire à la proto-étoile : Dans le milieu interstellaire (MIS) de la Galaxie, le gaz peut se trouver dans différents états (ionisé, neutre ou moléculaire), selon les conditions de température et d'irradiation qu'il subit. Le composant principal du MIS est l'hydrogène, mais il contient d'autres atomes et des grains, car il est enrichi par la matière que les étoiles y rejettent (notamment à la fin de leur vie). Dans certaines régions particulièrement denses et froides (10–20 K), les interactions (gaz-gaz et gaz-grains) peuvent créer des molécules. Ce sont les nuages moléculaires où l'on observe H_2 et de nombreuses molécules (CO, OH, H_2CO , HCN, CH_3OH) qui peuvent se condenser sur les grains sous forme de glace. Leur irradiation peut entraîner la création de molécules encore plus complexes où le piégeage de radicaux dans les glaces. Ce sont ces nuages qui peuvent donner naissance à une étoile : une perturbation peut affecter leur stabilité gravitationnelle et déclencher leur effondrement, qui s'accompagne d'une forte augmentation de température et de pression. Le nuage entre en rotation et s'aplatit pour se transformer en disque d'accrétion, alors que des jets bipolaires apparaissent, perpendiculaires au plan du disque. Les éléments condensés se subliment dans les régions proches du cœur, où apparaît le précurseur de l'étoile finale (la proto-étoile) qui continue d'accréter le gaz environnant.

Du disque d'accrétion au système planétaire : Au cours de son évolution, le disque se refroidit et la température décroît avec la distance à l'étoile. Dans les régions internes du disque, la température est trop élevée pour que des éléments volatils subsistent condensés sur les grains qui s'entrechoquent et s'agglomèrent jusqu'à former des planétésimaux, des objets de taille kilométrique, composés uniquement de matière réfractaire. Ce sont eux qui, par le biais de nouvelles collisions, vont créer les planètes telluriques. Dans les régions externes, la glace subsiste ou se recondense sur les grains et les planétésimaux contiennent à la fois des réfractaires et des volatils. Leur accrétion donne naissance à des proto-planètes, qui peuvent, si elles sont assez massives, accréter le gaz environnant pour former les planètes géantes. Ces planètes "nettoient" alors leur environnement en accrétant ou éjectant du disque les planétésimaux épargnés jusque là. Les planétésimaux formés bien plus loin dans le disque n'ont pas été autant perturbés et ont été préservés dans la ceinture de Kuiper, un sous ensemble des objets trans-neptuniens.

La place des comètes

Comme nous l'avons mentionné plus haut, les comètes sont composées principalement de glace d'eau, et n'ont donc pas pu être formées dans la zone interne du disque protoplanétaire, où la présence d'eau condensée était impossible. Il semble que les comètes des deux classes dynamiques soient des planétésimaux formés dans la région externe du disque (où se sont formées les planètes géantes) qui ont subi des évolutions dynamiques différentes. Le scénario évoqué aujourd'hui est le suivant : les planétésimaux formés dans la région de Jupiter et de Saturne qui n'ont pas participé à leur formation ont subi violemment leurs perturbations gravitationnelles et ont été éjectés vers les régions les plus lointaines du disque. Des perturbations externes ont alors fait varier l'inclinaison de leurs orbites jusqu'à créer un nuage sphérique entourant le Système Solaire, le nuage de Oort. Les objets sous l'influence gravitationnelle de Neptune ont été envoyés vers l'autre réservoir de comètes, le disque dispersé.

Il est difficile de déterminer aisément où les comètes se sont formées avant d'être envoyées vers le nuage de Oort ou le disque dispersé. D'autant que l'on sait depuis peu que la migration planétaire a joué un rôle important dans la structuration du Système Solaire externe (voir la revue de Morbidelli et al., 2007). D'autre part, certains travaux indiquent que des objets du disque dispersé peuvent alimenter le nuage de Oort (Fernández et al., 2004) ou se transformer en comètes du type de Halley (Levison et al., 2006).

1.1.3 L'étude des comètes

Pourquoi étudier les comètes ?

Pour étudier la formation et l'évolution du Système Solaire : On suppose que les comètes ont subi une évolution modérée et qu'elles sont donc très similaires à ce qu'elles étaient il y a 4,56 milliards d'années. Leur étude peut donc fournir des informations précieuses sur la composition de la nébuleuse primitive et sur celle des planétésimaux qui ont formé les planètes géantes ainsi que sur les mécanismes d'accrétion qui permettent la croissance

des objets dans le disque d'accrétion. L'accès à la composition de la nébuleuse primitive permet de contraindre les processus physico-chimiques qui ont gouverné l'évolution du Système Solaire primitif et l'origine de la matière qui le compose (qui a pu être formée dans la nébuleuse solaire interne, dans le nuage présolaire ou bien dans les régions externes du disque). Par exemple la coexistence de silicates cristallins (formés à haute température) et amorphes (formés à basse température) suggère l'action de processus de mélange très efficace dans la nébuleuse solaire.

Pour comprendre l'évolution des planètes : Au moment où les planétésimaux résiduels étaient expulsés du disque, les impacts cométaires sur les planètes ont été beaucoup plus fréquents qu'ils ne le sont de nos jours. Ce bombardement a pu avoir une influence importante sur l'évolution planétaire. Certaines théories proposent que l'eau des océans sur Terre provient des comètes. Les mesures du rapport isotopique D/H dans l'eau (HDO/H₂O) dans plusieurs comètes indique qu'au maximum 10% de l'eau terrestre provient des comètes, mais il n'est pas exclu qu'elles aient apporté d'autres éléments. Etant données la diversité et la complexité des molécules présentes dans les noyaux cométaires, des molécules organiques ont pu être insérées dans l'atmosphère de la Terre jeune. L'environnement terrestre (activité volcanique, présence d'eau liquide) a pu ensuite faire évoluer ces molécules par réactions chimiques jusqu'à faire apparaître la vie. Même si les techniques d'observations ne permettent pas encore de les détecter, il est envisageable que des molécules prébiotiques (acides aminés, glycine) soient présentes dans les comètes (d'autant plus que des acides aminés ont été détectés dans des échantillons météoritiques). A l'avenir, le développement des moyens d'observation et l'organisation de nouvelles missions spatiales (incluant des retours d'échantillons) donneront accès à la composition détaillée des comètes pour répondre à cette question.

Pour faire de la physique : Enfin les comètes ont un intérêt purement physique, celui d'être des *laboratoires extraterrestres*. En effet, les conditions de température, de pression et de gravité qui règnent dans les comètes sont très difficiles (voire impossibles) à reproduire en laboratoire. En étudiant les comètes, on peut en savoir plus, entre autres, sur la photochimie des molécules et la formation des glaces à basses pression et température. Il est même possible de contraindre certains paramètres physiques d'espèces moléculaires qui sont instables en laboratoire (principalement des radicaux).

L'évolution de la matière cométaire

L'ambition de mieux connaître les conditions physiques dans la nébuleuse solaire à partir de l'étude des comètes repose sur l'hypothèse que la composition de leur noyau n'a pas subi de différenciation significative depuis leur formation. Il est pourtant clair qu'elles ne sont pas conservées dans leur état premier : plusieurs faits observationnels mettent en évidence les processus d'évolution des comètes.

Les comètes de l'écliptique ont des périodes de révolution autour du Soleil de l'ordre de la dizaine d'années et effectuent de nombreux passages au périhélie au cours de leur vie. Ces expositions répétées au rayonnement solaire peuvent engendrer une érosion des couches superficielles du noyau dans lesquelles l'abondance de volatils diminue. Il se pourrait d'ailleurs

que ce phénomène soit à l'origine du faible albedo des noyaux cométaires pour lesquels cette grandeur a été mesurée : les glaces se subliment et il ne reste que des particules réfractaires sombres à la surface. Dans certains cas, cette érosion peut aller jusqu'à faire cesser l'activité d'une comète, la rendant semblable à un astéroïde. Il faut pour cela que le noyau ne contienne plus de glace ou que la surface soit dépourvue de molécules volatiles et jonchée de gros grains qui rendent impossible le dégazage depuis des couches plus profondes. Dans ce cas, la sublimation de glace interne peut créer des poches de gaz dont la pression va augmenter jusqu'à déclencher la fragmentation du noyau si le gaz n'est pas libéré. Les observations de noyaux de comètes fragmentés sont d'ailleurs assez fréquentes (par exemple C/1999 S4 (LINEAR) en 2000 et 73P/Schwassmann-Wachmann 3 en 1995 puis 2006) et la fragmentation peut également être due à des effets de marée à l'approche d'une planète massive (comme la comète Shoemaker-Levy 9 avant d'impacter Jupiter) ou du Soleil (comme de nombreuses petites comètes qui passent très près du Soleil).

Dans les cas moins extrêmes, on peut imaginer qu'une différenciation chimique affecte les couches superficielles du noyau et que l'abondance des éléments volatils croît lorsque l'on s'enfonce dans le noyau. Dans cette hypothèse, les abondances relatives déduites des observations d'une atmosphère cométaire ne seraient pas représentatives des abondances originelles. Les observations de la comète 9P/Tempel 1 par la sonde *Deep Impact* en 2005, et en particulier la mesure de l'inertie thermique (Groussin et al., 2007) ont montré que la profondeur de pénétration de l'énergie solaire est de l'ordre de quelques centimètres, soit comparable à l'épaisseur du noyau érodée lors d'un passage au périhélie. Ce résultat suggère que les matériaux de surface altérés sont retirés du noyau par l'érosion à chaque passage au périhélie et que les composés exposés ont toujours un caractère primitif.

Enfin, Farinella et Davis (1996) mettent en doute le caractère primitif des comètes de l'écliptique en proposant que ce sont les produits de collisions au sein de la population des objets trans-neptuniens. De même Stern et Weissman (2001) suggèrent que les collisions ont pu jouer un rôle important dans l'évolution physique et dynamique des comètes au moment de la formation du nuage de Oort.

1.2 La science cométaire

1.2.1 De l'antiquité au XXI^e siècle

La conception antique

Les comètes sont des objets célestes très particuliers, à l'aspect changeant et parfois très spectaculaire. Aussi, il n'est pas besoin d'instrumentation technologique pour les observer et nos ancêtres les avaient remarquées déjà 2000 ans avant notre ère. Du fait de leur variabilité (elles se déplacent dans le ciel et leur aspect évolue rapidement), et étant données les conceptions antiques de l'Univers, on a pensé qu'elles étaient des phénomènes atmosphériques. En effet, dans le modèles d'Aristote (IV^e siècle avant Jésus-Christ) la Terre était au centre de l'Univers, les autres astres lui tournaient autour et tout ce qui était au delà de la Lune appartenait à un monde immuable, où tout était fixe. Il était donc inconcevable que les comètes, ces astres errants, en fassent partie.

Des objets du Système Solaire

Il faut attendre le XVI^e siècle et une véritable révolution scientifique pour que la conception des comètes évolue, en même temps que celle de l'Univers tout entier. Grâce à des mesures de parallaxe, Tycho Brahé montre qu'une comète, apparue en 1577, se trouve bien au delà de la Lune et ne peut donc pas être la manifestation d'un phénomène atmosphérique. D'autre part, au XVII^e siècle, Isaac Newton publie sa théorie de l'attraction universelle et Kepler dévoile les lois qui régissent le mouvement des planètes autour du Soleil, récemment replacé au centre de l'Univers grâce aux travaux de Copernic.

Ces découvertes constituent la toile de fond pour les travaux de Edmund Halley, qui affirme que les comètes sont des objets du Système Solaire qui évoluent sur des orbites très elliptiques. En s'intéressant aux documents relatifs à des comètes apparues dans le passé, il identifie les passages successifs d'une même comète (qui deviendra la comète 1P/Halley, dite comète de Halley), tous les 76 ans. Il prévoit même son retour en 1758. Quand cette prédiction se concrétise, c'est une preuve formelle de la véracité de toutes les nouvelles théories évoquées ci-dessus. C'est ainsi que débute l'étude scientifique des comètes qui, dans un premier temps, est surtout centrée sur l'amélioration du calcul des orbites. Il devient possible de prévoir très précisément la trajectoire et les prochains passages des comètes. L'existence de forces non gravitationnelles est évoquée pour expliquer le changement de période de la comète d'Encke.

Au XIX^e siècle, la nature physique des comètes commence à intéresser les scientifiques et les observations n'ont plus pour unique but de mesurer des positions et de calculer des orbites. Ainsi Bessel est le premier à établir un lien entre la queue des comètes et le Soleil. Pour lui, des particules sont éjectées vers le Soleil et une force (encore mystérieuse à l'époque) les pousse dans la direction opposée. Arago découvre pour sa part que la lumière provenant des comètes est polarisée et en déduit qu'il observe les rayons du Soleil réfléchis par la comète. Dans les années 1860 Donati et Huggins réalisent les premières observations spectrales des comètes C/1864 (Tempel) et 55P/1865 Y1 (Tempel-Tuttle), respectivement.

La physique cométaire

Le milieu du XX^e siècle va être un nouveau moment fort dans l'histoire de la science cométaire avec l'apparition du modèle de comète qui deviendra le modèle standard et le demeure encore. Alors que l'on commence à s'intéresser à la composition des comètes, notamment grâce à des observations spectroscopiques dans le visible, Wurm (1943) comprend que les composés instables détectés sont les produits de réactions chimiques dans la coma. Whipple (1950, 1951) imagine que les comètes sont faites d'un noyau solide, un conglomerat de grains glacés, semblable à "une boule de neige sale" qui se sublime quand sa température augmente à l'approche du Soleil. L'éjection des particules du noyau crée une force de recul, la force non gravitationnelle responsable de la différence entre les positions attendues d'après les calculs d'orbites et celles réellement observées. Biermann (1951) explique la présence d'une queue dirigée dans la direction antisolaire par l'interaction des particules chargées de la coma avec d'autres provenant du Soleil (vent solaire).

D'autre part, les études dynamiques n'ont pas cessé et prennent en compte de plus en



Fig. 1.4: Fred Whipple exposant son modèle de boule de neige sale. Photo extraite de <http://www.scienceclarified.com>

plus de paramètres, dont les perturbations gravitationnelles des orbites par les planètes du Système Solaire. Il est alors possible d'inverser l'évolution dynamique d'une comète et de remonter le temps jusqu'à son orbite originelle. C'est dans ce cadre que Oort (1950) se rend compte que de nombreuses comètes proviennent d'orbites dont le périhélie est supérieur à 10 000 UA. Il imagine qu'il existe, aux confins du Système Solaire, un nuage d'objets susceptibles d'être renvoyés dans le Système Solaire interne suite à une perturbation de leur orbite. C'est le nuage de Oort, que l'on considère encore comme l'un des deux réservoirs de comètes.

L'ère de l'exploration spatiale

La plus spectaculaire des avancées dans la recherche cométaire a eu lieu avec l'exploration spatiale de la comète de Halley en 1986, qui fut visitée par cinq sondes spatiales. La première image d'un noyau cométaire a été réalisée, révélant ainsi sa forme allongée, sa surface irrégulière et son très faible albédo. On a vu par ailleurs que le dégazage n'avait pas lieu de manière uniforme avec l'existence de régions actives, d'où le gaz s'échappe et des régions inactives où le noyau semble recouvert de matériau réfractaire (voir Figure 1.5).

Les missions spatiales vers Halley ont également étudié la composition de la coma et montré que l'eau en était le composant majoritaire, confirmant ainsi l'hypothèse de Whipple (1950). L'analyse des composés de la coma (notamment par spectrométrie de masse) a permis d'identifier de nombreuses espèces et de mesurer des rapports isotopiques pour plusieurs d'entre elles. D'autre part, la découverte de grains organiques ("CHON") coexistant avec des grains silicatés (Kissel et al., 1986a,b) montre que les comètes sont constituées d'éléments formés à très haute et très basse température. Cela a d'importantes répercussions sur l'étude de la formation des comètes et sur la physique de la nébuleuse primitive.

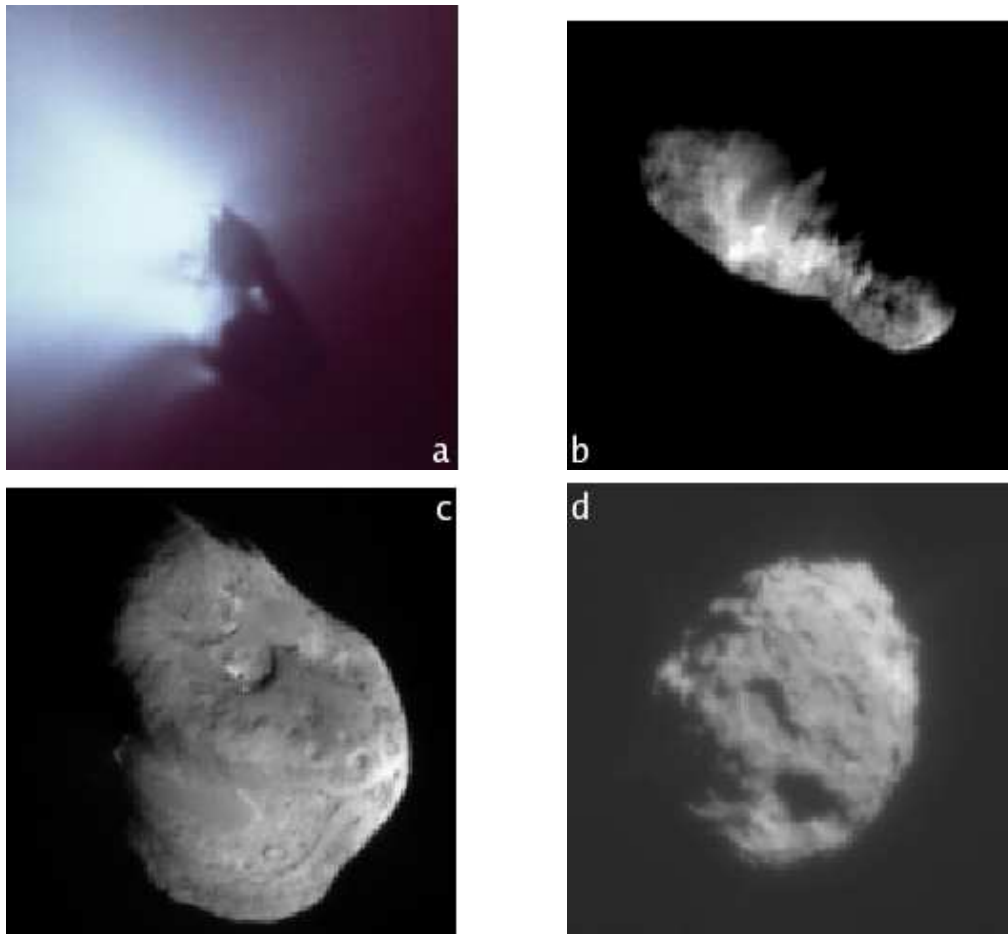


Fig. 1.5: Images des noyaux cométaires observés par des sondes spatiales. **a** : Comète Halley vue par *Giotto* ; **b** : Comète 19P/Borrelly vue par *Deep Space 1* ; **c** : Comète 9P/Tempel 1 vue par *Deep Impact* ; **d** : Comète 81P/Wild 2 vue par *Stardust*.

Au cours de son approche du noyau, l'instrument NMS sur la sonde *Giotto* a mesuré le profil radial de densité des molécules. Cela a mené à la découverte de sources étendues dans la coma : les profils de CO et de H₂CO ne correspondent pas à ce que l'on attend pour une origine nucléaire (Eberhardt et al., 1987; Meier et al., 1993) et suggèrent que ces molécules pourraient être libérées par les grains organiques.

Plus récemment les missions *Deep Space 1*, *Deep Impact* et *Stardust* ont permis d'avoir des images du noyau des comètes 19P/Borrelly, 81P/Wild 2 et 9P/Tempel 1 (Figure 1.5).

La sonde *Stardust* est passée au plus près à 236 km du noyau de Wild 2 en janvier 2004 et a récolté des poussières de la coma pour les ramener sur Terre en janvier 2006. Ces échantillons, encore en cours d'analyse, montrent que la plupart des silicates présents sont sous forme cristalline et ont été formés dans les régions internes de la nébuleuse solaire, très proche de l'étoile en formation. Leur coexistence avec des glaces qui n'ont pu se condenser que dans les régions externes du disque, suppose des processus de mélange très efficaces sur de grandes échelles au moment de la formation du Système Solaire.

La mission *Deep Impact* avait pour but de lancer un projectile vers le noyau de Tempel 1 afin d'une part de révéler la sous-surface du noyau et d'en étudier la composition chimique et d'autre part de contraindre certaines propriétés physiques du noyau (cohésion, densité) en étudiant l'impact et son cratère. Le 4 juillet 2005, une masse de près de 400 kg de cuivre est entrée en collision avec le noyau à la vitesse relative de 10 km s⁻¹. Les images et les spectres réalisés par la sonde ont permis de s'intéresser à de nombreuses propriétés du noyau (forme et géologie, température, conduction thermique, composition de la surface et de l'intérieur...) ainsi qu'à la coma. Pour la première fois, de la glace d'eau a été détectée à la surface du noyau (Sunshine et al., 2006), en deux régions très localisées. Il semble que l'éclairement périodique de ces zones corresponde aux variations d'activité de la comète détectées dans les observations de la coma.

Si les résultats de ces missions sont toujours riches d'enseignements, il ne faut pas oublier que chaque mission ne concerne qu'une comète et qu'il est risqué de tirer des conclusions générales, étant donné la diversité des différentes comètes étudiées jusqu'à présent. Les observations à distance restent le seul moyen de mener une étude systématique et statistique des comètes.

1.2.2 Les observations à distance

Le noyau

Comme développé précédemment, la structure et la composition du noyau peuvent nous apporter des informations sur les conditions initiales de l'évolution du Système Solaire. Cependant lorsqu'une comète est assez proche de la Terre, elle est entourée d'une atmosphère de gaz et de poussières qui rend les observations directes du noyau difficiles. Il reste possible d'étudier certaines de ses propriétés, comme sa taille, sa forme, et ses propriétés rotationnelles grâce à plusieurs types d'observations. Une revue exhaustive des observations à distance des noyaux cométaires a été réalisée par Lamy et al. (2004). Nous invitons le lecteur à s'y référer pour plus de détails puisque nous ne présentons ici que brièvement les méthodes utilisées.

Observer la lumière réfléchi : Dans le visible ou le proche infrarouge, il est possible d'observer la lumière du Soleil qui est réfléchi par un noyau cométaire. Moyennant quelques hypothèses, il est possible de remonter à certaines de ses propriétés (taille, forme, rotation). Dans les observations, une part de la lumière observée vient en fait de la coma (même si elle est très faible). Pour corriger cela on peut observer la comète quand elle est loin du Soleil et supposer que la contribution de la coma est négligeable. Une autre méthode consiste à observer la comète quand elle est au plus près de la Terre, avec la meilleure résolution spatiale possible, pour quantifier les contributions respectives du noyau et de la coma. Ceci est en général réalisé à partir d'observations du télescope spatial Hubble qui fournit une résolution spatiale bien meilleure que celle que l'on peut avoir en observant depuis la surface terrestre.

Observer l'émission thermique : A des longueurs d'onde plus longues (infrarouge, millimétrique) il est possible de détecter le rayonnement thermique émis par le noyau d'une comète. Dans les cas (rares) où l'on dispose d'observations de bonne qualité à plusieurs longueurs d'ondes, il est possible de remonter jusqu'à l'inertie thermique ou la rugosité de la surface. L'observation simultanée de la lumière réfléchi et de l'émission thermique permet de déterminer indépendamment la taille et l'albédo du noyau observé.

Autres méthodes : La technique radar permet également de caractériser les noyaux cométaires. Cela consiste à envoyer un rayonnement (de longueur d'onde 3 ou 12 cm) vers une comète et à observer les ondes qui reviennent vers la Terre, après réflexion sur le noyau. Cette méthode permet de déterminer l'albédo radar et la densité des couches superficielles d'un noyau (Harmon et al., 2004). Six détections ont été réalisées jusqu'à présent, ce faible nombre s'expliquant par le fait que la détectabilité dépend fortement de la distance entre la comète et la Terre (Δ) : le flux reçu après réflexion est proportionnel à Δ^{-4} .

L'observation d'occultations stellaires par des comètes pourraient également fournir des informations sur le noyau, mais sont difficiles car les orbites des comètes sont trop imprécises.

La coma de poussière

Composition : Les silicates présents dans les atmosphères cométaires présentent des bandes d'émission dans l'infrarouge. Les observations spectroscopiques permettent d'identifier leurs composants. Ceci est détaillé dans la revue de Hanner et Bradley (2004).

Dynamique : Les observations de la lumière solaire diffusée par les poussières de la coma permettent d'étudier sa structure et son évolution temporelle. Dans certains cas il est possible d'identifier des régions actives (jets) et de déterminer les paramètres de la rotation du noyau (orientation de l'axe de rotation, période). Par ailleurs, la modélisation de la queue de poussières des comètes permet de contraindre la distribution en taille des grains qui la composent (Fulle, 2004).

Propriétés physiques : Comme cela est décrit en détail dans Kolokolova et al. (2004), l'analyse de la lumière réfléchi par les poussières dans le visible et l'infrarouge (couleur,

polarisation,...) permet de remonter à leurs propriétés physiques (taille, structure et forme des grains).

La coma de gaz

Composition : Si l'on peut contraindre certaines propriétés physiques des noyaux cométaires grâce à des observations directes depuis la Terre, on a difficilement accès à sa composition. Les études spectroscopiques de la coma, depuis le domaine radio jusqu'à l'ultraviolet, permettent de déterminer sa composition et de remonter à celle du noyau. Deux revues (Bockelée-Morvan et al., 2004; Feldman et al., 2004) détaillent les méthodes d'observations du gaz dans la coma et donnent un état des lieux des connaissances. Nous nous contentons ici d'une rapide description.

Dans l'ultraviolet (UV) et le visible, on observe les transitions électroniques des atomes ou molécules. Les principales émissions sont dues à la fluorescence de leurs niveaux électroniques après une excitation par le rayonnement visible-UV solaire. Cela ne concerne pas les molécules mères (exceptées CO et S₂) que ce rayonnement photodissocie. Ainsi les observations spectroscopiques dans ces domaines de longueur d'onde permettent de détecter les produits (ions, radicaux et atomes) de la photolyse des molécules qui proviennent directement du noyau. Il est possible de mesurer les abondances de ces espèces et, en utilisant des modèles chimiques de coma, on peut remonter à la composition du noyau.

L'infrarouge (IR) est le domaine où se trouve la plupart des bandes vibrationnelles des molécules mères. On peut observer certaines molécules qui ne sont pas accessibles aux autres longueurs d'onde (en particulier celles dont le moment dipolaire est nul) comme le méthane (CH₄), l'éthane (C₂H₆) ou l'acétylène (C₂H₂) à travers leurs bandes fondamentales de vibration. Il est également possible d'observer l'émission des bandes chaudes de l'eau. Depuis la Terre, les observations sont réduites à des intervalles spectraux étroits (fenêtres spectrales) où les composés de l'atmosphère terrestre (eau et dioxyde de carbone en premier lieu) n'absorbent pas le rayonnement que l'on cherche à observer.

Dans un environnement froid, les molécules émettent un rayonnement aux longueurs d'onde correspondant aux transitions rotationnelles de leur niveau électronique fondamental. Ces émissions tombent en général dans les domaines millimétrique et sub-millimétrique. Les observations en radioastronomie sont par conséquent très efficaces pour la détection des molécules mères cométaires, puisque les comae ont des températures froides, en général de l'ordre de 50–100 K. Le premier composant détecté en radioastronomie a été le radical OH, dont la raie à 18 cm a été observée avec le radiotélescope de Nançay en 1973 dans la comète C/1973 E1 (Kouhoutek). Ce radical est créé par la photodissociation de l'eau et les observations du radiotélescope de Nançay sont maintenant utilisées pour mesurer le taux de production de l'eau des comètes et pour suivre son évolution. Depuis plus de 20 ans, les radiotélescopes opérant dans les domaines millimétrique et sub-millimétrique ont engendré la découverte de plus de 20 molécules mères. Les observations (sub-)millimétriques seront décrites en détail dans

la suite (Chapitre 2) ainsi que leur importance dans notre compréhension des comètes.

Morphologie : L'étude de la structure de la coma de gaz se décompose en deux parties : (i) l'analyse morphologique de la coma peut permettre de remonter à la distribution du dégazage à la surface du noyau ; (ii) l'étude du profil radial d'émission d'une molécule donne accès aux processus agissant dans la coma (source étendue, photochimie). Dans l'infrarouge ou le visible, on fait en général de la spectroscopie le long d'une fente : on a accès à une dimension sur le plan du ciel. Cela a permis jusqu'à présent de déceler des différences de dégazage entre le côté jour et le côté nuit de la coma. Le manque de couverture spatiale empêche d'aller très loin dans l'analyse de la distribution spatiale. Dans le visible et l'ultraviolet, il est possible de cartographier l'émission de certaines espèces séparément en utilisant des filtres à bande étroite. Ce genre d'analyse a permis de montrer que toutes les espèces n'ont pas la même distribution spatiale, ce qui peut signifier que le dégazage depuis le noyau est inhomogène. Cependant cette technique ne concerne que des molécules filles et le lien avec les propriétés du noyau n'est pas direct. En radioastronomie, avec une antenne unique, la résolution spatiale est en général limitée à un ou quelques points de mesures sur la coma. La résolution est de l'ordre de la dizaine de secondes d'arc. De nos jours, l'interférométrie permet de gagner un ordre de grandeur en résolution spatiale, mais il n'est possible d'observer que des comètes très brillantes. La comète Hale Bopp a été observée par plusieurs interféromètres radio et des résultats nouveaux sur la distribution spatiale du gaz dans la coma ont été obtenus, avec la mise en évidence de jets et de sources étendues. D'autre part la très bonne résolution spectrale permet d'avoir des informations sur la distribution en vitesse (projetée sur la ligne de visée) et de détecter d'éventuelles anisotropies dans le dégazage. Une importante part de ce manuscrit est consacrée à l'analyse d'observations en interférométrie millimétrique de la comète Hale-Bopp réalisée en 1997 au Plateau de Bure.

1.2.3 Le futur de la science cométaire

Au regard du grand nombre de découvertes apportées par l'exploration spatiale de la comète Halley en 1986, il semble que le meilleur moyen d'en apprendre encore plus est de lancer de nouvelles missions cométaires. Après le succès de leur mission principale, les sondes *Deep Impact* et *Stardust* (encore en état de marche) vont être redirigées vers des comètes afin d'en effectuer une étude rapprochée :

Pour la mission DIXI (*Deep impact Extended Investigation*), la sonde *Deep Impact* va observer la comète 85P/Boethin en décembre 2008. Cela donnera de nouvelles images d'un noyau cométaire, nécessaires pour commencer une étude comparative des noyaux observés.

Dans le cadre de la mission NExT (*New Exploration of Tempel 1*), le vaisseau *Stardust* va observer la comète 9P/Tempel 1, la cible de *Deep Impact*. L'objectif est d'obtenir de nouvelles images de la comète et en particulier de photographier le cratère créé par *Deep Impact*, ce qui n'a pas pu être assuré pendant la mission originelle puisqu'il était caché par les éjectats. Cela devrait également permettre de contraindre encore plus la géologie de ce noyau. La rencontre est prévue pour février 2011.

Une mission d'une autre envergure est actuellement en cours : la sonde spatiale européenne ROSETTA, lancée en 2004, traverse le Système Solaire en direction de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko, qu'elle atteindra en 2014. ROSETTA se mettra alors en orbite autour de la comète, afin de l'étudier en détail au cours de son approche du Soleil. Cette mission inclut une étude *in situ* du noyau grâce à l'atterrisseur *Philae*, qui doit se poser sur le noyau et procéder à diverses analyses. Il est clair que cette mission apportera énormément d'enseignements sur cette comète et son noyau. Cependant, les observations menées jusqu'à présent ont clairement montré que toutes les comètes étaient différentes. Une mission comme ROSETTA doit permettre de mieux comprendre le lien entre le noyau et la coma, afin de tirer meilleur profit des observations à distance qui continueront d'être menées depuis la Terre, avec des instruments de plus en plus puissants.

Le futur des observations à distance est composé de deux phases, avec d'abord l'amélioration des instruments actuels puis la réalisation de nouvelles générations de télescopes. En particulier le télescope spatial Herschel, qui doit être lancé en 2008 vers le point de Lagrange L2, compte parmi ses objectifs scientifiques l'observation des comètes. Il dispose pour cela d'un récepteur hétérodyne opérant aux longueurs d'onde sub-millimétriques (HIFI) et de deux instruments spectro-imageurs dans l'infrarouge lointain et le sub-millimétrique (PACS et SPIRE).

Au sol, la construction de l'interféromètre géant ALMA (Atacama Large Millimeter Array) a déjà commencé dans le désert de l'Atacama, au Chili. Cet instrument, pleinement opérationnel en 2012, sera composé d'une cinquantaine d'antennes de 12 m de diamètre et sera 10 fois plus sensible que les instruments actuellement disponibles dans les domaines millimétrique et sub-millimétrique. D'autre part, il permettra de faire des images de la coma interne des comètes avec une résolution spatiale inférieure à la seconde d'angle, ce qui est bien meilleur que tout ce qui est possible actuellement.

1.3 La comète Hale-Bopp

Au cours de ma thèse, je me suis principalement intéressé à une comète en particulier, la comète C/1995 O1 (Hale-Bopp), j'en présente ici les principales caractéristiques. Les études que j'ai menées seront décrites en détail dans les chapitres suivants. Hale-Bopp fut l'une des plus spectaculaires comètes qu'il a été possible d'observer au cours des dernières décennies. Elle était si active qu'elle fut découverte en 1995, soit deux ans avant d'atteindre son éclat maximal, lors de son passage au périhélie au printemps 1997. En provenance du nuage de Oort, la comète Hale-Bopp évolue sur une orbite très inclinée par rapport au plan de l'écliptique ($i = 89,43^\circ$). Cette orbite est très fortement excentrique ($e = 0,995$) et sa période est estimée à 2405 ans (paramètres orbitaux calculés par B. Marsden et publiés dans Boissier et al., 2007).

Plusieurs équipes ont tenté de caractériser le noyau de cette comète extraordinaire, et en particulier de contraindre sa taille. Cette tâche était particulièrement difficile en raison de la présence de la coma très dense qui entourait le noyau lors des observations. Les différentes méthodes basées sur des observations dans le visible, l'infrarouge, ou la radio ont fourni une limite inférieure de 15 km pour le rayon du noyau, et des valeurs plus probables entre 20 et

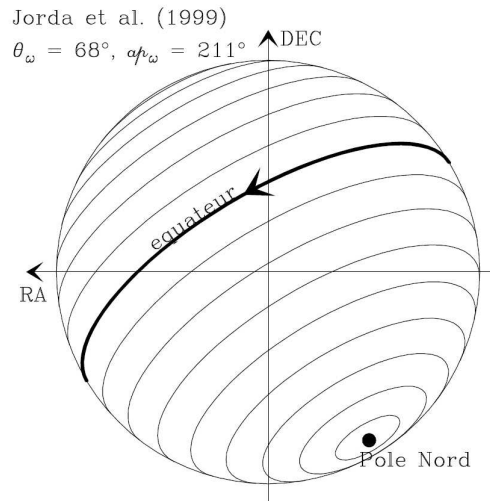


Fig. 1.6: Orientation de la comète Hale-Bopp en février 1997, d'après Jorda et al. (1999). Figure extraite de Henry (2003).

45 km. Même si les différentes études ne convergent pas vers une valeur unique, Hale-Bopp est certainement la plus grosse comète jamais étudiée. Les autres noyaux pour lesquels nous disposons de mesures de la taille (notamment grâce aux missions spatiales) ont des rayons qui ne dépassent pas 15–20 km.

Les paramètres de la rotation du noyau (période et orientation) sont en général déterminés d'après l'analyse d'observations dans le visible et nous seront utiles pour l'analyse des observations interférométriques présentées dans cet ouvrage. L'orientation de l'axe de rotation est décrite par deux angles :

L'angle d'aspect θ_{ω} est l'angle entre la ligne de visée et l'axe de rotation.

L'angle de position pa_{ω} est l'angle entre le pôle nord céleste et la projection de l'axe de rotation dans le plan du ciel.

Les différentes études quasi contemporaines des observations de Hale-Bopp au Plateau de Bure donnent des valeurs convergentes pour ces angles avec $\theta_{\omega} = 59 - 72^{\circ}$ et $pa_{\omega} = 203 - 216^{\circ}$. Nous utiliserons les paramètres proposés par Jorda et al. (1999) : $\theta_{\omega} = 68^{\circ}$ et $pa_{\omega} = 211^{\circ}$. L'analyse des jets présents dans la coma leur a permis de déterminer la période de rotation du noyau ($11,35 \pm 0,04$ h). Cette valeur est également en accord avec celles déduites d'autres études, qui s'échelonnent entre 11,2 et 11,5 h. Ces considérations sont détaillées dans le Chapitre 4 de la thèse de F. Henry (2003). En résumé, l'axe de rotation de la comète est proche du plan du ciel (à 20°) et est orienté vers le Sud Ouest, comme on peut le voir sur la Figure 1.6. Jorda et al. (1999) rapportent par ailleurs la détection de plusieurs jets de poussières, le plus intense étant situé à haute latitude ($l_{jet} = 64 \pm 3^{\circ}$).

La découverte précoce de Hale-Bopp a permis d'organiser de nombreuses campagnes d'observation de la coma, dans tous les domaines de longueur d'onde. Le but de cette

section n'est pas de donner une liste exhaustive de tous les résultats qui ont été obtenus grâce aux observations de Hale-Bopp. A titre d'exemple nous en donnons quelques uns, qui nous paraissent particulièrement importants :

- Les observations dans le visible ont permis la première découverte d'une queue de sodium dans une comète (Cremonese et al., 1997).
- Dans l'infrarouge, les spectres réalisés avec le satellite ISO ont permis d'identifier les minéraux qui composent les poussières de la coma.
- En radio, de nombreux radiotélescopes ont été mis à contribution et plusieurs molécules ont été identifiées pour la première fois dans une atmosphère cométaire (Bockelée-Morvan et al., 2000; Crovisier et al., 2004a).
- Toujours en radio, il a été également possible de suivre l'évolution du taux de production de plusieurs molécules tout au long de l'orbite, entre 1995 et 2002 (Biver et al., 2002a) et de mesurer des rapports isotopiques dans de nombreuses molécules mères.

Au moment du passage au périhélie, l'activité de la comète était à son maximum, avec un taux de production de l'eau colossal : $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{31} \text{ molécules s}^{-1}$. Avec une telle activité, l'émission de plusieurs molécules a pu être observée en interférométrie millimétrique (voir Section 2.2.3). Ce fut le cas avec les interféromètres de la Berkeley Illinois Maryland Association (BIMA), de Owens Valley Radio Observatory (OVRO) et du Plateau de Bure de l'IRAM (PdB). Les principaux résultats obtenus avec les interféromètres de BIMA et de OVRO seront présentés dans la section 2.2.3). L'analyse des observations du Plateau de Bure est l'objet de mon travail de thèse et sera décrite en détail par la suite.

Chapitre 2

La radioastronomie (sub-)millimétrique

Comme nous l'avons vu, les atmosphères cométaires sont des environnements froids ($\sim 20-100$ K) dans lesquels évoluent de nombreuses molécules. Les transitions rotationnelles de leur niveau électronique fondamental génèrent des émissions discrètes à des fréquences comprises entre 50 et 1000 GHz. Ce domaine correspond aux longueurs d'onde millimétriques et sub-millimétriques. Nous décrirons dans ce chapitre les techniques d'observations de ces raies d'émission avec une antenne unique ou un interféromètre ; nous nous intéresserons en particulier à l'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM et aux observations de Hale-Bopp qui y ont été réalisées.

2.1 Les observations avec une antenne unique

2.1.1 Les radiotélescopes

Les radiotélescopes fonctionnent selon le même principe que les télescopes optiques : ils sont constitués d'un réflecteur primaire parabolique, qui renvoie le faisceau incident vers un miroir secondaire, d'où le rayonnement est concentré vers un récepteur, un composant dont

Tab. 2.1: Principaux radiotélescopes observant dans le (sub-)millimétrique.

Télescope	Diamètre	Domaine de fréquences	Lieu	Altitude
IRAM 30 m	30 m	80–290 GHz	Pico Veleta, Espagne	2920 m
JCMT	15 m	211–710 GHz	Mauna Kea, Hawaii	4092 m
CSO	10,4 m	200–920 GHz	Mauna Kea, Hawaii	4080 m
APEX	12 m	210–1400 GHz	Plateau de Chajnantor, Chili	5105 m
FCRAO	14 m	85–115 GHz	Massachusetts	150 m
NRAO	12 m	68–180 GHz	Kitt Peak, Arizona	1895 m
HHT	10 m	210–480 GHz	Mont Graham, Arizona	3186 m

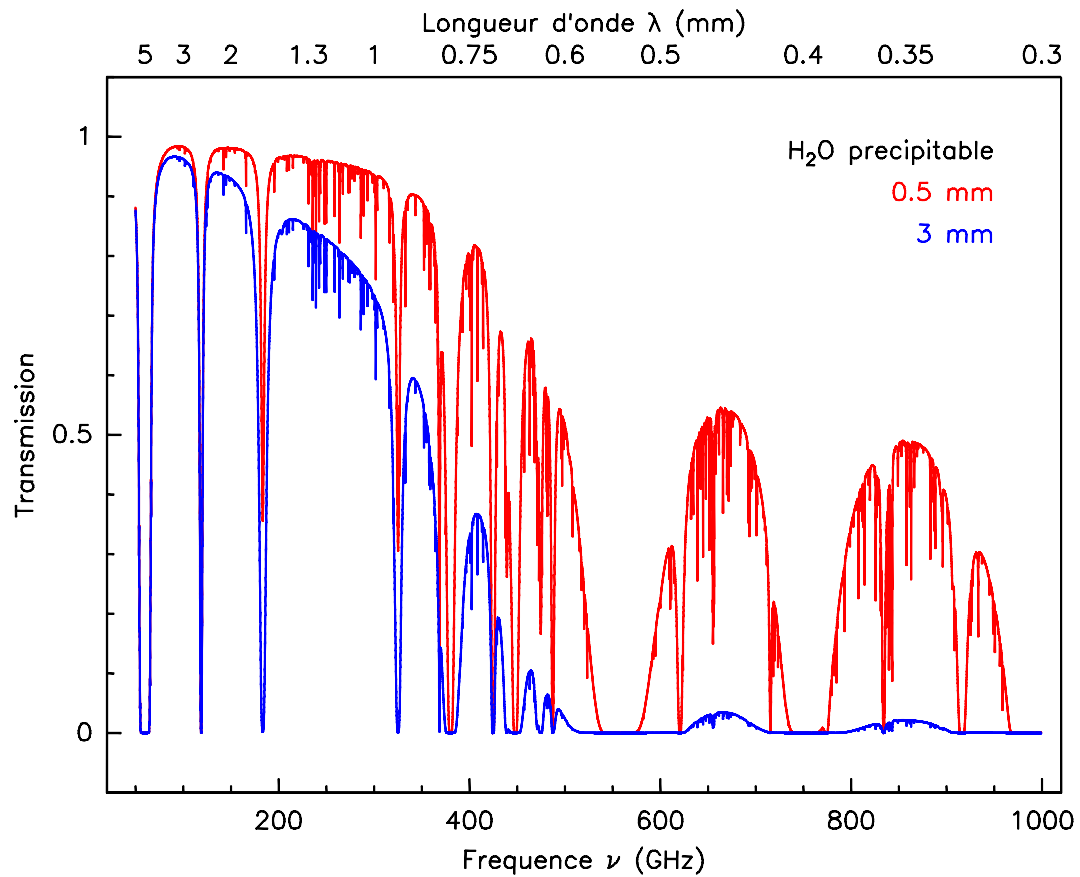


Fig. 2.1: Spectre de transmission atmosphérique dans le domaine (sub-)millimétrique, pour deux quantités d'eau précipitable dans l'atmosphère au dessus d'un site à 4000 m d'altitude.

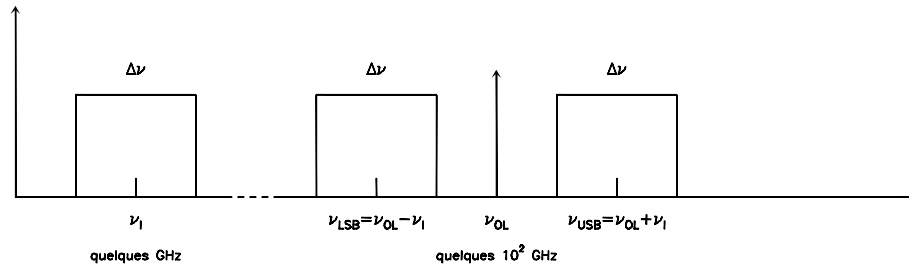


Fig. 2.2: Schéma des bandes de fréquences impliquées lors de l'hétérodynage.

le rôle est de transformer le rayonnement de la source observée en une onde que l'on peut manipuler et numériser.

Les radiotélescopes sont en général plus grands que leurs analogues optiques. En effet, une quantité importante de flux doit être collectée car le signal émis par les sources astronomiques est faible en comparaison avec l'émission ambiante (ciel, sol...). De plus, comme nous allons le développer ensuite, la résolution spatiale d'un radiotélescope dépend de sa taille. Construire un grand radiotélescope permet de viser une région plus petite du ciel lors des mesures.

La précision de surface requise pour les réflecteurs doit être une fraction de la longueur d'onde des observations. La conception d'un instrument de grande taille est donc d'autant plus facile qu'il est destiné à observer à basse fréquence. Ainsi, les écarts à la parabole de la surface du réflecteur primaire du télescope de 30 m de l'IRAM sont de l'ordre de la dizaine de microns (observations à 1 mm), quand ils sont de quelques millimètres pour le radiotélescope de Nançay (observations dans le décimétrique). Les radiotélescopes (sub-)millimétriques ont des tailles de l'ordre de la dizaine de mètres en général (voir Table 2.1).

Les molécules de l'atmosphère terrestre, en particulier H_2O et O_2 , absorbent significativement le rayonnement électromagnétique provenant de l'espace dans le domaine (sub-)millimétrique. Les observations astronomiques ne sont possibles que dans les fenêtres atmosphériques, les domaines de longueurs d'onde où cette absorption est assez faible. La Figure 2.1 présente le spectre de transmission de l'atmosphère pour deux quantités de vapeur d'eau précipitable dans l'atmosphère au dessus d'un site à 4000 m d'altitude. Une augmentation de la quantité d'eau précipitable dans l'atmosphère entraîne une diminution de la transmission, très importante pour les plus hautes fréquences. Ceci explique pourquoi les radiotélescopes millimétriques sont en général construits en altitude, dans des zones sèches. Pour des conditions météorologiques identiques, une émission à haute fréquence sera plus atténuée qu'une émission à une fréquence plus faible. Cet effet est radical au delà de 300 GHz et le choix du site d'observation est encore plus critique pour la qualité des observations dans le sub-millimétrique.

Les récepteurs hétérodynes

Afin de traiter correctement le signal, la première étape consiste à l'amplifier. Or, avec les technologies actuelles, il est impossible d'amplifier des ondes à des fréquences de l'ordre de la centaine de GHz. Afin d'analyser de tels signaux on utilise la technique de l'hétérodynage

qui permet de décaler le signal vers des fréquences plus faciles à manipuler. Cela consiste à mélanger l'onde électromagnétique observée (à la fréquence dite *fréquence ciel* ν_s) avec une onde artificielle à une fréquence voisine (onde créée par un oscillateur local à la fréquence ν_{OL}). La fréquence de l'oscillateur local est réglable et il faut faire en sorte que l'on ait $|\nu_{OL} - \nu_s| = \nu_I$, où ν_I , la fréquence intermédiaire, est la fréquence autour de laquelle l'amplificateur fonctionne (typiquement quelques GHz). Le mélange se fait dans un composant au comportement non linéaire qui fournit à sa sortie une bande de largeur $\Delta\nu \sim 1$ GHz autour de la fréquence ν_I .

Le signal contenu dans cette bande est la superposition des signaux reçus dans deux des bandes de même largeur centrées sur $\nu_{LSB} = \nu_{OL} - \nu_I$ et $\nu_{USB} = \nu_{OL} + \nu_I$. Les bandes LSB (pour Lower Side Band) et USB (pour Upper Side Band) sont en principe mélangées mais certains récepteurs sont capables de rejeter le signal provenant de l'une des deux bandes afin que l'autre, qui contient le signal astrophysique, ne soit polluée ni par son bruit ni par le signal qu'elle contient. Ce genre de récepteur est appelé SSB (pour Single Side Band). Les dénominations LSB et USB sont parfois remplacées par *bande signal* et *bande image*. Dans ce cas la bande signal est celle (USB ou LSB) qui contient le signal astrophysique. La Figure 2.2 schématise les différentes bandes de fréquences impliquées lors de l'hétérodynage.

Analyse spectrale

Il existe plusieurs systèmes pour accomplir l'analyse spectrale du signal et enregistrer un spectre du rayonnement avec une largeur de bande et une résolution spectrale donnée :

- Les premiers spectromètres étaient des batteries de filtres, composées de plusieurs unités qui filtrent le signal en dehors d'une gamme de fréquence donnée.
- Les spectromètres acousto-optiques peuvent analyser de larges bandes passantes (plusieurs GHz) en utilisant le changement d'indice de refraction d'un cristal lorsqu'il vibre, soumis au signal incident. L'analyse de la figure de diffraction d'un laser traversant le cristal permet de remonter aux propriétés de l'onde incidente.
- Les autocorrélateurs sont les spectromètres les plus utilisés désormais. Ils déterminent le spectre de puissance du rayonnement en séparant le faisceau incident en deux, puis en corrélant les deux voies, après avoir inclus un retard dans l'une d'elles.

2.1.2 Analyse scientifique du signal

Température de brillance

L'énergie rayonnée par une source par unité de surface, d'angle solide, de temps et de fréquence est donnée par sa brillance spectrale I_ν (appelée également intensité spécifique) qui s'exprime en $\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

En radioastronomie, la température de brillance T_B (en K) d'une source est la température qu'aurait un corps noir de même brillance spectrale I_ν . La brillance spectrale à la fréquence ν d'un corps noir de température T est donnée par la loi de Planck :

$$I_\nu = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

où $c = 2,998 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ est la vitesse de la lumière, $h = 6,63 \times 10^{-34} \text{ J s}$ est la constante de Planck et $k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ la constante de Boltzmann. Dans le millimétrique, les fréquences sont assez basses pour que l'on ait $h\nu \ll kT$ et que l'approximation de Rayleigh-Jeans soit valable ; on a alors une relation linéaire entre la brillance spectrale d'une source et sa température de brillance :

$$B_\nu \approx \frac{2kT_B\nu^2}{c^2} = \frac{2kT_B}{\lambda^2}$$

Les observations fournissent en général la température de brillance d'une source et il est alors possible de remonter à sa brillance spectrale.

Densité de flux reçue

En radioastronomie, on utilise parfois comme unité le Jansky (Jy), qui correspond à une densité spectrale de flux reçu S_r . ($1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). La densité de flux reçue par un récepteur dans un angle solide élémentaire s'exprime :

$$dS_r = I_\nu d\Omega_r$$

On a par conséquent :

$$S_r = \int_{\Omega_r} I_\nu d\Omega_r$$

Si la source est plus petite que l'angle solide Ω_r dans lequel le récepteur est sensible, alors la densité spectrale de flux mesurée correspond à la densité effectivement émise par la source. Sinon, il faut intégrer la densité de flux reçue sur l'ensemble de l'angle solide couvert par la source pour avoir sa valeur.

Dans tous les cas, la densité spectrale de flux reçu est liée à la température de brillance de la source par l'expression :

$$S_r = \frac{2k}{\lambda^2} \int_{\Omega_r} T_B d\Omega_r \quad (2.1)$$

Température d'antenne

En émission, la puissance rayonnée par une antenne portée à la température T (par unité de fréquence) est donnée par $W = kT$ (théorème de Nyquist). En mode réception, on définit la température d'antenne T_A comme la température à laquelle il faudrait porter l'antenne pour qu'elle rayonne une puissance identique à celle qu'elle reçoit de la source.

Cependant, lorsque l'on pointe une source avec un radiotélescope, on mesure la superposition de son rayonnement et d'un rayonnement ambiant, l'émission du ciel. La température effectivement mesurée est donc :

$$T_{mes} = T_A + T_{ciel}$$

Les conditions atmosphériques peuvent varier au cours du temps, ou dépendre de la direction pointée. Pour avoir T_A , il faut mesurer régulièrement T_{ciel} afin de la soustraire à

la température mesurée par l'antenne. On alterne en général des observations ON (sur la source) et OFF (sur le ciel) et on a :

$$T_A = T_{mes}^{ON} - T_{mes}^{OFF}$$

L'alternance ON–OFF peut être assurée en dépointant l'ensemble du télescope (*position switch*) ou seulement le faisceau issu du miroir secondaire, en basculant celui-ci (*beam switch*). Il est possible de cette façon d'alterner très rapidement les observations ON et OFF ($\sim$ toutes les secondes) et de corriger les variations rapides de l'émission du ciel. Une méthode alternative lorsque l'on observe des raies spectrales consiste à changer la fréquence d'observation sans modifier la direction de pointage du télescope (*frequency switch*). On réalise alternativement deux spectres, légèrement décalés en fréquence (décalge de $d\nu$) puis on en fait la différence. La contribution de l'atmosphère s'en trouve éliminée et il reste sur le spectre final deux versions de la raie spectrale observée : l'une à sa position de définition en émission et l'autre, en absorption, décalée de $d\nu$. Il est ensuite possible de replier le spectre pour ajouter ces deux raies. Avec cette méthode, le temps d'intégration ON (sur la source) est égal au temps total d'observation, alors qu'il n'en représente que la moitié lorsque l'on procède en beam ou position switch.

L'atmosphère a un autre effet, celui d'absorber une partie du flux de la source. On définit l'expression de la température d'antenne sans absorption atmosphérique T_A^* en fonction de la température mesurée T_A , de l'opacité au zénith τ_0 et de l'élévation de la source e :

$$T_A^* = T_A \exp \frac{\tau_0}{\sin(e)}$$

De T_A à T_B

La température d'antenne dépend des propriétés du radiotélescope utilisé pour la mesurer et n'est donc pas une grandeur utile lors d'une analyse astrophysique. Nous allons voir ici comment passer de la température d'antenne mesurée à la température de brillance réelle de la source.

Gain directionnel et résolution : L'antenne n'est pas exclusivement sensible au signal provenant de la direction pointée, une partie du flux provient des directions voisines. Le gain directionnel $g(\theta, \phi)$ définit la sensibilité d'un radiotélescope en fonction la direction incidente (θ, ϕ) du signal. C'est la transformée de Fourier (TF) de la pupille d'entrée du radiotélescope. Dans certains, notamment à l'IRAM, cette dernière est une gaussienne (l'illumination des régions externes de la parabole est atténuée d'un facteur exponentiel par rapport aux régions centrales) tronquée (l'illumination n'est pas nulle au bord de l'antenne). La sensibilité du radiotélescope est alors une gaussienne centrée sur un maximum dans la direction de pointage $(\theta = 0, \phi = 0)$ et entourée de minima et de maxima locaux, qui apparaissent lors de la transformée de Fourier d'une fonction bornée. Les maxima locaux sont faibles par rapport au maximum central en raison de l'atténuation de l'illumination vers les bords de l'antenne.

Le lobe principal centré sur la direction de pointage $(\theta = 0, \phi = 0)$ et délimité par la première annulation du gain directionnel est la région où la sensibilité est la meilleure. Sa

taille (largeur à mi hauteur) délimite à la fois le champ de vue et la résolution spatiale des observations : le flux mesuré est l'intégration du signal provenant de toutes les directions comprises dans le lobe. A une longueur d'onde λ donnée et pour une antenne de diamètre D , la largeur à mi hauteur dans le lobe principal est σ_{lobe} , qui s'écrit pour les lobes gaussiens :

$$\sigma_{lobe} = 1,2 \frac{\lambda}{D}$$

Chaque observation avec une antenne unique donne la valeur du flux dans un lobe. Afin de décrire la distribution spatiale de l'émission, il faut effectuer des mesures successives en dépointant le télescope. Une solution alternative consiste à observer la source avec un récepteur multilobe. Le télescope de 30 m de l'IRAM est équipé d'un tel récepteur (appelé HERA) et permet d'effectuer des mesures dans 9 directions différentes simultanément. Cependant, même de cette façon, la couverture spatiale reste limitée.

Efficacités et facteur de couplage Le flux total enregistré par une antenne provient de toutes les directions de l'espace. La proportion de ce flux qui provient de la face avant de l'antenne est donnée par l'efficacité du lobe avant F_{eff} . De même, la proportion du flux contenue dans le lobe principal est donnée par l'efficacité du lobe principal B_{eff} . Les efficacités peuvent être mesurées lors d'opérations techniques (holographie) ou bien déduites des observations de sources bien connues comme les planètes. A partir de ces efficacités, on peut calculer la température du lobe principal :

$$T_{mb} = T_A^* \frac{F_{eff}}{B_{eff}}$$

La température de brillance est ensuite obtenue en tenant compte du facteur de dilution dans le lobe F_D dont la valeur dépend de la taille relative des angles solides de la source et du télescope :

$$T_B = \frac{T_{mb}}{F_D}$$

Il est donc possible d'obtenir la valeur de la température de brillance pour les sources de brillance uniforme dont la taille est connue. Ce n'est pas le cas des comètes et l'on se contente de la température du lobe principal T_{mb} , qui est la valeur moyenne de la distribution de température de brillance dans le lobe. La densité de flux reçue (equation 2.1) s'écrit alors :

$$S_r = \frac{2k}{\lambda^2} T_{mb} \Omega_{lobe} \quad (2.2)$$

où Ω_{lobe} est l'angle solide correspondant au lobe principal de l'antenne. On peut donc calculer le facteur de conversion S/T ou Jy/K :

$$S/T_{mb} = \frac{2k}{\lambda^2} \Omega_{lobe} \quad (2.3)$$

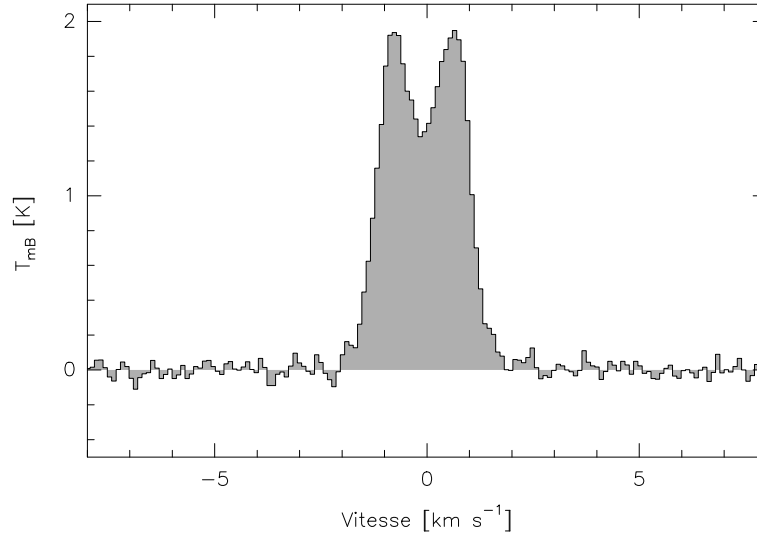


Fig. 2.3: Spectre ON-OFF de la raie $J(2-1)$ de CO à 230,54 GHz observé au le Plateau de Bure de l'IRAM dans Hale-Bopp le 11 mars 1997. Le profil à deux pics est typique des observations cométaires.

2.1.3 Observations spectroscopiques de comètes avec une antenne unique

Analyse des spectres cométaires

La figure 2.3 présente un exemple typique de spectre cométaire obtenu avec un radiotélescope. C'est la raie $J(2-1)$ de CO émise à 230 GHz, observée dans la comète Hale-Bopp avec le Plateau de Bure de l'IRAM, en mode ON-OFF, en mars 1997. La fréquence des canaux, autour de la fréquence de la raie au repos, est transformée en vitesse radiale relative à la vitesse géocentrique de la comète. Ainsi, les molécules se déplaçant avec des vitesses négatives (respectivement positives) sont en train de s'approcher (resp. de s'éloigner) de la Terre. Les molécules dont la vitesse est proche de 0 se déplacent perpendiculairement à la ligne de visée. Au cours de leur déplacement, ces molécules sortent du champ de vue (à cette fréquence, le lobe de l'antenne vaut $\sim 20''$) tandis que celles qui se déplacent parallèlement à la ligne de visée y restent. En conséquence, lors des observations, on détecte plus de flux aux vitesses proches de la vitesse d'expansion du gaz (ici $\pm 1 \text{ km s}^{-1}$) qu'autour de 0 km s^{-1} . Cela explique le profil à deux pics des raies cométaires.

Aire Intégrée : L'aire intégrée de la raie (en K km s^{-1}) est la quantité totale de flux contenue dans le lobe. Il est possible grâce à cette quantité de remonter à la densité de colonne de la molécule observée. A partir de là, l'utilisation d'un modèle simple de coma permet de calculer le taux de production (Q) d'une espèce (voir Chapitre 3), c'est à dire le nombre de molécules libérées dans la coma à chaque seconde. L'abondance A_X d'une espèce X est le rapport de son taux de production à celui de l'eau $A_X = \frac{Q_X}{Q_{H_2O}}$.

Largeur de raie : La largeur de la raie est principalement due à des effets de projections de la vitesse des molécules sur la ligne de visée. Le second facteur d'élargissement est

l'agitation thermique des molécules. En mesurant la demi-largeur à mi-hauteur (σ_{raie}), et en connaissant la température du gaz (ou en postulant sa valeur), on peut estimer la vitesse moyenne d'expansion du gaz. La vitesse du gaz dans les comae est en général de l'ordre de 1 km s^{-1} et les raies observées ont une largeur de $\sim 2\text{--}4 \text{ km s}^{-1}$.

Profil de raie : La bonne résolution spectrale dont on dispose en radio offre la possibilité de caractériser la distribution des molécules le long de la ligne de visée. Le profil de raie, très bien résolu, peut donner des informations sur la morphologie du dégazage. Par exemple, le noyau d'une comète située relativement loin du Soleil est actif uniquement du côté qui est chauffé par la lumière du Soleil. Si l'angle de phase (angle Soleil-Comète-Terre) est faible, l'aile de la raie aux vitesses négatives sera nettement plus forte que l'aile des vitesses positives (un cas typique est celui de la comète P/Schwassmann-Wachmann 1, décrit dans Crovisier et al., 1995). En effet il y a plus de molécules dans la coma se déplaçant du noyau vers le Soleil (donc vers la Terre) que dans l'autre direction. Les variations temporelles peuvent également renseigner l'observateur sur la rotation du noyau et la présence de jets.

Rapport d'intensité de raies : Lorsque plusieurs raies d'émission rotationnelle d'une même molécule sont observées simultanément, leur rapport d'intensité peut permettre de remonter à la température de rotation de l'espèce et de contraindre son excitation. Si les observations sondent la coma interne, la température de rotation est la température cinétique du gaz : en effet, l'intensité des différentes raies dépend de la population des niveaux rotationnels qui est directement liée à la température du gaz dans la coma interne où les collisions sont nombreuses (voir Section 3.3). Ce travail est généralement effectué en observant plusieurs raies du méthanol (CH_3OH), c'est un des aspects habituels de l'étude de comae en radioastronomie millimétrique. Cette température peut être utilisée comme paramètre dans les modèles utilisés pour l'analyse des données concernant d'autres molécules.

Résultats

L'ère de l'observation des comètes en radioastronomie a débuté avec la première détection de raies à 18 cm du radical OH dans la comète Kouhoutek en 1973 (Biraud et al., 1974). Le domaine millimétrique ne fut accessible qu'à partir des années 80, avec la construction de plusieurs observatoires. Les premières détections de molécules cométaires dans ce domaine de longueur d'onde ont eu lieu avec le passage de la comète Halley en 1986. Au total, en une vingtaine d'années, 35 comètes ont été observées et plus de 20 molécules mères ont été découvertes (voir Table 2.2). Des radicaux (CS, SO, NS) et des ions (CO^+ , HCO^+ , H_3O^+) ont été détectés par cette technique. Les molécules mères sont pour la plupart également observées dans le milieu interstellaire, que ce soit au sein des nuages moléculaires froids, ou dans les *hot cores*, régions voisines d'étoiles jeunes (Bockelée-Morvan et al., 2000).

Le télescope spatial ODIN, lancé en 2001 a permis d'observer la raie d'émission de l'eau à 557 GHz dans 12 comètes et d'étudier le dégazage de l'eau, l'élément le plus abondant de la coma, difficilement accessible depuis la Terre. De plus, l'isotope H_2^{18}O à 548 GHz a été détecté dans plusieurs comètes et les mesures du rapport $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ donnent une valeur

Tab. 2.2: Les molécules mères observées dans le millimétrique.

Nom	Formule
Eau	H ₂ O
Monoxyde de carbone	CO
Méthanol	CH ₃ OH
Formaldéhyde	H ₂ CO
Ethylène glycol	HOCH ₂ CH ₂ OH
Acide formique	HCOOH
Ethanal	CH ₃ CHO
Formiate de méthyle	HCOOCH ₃
Ammoniac	NH ₃
Cyanure d'hydrogène	HCN
Isocyanure d'hydrogène	HNC
Cyanure de méthyle	CH ₃ CN
Cyanoacétylène	HC ₃ N
Acide isocyanique	HNCO
Formamide	NH ₂ CHO
Sulfure d'hydrogène	H ₂ S
Dioxyde de soufre	SO ₂
Oxysulfure de carbone	OCS
Thioformaldéhyde	H ₂ CS

similaire à la valeur terrestre (Biver et al., 2007).

Le passage de la comète Hale-Bopp restera une révolution dans l'étude des comètes puisque pas moins de 10 nouvelles molécules mères ont été découvertes dans sa coma. Son activité était telle que plusieurs rapports isotopiques (D/H, ¹²C/¹³C, ¹⁴N/¹⁵N et ³²S/³⁴S) ont été mesurés dans quelques molécules ou radicaux (voir la revue Bockelée-Morvan et al., 2004, et les références qu'elle contient).

La principale conclusion qui ressort des observations spectroscopiques de comètes dans le domaine (sub-)millimétrique est que l'on observe une grande diversité chimique. De nombreuses molécules sont détectées, y compris des espèces complexes comme l'éthylène glycol (HOCH₂CH₂OH, Crovisier et al., 2004a) et leurs abondances relatives varient considérablement d'une comète à l'autre (jusqu'à un facteur 10 pour CO). Comme décrit plus tôt (Chapitre 1) les différences de composition ne semblent pas corrélées avec la classe dynamique des comètes. Cependant le nombre de comètes de l'écliptique analysées est encore trop faible aujourd'hui pour qu'une réelle statistique soit tirée des observations. De plus, les conditions d'observations varient (distance géocentrique et héliocentrique de la comète, noyau fragmenté...) et chaque comète présente des particularités dont il faut tenir compte avant de la comparer aux autres. L'étude de la diversité chimique des comètes est un travail en cours, qui nécessite des observations aussi fréquentes que possible pour tous les types dynamiques de comètes.

Au delà de la composition du gaz, les observations de comètes dans le millimétrique

permettent de s'intéresser aux processus en action dans les atmosphères cométaires ainsi qu'à leur structure :

- Les variations héliocentriques des abondances montrent que toutes molécules ne se comportent pas de la même manière. Dans le cas du formaldéhyde, l'évolution dépend fortement de la distance au Soleil ; c'est un des éléments qui suggère que la molécule ne provient pas du noyau mais est créée dans la coma par un phénomène dépendant de la température (dégradation de polymères, Fray et al., 2006).
- Les observations de comètes très proches du Soleil offrent des conditions extrêmes de température et d'exposition au flux solaire. Dans ce cadre, les observations permettent de poser des contraintes sur certains paramètres physiques des molécules (notamment le taux de photodissociation, Biver et al., 2003).
- L'analyse de l'évolution temporelle d'un spectre (profil, aire intégrée) peut fournir des informations sur la comète. Biver et al. (2007) ont pu mesurer la période de rotation du noyau de la comète 9P/Tempel 1 en analysant l'évolution temporelle de l'aire d'une raie de HCN. Les changements radicaux de la forme du spectre de CO observé avec le Plateau de Bure en mode autocorrélation (ON–OFF) dans la comète Hale-Bopp ont été interprétés comme dus à la présence d'un jet de CO à surface du noyau (Henry et al., 2002).

Il convient de noter ici que ces analyses ont été effectuées avec une résolution spatiale de l'ordre de la dizaine de secondes d'arc, soit 10 000 km pour une comète située à une unité astronomique de la Terre. Les tailles des noyaux étant de l'ordre de quelques kilomètres, les observations radio avec une antenne unique sont sensibles aux molécules présentes loin du noyau. Afin de contraindre les propriétés du noyau à partir des observations de la coma, il serait préférable d'imager l'émission des molécules plus près du noyau. Pour cela, l'utilisation de techniques interférométriques permet de gagner un ordre de grandeur en résolution spatiale.

2.2 L'interférométrie millimétrique

2.2.1 La théorie

Réponse d'un interféromètre à deux antennes

Considérons dans un premier temps le plus simple des interféromètres, celui qui compte deux antennes pointant en direction d'une source à l'infini. $\mathbf{b}$ est la séparation entre les antennes et $\mathbf{s}$ le vecteur unitaire dans la direction de pointage. Comme indiqué sur la Figure 2.4 l'onde reçue par l'antenne 2 a parcouru un chemin optique supérieur de $L = \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}$ au chemin parcouru par l'onde reçue par l'antenne 1. Elle est captée par l'antenne 2 avec un retard temporel de $\tau = \frac{L}{c}$, qui correspond à un déphasage de $\omega\tau = \frac{2\pi\nu}{c} \mathbf{b} \cdot \mathbf{s} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}$. Les antennes 1 et 2 mesurent respectivement les champs électriques $\mathbf{E}_1$ et $\mathbf{E}_2$ qui s'écrivent :

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_0 \exp(i(\omega t + \phi))$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_0 \exp(i(\omega t + \phi + \omega\tau))$$

Dans le cas d'une source ponctuelle la fonction de corrélation des signaux 1 et 2 s'écrit :

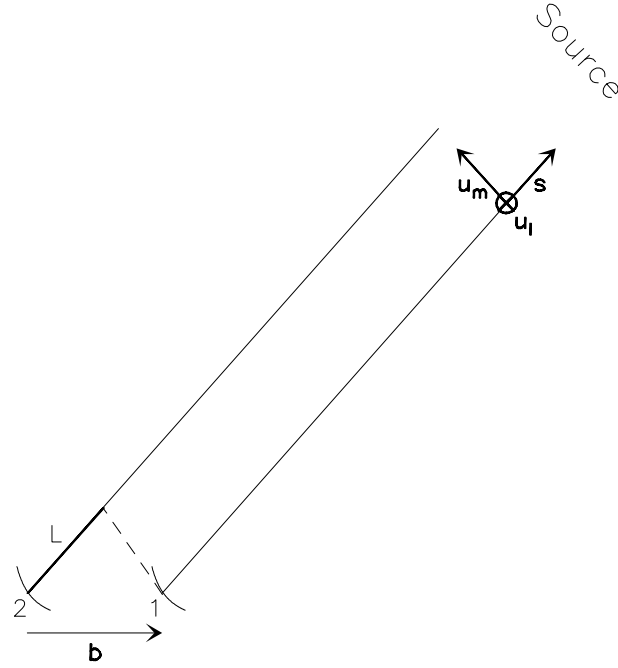


Fig. 2.4: Interféromètre à deux antennes.

$$\langle \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* \rangle = I_0 \exp(-i\omega\tau) = I_0 \exp\left(-\frac{2i\pi}{\lambda} \mathbf{b} \cdot \mathbf{s}\right) \quad (2.4)$$

Si la source n'est pas ponctuelle, il faut tenir compte du champ provenant de l'ensemble des directions $\mathbf{S}$ supportées par la source. La fonction de corrélation devient une intégrale sur la source et, en supposant que le reste du ciel n'émet pas de rayonnement, sur tout le ciel :

$$\langle \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* \rangle = \int_{\text{ciel}} I_0(\mathbf{S}) \exp\left(-\frac{2i\pi}{\lambda} \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}\right) d\mathbf{S} \quad (2.5)$$

Etant donnée la grande distance des sources astrophysiques, on peut en général se placer dans l'approximation paraxiale : le champ électromagnétique se propage parallèlement à la ligne de visée et la région de la sphère céleste d'où provient le rayonnement est assimilée à un plan. Dans ces conditions, on peut écrire $\mathbf{S} = \mathbf{s} + d\mathbf{s}$, où $d\mathbf{s}$ est un vecteur situé dans le plan du ciel qui vérifie $\|d\mathbf{s}\| \ll 1$. Définissons un repère orthonormé $(\mathbf{u}_l, \mathbf{u}_m, \mathbf{s})$ ayant deux axes dans le plan du ciel, l'un dirigé vers le Nord ($\mathbf{u}_m$) et l'autre pointant à l'Est ($\mathbf{u}_l$) ; le troisième axe est orienté selon la ligne de visée (voir Figure 2.4). Dans ce repère, on a :

$$\mathbf{b} = (b_1, b_2, b_3)$$

$$d\mathbf{S} = (l, m, 0)$$

On peut donc écrire :

$$\langle \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* \rangle = \iint_{\text{ciel}} I_0(l, m) \exp\left(-\frac{2i\pi}{\lambda} (b_1 l + b_2 m + b_3)\right) dl dm \quad (2.6)$$

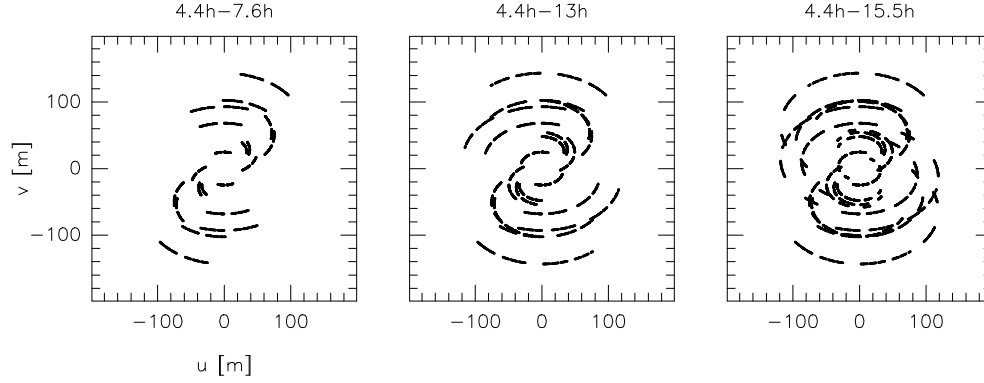


Fig. 2.5: Evolution de la couverture- uv au cours des observations de la raie ($2_{20}-2_{11}$) de H_2S au Plateau de Bure de l'IRAM en mars 1997. L'intervalle de temps correspondant aux observations est indiqué au dessus des figures.

Puis, en sortant le terme constant de l'intégrale :

$$\langle \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* \rangle \propto \iint_{\text{ciel}} I_0(l, m) \exp\left(-\frac{2i\pi}{\lambda} (b_1 l + b_2 m)\right) dl dm \quad (2.7)$$

C'est l'expression de la Transformée de Fourier de la distribution de brillance au point (u, v) dans le plan de Fourier (plan- uv), où $u = \frac{b_1}{\lambda}$ et $v = \frac{b_2}{\lambda}$.

Le produit de corrélation des champs électriques enregistrés par les deux antennes est un nombre complexe appelé *visibilité*. C'est un point de la transformée de Fourier de la distribution de brillance de la source sur le plan du ciel, également appelée fonction de cohérence spatiale. Si l'on mesure l'ensemble des points de cette fonction, on peut déterminer la distribution de brillance de la source observée en effectuant une transformation de Fourier inverse (TF^{-1}).

Synthèse d'ouverture :

La synthèse d'ouverture consiste à étendre l'échantillonnage du plan de Fourier en utilisant un nombre N d'antennes plus conséquent qui correspond à $\frac{N(N-1)}{2}$ lignes de bases qui mesurent chacune une visibilité à chaque instant. La rotation de la Terre fait évoluer la projection des lignes de base et permet d'améliorer encore l'échantillonnage du plan de Fourier.

On peut alors effectuer la TF^{-1} du signal mesuré et obtenir la distribution de brillance sur le plan du ciel en bénéficiant de la résolution spatiale qu'offrirait une antenne unique dont la dimension serait l'espacement entre les deux antennes les plus éloignées du réseau.

2.2.2 Des visibilités à la carte interférométrique

Couverture- uv

La couverture- uv est l'ensemble des points du plan de Fourier pour lesquels l'instrument a mesuré une visibilité. La fonction que l'on échantillonne est la TF d'une grandeur réelle

(la distribution de brillance) et est par conséquent une fonction paire. On a donc $V(u, v) = V(-u, -v)$ et la couverture- uv est donc symétrique par rapport au point central. Avec la rotation de la terre, la projection des lignes de base évolue au cours du temps et une même ligne de base sondera plusieurs points du plan- uv situés le long d'un arc d'ellipse (voir Figure 2.5).

La représentation mathématique de la couverture- uv est la fonction d'échantillonnage $S(u, v)$, qui vaut 1 si on a mesuré V en (u, v) , 0 sinon. Après une session d'observation, on connaît le produit $V(u, v) S(u, v)$ et l'équation de l'inversion (équation ??) donne une distribution de brillance dégradée B^D :

$$B^D(l, m) = \iint_{\text{plan-}uv} V(u, v) S(u, v) \exp(-i2\pi(ul + vm)) du dv \quad (2.8)$$

$$B^D = \text{TF}(V S) = \text{TF}(V) * \text{TF}(S) = B * D$$

La TF de la couverture- uv , la fonction D , est appelée *lobe sale*. Ce lobe est constitué d'un lobe principal centré entouré de lobes secondaires dont la distribution suit celle des points (u, v) sondés. Le *lobe synthétique* C est la gaussienne à deux dimensions qui représente au mieux la partie centrale du lobe sale. Il représente la résolution spatiale des cartes de brillance déduites des observations. Il a la même symétrie que la couverture- uv : plus elle est homogène et plus le lobe sera circulaire.

Déconvolution

Plus l'échantillonnage du plan- uv est bon, plus la distribution de brillance dégradée sera proche de la distribution de brillance réelle. Dans tous les cas, il est possible, connaissant la couverture- uv de déconvoluer la distribution de brillance dégradée par le lobe sale.

La collection de programmes GILDAS développée par l'Institut de radioastronomie millimétrique (IRAM), institut en charge de l'interféromètre du Plateau de Bure, propose des solutions pour cette déconvolution. Le principe consiste à considérer que la source observée est en fait une superposition de sources ponctuelles voisines. On considère que la plus intense de ces sources est située à la position où la brillance dégradée B^D est maximale et que son intensité est égale à une fraction γ de l'intensité maximum mesurée. Le produit de convolution de cette source ponctuelle P_1 par le lobe sale (D) est alors retranché à B^D et l'on crée une distribution des résidus R :

$$R_1 = B^D - P_1 * D$$

La deuxième source ponctuelle P_2 correspond au maximum de cette de distribution de résidus, qui est alors recalculée :

$$R_2 = R_1 - P_2 * D$$

L'opération est répétée n fois, jusqu'à ce que les résidus soient inférieurs à une valeur seuil à définir. La carte de sources ponctuelles est alors convoluée par le lobe synthétique puis ajoutée à la carte des résidus pour obtenir la distribution de brillance reconstituée B^R . On a finalement :

$$B^R = R_n + C * \left(\sum_{i=1}^n P_i \right)$$

Aspects pratiques

Transformée de Fourier rapide : En pratique, le traitement des données utilise un algorithme de Transformation de Fourier rapide. Il ne peut être appliqué qu'à une fonction échantillonnée régulièrement. Avant d'effectuer la TF, les visibilités mesurées sont rééchantillonnées sur une grille. Pour cela le produit $V S$ est convolué par une grille G . La distribution des visibilités rééchantillonnées V_g s'écrit donc :

$$V_g = G * (V S)$$

Ce qui donne lors de la TF :

$$\text{TF}(V_g) = \text{TF}(G) \text{TF}(V S)$$

d'où l'on tire l'expression de la distribution de brillance dégradée :

$$B^D(l, m) = \text{TF}(V S) = \frac{\text{TF}(V_g)}{G}$$

Gain directionnel des antennes : Dans le cas des sources étendues, le signal provenant des directions voisines de la direction principale (celle de la ligne de visée) est atténué par un facteur donné par le gain directionnel des antennes. L'équation ?? devient :

$$V(u, v) = \iint_{\text{ciel}} g(l, m) B(l, m) \exp(-i2\pi(ul + vm)) dl dm \quad (2.9)$$

La TF^{-1} du signal mesuré par l'interféromètre sera le produit de la distribution de brillance par le lobe primaire des antennes $g(l, m)B(l, m)$. Il faut tenir compte de cet effet dans le traitement des données afin de reconstituer une image aussi fidèle que possible à la distribution de brillance réelle.

Poids des visibilités : Les conditions matérielles et météorologiques peuvent évoluer d'un moment à un autre ou d'une antenne à une autre. Au moment de la mise un commun de toutes les mesures on tient compte de cela en affectant un poids à chaque visibilité. Le poids est défini comme $w = \frac{1}{\sigma^2}$, où σ est le niveau de bruit, qui s'écrit :

$$\sigma = \frac{J_l T_{sys}}{\eta_Q \sqrt{2\Delta\nu \Delta t}}$$

J_l est le facteur de conversion de la température d'antenne (K) en densité de flux (Jy).

T_{sys} est la température système.

η_Q est l'efficacité de l'interféromètre.

$\Delta\nu$ est la résolution spectrale.

Δt est le temps d'intégration.

Tab. 2.3: Les principaux interféromètres radio opérant dans le millimétrique

Instrument	Fréquences	$N \times \phi$	Lieu	Altitude
PdBI ^a	80–260 GHz	6 × 15 m	Hautes Alpes, France	2550 m
VLA ^b	0,074–50 GHz	27 × 25 m	Nouveau Mexique, USA	2100 m
BIMA ^c	70–270 GHz	10 × 6 m	Californie, USA	1300 m
OVRO ^c	80–270 GHz	6 × 10 m	Californie, USA	1200 m
CARMA ^c	80–270 GHz	9 × 6 m + 6 × 10 m	Californie, USA	2400 m
SMA ^d	180–900 GHz	8 × 500 m	Hawaii, USA	4000 m

^a Interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM.

^b Le Very Large Array (VLA) observe principalement dans le domaine centimétrique. Ce fut le premier interféromètre à réaliser de l'imagerie de comète, c'est pourquoi nous proposons sa description ici.

^c L'interféromètre de la Berkeley Illinois Maryland Association (BIMA) et celui du Owens Valley Radio Observatory (OVRO) ont cessé de fonctionner. Leurs antennes ont été rassemblées pour donner naissance à l'interféromètre CARMA (Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy).

^d Submillimetre Array.

Ce poids permet de donner plus d'importance aux points obtenus dans de meilleures conditions que les autres. Il est possible à posteriori de modifier la distribution des poids afin d'améliorer la sensibilité ou la résolution. Par exemple, en donnant moins de poids aux visibilitées enregistrées par les longues lignes de base (*tapering*), on dégrade légèrement la résolution spatiale mais on augmente le rapport signal sur bruit des observations.

Espacements courts : Il est matériellement impossible d'obtenir des lignes de bases inférieures à la taille d'une antenne. Les espacements courts dans le plan de Fourier ne sont donc pas échantillonnés. Cela correspond aux grandes échelles spatiales sur le ciel. L'interpolation dans le plan de Fourier effectuée lors du rééchantillonnage des visibilitées en est faussée et, lors de la TF^{-1} , le flux émis par une source étendue est sous estimé. On dit qu'un interféromètre filtre les grandes échelles spatiales. Cet aspect est particulièrement important lorsque l'on s'intéresse aux comètes qui sont des sources étendues.

2.2.3 Observations de comètes en interférométrie millimétrique

Avec les interféromètres à notre disposition (voir Table 2.3), il faut des comètes très brillantes pour que les observations soient de bonne qualité. Les premières observations de comètes en interférométrie radio remontent à 1985-1986 avec les observations de la comète Halley au VLA (observation de la raie de OH à 18 cm, de Pater et al., 1986). Les comètes Wilson (19861), 1991 A1 (Shoemaker-Levy), C/1996 B2 Hyakutake et C/1995 O1 (Hale-Bopp) ont été observées depuis (Palmer et al., 1989, 1992; Fernández et al., 1997; de Pater et al., 1998).

Le passage de la comète C/1996 B2 (Hyakutake) à une très faible distance de la Terre

a été une première occasion pour observer une comète avec le Plateau de Bure. L'analyse de l'émission continue a permis de donner une limite supérieure pour la taille du noyau à 2,1 km (Altenhoff et al., 1999). Les raies d'émission $J(2-1)$ du CO et $J(1-0)$ de HCN ont été détectées.

Indéniablement, la comète Hale-Bopp a été à l'origine des résultats les plus significatifs en interférométrie. L'émission continue a été imagée avec une résolution de l'ordre de $10''$ avec l'interféromètre de BIMA (de Pater et al., 1998). Au Plateau de Bure, la résolution obtenue était de l'ordre de $2''$. Les observations ont permis une mesure de la taille du noyau, estimée à $44,2 \pm 2,3$ km (Altenhoff et al., 1999). L'émission de nombreuses raies moléculaires a été cartographiée, nous en proposons ici une brève description :

- Deux espèces deutérées (HDO et DCN) ainsi que HCN et HNC ont été observées avec l'interféromètre de Owens Valley (OVRO). La comparaison avec des observations du milieu interstellaire a montré qu'une partie de la matière cométaire était constituée de matière interstellaire préservée lors de la formation du Soleil. Les observations suggèrent par ailleurs que les jets de poussières sont enrichis en HDO et DCN (Blake et al., 1999).
- Avec l'interféromètre de BIMA, l'analyse de la distribution spatiale de l'émission de la raie $J(1-0)$ de HCN a mis en évidence des déviations par rapport à la symétrie sphérique qui varient au cours du temps. Cela a été interprété comme le signe de la présence de jets à la surface du noyau (Wright et al., 1998; Veal et al., 2000). La morphologie du dégazage de HCN a pu être comparée à celle de CN, observé simultanément dans le visible pour examiner la relation qui pourrait lier ces deux espèces (Woodney et al., 2002). Les observations de la raie $J(2-1)$ de CS ont été utilisées pour effectuer une mesure de son taux de photodissociation, un paramètre physique intrinsèque de la molécule sur lequel nous reviendrons en détail dans la suite (Snyder et al., 2001).
- La campagne d'observation au Plateau de Bure de l'IRAM a permis de cartographier l'émission de nombreuses molécules (voir Table 2.4). Au cours de ma thèse, je me suis intéressé à plusieurs de ces raies. C'est pourquoi une description plus complète de cette campagne d'observation est donnée en section 2.3.3.

Depuis, quelques observations interférométriques de comètes ont été réalisées, sans jamais égaler la profusion ni la qualité de celles de Hale-Bopp. L'interféromètre de BIMA a été utilisé pour des observations des comètes C/2002 T7 LINEAR et C/2001 Q4 NEAT en mai 2004 (Friedel et al., 2005; Remijan et al., 2006). Plusieurs raies ont été détectées, mais leur analyse n'a pas pu être menée plus loin que celle réalisable à partir d'observations avec une antenne unique. Plus récemment, la comète 73P/Schwassmann-Wachmann 3 a été observée avec succès au Submillimeter Array (SMA) en mai 2006. Dotées d'une résolution de l'ordre de $2''$ (soit 50 km étant donnée la distance géocentrique de la comète $r_h = 0,08$ UA) les observations de la raie $J(4-3)$ de HCN à 354 GHz ont mis en évidence la présence d'un jet sur le fragment B du noyau (Gurwell et al., 2006).

Tab. 2.4: Observations interférométriques de raies d'émission moléculaires dans Hale-Bopp avec l'interféromètre du Plateau de Bure

Date en 1997	Config.	Δ UA	r_h UA	Raie	ν GHz	Référence
9 mars	C1	1,38	1,00	HCN $J(2-1)$ H ₂ CO $J(3-2)$	88,63 230,54	Bockelée-Morvan et al. (2005) Wink et al. (1999)
11 mars	C1	1,37	0,99	CO $J(1-0)$ CO $J(2-1)$	115,27 230,5	Henry et al. (2002); Henry (2003)
12 mars	C1	1,36	0,98	CS $J(2-1)$ CS $J(5-4)$ CH ₃ OH ^a	97,98 244,94 $\sim 242^a$	Boissier et al. (2007)
13 mars	C1	1,35	0,97	HNC $J(1-0)$ H ₂ S ($2_{20}-2_{11}$) SO $N_J(5_6-4_5)$	90,66 216,71 219,95	Bockelée-Morvan et al. (2005) Boissier et al. (2007)
16 mars	C2	1,33	0,96	HNC $J(1-0)$ H ₂ CO $J(3-2)$	90,66 216,71	Bockelée-Morvan et al. (2005) Wink et al. (1999)

^a Plusieurs raies de CH₃OH ont été observées dans la bande à 242 GHz.

2.3 L'interféromètre du Plateau de Bure

2.3.1 Description

Cet instrument est situé dans le département français des Hautes Alpes, sur le Plateau de Bure, à 2550 m d'altitude (Figure 2.6). Il est aujourd'hui constitué de 6 antennes de 15 m de diamètre qui se déplacent sur des rails pour être placées sur des stations disposées sur deux axes Nord-Sud et Est-Ouest. L'écart maximum entre deux antennes est de 760 m dans la direction Est-Ouest et 368 m dans la direction Nord-Sud. Ces chiffres étaient respectivement de 408 et 232 m avant l'extension des voies réalisées en 2005. Il existe plusieurs configurations possibles pour les antennes. Les plus étendues sont adaptées aux observations de sources fortes très compactes, voire non résolues. Les configuration compactes permettent de mesurer plus de visibilité dans la région des courts rayons- uv , où est concentré le flux émis par les sources étendues. Chaque antenne est dotée de plusieurs récepteurs fonctionnant aux longueurs d'onde de l'ordre de 3 mm (fréquences entre 80 et 115 GHz), 1,3 mm (fréquences entre 210 et 250 GHz) et 2 mm (fréquences entre 129 et 168 GHz). Les récepteurs à 2 mm ont été installés en 2007 dans le cadre d'une campagne d'amélioration de l'instrument qui compte également le remplacement des récepteurs à 3 et 1,3 mm (effectué en 2006), l'installation (prévue pour fin 2008) de récepteur à 0,8 mm ($\nu \sim 350$ GHz) et le changement du corrélateur.



Fig. 2.6: L'interféromètre de Plateau de Bure dans une configuration à 4 antennes.

2.3.2 Protocole d'observation

Comme nous l'avons vu, la carte interférométrique observée sera d'autant plus proche de la véritable distribution de brillance que le lobe synthétique sera circulaire. Il faut pour cela que la couverture- uv soit homogène et par conséquent que les observations recouvrent un intervalle de temps aussi grand que possible. En pratique on observe la source depuis son lever jusqu'à son coucher. La procédure d'observation au Plateau de Bure consiste à répéter un cycle qui alterne les périodes d'étalonnage et les observations scientifiques. Voici les principaux phénomènes qui sont pris en compte pour l'étalonnage :

Erreur de pointage : Pour diverses raisons, les antennes ne pointent pas exactement dans la direction qui leur est communiquée. Ce décalage est corrigé en temps réel : on mesure la différence (en azimuth et élévation) entre la position observée et la position réelle d'un objet bien connu (une planète par exemple) et l'on intègre ce décalage aux instructions de pointage par la suite.

Effet de l'atmosphère : L'eau présente dans l'atmosphère au dessus de l'interféromètre a deux effets néfastes sur les observations : d'une part, elle atténue le signal provenant de la source ; d'autre part, elle perturbe le front d'onde incident et les instabilités de l'atmosphère génèrent des variations dans les phases mesurées. En mesurant l'émission du ciel et en utilisant un modèle d'atmosphère, il est possible de remonter à la quantité

totale d'eau présente sur la ligne de visée. Cette donnée est utilisée pour corriger en temps réel l'atténuation du signal incident. Les variations temporelles de la quantité d'eau correspondent à des variations de déphasage entre les différentes antennes. La correction de phase atmosphérique, toujours en temps réel, permet de s'affranchir de ce bruit de phase. Jusqu'en 2004, la mesure de la quantité d'eau était effectuée avec un récepteur utilisé pour l'analyse scientifique. Depuis, un récepteur à 22 GHz dédié à la mesure de phase atmosphérique est utilisé.

Variation de phase et d'amplitude : Le traitement du signal par divers composants électroniques génère des variations de la phase et de l'amplitude des visibilités qui dépendent du temps et de la fréquence d'observation. On les corrige en observant régulièrement une ou plusieurs sources d'étalonnage dont l'amplitude et la phase sont constantes au cours du temps. Ces calibrateurs de phase et d'amplitude doivent être des sources ponctuelles assez intenses. Il n'est pas indispensable de connaître la valeur absolue de leur flux. Ces corrections sont appliquées aux visibilités a posteriori, à l'aide d'un programme de traitement des données développé par l'IRAM. On suppose que les variations en fonction de la fréquence sont stationnaires et elles sont étalonnées indépendamment, en observant des sources très intenses.

Valeur absolue du flux : Les étapes précédentes de l'étalonnage corrigent les variations relatives d'amplitude et de phase. Il reste alors à déterminer l'échelle de flux absolu, c'est à dire le facteur de conversion entre la température mesurée par l'interféromètre et le flux réel de la source observée. Il faut pour cela observer une source dont le flux est connu avec précision puis effectuer le rapport du flux théorique au flux mesuré. Comme pour l'amplitude et la phase, cette correction est effectuée a posteriori.

2.3.3 Les observations de Hale-Bopp au Plateau de Bure

La campagne d'observation : Un peu avant le périhélie (1^{er} avril), entre le 6 et le 22 mars 1997, 11 jours furent dédiés aux observations de la comète Hale-Bopp au Plateau de Bure (Figure 2.7). Une description détaillée de cet instrument tel qu'il était au moment des observations de Hale-Bopp est donnée dans Guilloteau et al. (1992). Les cinq antennes alors disponibles étaient disposées en configuration compacte (C1 du 6 au 13 et C2 du 16 au 22 mars). Cela correspond à des lignes de base projetées sur le plan du ciel comprises entre 20 et 150 m. Chaque antenne était alors dotée de deux récepteurs (à 1,3 et 3 mm) fonctionnant simultanément. La comète se trouvait à la distance $\Delta \sim 1,35$ UA de la Terre et $r_h \sim 1,00$ UA du Soleil. La direction du Soleil est définie par deux angles : θ est l'angle de phase, l'angle (Terre-Comète-Soleil) ; pa est son angle de position, l'angle entre la direction du pôle Nord celeste et la projection de la direction du Soleil sur le plan du ciel. En mars 1997, on avait $\theta \sim 46^\circ$ et $pa \sim 160^\circ$.

La campagne d'observation visait à observer à la fois l'émission de molécules (en spectroscopie) et celle des poussières et du noyau (en observant leur émission continue). Le Plateau de Bure a été utilisé alternativement en mode interférométrique (le signal de chaque antenne est corrélé avec celui des autres) et en mode ON-OFF (les antennes sont utilisées comme si elles étaient seules puis les spectres obtenus sont additionnés). En réalisant des

spectres ON–OFF on peut suivre l'évolution de l'émission (sursauts d'activité, jets...) et mesurer le flux émis à grande échelle spatiale (sans être affecté par la perte de flux due au manque de lignes de bases courtes en interférométrie). D'autre part, la grande surface collectrice que représentent les cinq antennes en mode ON–OFF a été mise à profit pour observer des espèces moins abondantes, dont l'émission est trop faible pour être observée en interférométrie. Cela a permis de détecter des molécules jamais observées jusqu'alors (SO_2 , HNCO , HCOOH , Bockelée-Morvan et al., 2000) ainsi que plus marginalement DCN et HDO (Crovisier et al., 2004b). En interférométrie, on cartographie l'émission des raies les plus intenses pour analyser la distribution spatiale du gaz dans la coma interne. La Table 2.4 répertorie les principales caractéristiques des observations de raies moléculaires en mode interférométrique. Certaines données ont déjà été analysées et ont fait l'objet de publications au cours des années passées. Le cas échéant, la référence est indiquée dans la table. Au cours de ma thèse, j'ai analysé les observations des raies rotationnelles de CO , CS , H_2S et SO .

Le détail des conditions d'observations ainsi que les méthodes utilisées et les résultats obtenus sont présentés dans les chapitres suivants.

Suivi de la comète : Etant des objets du Système Solaire, le mouvement des comètes sur le plan du ciel n'est pas uniquement dû à la rotation Terrestre. Aussi, les procédures de suivi des sources "habituelles" des observatoires ne sont pas adaptées aux observations cométaires. Afin de ne pas perdre la comète au cours de son déplacement, il faut connaître à chaque instant sa position. Si l'observatoire dispose d'un logiciel de calcul d'éphémérides, il suffit de lui procurer les éléments orbitaux de la comète observée ; dans le cas contraire, il faut calculer à l'avance les éphémérides et fournir un fichier qui sera lu à intervalles de temps réguliers pour interpoler la position de la comète. C'est cette méthode qui a été utilisée au Plateau de Bure lors des observations de Hale-Bopp : les éléments orbitaux déduits d'observations astrométriques dans le visible par D.K. Yeomans (solution 55) ont été utilisés par un programme de l'Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Ephémérides de l'Observatoire de Paris pour calculer les éphémérides de la comète en tenant compte des perturbations gravitationnelles des planètes. La détermination des orbites des comètes est assez difficile, en particulier pour les nouvelles comètes, dont les observations sont rares. Aussi, il est fréquent qu'une comète n'apparaisse pas exactement à la position prévue par les éphémérides. Ce fut le cas lors des observations de Hale-Bopp au Plateau de Bure, puisque lors des premiers jours le pic de brillance est apparu à environ $5''$ au Nord de la position attendue. Cet écart significatif a été corrigé pour les observations des jours suivants.



Fig. 2.7: La comète Hale-Bopp au dessus de l'interféromètre du Plateau de Bure, en mars 1997.
Photo A. Rambaud.

Chapitre 3

Simuler les observations de la comète Hale-Bopp avec l'interféromètre du Plateau de Bure

Je présente dans ce chapitre le modèle que j'ai développé pour analyser les observations de la comète Hale-Bopp au Plateau de Bure. Dans un premier temps, les paramètres physiques de la coma sont calculés dans les cas les plus simples ou bien lus dans des fichiers de sortie de simulations numériques lorsque l'on souhaite tenir compte de la physique réelle de la coma. A partir de là un code de transfert de rayonnement calcule la distribution de brillance sur le plan du ciel. Les populations des niveaux rotationnels impliqués dans les transitions observées sont calculées à l'aide du modèle d'excitation décrit dans Biver (1997). Finalement on peut simuler des observations ON-OFF et interférométriques.

3.1 Introduction

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la campagne d'observation de la comète Hale-Bopp au Plateau de Bure a été très riche. Mon travail de thèse avait pour objectif d'avancer dans l'analyse de ces données qui représentent une occasion exceptionnelle de caractériser la morphologie du dégazage et les processus actifs dans la coma.

Les composés soufrés : J'ai procédé à l'étude des observations de CS, H₂S et SO, qui n'avaient pas encore fait l'objet d'une analyse détaillée. Dans un premier temps j'ai supposé que la coma était à symétrie sphérique pour m'intéresser à l'extension radiale du gaz. Le but est d'une part de déterminer si ces molécules proviennent du noyau ou d'une source étendue dans la coma et d'autre part d'effectuer une mesure de leur taux de photodissociation, en particulier pour CS et SO, pour lesquels il n'existe pas de valeur théorique fiable. Ensuite, les écarts au modèle unidimensionnel permettent de caractériser la structure de la coma.

La coma de CO : Je me suis également intéressé aux observations du monoxyde de carbone, qui étaient déjà l'objet de la thèse de F. Henry (2003), qui a montré que

les variations temporelles des observations pouvaient être reproduites par un modèle phénoménologique de la coma incluant un jet de CO. J'ai utilisé les résultats de simulations hydrodynamiques de coma dans le but de contraindre les phénomènes physiques à l'origine de la structure que l'on détecte (effets de la forme du noyau ou région active dans la production de CO).

Afin d'atteindre ces objectifs, j'ai développé un modèle qui simule des observations cométaires au Plateau de Bure. Cette modélisation se décompose en trois étapes qui seront détaillées dans la suite de ce chapitre :

1. *Détermination des paramètres physiques de la coma :*

Dans l'hypothèse 1-D les paramètres physiques de la coma (densité, température, vitesse des molécules) sont décrits par des lois simples en fonction de la distance au noyau. Lorsque l'on utilise des modèles hydrodynamiques de coma, le code utilise les fichiers de sortie des simulations.

2. *Transfert de rayonnement :*

Cette étape consiste, étant donné un jeu de paramètres pour le modèle de coma, à calculer la distribution de brillance résultante sur le plan du ciel. Les populations des niveaux rotationnels des molécules sont calculées avec le modèle d'excitation décrit dans Biver (1997), qui tient compte de la variation des conditions d'excitation avec la distance au noyau.

3. *Calculs de spectres ON-OFF et de visibilité :*

A partir de la distribution de brillance, et étant données les caractéristiques des observations, on simule des observations ON-OFF et interférométriques au Plateau de Bure.

Les sorties du modèle sont directement comparables aux observations. Les résultats que j'ai obtenus sont présentés dans les Chapitres 4 et 5. L'originalité du modèle par rapport à celui développé par Henry (2003) est la prise en compte des effets d'opacité dans le transfert de rayonnement et la possibilité d'utiliser en entrée les sorties de n'importe quel modèle de coma.

3.2 Modele de densité

3.2.1 Modèle 1-D

Principe

La représentation à une dimension est la plus simple que l'on puisse faire : on considère que le problème est à symétrie sphérique. La densité de molécules et la température du gaz ne dépendent que de la distance au noyau r . Le noyau est représenté par une sphère ou par un point si l'on considère que sa taille est assez petite par rapport à la résolution spatiale des observations pour être négligée. Les molécules de gaz s'échappent du noyau de façon isotrope et s'en éloignent sur des trajectoires rectilignes, à la vitesse d'expansion constante v_{exp} . Le nombre de molécules libérées dans la coma à chaque seconde est le taux

de production Q de l'espèce considérée. Le temps de vie des molécules dans la coma n'est pas infini car le rayonnement solaire les photodissocie. On différencie dans le modèle deux classes de molécules : celles qui viennent du noyau, les molécules mères, et celles qui sont créées dans la coma, les molécules filles. Ces dernières peuvent être produites par la photodissociation de molécules mères ou par la dégradation de grains présents dans la coma. Lors du calcul de la densité locale d'une espèce moléculaire, on tient compte de son taux de photodissociation et de celui de son parent si elle est produite dans la coma.

Taux de photodissociation

L'efficacité de la dissociation d'une molécule par le rayonnement solaire à 1 UA du Soleil est donnée par son taux de photodissociation β [s^{-1}]. C'est un paramètre physique intrinsèque de la molécule. Pour une comète à une distance héliocentrique r_h (exprimée en Unités Astronomiques) le taux de photodissociation effectif est $\beta_{eff} = \beta r_h^{-2}$. On définit alors le temps de vie d'une espèce $\tau = \frac{1}{\beta_{eff}}$ et sa longueur d'échelle $L = \tau v_{exp} = \frac{v_{exp}}{\beta_{eff}}$ dans la coma. Cette longueur d'échelle définit la taille caractéristique de la distribution de densité de la molécule considérée.

Le taux de photodissociation à (1 UA) est en général calculé à partir de l'expression :

$$\beta = \int \phi(\lambda) \sigma(\lambda) d\lambda \quad (3.1)$$

où $\sigma(\lambda)$ est le spectre d'absorption (mesuré en laboratoire) de la molécule dans le domaine des longueurs d'onde inférieures au seuil de photodissociation et $\phi(\lambda)$ le flux solaire à 1 UA. Cette méthode fournit des valeurs précises et fiables pour certaines espèces mais s'avère parfois imprécise :

- Le flux solaire est variable et il faut tenir compte de l'activité solaire au moment du passage de la comète que l'on observe pour avoir une valeur adéquate du taux de photodissociation (voir Crovisier, 1989, qui décrit comment prendre en compte l'activité solaire pour calculer le taux de photodissociation de l'eau).
- Pour certaines espèces instables en laboratoire comme les radicaux ou les ions, les mesures du spectre d'absorption sont très difficiles à réaliser et parfois incertaines.
- La limite du domaine des longueurs d'onde photodissociatives est parfois mal déterminée.
- Une molécule qui absorbe un photon à une longueur d'onde photodissociative se trouve portée dans un état électronique non liant. Cependant il est possible qu'un autre phénomène, comme la fluorescence, la ramène dans un état liant avant qu'elle ne soit effectivement dissociée. Dans ce cas, la proportion de molécules effectivement dissociées doit être connu précisément pour estimer correctement la valeur du taux de photodissociation.

Les taux de photodissociation de nombreuses espèces moléculaires sont répertoriées dans Huebner et al. (1992) et Crovisier (1994). Comme nous le verrons (Chapitre 4), les observations de comètes peuvent être utilisées dans certains cas pour mesurer les taux de photodissociation qui ne sont pas précisément déterminés par la méthode habituelle.

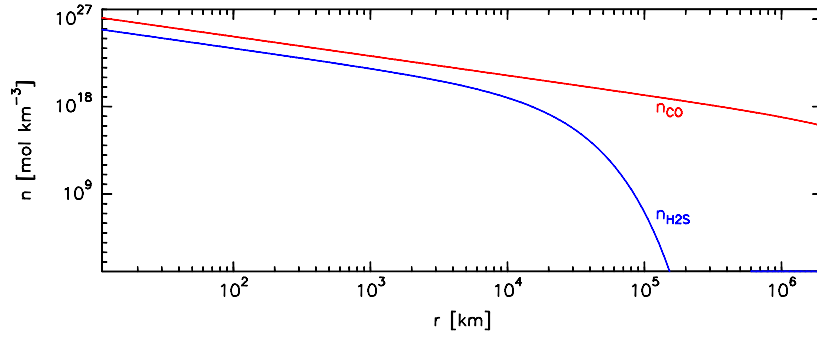


Fig. 3.1: Evolution de la densité n de CO et de H₂S en fonction de la distance au noyau r dans la coma d'une comète située à 1 UA du Soleil dans laquelle la vitesse d'expansion est 1 km s⁻¹. Les taux de production sont $Q_{\text{CO}} = 2 \times 10^{30}$ molécules s⁻¹ et $Q_{\text{H}_2\text{S}} = 1,35 \times 10^{29}$ molécules s⁻¹.

Formule de Haser

Dans le modèle 1-D, la densité locale est donnée par la formule de Haser, qui s'écrit pour une molécule mère (provenant des glaces du noyau) :

$$n_p(r) = \frac{Q}{4 \pi v_{\text{exp}} r^2} e^{-\frac{\beta_p r}{v_{\text{exp}}}} \quad (3.2)$$

Pour une molécule fille, l'expression devient :

$$n_d(r) = \frac{Q}{4 \pi v_{\text{exp}} r^2} \frac{\beta_p}{\beta_d - \beta_p} (e^{-\frac{\beta_p r}{v_{\text{exp}}}} - e^{-\frac{\beta_d r}{v_{\text{exp}}}}) \quad (3.3)$$

Les indices p (parent) réfèrent aux molécules mères, d (daughter) aux molécules filles. L'évolution de la densité avec la distance au noyau est composée de deux phases : d'abord une décroissance en r^{-2} liée à l'expansion du gaz. Lorsque $r \sim L$ la photodissociation des molécules devient significative et la densité décroît exponentiellement. Ceci est illustré sur la Figure 3.1 pour les molécules CO et H₂S. Pour les molécules dont le taux de photodissociation est faible (comme CO, avec $\beta_{\text{CO}} = 6,66 \times 10^{-7}$ s⁻¹) la phase de décroissance en r^{-2} est bien plus longue que pour les molécules dont le taux de photodissociation est fort (comme H₂S avec $\beta_{\text{H}_2\text{S}} = 2,5 \times 10^{-4}$ s⁻¹).

3.2.2 Extension du modèle 1-D

Les observations de comètes, depuis la Terre ou bien *in situ*, ont souvent montré que le dégazage depuis le noyau n'est pas isotrope. Il est possible de simuler de façon simpliste les structures observées en adaptant le modèle à une dimension. Le profil de densité le long d'une direction radiale dans la coma suit la formule de Haser, mais le taux de production dépend de la direction considérée.

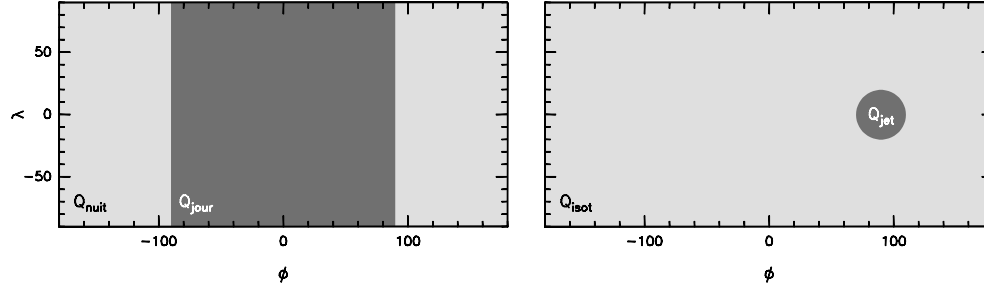


Fig. 3.2: Distribution du taux de production local de molécules à la surface du noyau. **A gauche** : modèle incluant une asymétrie jour/nuit, le point subsolaire est le point (0,0) ; **A droite** : modèle incluant un jet de demi ouverture 20° situé au niveau de l'équateur du noyau (latitude $\lambda = 0$), à une longitude de 90° .

Assymétrie jour/nuit

On observe souvent que le dégazage est plus fort du côté du noyau illuminé par le Soleil. Le chauffage des glaces étant plus intense sur cette partie de la surface, la sublimation y est plus importante. Une façon simple de représenter cela consiste à définir deux valeurs du taux de production : Q_{jour} pour l'hémisphère du noyau exposé au Soleil et Q_{nuit} pour l'autre, avec $Q_{jour} > Q_{nuit}$ (Figure 3.2). Les taux de production sont normalisés de telle sorte que $\frac{Q_{jour} + Q_{nuit}}{2} = Q_{tot}$, le taux de production qui reproduit au mieux les observations dans un modèle 1-D. Nous utiliserons le paramètre $r_{jn} = Q_{jour}/Q_{nuit}$ pour quantifier l'asymétrie jour/nuit de la coma. La Figure 3.3 présente la coupe d'une coma synthétique présentant une asymétrie jour/nuit. L'angle de phase (Terre-Comète-Soleil) est de 45° (c'est celui de la comète Hale-Bopp lors des observations au Plateau de Bure). A gauche (respectivement à droite) de la ligne pointillée la projection de la vitesse relative des molécules sur la ligne de visée est négative (resp. positive).

Jet conique

Comme le montrent les observations cométaires (par exemple celles *in situ* des comètes Halley ou 19P/Borrelly), il arrive que des zones très localisées sur le noyau émettent plus de gaz que le reste de la surface : c'est ce que l'on appelle un jet. En supposant qu'un jet est constant au cours du temps, il est possible de le représenter simplement par une région conique de la coma où la densité est plus importante qu'ailleurs. Comme dans le cas de l'asymétrie jour/nuit, il faut délimiter une zone du noyau où le dégazage (Q_{jet}) est plus fort que sur le reste de la surface (Q_{isot}). Le jet est défini par une position sur le noyau (qui définit son orientation par rapport à la ligne de visée), un angle de demi ouverture ψ et une intensité J (qui représente la proportion de molécules libérées dans le jet). On a

$$J = \frac{\Omega_j}{4\pi} \frac{Q_{jet}}{Q_{tot}}$$

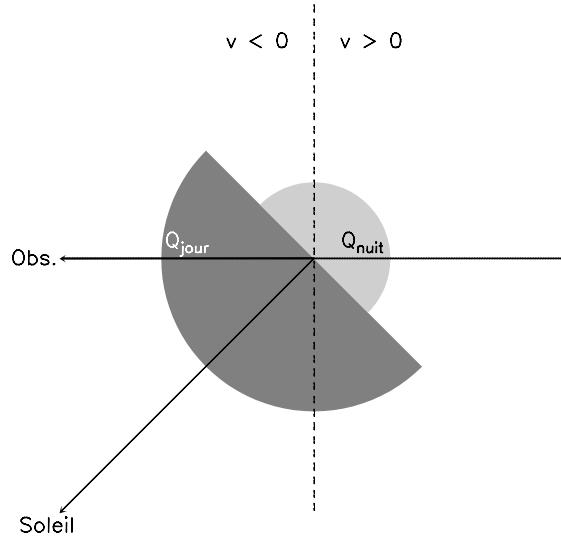


Fig. 3.3: Schéma d'une coma présentant une asymétrie jour/nuit. L'ensemble des directions pour lesquelles le taux de production vaut Q_{jour} (respectivement Q_{nuit}) est présenté en gris sombre (respectivement gris clair).

où $\Omega_j = 2\pi(1 - \cos \psi)$ est l'angle solide couvert par le jet. Pour une intensité de jet donnée, on calcule les taux de production dans et hors du jet en utilisant les expressions :

$$Q_{jet} = \frac{4\pi}{\Omega_j} J Q_{tot}$$

$$Q_{isot} = \frac{4\pi}{4\pi - \Omega_j} (1 - J) Q_{tot}$$

Il est ensuite possible d'insérer une asymétrie jour/nuit dans la contribution de la surface du noyau hors jet. Il suffit pour cela de définir les taux de production Q_{jour} et Q_{nuit} tels que $\frac{Q_{jour} + Q_{nuit}}{2} = Q_{isot}$.

Les limites de ces modèles

Les modèles utilisant la formule de Haser sont tout à fait appropriés à des études assez globales des observations. Ils sont en général utilisés pour effectuer les mesures de taux de production des différentes espèces observées dans une comète. Lorsque l'on veut aller plus loin dans l'analyse, il est bon de se rappeler que l'on a fait quelques approximations radicales :

1. On n'a jamais observé de noyau cométaire sphérique. Un noyau allongé en rotation au sein d'une coma peut créer des structures dont l'analyse sera faussée si l'on suppose que le noyau est sphérique (voir Chapitre 5).
2. La vitesse des molécules n'est pas constante. D'une part, les modèles hydrodynamiques prévoient une accélération du gaz avec la distance au noyau (Combi et al., 1999).

D'autre part si le dégazage présente une asymétrie, cela se traduit également dans la distribution de vitesses.

3. Les noyaux des comètes sont en rotation. La rotation d'un jet présent à la surface du noyau crée dans la coma une structure spirale différente du cône que l'on modélise dans l'hypothèse d'un jet statique.

Il est possible de compliquer encore les modèles décrits ci-dessus en incluant l'accélération du gaz et la rotation du noyau. Cependant cela représente des modifications lourdes qui ne sont pas nécessaires dans le cadre d'une analyse au premier ordre de la structure de la coma telle que celle que nous avons menée sur les observations de CS, H₂S et SO. Pour l'analyse des observations de CO, un modèle de ce type (développé par Henry (2003)) montre que la présence d'un jet important de CO peut expliquer les observations. Il reste à vérifier que cela reste vrai lorsque l'on utilise un modèle hydrodynamique de la coma.

3.2.3 Les modèles hydrodynamiques

Le principe des modèles physiques de coma est de calculer à chaque instant et en tous les points de la coma la densité du gaz, sa température, les fractions molaires des espèces considérées, et les composantes (v_x , v_y , v_z) de la vitesse des molécules (voir la revue de Crifo et al., 2004). En général ces modèles prennent en compte un noyau de forme quelconque, dont seulement les couches externes sont modélisées. Une fois que le gaz est libéré par le noyau, l'écoulement est calculé en respectant les lois hydrodynamiques. Je n'ai pas développé un tel modèle au cours de ma thèse, par contre, j'ai simulé des observations du Plateau de Bure à partir des sorties des simulations numériques de Rodionov et Crifo (2006). Leur modèle sera décrit en détail dans le Chapitre 5, consacré à l'étude de la coma de CO.

3.3 Excitation des niveaux rotationnels

Afin de simuler les observations de raies rotationnelles dans le millimétrique, il est nécessaire de modéliser l'excitation des niveaux rotationnels des molécules considérées. Les conditions d'excitation et de température dans la coma interne sont telles que les molécules mères sont pour la plupart dans leur état électronique fondamental. Les premiers niveaux vibrationnels et rotationnels peuvent cependant être significativement peuplés. Les populations des niveaux rotationnels impliqués dans les transitions observées ont été calculées à l'aide du modèle d'excitation décrit dans Biver et al. (1999) et Biver (1997). Quel que soit le modèle de coma utilisé, nous faisons l'hypothèse que les populations ne dépendent que de la distance au noyau. L'excitation est calculée le long d'une direction dans la coma en prenant en compte l'évolution des paramètres locaux (densité et température) et les différents modes d'excitation possibles. Le calcul est réalisé séparément du calcul de transfert de rayonnement et la loi de température (constante ou variable) est choisie a priori. Bien que le modèle physique de Rodionov et Crifo (2006) donne une valeur de la température du gaz en tous les points de la coma, nous ne l'utiliserons pas dans le calcul de l'excitation. Nous utiliserons une loi de température constante ($T = 120$ K) ou variable, prenant en compte une augmentation de

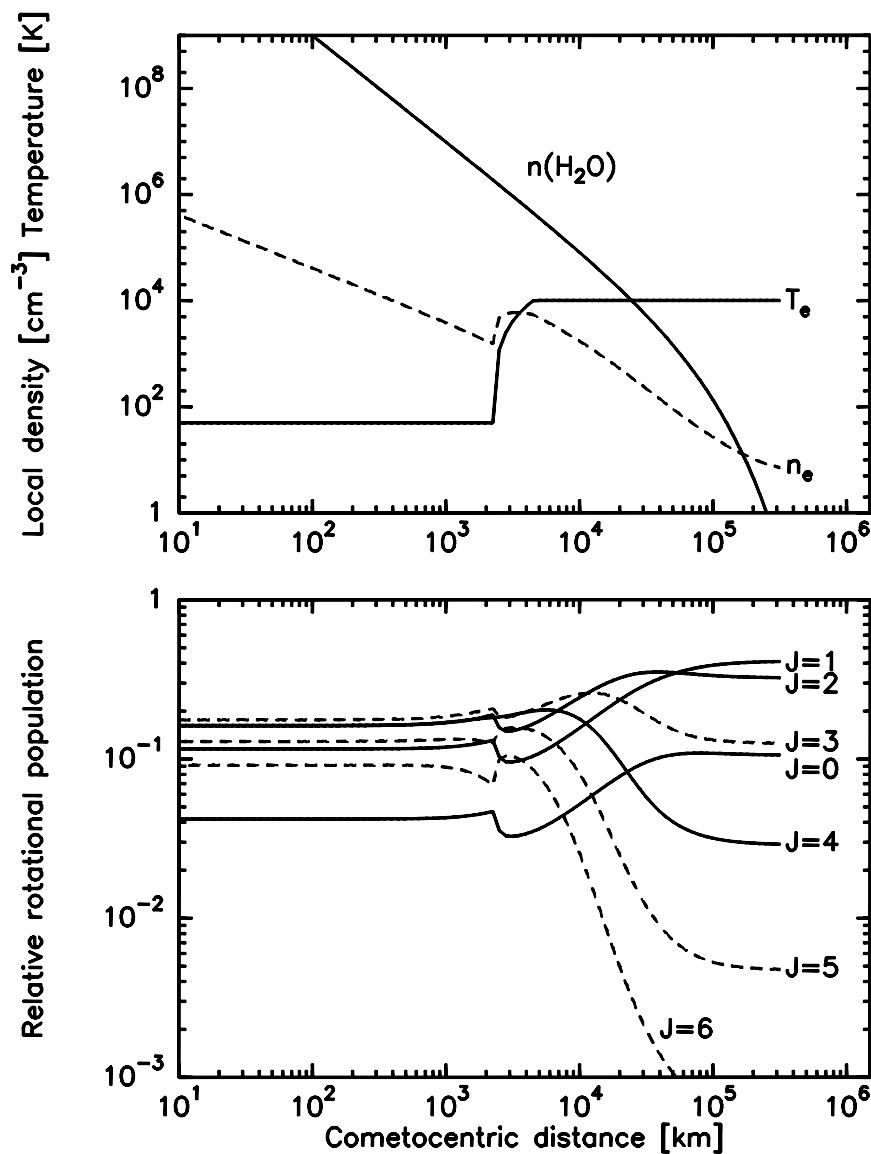


Fig. 3.4: **Haut** : Densité locale d'eau $n(\text{H}_2\text{O})$, densité électronique n_e et température électronique T_e dans un modèle de coma où la température du gaz est 50 K et le taux de production de l'eau est $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{29}$ molécules s^{-1} . **Bas** : Population des niveaux rotationnels de HCN calculée par le modèle d'excitation. Figure extraite de Bockelée-Morvan et al. (2004).

la température avec la distance au noyau, comme le suggèrent certaines observations (voir section 5.2.2). Notre approche est justifiée car calculer les populations en tous les points de la coma est une procédure très coûteuse en temps de calcul qui n'est pas indispensable dans le cadre de notre étude, comme nous le verrons dans le Chapitre 5.

Plusieurs phénomènes participent à l'excitation des niveaux rotationnels des molécules dans une atmosphère cométaire : une molécule peut changer d'état rotationnel après une collision ou bien en émettant ou absorbant un rayonnement. Nous donnons ici une brève description des différents régimes d'excitation, chacun d'eux étant prédominant dans une région de la coma ; la revue de Bockelée-Morvan et al. (2004) et les articles qui y sont cités contiennent plus de détails.

3.3.1 Collisions avec les neutres

L'énergie perdue ou reçue lors d'une collision peut changer l'état rotationnel des molécules impliquées. Près du noyau d'une comète la densité de gaz est très importante (elle décroît en r^{-2}) et les collisions entre les molécules neutres sont très fréquentes ; l'excitation collisionnelle est dominante. Le taux de collisions s'écrit :

$$t_c = n(r) v_r(T) \sigma_{coll}$$

n est la densité de gaz, qui est calculée selon la formule de Haser.

$v_r(T)$ est la vitesse relative des molécules et dépend de la température du gaz.

σ_{coll} est la section efficace de collisions neutre-neutre. Cette grandeur n'est pas connue et des estimations déduites de mesures de l'élargissement de raies réalisées en laboratoire conduisent à des sections efficaces de l'ordre de $1 - 5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$.

Les nombreuses collisions thermalisent la coma interne et les populations des niveaux rotationnels suivent une distribution de Boltzmann à la température du gaz. La population du niveau i s'écrit alors :

$$p_i^{th} = \frac{g_i \exp(-E_i/kT)}{Z(T)} \text{ avec } Z(T) = \sum_i g_i \exp(-E_i/kT) \quad (3.4)$$

Dans l'hypothèse où les effets d'opacité sont faibles, l'intensité d'une raie rotationnelle est proportionnelle à la population du niveau supérieur et les observations de différentes raies permettent de déterminer la température du gaz. C'est ce qui est fait en général en observant plusieurs raies voisines du méthanol (Bockelée-Morvan et al., 1994a,b).

On présente sur la Figure 3.4 les populations des premiers niveaux de HCN calculés en supposant une température constante de 50 K dans une coma où le taux de production de l'eau est $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 1 \times 10^{29} \text{ s}^{-1}$. Les populations sont constantes jusqu'à $\sim 2\,000 \text{ km}$, c'est la région dominée par les collisions neutres-neutres de la coma de HCN.

3.3.2 Collisions électroniques

Plus loin du noyau, quand la densité des espèces neutres diminue et que celle des ions augmente, l'effet des collisions électroniques se fait sentir et peut dominer l'excitation des

niveaux rotationnels. Ceci a été démontré lors de l'analyse des observations *in situ* de la comète Halley par Xie et Mumma (1992).

La modélisation de cette excitation est encore sujette à une incertitude conséquente car, bien que les sections efficaces des collisions électroniques soient relativement bien modélisées, ni la densité électronique ni la température des électrons ne sont bien connues (Biver, 1997). Les valeurs utilisées dans le modèle d'excitation sont des adaptations des mesures effectuées dans la coma de Halley à la comète étudiée (en terme de taux de production et de distance héliocentrique). En particulier, le paramètre x_{ne} est un facteur multiplicatif de la densité ; en le prenant égal à 1 on utilise ce qui a été mesuré dans la comète Halley. Comme on peut le voir sur la Figure 3.4 le profil de densité électronique connaît deux phases de décroissance séparées par un sursaut à la distance où l'on observe également un saut de la température électronique. Dans la région précédant cette discontinuité, les électrons sont thermalisés par les collisions avec les molécules de la coma et leur température est de l'ordre de la température du gaz (~ 100 K). Plus loin, les collisions ne sont plus suffisantes pour refroidir les électrons et leur température est nettement plus élevée.

Sur la figure 3.4 les collisions électroniques se traduisent par le saut des populations relatives à 2 000–3 000 km.

3.3.3 Excitation radiative

Les niveaux rotationnels d'une molécule peuvent être excités par différents rayonnements :

- Le rayonnement solaire dans l'infrarouge excite les bandes fondamentales de vibrations des molécules, qui peuplent en se relaxant les niveaux rotationnels. C'est le phénomène de pompage infrarouge.
- Certaines molécules sont sensibles au pompage ultraviolet : les niveaux rotationnels sont peuplés lors de la relaxation des niveaux électroniques excités par le flux UV solaire.
- Lorsque la densité de la coma est très élevée (c'est souvent le cas pour l'eau), un photon émis dans la coma peut être absorbé avant d'en sortir et participer à l'excitation des autres molécules de son espèce (phénomène d'auto-absorption). L'effet principal est de prolonger l'équilibre thermique de la coma au delà de la zone concernée dans le cas d'une coma optiquement mince. Cela a été modélisé dans l'approximation locale (on suppose que le rayonnement émis par une molécule ne peut être absorbé que par une molécule de son environnement immédiat) et le modèle d'excitation que nous avons utilisé en tient compte en utilisant la méthode des probabilités d'échappement (Bockelée-Morvan, 1987). Récemment, des simulations Monte Carlo concernant l'excitation de l'eau ont montré que, bien qu'inexacte, la méthode des probabilités d'échappement donne des résultats satisfaisants dans le cadre de l'analyse d'observations à distance de comètes (Zakharov et al., 2007).
- Le rayonnement de fond cosmologique à 2,7 K peut jouer un rôle significatif pour les comètes situées loin du Soleil ($r_h > 3$ UA).

Dans la coma externe, la densité du gaz est très faible et c'est l'excitation radiative par le rayonnement solaire qui détermine les populations. La balance entre le pompage UV ou

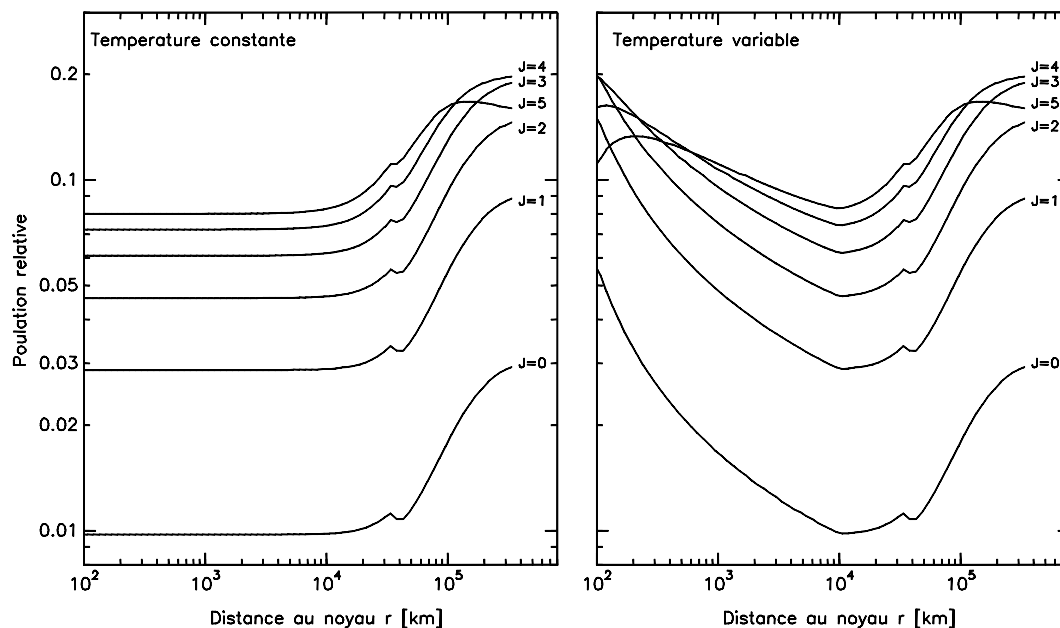


Fig. 3.5: Populations relatives des premiers niveaux rotationnels de CS calculées dans le cas d'une température constante ou variable dans la coma de Hale-Bopp.

infrarouge et l'émission spontanée crée un équilibre de fluorescence dans les régions externes de la coma où les collisions deviennent négligeables. Le coefficient d'émission spontanée des niveaux rotationnels est d'autant plus grand que le moment dipolaire μ de la molécule est élevé. Pour les espèces dont le moment dipolaire est fort, la désexcitation spontanée des niveaux de rotation est plus rapide que leur excitation via le pompage IR ou UV des bandes de vibration ou électroniques : les niveaux rotationnels les plus peuplés sont les niveaux de faible énergie. On dit que l'on a un équilibre de fluorescence froid car cela correspond aux populations des niveaux dans le cas d'un équilibre collisionnel à faible température. Inversement, pour les molécules dont le moment dipolaire est faible les niveaux rotationnels hauts tardent à se dépeupler par émission spontanée et un équilibre chaud s'installe.

Sur la Figure 3.4, dans les régions les plus externes ($r > 50\,000$ km), les populations sont à l'équilibre de fluorescence.

3.3.4 L'excitation dans Hale-Bopp lors des observations au Plateau de Bure

Loi de température : Les observations du méthanol dans la comète Hale-Bopp en spectroscopie millimétrique indiquent que la température du gaz était de l'ordre de 120 K à environ 10 000 km du noyau (Biver et al., 2002b). Cette valeur est cohérente avec celles déduites d'observations dans l'infrarouge de HCN (Magee-Sauer et al., 1999) et de CO (Disanti et al., 2001). Ces observations bénéficient d'une meilleure résolution spatiale que les observations millimétriques et ont montré que la température semblait

augmenter avec la distance au noyau. Cette augmentation de température, due au chauffage photolytique de la coma, est également prédite par les modèles physiques de coma (Combi et al., 1999; Rodionov et Crifo, 2006) : comme on s'éloigne du noyau, la densité d'atomes d'hydrogène énergétiques créés par la photodissociation de l'eau augmente et leurs collisions avec les molécules chauffent le gaz. Dans le modèle d'excitation, nous envisageons deux cas :

1. *Température constante* : $T = 120 \text{ K}$
2. *Température variable* :
 $T = 20 \text{ K}$ pour $r < 100 \text{ km}$
 $T = 20 + 50 \log\left(\frac{r[\text{km}]}{100}\right)$ pour $100 < r < 10\,000 \text{ km}$
 $T = 120 \text{ K}$ pour $r > 10\,000 \text{ km}$

Avec la loi de température variable, on a $T = 70 \text{ K}$ à $1\,000 \text{ km}$ du noyau. Cette valeur est légèrement inférieure aux mesures effectuées dans l'infrarouge, avec une ouverture de $1''$ (soit $1\,000 \text{ km}$, Magee-Sauer et al., 1999; Disanti et al., 2001). Le fait de prendre un gradient de température aussi fort permet de mieux caractériser l'effet d'une augmentation de température dans la coma.

Collisions avec les neutres : Le taux de collisions est directement proportionnel à la densité de molécules et à leur section efficace de collision. La densité est calculée en utilisant la formule de Haser (voir Section 3.2.1) dans laquelle les taux de production et de photodissociation sont des variables. La vitesse d'expansion utilisée est $1,05 \text{ km s}^{-1}$ pour CO, $1,02 \text{ km s}^{-1}$ pour CS et $1,03 \text{ km s}^{-1}$ pour H₂S et SO. La modélisation de cette excitation repose sur des estimations indirectes des sections efficaces de collision. Nous avons utilisé $\sigma_{coll} \sim 5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ pour CO, $2 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ pour CS et $1 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ pour H₂S et SO. Étant donné le taux de production colossal de la comète, la densité de la coma est élevée jusqu'à de grandes distances et la région collisionnelle s'étend jusqu'à $\sim 20\,000 \text{ km}$ (Figure 3.5).

Collisions électroniques : Comme nous l'avons vu précédemment les paramètres du modèle concernant l'excitation rotationnelle due aux collisions électroniques sont incertains. Nous avons pris le facteur multiplicatif x_{ne} égal à 1. Notons qu'en comparant les résultats de plusieurs simulations il apparaît que l'influence de ce paramètre sur les populations des molécules CO, CS, H₂S et SO dans Hale-Bopp n'est pas très importante. L'effet des collisions électroniques se manifeste par une augmentation locale des populations relatives à $r = 20\,000 - 40\,000 \text{ km}$ (Figure 3.5).

Excitation radiative : L'activité du pompage UV dans l'excitation de CS est démontrée par la détection de raies de fluorescence dans l'ultraviolet. Ce phénomène est donc pris en compte dans le modèle. Le pompage infrarouge n'est pris en compte dans le modèle d'excitation que pour les molécules CS et CO. Pour SO et H₂S, dont les durées de vie sont courtes, cela n'est pas nécessaire car, étant donnée l'extension de la région collisionnelle de la coma, ces molécules seront photodissociées avant d'être soumises au rayonnement solaire. Par ailleurs, l'effet de l'auto-absorption dans l'excitation des molécules que nous avons étudiées est faible dans les régions sondées par les observations. Cette auto-absorption est beaucoup plus importante pour la molécule d'eau en raison de son abondance et est prise en compte dans l'analyse des observations de sa

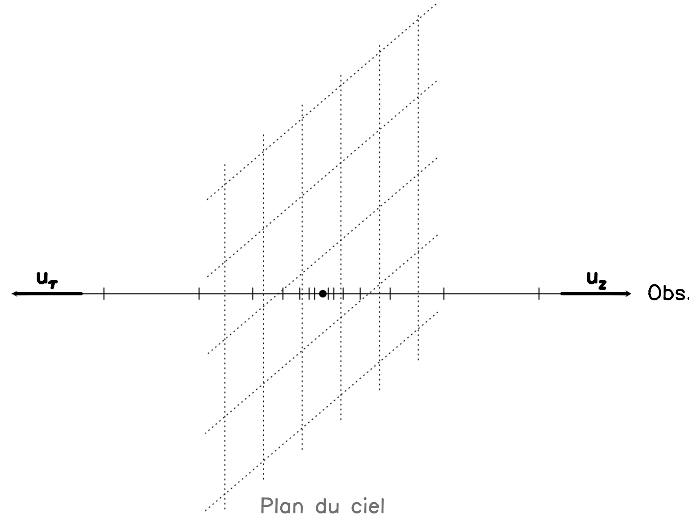


Fig. 3.6: Schéma de la grille utilisée pour calculer la distribution de brillance : le plan du ciel est divisé en pixels, chacun d'eux définissant une ligne de visée, sur laquelle l'intégration est effectuée en suivant un pas logarithmique.

raie fondamentale à 557 GHz effectuées avec le télescope spatial Odin (Biver et al., 2007).

3.4 Intégration sur la ligne de visée

3.4.1 Principe général

La simulation des observations à partir d'un modèle de densité peut être séparée en deux étapes : dans un premier temps, la distribution de brillance sur le plan du ciel est calculée avec un modèle de transfert de rayonnement qui utilise les sorties du modèle d'excitation (Section 3.3). Par la suite, des données comparables aux données réelles sont simulées en tenant compte des caractéristiques des instruments. La distribution de brillance ne dépend que des caractéristiques de la coma synthétique et des paramètres géométriques du système Terre-Comète (distance, orientation). Pour la calculer, on divise la zone du ciel concernée en pixels dont la taille est à ajuster de manière à optimiser les performances du modèle sans allonger démesurément le temps de calcul. Dans les régions voisines du noyau, la décroissance de la densité est très rapide et il est nécessaire d'effectuer le calcul dans des pixels plus petits que dans les régions les plus éloignées, où la variation de densité est moins violente.

La méthode habituelle utilisée pour calculer des spectres ON-OFF consiste à centrer les pixels sur des positions dont la distance au centre de la carte suit une loi de puissance. La taille de la zone où l'on calcule la distribution de brillance doit être nettement supérieure à la taille du lobe ON-OFF pour lequel on souhaite simuler des observations (à une distance de $10\sigma_{lobe}$ la sensibilité de l'antenne peut être considérée nulle, voir section 3.4.3). Nous avons

défini une grille telle que le j^{eme} pixel dans la direction $\pm x$ ou $\pm y$ est positionné à la distance $d_j = d_{min} \times 10^{pas \times j}$. Avec $d_{min} = 2$ km et $pas = 0,04$ et en utilisant une grille de 250×250 pixels, le flux est calculé jusqu'à 200 000 km du noyau. Ces valeurs sont adaptées à notre étude puisque le lobe le plus grand que l'on considérera est celui des observations de la raie $J(2-1)$ de CS pour lequel on a $\sigma_{lobe} \approx 20''$, ce qui correspond à 20 000 km dans la coma de Hale-Bopp.

Cette grille ne peut pas être utilisée lorsque l'on souhaite par la suite calculer des visibilitées car les programmes que nous utilisons (programmes GILDAS, développés par l'IRAM) exigent une carte faite de pixels régulièrement répartis. Même si l'émission des molécules que l'on observe est concentrée dans une partie restreinte de la carte (de l'ordre de $20''$), il est nécessaire de créer une carte assez grande pour que la simulations de visibilitées (qui utilise une transformation de Fourier) soit correcte. Après plusieurs simulations de test, nous avons opté pour une carte couvrant une région de $128'' \times 128''$ divisée en $n_{pix} \times n_{pix} = 256 \times 256$ pixels carrés de $0,5''$ de côté, soit ~ 362 km étant donné la distance géocentrique de la comète Hale-Bopp. La position centrale (0,0) se trouve au pixel (129,129) afin d'avoir une adaptation simple au format de lecture des programmes GILDAS que nous avons utilisés. Afin de tenir compte de la variation de la densité dans un pixel, le flux résultant est la somme des flux calculés dans des "sous-pixels". Le nombre de sous-pixels définis dépend de la distance au centre de la carte :

- Le pixel central est divisé en 50×50 sous-pixels de ~ 7 km de côté.
- Les pixels situés à moins de 1 000 km du centre sont divisés en 20×20 sous-pixels de ~ 18 km de côté.
- Les pixels situés à moins de 5 000 km du centre sont divisés en 5×5 sous-pixels de ~ 70 km de côté.
- Les pixels situés au delà de 5 000 km sont divisés en 2×2 sous-pixels de ~ 180 km de côté.

En procédant ainsi, on adapte la résolution du calcul à la rapidité de la variation de la densité avec la distance au noyau de la comète. Les intervalles de distance et le nombre de sous-pixels utilisés ont été choisis empiriquement pour optimiser le temps de calcul de la distribution de brillance (15 min pour les modèles 1-D et 1 h pour les modèles 3-D) tout en obtenant un résultat compatible avec des modèles utilisant un pas logarithmique sur le plan du ciel.

Chaque pixel (ou sous-pixel) définit une ligne de visée le long de laquelle le flux résultant est calculé en résolvant l'équation de transfert du rayonnement (voir équation 3.5) dans $n_{can} = 40$ canaux de $0,1 \text{ km s}^{-1}$ (approximativement l'échantillonnage en vitesse des observations au Plateau de Bure), sur un intervalle spectral de 4 km s^{-1} . A chaque canal correspond une fréquence ν voisine de la fréquence au repos de la raie considérée qui correspond à la vitesse $v = 0 \text{ km s}^{-1}$. La Figure 3.6 schématise la grille sur le plan du ciel et la ligne de visée correspondant à l'un des pixels.

3.4.2 Equation du transfert de rayonnement

Le long de la ligne de visée (coordonnée z variable) correspondant à la position (x, y) sur le plan du ciel, l'équation de transfert de rayonnement décrit la variation de l'intensité spécifique à la fréquence ν lors d'un déplacement infinitésimal dz :

$$\frac{dI_\nu}{dz} = -K_\nu I_\nu + J_\nu \quad (3.5)$$

K_ν est le coefficient d'absorption et J_ν l'émissivité dans l'intervalle dz .

On considère une émission liée à la transition rotationnelle d'une molécule entre le niveau supérieur u (pour *up*) et le niveau inférieur l (pour *low*) dont les populations sont respectivement p_u et p_l et les poids statistiques g_u et g_l . La fréquence au repos de cette raie est ν_0 et son coefficient d'émission spontanée (coefficient d'Einstein) A_{ul} . Les fréquences, les poids statistiques ainsi que les coefficients d'émission spontanée des raies moléculaires sont disponibles dans des bases de données comme le CDMS (Cologne Database for molecular spectroscopy, Müller et al., 2001, 2005) ou bien la base de donnée du JPL (Jet Propulsion Laboratory, Pickett et al., 1998). Les populations sont calculées dans chaque cellule à l'aide du modèle décrit dans la Section 3.3.

Si l'on se place dans la coma, à la position donnée par le vecteur $\mathbf{r}$ par rapport au noyau, où la densité est $n(\mathbf{r})$, l'émissivité s'écrit :

$$J_\nu = \frac{h \nu_D}{4 \pi} p_u n(\mathbf{r}) A_{ul} \phi(\nu) \quad (3.6)$$

h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière. L'émission due aux molécules situées dans une cellule d'intégration n'a pas lieu à la fréquence au repos de la raie considérée, mais à une fréquence voisine ν_D décalée par l'effet Doppler lié à la vitesse radiale v_r des molécules. On a $v_r = v_{exp} \cos(\alpha)$ où α est l'angle entre le vecteur vitesse et la ligne de visée et $\nu_D = \nu_0 + \frac{v_r}{c} \nu_0$. D'autre part l'agitation thermique des molécules fait que toutes les molécules présentes dans une cellule n'ont pas la même vitesse. En conséquence, le flux émis par une cellule suit une distribution gaussienne centrée sur la fréquence ν_D et représentée dans l'équation 3.6 par la fonction normalisée $\phi(\nu)$.

Les molécules dans l'état de rotation inférieur l présentes sur le trajet du rayonnement peuvent l'absorber pour passer dans l'état supérieur u . Localement le coefficient d'absorption s'exprime :

$$K_\nu = \frac{c^2}{8 \pi \nu_D^2} \left(\frac{g_u}{g_l} p_l - p_u \right) n(\mathbf{r}) A_{ul} \phi(\nu) \quad (3.7)$$

On définit la profondeur optique $d\tau_\nu = -K dz$ (voir Figure 3.6). La résolution de l'équation 3.5, en intégrant sur la ligne de visée et en supposant que le rayonnement de la source observée se superpose seulement au rayonnement du fond du ciel (I_ν^{bg} , le rayonnement du fond cosmologique) donne la brillance $I_\nu(x, y)$ (en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$) :

$$I_\nu(x, y) = I_\nu^{bg} e^{-\tau_\nu^{tot}} + \int_{-\infty}^{+\infty} J_\nu(z) e^{-\tau_\nu(z)} dz \quad (3.8)$$

où $\tau_\nu(z)$ l'épaisseur optique traversée par le rayonnement émergeant à la position z sur la ligne de visée avant d'arriver à l'observateur s'écrit :

$$\tau_\nu(z) = \int_z^{+\infty} K_\nu(z) dz \quad (3.9)$$

Le rayonnement du fond cosmologique traverse l'épaisseur optique correspondant à la totalité de la coma τ_ν^{tot} :

$$\tau_\nu^{tot} = \int_{-\infty}^{+\infty} K_\nu(z) dz \quad (3.10)$$

Dans le modèle, l'intégration est effectuée par sommation discrète de la contribution de cellules définies avec un pas logarithmique sur la ligne de visée (Figure 3.6). Les cellules sont centrées sur les position $z_i = z_{min} \times 10^{pas \times i}$. Nous avons choisi $z_{min} = 2$ km et $pas = 0,03$ et l'intégration s'arrête à $z = \pm 10 \times L$. Pour les molécules mères, L est simplement la longueur d'échelle. Pour la molécules filles, c'est la somme des longueurs d'échelle de la molécule et de son parent : $L = L_p + L_d$. On considère qu'à $10 \times L$ la plupart des molécules sont photodissociées et que le flux émis à des distances supérieures est négligeable. En pratique, on intègre "à l'envers" sur la ligne de visée, c'est à dire en partant de l'observateur et en allant vers le fond du ciel. De cette façon, au cours de l'intégration on calcule le flux émis par chaque cellule ainsi que la profondeur optique qu'il traverse avant d'arriver à l'observateur, et donc l'absorption qu'il subit (Biver, 1997).

A partir de la distribution de brillance $I_\nu(x, y)$ on peut calculer la distribution de flux $F_\nu(x, y)$ en $W m^{-2} Hz^{-1}$ (10^{-26} Jy) :

$$F_\nu(x, y) = I_\nu(x, y) \Omega \quad (3.11)$$

où $\Omega = \frac{dx \times dy}{\Delta^2}$, est l'angle solide couvert par un pixel (de côtés dx et dy) de la carte. Δ est la distance géocentrique de la comète. Par définition, la température de brillance $T_{b\nu}$ (en K) s'écrit :

$$T_{b\nu}(x, y) = I_\nu(x, y) \frac{c^2}{2 k \nu^2} \quad (3.12)$$

où k est la constante de Boltzmann.

3.4.3 Calcul de spectres ON–OFF synthétiques

Pour calculer un spectre ON–OFF synthétique il faut intégrer le flux canal par canal dans le lobe des antennes de 15 m, représenté par une gaussienne à 2-D sur le plan du ciel dont la largeur est σ_{lobe} et qui est centrée sur la direction de pointage. Etant donné que les observations sont réalisées en mode ON–OFF, il faut lors de l'intégration sur le plan du ciel retrancher la contribution du fond du ciel I_ν^{bg} . Comme nous l'avons vu au Chapitre 2, c'est la température de lobe principal T_{mb} qui est en général utilisée lors de l'étude des comètes. C'est la température moyenne dans le lobe principal de l'antenne. T_{mb_i} , la température de lobe dans le canal i , de fréquence ν s'écrit :

$$T_{mb_i} = \frac{1}{2\pi \sigma_{lobe}^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (I_\nu(x, y) - I_\nu^{bg}) \frac{c^2}{2 k \nu^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma_{lobe}^2}\right) dx dy \quad (3.13)$$

où $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ représente la distance au centre du lobe. Dans la pratique cette intégrale est remplacée par une sommation discrète. On considère que lorsque $\rho > 10\sigma_{lobe}$ alors la contribution des molécules au signal est négligeable.

3.4.4 Calculs de visibilité synthétiques

La modélisation des observations interférométriques a été effectuée en utilisant la collection de programmes GILDAS. Plusieurs étapes sont requises :

1. *Conversion en format compatible GILDAS* : à la sortie du code de transfert, on a un tableau de valeurs à 3 colonnes ($x, y, F(x,y)$) et $n_{pix} \times n_{pix} \times n_{can}$ lignes. Les n_{can} blocs de $n_{pix} \times n_{pix}$ lignes donnent la distribution de brillance dans les n_{can} canaux de vitesse considérés. Ce tableau de valeurs est lu par un programme propre à GILDAS qui le transforme en cube de données au format GILDAS.
2. *Effet du lobe primaire* : le lobe primaire définit un profil gaussien (décrit par σ_{lobe}). Pour simuler des observations interférométriques, on tient compte de cela en atténuant le flux synthétique en suivant le profil du lobe.
3. *Calcul des visibilité* : un programme calcule la transformée de Fourier de cette distribution de brillance aux points (u, v) pris dans une table- uv de référence. On prend en général comme référence la table des observations réelles de sorte que la carte interférométrique que l'on réalise par la suite est directement comparable à celle déduite des visibilité observées. Au point de coordonnées (u, v) la visibilité dans le canal de fréquence i s'écrit, en $W m^{-2} Hz^{-1}$:

$$V_i(u, v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F_i(x, y) \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma_{lobe}^2}\right) \exp\left(-\frac{2i\pi\nu}{c}(ux + vy)\right) dx dy \quad (3.14)$$

où $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Il est également possible de calculer les visibilité sur une grille régulière dans le plan- uv , ce qui permet d'utiliser un algorithme de transformée de Fourier rapide et d'obtenir des visibilité réparties uniformément, entre le centre de phase et l'infini.

Variations temporelles Lorsque l'on veut simuler des tables- uv à partir de modèles qui dépendent du temps, la tâche se complique quelque peu. Il faut se rappeler que les différentes visibilité présentes dans la table- uv ont été enregistrées à des heures distinctes. Pour tenir compte de cela, nous avons utilisé la méthode décrite dans Henry (2003).

La période de rotation est divisée en n_p intervalles. Nous disposons des paramètres de la coma pour chacune de ces périodes. Pour simuler les observations du CO dans Hale-Bopp à partir des modèles de Rodionov et Crifo (2006) nous avons pris $n_p = 12$.

Comme la période de rotation est de 11,4 h, cela revient à considérer que la coma est stable sur une échelle de temps de ~ 1 h. On calcule les n_p distributions de brillance correspondantes puis les n_p tables- uv . Finalement on reconstitue une table- uv composite en prenant chaque visibilité dans la table instantanée qui correspond à l'heure à laquelle elle a été observée.

Chapitre 4

Etude des observations des composés soufrés

Nous présentons ici l'analyse des observations des molécules H_2S , CS et SO dans la coma de la comète Hale-Bopp réalisées au Plateau de Bure en mars 1997. On étudie d'abord l'extension radiale de ces composés : il s'agit de déterminer leur origine (nucléaire ou étendue) et de mesurer leur taux de photodissociation en utilisant un modèle 1-D. Ensuite, on va s'intéresser aux déviations à ce modèle pour caractériser le profil du dégazage depuis le noyau, à la recherche d'anisotropies et de jets éventuels.

4.1 Les composés soufrés dans les comètes

Les premiers composés soufrés détectés dans une comète furent CS et S , grâce à des observations de la comète 1975 V1 (West) dans l'ultraviolet avec un spectromètre embarqué à bord d'une fusée (Smith et al., 1980). Par la suite, le satellite *International Ultraviolet Explorer* (IUE) a permis d'observer ces espèces dans de nombreuses comètes. La comparaison des distributions radiales de CS et de S suggère que le Soufre n'est pas créé uniquement par la photodissociation de CS . Il semble au contraire que ces deux espèces sont les produits de la photodissociation d'une molécule mère commune, dont le temps de vie est court, et qui pourrait être CS_2 (Jackson et al., 1982, 1986). Le radical CS est également observable dans le millimétrique, grâce à plusieurs raies de rotation. Les premières détectations ont eu lieu dans la coma de la comète C/1996 B2 (Hyakutake) (Biver et al., 1999). Les abondances observées de CS varient entre 0,04 et 0,3 %.

Le satellite IUE a également permis de découvrir la molécule S_2 dans la comète C/1983 H1 (IRAS-Araki-Alcock) (A'Hearn et al., 1983). Cela constituait la première détection de cette espèce dans un objet astronomique. Cette espèce a été observée dans d'autres comètes, mais les abondances déduites des observations sont très variables et dépendent fortement du taux de photodissociation choisi pour la molécule. Il semble peu probable que S_2 soit présent lui-même dans le noyau, le soufre à l'état solide étant en général sous la forme de S_8 .

Grâce au développement de l'instrumentation millimétrique, la molécule H_2S a pu être indentifiée dans les comètes C/1989 X1 (Austin) et C/1990 K1 (Levy) sur des spectres

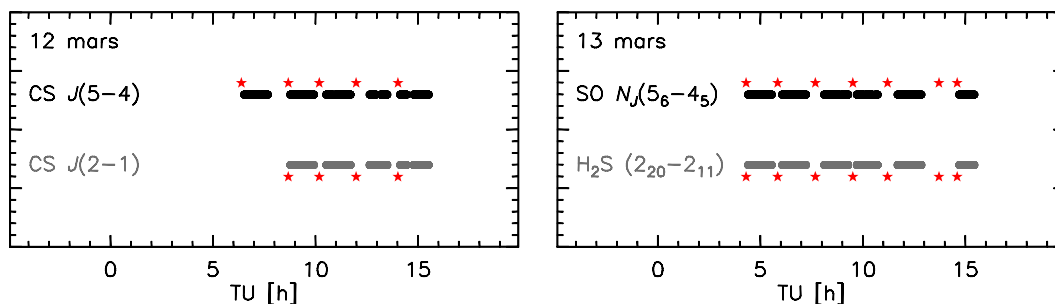


Fig. 4.1: Répartition temporelle des observations de CS, H₂S et SO les 12 et 13 mars 1997 au Plateau de Bure. Les segments représentent les périodes d'intégration en mode interférométrique, les étoiles les moments où des spectres ON-OFF ont été enregistrés.

réalisés au radiotélescope de 30 m de l'IRAM (Bockelée-Morvan et al., 1991; Crovisier et al., 1991). Cette molécule a été retrouvée dans plusieurs comètes depuis, avec des abondances entre 0,12 et 1,5 %.

OCS a été observé dans la coma de la comète C/1996 B2 (Hyakutake) avec une abondance de 0,1 % (Woodney et al., 1997) puis dans celle de la comète Hale-Bopp (abondance de 0,4 %) grâce à des observations de plusieurs raies millimétriques (Lis et al., 1999; Bockelée-Morvan et al., 2000). Des observations dans l'infrarouge suggèrent que sa distribution est étendue dans la coma de Hale-Bopp (dello Russo et al., 1998).

Enfin, de nouvelles molécules contenant du Soufre ont été identifiées dans le domaine microonde lors du passage de Hale-Bopp : SO et son parent présumé SO₂, avec des abondances 0,3 et 0,2 %, respectivement (Bockelée-Morvan et al., 2000) ; H₂CS, 0,05 % (Woodney et al., 1999; Woodney, 2000) ; NS, ~ 0,2% (Irvine et al., 2000). Notons d'ailleurs que l'origine du radical NS n'est toujours pas déterminée, malgré des travaux de simulation de la chimie des espèces soufrées dans les atmosphères cométaires (Rodgers et Charnley, 2006).

Comme le montre cette énumération, de nombreux composés soufrés sont observés dans les comètes. Il n'en reste pas moins que la chimie globale de ces espèces n'est pas complètement comprise. En incluant l'ensemble de ces espèces dans un modèle de chimie de la coma, on ne retrouve pas l'abondance du Soufre atomique observé dans l'UV (Meier et A'Hearn, 1997; Woodney, 2000). Cela peut indiquer que l'on ne comprend pas bien la chimie (notamment la photochimie) des espèces observées ou qu'il existe une source additionnelle de Soufre dans les comètes.

Les observations de Hale-Bopp au Plateau de Bure que nous présentons ici peuvent contraindre la distribution radiale des espèces H₂S, CS et SO, et en cela participer à la compréhension globale de la chimie du Soufre dans les comètes.

Tab. 4.1: Caractéristiques des observations des composés soufrés dans Hale-Bopp au Plateau de Bure.

Raie ν^a (GHz)	b	TU c	Δt d	Lobe ($''$)	S/T_A^* Jy/K e	Aire de raie Jy km s $^{-1}$	Δv km s $^{-1}$
CS $J(5-4)$ 244,935557	 O	6h31-15h30 6h24-14h03	5,9 h 16 min	$1,9 \times 1,3$ 19,7	63,1 30,4	$5,4 \pm 0,8$ $213,2 \pm 0,6$	$-0,10 \pm 0,02$ $-0,079 \pm 0,003$
CS $J(2-1)$ 97,980953	 O	8h47-15h30 8h41-14h03	4,7 h 12 min	$4,4 \times 2,8$ 49,0	23,5 21,1	$1,47 \pm 0,09$ $15,2 \pm 0,2$	$-0,19 \pm 0,02$ $-0,06 \pm 0,02$
H $_2$ S 216,710435	 O	4h25-15h27 4h19-14h37	6,6 h 24 min	$2,0 \times 1,5$ 22,1	37,6 27,0	$3,51 \pm 0,15$ $18,9 \pm 0,3$	$-0,05 \pm 0,01$ $-0,06 \pm 0,02$
SO 219,949442	 O	4h25-15h27 4h29-15h27	6,6 h 24 min	$1,9 \times 1,5$ 21,9	37,6 27,0	$0,44 \pm 0,04$ $16,9 \pm 0,3$	$-0,05 \pm 0,09$ $-0,13 \pm 0,02$

^a Les fréquences des transitions sont prises dans la base de données moléculaires de Cologne (CDMS, Cologne Database for molecular spectroscopy, Müller et al., 2001, 2005) ou bien dans la base de donnée du JPL (Jet Propulsion Laboratory, Pickett et al., 1998).

^b Mode d'observation : | pour mode interférométrique et O pour mode ON-OFF.

^c Intervalle de temps recouvert par les observations

^d Temps d'intégration sur la comète

^e Valeur moyenne des facteurs de conversion des 5 antennes calculés à partir des efficacités de lobe avant et principal pour les mesures ON-OFF et déduits d'observations d'étalonnage pour les observations en interférométrie

4.2 Les observations

4.2.1 Description

Les observations de composés soufrés en mode interférométrique au Plateau de Bure ont été réalisées les 12 (CS) et 13 (H₂S, SO) mars 1997 lorsque la comète Hale-Bopp était à $\Delta = 1,36$ UA de la Terre et $r_h = 0,98$ UA du Soleil. Les caractéristiques des observations sont présentées dans la Table 4.1.

Le 12 mars, deux unités du corrélateur comptant 256 canaux de 78 kHz étaient utilisées simultanément pour observer la raie $J(2-1)$ de CS à 97,98 GHz avec une résolution équivalente (1,3 fois la largeur des canaux) de $0,31 \text{ km s}^{-1}$ et la raie $J(5-4)$ à 244,94 GHz avec une résolution de $0,12 \text{ km s}^{-1}$. Le 13 mars, les raies $(2_{20}-2_{11})$ de H₂S à 216,71 GHz et $N_J(5_6-4_5)$ de SO à 219,95 GHz ont été observées en utilisant la même unité du corrélateur de 256 canaux de 78 kHz d'espacement. La résolution correspondante est de $0,14 \text{ km s}^{-1}$. Cela a été possible en optimisant le réglage du récepteur de manière à observer la raie de H₂S dans la bande signal et celle de SO dans la bande image. Cela était possible car ces raies sont séparées de ~ 3 GHz, ce qui correspond à l'intervalle séparant la bande image de la bande signal des récepteurs utilisés au Plateau de Bure lors de observations de la comète Hale-Bopp. Dans tous les cas la résolution spectrale est suffisante pour résoudre les raies d'émission, dont la largeur est de l'ordre de $3-4 \text{ km s}^{-1}$.

En raison de problèmes techniques, les observations de la raie $J(2-1)$ de CS ne sont pas utilisables avant 8h41 TU le 12 mars. Par ailleurs, on note que le facteur de conversion moyen pour les observations interférométriques de la raie $J(5-4)$ de CS est élevé (la valeur moyenne est de 63,1 Jy/K, quand on a en général des valeurs de l'ordre de 35–40 Jy/K), ce qui indique que le niveau de bruit sera conséquent sur les cartes interférométriques. Cela peut être expliqué par la haute fréquence de la raie pour le récepteur utilisé et par des conditions météorologiques relativement médiocres, surtout vers la fin des observations.

Comme on peut le voir sur la Figure 4.1, les observations interférométriques sont fragmentées en périodes d'intégration de 1–2 h séparées par des périodes plus courtes d'observations d'étalonnage. Les couvertures-*uv* obtenues les 12 et 13 mars 1997 sont présentées sur la Figure 4.2. Les sources d'étalonnage observées lors des observations furent : 2 200+420 pour corriger les variations d'amplitude et de phase et MWC349 pour déterminer le facteur de conversion S/T_A^* .

Pendant les observations de Hale-Bopp au Plateau de Bure, des spectres ON–OFF étaient réalisés pendant les périodes d'étalonnage. On dispose donc de spectres ON–OFF (1–2 min ON) tout au long de la période d'observation (Figure 4.1). Pour ces observations, le facteur de conversion S/T_A^* est calculé à partir des efficacités de lobe avant (F_{eff}) et de lobe principal (B_{eff}). Les valeurs dépendent de la fréquence et nous avons utilisé $(F_{eff}; B_{eff}) = (0,93; 0,83)$, $(0,89; 0,62)$, $(0,89; 0,55)$ à 98, 220 et 245 GHz, respectivement.

4.2.2 Spectres ON–OFF

Pour les observations ON–OFF, le spectre de sortie du Plateau de Bure est la somme des cinq spectres enregistrés individuellement par les cinq antennes. La remarquable activité

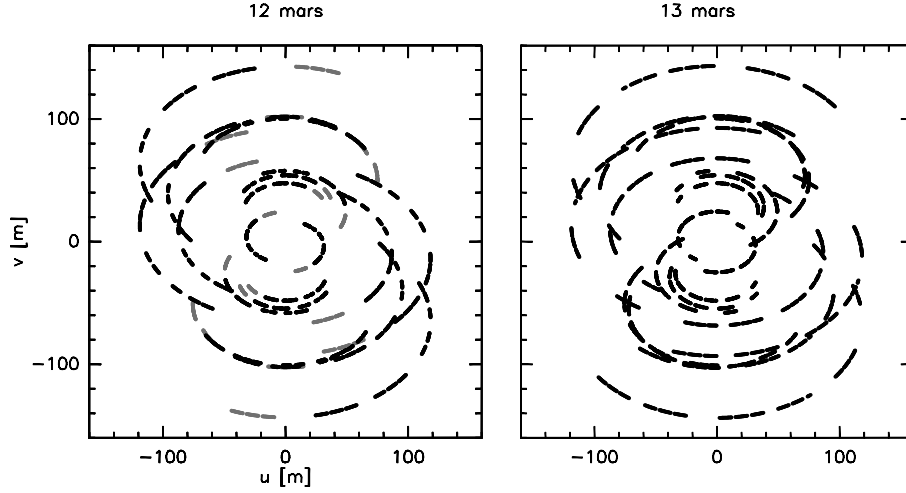


Fig. 4.2: Couvertures- uv des observations réalisées les 12 et 13 mars 1997. Le 12 mars les points (u, v) représentés en gris sont valables pour les observations de la raie $J(5-4)$ de CS, mais pas pour la raie $J(2-1)$.

de la comète, associée à la grande surface que représente l'association des 5 antennes, permet d'obtenir des spectres avec un rapport signal sur bruit assez élevé (> 10) dans un temps d'intégration de l'ordre de la minute pour les raies d'émission dont nous présentons ici l'analyse. Il est donc possible de s'intéresser aux variations temporelles des spectres. Les observations ON-OFF ont été réparties sur un intervalle de temps très légèrement inférieur à la période de rotation du noyau (11,4 h) : il est donc possible de chercher une évolution liée à cette rotation, comme cela a été étudié en détail pour les observations de CO (voir Chapitre 5).

La Figure 4.3 présente à la fois les spectres instantanés et l'évolution temporelle de leur principales caractéristiques : l'aire de la raie ($T_{mb}dv$ en $K km s^{-1}$) et son décalage Doppler (Δv en $km s^{-1}$). L'aire de raie représente la quantité totale de flux reçu dans le lobe primaire de l'antenne et permet d'estimer la quantité totale de molécules libérées par le noyau dans la coma :

$$T_{mb}dv = \sum_i T_{mb_i} dv \quad (4.1)$$

où i est le numéro de canal et dv la résolution spectrale. Le décalage spectral (ou décalage Doppler) moyen est en fait le barycentre de la raie :

$$\Delta v = \frac{\sum_i T_{mb_i} v_i}{\sum_i T_{mb_i}} \quad (4.2)$$

Dans aucun cas on ne détecte une variation significative de l'aire de raie liée à la rotation du noyau. Les décalages spectraux sont toujours négatifs. Cela signifie qu'il y a en permanence plus de molécules qui se déplacent en direction de la Terre, et donc du Soleil étant donné

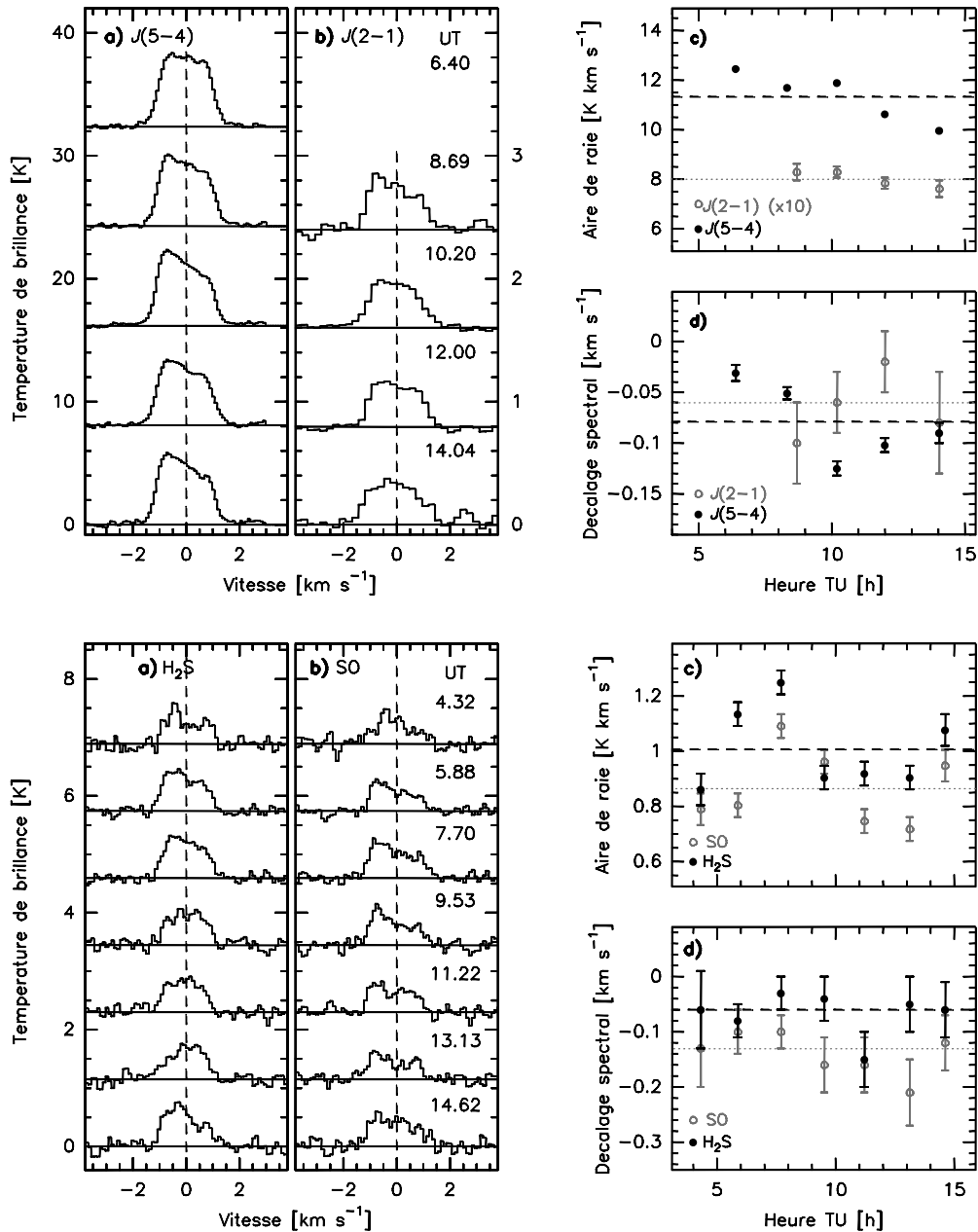


Fig. 4.3: Evolution des spectres ON-OFF des raies $J(5-4)$ et $J(2-1)$ de CS observées le 12 mars (**en haut**) et des raies $(2_{20}-2_{11})$ de H₂S et $N_J(5_6-4_5)$ de SO observées le 13 mars (**en bas**). **a-b** : Spectres ON-OFF instantanés (en température de brillance) décalés en fonction de l'heure d'observation, donnée à droite de chacun d'eux. Le nouveau niveau zéro est matérialisé par la ligne horizontale. Les temps d'intégration sont de 4 ou 2 min (2 min pour CS $J(5-4)$ à 6,40 h et 14,04 h, CS $J(2-1)$ à 8,69 h et 14,04 h et H₂S et SO à 4,32 h et 14,62 h). **c** : Evolution temporelle des aires de raie. **d** : Evolution temporelle des décalages spectraux moyens des raies. Les lignes horizontales représentent les niveaux moyens.

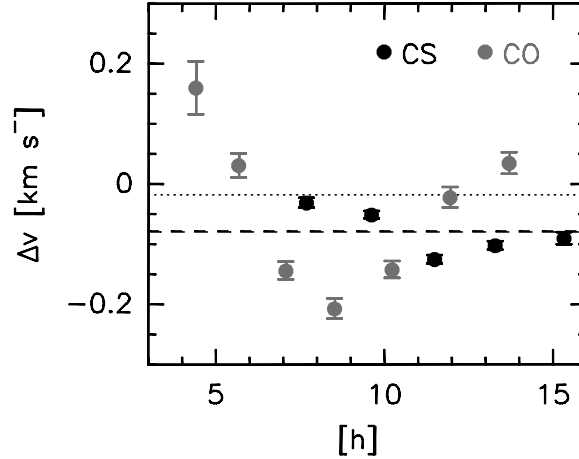


Fig. 4.4: Evolution du décalage spectral des raies $J(2-1)$ de CO et $J(5-4)$ de CS. Pour CS, la courbe a été décalée dans le temps de sorte à être directement comparable à celle de CO.

l'angle de phase voisin de 45° . Ceci indique que le dégazage est plus intense du côté éclairé du noyau.

L'incertitude sur les mesures du décalage spectral des raies $N_J(5_6-4_5)$ de SO, $(2_{20}-2_{11})$ de H_2S et $J(2-1)$ de CS est plus grande que les variations observées. Nous ne sommes donc pas en mesure de conclure quant à une éventuelle relation avec la rotation du noyau. En revanche, le décalage de la raie $J(5-4)$ de CS décroît jusqu'à 10 h TU puis réaugmente. L'amplitude de cette variation ($A_{CS} = \Delta v_{max} - \Delta v_{min} \approx 0,1 \text{ km s}^{-1}$) est nettement supérieure à l'incertitude des mesures ($\sigma_{\Delta v} \sim 0,02 \text{ km s}^{-1}$), et pourrait indiquer qu'un jet est présent à la surface du noyau. Dans les observations de CO une évolution semblable, bien que nettement plus importante, est observée. L'amplitude de la variation est de $A_{CO} = 0,3 \text{ km s}^{-1}$ avec une valeur maximale nettement supérieure à 0 ($\Delta v_{max} \sim 0,15 \text{ km s}^{-1}$). Ceci, ainsi que d'autres caractéristiques des observations, a été interprété comme le signe de la présence d'un jet fort de CO proche de l'équateur du noyau et actif tout au long de la rotation. Nous présentons les grandes lignes de cette analyse dans le Chapitre 5, l'étude complète est disponible dans Henry (2003) et Henry et al. (2002).

La Figure 4.4 présente les évolutions du décalage spectral des raies $J(2-1)$ de CO et $J(5-4)$ de CS, où celle de CS a été décalée de deux périodes pour que la phase relative des deux courbes soit conservée. En considérant que : (i) les deux évolutions ne sont pas en phase, (ii) les valeurs moyennes sont différentes et (iii) l'amplitude des variations du décalage spectral dans le cas de CS est nettement plus faible que dans le cas de CO, on conclut que l'origine des modulations du décalage spectral de CS n'est pas associée au jet de CO décrit par Henry et al. (2002).

Si c'est un jet contenant du CS qui cause cette modulation, l'utilisation des résultats des simulations numériques développées par Henry (2003) pour analyser les données de CO permet de contraindre sa position et son intensité : l'amplitude de la variation temporelle du décalage spectral du spectre ON-OFF de la raie $J(5-4)$ de CS et sa valeur moyenne

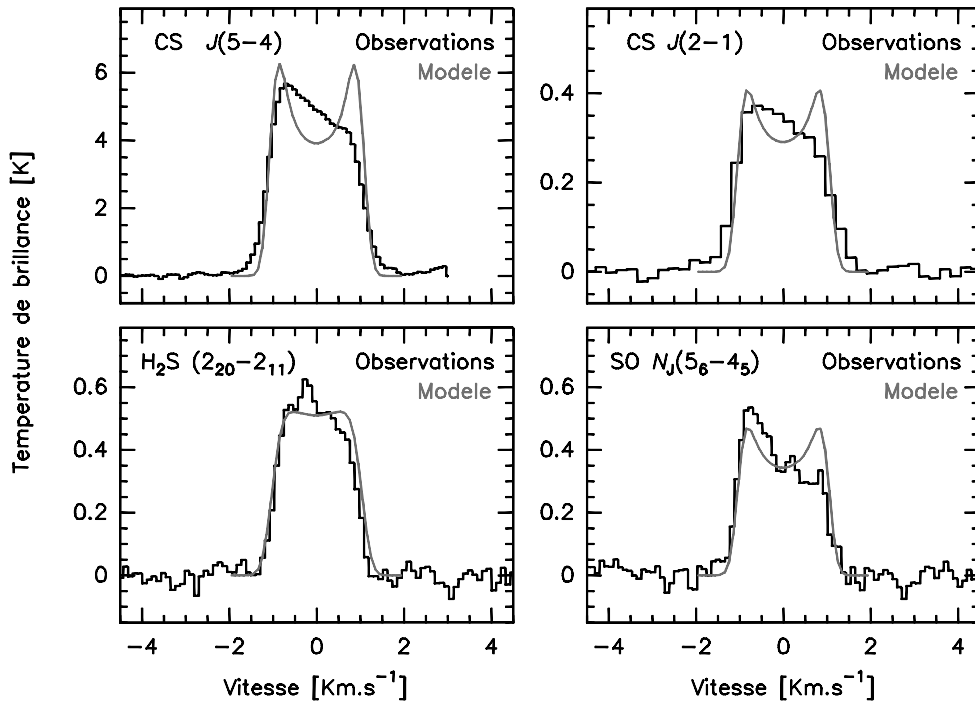


Fig. 4.5: Spectres ON–OFF moyens des raies $J(5-4)$ et $J(2-1)$ de CS, $(2_{20}-2_{11})$ de H₂S et $N_J(5_6-4_5)$ de SO. Les temps d'intégration ON+OFF sont 16, 12, 24 et 24 min, respectivement. Un profil synthétique, obtenu avec un modèle isotrope, est également présenté (en gris).

sont cohérentes avec la présence d'un jet en rotation placé à haute latitude sur le noyau et contenant 30–50 % de la production totale du gaz.

La Figure 4.5 présente les spectres ON–OFF moyens des quatre raies observées. Leurs caractéristiques sont répertoriées dans la Table 4.1.

4.2.3 Cartes de flux intégré

Pour une molécule donnée, les visibilitées observées, une fois étalonnées, sont rassemblées dans une table- uv . C'est un fichier qui contient des informations relatives aux observations (date et heure, coordonnées (u, v)), ainsi que les parties réelles et imaginaires de toutes les visibilitées, canal par canal. Dans un premier temps, on s'intéresse aux visibilitées intégrées sur tous les canaux où la raie est détectée. Cela permet d'avoir un aperçu global de l'émission, avec un meilleur rapport signal sur bruit. La Figure 4.6 présente les cartes obtenues, leurs caractéristiques sont données dans les Tables 4.1 et 4.2. Il est intéressant de noter que, alors que leurs spectres ON–OFF sont comparables, les cartes de SO et de H₂S ne le sont pas : le flux mesuré au centre de la carte de H₂S est nettement supérieur à celui mesuré sur la carte de SO ($F_{\text{Int}}^{\text{H}_2\text{S}} > 5 \times F_{\text{Int}}^{\text{SO}}$). Ceci montre que la distribution de SO est plus étendue que celle de H₂S. L'extension radiale de l'émission des différentes molécules observées fera l'objet d'une

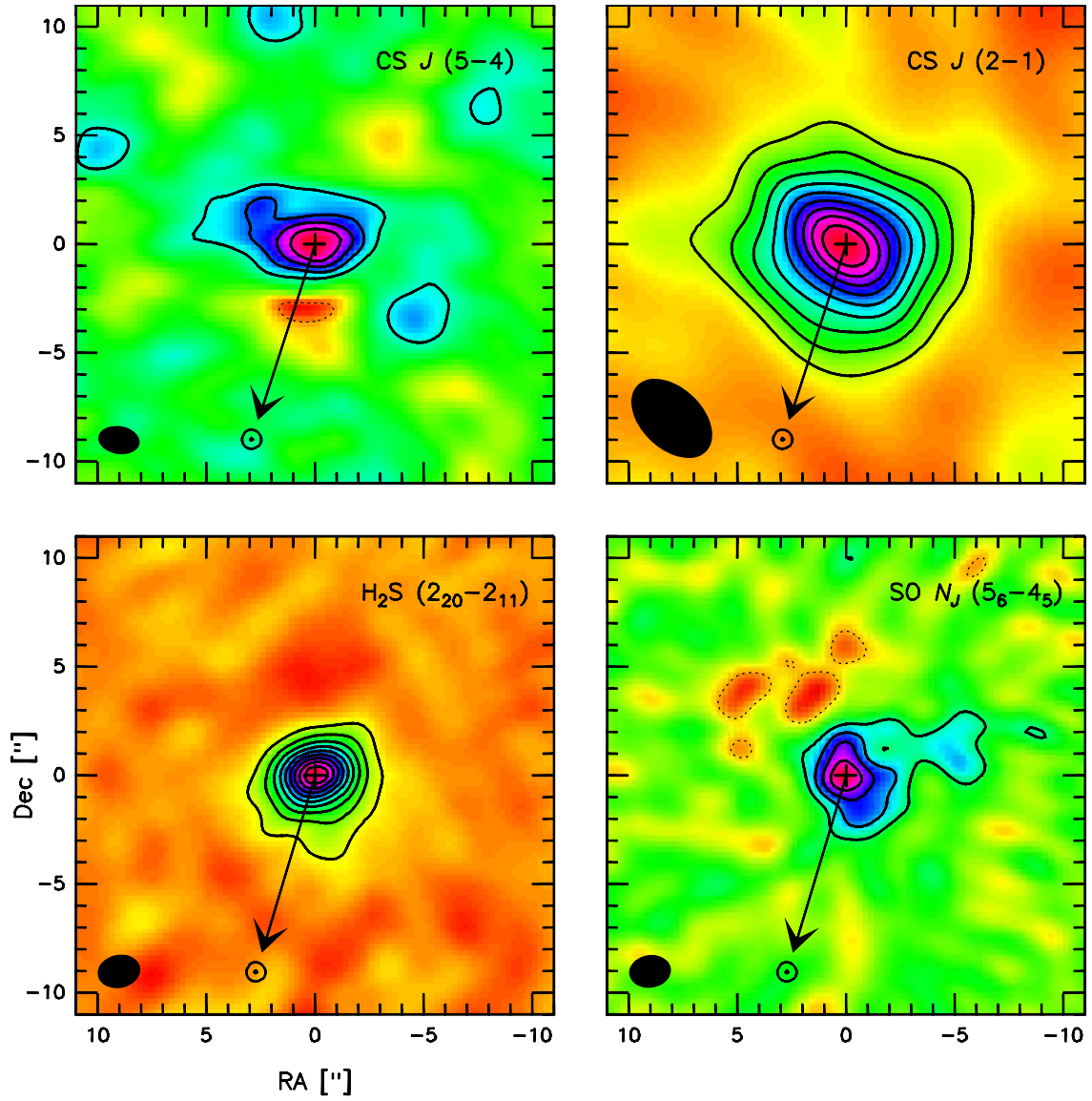


Fig. 4.6: Cartes de flux intégré des raies $J(5-4)$ et $J(2-1)$ de CS, $(2_{20}-2_{11})$ de H_2S et $N_J(5_6-4_5)$ de SO. Les temps d'intégration sont 5,9, 4,7, 6,6 et 6,6 h et les intervalles spectraux sur lesquels le signal a été intégré 3,67, 4,32, 2,8 et 3,1 km s^{-1} , respectivement. Le lobe synthétique des observations est présenté dans le coin inférieur gauche, la flèche indique la direction du Soleil projetée sur le plan du ciel. Les contours représentent 10% (H_2S , CS $J(2-1)$) ou 20% (CS $J(5-4)$, SO) de l'intensité mesurée au centre de la carte. Ces niveaux correspondent à 1,3 et 1,6 σ pour les raies $J(5-4)$ et $J(2-1)$ de CS et à 2 σ pour H_2S et SO. La valeur du flux au centre de la carte et le niveau de bruit de celle-ci sont donnés dans la Table 4.1, les positions absolues des pics de brillance sont répertoriées dans la Table 4.2.

Tab. 4.2: Positions des pics de brillance de CS, H₂S et SO

Line	date en mars	RA	Dec	(O-cont) ^a	(O-C) ^b
		h : min : s	° : ' : "	(δ RA, δ Dec) (","")	(δ RA, δ Dec) (","")
CS $J(2-1)$	12,62500	22:41:28,643	41:36:31,11	^c	(+0,42,+2,13)
CS $J(5-4)$	12,29167	22:38:43,424	41:24:11,52	^c	(+0,37,+2,48)
H ₂ S ($2_{20}-2_{11}$)	13,33333	22:57:25,371	42:02:02,88	(+0,06,+0,05)	(+0,92,+2,87)
SO $N_J(5_6-4_5)$	13,08333	22:46:21,868	41:57:35,54	(-0,03,-1,34)	(+0,83,+1,48)

[^a]Décalage mesuré entre les positions apparentes de l'émission de la molécule (O) et de l'émission continue (Cont) observée simultanément.

Décalage entre la position observée de l'émission continue (Cont) et la position du noyau donnée par l'éphéméride JPL 220 (C).

^b Il n'y a pas eu d'observation du continuum le 12 mars.

étude détaillée dans la section 4.3.

Les cartes ont été recentrées de sorte que le pic d'intensité de la distribution de brillance apparaisse au centre de la carte. Sa position absolue (O, en coordonnées géocentriques apparentes) est donnée dans la Table 4.2. Les positions ont été mesurées sur les cartes après déconvolution. On estime que la précision de ces mesures est de l'ordre de la taille du lobe synthétique divisée par le rapport signal sur bruit des observations. En opérant ainsi on obtient une précision de l'ordre de 0,1 – 0,2". Etant donné que les coordonnées géocentriques de la comète Hale-Bopp évoluent au cours d'une journée, les positions absolues données dans la Table 4.2 sont accompagnées de l'heure précise à laquelle elles se réfèrent. Aussi, la comparaison directe des positions absolues n'a pas de sens. Dans la section 4.2.4 nous le faisons en prenant pour référence la position du maximum de l'émission continue due au noyau et aux poussières ou à la position du noyau donnée par une éphéméride.

Il est également possible d'estimer la position du maximum d'intensité en étudiant les visibilitées, en supposant que la coma est axisymétrique : une procédure GILDAS permet d'ajuster aux visibilitées un profil typique d'une distribution de brillance gaussienne, en loi de puissance ou d'une source ponctuelle. Aucune de ces fonctions ne correspond vraiment au cas des comètes, mais ce genre d'analyse permet de vérifier que la position du pic de brillance sur les cartes n'est pas affectée par le processus de déconvolution. Les positions obtenues en supposant que la distribution de brillance est une gaussienne sont tout à fait cohérentes avec les positions mesurées sur les cartes.

4.2.4 Astrométrie

La campagne d'observation de Hale-Bopp au Plateau de Bure comprenait, en plus des observations de raies moléculaires, la cartographie de l'émission continue des poussières et du noyau. L'analyse des observations du continu est présentée dans Altenhoff et al. (1999).

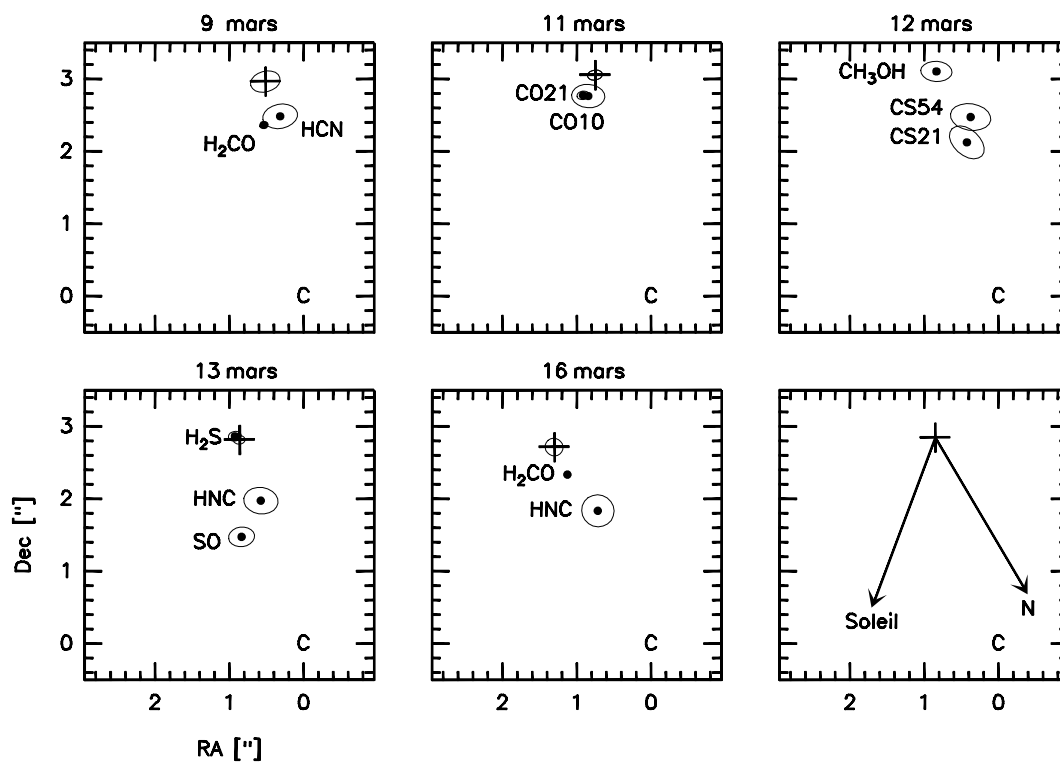


Fig. 4.7: Positions du centre de brillance sur les cartes de raies moléculaires (points) et de l'émission continue à 1,3 mm (croix) par rapport à l'éphéméride JPL 220 (C). Les ellipses représentent la précision des mesures astrométriques (la taille du lobe synthétique divisée par le rapport signal sur bruit des observations). Le cadre en bas à droite présente la position moyenne de l'émission continue à 1,3 mm (croix) ainsi que les projections sur le plan du ciel de la direction du Soleil et du pôle nord du noyau.

On trouve notamment les positions astrométriques du maximum d'émission continue (Cont), jour après jour. L'analyse détaillée de ces observations (Altenhoff et al., 1999) montre que la moitié du flux observé est l'émission thermique du noyau.

Des jets de poussière étroits ont été observés dans la coma de Hale-Bopp, le plus fort d'entre eux provenant d'une source située à haute latitude sur le noyau, c'est à dire à 20° du plan du ciel étant donnée l'orientation de la comète (voir Chapitre 1, Jorda et al., 1999). De tels jets peuvent avoir pour effet de décaler la position apparente du maximum de brillance de l'émission continue. Afin d'étudier dans quelle mesure la position donnée par Altenhoff et al. (1999) correspond à la position réelle du noyau, nous avons simulé les observations du Plateau de Bure. L'émission continue est représentée par la somme d'une source ponctuelle (représentant le noyau) et de la contribution d'une coma de poussière qui inclut un jet étroit (20–40° d'ouverture), situé dans le plan du ciel, et dont on peut faire varier l'intensité. Il apparaît que lorsque toute l'émission est concentrée dans le jet, la position du maximum de brillance est décalée de $\sim 0,6''$ par rapport au noyau. Si le jet et le noyau contribuent de manière équivalente, comme dans les observations, le décalage est de l'ordre de $0,3''$. Nous en concluons que les positions du continu publiées dans Altenhoff et al. (1999) correspondent à la position réelle du noyau à une fraction de seconde d'arc près.

La Figure 4.7 présente, pour les différents jours d'observations, les positions de l'émission du continu à 1,3 mm (Cont) et celles des raies moléculaires (O) par rapport à la position attendue de la comète d'après une éphéméride (C) actualisée basée sur des observations dans le visible réalisées entre le 27 avril 1993 et le 4 août 2005 et prenant en compte les perturbations gravitationnelles des planètes et les forces non gravitationnelles (solution n° 220 du service de calcul des éphémérides HORIZONS du JPL). Les écarts (O-Cont) (respectivement (O-C)) entre les observations des raies moléculaires et celles du continu (respectivement les positions de l'éphéméride JPL 220) sont donnés dans la Table 4.2.

On note que le pic d'émission continue est toujours décalé de près de $(+1'', +3'')$ en (RA, Dec) par rapport à l'éphéméride. Certaines molécules présentent un maximum d'émission très proche du pic d'émission continue, donc du noyau (CO, CH₃OH, H₂S); d'autres (H₂CO, HCN, CS, HNC, SO) sont plus éloignées, avec des décalages entre $0,5''$ et $1,4''$ toujours dans la direction du pôle nord de la comète.

Selon notre interprétation, les molécules dont la distribution de brillance est décalée par rapport à la position du noyau sont présentes dans un jet qui pourrait être la contrepartie gazeuse du jet de poussières situé près du pôle nord du noyau de la comète et détecté par Jorda et al. (1999). Dans cette hypothèse, on peut penser que les observations astrométriques réalisées dans le visible, qui observent la lumière du Soleil réfléchi par les particules de poussières, sont biaisées par la présence du jet. D'ailleurs, des calculs de Brian Marsden (décrits dans Boissier et al., 2007) ont montré que l'utilisation des positions astrométriques du pic d'émission continue à 1,3 mm en lieu et place des mesures effectuées dans le visible au moment du passage au périhélie permet de calculer une orbite de la comète Hale-Bopp plus précise que les précédentes, sans faire appel à des forces non gravitationnelles (que l'on attend faibles étant donnée la taille du noyau de Hale-Bopp).

4.2.5 Cartes spectrales

Les cartes spectrales (Figures 4.8–4.9), quant à elles, concentrent toute l'information obtenue lors des observations. Pour les obtenir, on traite les visibilités canal par canal. On a ainsi un cube de données qui peut être lu de deux façons différentes : on a une carte pour chaque canal de vitesse ou bien un spectre pour chaque position sur la carte. Les cartes spectrales présentent les données sous cet angle. On remarque des différences notoires entre les différentes raies observées.

Sur l'ensemble des cartes, bien que ce soit moins marqué dans le cas de H_2S , l'aile de la raie aux vitesses négatives est nettement plus forte que l'aile des vitesses positives dans la région Nord ($\text{Dec} > 0$). Cela signifie que dans ces régions il y a un excès de molécules se déplaçant en direction de l'observateur. Principalement sur les cartes de CS, on observe dans la région Sud ($\text{Dec} < 0$) une émission centrée autour de la vitesse nulle. C'est particulièrement visible sur la carte de la raie $J(5-4)$ (Figure 4.9), où les spectres présentent un pic étroit et fort à la vitesse ~ 0 . Ceci correspond à des molécules qui se déplacent dans le plan du ciel, probablement au sein d'un jet. Sur cette même carte, on note que la rangée de spectres à $\text{Dec} = -2''$ ne contient aucun flux. Ceci est également observé sur la carte de flux intégré (Figure 4.6). Etant donné le faible rapport signal sur bruit de ces observations et la fréquence d'observation (244,94 GHz) il est possible que cela soit dû à un biais observationnel. En effet, les structures étendues dans la distribution de brillance correspondent dans le plan de Fourier à des rayons- uv courts. Si la plus courte des lignes de base d'un interféromètre est plus longue que ces rayons- uv , alors il sera insensible à sa contribution, c'est ce que l'on appelle le filtrage des sources étendues. Ce phénomène est d'autant plus sensible que la fréquence est élevée. La carte de H_2S semble plus symétrique que les autres. Nous avons tenté d'expliquer l'ensemble de ces caractéristiques en utilisant des modèles simples. Ce travail est détaillé dans la section 4.4.

4.3 Etude de l'extension radiale des molécules

Nous allons dans un premier temps supposer que la symétrie sphérique est vérifiée dans la coma pour étudier l'extension radiale du gaz. L'étude de l'extension radiale d'une molécule permet de déterminer si elle provient du noyau ou si elle est créée dans la coma et dans certains cas de mesurer son taux de photodissociation β , le paramètre physique qui indique l'efficacité de la photodissociation (voir Chapitre 3). Le taux de photodissociation est en général calculé pour une distance héliocentrique de 1 UA (voir Chapitre 3) et il faut calculer sa valeur effective $\beta_{\text{eff}} = \beta r_h^{-2}$ dans l'atmosphère de la comète que l'on étudie. Ce taux de photodissociation correspond à une durée de vie photodissociative $\tau = \beta_{\text{eff}}^{-1}$. En supposant que la vitesse des molécules v_{exp} est constante, on définit ensuite la longueur d'échelle de photodissociation $L = \tau v_{\text{exp}}$ qui caractérise la taille de la coma de l'espèce que l'on observe.

Il est possible d'utiliser deux méthodes indépendantes pour étudier l'extension radiale du gaz dans la coma :

Avec les cartes interférométriques : L'aire de raie sur les spectres ON–OFF correspond au flux F_{SD} (SD pour Single Dish, antenne unique en anglais). Il correspond à l'intégration

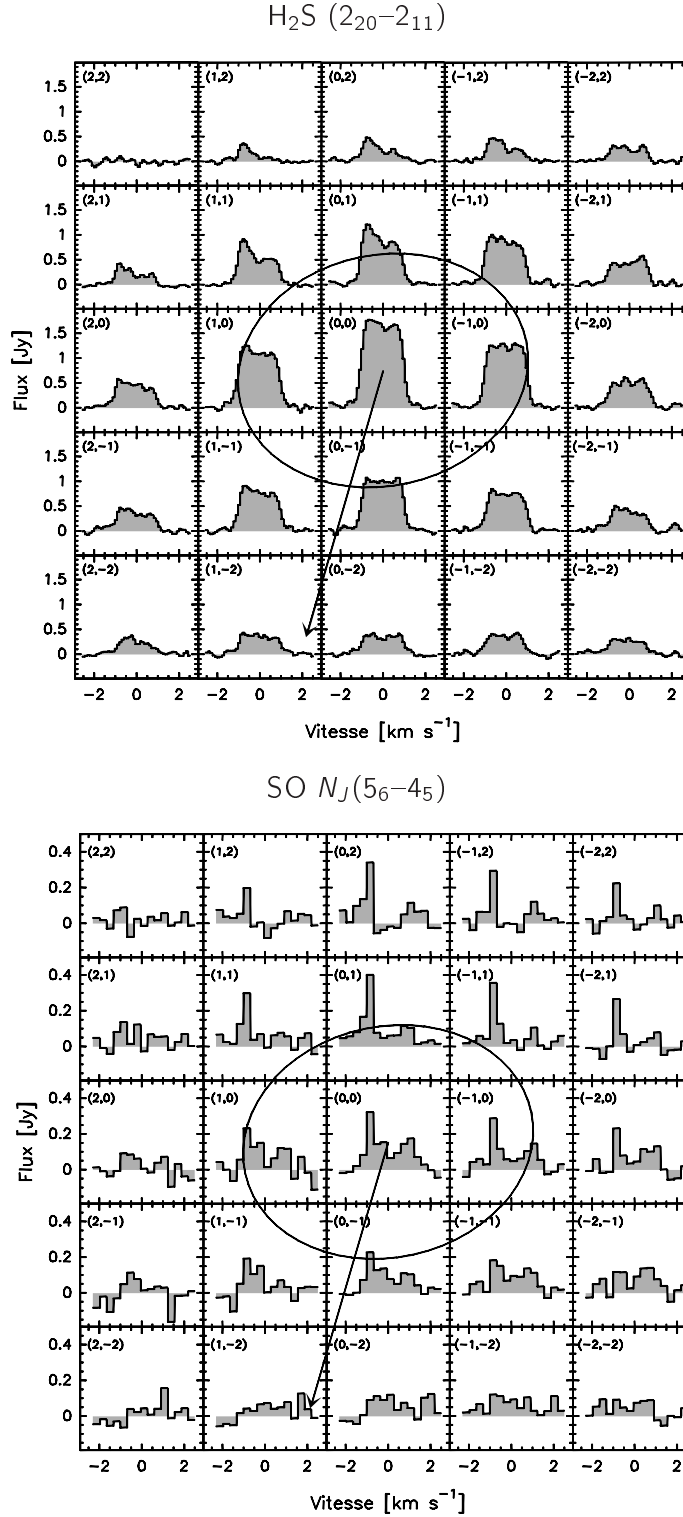


Fig. 4.8: Cartes spectrales des raies $(2_{20}-2_{11})$ de H_2S (**en haut**) et $N_J(5_6-4_5)$ de SO (**en bas**). Le temps d'intégration est de 6,6 h. Les positions des spectres sont données dans le coin supérieur gauche des cadres. La position (0,0) correspond au pic d'intensité de la carte intégrée. La flèche indique la direction du Soleil, et l'ellipse le lobe synthétique. Le rapport signal sur bruit des observations interférométriques de SO étant faible, nous avons dégradé la résolution spectrale afin que la déconvolution des cartes sales soit meilleure. La résolution spectrale de spectres de SO présentés ici est de $0,32 \text{ km s}^{-1}$.

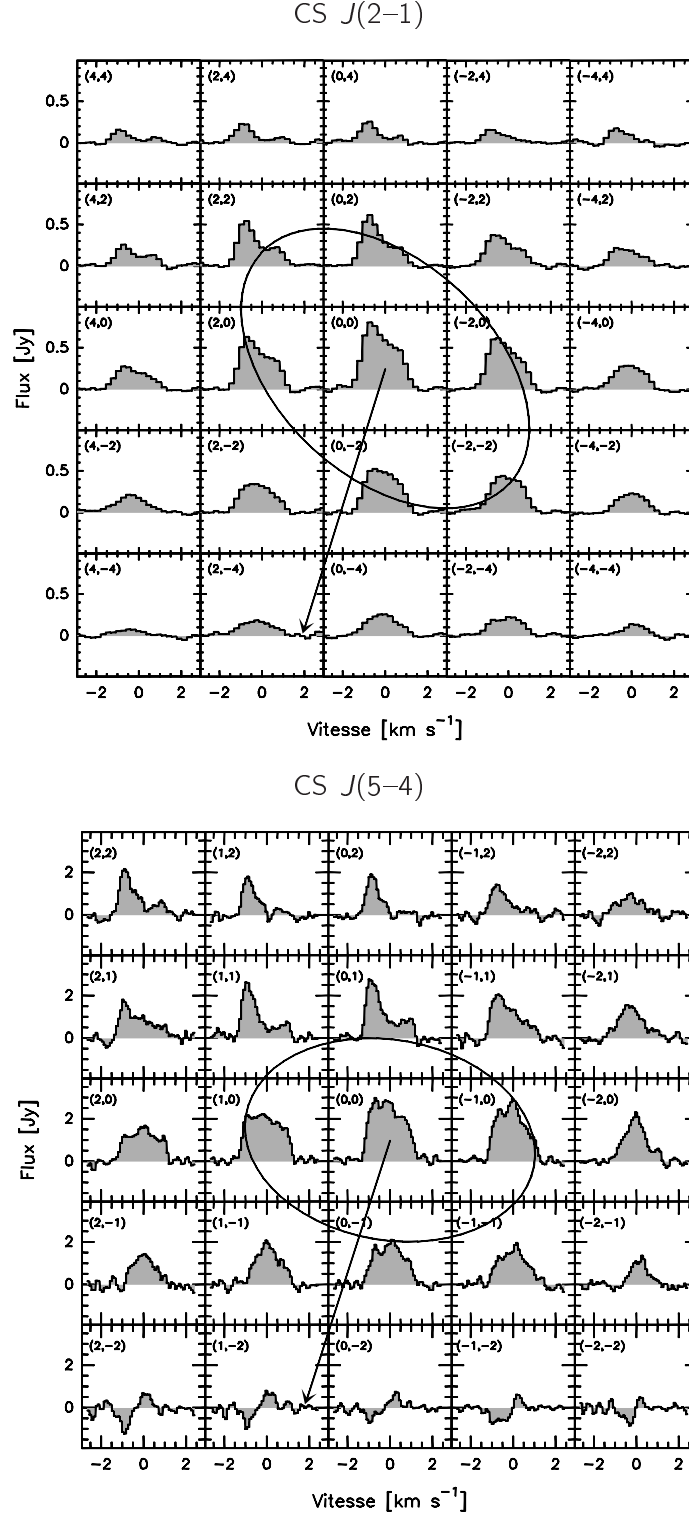


Fig. 4.9: Cartes spectrales des raies $J(2-1)$ (**en haut**) et $J(5-4)$ (**en bas**) de CS. Les temps d'intégration sont de 4,7 et 5,9 h, respectivement. Les positions des spectres sont données dans le coin supérieur gauche des cadres. La position (0,0) correspond au pic d'intensité de la carte intégrée. La flèche indique la direction du Soleil, et l'ellipse le lobe synthétique.

du signal dans le lobe primaire des antennes, dont la taille est de l'ordre de 20–50'' sur le plan du ciel selon la fréquence d'observation, soit $\sim 20\,000 - 50\,000$ km dans la coma de Hale-Bopp. Le flux interférométrique F_{Int} est lui intégré dans un lobe beaucoup plus petit, de l'ordre de 1,6–3,5'', soit $\sim 1\,600 - 3\,500$ km. Le rapport $R = \frac{F_{\text{SD}}}{F_{\text{Int}}}$ est un indicateur de l'extension radiale des molécules. La première méthode consiste à comparer la valeur observée de ce rapport à celle déduite d'un modèle dont on peut changer certains paramètres affectant l'extension radiale du gaz (origine nucléaire ou étendue, taux de photodissociation).

Avec les visibilités : La deuxième méthode consiste à s'intéresser à la variation de l'amplitude des visibilités en fonction du rayon- uv ($r_{uv} = \sqrt{u^2 + v^2}$). On inclut aux données observées le point $r_{uv} = 0$, où l'amplitude correspond à la valeur F_{SD} . Cette méthode a l'avantage d'être appliquée sur les données brutes, et n'est pas affectée par l'interpolation et la déconvolution nécessaires à la reconstruction d'image.

Dans la pratique, nous avons utilisé les deux méthodes. La première permet une approche quantitative plus rapide, c'est avec celle-ci que les premières estimations sont effectuées. On utilise l'évolution radiale des visibilités dans un second temps, afin de valider la première approche.

La densité locale de gaz est calculée en utilisant la formule de Haser (voir Chapitre 3), où la vitesse d'expansion est de $1,02 \text{ km s}^{-1}$ pour CS et $1,03 \text{ km s}^{-1}$ pour H₂S et SO. Ces vitesses sont déduites de la loi exprimant la vitesse d'expansion des molécules en fonction de la distance héliocentrique de la comète Hale-Bopp décrite dans Biver et al. (2002a). L'excitation des niveaux rotationnels est calculée comme nous l'avons décrit au Chapitre 3 en considérant deux lois de température cinétique : l'une constante ($T = 120 \text{ K}$) et l'autre variable ($T = 20 \text{ K}$ pour $r < 100 \text{ km}$, $T = 20 + 50 \log(\frac{r[\text{km}]}{100})$ pour $100 < r < 10000 \text{ km}$ et $T = 120 \text{ K}$ pour $r > 10000 \text{ km}$, où r est la distance au noyau de la comète). Les populations des niveaux impliqués dans les raies d'émission observées sont présentées sur la Figure 4.10.

Le taux de photodissociation (β) d'une molécule (et éventuellement celui de son parent) est le paramètre que nous essayons de contraindre. Le taux de production Q est un paramètre libre, que l'on ajuste chaque fois que l'on change le taux de photodissociation pour que le modèle donne des flux (F_{SD} et F_{Int}) en accord avec les valeurs observées. Cet ajustement est opéré en faisant tourner itérativement le modèle, car la relation de linéarité entre le taux de production et les flux n'est plus valable lorsque les effets d'opacité sont significatifs. Nous verrons par la suite que c'est le cas ici, en particulier pour les observations interférométriques.

Les spectres ON–OFF calculés par le modèle que l'on utilise ici sont superposés aux spectres observés sur la Figure 4.5. Comme nous l'avons vu à plusieurs reprises dans la section précédente, il est clair que l'hypothèse de la symétrie sphérique de la coma n'est pas vérifiée. L'étude des anisotropies de la coma fera l'objet de la section 4.4. Nous verrons à cette occasion que la présence d'un jet ou d'une asymétrie jour/nuit dans le profil de dégazage n'affecte que modérément le rapport $R = \frac{F_{\text{SD}}}{F_{\text{Int}}}$ et l'évolution radiale des visibilités. Il est donc tout à fait possible de procéder à l'analyse de la distribution radiale du gaz en utilisant des modèles 1-D.

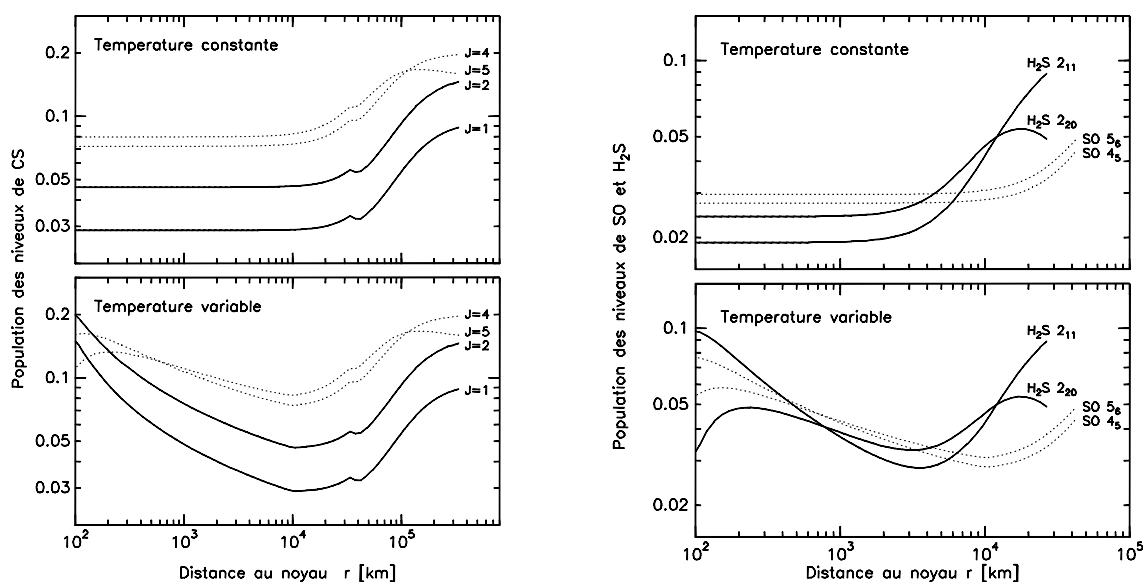


Fig. 4.10: Populations des niveaux rotationnels des espèces moléculaires CS (**à gauche**), H₂S et SO (**à droite**) calculées pour les conditions de la coma de Hale-Bopp en supposant une loi de température constante (**en haut**) ou variable (**en bas**).

Tab. 4.3: Taux de photodissociation publiés (valeurs à 1 UA du Soleil).

Molécule	β [s ⁻¹]	Référence
H ₂ S	2.5×10^{-4}	Crovisier et al. (1991)
CS	1.0×10^{-5}	Jackson et al. (1982)
	2.0×10^{-5}	Biver et al. (2003)
	1.0×10^{-4}	Snyder et al. (2001)
CS ₂	1.0×10^{-3}	Feldman et al. (1999)
	1.7×10^{-3}	Jackson et al. (1986)
SO	1.5×10^{-4}	Kim et A'Hearn (1991)
	4.9×10^{-4}	Summers et Strobel (1996)
	6.2×10^{-4}	Huebner et al. (1992)
SO ₂	2.1×10^{-4}	Kim et A'Hearn (1991)
	2.1×10^{-4}	Huebner et al. (1992)
	2.3×10^{-4}	Kumar (1982)
	$2.9 \times 10^{-4} *$	Summers et Strobel (1996)

* valeur calculée pour le maximum d'activité solaire, contrairement aux autres valeurs de la table qui correspondent au minimum d'activité (ce qui était le cas au moment des observations de Hale-Bopp au Plateau de Bure).

4.3.1 Sulfure d'hydrogène H₂S

Le taux de photodissociation à 1 UA du Soleil de H₂S a été déterminé par Crovisier et al. (1991) à partir de mesures de laboratoire (voir Table 4.3). C'est la seule valeur disponible dans la littérature, elle n'a jamais été remise en cause. Dans la coma de Hale-Bopp le 13 mars 1997, le taux de photodissociation correspond à une longueur d'échelle de l'ordre de 4 000 km. Cette valeur est inférieure à la taille du lobe en mode ON-OFF ($\sim 22\,000$ km) et supérieure à celle du lobe synthétique ($\sim 1\,700$ km). Dans ces conditions le rapport des flux R doit être sensible à la valeur du taux de photodissociation de H₂S.

La Figure 4.11 présente l'évolution du rapport $R_{\text{H}_2\text{S}}$ obtenu avec le modèle en fonction de la valeur de $\beta_{\text{H}_2\text{S}}$ utilisée. Notre modèle reproduit le rapport observé (à $1\,\sigma$ près) en prenant un taux de photodissociation de H₂S dans l'intervalle $1,5 - 3,0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Ceci est tout à fait en accord avec la valeur de Crovisier et al. (1991). Les valeurs des flux F_{SD} et F_{Int} et du rapport $R_{\text{H}_2\text{S}}$ obtenus en utilisant cette valeur ($2,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) dans le modèle sont données dans la Table 4.4. On y trouve les résultats obtenus avec les deux lois de température, en prenant en compte ou pas les effets d'opacité (cas optiquement *mince* ou *épais*). L'excellente concordance entre les valeurs des flux mesurées et calculées, lorsque l'on tient compte des effets d'opacité montre que la distribution spatiale de H₂S peut être reproduite en supposant que les molécules proviennent du noyau. Cette table montre également le bien-fondé d'utiliser un modèle qui tient compte des effets d'opacité. En effet, les observations interférométriques sont significativement affectées : les effets d'opacité atténuent le flux interférométrique F_{Int} de 23 % en considérant une température constante, et de 40% si l'on utilise une loi de température variable. La valeur du taux de production qui reproduit au mieux les observations est $1,35 \times 10^{29} \text{ s}^{-1}$ pour une loi de température constante et $1,2 \times 10^{29} \text{ s}^{-1}$ pour une loi de température variable. Ces valeurs correspondent à des abondances de H₂S de 1,35 et 1,20%, respectivement (en prenant $Q_{\text{H}_2\text{O}} = 1 \times 10^{31} \text{ molécules s}^{-1}$).

La Figure 4.11 montre l'évolution de l'amplitude des visibilité observées et simulées (avec $\beta_{\text{H}_2\text{S}} = 2,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) en fonction du rayon- uv , dans le cas d'une température constante et variable, en prenant en compte les effets d'opacité. Quelle que soit la loi de température utilisée, l'accord entre les modèles et les observations est évident. On peut remarquer qu'au niveau des longues lignes de base, les résultats sont meilleurs avec une température variable. Les barres d'erreur sont présentées sur chaque visibilité : les écarts au modèle sont dus à des anisotropies dans la coma. Cette approche confirme les résultats déduits de l'étude des flux ON-OFF et interférométrique : la distribution radiale de H₂S est bien reproduite par un modèle où H₂S provient du noyau avec $\beta_{\text{H}_2\text{S}} = 2,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

4.3.2 Sulfure de carbone CS

L'analyse des observations du satellite IUE a montré que CS était vraisemblablement créé par la photodissociation de CS₂ dans la coma interne (Jackson et al., 1982, 1986). Cette hypothèse a été récemment renforcée par l'analyse de spectres UV de CS₂ réalisés en laboratoire qui indique que CS₂ pourrait être à l'origine de certaines raies non identifiées dans des spectres de la comète 122/P de Vico obtenus dans le domaine visible (Jackson et al., 2004). Le taux de photodissociation de CS₂ est élevé, on a $\beta_{\text{CS}_2} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

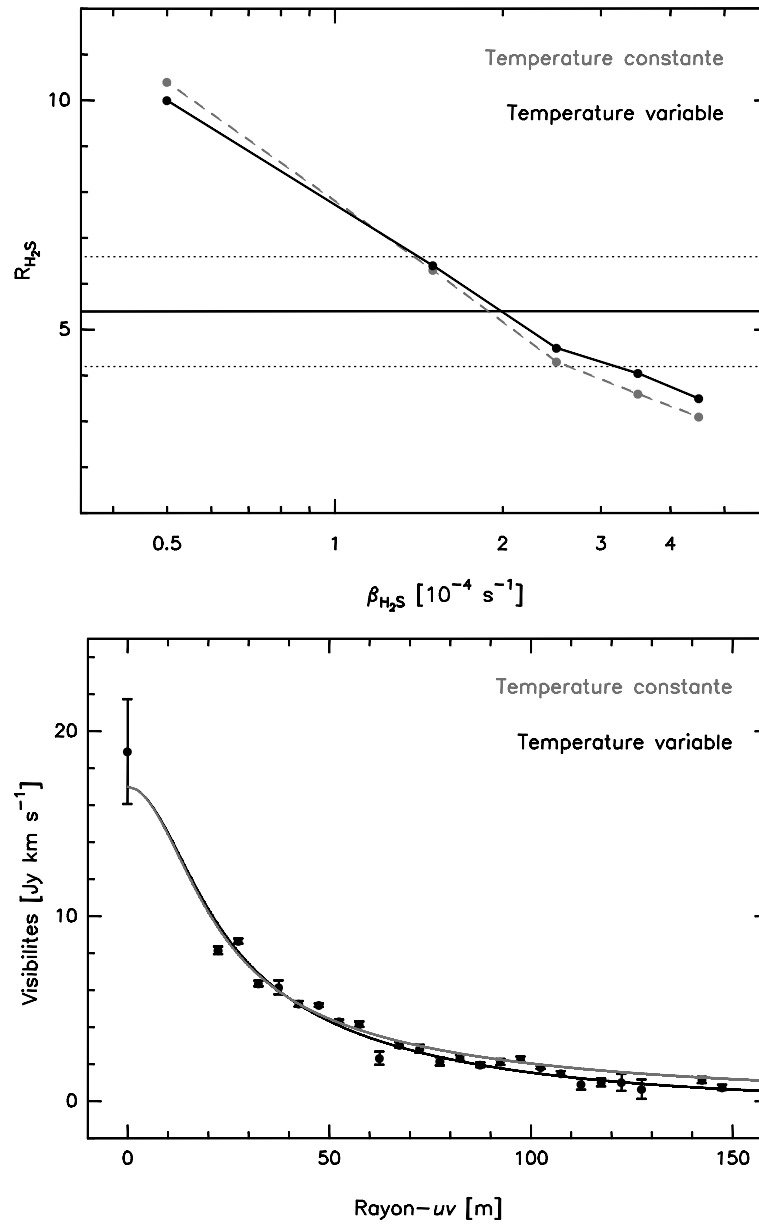


Fig. 4.11: **Haut** : Rapport de flux R_{H_2S} en fonction de β_{H_2S} pour une température constante ou variable. La ligne continue représente le rapport observé, les lignes pointillées délimitent l'intervalle situé à 1σ . **Bas** : Amplitude des visibilités observées (points) et simulées (courbes) en fonction du rayon-uv, dans le cas d'une température constante (gris) et variable (noir). Les simulations ont été menées avec $\beta_{H_2S} = 2,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. L'amplitude des visibilités a été moyennée par intervalles de 5 m de rayon-uv afin de réduire la dispersion.

Tab. 4.4: Flux observés et calculés (en Jy km s⁻¹) et rapport de flux

Observations ^a		Modèles ^b			
		$T = 120$ K		T variable	
		<i>Mince</i>	<i>Épais</i>	<i>Mince</i>	<i>Épais</i>
H ₂ S 2 ₂₀ –2 ₁₁					
F_{SD}	18,9 ± 2,8	19,14	17,20	19,40	16,60
F_{Int}	3,51 ± 0,55	4,89	3,96	5,15	3,60
R	5,38 ± 1,16	3,91	4,34	3,76	4,61
CS $J(2-1)$					
F_{SD}	15,2 ± 2,3	15,1	14,3	14,6	13,7
F_{Int}	1,47 ± 0,24	1,07	1,02	1,50	1,29
R	10,3 ± 2,3	14,1	14,0	9,7	10,6
CS $J(5-4)$					
F_{SD}	213 ± 32	231	213	227	201
F_{Int}	5,4 ± 1,1	11,4	8,22	14,7	7,30
R	39 ± 10	20,3	25,9	15,4	27,5
SO $N_J(5_6 - 4_5)$					
F_{SD}	16,9 ± 2,5	—	17,4	—	17,3
F_{Int}	0,44 ± 0,08	—	0,64	—	0,82
R	38 ± 9	—	27	—	21

^a Aire intégrée de la raie sur les spectres ON-OFF(F_{SD}), flux au centre de la carte interférométrique(F_{Int}) et leur rapport $R = F_{SD}/F_{Int}$. Contrairement aux Tables 4.1 et 4.2, les barres d'erreur données tiennent compte des 15% d'incertitude liées à la calibration de données.

^b Valeurs de F_{SD} et de F_{Int} obtenues dans les modèles en supposant une température constante ou variable. La mention *épais* (respectivement *mince*) indique si les effets d'opacité ont été pris en compte dans le modèle ou non. Dans le cas de SO les effets d'opacité sont faibles et les valeurs *minces* n'ont pas été calculées.

Les calculs ont été réalisés avec $\beta_{H_2S} = 2,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\beta_{CS_2} = 1,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $\beta_{CS} = 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\beta_{SO_2} = 2,1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $\beta_{SO} = 1,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Les taux de production correspondants sont $Q_{H_2S} = 1,35 \times 10^{29} \text{ molécules s}^{-1}$, $Q_{CS} = 2,0 \times 10^{28} \text{ molécules s}^{-1}$ et $Q_{SO} = 2,7 \times 10^{28} \text{ molécules s}^{-1}$ pour les calculs avec une température constante ($T = 120 \text{ K}$) et $Q_{H_2S} = 1,2 \times 10^{29} \text{ molécules s}^{-1}$, $Q_{CS} = 1,8 \times 10^{28} \text{ molécules s}^{-1}$ et $Q_{SO} = 2,4 \times 10^{28} \text{ molécules s}^{-1}$ avec une température variable.

d'après l'analyse de mesures de laboratoire (Feldman et al., 1999) et $\beta_{\text{CS}_2} = 1,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ d'après l'analyse d'observations de la comète C/1999 H1 (Lee) (Jackson et al., 1986). Cela correspond à une longueur d'échelle de photodissociation de l'ordre 500–1 000 km dans la coma de la comète Hale-Bopp.

Il n'existe pas de données de laboratoire permettant de calculer correctement le taux de photodissociation de CS. En effet, il faut mettre en place un protocole expérimental particulier pour isoler ce radical en laboratoire et effectuer les expériences nécessaires. Plusieurs valeurs contradictoires, toutes déduites d'observations de comètes, sont disponibles dans la littérature (voir Table 4.3) :

1. La plus ancienne, $\beta_{\text{CS}} = 1,0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ a été obtenue lors de l'analyse d'observations cométaires avec IUE (Jackson et al., 1982).
2. Plus récemment l'analyse de la distribution radiale de brillance de la raie $J(2-1)$ de CS dans les observations de Hale-Bopp en interférométrie millimétrique avec l'interféromètre de BIMA a conduit à une valeur bien plus élevée : $\beta_{\text{CS}} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (Snyder et al., 2001).
3. Lorsqu'une comète passe très près du Soleil, il est possible d'estimer la valeur du taux de photodissociation des molécules observées. L'analyse des observations ON-OFF des comètes C/2002 X5 (Kudo-Fujikawa) et C/2002 V1 (NEAT), à respectivement 0,19 et 0,10 UA du Soleil, conduit à une valeur de $\sim 2,0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (Biver et al., 2003).

Dans la coma de Hale-Bopp, ces différentes valeurs correspondent à une longueur d'échelle de CS entre 10 000 et 100 000 km.

Deux raies rotationnelles de CS ont été observées, à 98,0 GHz et 244,9 GHz. A ces fréquences, la résolution linéaire est de l'ordre de 25 000 et 10 000 km en mode ON-OFF et de 2 000 et 750 km en mode interférométrique. En conséquence, la photodissociation de CS_2 ($L_{\text{CS}_2} \sim 500 \text{ km}$) a lieu à des distances au noyau inférieures à notre résolution, et il ne sera pas possible de contraindre la valeur de β_{CS_2} . En revanche, les rapports de flux correspondant aux deux raies observées R_{21} et R_{54} vont être sensibles à la valeur de β_{CS} . La Figure 4.12 présente l'évolution de ces rapports avec le taux de photodissociation de CS, dans le cas d'une température constante ou variable et avec $\beta_{\text{CS}_2} = 1,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ou $\beta_{\text{CS}_2} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Avec $\beta_{\text{CS}_2} = 1,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, il est possible d'obtenir des rapports en accord avec les observations (à 2σ près) en prenant $\beta_{\text{CS}} = 2 - 7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ si l'on utilise une température constante, et $\beta_{\text{CS}} = 0,7 - 6 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ avec une température variable.

En prenant $\beta_{\text{CS}_2} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, avec une température variable, on peut reproduire les valeurs observées (à 2σ près) avec β_{CS} dans l'intervalle $1,2 - 7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Notons que pour β_{CS} dans $2 - 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, on reproduit les valeurs observées des rapports à 1σ près. Avec une loi de température constante, l'accord est moins satisfaisant : l'intervalle $3,5 - 10 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ permet de reproduire simultanément R_{21} et R_{54} (à 2σ près).

En résumé, l'ensemble des données est compatible avec une distribution radiale de CS provenant d'une source légèrement étendue (photodissociation de CS_2) avec $\beta_{\text{CS}} = 1 - 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Si l'on se base uniquement sur les observations de la raie $J(2-1)$ de CS, dont la qualité est supérieure, une valeur du taux de photodissociation de l'ordre de $2 - 3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$

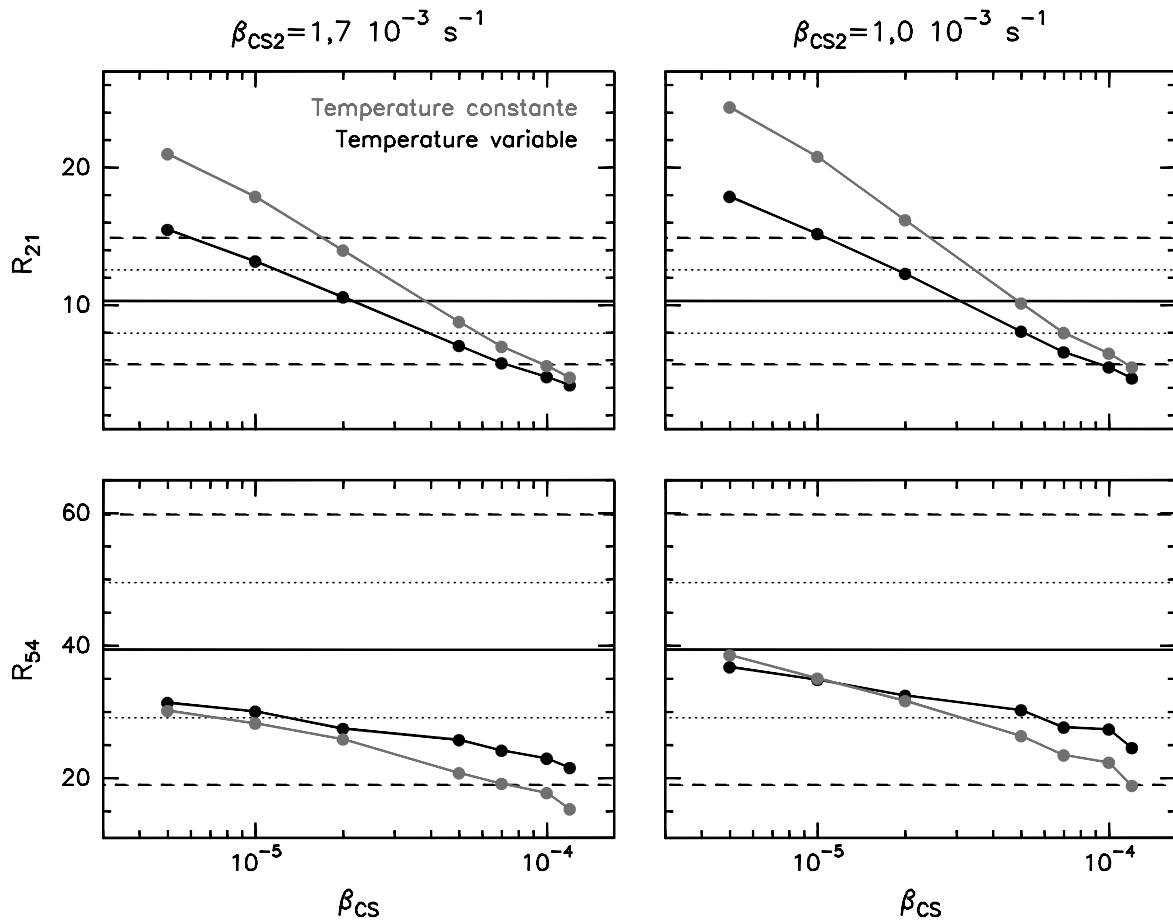


Fig. 4.12: Rapports de flux synthétiques R_{21} (**en haut**) et R_{54} (**en bas**) en fonction de β_{CS} pour une loi de température constante (gris) ou variable (noir) en utilisant $\beta_{CS2} = 1,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (**à gauche**) ou $\beta_{CS2} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (**à droite**). La ligne continue représente la valeur observée du rapport R^{obs} . Les pointillés (respectivement les tirets) représentent les niveaux $R^{obs} \pm 1\sigma$ (respectivement $R^{obs} \pm 2\sigma$).

s^{-1} donne les meilleurs résultats. Notons également que c'est en utilisant une température variable dans la coma que l'on reproduit le mieux l'intensité relative des raies $J(5-4)$ et $J(2-1)$. Avec ces paramètres, le taux de production de CS déduit est $Q \approx 2 \times 10^{28}$ molécules s^{-1} et correspond à une abondance de 0,2%.

Les valeurs (observées et calculées) des flux ON-OFF et interférométrique ainsi que celle du rapport R sont données dans la Table 4.4, pour les deux raies observées. Nous présentons les résultats des modèles obtenus avec les deux lois de température, en tenant compte ou pas des effets d'opacité et en utilisant $\beta_{\text{CS}_2} = 1,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et $\beta_{\text{CS}} = 2,0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. On note que les effets d'opacité affectent de façon très importante la valeur du flux interférométrique de la raie $J(5-4)$. Ceci vient du fait que la raie $J(5-4)$ de CS est intrinsèquement plus forte que la raie $J(2-1)$. De plus, étant donné qu'elle est située à une fréquence nettement plus élevée, le lobe dans lequel le flux est intégré est plus petit. D'autre part, ces effets sont plus marqués dans les modèles où l'on utilise une loi de température variable. Dans ce cas, la température à 1 000 km du noyau (la résolution linéaire en mode interférométrique) est de 70 K, ce qui est inférieur à la valeur utilisée lorsqu'on suppose que la température est constante. Dans ces conditions, les niveaux inférieurs des transitions vont être plus peuplés et l'absorption du rayonnement sera plus efficace.

La Figure 4.13 présente l'évolution de l'amplitude des visibilité en fonction de la longueur des lignes de base pour les observations et certains jeux de paramètres du modèle. Les modèles utilisant $\beta_{\text{CS}} = 2,0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ avec $\beta_{\text{CS}_2} = 1,7$ ou $1,0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ reproduisent correctement les observations, comme nous l'avons conclu en étudiant les flux ON-OFF et interférométrique. Nous retrouvons sur les figures le fait que les modèles utilisant une température variable donnent des meilleurs résultats que les autres, notamment pour les rayons- uv de l'ordre de 20–40 m. Quel que soit le modèle de température utilisé, la valeur $\beta_{\text{CS}} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, déterminée par Snyder et al. (2001) à partir de l'analyse des observations de la comète Hale-Bopp avec l'interféromètre BIMA, ne reproduit pas nos mesures.

Notre analyse des observations de Hale-Bopp au Plateau de Bure suggère une valeur du taux de photodissociation de CS de l'ordre de $2 - 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, significativement plus faible que la valeur $\beta_{\text{CS}} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ proposée par Snyder et al. (2001). Nous avons essayé d'expliquer ce désaccord, d'autant plus étonnant que leur analyse est, comme la notre, basée sur des observations de la comète Hale-Bopp en interférométrie millimétrique. Snyder et al. (2001) ont étudié la distribution radiale d'émission en faisant des moyennes azimutales sur les cartes interférométriques. Ils ne se sont intéressés ni aux observations ON-OFF acquises par leur soin quasi simultanément, ni à l'évolution radiale des visibilité, qui contient pourtant toute l'information, non altérée par les processus d'imagerie (interpolation, déconvolution). Avec le taux de photodissociation qu'ils obtiennent, le taux de production de CS qui permet de reproduire leurs observations ON-OFF est systématiquement 2,5–3 fois plus élevé que celui déduit de leurs observations interférométriques. Nous avons calculé qu'en utilisant dans les modèles un taux de photodissociation de l'ordre de $3,0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ les taux de production déduits des observations ON-OFF et interférométriques publiés par Snyder et al. (2001) étaient réconciliés.

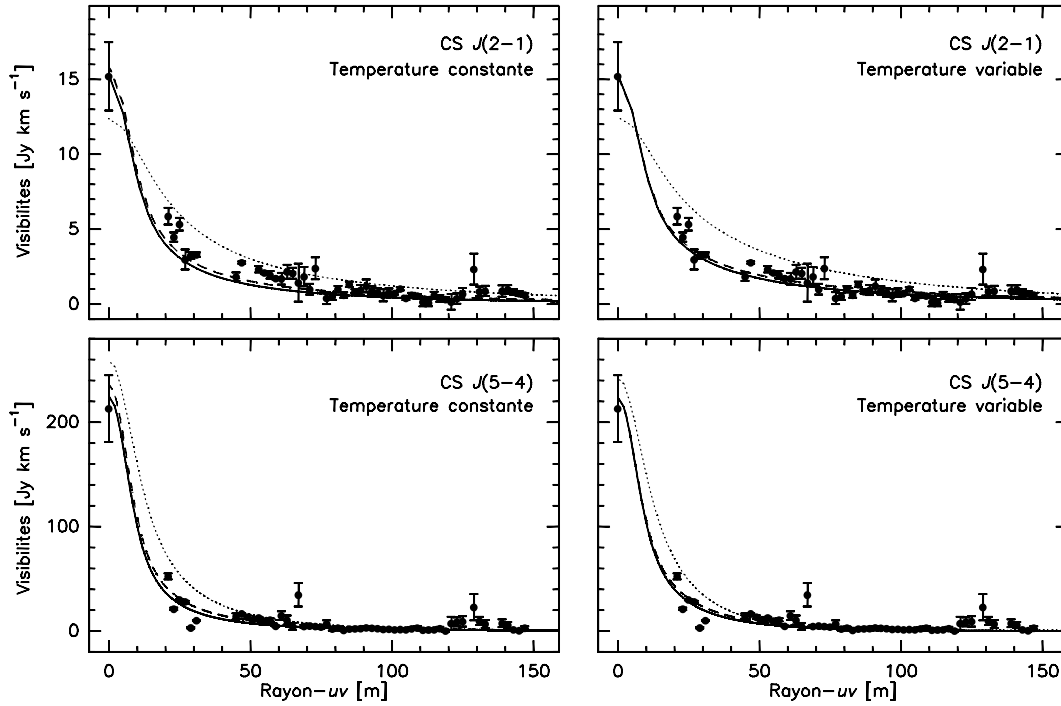


Fig. 4.13: Amplitude des visibilités observées (points) et simulées (courbes) en fonction de la longueur projetée des lignes de base (rayon- uv) en utilisant dans le modèle une température constante ($T = 120$ K, à gauche) ou variable (à droite). Les résultats de trois modèles sont présentés : 1) $\beta_{\text{CS}_2} = 1,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et $\beta_{\text{CS}} = 2,0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ en trait plein ; 2) $\beta_{\text{CS}_2} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et $\beta_{\text{CS}} = 2,0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ en tirets ; 3) $\beta_{\text{CS}_2} = 1,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et $\beta_{\text{CS}} = 1,0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ en pointillés.

4.3.3 Monoxyde de soufre SO

C'est dans la comète Hale-Bopp que le radical SO a été détecté pour la première fois dans une atmosphère cométaire (Bockelée-Morvan et al., 2000). Avant cette détection des tentatives d'observer SO dans l'ultraviolet (Kim et A'Hearn, 1991), avaient conduit à des limites supérieures pour l'abondance de SO dans Hale-Bopp inférieures à celle déduite des observations dans le millimétrique. Cette différence s'explique par le manque de données de laboratoire pour modéliser l'excitation du SO dans l'UV.

On considère pour notre étude que SO est créé par la photodissociation de SO₂, qui a également été observé dans la coma de Hale-Bopp (Bockelée-Morvan et al., 2000). Les valeurs du taux de photodissociation de SO₂ convergent autour de $\beta_{\text{SO}_2} = 2,1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (voir Table 4.3). On ne considérera pas les valeurs $1,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ Kumar (1982) et $2,9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ Summers et Strobel (1996) : la première ne tient compte que d'une branche de photodissociation, la deuxième a été calculée pour un flux solaire typique d'un maximum d'activité du Soleil, ce qui n'était pas le cas au moment des observations de Hale-Bopp.

Le taux de photodissociation de SO est moins bien connu : pas moins de trois études basées sur le même spectre d'absorption mesuré dans l'ultraviolet en laboratoire (Phillips, 1981) aboutissent à des valeurs significativement différentes (les valeurs extrêmes diffèrent par un facteur 4, voir Table 4.3). A partir du même spectre, des calculs plus récents montrent que $\beta_{\text{SO}} = 1,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ est une limite inférieure de la valeur du taux de photodissociation de SO ; une valeur plus satisfaisante serait $\beta_{\text{SO}} = 3,2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (Crovisier, communication privée). Cette dispersion provient du fait que le spectre utilisé est d'une grande complexité (il présente de nombreuses raies étroites) et n'existe pas en version digitale.

En comparant le rapport de flux de la raie (2₂₀–2₁₁) de H₂S ($R_{\text{H}_2\text{S}} = 5,4 \pm 1,2$) à celui de la raie N_J(5₆–4₅) de SO ($R_{\text{SO}} = 38 \pm 10$), on a déjà une indication que la distribution de SO est plus étendue que celle de H₂S. Cette comparaison a du sens puisque les deux raies sont observées à des fréquences voisines, donc dans des lobes de tailles comparables et ont des durées de vie voisines. Les flux ON–OFF sont du même ordre de grandeur ($\sim 19 \text{ Jy km s}^{-1}$ pour H₂S et $\sim 16,9 \text{ Jy km s}^{-1}$ pour SO) mais les flux mesurés au centre des cartes interférométriques sont très différents ($\sim 3,5 \text{ Jy km s}^{-1}$ pour H₂S et $\sim 0,44 \text{ Jy km s}^{-1}$ pour SO).

Les taux de photodissociation de SO et SO₂ (son parent présumé) correspondent à des longueurs d'échelle de l'ordre de 1 500–7 000 km. Les résolutions linéaires sont de ~ 850 et $\sim 11\,000$ km en mode interférométrique et ON–OFF, respectivement. Le rapport des flux R_{SO} va donc dépendre significativement à la fois de β_{SO} et de β_{SO_2} . Nous avons calculé R_{SO} pour un grand nombre de couples ($\beta_{\text{SO}}, \beta_{\text{SO}_2}$). Les résultats sont présentés sous la forme d'isocontours sur la Figure 4.14. Dans l'hypothèse où SO a pour seul parent SO₂, alors notre analyse indique que le taux de photodissociation de SO doit être faible ($\beta_{\text{SO}} < 3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ en supposant une température constante et $\beta_{\text{SO}} < 2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ en supposant une température variable) pour avoir un rapport en accord (à 2σ) avec les observations. Parmi les valeurs publiées, seule $\beta_{\text{SO}} = 1,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (Kim et A'Hearn, 1991) convient ; les valeurs supérieures à $3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (Huebner et al., 1992; Summers et Strobel, 1996) sont exclues.

L'évolution de l'amplitude des visibilité avec la longueur des lignes de base est présentée sur la Figure 4.15 et mène aux mêmes conclusions : une origine purement nucléaire de SO

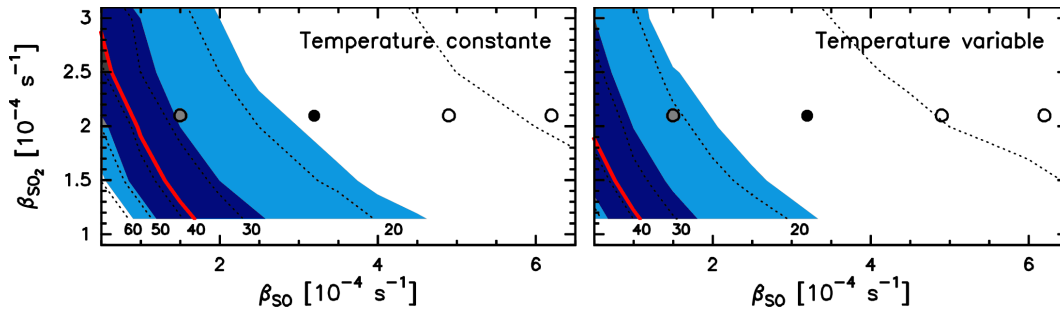


Fig. 4.14: Rapport de flux synthétique R_{SO} (isocontours) en fonction de β_{SO} et β_{SO_2} pour une loi de température constante (à gauche) ou variable (à droite). La courbe rouge représente la valeur observée du rapport ($R_{SO} = 38 \pm 10$). La zone en bleu sombre (respectivement bleu clair) représente l'ensemble des couples $(\beta_{SO}, \beta_{SO_2})$ qui conduisent à un rapport synthétique en accord avec les observations à 1σ près (respectivement à 2σ près). Les cercles représentent les couples issus de la littérature, le disque noir correspond à la valeur de β_{SO} calculée récemment par J. Crovisier.

est exclue et les valeurs les plus faibles du taux de photodissociation de SO sont préférées, quelle que soit la loi de température utilisée.

Il apparaît donc que l'estimation de β_{SO} à partir des observations de Hale-Bopp donne une valeur plus petite que la stricte limite inférieure posée par l'analyse des données expérimentales de SO. Cela signifie que sa distribution spatiale observée est plus étendue que celle que l'on attend si SO est créé uniquement par la photodissociation de SO₂. Cela pourrait signifier que les hypothèses ou les paramètres utilisés dans le modèle sont incorrects.

1. Comme le montre la comparaison des spectres observés et simulés (Figure 4.5), la coma n'est certainement pas isotrope. Cependant, l'analyse de la structure de la coma nous a conduits à utiliser des modèles incluant un jet et une asymétrie jour/nuit dans le dégazage. Nous avons vérifié avec ces simulations que ces anisotropies dans le dégazage n'affectent pas l'étude de l'extension radiale du gaz menée ici : les changements induits dans le rapport des flux ou dans l'évolution radiale des visibilitées ne sont pas assez importants (voir section 4.4.2).
2. Les deux lois de température utilisées pourraient ne pas être représentatives des conditions dans la coma de Hale-Bopp. La loi de température agit sur les populations des niveaux rotationnels des molécules. Pour modifier ces populations de sorte que les valeurs théoriques et mesurées du taux de photodissociation soient réconciliées, il faudrait une température nettement plus chaude dans la coma interne (~ 200 K à $2\,000$ km) que dans la coma externe (~ 100 K à $20\,000$ km). Cela serait en totale contradiction avec les contraintes déduites d'observations dans l'infrarouge (Magee-Sauer et al., 1999; Disanti et al., 2001) et les prédictions des modèles hydrodynamiques (Combi et al., 1999). De plus les bons résultats obtenus dans l'étude de CS et H₂S confirment que le profil de température réel est probablement un intermédiaire entre les deux profils que nous utilisons.
3. Si la valeur absolue du taux de photodissociation de β_{SO_2} semble fiable, il est possible

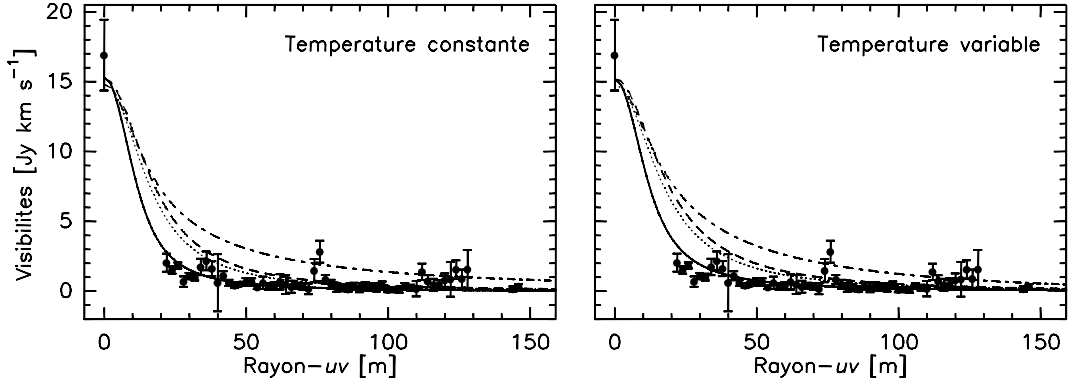


Fig. 4.15: Amplitude des visibilités observées (points) et simulées (courbes) en fonction de la longueur projetée des lignes de base (rayon- uv) en utilisant dans le modèle une température constante ($T = 120$ K, **à gauche**) ou variable (**à droite**). La courbe en point-tirets représente le résultat d'un modèle où SO provient du noyau et $\beta_{SO} = 1,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Dans les trois autres modèles dont les résultats sont présentés, on suppose que SO est créé par la photodissociation de SO_2 avec $\beta_{SO_2} = 2,1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Trois taux de photodissociation de SO sont testés : 1) $\beta_{SO} = 1,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ en trait plein ; 2) $\beta_{SO} = 4,9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ en tirets ; 3) $\beta_{SO} = 6,2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ en pointillés.

que la valeur effective dans la coma de Hale-Bopp soit plus faible que celle que l'on utilise. En effet, étant donnée la densité de la coma, il est possible que les molécules d'eau (les plus nombreuses dans la coma) jouent un rôle d'écran pour les molécules de SO_2 en absorbant le rayonnement solaire. Cependant, nous avons estimé que ce phénomène n'est significatif que dans les régions les plus proches du noyau et ne suffit pas à expliquer la distribution radiale observée de SO.

Ces hypothèses écartées, il nous reste deux éventualités : soit SO_2 n'est pas la seule source de SO dans la coma, soit SO_2 est lui-même créé par une source étendue, par exemple la photodissociation d'une molécule plus complexe ou bien la dégradation de grains. Ceci est d'autant plus plausible que la chimie globale des composés soufrés dans les atmosphères cométaires est mal comprise.

Avec $\beta_{SO} = 1,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $\beta_{SO_2} = 2,1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, le taux de production de SO utilisé est $2,4 \times 10^{28} \text{ s}^{-1}$ avec une température variable et $2,7 \times 10^{28} \text{ s}^{-1}$ avec $T = 120$ K. Lors d'une analyse des observations ON-OFF de SO, Bockelée-Morvan et al. (2000) avaient mesuré un taux de production plus élevé, de l'ordre de $4 \times 10^{28} \text{ s}^{-1}$. Cette différence est due à l'utilisation de paramètres différents pour les efficacités de lobes (paramètre matériel des antennes) et pour la température de la coma. Dans ce même travail, l'analyse des spectres ON-OFF de SO_2 obtenus au Plateau de Bure et au télescope de 30 m de l'IRAM montre que l'on a $Q_{SO}/Q_{SO_2} \sim 2$. Avec les paramètres utilisés au cours de notre analyse, ce rapport est inchangé. D'après Bockelée-Morvan et al. (2000), il se peut que le taux de production de SO_2 soit sous-estimé car le modèle d'excitation de SO_2 ne tient pas compte du pompage UV : les bandes électroniques sont excitées et peuplent en se désexcitant les niveaux vibrationnels et rotationnels depuis lesquels les transitions spontanées sont lentes. Une autre explication peut

être l'existence d'une autre source de SO dans la coma. Comme évoqué précédemment, cela pourrait également expliquer la distribution radiale de SO observée.

4.4 Analyse de la structure de la coma

4.4.1 Les déviations par rapport au modèle à 1-D

Comme nous l'avons déjà évoqué dans la section 4.2, de nombreuses caractéristiques des observations montrent que le dégazage depuis le noyau de Hale-Bopp n'est pas isotrope :

- Sur les spectres ON–OFF (Figure 4.5), pour l'ensemble des raies observées, le décalage spectral moyen est négatif (Table 4.1) : cela montre qu'il y a globalement plus de molécules qui se déplacent avec une vitesse radiale dirigée vers la Terre (et donc vers le Soleil étant donné que l'angle de phase était de 45° en mars 1997).
- Sur les cartes interférométriques (Figures 4.8–4.9), les spectres situés au Nord du centre de brillance présentent un pic du côté des vitesses négatives. Leur décalage spectral moyen est négatif.
- Les spectres situés au Sud des cartes interférométriques de CS présentent un pic au niveau de la vitesse nulle (Figures 4.9). Cette émission correspond à un ensemble de molécules qui se déplacent dans le plan du ciel.
- Les différentes distributions de brillance observées ne piquent pas toutes au même endroit : certaines (CO, CH₃OH, H₂S) sont centrées sur le maximum de l'émission continue (donc sur le noyau), d'autres (H₂CO, HCN, HNC, CS, SO) sont significativement décalées (Figure 4.7). Un tel décalage peut être induit par un jet de molécules situé dans le plan du ciel, perpendiculairement à la ligne de visée.

En résumé, il semble qu'il y ait à la fois une asymétrie jour/nuit dans la coma, avec plus de molécules libérées du côté jour du noyau, et un jet de molécules (contenant SO et CS mais pas H₂S) situé dans le plan du ciel et globalement orienté dans la direction du pôle nord de la comète. Nous avons voulu vérifier cette interprétation par des simulations numériques.

4.4.2 Les modèles utilisés

Asymétrie jour/nuit

Nous avons simulé des observations à partir d'un modèle de coma dans lequel le dégazage est plus fort du côté jour que du côté nuit du noyau. Le degré d'asymétrie est donné par le paramètre $r_{jn} = \frac{Q_{jour}}{Q_{nuit}}$ avec $Q_{tot} = \frac{Q_{jour} + Q_{nuit}}{2}$. Nous avons considéré plusieurs cas en faisant varier r_{jn} entre 1,5 et 10.

Lorsque l'asymétrie est significative, la densité de molécules est plus importante dans la direction du Soleil et la position du centre de brillance sur les cartes interférométriques ne coïncide plus avec la position du noyau. Cependant les décalages (O–Nucl) sont faibles, inférieurs à 0,5'' pour $r_{jn} = 2 - 10$, ce qui est bien en deçà des valeurs (O–Cont) observées.

Les profils ON–OFF synthétiques (Figure 4.16) présentent, comme les observations, un décalage spectral moyen négatif. Lorsque l'on prend une forte asymétrie jour/nuit ($r_{jn} > 7$) l'allure des spectres ne reproduit plus ce qui est observé, le décalage spectral est trop élevé.

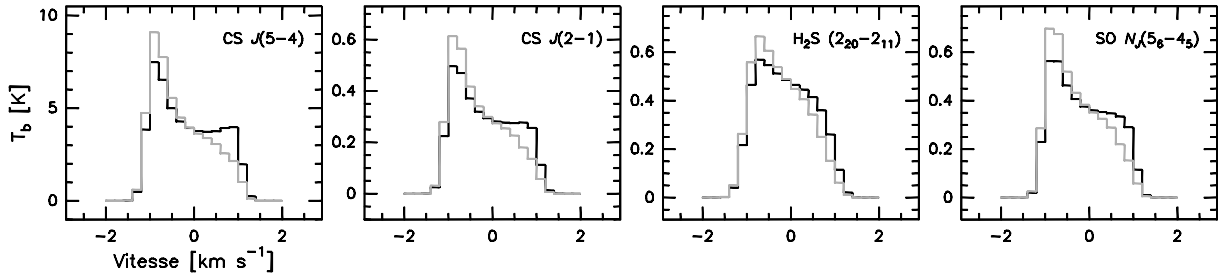


Fig. 4.16: Spectres ON-OFF synthétiques obtenus avec un modèle incluant une asymétrie jour/nuit dans le dégazage ($r_{jn} = 2$ en noir et $r_{jn} = 5$ en gris).

Sur les cartes spectrales (Figure 4.17) on retrouve le pic aux vitesses négatives dans la partie Nord (Dec > 0). Pour H₂S, la carte observée (Figure 4.8) est qualitativement reproduite avec $r_{jn} \approx 2$. Pour les deux raies de CS, la partie Sud (Dec < 0) n'est pas satisfaisante car la composante étroite à $v = 0 \text{ km s}^{-1}$ n'est pas reproduite.

Jet à haute latitude

Nous avons émis l'hypothèse que le décalage entre les distributions de brillance de certaines raies moléculaires et celle de l'émission continue pouvait être dû à la présence d'un jet sur le noyau, qui serait la contrepartie gazeuse du principal jet de poussière observé dans le visible. D'après Jorda et al. (1999) ce jet prend son origine à une latitude $\lambda = 60^\circ$ sur le noyau et a une demi ouverture $\psi = 10^\circ$. L'axe de rotation étant proche du plan du ciel en mars 1997 (angle d'aspect de 70° , angle de position de 210° , voir Figure 1.6), nous allons le modéliser par un jet plus large (demi ouverture entre 20 et 40°), dont la direction principale est dans le plan du ciel et qui n'évolue pas au cours du temps. Nous choisissons une ouverture plus importante pour le gaz que pour la poussière car l'exploration spatiale des comètes Halley et 19P/Borrelly a montré que les jets de poussières sont en général plus collimatés que les jets de gaz associés, qui sont élargis par des effets hydrodynamiques. De plus, les observations couvrent un intervalle de temps (8–10 h) comparable à la période de rotation du noyau (11,35 h) et l'intégration de la contribution du jet étroit sur une période complète est un jet large (sa demi ouverture est $\psi_{tot} = 90 - \lambda + \psi = 40^\circ$) et centré sur la direction du pôle nord.

Astrométrie : Le décalage (O–Nucl) dépend de la demi ouverture du jet (ψ) et de la proportion de molécules dans le jet J (Figure 4.18). On rappelle la définition de ce paramètre, introduit au Chapitre 3 :

$$J = \frac{\Omega_j}{4\pi} \frac{Q_{jet}}{Q_{tot}}$$

où $\Omega_j = 2\pi(1 - \cos\psi)$ est l'angle solide couvert par le jet. La Figure 4.18 montre que la présence d'un jet à la surface du noyau dont la direction centrale est dans le plan du

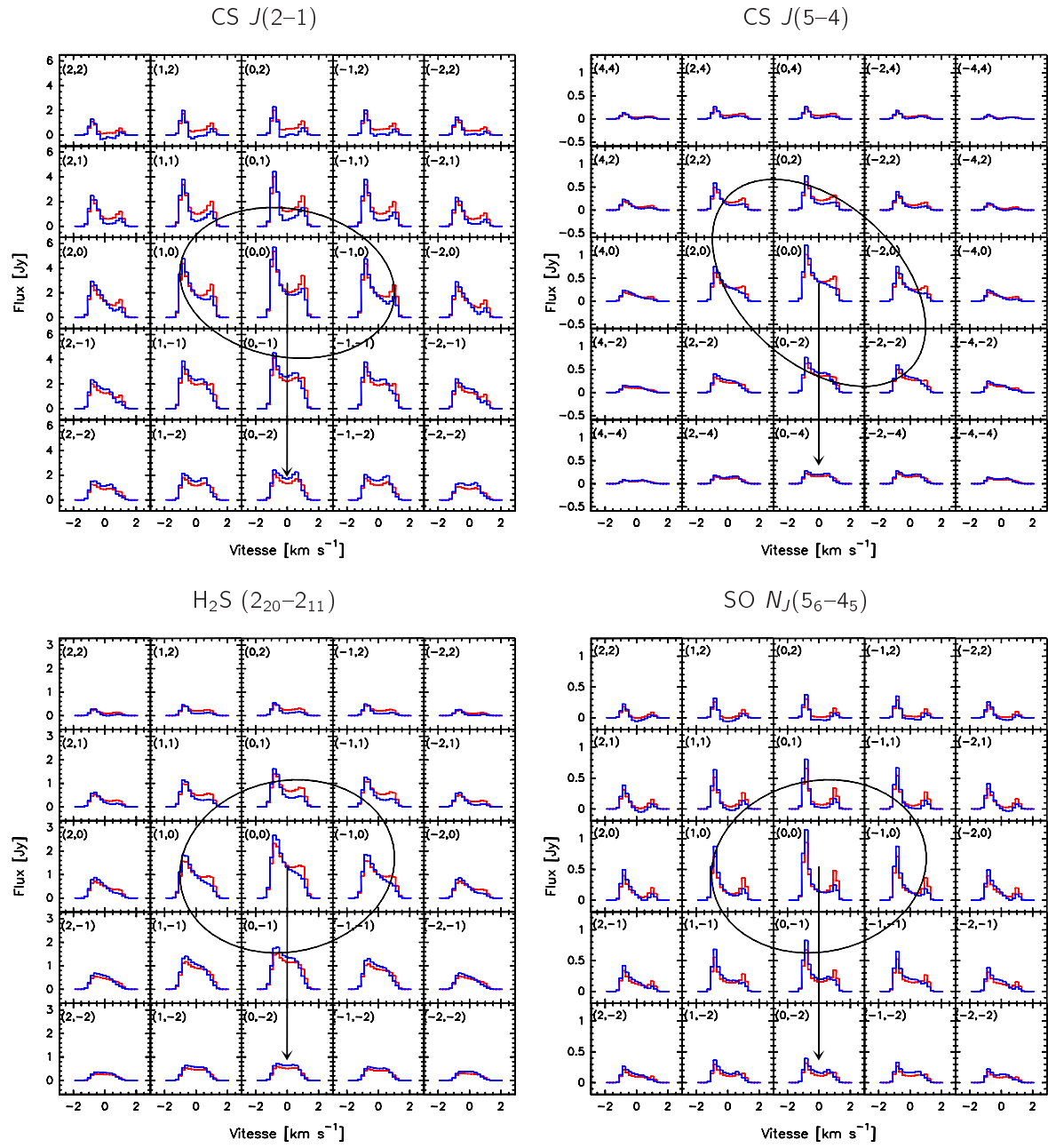


Fig. 4.17: Cartes spectrales obtenues pour un modèle de coma incluant une asymétrie jour/nuit avec $r_{jn} = 2$ (en rouge) et $r_{jn} = 5$ (en bleu).

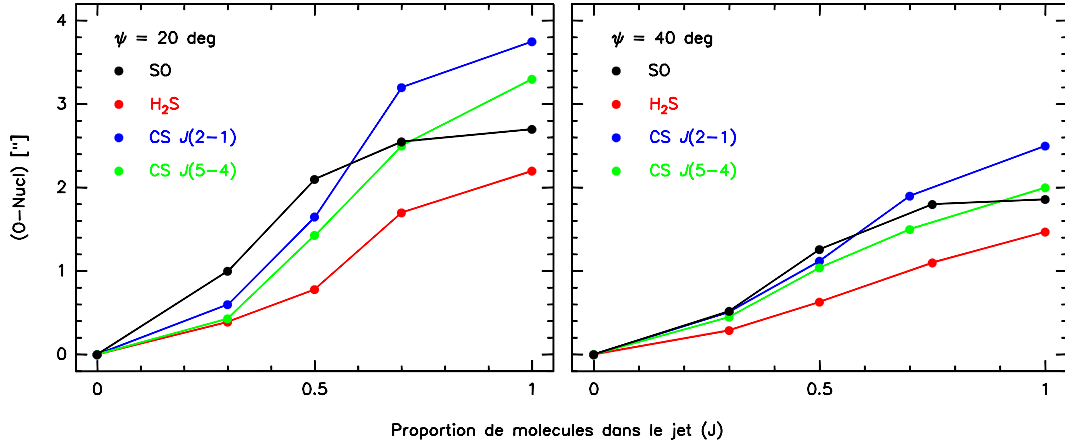


Fig. 4.18: Décalages (O-nucl) obtenus avec les modèles incluant un jet dans le plan du ciel de demi ouverture 20° (à gauche) et 40° (à droite).

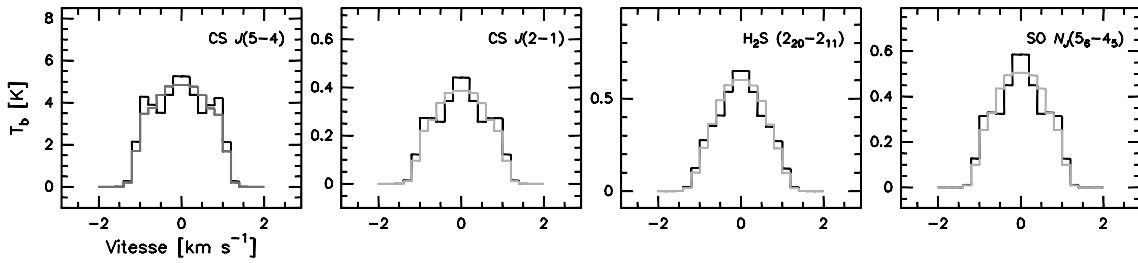


Fig. 4.19: Spectres ON–OFF synthétiques produits par un modèle incluant un jet orienté dans le plan du ciel ($\psi = 20$, $J = 0,3$ en noir et $\psi = 40$, $J = 0,5$ en gris).

ciel conduit à un décalage conséquent de la position du maximum de brillance sur les cartes interférométriques. Il est possible de reproduire les décalages observés pour CS et SO ($\sim 0,8''$ et $\sim 1,4''$, respectivement) avec $\psi = 20^\circ$ et $J = 0,3$ ou $\psi = 40^\circ$ et $J = 0,5$. Etant donné la faible valeur de l'écart entre la position du maximum de la distribution de brillance de H_2S et celle du noyau (on a (O-Nucl) $< 0,2''$), la proportion de molécules de H_2S libérées dans le jet ne doit pas excéder $J = 0,2$.

Spectres synthétiques : Les spectres ON–OFF simulés à partir de ces modèles (Figure 4.19) ne conviennent pas du tout : ils sont symétriques autour d'un pic à $v = 0$ km s⁻¹. Sur les cartes spectrales (Figure 4.20, recentrées sur la position du maximum de brillance), le jet se manifeste également par un pic d'émission centré sur $v = 0$ km s⁻¹ sur les spectres situés au sud.

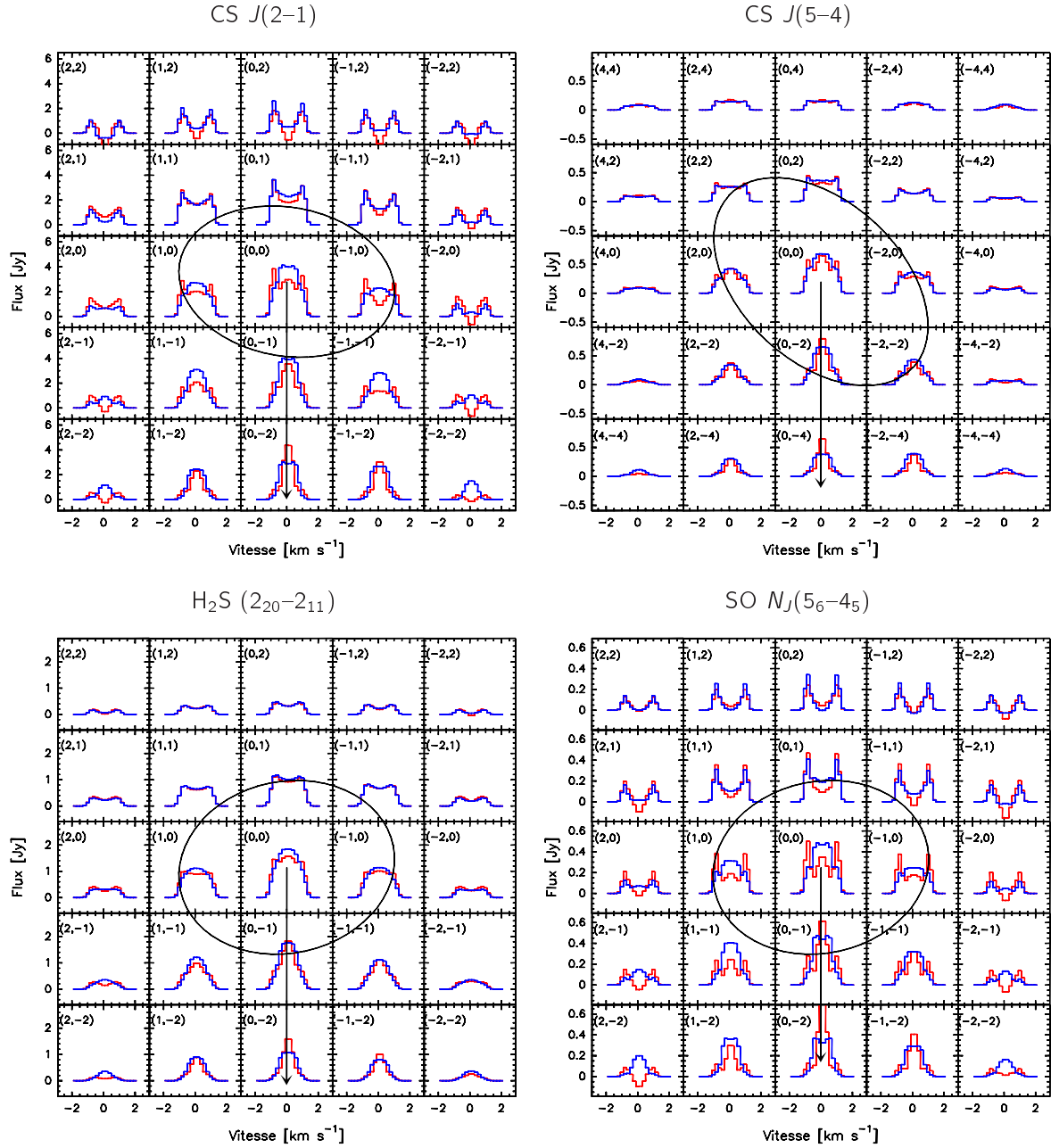


Fig. 4.20: Cartes spectrales synthétiques obtenues à partir d'un modèle incluant un jet de molécules dont la direction est indiquée par la flèche. Nous présentons le cas $J = 0,3$ et $\psi = 20^\circ$ en rouge et $J = 0,5$ et $\psi = 40^\circ$ en bleu.

Tab. 4.5: Valeurs du rapport R obtenus avec les modèles isotropes ou incluant un jet

	Observations	Modèle 1-D	Modèle avec jet	
H ₂ S (2 ₂₀ –2 ₁₁)	5,38 ± 1,16	4,61	4,56	^a
CS J(2–1)	10,3 ± 2,3	10,6	10,4	^b
CS J(5–4)	39 ± 10	28	26	^b
SO N _J (5 ₆ –4 ₅)	38 ± 10	21	18	^c

Dans les modèles, on utilise toujours une loi de température variable dans la coma et on prend en compte les effets d'opacité. Les taux de photodissociation utilisés sont :

$$\begin{aligned} \beta_{\text{H}_2\text{S}} &= 2,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \\ \beta_{\text{CS}_2} &= 1,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1} \quad \text{et} \quad \beta_{\text{CS}} = 2,0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \\ \beta_{\text{SO}_2} &= 2,1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \quad \text{et} \quad \beta_{\text{SO}} = 1,5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

Les paramètres du jet et de l'asymétrie jour/nuit sont ceux qui donnent le meilleur accord avec les observations (détails en section 4.4.2) :

$$\begin{aligned} \text{a} \quad r_{jn} &= 1,5 \quad \psi = 40^\circ \quad J = 0,2 \\ \text{b} \quad r_{jn} &= 5 \quad \psi = 20^\circ \quad J = 0,25 \\ \text{c} \quad r_{jn} &= 5 \quad \psi = 40^\circ \quad J = 0,5 \end{aligned}$$

Asymétrie jour/nuit et jet à haute latitude

Il est clair que l'on ne reproduit pas correctement les cartes observées avec des modèles représentant seulement une asymétrie jour/nuit du dégazage ou bien seulement un jet dans le plan du ciel. La distribution de brillance observée pour CS et SO semble être le résultat de la superposition de ces deux phénomènes. Nous les avons inclus simultanément dans le modèle de coma pour réaliser les simulations que nous présentons ici.

Afin de déterminer la meilleure combinaison entre asymétrie jour/nuit et jet dans le plan du ciel, plusieurs jeux de paramètres ont été testés jusqu'à trouver celui qui reproduit au mieux l'ensemble des observations. Il apparaît que les meilleurs résultats sont obtenus pour CS avec une jet de demi ouverture $\psi = 25^\circ$, contenant 25% de la quantité totale de CS (Figure 4.21). En dehors du jet le dégazage est 5 fois plus intense du côté éclairé de la coma ($r_{jn} = 5$). Pour SO la meilleure représentation de la coma inclut un jet plus large ($\psi = 40^\circ$) qui contient environ la moitié des molécules libérées dans la coma (Figure 4.22). L'anisotropie du dégazage en dehors du jet est similaire à celle utilisée pour CS ($r_{jn} = 5$). Les observations de H₂S sont correctement reproduites avec une anisotropie jour/nuit moins marquée que pour les molécules CS et SO (Figure 4.22), ce à quoi l'on peut s'attendre étant donné que la température de sublimation de H₂S est plus faible que celle des molécules CS₂ et SO₂, les parents de CS et SO : on a $T_{\text{sub}}^{\text{H}_2\text{S}} = 57 \text{ K}$, $T_{\text{sub}}^{\text{CS}_2} = 78 \text{ K}$ et $T_{\text{sub}}^{\text{SO}_2} = 83 \text{ K}$. Si une partie des molécules de H₂S est libérée dans le jet, sa contribution doit être faible, inférieure à 20 % dans un jet large ($\psi = 40^\circ$).

Validité de l'étude 1-D

Toute l'étude décrite dans la section 4.3 est basée sur l'hypothèse que la coma est à symétrie sphérique puisqu'on y utilise des modèles 1-D pour calculer les profils de densités.

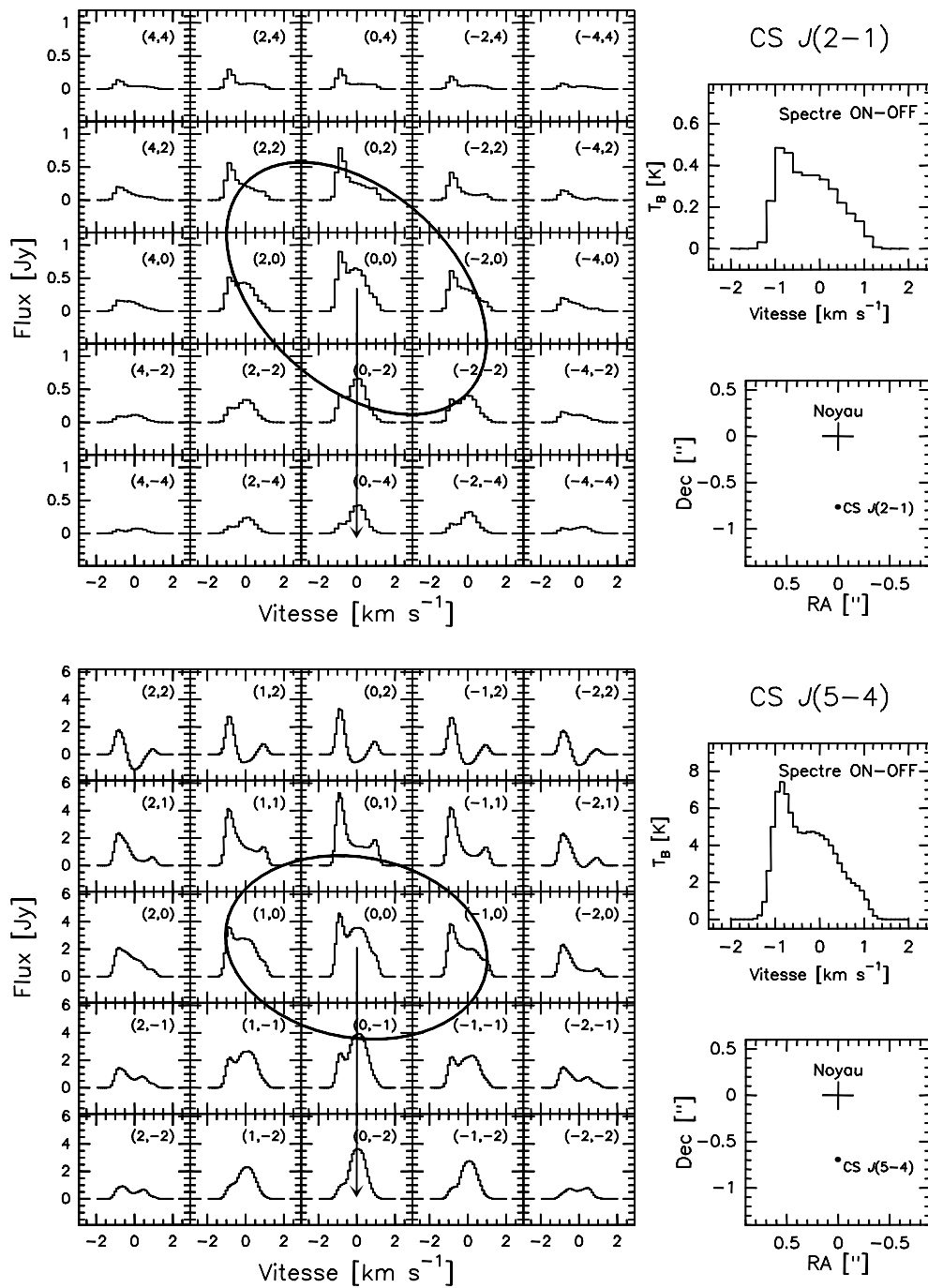


Fig. 4.21: Cartes spectrales, spectres ON-OFF et décalages (O-Nucl) simulés pour les raies $J(2-1)$ (**en haut**) et $J(5-4)$ (**en bas**) de CS avec un modèle incluant un jet ($J = 0,25$ et $\psi = 25^\circ$) et une asymétrie jour/nuit ($r_{jn} = 5$).

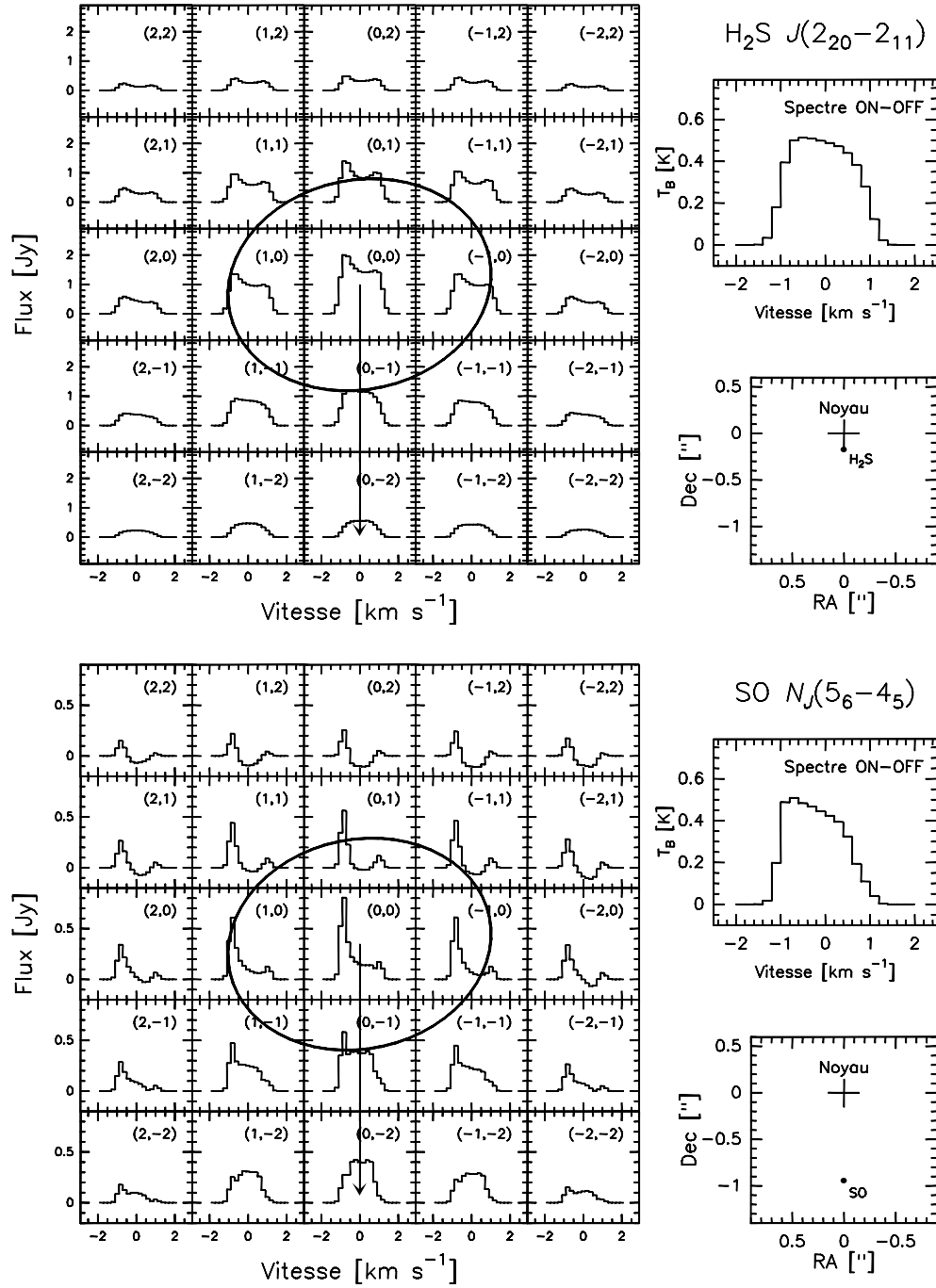


Fig. 4.22: Cartes spectrales, spectres ON-OFF et décalages (O-Nucl) simulés pour la raie ($2_{20}-2_{11}$) de H_2S (**en haut**) avec un modèle incluant un jet ($J = 0,2$ et $\psi = 40^\circ$) et une asymétrie jour/nuit ($r_{jn} = 1,5$). Pour SO (**en bas**), on a $J = 0,4$, $\psi = 40^\circ$ et $r_{jn} = 5$.

Nous venons d'étudier dans cette section les anisotropies significatives que l'on observe. Il est bon de vérifier que les résultats obtenus dans l'approximation 1-D ne sont pas pour autant remis en cause. Pour cela, nous avons calculé les rapports de flux $R = \frac{F_{SD}}{F_{Int}}$ obtenus avec les modèles qui incluent une asymétrie jour/nuit et des jets dans le plan du ciel. Les résultats sont fournis dans la Table 4.5 pour trois jeux de paramètres (r_{jn}, ψ, J).

Les rapports calculés dans les modèles tenant compte des anisotropies sont très proches de ceux obtenus avec les modèles isotropes. L'écart entre les deux rapports est toujours nettement inférieur à la barre d'erreur du rapport mesuré sur les observations. La différence est insignifiante pour les raies ($2_{20}-2_{11}$) de H₂S et $J(2-1)$ de CS puisqu'elle représente moins de 10% de la valeur du rapport. La différence est légèrement plus importante dans le cas de SO (15%).

Une autre façon de visualiser la différence de distribution radiale des molécules entre les modèles isotropes et anisotropes consiste à étudier l'évolution des visibilitées avec le rayon-*uv* (Figure 4.23). Etant donné que les simulations que l'on a utilisées ne tiennent compte ni de l'orientation exacte de la comète lors des observations ni des variations temporelles, il n'est pas possible de comparer les visibilitées observées et simulées dans le détail. D'un point de vue qualitatif, l'écart entre les visibilitées simulées avec un modèle anisotrope et celles simulées avec un modèle isotrope est plus faible ou de l'ordre de grandeur des variations locales des visibilitées observées. On note que dans le cas de SO, comme pour les rapports de flux, l'écart entre le modèle isotrope et le modèle non isotrope est légèrement plus important que pour les autres molécules. Notre étude de l'extension radiale n'est donc pas affectée par la présence d'un jet ou d'une asymétrie dans la coma.

4.4.3 Vision d'ensemble

Avec nos modèles nous arrivons à expliquer les principales caractéristiques des observations. Cependant, les différences entre nos résultats et les observations sont encore nombreuses. Nous ne cherchons pas à reproduire exactement les observations mais à déterminer qualitativement quels phénomènes peuvent les expliquer. Le principal défaut de notre modèle est de considérer que le jet est fixe, constant au cours du temps alors qu'en réalité il est en rotation avec le noyau. Afin d'étudier l'évolution temporelle des observations, il faut que le rapport signal sur bruit des observations soit assez élevé, et ce n'est pas le cas pour les observations des composés soufrés.

Notre analyse des observations suggère que le dégazage depuis le noyau est plus intense du côté éclairé par le Soleil. La différence entre les deux côtés pourrait être moins marquée pour les molécules dont la température de sublimation est faible (comme H₂S). Il semble par ailleurs que certaines espèces moléculaires soient présentes dans un jet de gaz qui serait la contrepartie gazeuse du jet de poussières situé à une haute latitude sur le noyau et observé dans le visible (Jorda et al., 1999). Sur une période de rotation complète, ce jet crée un surplus de poussières et de gaz dans la direction de l'axe de rotation et explique les écarts observés entre les positions des maxima de brillance de l'émission continue et de certaines raies moléculaires. La position du maximum de l'émission continue dans le millimétrique (Altenhoff et al., 1999) est, à peu de chose près celle du noyau ; les mesures astrométriques

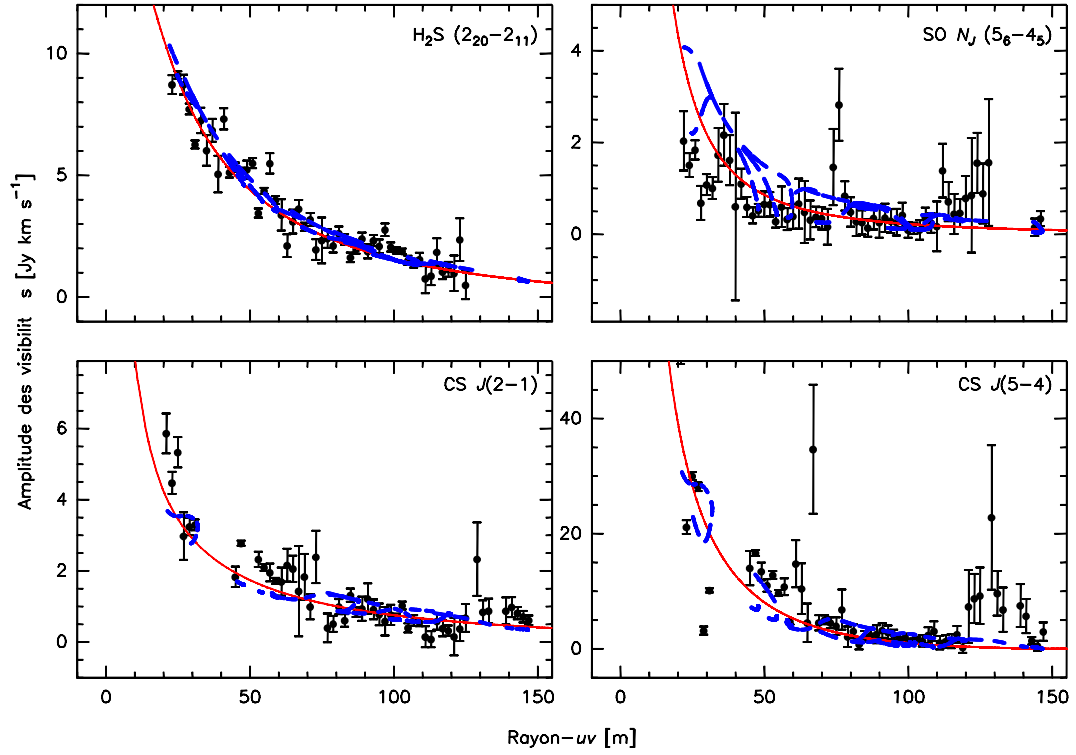


Fig. 4.23: Amplitude des visibilités observ es (en noir) et simul es (modèle isotrope en rouge, modèle anisotrope en bleu) en fonction du rayon- uv . Les paramètres des modèles sont ceux décrits dans la Table 4.5.

dans le visible sont toutes décalées dans la direction moyenne du fort jet de poussière et apparaissent à près de 3'' de la position réelle du noyau (ceci est détaillé dans la section de Boissier et al., 2007, consacrée à l'étude des positions astrométriques du noyau de la comète Hale-Bopp mesurées avec le Plateau de Bure) ; les molécules présentes dans la contrepartie gazeuse de ce jet apparaissent à une position intermédiaire entre celle du noyau (continu millimétrique) et les positions astrométriques obtenues dans le visible. La position exacte dépend de la proportion de molécules dans le jet et de l'extension radiale de l'espèce que l'on considère : les décalages sont plus forts pour les molécules filles comme SO et pour les molécules qui ont un temps de vie long dans la coma comme CS. Etant donnée l'orientation de l'axe de rotation de la comète, ce jet est très proche du plan du ciel et les molécules ont une vitesse radiale très faible voire nulle. Cela explique la présence d'un pic d'émission centré sur 0 km s⁻¹ sur les cartes spectrales de CS. Par ailleurs, la variation temporelle du décalage spectral ON–OFF de la raie $J(5-4)$ de CS est cohérente avec la présence d'un jet en rotation qui prend son origine à une haute latitude sur le noyau. Il semble que H₂S n'est pas présent, ou présent en très faible quantité dans ce jet. Il est un peu plus difficile de conclure là dessus car cette espèce est confinée dans les régions internes de la coma et la présence d'un jet ne décale pas aussi fortement la position apparente de l'émission que pour d'autres espèces comme CS et SO. Il ne semble pas que le fort jet de CO situé à basse latitude sur le noyau (Henry, 2003) contienne une partie des molécules de H₂S, SO ou CS.

Le fait que les différentes molécules observées dans la coma de Hale-Bopp n'ont pas toutes le même profil de dégazage suggère que la production de gaz depuis la surface n'est pas homogène. Etant donné que toutes les molécules ne sont pas observées simultanément, on ne peut exclure l'éventualité de variations temporelles de l'activité, mais cela nous paraît moins vraisemblable que l'hypothèse de l'inhomogénéité de composition du noyau. Cette hypothèse a par ailleurs été avancée par d'autres équipes :

- Les décalages observés entre l'émission de certaines molécules (HNC, DCN, HDO) et l'émission continue dans des observations dans le millimétrique avec l'interféromètre de OVRO ont été interprétés comme étant dus à des jets enrichis en ces espèces (Blake et al., 1999).
- Des simulations Monte Carlo indiquent que les jets de molécules observés dans le visible (OH, CN, C₂) proviennent de différentes zones du noyau dont les compositions sont différentes (Lederer et Campins, 2002).
- Dans les observations à 3 mm de longueur d'onde effectuées avec l'interféromètre BIMA, Woodney (2000) met en évidence des différences dans l'évolution temporelle des données concernant CS et de HCN. Cela suggère que leurs profils de dégazage depuis le noyau ne sont pas semblables et que le noyau de la comète Hale-Bopp n'est pas homogène (Woodney, 2000).

Chapitre 5

Etude des observations du monoxyde de carbone

Nous nous intéressons ici aux observations de la molécule CO dans la comète Hale-Bopp effectuées avec l'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM. L'analyse des données par Henry (2003) avait suggéré la présence d'un fort jet de CO en rotation avec le noyau. Afin de tester cette hypothèse, nous avons utilisé les résultats d'un modèle hydrodynamique de coma pour simuler les observations du CO au Plateau de Bure. Après avoir décrit les observations et l'analyse de Henry (2003), nous présentons le modèle physique utilisé et analysons les résultats qu'il fournit.

5.1 Les observations du monoxyde de carbone dans Hale-Bopp

5.1.1 Description

Les raies $J(2-1)$ et $J(1-0)$ de CO, aux fréquences 230,538 GHz et 115,271 GHz respectivement, ont été observées simultanément au Plateau de Bure le 11 mars 1997. La comète Hale-Bopp se trouvait alors à $\Delta = 1,37$ UA de la Terre et $r_h = 0,99$ UA du Soleil. L'intégration en mode interférométrique sur la comète s'étend entre 4h25 et 12h30 UT (Figure 5.1). La couverture- uv obtenue est présentée sur la Figure 5.2.

Elle est composée de cinq sessions d'environ 1,5 h, séparées par des périodes d'observations d'étalonnage (Figure 5.1). Les sources d'étalonnage observées furent 3C273 et 2200+420 pour corriger les variations de phase et d'amplitude, et CRL618 et MWC349 pour mesurer le facteur de conversion S/T_A^* (Jy/K) qui détermine l'échelle absolue de flux. Pour les observations du 11 mars 1997 sa valeur moyenne est 36,8 et 25,0 Jy/K à 230,538 GHz et 115,271 GHz, respectivement.

Des observations ON-OFF de Hale-Bopp ont été réalisées pendant les périodes d'étalonnage ce qui donne environ 2 min d'intégration ON toutes les 1,5 heures entre 4h25 et 13h46 UT. Le facteur de conversion est également nécessaire dans les observations ON-OFF. Il est déterminé à partir des valeurs des efficacités du lobe avant (F_{eff}) et du lobe principal (B_{eff}). On a $B_{eff} = 0,58$, $F_{eff} = 0,89$ et $S/T_A^* = 30,0$ à 230,538 GHz et $B_{eff} = 0,83$, $F_{eff} = 0,93$

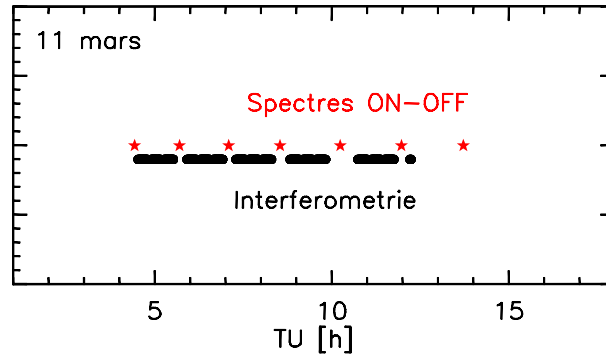


Fig. 5.1: Répartition temporelle des observations ON-OFF (étoiles rouges) et interférométriques (segments) des raies $J(2-1)$ et $J(1-0)$ de CO le 11 mars 1997.

Tab. 5.1: Caractéristiques des spectres ON-OFF des raies de CO observées le 11 mars 1997

Raie	ν (GHz)	Lobe "	S/T_A^* Jy/K	$T_B d\nu^a$ K km s $^{-1}$	$\Delta\nu^b$ km s $^{-1}$	A^c km s $^{-1}$
CO $J(2-1)$	230,538 000	21	30,0	$4,25 \pm 0,03$	$-0,072 \pm 0,009$	$0,352 \pm 0,076$
CO $J(1-0)$	115,271 202	42	22,0	$0,538 \pm 0,02$	$-0,12 \pm 0,03$	$0,38 \pm 0,25$

^a Valeur moyenne de l'aire de raie mesurée sur le spectre présenté en Figure 5.3.

^b Valeur moyenne du décalage spectral mesurée sur le spectre présenté en Figure 5.3.

^c Amplitude de la variation du décalage spectral mesuré sur les spectres individuels (Figure 5.5).

et $S/T_A^* = 22,0$ à 115,271 GHz.

Pour la raie $J(2-1)$ (respectivement $J(1-0)$) de CO, une unité du corrélateur de 256 canaux de 78 (respectivement 39) kHz a été utilisée. En terme de vitesse radiale, cela donne des canaux de 0,1 km s $^{-1}$, soit une résolution spectrale effective de 0,13 km s $^{-1}$ pour les deux raies en mode interférométrique et ON-OFF et permet de résoudre les raies d'émission, qui sont détectées entre -2 et $+2$ km s $^{-1}$ et se trouvent réparties sur une quarantaine de canaux (Figure 5.3).

L'analyse des observations ON-OFF et interférométrique du CO dans Hale-Bopp au Plateau de Bure a fait l'objet de la thèse de F. Henry (2003) et a donné lieu à une publication (Henry et al., 2002); nous allons maintenant rappeler comment les observations suggèrent la présence d'un jet de CO près de l'équateur du noyau de Hale-Bopp.

5.1.2 Observations ON-OFF

Les spectres ON-OFF globaux (Figure 5.3) correspondent à 13 min d'intégration sur la comète. Les 7 spectres individuels qui ont été moyennés pour obtenir ces spectres sont répartis tout au long des 9 h d'observations de Hale-Bopp le 11 mars (Figure 5.1). Etant donné le bon rapport signal sur bruit (en particulier à 230,538 GHz), il est possible de

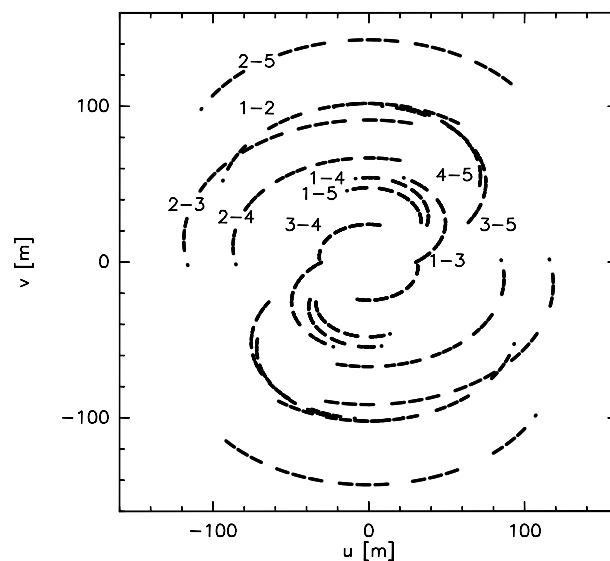


Fig. 5.2: Couverture- uv des observations interférométriques de Hale-Bopp au Plateau de Bure le 11 mars 1997.

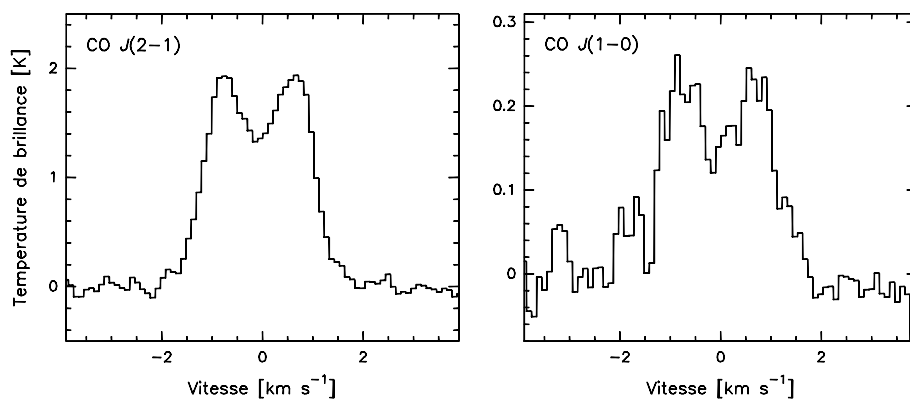


Fig. 5.3: Spectres ON-OFF moyens des raies $J(2-1)$ et $J(1-0)$ de CO obtenus en sommant toutes les observations acquises le 11 mars 1997. Le temps d'intégration sur la comète est de 13 min.

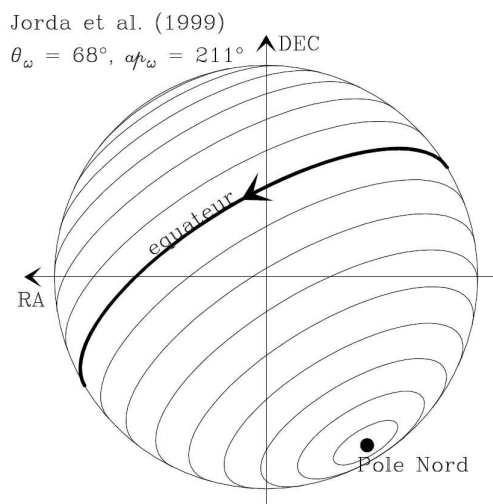


Fig. 5.4: Orientation du noyau de la comète Hale-Bopp déduite des observations de Jorda et al. (1999). Figure 5.6 de Henry (2003).

s'intéresser à l'évolution temporelle du spectre. Le profil de la raie change radicalement au cours des observations et le pic d'émission passe des vitesses positives aux vitesses négatives. Le décalage spectral varie de façon très importante, comme le montre la Figure 5.5. Son évolution temporelle semble suivre une sinusoïde à la période de rotation du noyau, avec une valeur moyenne $\Delta v = -0,072 \pm 0,009 \text{ km s}^{-1}$ et une amplitude $A = 0,352 \pm 0,076 \text{ km s}^{-1}$ (Table 5.1). Etant donné que l'aire de raie est très stable au cours du temps (variations inférieures à 10%), la fluctuation du décalage spectral n'est pas due à une variation de l'activité de la comète : le nombre total de molécules libérées dans la coma est toujours le même, mais leur répartition spatiale évolue.

Il est possible d'expliquer cela par la présence d'un jet de CO en rotation avec le noyau. Etant donnée l'orientation de la comète (l'axe de rotation est situé à seulement 20° du plan du ciel, voir Figure 5.4), si le jet est situé près d'un pôle du noyau, le décalage spectral devrait être constant. Un jet équatorial, actif tout au long de la rotation, crée des variations importantes, autour d'une valeur moyenne proche de 0 km s^{-1} . Le décalage spectral est négatif lorsque le jet pointe vers la Terre, positif lorsqu'il pointe dans la direction opposée et nul lorsqu'il est dans le plan du ciel. Au cours de sa thèse, F. Henry a développé des simulations numériques pour contraindre les paramètres de ce jet, comme nous le présentons en section 5.1.4.

5.1.3 Observations interférométriques

Cartes de flux intégré

Sur les cartes de flux intégré (Figure 5.6) le signal a été intégré sur la totalité de la période d'observation (soit 5,25 h sur la source entre 4h25 et 12h30 UT le 11 mars) et sur

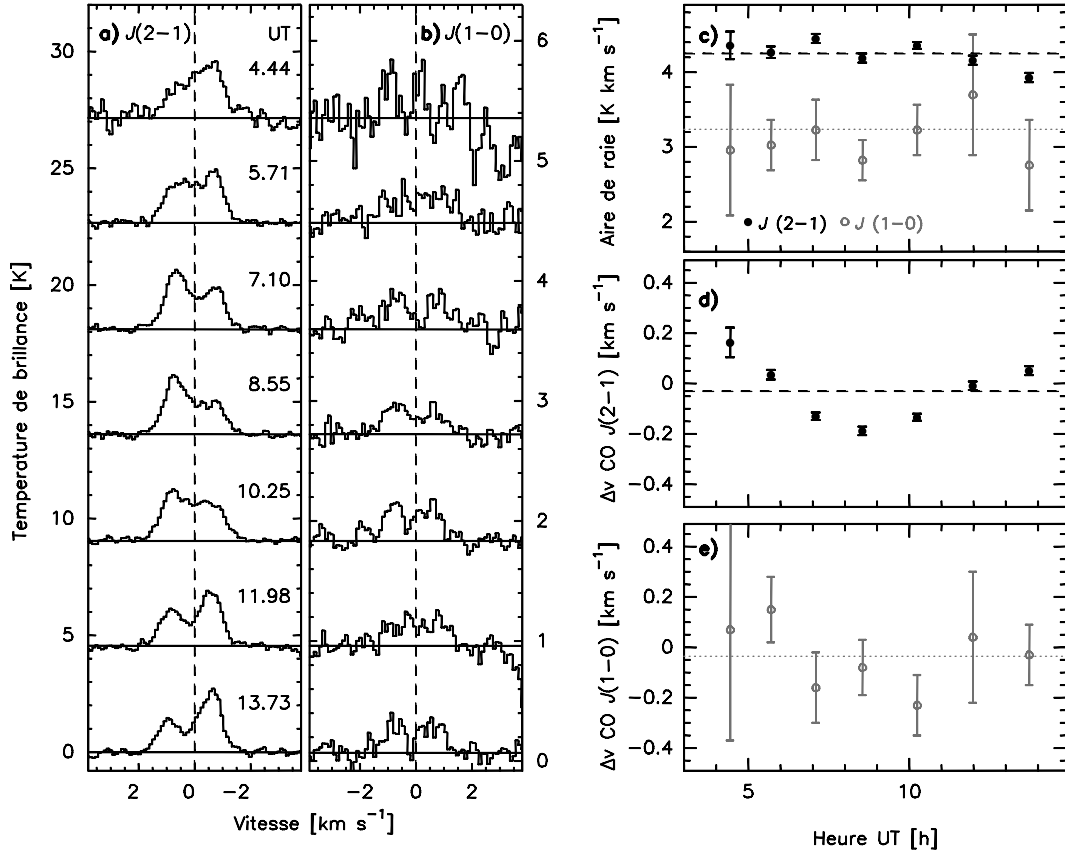


Fig. 5.5: **a–b** : Evolution du spectre ON–OFF des raies $J(2-1)$ et $J(1-0)$ de CO observées le 11 mars. Les spectres instantanés (en température de brillance) sont décalés en fonction de l'heure d'observation, donnée à droite des spectres de la raie $J(2-1)$. Le nouveau niveau zéro est matérialisé par la ligne horizontale. Le temps d'intégration sur la comète est de 2 min excepté pour les spectres enregistrés à 4,44 h (1 min). **c** : Evolution temporelle de l'aire de raie. L'aire de raie des spectres de la raie $J(1-0)$ a été multipliée par un facteur 6 afin d'apparaître sur la même figure que celle de la raie $J(2-1)$. **d** : Evolution temporelle du décalage spectral de la raie $J(2-1)$ de CO. **e** : Evolution temporelle du décalage spectral de la raie $J(1-0)$ de CO.

Tab. 5.2: Caractéristiques des cartes interférométriques des raies $J(2-1)$ et $J(1-0)$ de CO

Raie	Heure ^a TU	RA h:min:s	Dec ° : ' : "	Lobe " × "	Flux Jy km s ⁻¹
$J(2-1)$	07:00:00	22:30:38,056	40:46:03,03	2,00 × 1,38	4,99 ± 0,18 ^b
$J(1-0)$	04:00:00	22:29:38,471	40:41:10,01	2,57 × 3,58	0,99 ± 0,06 ^b

^a Heure de référence pour la position mesurée.

^b Nous donnons ici l'incertitude de mesure. L'incertitude introduite par l'étalonnage en flux (15%) n'est pas prise en compte.

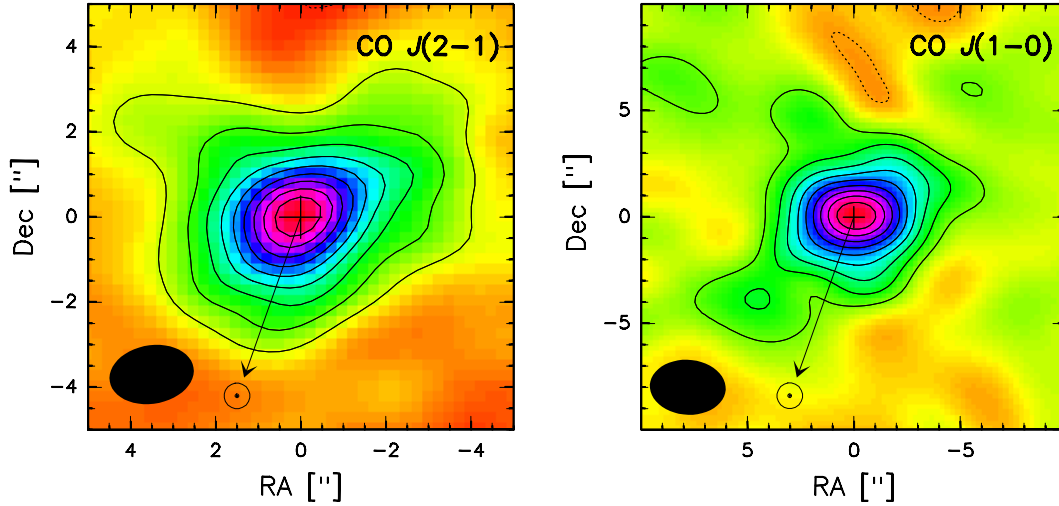


Fig. 5.6: Carte des raies $J(2-1)$ et $J(1-0)$ de CO réalisées à partir de la totalité des visibilités, soit 5,25 h d'intégration entre 4h25 et 12h30 UT le 11 mars 1997 (Figure analogue à la Figure 5.9 de Henry 2003). Le lobe synthétique est représenté par l'ellipse noire présentée dans le coin inférieur gauche de chaque carte. La projection de la direction du Soleil sur le plan du ciel est indiquée par la flèche. Les distributions de brillance ont été décalées de sorte que le pic d'intensité apparaisse au centre des cartes. Les positions absolues et les flux mesurés sont donnés dans la Table 5.2.

l'ensemble des canaux où la raie est détectée, soit un intervalle spectral de $2,95 \text{ km s}^{-1}$ pour la raie $J(2-1)$ et de $3,05 \text{ km s}^{-1}$ pour la raie $J(1-0)$. Ces cartes présentent un bon rapport signal sur bruit, mais sont déduites de visibilités observées à différentes phases de la rotation puisque l'intervalle de temps recouvert par les observations est du même ordre de grandeur que la période de rotation du noyau. Afin d'examiner les variations temporelles éventuelles des observations interférométriques, F. Henry (2003) a divisé les visibilités observées pour la raie $J(2-1)$ en cinq échantillons correspondant à une heure d'observation. Pour chacun d'eux, la position du maximum de brillance est mesurée en ajustant aux visibilités la transformée de Fourier d'une gaussienne à deux dimensions. Cette méthode donne les mêmes positions que la mesure directe sur la carte, mais la précision est bien meilleure ($< 0,1''$) car on travaille dans le plan- uv et la mesure n'est pas affectée par l'interpolation et la déconvolution nécessaires à la réalisation des cartes, présentées en Figure 5.7.

Il apparaît que le pic d'émission n'est pas à la même position sur les cartes successives. Lorsque l'on reporte l'écart entre ces positions et la position mesurée sur la carte moyenne, on se rend compte que l'évolution n'est pas aléatoire : le centre de brillance suit une direction globalement perpendiculaire à la direction de l'axe de rotation. Cela peut être expliqué par la présence d'un jet proche de l'équateur : le maximum d'intensité d'une carte réalisée avec une heure d'intégration va être décalé dans la direction moyenne du jet pendant cet intervalle de temps. Au cours de la rotation, le jet tourne autour de l'axe de rotation du noyau et le centre de brillance des cartes dessine une ellipse sur le plan du ciel. Il semble que les centres de brillances successifs se situent sur cette ellipse (voir Figure 5.14 dans Henry, 2003).

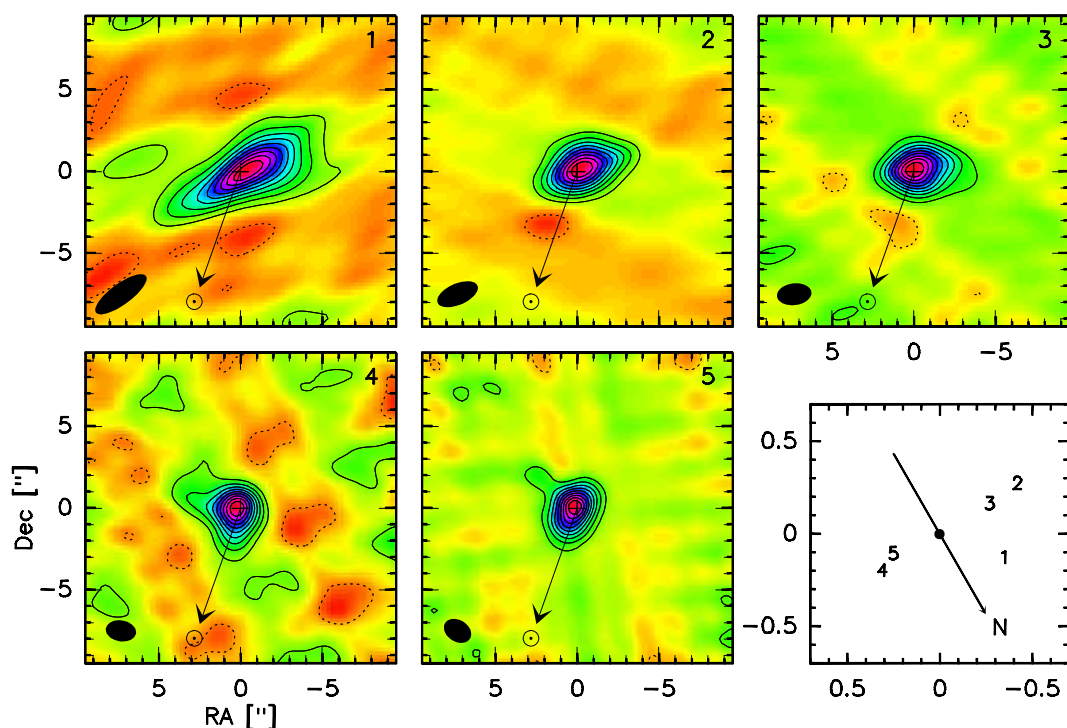


Fig. 5.7: Cartes successives de la raie $J(2-1)$ de CO réalisées avec une heure de temps d'intégration centrée autour de : 1) 5h UT, 2) 6h30 UT, 3) 7h50 UT, 4) 9h20 UT et 5) 11h15 UT. L'écart entre la position du maximum de brillance de ces 5 cartes par rapport à sa position sur la carte globale est reporté dans le cadre inférieur droit. La flèche représente la projection de l'axe de rotation du noyau sur le plan du ciel (N est le pôle nord du noyau). Les positions ont été mesurées en ajustant la transformée de Fourier d'une gaussienne aux visibilités observées et la précision obtenue est inférieure à $0,1''$. Figure analogue aux Figures 5.13 et 5.14 de Henry (2003).

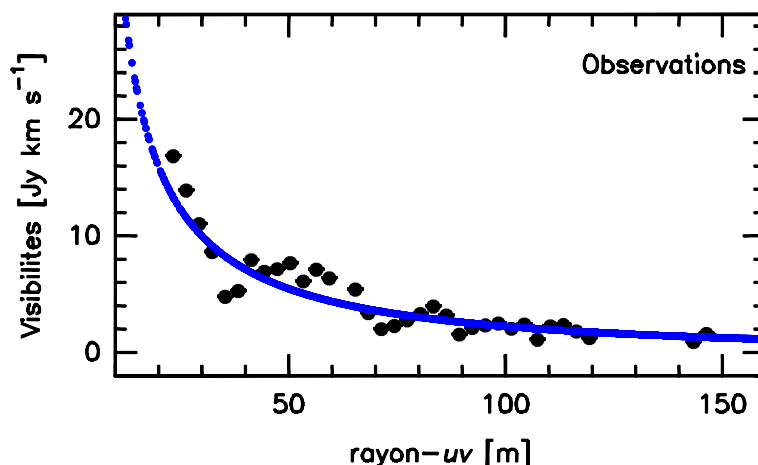


Fig. 5.8: Evolution de l'amplitude des visibilités observées (moyennées par intervalles de rayon- uv de 3m) avec le rayon- uv . La courbe bleue représente l'évolution attendue dans le cas d'une coma isotrope.

Visibilités intégrées

Une autre façon d'étudier la structure de la coma est de s'intéresser à l'évolution de l'amplitude des visibilités mesurées avec la longueur des lignes de bases. Sur la Figure 5.8, tous les écarts à la courbe attendue dans le cas isotrope (dont l'amplitude est nettement supérieure à l'incertitude de mesure des visibilités) montrent que la coma de CO n'est pas isotrope. Il est cependant difficile d'aller plus loin dans l'analyse directe de l'évolution des visibilités mesurées par les différentes lignes de bases. En effet, pour une ligne de base donnée, cette évolution dépend à la fois de la rotation de la Terre et de celle de la comète.

Spectres de visibilités

Les spectres de visibilités (Figure 5.9) présentent, pour chaque ligne de base, l'amplitude des visibilités en fonction de la fréquence. Comme pour les spectres ON-OFF, le signal émis à des vitesses négatives provient de molécules se déplaçant vers l'observateur. Nous retrouvons la même évolution que sur le spectre ON-OFF avec un pic d'émission qui passe d'un côté à l'autre de la raie. Nous ne présentons que les 5 plus courtes lignes de bases car, sur les plus longues, le rapport signal sur bruit est bien plus faible. Comme sur les spectres ON-OFF, on peut mesurer le décalage Doppler des spectres de visibilités pour étudier son évolution, ligne de base par ligne de base (Figure 5.10). On retrouve l'évolution sinusoïdale autour d'une moyenne proche de 0 km s⁻¹. Notons que les évolutions pour les différentes lignes de bases ne sont pas en phase puisque les heures d'annulation ascendantes s'échelonnent entre 7 et 12 h TU le 11 mars 1997 (voir Table 5.4 dans Henry 2003).

Là encore, ces courbes d'évolution traduisent la combinaison de la rotation des lignes de bases et de celle de la comète au cours de observations et il est difficile d'en tirer directement

une interprétation.

5.1.4 Modèle phénoménologique

Henry (2003) a développé un modèle phénoménologique de coma incluant une composante isotrope et un jet de CO en rotation pour reproduire l'ensemble des observations décrites ci-dessus. Dans ce modèle, le jet est conique et défini par trois paramètres : l'angle de demi ouverture ψ , sa latitude l à la surface du noyau et la fraction de molécules émises dans le jet f_{CO} . Les angles θ_ω, pa_ω , qui définissent l'orientation de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée sont tous les deux libres d'évoluer dans un intervalle de 30° incluant les différentes valeurs publiées. La densité est calculée avec une formule de Haser dans laquelle le taux de production dépend de la direction considérée. Etant donnée la rotation de la comète, la position du jet par rapport à la ligne de visée dépend de la distance au noyau et il apparaît une spirale de surdensité de CO dans la coma.

La rotation est divisée en 12 périodes pour lesquelles la distribution de densité puis la distribution de brillance sur le ciel sont calculées. Pour chacune de ces périodes, un spectre de CO est obtenu en intégrant la distribution de brillance dans le lobe primaire des antennes. La TF de la distribution de brillance aux points (u, v) sondés lors des observations donne une table- uv instantanée. On extraira de cette table les visibilitées effectivement observées pendant cette période pour composer la table- uv finale.

En utilisant dans le modèle $\theta_\omega = 80^\circ$ et $pa_\omega = 220^\circ$, $\psi = 20^\circ$, $l = 20^\circ$ et $f_{\text{CO}} = 35\%$, les caractéristiques principales des observations sont correctement reproduites :

- la courbe d'évolution des décalages spectraux ON-OFF (Figure 5.10)
- l'évolution de la position du maximum de brillance sur les cartes interférométriques
- l'évolution des visibilitées avec la longueur des lignes de bases.

Le modèle génère également une évolution sinusoïdale du décalage spectral des spectres interférométriques, cependant les courbes des lignes de bases sont en phase, contrairement à ce qui est observé (Figure 5.10). Cela indique que la coma réelle est plus complexe que celle décrite par le modèle phénoménologique.

5.2 Un modèle physique

5.2.1 Introduction

Des structures spirales dans la coma de Hale-Bopp ont été également détectées sur des images prises dans le visible et interprétées comme les signes que des jets (de gaz ou de poussières) sont présents à la surface du noyau (Jorda et al., 1999; Lederer et al., 1999). Rodionov et Crifo (2006) ont développé un modèle physique de coma (de H_2O et CO) créée par un noyau non sphérique en rotation afin de déterminer si ces spirales peuvent être créées par des effets de forme et de topographie du noyau. Leurs simulations montrent que le noyau crée au cours de la rotation des structures de chocs dans le gaz qui se propagent jusqu'à créer des spirales à grande échelle dans la coma, similaires à celles observées dans la comète Hale-Bopp, et ceci même si le noyau est homogène (sans localisation de la production gazeuse).

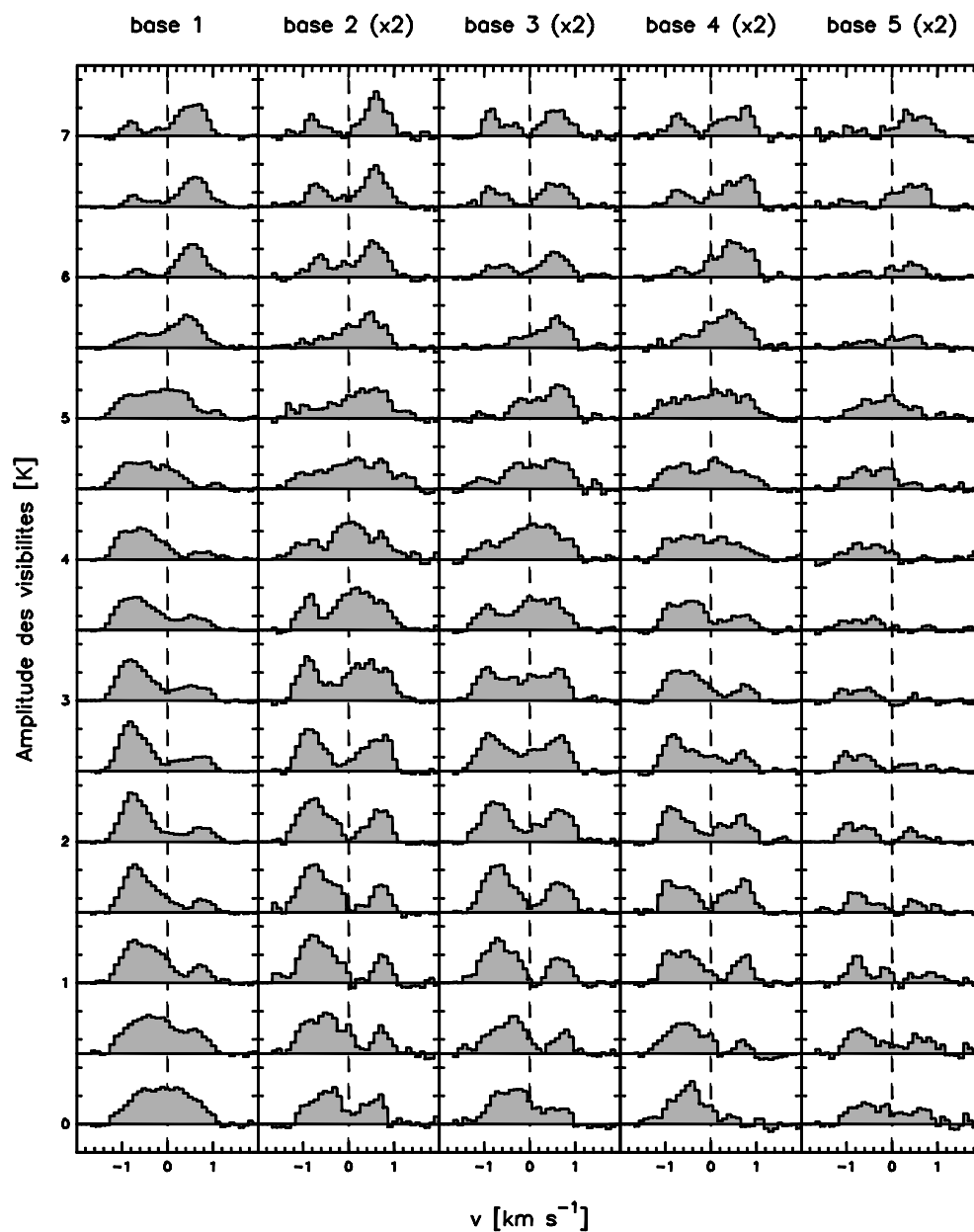


Fig. 5.9: Evolution temporelle des spectres de visibilités mesurés avec les 5 lignes de bases les plus courtes. Figure analogue à la Figure 5.18 de Henry (2003).

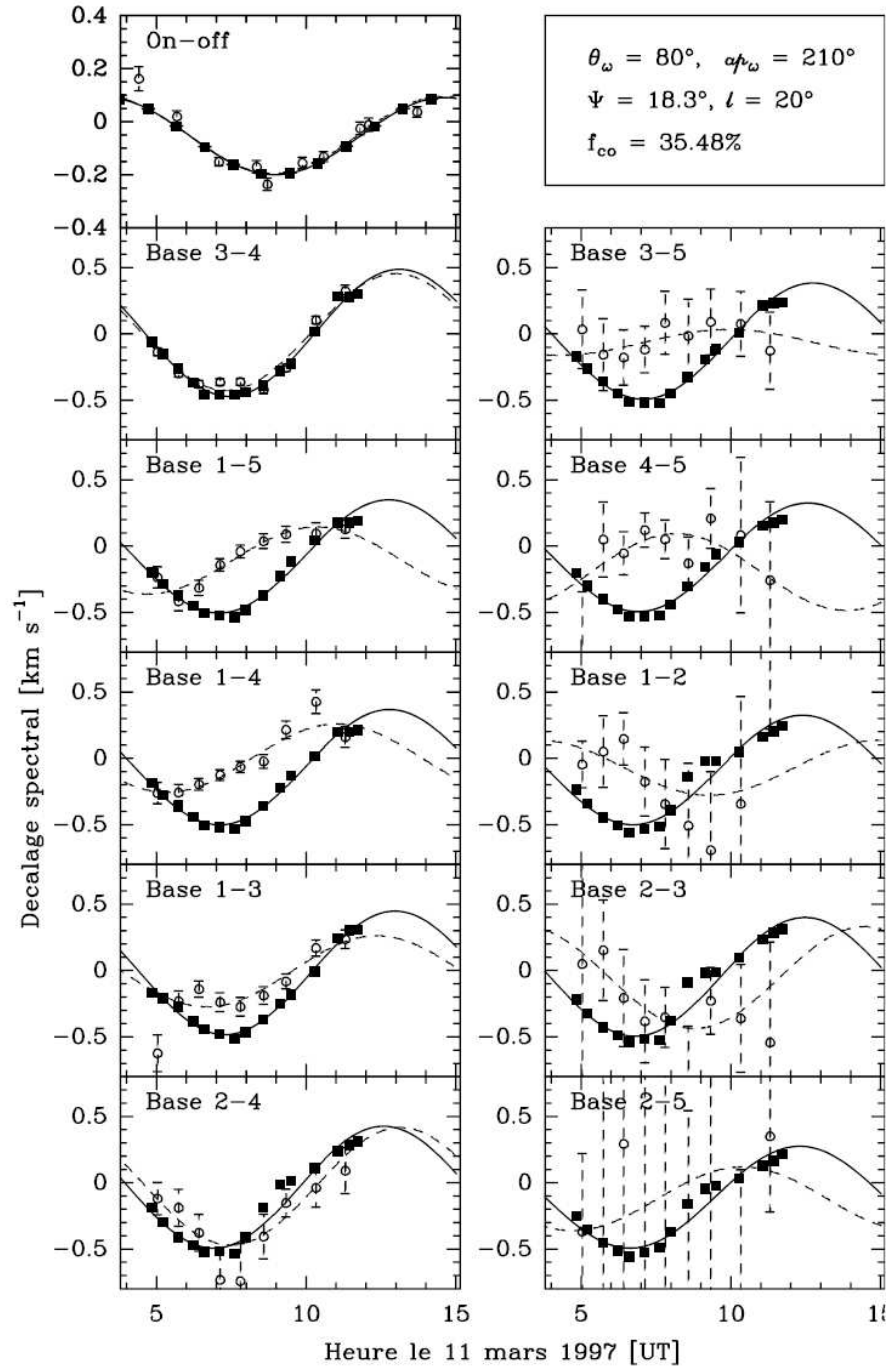


Fig. 5.10: Evolution des décalages spectraux ON-OFF et interférométriques. Les cercles évidés représentent les observations et les carrés noirs le meilleur résultat du modèle phénoménologique. Figure extraite de Henry (2003).

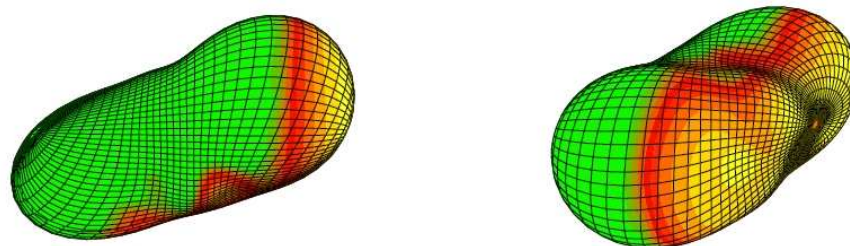


Fig. 5.11: Noyau utilisé dans le modèle de Rodionov et Crifo (2006) à deux moments distincts (séparés de 3,8 h, soit un tiers de période) au cours de la rotation dont l'axe moyen est vertical. La forme choisie est celle du noyau de la comète de Halley dont la taille a été augmentée pour être en accord avec les estimations de la taille du noyau de la comète Hale-Bopp. Les couleurs représentent l'illumination de la surface par le Soleil, situé vers la droite.

La question s'est donc posée d'étudier si ce phénomène suffit à expliquer les observations du Plateau de Bure ou s'il faut, en outre, localiser la production de CO sur le noyau.

Ce modèle, dont le principe est décrit en détail dans Rodionov et al. (2002), fournit la densité totale de gaz, les fractions molaires des différents éléments considérés, la température et le vecteur vitesse des molécules en tous les points de la coma et à 72 instants au cours de la rotation. Depuis la publication de Rodionov et Crifo (2006), de nouvelles solutions ont été calculées par ces auteurs à notre demande, avec différents jeux de paramètres (asymétrie jour/nuit du dégazage de l'eau, dégazage uniforme de CO ou présence d'une région active...) pour simuler les observations du CO dans la comète Hale-Bopp au Plateau de Bure.

5.2.2 Description du modèle

Le modèle de Rodionov et Crifo (2006) décrit les conditions dans une coma (jusqu'à 300 000 km du noyau) créée par la sublimation d'eau et de monoxyde de carbone depuis un noyau non sphérique en rotation. La forme adoptée (Figure 5.11) pour le noyau est celle du noyau de la comète de Halley, dont les dimensions ont été augmentées pour être semblables à celles du noyau de la comète Hale-Bopp (rayon moyen de 25 km). La surface est un mélange de poussières et de glace ; la proportion de glace exposée est soit uniforme (si le noyau est supposé homogène), soit variable avec la position (noyau inhomogène) et sa valeur est ajustée de manière à obtenir le taux de production voulu. La rotation du noyau est choisie identique à la rotation complexe de la comète Halley accélérée pour que la quasi-période corresponde à la période de rotation apparente déduite des observations de Hale-Bopp (soit 11,4 h).

La sublimation de l'eau dépend de la température à la surface du noyau qui est calculée en faisant le bilan énergétique de la surface du noyau sur des cellules de 5° de côté, soit environ 2 km. La surface est chauffée par l'illumination directe du Soleil et par le flux solaire diffusé par les particules de la coma interne. La proportion de flux diffusé est un paramètre

libre qui a (si on le désire) un effet important sur la température (et donc sur la sublimation) sur le côté nuit du noyau de la comète. En plaçant la comète à 1 UA du Soleil (la distance de Hale-Bopp lors des observations au Plateau de Bure), le taux de production de l'eau subit des modulations étant donné que les dimensions de la surface chauffée par le Soleil changent au cours du temps. Le taux de production moyen de l'eau est de l'ordre de $1,3 \times 10^{31}$ molécules s^{-1} . La photodissociation de l'eau dans la coma crée les espèces OH, O et H qui sont également prises en compte dans le modèle.

Le monoxyde de carbone étant beaucoup plus volatil que l'eau, on suppose qu'il n'est plus présent dans les couches superficielles du noyau. Son dégazage est dû à la diffusion du gaz depuis des couches plus profondes (quelques cm), indépendamment de la température de la surface (Priainik et al., 2004). Le taux de production de CO est choisi constant tout au long de la rotation. Le faible taux de photodissociation de CO correspond dans la coma de Hale-Bopp à une longueur d'échelle de 1 500 000 km, nettement supérieure à la distance maximale pour laquelle les paramètres de la coma sont calculés dans le modèle (300 000 km) ; les produits de la photodissociation de CO n'entrent donc pas en jeu.

Le modèle peut simuler une production homogène de CO sur l'ensemble du noyau ou bien inclure une zone où la production est plus forte qu'ailleurs, zone que nous appellerons le "jet" de CO. Dans ce cas, le jet est situé à une latitude faiblement négative et est décrit par une gaussienne de demi largeur 20° . Il contient $\sim 30\%$ de la production totale de CO depuis le noyau. Les paramètres utilisés (largeur, latitude, fraction de CO dans le jet) sont ceux que F. Henry (2003) a déduit de l'analyse phénoménologique des observations (voir 5.1.4). Il est également possible d'inclure une zone où la production d'eau est plus intense en supposant que la fraction de glace exposée est localement plus forte que la valeur 0,4 utilisée initialement. La distribution de la fraction de glace exposée est également une gaussienne de demi largeur 20° et est associée au jet éventuel de CO. Dans les simulations (Solution 5, voir section 5.2.3), la production gazeuse dans le jet d'eau représente 5% de la production totale en eau.

Les sorties de ces simulations sont utilisées en entrée de notre modèle en suivant le processus décrit dans le Chapitre 3. L'excitation des molécules de CO est calculée en supposant une température constante dans la coma, $T = 120$ K, conforme aux observations dans l'infrarouge et le millimétrique (voir Chapitre 3). Le modèle de Rodionov et Crifo (2006) fournit la température du gaz en tout point de la coma mais utiliser cette valeur pour simuler les observations suppose que le calcul de l'excitation est effectué dans chaque cellule d'intégration au cours du calcul de transfert de rayonnement, ce qui serait bien trop coûteux en temps de calcul. De plus le modèle suit une approche schématique pour le calcul de la température du gaz puisque le chauffage et le refroidissement du gaz dans la coma sont représentés par une relation arithmétique simple. Le modèle conduit à des températures de l'ordre de 150–250 K à 1 000–10 000 km (Figure 5.13) ce qui est trop élevé par rapport aux valeurs déduites des observations dans l'infrarouge et le millimétrique (Disanti et al., 2001; Biver et al., 2002a; Brooke et al., 2003). Par ailleurs, il est bon de noter que les phénomènes que l'on étudie (variations temporelles des spectres ON–OFF et des cartes interférométriques) ne sont certainement pas liés à des effets d'excitation (dans les modèles la température du gaz ne varie quasiment pas au cours du temps).

Il y a trois directions importantes dans le système : celle du Soleil, de l'axe de rotation du

noyau et de la ligne de visée. Dans les modèles, l'axe de rotation est choisi perpendiculaire au plan Comète-Terre-Soleil. On définit le repère (O, x, y, z) dans lequel la direction du pôle nord du noyau occupe l'axe z et la direction du Soleil l'axe x . Lorsque le modèle inclut un jet de CO ou de H_2O , celui-ci est placé dans l'hémisphère sud du noyau, à une faible latitude. Ceci n'est pas strictement représentatif des conclusions de l'analyse des observations que nous venons de décrire selon laquelle le jet se trouve dans l'hémisphère nord. Il nous appartient alors de placer la ligne de visée de manière à reproduire au mieux les conditions réelles des observations de Hale-Bopp. Nous avons choisi de respecter l'angle de phase des observations (angle Soleil-Comète-Terre). L'ensemble des directions possibles pour la ligne de visée occupent alors un cône de 46° de demi ouverture autour de l'axe x . Nous avons choisi sur ce cône de placer la ligne de visée dans la partie située vers le sud, à une dizaine de degrés du plan de l'équateur. De cette façon, l'angle entre la ligne de visée et l'axe de rotation est respecté et le jet est orienté conformément à l'interprétation de Henry (2003). La seule différence est que la comète va tourner dans le sens opposé à celui des observations.

Notons qu'avec cette orientation de la ligne de visée, les angles de position réels (angles entre le pôle nord céleste et les projections des directions du Soleil et du pôle Nord du noyau sur le plan du ciel) ne sont pas respectés. Il est cependant préférable d'utiliser la bonne orientation de l'axe de rotation et de la direction du Soleil par rapport à la ligne de visée, car elles influencent la projection de la vitesse des molécules sur la ligne de visée et par conséquent le profil des raies spectrales. Il nous est donc possible de comparer les profils spectraux calculés à partir du modèle aux profils observés. Avec des angles de position différents des observations, les visibilitées et les cartes interférométriques simulées ne seront pas directement comparables aux observations puisque les différentes directions (du Soleil et du pôle Nord) ne seront pas les mêmes. Dans tous les cas, il ne faut pas oublier que l'on ne cherche aucunement à reproduire exactement les observations de la raie $J(2-1)$ de CO dans Hale-Bopp au Plateau de Bure. Notre objectif est de déterminer qualitativement l'effet de certaines propriétés du dégazage sur les observations en interférométrie millimétrique de la coma. Il faudra seulement se rappeler que l'orientation des différentes directions dans le modèle n'est pas la même que dans la réalité et en tenir compte lors de l'analyse des simulations.

Nous avons simulé les observations à partir des résultats de plusieurs simulations numériques utilisant des paramètres différents :

Solution 1 : Production homogène de H_2O et de CO. On suppose que la diffusion de la lumière par les poussières de la coma est faible : la distribution de température à la surface du noyau est très asymétrique. C'est la simulation présentée dans Rodionov et Crifo (2006).

Solution 2 : Production homogène de H_2O et jet de CO (comptant pour $\sim 30\%$ de la production totale en CO). Faible diffusion de la lumière par les poussières de la coma.

Solution 3 : Production homogène de H_2O et jet de CO. On suppose maintenant que la diffusion de la lumière par les poussières de la coma est importante : la distribution de température à la surface du noyau est quasi homogène.

Solution 4 : Production de H_2O incluant une zone où la production d'eau est plus forte que

Tab. 5.3: Paramètres utilisés dans le modèle pour calculer les différentes solutions.

Sol	F_{diff} <i>a</i>	Chauff. nuit <i>b</i>	jet H ₂ O <i>c</i>	jet CO <i>c</i>	$Q_{H_2O}^{tot}$ molécules s ⁻¹	Q_{CO}^{tot} molécules s ⁻¹
1	5%	non	0%	0%	$1,3 \times 10^{31}$	$3,2 \times 10^{30}$
2	5%	non	0%	30%	$1,3 \times 10^{31}$	$1,3 \times 10^{30}$
3	50%	non	0%	30%	$1,3 \times 10^{31}$	$1,3 \times 10^{30}$
4	50%	non	5%	30%	$1,3 \times 10^{31}$	$1,3 \times 10^{30}$
5	50%	oui	5%	30%	$1,3 \times 10^{31}$	$1,3 \times 10^{30}$

^a Ce paramètre représente la proportion du flux solaire qui est diffusé vers le côté nuit du noyau. Avec $F_{diff} = 50\%$, l'illumination du côté nuit du noyau est telle que la distribution de température sur le noyau est quasi isotrope.

^b Dans les solutions 1 à 4, le chauffage du gaz dans le côté nuit de la coma est plus faible que dans le côté jour. Le chauffage est homogène dans la solution 5.

^c Proportion de molécules libérées dans le jet, décrit par une gaussienne de demi largeur 20°.

sur le reste du noyau (quelques % de la production totale) situé au même endroit que le jet de CO. Diffusion importante de la lumière par les particules de la coma.

Solution 5 : Solution identique à la solution 4, mais le chauffage du gaz du côté nuit de la coma est supposé plus fort que précédemment.

5.2.3 Les différentes solutions

Nous présentons ici une description des résultats des simulations en terme de distribution de densité de CO, d'eau et de température, sur la base des coupes de densité dans le plan (xOy), perpendiculaire à l'axe de rotation (Oz). Le Soleil se trouve dans la direction Ox . Les Figures 5.12 et 5.13 présentent ces distributions à différentes échelles : d'abord dans les 500 km entourant le noyau puis dans un champ de 30 000 km de côté, ce qui représente à peu de chose près le champ de vue des observations ON–OFF que l'on simulera. La Figure 5.14 présente, pour les solutions 1 et 3, la distribution de densité de CO à différentes phases de la rotation. Cela permet de voir l'évolution temporelle des structures que l'on observe sur la Figure 5.13.

Un autre façon de visualiser la structure de la coma consiste à s'intéresser au taux de production équivalent. Cette grandeur s'écrit, en coordonnées sphériques :

$$Q_{eq}(r, \theta, \phi) = 4\pi \mathbf{r} \cdot \mathbf{v} n(r, \theta, \phi) r \quad (5.1)$$

C'est le taux de production qui crée, dans une coma isotrope, la densité $n(r, \theta, \phi)$ à la distance r . Les figures concernant la distribution de taux de production équivalent en fonction de la latitude ($\lambda = \frac{\pi}{2} - \theta$) et de la longitude (ϕ) à différentes distances nucléocentriques sont présentées en Annexe A. La direction du Soleil est ($\lambda = 0, \phi = 0$), celle de l'axe de rotation est $\lambda = 90^\circ$. Nous utilisons cette grandeur car elle permet de bien visualiser comment la

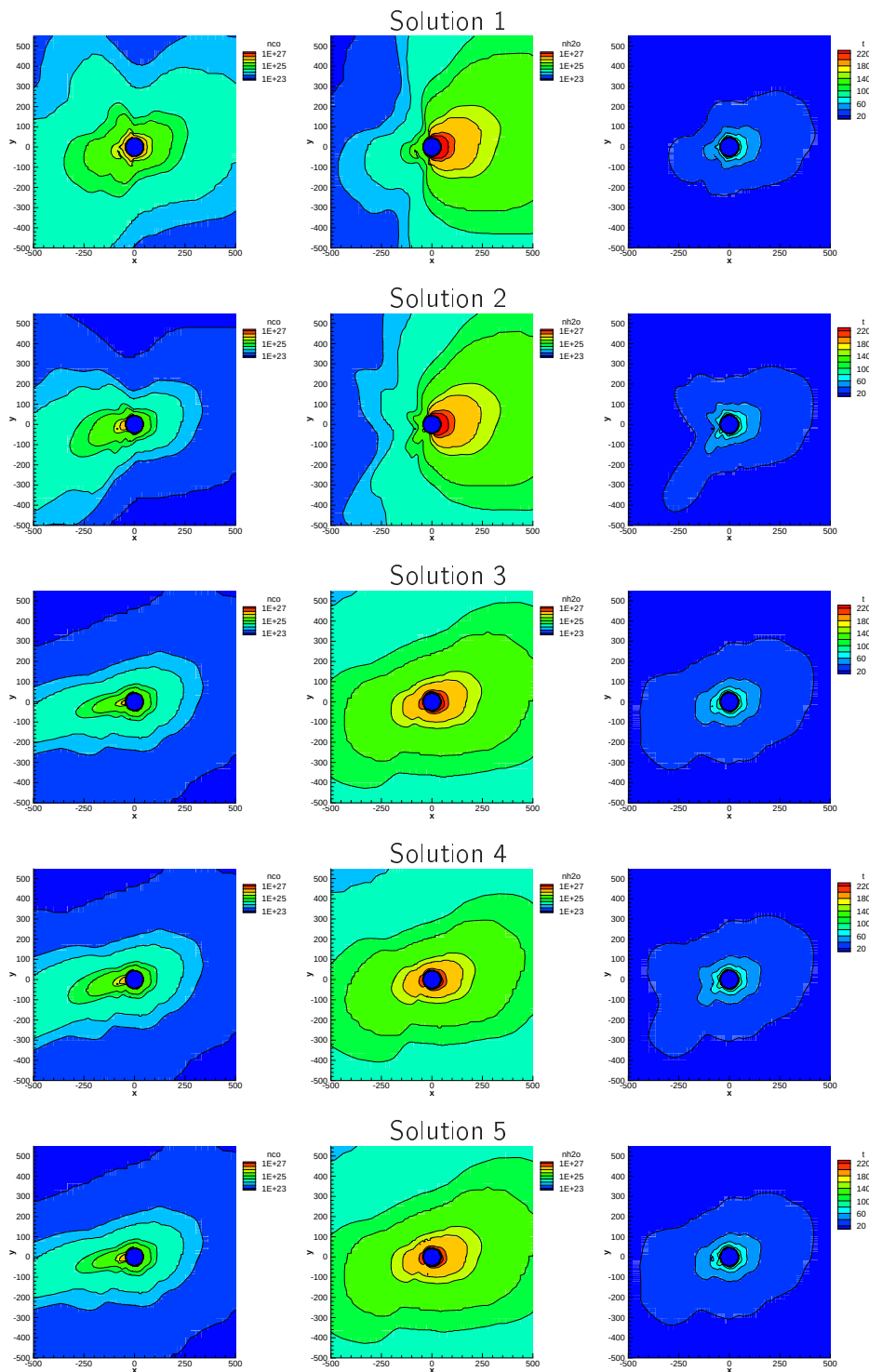


Fig. 5.12: Densité de CO (**gauche**), de H₂O (**centre**) et température (**droite**) dans le plan (xOy) perpendiculaire à l'axe de rotation dans un champ de $1\,000 \times 1\,000$ km ; Le Soleil est placé dans la direction $+x$.

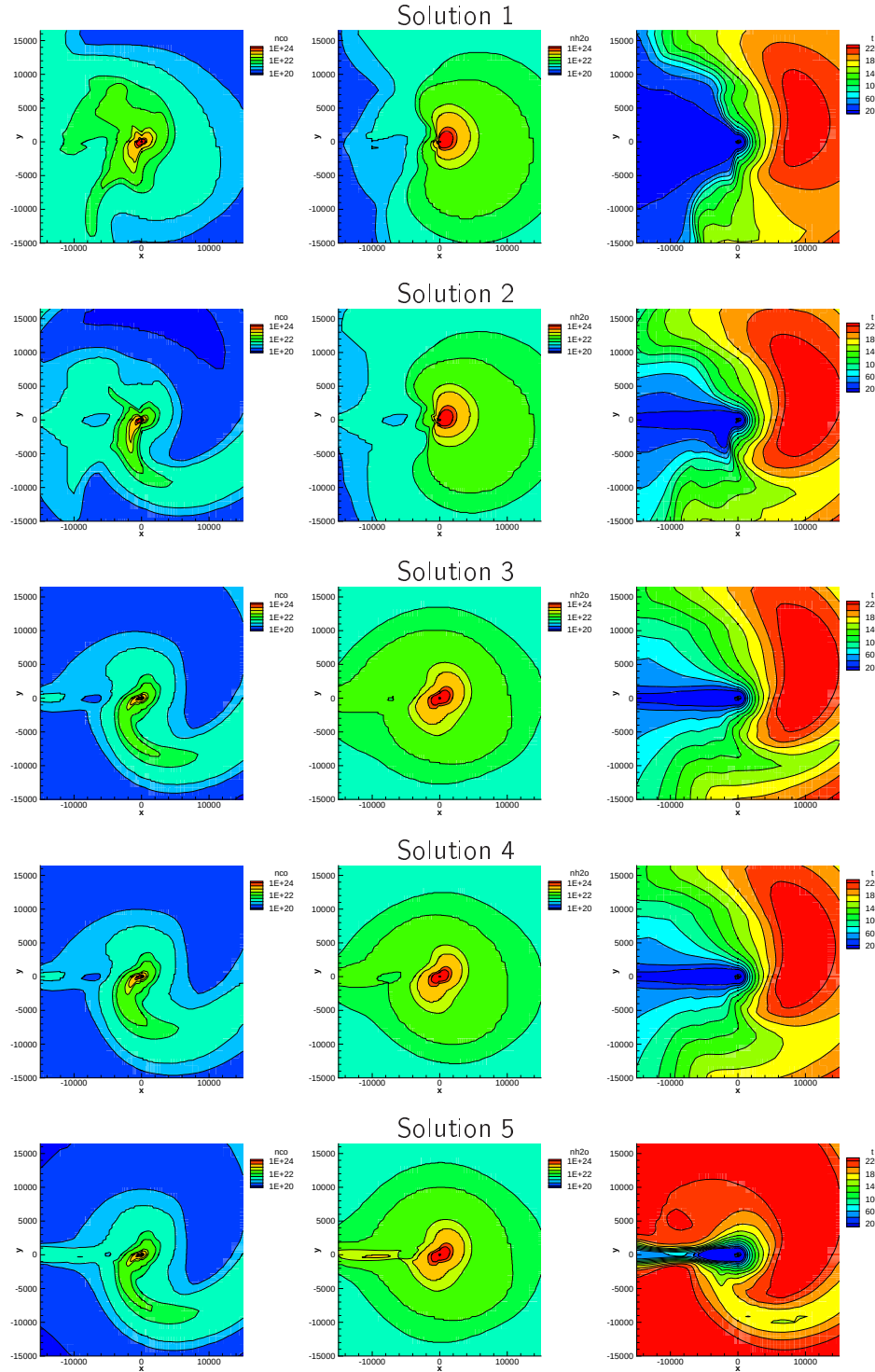


Fig. 5.13: Densité de CO (**gauche**), de H_2O (**centre**) et température (**droite**) dans le plan (xOy) perpendiculaire à l'axe de rotation dans un champ de $30\,000 \times 30\,000$ km. Le Soleil est placé dans la direction $+x$.

structure de la coma se déforme lors de son expansion, puisque les figures traçant cette quantité à différentes distances nucléocentriques sont directement comparables.

Solution 1 : Dans cette solution la diffusion du flux solaire dans la coma par les poussières est supposée faible (5%, voir Table 5.3). Les zones qui ne sont pas directement illuminées se trouvent à une température trop faible pour que la glace d'eau se sublime. Nous avons donc une distribution de H_2O qui présente une forte asymétrie jour/nuit, comme on le voit sur les coupes de densité (Figure 5.12–5.13). Sur les coupes de densité de CO on peut voir que la distribution n'est pas homogène et évolue au cours du temps (Figure 5.14). Nos simulations ont pour but de mesurer l'effet de ces structures sur les observations du Plateau de Bure. On remarque également que la décroissance de la densité de CO avec la distance au noyau est plus faible dans la direction antisolaire : bien que produit de façon homogène depuis le noyau, le CO est concentré dans le côté nuit de la coma. Etant donnée la distribution asymétrique de l'eau, les molécules de CO diffusent vers le côté nuit de la coma où la densité totale de gaz est très faible.

On retrouve ce phénomène sur les figures traçant la distribution du taux de production équivalent Q_{eq} (Figure A.1). La distribution est assez homogène à $r = 50$ km, conformément à la production depuis le noyau, mais que ce n'est pas le cas à 500 et 5 000 km : le taux de production équivalent est plus important dans la direction anti solaire. Cela montre qu'une partie significative des molécules de CO libérées du côté jour du noyau ne suivent pas une trajectoire globalement rectiligne mais changent de direction pour rejoindre le côté nuit de la comète. Il ne semble pas y avoir une évolution temporelle liée à la rotation du noyau. La distribution du taux de production équivalent de l'eau (Figure A.2) est très hétérogène, avec un maximum face au Soleil ($\phi = 0$) et un minimum dans la direction opposée ($\phi = 180^\circ$), quelle que soit la distance au noyau à laquelle on calcule Q_{eq} . On remarque que la taille de la zone où le taux de production équivalent de l'eau est le plus fort change au cours du temps : cela dépend des dimensions de la surface exposée au rayonnement solaire.

Solution 2 : La seule différence avec la solution précédente est que la production de CO depuis le noyau n'est pas homogène. Sur le noyau, à une latitude faiblement négative, on suppose la présence d'une zone depuis laquelle la production est plus forte. La proportion de CO créée dans ce jet est de l'ordre de 30%. Sur les coupes de densité de CO (Figure 5.13) on observe une spirale de densité. Son orientation dépend de la phase de rotation considérée. Indépendamment de la position du jet, on observe un surplus de molécules de CO du côté nuit, comme avec la solution 1.

Les cartes du taux de production équivalent de l'eau (Figure A.4) sont similaires à celles de la solution 1. Sur celles de CO (Figure A.3) on observe en plus du phénomène de migration vers la face arrière la présence d'une zone restreinte où la production est plus importante : c'est le jet CO dont la position dépend de la phase de la rotation du noyau.

Solution 3 : A la différence des deux solutions précédentes, on suppose ici que la diffusion de la lumière dans la coma est assez efficace pour chauffer le côté nuit de la surface du noyau. Il en résulte une différence bien plus faible entre les taux de production de l'eau

du côté jour et du côté nuit, comme on le voit sur les coupes de densité (Figure 5.13). Ce changement dans la distribution des molécules de H_2O a un effet sur la dynamique du CO : sur les coupes de densité de CO, on voit que le jet de CO est plus collimaté dans la région proche du noyau (Figure 5.12). A plus grande échelle, dans la région antisolaire de la coma, la densité de CO est plus faible que pour les solutions 1 et 2. Avec une densité d'eau globalement homogène, la distribution de CO est moins perturbée : la spirale de CO est plus marquée (Figure 5.13).

Sur les cartes du taux de production équivalent (Figure A.6), la distribution de l'eau est nettement plus homogène que dans les solutions précédentes. Pour CO (Figure A.5), le jet apparaît dans une région plus restreinte des cartes que pour la solution 2 ; hors du jet, la production est homogène et la distribution n'évolue pas avec la distance au noyau.

Solution 4 : On considère maintenant le cas où un jet est présent dans le profil de sublimation de l'eau. Ce jet est représenté par une gaussienne de 20° de demi largeur et contient seulement $\sim 5\%$ de la quantité totale d'eau. Aussi, sur les coupes de densité de H_2O , contrairement à celles de CO, on ne voit pas apparaître de spirale. La distribution de densité de CO (Figures 5.12–5.13) n'est affectée que faiblement par la présence de cette surproduction d'eau.

Le jet d'eau est visible sur les cartes du taux de production équivalent (Figure A.8). On observe deux maxima sur les cartes calculées à 50 km du noyau : le premier est toujours centré à $(\lambda = 0, \phi = 0)$ et correspond à la face éclairée du noyau, l'autre se déplace au cours de la rotation, c'est le jet. Sur les cartes calculées à $r = 500$ ou 5 000 km, on ne voit pas le jet, dont les molécules ont été diffusées dans la coma. La distribution de la production de CO (Figure A.7) est très peu changée, le jet apparaît seulement un peu élargi par rapport à ce qu'il était. On peut probablement expliquer cela par la diffusion des molécules du jet car la densité totale y est très élevée.

Solution 5 : On suppose maintenant que le chauffage de la coma est plus efficace du côté nuit de la coma que ce qu'il n'était dans les solutions précédentes. La distribution de température est plus homogène qu'avec les solutions précédentes (Figure 5.13). Dans nos simulations, l'effet de cette augmentation de température va se faire sentir au niveau de la vitesse des molécules qui sera globalement la même des deux côtés (jour et nuit) de la coma dans les régions situées au delà de quelques milliers de kilomètres du noyau. Sur les coupes de densité de CO, la spirale de CO est similaire à celle obtenue avec la solution 3 (Figure 5.13). Cela indique que l'augmentation de la vitesse des molécules qui accompagne l'augmentation de température diminue la dilution du jet que nous observions dans la solution 4.

5.3 Résultats

Nous allons passer en revue ici les différentes observations simulées à partir des solutions 1–5 du modèle physique décrit précédemment et mentionner les points d'accord et de divergence avec les observations réelles. Nous introduisons ici certaines grandeurs qui permettront

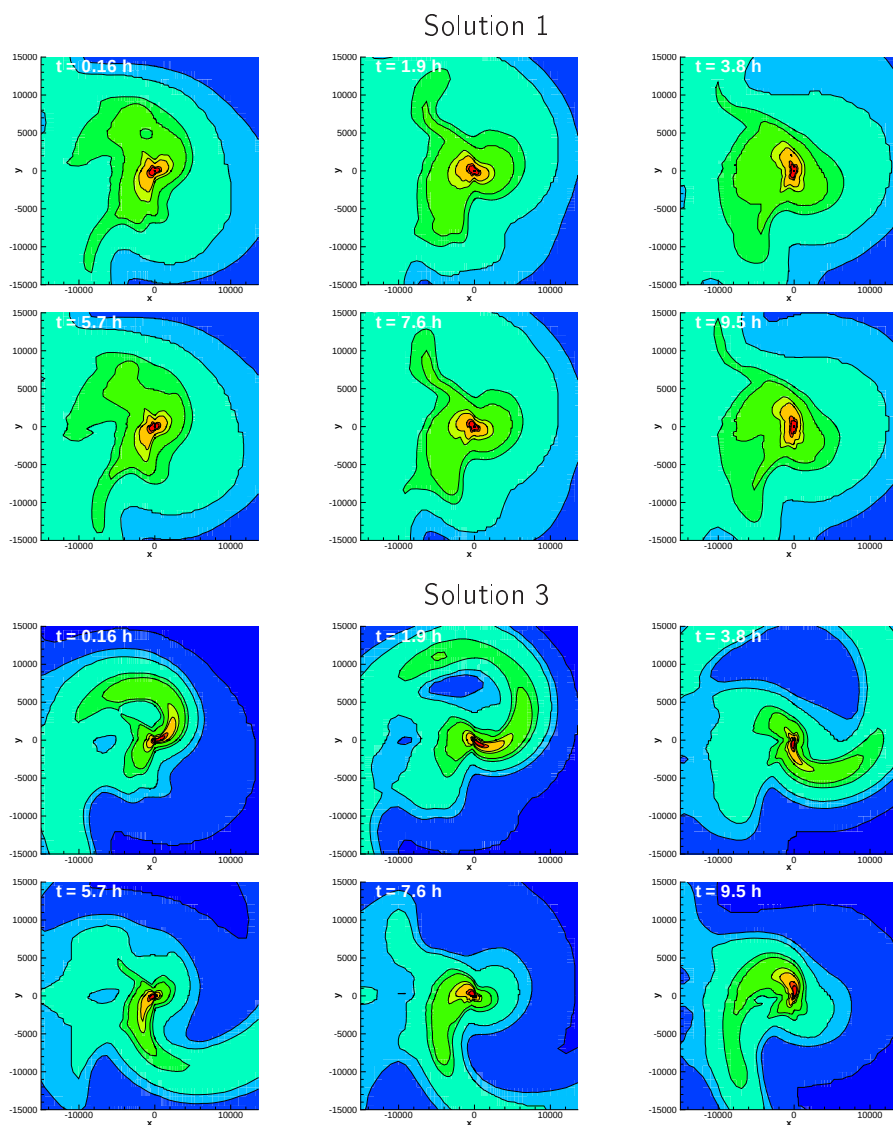


Fig. 5.14: Densité de CO dans le plan (xOy) à six instants différents au cours de la rotation (dont la période est 11,4 h) pour les solutions 1 et 2. L'heure est indiquée dans le coin supérieur gauche des figures.

de comparer plus facilement les résultats des simulations aux observations et dont les valeurs sont données dans la Table 5.4. Nous indiquerons en indice le numéro de la solution que l'on considère, ou la mention *obs* lorsqu'il s'agit des valeurs observées.

v_{min} et v_{max} définissent les bornes de l'intervalle spectral sur lequel la raie s'étend sur le spectre ON–OFF.

Δv est le décalage spectral moyen de la raie $J(2-1)$ de CO au cours de la rotation.

A est l'amplitude de la modulation du décalage spectral au cours de la rotation.

F_{SD} est le flux (en Jy km s^{-1}) mesuré sur le spectre ON–OFF.

ΔO est l'amplitude du déplacement du centre de brillance au cours de la rotation. C'est la distance entre les deux positions les plus éloignées.

F_{Int} est le flux (en Jy km s^{-1}) mesuré au centre de la carte interférométrique.

5.3.1 Solution 1

Profil moyen du spectre ON–OFF : Le spectre moyen obtenu avec notre modèle est très différent du spectre observé puisque l'aile de raie située aux vitesses positives est bien plus forte que l'autre (Figure 5.15). Le décalage spectral moyen ($\Delta v_1 = 0,22 \text{ km s}^{-1}$) est nettement supérieur à 0, alors qu'il est faiblement négatif dans les observations. Ce décalage indique que dans la simulation il y a plus de molécules qui s'éloignent de la Terre que de molécules qui s'en approchent. Cela confirme ce que l'on a mis en évidence en étudiant la distribution de densité de CO : dans la simulation, certaines molécules libérées au niveau de la face illuminée du noyau changent de direction pour aller peupler le côté antisolaire de la coma, où la densité de gaz (dominée par l'eau) est faible.

On observe également que les deux ailes de la raie spectrale n'ont pas la même largeur : on a $v_{min_1} = -2$ et $v_{max_1} = 1,5 \text{ km s}^{-1}$. Ceci est dû à la différence de température qui existe entre les côtés jour et nuit de la coma (comme on peut le voir sur la Figure 5.13) : du côté nuit, la température est plus faible et il en va de même pour la vitesse des molécules. Cela contribue à faire apparaître très piquée l'aile de la raie correspondant aux vitesses positives.

Le taux de production total de CO dans la solution 1 ($3,2 \times 10^{31}$ molécules s^{-1}) est nettement plus fort que celui déduit des observations ($2,0 \times 10^{31}$ molécules s^{-1}). L'aire de la raie mesurée sur le spectre ON–OFF moyen ($T_B dv_1 = 9 \text{ K km s}^{-1}$, soit $F_{SD_1} = 176 \text{ Jy km s}^{-1}$) est bien supérieure à celle mesurée sur les spectres observés ($F_{SD_{obs}} = 83 \text{ Jy km s}^{-1}$).

Evolution du profil du spectre ON–OFF : On n'observe "visuellement" aucune évolution significative du profil de raie sur les spectres ON–OFF au cours de la rotation (Figures 5.15–5.17). Une variation du décalage spectral est pourtant mesurée, mais elle est près de 50 fois plus faible que celle observée (amplitude $A_1 = 0,009 \text{ km s}^{-1}$ et $A_{obs} = 0,44 \text{ km s}^{-1}$). Cela montre que la rotation du noyau crée des structures dans la coma, mais qu'elles sont trop faibles pour expliquer l'évolution observée du spectre

ON–OFF. L'aire de raie est presque constante, les variations mesurées sont inférieures à 1% de sa valeur moyenne.

Carte interférométrique globale : Sur la carte interférométrique intégrée sur toute la journée (Figure 5.16), la coma apparaît moins allongée que dans les observations. Le flux au centre de la carte interférométrique vaut $F_{\text{Int}_1} = 6,3 \text{ Jy km s}^{-1}$. Cette valeur est supérieure à la valeur observée car, comme nous l'avons vu le taux de production total choisi dans les simulations était trop élevé. On remarque que le pic de la distribution de brillance n'est pas à la position (0,0) : il est décalé dans la direction antisolaire. Nous retrouvons ici encore les conséquences du flux de molécules vers le côté antisolaire de la coma qui est créé par le grand déséquilibre dans la densité de gaz entre le côté jour et le côté nuit de la coma.

Déplacement du centre de brillance : Sur les cartes réalisées avec 1 h d'observations, les positions successives du maximum de brillance sont tout à fait voisines (on a $\Delta O_1 < 0,2''$, voir Figure 5.17). Là encore c'est différent de ce qui est observé ($\Delta O_{\text{obs}} \approx 0,8''$).

Evolution radiale des visibilitées : Une ligne de base n'est sensible qu'à certaines structures de la coma, celles qui ont une taille et une orientation qui lui correspondent. Etant donné que la géométrie adoptée dans les simulations ne correspond pas exactement à la configuration réelle, il n'est en aucun cas possible de comparer directement les visibilitées observées aux visibilitées simulées. Il est plus prudent de s'intéresser aux cartes interférométriques sur lesquelles on peut visualiser les projections de l'axe de rotation du noyau et de la direction du Soleil.

L'évolution des visibilitées simulées en fonction du rayon- uv est présentée sur la Figure 5.18 sur laquelle les lignes de bases sont identifiées via un code de couleur. Nous avons tracé la courbe de visibilitées attendue dans le cas d'un modèle purement isotrope : les visibilitées simulées à partir du modèle physique de coma suivent l'allure générale de la courbe, mais on note certains écarts significatifs, qui montrent que bien que la production de CO soit homogène à la surface du noyau, la coma de CO est anisotrope.

Spectres interférométriques : Les spectres de visibilitées sont tout à fait similaires aux spectres ON–OFF, avec une aile de raie très forte du côté des vitesses positives. Le décalage spectral mesuré sur les spectres simulés évolue (Figure 5.19), mais l'amplitude de la variation n'est pas aussi forte que celle qui est observée (Figure 5.10).

Cette dérive peut être due à l'évolution de la projection des lignes de bases avec la rotation de la Terre.

Taux de production, effets d'opacité : Nous avons vu que les flux ON–OFF et interférométrique produits par le modèle sont nettement supérieurs aux valeurs observées. On remarque également que le rapport des flux ($R_1 = F_{\text{SD}_1}/F_{\text{Int}_1} = 28$) est différent du rapport observé ($R_{\text{obs}} = 16,7 \pm 3,6$). Etant donné le fort taux de production, les effets d'opacité jouent un rôle important, plus particulièrement sur les observations interférométriques puisque le lobe est plus petit. En effectuant les simulations en supposant que la coma est optiquement mince, on montre que les effets d'opacité diminuent le flux interférométrique d'un facteur ~ 2 alors que le flux ON–OFF est diminué de moins de

10%. Avec un taux de production total de CO plus faible, comme c'est le cas pour les solutions 2–5, les effets d'opacité sont similaires en mode ON–OFF mais plus faibles en mode interférométrique ($\sim 40\%$). Cela peut expliquer que le rapport des flux obtenu avec la solution 1 est plus élevé que le rapport observé. Cela indique d'une part que les effets d'opacité jouent un rôle très important et d'autre part que le profil radial de CO observé est compatible avec la production purement nucléaire supposée dans les simulations. Ce point sera discuté dans la section 5.4.

5.3.2 Solution 2

Profil moyen du spectre ON–OFF : Le spectre moyen obtenu avec cette nouvelle solution est encore très différent du spectre observé et est tout à fait semblable à celui obtenu avec la solution 1 (Figure 5.15). Le décalage spectral moyen vaut $\Delta v_2 = 0,14 \text{ km s}^{-1}$ et l'intervalle spectral sur lequel la raie est détectée n'est pas symétrique (voir Table 5.4). Ceci est encore dû au flux des molécules de CO qui vont vers le côté nuit de la coma où le gaz est moins dense et plus froid. Le taux de production total de CO dans cette solution ($\dot{Q}_{\text{CO}}^{\text{tot}} = 1,3 \times 10^{30} \text{ molécules s}^{-1}$) est légèrement inférieur à celui déduit des observations à partir d'un modèle isotrope et le flux total mesuré en mode ON–OFF ($F_{\text{SD}_2} = 65$) est plus faible que la valeur mesurée dans les observations ($F_{\text{SD}_{\text{obs}}} = 83$).

Evolution du profil du spectre ON–OFF : La présence d'un jet de CO à la surface du noyau fait que le profil de la raie sur les spectres ON–OFF évolue (Figure 5.15) : Alors que l'aire de raie reste constante à 10% près, l'amplitude de la variation du décalage spectral est de $A_2 = 0,25 \text{ km s}^{-1}$, ce qui se rapproche de la valeur observée ($A_2 = 0,44 \text{ km s}^{-1}$, voir Table 5.4).

Carte interférométrique globale : Sur la carte interférométrique intégrée sur toute la journée (Figure 5.16), la coma est étirée perpendiculairement à la projection de l'axe de rotation, conformément aux observations. Comme avec la solution 1, l'excès de CO dans la région antisolaire de la coma décale légèrement la position du pic de brillance. La valeur du flux à cet endroit est de $F_{\text{Int}_2} = 3,0 \text{ Jy km s}^{-1}$.

Déplacement du centre de brillance : En réalisant des cartes avec des jeux de données réduits à une heure d'observation, il apparaît que la position du maximum de brillance change significativement : on a $\Delta O_2 = 1,5''$, alors que $\Delta O_{\text{obs}} = 0,8''$. Comme dans les observations, ce déplacement semble perpendiculaire à l'axe de rotation (Figure 5.17).

Evolution radiale des visibilités : Les visibilités obtenues avec la solution 2 sont différentes de celles obtenues avec la solution 1 (Figure 5.18). Ces différences sont dues à la présence du jet. En particulier on remarque que pour la ligne de base la plus courte (rayon- $uv \sim 30 \text{ m}$) les visibilités présentent deux pics voisins alors qu'il n'y en avait qu'un avec la solution 1. Le nouveau pic correspond au jet. Sur les autres lignes de bases, on peut retrouver des phénomènes similaires, mais la différence est moins évidente.

Spectres interférométriques : Si l'allure globale des spectres interférométriques n'est pas satisfaisante (elle ressemble en tout point à celle des spectres obtenus avec la solution 1) on observe quand même une évolution périodique du décalage spectral (Figure 5.19).

Contrairement à ce qui est observé, les courbes d'évolution du décalage spectral des spectres mesurés par les différentes lignes de bases sont globalement en phase.

5.3.3 Solution 3

Profil moyen du spectre ON-OFF : Le spectre ON-OFF synthétique obtenu avec la solution 3 est proche du spectre observé. Les parties à $v < 0$ et $v > 0$ de la raie ont des aires comparables même si la raie n'est pas exactement symétrique : on détecte du signal entre $v_{min_3} = -2$ et $v_{max_3} = 1,5 \text{ km s}^{-1}$ (Figure 5.15).

L'aire de raie correspond à un flux total $F_{SD_3} = 54 \text{ Jy km s}^{-1}$ et le décalage spectral moyen est $\Delta v_3 = -0,1 \text{ km s}^{-1}$.

Evolution du profil du spectre ON-OFF : Le profil du spectre ON-OFF synthétique évolue de façon similaire au profil observé : le maximum d'émission passe des vitesses négatives aux vitesses positives. Les variations de l'aire de raie sont inférieures à 10% de sa valeur moyenne et la courbe d'évolution temporelle du décalage spectral suit une sinusoïde à la période de rotation du noyau (Figure 5.17). L'amplitude de la variation est $A_3 = 0,27 \text{ km s}^{-1}$.

Carte interférométrique globale : Sur la carte interférométrique, comme avec la solution 2, la présence du jet de CO étire la distribution de brillance perpendiculairement à la direction de l'axe de rotation (Figure 5.16). La position apparente du maximum de la distribution de brillance est légèrement décalée ($\sim 0,2''$) dans la direction du pôle Sud du noyau, qui correspond à la direction moyenne du jet sur une période complète. Le flux maximum vaut $F_{Int_3} = 2,9 \text{ Jy km s}^{-1}$.

Déplacement du centre de brillance : On observe au cours du temps un déplacement du centre de brillance sur une ellipse perpendiculaire à l'axe de rotation (Figure 5.17) et on a $\Delta O_3 = 1,2''$.

Evolution radiale des visibilitées : L'évolution des visibilitées avec le rayon- uv est tout à fait semblable à celle obtenue avec la solution 2 (Figure 5.18).

Spectres interférométriques : L'évolution temporelle du décalage spectral des spectres interférométriques semble périodique, comme avec la solution 2 et comme dans les observations (Figure 5.19). Cependant on ne détecte aucun déphasage entre les courbes qui correspondent aux différentes lignes de bases.

5.3.4 Solution 4

Profil moyen du spectre ON-OFF : Le profil moyen est très ressemblant au profil obtenu avec la solution 3 (Figure 5.15). L'aire de raie correspond à un flux total $F_{SD_4} = 55 \text{ Jy km s}^{-1}$ et le décalage spectral moyen est $\Delta v_4 = -0,07 \text{ km s}^{-1}$ (voir Table 5.4).

Evolution du profil du spectre ON-OFF : Les spectres instantanés sont similaires à ceux obtenus avec la solution 3, même si les deux pics à $v < 0$ et $v > 0$ sont un peu moins marqués (Figure 5.15). Les variations de l'aire de raie au cours de la rotation sont

inférieures à 10% de sa valeur moyenne, l'amplitude de la variation du décalage spectral est $A_4 = 0,24 \text{ km s}^{-1}$ (Figure 5.17).

Carte interférométrique globale : La distribution de CO semble un peu moins étirée qu'avec les solutions 2 et 3 (Figure 5.16). Le maximum de brillance vaut $F_{\text{Int}_4} = 3,0 \text{ Jy km s}^{-1}$ et est légèrement décalé vers le sud du noyau ($0,2''$).

Déplacement du centre de brillance : Sur les cartes réalisées avec l'équivalent de 1 h d'observation, on observe un déplacement du centre de brillance sur une ellipse (Figure 5.17). L'amplitude du déplacement ($\Delta O_4 = 1,1''$) est moins importante qu'avec la solution 3.

Evolution radiale des visibilités : L'évolution des visibilités avec le rayon- uv est similaire aux précédentes (Figure 5.18).

Spectres interférométriques : L'évolution temporelle du décalage spectral des spectres interférométriques semble périodique, comme avec les solutions 2 et 3 et comme dans les observations (Figure 5.19). On ne remarque aucun déphasage entre les courbes des différentes lignes de bases.

5.3.5 Solution 5

Profil moyen du spectre ON-OFF : La principale différence avec le spectre obtenu avec les solutions 2, 3 et 4 est que la raie s'étend entre -2 et 2 km s^{-1} (Figure 5.15, Table 5.4). En effet, en supposant un chauffage du gaz presque identique dans toute la coma on uniformise la vitesse des molécules. L'aire de raie correspond à un flux total $F_{\text{SD}_5} = 52 \text{ Jy km s}^{-1}$ et le décalage spectral moyen est $\Delta v_5 = -0,14 \text{ km s}^{-1}$ (voir Table 5.4).

Evolution du profil du spectre ON-OFF : Là encore le pic d'émission passe des vitesses négatives aux vitesses positives (Figure 5.15). La courbe d'évolution temporelle du décalage spectral suit une sinusoïde à la période de rotation du noyau. L'amplitude de la variation est $A_5 = 0,31 \text{ km s}^{-1}$ tandis que l'aire de raie subit des modulations inférieures à 10% de sa valeur moyenne.

Carte interférométrique globale : La carte interférométrique est similaire à celles obtenues avec les solutions 2 et 3 (Figure 5.16). Le flux maximum vaut $F_{\text{Int}_5} = 2,9 \text{ Jy km s}^{-1}$

Déplacement du centre de brillance : Les positions successives du maximum de brillance sont à très peu de choses près les mêmes que celles mesurées avec la solution 3 (Figure 5.17). On mesure $\Delta O_5 = 1,2''$.

Evolution radiale des visibilités : L'évolution des visibilités avec le rayon- uv est similaire aux précédentes (Figure 5.8).

Spectres interférométriques : L'évolution du décalage spectral des spectres interférométriques est similaire aux précédentes, on ne voit pas de déphasage entre les lignes de bases (Figure 5.19).

Tab. 5.4: Caractéristiques des spectres et des cartes interférométriques observées et simulées.

Sol	F_{SD}^a Jy km s ⁻¹	F_{Int}^b Jy km s ⁻¹	v_{min}^c km s ⁻¹	v_{max}^c km s ⁻¹	Δv^d km s ⁻¹	A^e km s ⁻¹	ΔO^f "
1	176	6,3	-2,0	1,5	+0,22	0,01	0,2
2	65	3,0	-2,0	1,5	+0,15	0,25	1,5
3	54	2,9	-2,0	1,5	-0,10	0,27	1,2
4	55	3,0	-2,0	1,5	-0,07	0,24	1,1
5	52	2,9	-2,0	2,0	-0,14	0,31	1,3
OBS.	83	5,0	-2,0	1,9	-0,07	0,44	0,8

^a F_{SD} est le flux total (en Jy km s⁻¹) mesuré sur le spectre ON-OFF.

^b F_{Int} est le flux (en Jy km s⁻¹) mesuré au centre de la carte interférométrique.

^c v_{min} et v_{max} définissent l'intervalle spectral dans lequel la raie présente un signal significatif (Figure 5.15).

^d Δv est le décalage spectral moyen de la raie J(2-1) de CO au cours de la rotation.

^e $A = \Delta v_{max} - \Delta v_{min}$ est l'amplitude de la modulation du décalage spectral au cours de la rotation du noyau (Figure 5.17).

^f ΔO est l'amplitude du déplacement du centre de brillance au cours de la rotation. C'est la distance entre les deux positions les plus éloignées (Figure 5.17).

5.3.6 Synthèse

- Les variations temporelles des données simulées à partir de la solution 1 (avec une production homogène de CO) sont très faibles.
- Avec les simulations 2-5 (incluant un jet de CO), on mesure des variations temporelles du même ordre de grandeur que dans les observations (voir Table 5.4) : l'amplitude de la modulation du décalage spectral du spectre ON-OFF prend des valeurs $A_{2-5} = 0,25 - 0,31$ km s⁻¹ alors que la valeur mesurée sur les observations est $A_{obs} = 0,4$ km s⁻¹ ; le centre de brillance des cartes interférométriques se déplace perpendiculairement à l'axe de rotation de la comète et l'amplitude de ce mouvement est $\Delta O_{2-5} = 1,1 - 1,5''$ quand la valeur observée est $\Delta O_{obs} = 0,8''$. Étant donné que la géométrie du système Terre-Comète-Soleil dans les simulations n'est pas la même que dans les observations, nous retiendrons seulement que ce déplacement reproduit qualitativement ce qui est observé. Sur la carte interférométrique globale, conformément aux observations, la distribution de brillance apparaît étirée perpendiculairement à l'axe de rotation.
- Lorsque l'on suppose que la sublimation de l'eau est active sur toute la surface du noyau (solutions 3-5), le profil de la raie sur le spectre ON-OFF moyen est globalement symétrique, comme dans les observations.
- Sur les spectres réalisés à partir de la solution 5, dans laquelle la distribution de température est uniforme, la raie occupe un intervalle spectral de 4 km s⁻¹ semblable à celui sur lequel elle est effectivement observée.
- La présence d'un jet de H₂O associé à celui de CO atténue les effets du jet : c'est avec la solution 4 que l'on obtient les valeurs les plus faibles de A et ΔO . Il semble que le

jet d'eau, en augmentant la densité totale de gaz dans le jet, fait diffuser les molécules de CO. Notons que cet effet n'apparaît pas avec la solution 5. Il faudrait une solution sans jet d'eau avec la même distribution de température que la solution 5 pour mieux appréhender ce phénomène.

- Etant donné que l'orientation de la ligne de visée par rapport au jet n'est pas exactement celle des observations, il n'est pas possible de comparer dans le détail les visibilités simulées et observées. On retiendra cependant que les visibilités simulées sont distribuées autour de la courbe attendue dans le cas d'une coma purement isotrope, tout comme les visibilités observées.
- Le déphasage observé entre les courbes d'évolution temporelle du décalage spectral des spectres interférométriques mesurés avec les différentes lignes de bases n'est jamais reproduit dans les simulations, quelle que soit la solution utilisée. Cela suggère que la coma de CO est plus compliquée que celle que l'on simule.

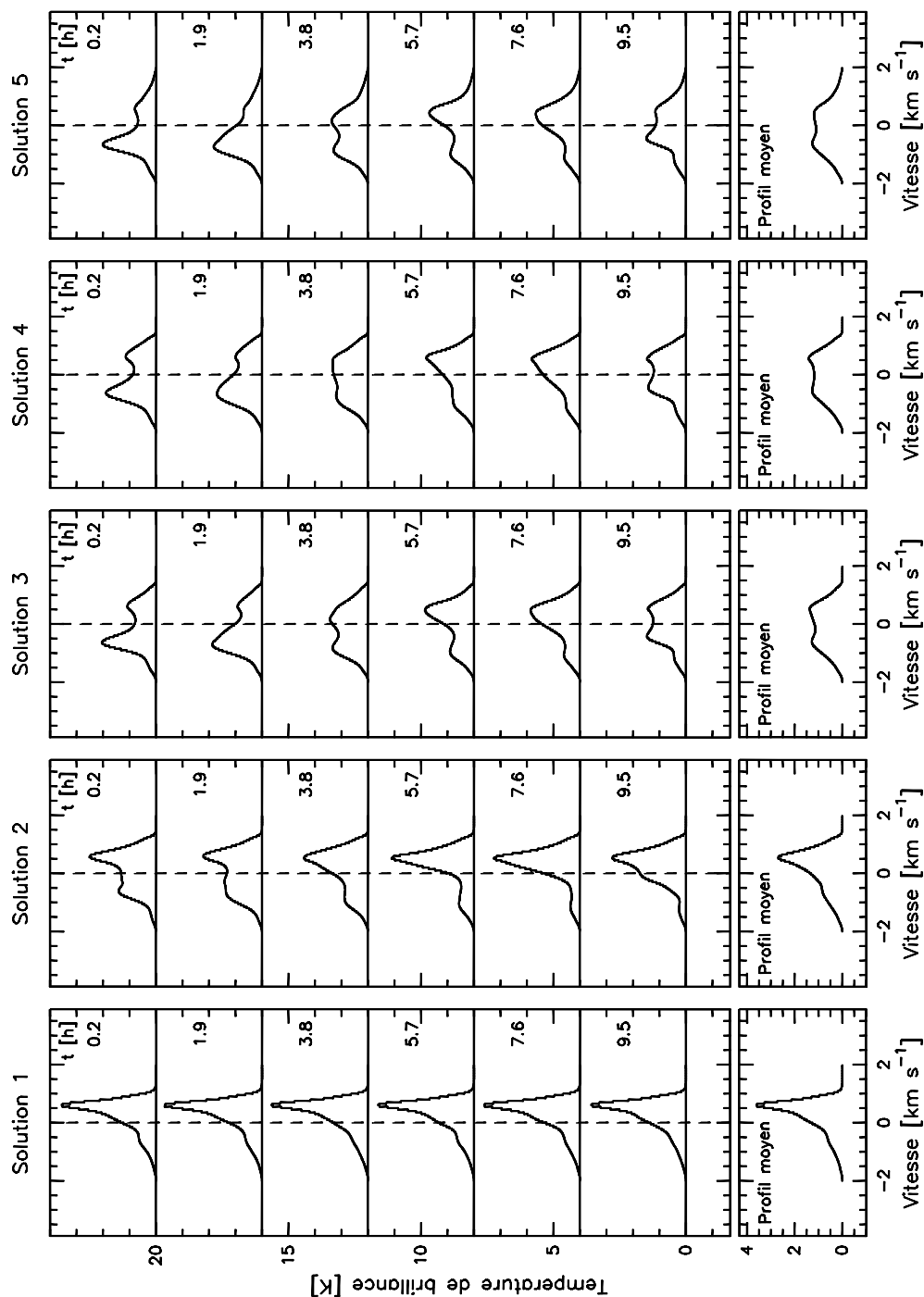


Fig. 5.15: Evolution des spectres ON-OFF synthétiques de la raie $J(2-1)$ de CO au cours de la rotation du noyau. Les spectres, en échelle de température de brillance, sont décalés en fonction de l'heure d'observation indiquée, en heure, à leur droite. Un profil moyen de la raie est donné dans le cadre inférieur.

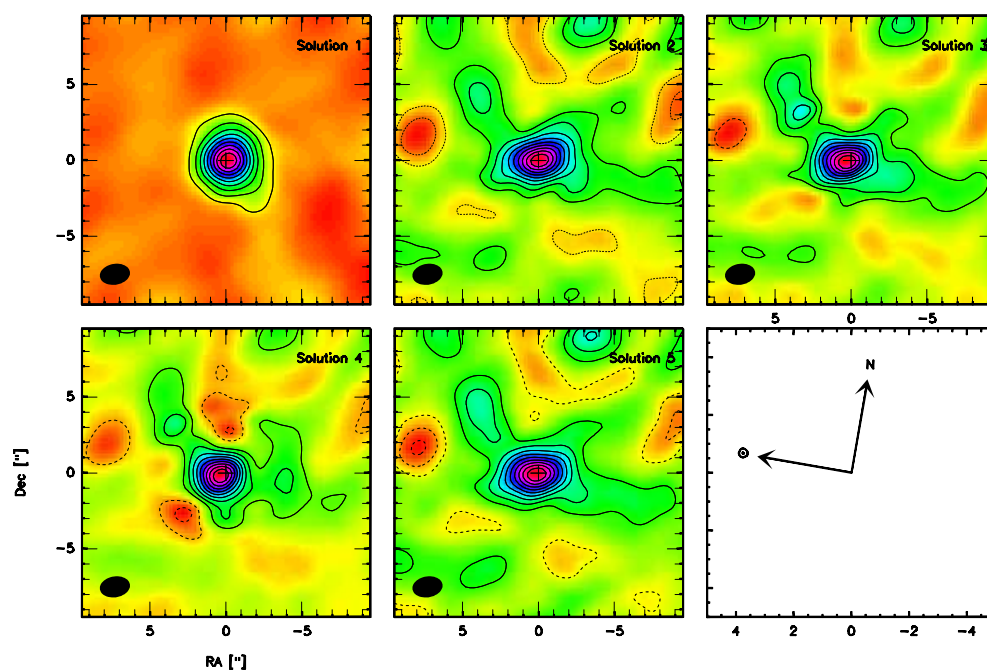


Fig. 5.16: Cartes globales (temps d'intégration de 5,25 h) de la raie $J(2-1)$ de CO obtenues avec les solutions 1–5. On présente dans le cadre inférieur droit les projections sur le plan du ciel des directions de l'axe de rotation (pôle nord N) et du Soleil.

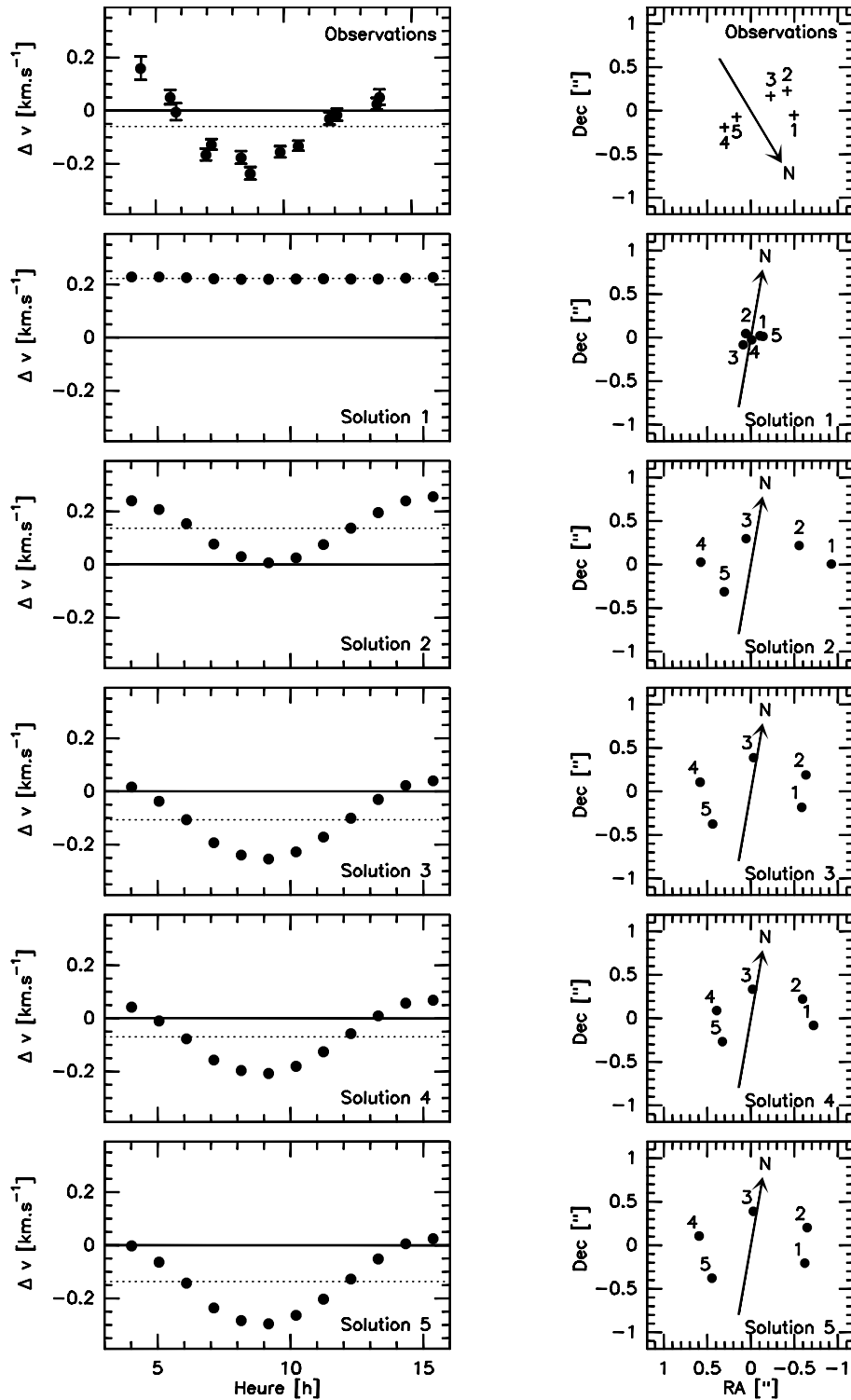


Fig. 5.17: **Gauche** : Evolution temporelle du décalage spectral mesuré sur les spectres ON-OFF observés et simulés. **Droite** : Positions successives du centre de brillance des cartes interférométriques réalisées avec 1 heure d'observation. Les positions indiquées sont relatives à la position mesurée sur la carte globale. L'orientation de l'axe de rotation dans les simulations ne correspond pas à son orientation réelle et est indiquée par la flèche pointant vers le pôle nord N du noyau.

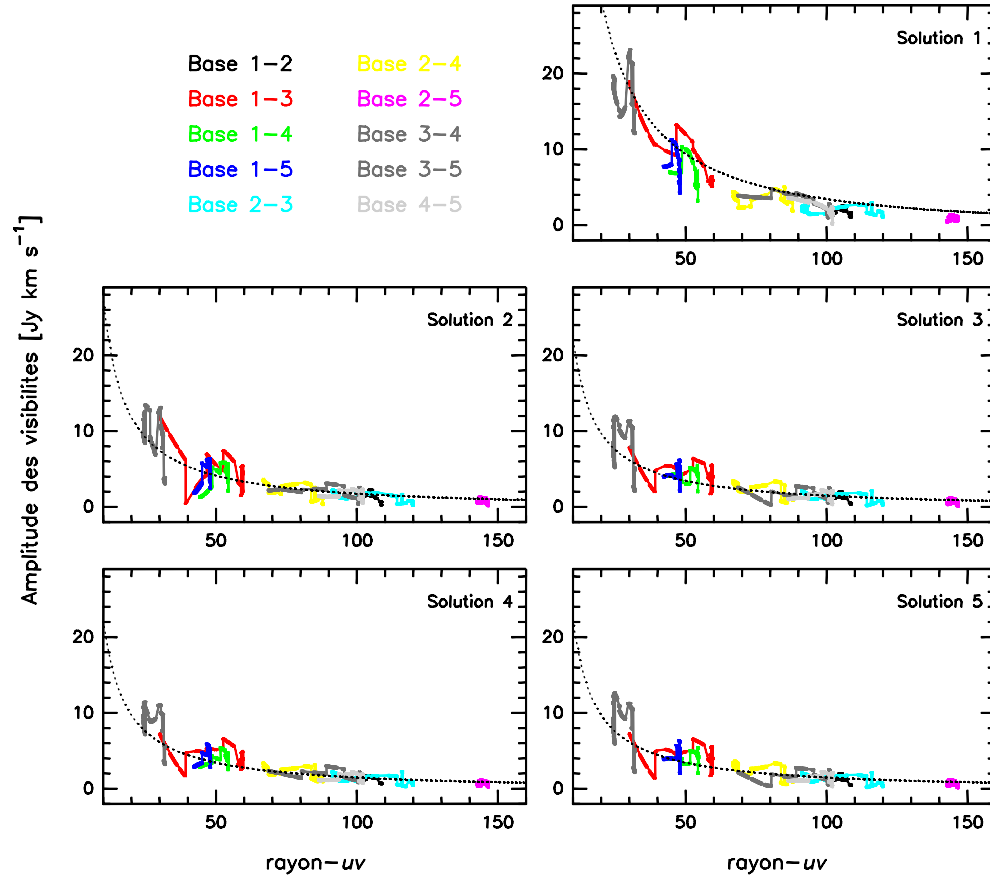


Fig. 5.18: Evolution des visibilités simulées à partir des résultats du modèle physique (solutions 1–5). Le code de couleur qui permet d'identifier les lignes de bases est donné dans le cadre supérieur gauche (la Figure 5.2 présente leurs projections dans le plan- uv). Sur l'ensemble des figures, la ligne pointillée représente le profil de visibilités attendu dans le cas d'un modèle isotrope où le CO provient exclusivement du noyau. Le taux de production utilisé dans ce modèle isotrope a été ajusté de façon à ce que les valeurs des flux interférométriques et ON–OFF correspondent aux valeurs produites par les simulations soit : $Q_{\text{CO}}^{\text{isot}} = 4,5 \times 10^{30}$ molécules s⁻¹ pour la solution 1, $Q_{\text{CO}}^{\text{isot}} = 1,6 \times 10^{30}$ molécules s⁻¹ pour la solution 2 et $Q_{\text{CO}}^{\text{isot}} = 1,3 \times 10^{30}$ molécules s⁻¹ pour les solutions 3, 4 et 5.

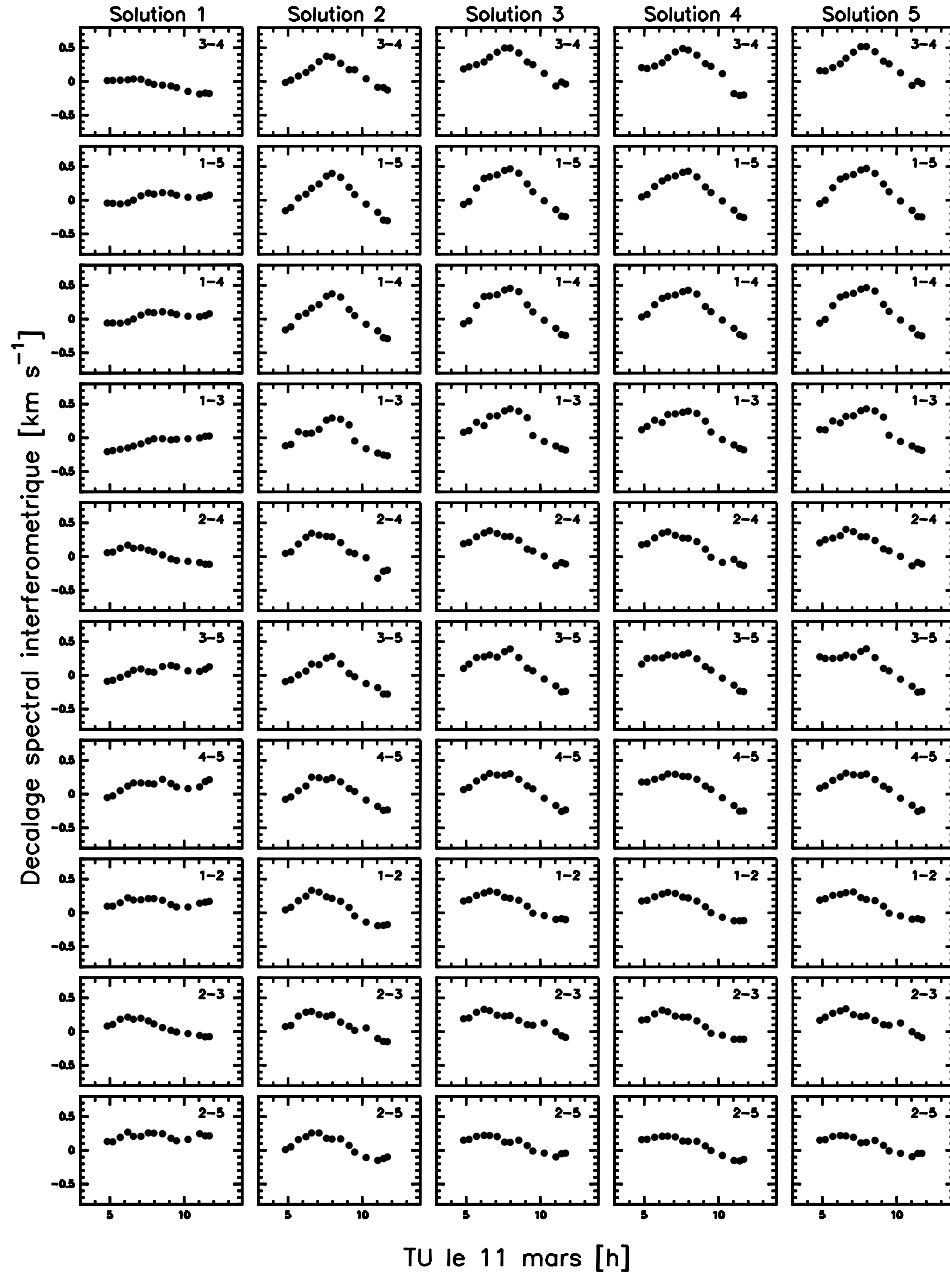


Fig. 5.19: Evolution temporelle du décalage spectral mesuré sur les spectres interférométriques simulés pour les 10 lignes de bases, classées verticalement de la plus courte (~ 30 m) à la plus longue (~ 150 m). Les numéros des antennes composant les lignes de bases sont indiqués dans le coin supérieur droit des figures, la projection des lignes de bases dans le plan- uv est présentée en Figure 5.2.

5.4 Conclusions

5.4.1 Contraintes sur la morphologie du dégazage

Avec les différentes solutions du modèle physique calculées par Rodionov et Crifo, (la solution 1 fait l'objet de la publication Rodionov et Crifo, 2006, les autres seront décrites dans une publication à venir) que nous avons utilisées, nous voyons comment certaines caractéristiques du dégazage se traduisent sur les observations du Plateau de Bure. Après avoir analysé en détail chacune des solutions, nous pouvons tirer quelques conclusions :

1. La rotation d'un noyau non sphérique dans la coma génère des structures de gaz qui sont trop faibles pour expliquer les variations que l'on observe tant sur les cartes interférométriques que sur les spectres ON–OFF obtenus au Plateau de Bure en 1997.
2. Au cours de la rotation de la comète, une zone à la surface du noyau où la production de CO est plus forte qu'ailleurs conduisant à un panache de CO de 20° de demi largeur et comprenant $\sim 30\%$ de la production totale en CO crée une spirale de surdensité dans la coma qui est assez intense pour créer des variations temporelles importantes dans les observations.
3. La symétrie du spectre moyen est plus fidèlement reproduite quand la coma est globalement uniforme en densité de H_2O et en température.
4. La présence d'un faible jet d'eau (quelques %) superposé au jet de CO ne change pas significativement les résultats. On observe simplement une diffusion plus importante des molécules de CO présentes dans le jet qui en diminue les effets. On peut subodorer que si le jet d'eau était aussi fort que le jet de CO, la diffusion serait assez importante pour que les variations temporelles soient peut-être indétectables. Cependant de nouvelles simulations seraient nécessaires pour s'en assurer. Dans cette hypothèse, les profils de dégazage de l'eau et du CO seraient différents, ce qui n'est pas surprenant dans la mesure où l'on pense que le monoxyde de carbone provient de la sous-surface du noyau quand l'eau est libérée par la sublimation de glaces exposées au rayonnement solaire. Notons que le décalage spectral du spectre ON–OFF de HCN, dont le dégazage devrait être lié à celui de l'eau, présente peu de modulations temporelles, suggérant que le jet de CO n'est pas associé à un jet d'eau de même amplitude.
5. Le dégazage depuis le noyau de la comète Hale-Bopp était probablement plus complexe que celui supposé dans le modèle puisque certaines caractéristiques des observations ne sont pas reproduites.
6. Les profils spectraux sont très sensibles à la distribution de vitesse dans la coma, qui est liée à la distribution de température. Il serait donc bon d'améliorer notre étude en utilisant des simulations numériques qui incluent une approche physique des phénomènes de chauffage et de refroidissement du gaz.

5.4.2 Extension radiale du gaz dans la coma

Dans les simulations numériques de Rodionov et Crifo (2006), le CO est libéré par des glaces situées sous la surface du noyau. Pourtant, certaines observations de la comète Hale-

Bopp dans l'infrarouge suggèrent qu'une partie conséquente des molécules de CO (50–90%) sont créées dans la coma par une source étendue (Disanti et al., 2001; Brooke et al., 2003). La longueur d'échelle du parent éventuel serait de l'ordre de 5 000 km. Etant donnée la résolution spatiale dont on bénéficie avec les observations de Hale-Bopp au Plateau de Bure ($\sim 1\,900$ km à 230 GHz) en 1997, les simulations que nous avons étudiées précédemment pour analyser la structure de la coma peuvent être utilisées pour étudier l'extension radiale du monoxyde de carbone. Comme nous l'avons fait pour étudier l'extension radiale des molécules soufrées (voir Chapitre 4) nous allons comparer le rapport des flux ON–OFF et interférométrique ($R = F_{\text{SD}}/F_{\text{Int}}$) déduit du modèle au rapport mesuré sur les observations.

Avec les solutions 2–5 (avec $Q_{\text{CO}}^{\text{tot}} = 1,3$ molécules s^{-1}), on a $R \approx 18$, ce qui est en parfait accord avec la valeur déduite des observations $R_{\text{obs}} = 16,7 \pm 3,6$. Le cas de la solution 1 est particulier : le taux de production total de CO ($Q_{\text{CO}}^{\text{tot}} = 3,2$ molécules s^{-1}) est beaucoup trop important (les valeurs des flux sont nettement supérieures aux valeurs observées) et les effets d'opacité dans la coma font que le rapport de flux est plus fort ($R = 28$). En utilisant dans notre modèle le tiers de la densité de CO lue dans les fichiers de sorties des simulations numériques, on retrouve le rapport des flux observé. La distribution radiale de CO observée dans la comète Hale-Bopp au Plateau de Bure est donc tout à fait compatible avec une production exclusivement nucléaire du CO. Il est important de noter que les effets d'opacité ne sont pas négligeables et qu'il est nécessaire de les prendre en compte lorsque l'on étudie les observations de CO. La saturation de la raie dans les régions centrales des cartes interférométriques fait apparaître plus étendue la distribution de CO qu'elle ne l'est en réalité.

Des résultats similaires ont été obtenus à partir d'une étude utilisant un modèle de coma isotrope (Bockelée-Morvan et al. *en préparation*). En revanche, Henry (2003), dont l'étude ne prend pas en considération les effets d'opacité, suggère la présence d'une source étendue.

5.4.3 Comparaison avec les résultats du modèle phénoménologique

Les résultats que nous avons obtenus en utilisant un modèle physique de coma confirment ce qui avait été déduit à l'aide d'un modèle phénoménologique (Henry et al., 2002) : les variations temporelles que l'on observe sont probablement dues à la présence d'un jet de CO à la surface du noyau. La similitude des résultats existe jusque dans les désaccords avec les observations. En effet, nous avons vu que, si les modèles physiques incluant un important jet de CO reproduisent les variations temporelles des spectres ON–OFF et des cartes interférométriques, ils n'expliquent pas le déphasage que l'on observe entre les courbes d'évolution du décalage spectral des spectres de visibilités observées par les différentes lignes de bases. Ni les effets d'opacité (non pris en compte dans Henry, 2003), ni les effets hydrodynamiques ne reproduisent ce déphasage.

Il semble donc que lorsque l'on observe des structures très marquées dans la coma comme ce jet comprenant 30% de la quantité totale de CO, l'utilisation d'un modèle phénoménologique, bien que simpliste (le noyau est supposé sphérique, on ne tient pas compte des effets hydrodynamiques...), permet d'obtenir des résultats tout à fait satisfaisants.

Conclusion

Le travail que j'ai effectué au cours de cette thèse consistait à analyser des données interférométriques millimétriques obtenues dans la comète Hale-Bopp avec l'interféromètre du Plateau de Bure. Il s'agit de données uniques, en raison de l'exceptionnelle activité de la comète Hale-Bopp. Dans le millimétrique, le principal intérêt de l'interférométrie réside dans le fait que la résolution spatiale est environ dix fois meilleure que celle des observations avec une antenne unique. En observant les transitions rotationnelles des molécules présentes dans la coma interne, on peut appréhender la morphologie de la coma dans l'environnement immédiat du noyau de la comète et étudier les processus physico-chimiques qui y sont actifs. Au cours de l'étude des observations de la comète Hale-Bopp au Plateau de Bure, réalisées en mars 1997, je me suis intéressé à deux aspects de la structure de la coma : l'extension radiale du gaz et le profil du dégazage à la surface du noyau.

L'étude de l'extension radiale d'une espèce moléculaire permet de déterminer si elle provient des glaces du noyau ou si elle est créée dans la coma et de mesurer son taux de photodissociation. Une bonne connaissance de l'extension radiale des molécules est nécessaire pour déterminer de manière fiable leur abondance et ainsi d'avoir une vision correcte de la composition des noyaux cométaires.

Mes travaux montrent que les distributions radiales de l'émission de H_2S et de CO sont tout à fait cohérentes avec une origine purement nucléaire de ces molécules. Bien que ce résultat soit attendu pour H_2S , il s'agit de la première détermination observationnelle de son origine et de son taux de photodissociation, dont la valeur mesurée est en parfait accord avec la valeur calculée par Crovisier et al. (1991).

Le résultat obtenu pour CO est en contradiction avec l'analyse d'observations dans l'infrarouge qui suggère qu'une partie importante (50–90%) du monoxyde de carbone provient d'une source étendue dans la coma (Disanti et al., 2001; Brooke et al., 2003). Ce résultat a déjà été remis en cause par Bockelée-Morvan et al. (2005) qui suggère que le fait de ne pas prendre en compte correctement les effets d'opacité dans l'analyse des spectres infrarouges peut fausser l'étude de l'origine du monoxyde de carbone.

L'analyse de la distribution radiale de CS permet de mesurer son taux de photodissociation, pour lequel on ne dispose pas de valeur théorique. Nous obtenons une valeur de l'ordre de $2 - 3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. De nouvelles observations permettraient d'améliorer cette estimation et, si la résolution spatiale le permet, de mesurer le taux de photodissociation de CS_2 , son parent présumé, qui est photodissocié dans les premières centaines de kilomètres de la coma.

Concernant le radical SO, sa distribution radiale apparaît plus étendue que celle attendue si c'est le produit de la photodissociation de SO₂. Cela peut signifier qu'il existe une autre source de SO, ou que SO₂ est lui-même créé par une source étendue dans la coma. Cependant, les valeurs "théoriques" du taux de photodissociation de SO que l'on trouve dans la littérature peuvent différer d'un facteur 4 alors qu'elles sont toutes déduites du même spectre d'absorption réalisé en laboratoire dans l'ultraviolet (Phillips, 1981). De nouvelles mesures expérimentales permettraient certainement d'avoir une valeur plus fiable et d'appréhender plus sereinement le problème de l'extension radiale du SO. De même, de nouvelles observations de SO et SO₂ dans des comètes avec une bonne résolution spatiale aideraient à mieux contraindre l'origine de SO dans les atmosphères cométaires. Malheureusement, ces deux espèces sont présentes en très faible quantité dans les comae et il faut attendre une nouvelle comète exceptionnelle comme Hale-Bopp ou bien le développement de nouveaux instruments plus sensibles pour que ces observations soient possibles.

Des observations d'autres molécules ont été acquises avec le Plateau de Bure dans la comète Hale-Bopp, et toutes n'ont pas été analysées. C'est par exemple le cas de HNC et H₂CO, et l'étude de leur distribution radiale permettra de contraindre leur origine.

En étudiant la répartition spatiale du gaz dans la coma, on peut contraindre la morphologie du dégazage depuis la surface du noyau qui est ensuite interprétée en termes de structure et d'homogénéité du noyau. L'utilisation d'un modèle physique de coma montre que la structure spirale de CO en rotation dans la coma qui crée les variations temporelles détectées dans les observations est due à une inhomogénéité dans le dégazage depuis la surface du noyau de la comète Hale-Bopp. En effet, nous avons montré que les effets de forme et de topographie du noyau génèrent des structures trop faibles pour affecter les observations. Cela confirme la présence d'un jet de CO à une faible latitude à la surface du noyau de Hale-Bopp, déduite par Henry (2003) à partir d'un modèle simple de coma.

L'étude de la structure du dégazage des espèces soufrées montre que toutes n'ont pas le même comportement : H₂S semble produit de façon homogène, malgré une légère asymétrie jour/nuit ; SO et CS sont au contraire présents dans un jet situé à haute latitude sur le noyau, qui pourrait être associé au jet de poussières détecté dans le visible par Jorda et al. (1999). Le jet équatorial de CO ne semble pas être associé à un jet d'une des espèces soufrées.

Nous interprétons le fait que les différentes espèces que nous observons ne sont pas libérées dans la coma de façon similaire comme le signe que la composition du noyau de la comète Hale-Bopp n'est pas homogène. Blake et al. (1999) sont arrivés à la même conclusion à partir de l'analyse d'observations de la comète Hale-Bopp effectuées avec l'interféromètre de OVRO dans lesquelles on observe des jets enrichis en HNC, DCN et HDO. Dans des observations réalisées avec l'interféromètre BIMA, Woodney (2000) montre que les distributions de brillance de HCN et de CS ne suivent pas la même évolution temporelle, en conclut que les profils de dégazage depuis la surface du noyau sont différents et que la composition du noyau de la comète Hale-Bopp est inhomogène. Des simulations Monte Carlo montrent que les jets de OH, CN, et C₂ détectés dans le visible proviennent de différentes régions du noyau qui n'ont pas la même composition (Lederer et Campins, 2002).

Les observations de deux fragments de la comètes 73P/Schwassmann-Wachmann 3

conduisent à des conclusions différentes pour cette comète : la similitude des rapports d'abondance mesurés dans les deux fragments indique une composition homogène de son noyau (Dello Russo et al., 2007). Etant donnée la taille du noyau de la comète Hale-Bopp, on peut imaginer qu'il est en fait l'agglomération de plusieurs pièces de composition différente. L'analyse de la composition des grains cométaires suggère que des processus de mélange à grande échelle étaient actifs dans la nébuleuse solaire. Les différents cométésimaux agglomérés dans le noyau de Hale-Bopp ont pu être formés à différentes distances du Soleil avant d'être regroupés, ce qui expliquerait leurs différences de composition. Les comètes Hale-Bopp et 73P n'appartenant pas à la même classe dynamique, les différences que nous venons d'évoquer posent également la question du lien entre l'homogénéité des noyaux et leur famille dynamique. En effet les membres des différentes classes se sont peut-être formés dans des régions différentes et n'ont pas connu la même évolution. La question de l'homogénéité de composition des noyaux cométaires est importante car elle est directement liée à leur processus de formation et aux conditions physico-chimiques de la région où ils sont apparus. Là encore, c'est en étudiant un échantillon important de comètes, grâce aux observations à distance et aux missions spatiales, que nous obtiendrons des éléments de réponse.

Un autre aspect important de l'étude des comètes en interférométrie millimétrique concerne le noyau, que l'on étudie grâce à son émission thermique. Les données concernant Hale-Bopp sont présentées dans Altenhoff et al. (1999) et permettent d'estimer la taille du noyau. Nous avons montré que la position astrométrique du maximum d'émission continue correspond à la position réelle du noyau alors que les mesures astrométriques dans le visible sont biaisées par la présence de jets de poussières (Boissier et al., 2007). Ceci rajoute un intérêt supplémentaire à l'étude de l'émission continue d'une comète dans le millimétrique, puisque elle permet d'obtenir la position de son centre de masse quand les autres mesures sont moins précises et ainsi de calculer des meilleurs éléments orbitaux. Dans le cas de Hale-Bopp, notre étude a permis de conclure que les forces non gravitationnelles étaient négligeables, ce qui était attendu étant donnée la taille importante de son noyau.

Le modèle que j'ai développé sera utile dans le futur pour préparer et interpréter de nouvelles observations de comètes en interférométrie millimétrique. Il en va de même pour les méthodes utilisées, que ce soit pour étudier l'extension radiale (utilisation du rapport des flux ON–OFF et interférométrie, analyse du profil radial des visibilités) ou la structure de la coma (évolution spectre ON–OFF, position astrométrique de l'émission des raies moléculaires par rapport à celle de l'émission continue du noyau).

Si à ce jour la quantité de ces données est limitée, ce ne sera pas le cas dans les années à venir puisque les améliorations des instruments actuels (notamment le Plateau de Bure) vont permettre d'observer plus fréquemment des comètes dans le domaine millimétrique avec une bonne résolution spatiale. Il est clair qu'un grand pas sera franchi lorsque l'interféromètre ALMA sera mis en service (Biver, 2005; Bockelée-Morvan, 2006) :

- En gagnant un facteur 10 en sensibilité, il sera possible d'étudier la composition des comètes faibles (notamment les comètes de l'écliptique) et d'agrandir considérablement l'échantillon sur lequel est basée l'étude de la diversité chimique des comètes.

- Dans les comètes plus brillantes, ALMA permettra de détecter de nouvelles espèces, dont les abondances sont trop faibles pour être détectables actuellement.
- Les mesures de rapports isotopiques (D/H , $^{14}N/^{15}N$,...) seront également possibles dans plusieurs comètes pour les molécules les plus abondantes (HCN , H_2O) et devraient permettre de mieux contraindre l'origine de la matière cométaire.
- Le gain en résolution spatiale permettra d'étudier en détail la structure de la coma interne des molécules mères et de la comparer à celle de la coma de poussières.
- Le grand nombre d'antennes et leur répartition spatiale permettra d'avoir une couverture- uv instantanée uniforme, et de reconstruire des cartes correctes avec un temps d'intégration limité. L'étude des variations temporelles de la coma (qui sont dues parfois à des jets) s'en trouvera beaucoup plus aisée et efficace.
- L'analyse de l'extension radiale des molécules et de sa variation avec certains paramètres comme la distance héliocentrique ou l'activité de la comète permettra de caractériser les processus physico-chimiques qui les créent.
- Il sera également possible d'observer des noyaux cométaires sans être affecté par la présence de la coma de poussières, en particulier quand l'interféromètre sera en configuration intermédiaire ou étendue. Pour les plus gros, ou ceux passant assez près de la Terre, la réalisation de courbes de lumière permettra d'étudier leur rotation et leur forme. Si des observations complémentaires sont réalisées dans d'autres domaines de longueur d'onde, l'albedo et la taille des noyaux pourront être mesurés séparément.

Bibliographie

- A'Hearn M.F., Schleicher D.G., Feldman P.D., *The discovery of S2 in comet IRAS-Araki-Alcock 1983d*, *Astrophys. J.*, 1983, **274**, L99–L103.
- Altenhoff W.J., Bieging J.H., Butler B., Butner H.M., Chini R., et al., *Coordinated radio continuum observations of comets Hyakutake and Hale-Bopp from 22 to 860 GHz*, *Astron. Astrophys.*, 1999, **348**, 1020–1034.
- Biermann L., *Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung*, *Zeitschrift für Astrophysik*, 1951, **29**, 274.
- Biraud F., Bourgois G., Crovisier J., Fillit R., Gerard E., et al., *OH Observation of Comet Kohoutek (1973f) at 18 CM Wavelength*, *Astron. Astrophys.*, 1974, **34**, 163.
- Biver N., *Molécules mères cométaires : observations et modélisations*, Ph.D. thesis, Thèse de doctorat de l'Université Paris 7 Diderot, 1997.
- Biver N., *Comets with ALMA*, in : *The Dusty and Molecular Universe : A Prelude to Herschel and ALMA*, ed. A. Wilson, 2005 pp. 151–156.
- Biver N., Bockelée-Morvan D., Boissier J., Crovisier J., Colom P., et al., *Radio observations of Comet 9P/Tempel 1 before and after Deep Impact*, *Icarus*, 2007, **187**, 253–271.
- Biver N., Bockelée-Morvan D., Colom P., Crovisier J., Henry F., et al., *The 1995 2002 Long-Term Monitoring of Comet C/1995 O1 (HALE BOPP) at Radio Wavelength*, *Earth Moon and Planets*, 2002a, **90**, 5–14.
- Biver N., Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Colom P., Henry F., et al., *Chemical Composition Diversity Among 24 Comets Observed At Radio Wavelengths*, *Earth Moon and Planets*, 2002b, **90**, 323–333.
- Biver N., Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Colom P., Lecacheux A., et al., *Radio Observations of comets C/2002 X5 (Kudo-Fujikawa) and C/2002 V1 (NEAT) at very small heliocentric distances.*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 35 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 2003 p. 968.
- Biver N., Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Davies J.K., Matthews H.E., et al., *Spectroscopic Monitoring of Comet C/1996 B2 (Hyakutake) with the JCMT and IRAM Radio Telescopes*, *Astrophys. J.*, 1999, **118**, 1850–1872.

- Blake G.A., Qi C., Hogerheijde M.R., Gurwell M.A., Muhleman D.O., *Sublimation from icy jets as a probe of the interstellar volatile content of comets*, *Nature*, 1999, **398**, 213.
- Bockelée-Morvan D., *A model for the excitation of water in comets*, *Astron. Astrophys.*, 1987, **181**, 169–181.
- Bockelée-Morvan D., *Cometary science with ALMA*, in : *Science with ALMA : a new era for Astrophysics*, 2006 .
- Bockelée-Morvan D., Boissier J., Crovisier J., Henry F., Weaver H.A., *The Carbon Monoxide Extended Source in Comet Hale-Bopp Revisited*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 2005 p. 633.
- Bockelée-Morvan D., Colom P., Crovisier J., Despois D., Paubert G., *Microwave detection of hydrogen sulphide and methanol in Comet Austin (1989c1)*, *Nature*, 1991, **350**, 318–320.
- Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Colom P., Despois D., *The rotational lines of methanol in comets Austin 1990 V and Levy 1990 XX*, *Astron. Astrophys.*, 1994a, **287**, 647–665.
- Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Mumma M.J., Weaver H.A., *The composition of cometary volatiles*, *Comets II*, 2004, 391–423.
- Bockelée-Morvan D., Lis D.C., Wink J.E., Despois D., Crovisier J., et al., *New molecules found in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp). Investigating the link between cometary and interstellar material*, *Astron. Astrophys.*, 2000, **353**, 1101–1114.
- Bockelée-Morvan D., Padman R., Davies J.K., Crovisier J., *Observations of submillimeter lines of CH₃OH, HCN, and H₂CO in comet P/Swift-Tuttle with the James Clerk Maxwell Telescope*, *Planet. Space Sci.*, 1994b, **42**, 655–662.
- Bockelée-Morvan D., Gunnarsson M., Biver N., Charnley S., Crovisier J., et al., *New constraints on the origin of HNC in comets*, in : *IAU Symposium 229, Asteroids, Comets, Meteors*, 2005 .
- Boissier J., Bockelée-Morvan D., Biver N., Crovisier J., Despois D., et al., *Interferometric imaging of the sulfur bearing molecules H₂S, SO and CS in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)*, *Astron. Astrophys.*, sous presse, 2007.
- Boissier S., *Évolution Chimique et Spectrophotométrie des Galaxies Spirales*, Ph.D. thesis, Thèse de doctorat de l'Université de Paris VII, 2000.
- Brooke T.Y., Weaver H.A., Chin G., Bockelée-Morvan D., Kim S.J., et al., *Spectroscopy of Comet Hale-Bopp in the infrared*, *Icarus*, 2003, **166**, 167–187.
- Combi M.R., Kabin K., Dezeew D.L., Gombosi T.I., Powell K.G., *Dust-Gas Interrelations In Comets : Observations And Theory*, *Earth Moon and Planets*, 1997 (publié en 1999), **79**, 275–306.

- Cremonese G., Boehnhardt H., Crovisier J., Rauer H., Fitzsimmons A., et al., *Neutral Sodium from Comet Hale-Bopp : A Third Type of Tail*, *Astrophys. J.*, 1997, **490**, L199+.
- Crifo J.F., Fulle M., Kömle N.I., Szego K., *Nucleus-coma structural relationships : lessons from physical models*, *Comets II*, 2004, 471–503.
- Crovisier J., *The photodissociation of water in cometary atmospheres*, *Astron. Astrophys.*, 1989, **213**, 459–464.
- Crovisier J., *Photodestruction rates for cometary parent molecules*, *J. Geophys. Res.*, 1994, **99**, 3777–3781.
- Crovisier J., Biver N., Bockelée-Morvan D., Boissier J., Colom P., et al., *Chemical diversity of comets observed at radio wavelengths in 2003-2005*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 2005 p. 646.
- Crovisier J., Biver N., Bockelée-Morvan D., Colom P., Jorda L., et al., *Carbon monoxide outgassing from Comet P/Schwassmann-Wachmann 1*, *Icarus*, 1995, **115**, 213–216.
- Crovisier J., Bockelée-Morvan D., Biver N., Colom P., Despois D., et al., *Ethylene glycol in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)*, *Astron. Astrophys.*, 2004a, **418**, L35–L38.
- Crovisier J., Bockelée-Morvan D., Colom P., Biver N., Despois D., et al., *The composition of ices in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) from radio spectroscopy. Further results and upper limits on undetected species*, *Astron. Astrophys.*, 2004b, **418**, 1141–1157.
- Crovisier J., Bockelée-Morvan D., Colom P., Despois D., Paubert G., *Microwave observations of hydrogen sulfide and searches for other sulfur compounds in Comets Austin (1989c1) and Levy (1990c)*, *Icarus*, 1991, **93**, 246–258.
- de Pater I., Forster J.R., Wright M., Butler B.J., Palmer P., et al., *BIMA and VLA Observations of Comet Hale-Bopp at 22-115 GHz*, *Astrophys. J.*, 1998, **116**, 987–996.
- de Pater I., Palmer P., Snyder L.E., *The brightness distribution of OH around Comet Halley*, *Astrophys. J.*, 1986, **304**, L33–L36.
- dello Russo N., Disanti M.A., Mumma M.J., Magee-Sauer K., Rettig T.W., *Carbonyl Sulfide in Comets C/1996 B2 (Hyakutake) and C/1995 O1 (Hale-Bopp) : Evidence for an Extended Source in Hale-Bopp*, *Icarus*, 1998, **135**, 377–388.
- Dello Russo N., Vervack R.J., Weaver H.A., Biver N., Bockelée-Morvan D., et al., *Compositional homogeneity in the fragmented comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3*, *Nature*, 2007, **448**, 172–175.
- Disanti M.A., Mumma M.J., Dello Russo N., Magee-Sauer K., *Carbon Monoxide Production and Excitation in Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) : Isolation of Native and Distributed CO Sources*, *Icarus*, 2001, **153**, 361–390.

- Duncan M.J., Levison H.F., *A scattered comet disk and the origin of Jupiter family comets*, Science, 1997, **276**, 1670–1672.
- Eberhardt P., Krankowsky D., Schulte W., Dolder U., Lammerzähl P., et al., *To Co/ and n2 Abundance in Comet p/ Halley*, Astron. Astrophys., 1987, **187**, 481.
- Farinella P., Davis D.R., *Short-period comets : Primordial bodies or collisional fragments ?*, Science, 1996, **273**, 938–941.
- Feldman P.D., Cochran A.L., Combi M.R., *Spectroscopic investigations of fragment species in the coma*, Comets II, 2004, 425–447.
- Feldman P.D., Weaver H.A., A'Hearn M.F., Festou M.C., McPhate J.B., et al., *Ultraviolet Imaging Spectroscopy of Comet Lee (C/1999 H1) with HST/STIS*, in : *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, vol. 31 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 1999 p. 35.02.
- Fernández J.A., Gallardo T., Brunini A., *The scattered disk population as a source of Oort cloud comets : evaluation of its current and past role in populating the Oort cloud*, Icarus, 2004, **172**, 372–381.
- Fernández Y.R., Kundu A., Lisse C.M., A'Hearn M.F., *X-Band VLA* observations of comet Hyakutake (C/1996 B2) and implications for nuclear properties*, Planet. Space Sci., 1997, **45**, 735–739.
- Fray N., Bénilan Y., Biver N., Bockelée-Morvan D., Cottin H., et al., *Heliocentric evolution of the degradation of polyoxymethylene : Application to the origin of the formaldehyde (H₂CO) extended source in Comet C/1995 O1 (Hale Bopp)*, Icarus, 2006, **184**, 239–254.
- Friedel D.N., Remijan A.J., Snyder L.E., A'Hearn M.F., Blake G.A., et al., *BIMA Array Detections of HCN in Comets LINEAR (C/2002 T7) and NEAT (C/2001 Q4)*, Astrophys. J., 2005, **630**, 623–630.
- Fulle M., *Motion of cometary dust*, Comets II, 2004, 565–575.
- Fulle M., Leblanc F., Harrison R.A., Davis C.J., Eyles C.J., et al., *Discovery of the Atomic Iron Tail of Comet MCNaught Using the Heliospheric Imager on STEREO*, Astrophys. J., Lett., 2007, **661**, L93–L96.
- Groussin O., A'Hearn M.F., Li J.Y., Thomas P.C., Sunshine J.M., et al., *Surface temperature of the nucleus of Comet 9P/Tempel 1*, Icarus, 2007, **187**, 16–25.
- Guilloteau S., Delannoy J., Downes D., Greve A., Guelin M., et al., *The IRAM interferometer on Plateau de Bure*, Astron. Astrophys., 1992, **262**, 624–633.
- Gurwell M.A., Qi C., The SMA Team, *Solar System Science with the Submillimeter Array*, in : *Science with ALMA : a new era for Astrophysics*, 2006 .

- Hanner M.S., Bradley J.P., *Composition and mineralogy of cometary dust*, Comets II, 2004, 555–564.
- Harmon J.K., Nolan M.C., Ostro S.J., Campbell D.B., *Radar studies of comet nuclei and grain comae*, Comets II, 2004, 265–279.
- Henry F., *La comète Hale-Bopp à l'interféromètre du Plateau de Bure : étude de la distribution du monoxyde de carbone*, Ph.D. thesis, Thèse de doctorat de l'Université Paris 6 Pierre et Marie Curie, 2003.
- Henry F., Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Wink J., *Observations of Rotating Jets of Carbon Monoxide in Comet Hale Bopp with the Iram Interferometer*, Earth Moon and Planets, 2002, **90**, 57–60.
- Huebner W.F., Keady J.J., Lyon S.P., *Solar photo rates for planetary atmospheres and atmospheric pollutants*, Astrophys. Space. Sci., 1992, **195**, 1–289.
- Irvine W.M., Senay M., Lovell A.J., Matthews H.E., McGonagle D., et al., *NOTE : Detection of Nitrogen Sulfide in Comet Hale-Bopp*, Icarus, 2000, **143**, 412–414.
- Jackson W.M., Butterworth P.S., Ballard D., *The origin of CS in comet IRAS-Araki-Alcock 1983d*, Astrophys. J., 1986, **304**, 515–518.
- Jackson W.M., Halpern J.B., Feldman P.D., Rahe J., *Production of CS and S in Comet Bradfield (1979 X)*, Astron. Astrophys., 1982, **107**, 385–389.
- Jackson W.M., Scodinu A., Xu D., Cochran A.L., *Using the Ultraviolet and Visible spectrum of Comet 122P/de Vico to Identify the Parent Molecule CS₂*, Astrophys. J., 2004, **607**, L139–L141.
- Jorda L., Rembor K., Lecacheux J., Colom P., Colas F., et al., *The Rotational Parameters Of Hale-Bopp (C/1995 O1) From Observations Of The Dust Jets At PIC DU Midi Observatory*, Earth Moon and Planets, 1997 (publié en 1999), **77**, 167–180.
- Kim S.J., A'Hearn M.F., *Upper limits of SO and SO₂ in comets*, Icarus, 1991, **90**, 79–95.
- Kissel J., Brownlee D.E., Buchler K., Clark B.C., Fechtig H., et al., *Composition of comet Halley dust particles from Giotto observations*, Nature, 1986a, **321**, 336.
- Kissel J., Sagdeev R.Z., Bertaux J.L., Angarov V.N., Audouze J., et al., *Composition of comet Halley dust particles from VEGA observations*, Nature, 1986b, **321**, 280–282.
- Kolokolova L., Hanner M.S., Levasseur-Regourd A.C., Gustafson B.Å.S., *Physical properties of cometary dust from light scattering and thermal emission*, Comets II, 2004, 577–604.
- Kumar S., *Photochemistry of SO₂ in the atmosphere of Io and implications on atmospheric escape*, J. Geophys. Res., 1982, **87**, 1677–1684.

- Lamy P.L., Toth I., Fernandez Y.R., Weaver H.A., *The sizes, shapes, albedos, and colors of cometary nuclei*, Comets II, 2004, 223–264.
- Lederer S.M., Campins H., *Evidence for Chemical Heterogeneity in the Nucleus of C/1995 O1 (Hale-Bopp)*, Earth Moon and Planets, 2002, **90**, 381–389.
- Lederer S.M., Campins H., Osip D.J., Schleicher D.G., *Gaseous Jets in Comet Hale-Bopp (1995 O1)*, Earth Moon and Planets, 1997 (publié en 1999), **78**, 131–136.
- Levison H.F., Duncan M.J., Dones L., Gladman B.J., *The scattered disk as a source of Halley-type comets*, Icarus, 2006, **184**, 619–633.
- Lis D.C., Bockelée-Morvan D., Boissier J., Crovisier J., Biver N., et al., *Hydrogen Isocyanide in Comet 73P/Schwassmann-Wachmann (Fragment B)*, soumis à Astrophys. J., 2007.
- Lis D.C., Mehringer D.M., Benford D., Gardner M., Phillips T.G., et al., *New Molecular Species in Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) Observed with the Caltech Submillimeter Observatory*, Earth Moon and Planets, 1997 (publié en 1999), **78**, 13–20.
- Magee-Sauer K., Mumma M.J., DiSanti M.A., Russo N.D., Rettig T.W., *Infrared Spectroscopy of the ν_3 Band of Hydrogen Cyanide in Comet C/1995 O1 Hale-Bopp*, Icarus, 1999, **142**, 498–508.
- Meier R., A'Hearn M.F., *Atomic Sulfur in Cometary Comae Based on UV Spectra of the S I Triplet near 1814 Å*, Icarus, 1997, **125**, 164–194.
- Meier R., Eberhardt P., Krankowsky D., Hodges R.R., *The extended formaldehyde source in comet P/Halley*, Astron. Astrophys., 1993, **277**, 677.
- Morbidelli A., Levison H.F., Gomes R., *The Dynamical Structure of the Kuiper Belt and its Primordial Origin*, ArXiv Astrophysics e-prints, 2007.
- Müller H.S.P., Schlöder F., Stutzki J., Winnewisser G., *The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS : a useful tool for astronomers and spectroscopists*, J. Mol. Struct., 2005, **742**, 215.
- Müller H.S.P., Thorwirth S., Roth D.A., Winnewisser G., *The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS*, Astron. Astrophys., 2001, **370**, L49–L52.
- Oort J.H., *The structure of the cloud of comets surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin*, Bull. Astron. Inst. Netherl., 1950, **11**, 91–110.
- Palmer P., de Pater I., Snyder L.E., *VLA observations of the OH emission from Comet Wilson (1986) - The value of high resolution in both spatial and velocity coordinates*, Astrophys. J., 1989, **97**, 1791–1797.
- Palmer P., de Pater I., Snyder L.E., *VLA Observations of OH in Comet Shoemaker-Levy (1991 A1)*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 24 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1992 p. 999.

- Phillips L.F., *Absolute absorption cross sections for SO between 190 and 235 nm*, J. Phys. Chem, 1981, **85**, 3994–4000.
- Pickett H.M., Poynter R.L., Cohen E.A., Delitsky M.L., Pearson J.C., et al., *Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog*, J. Quant. Spectrosc. & Rad. Transfer, 1998, **60**, 883–890.
- Prialnik D., Benkhoff J., Podolak M., *Modeling the structure and activity of comet nuclei*, Comets II, 2004, 359–387.
- Remijan A.J., Friedel D.N., de Pater I., Hogerheijde M.R., Snyder L.E., et al., *A BIMA Array Survey of Molecules in Comets LINEAR (C/2002 T7) and NEAT (C/2001 Q4)*, Astrophys. J., 2006, **643**, 567–572.
- Rodgers S.D., Charnley S.B., *Sulfur chemistry in cometary comae*, Advances in Space Research, 2006, **38**, 1928–1931.
- Rodionov A.V., Crifo J.F., *Time-dependent, three-dimensional fluid model of the outer coma, with application to the comet Hale-Bopp gas spirals*, Advances in Space Research, 2006, **38**, 1923–1927.
- Rodionov A.V., Crifo J.F., Szegő K., Lagerros J., Fulle M., *An advanced physical model of cometary activity*, Planet. Space Sci., 2002, **50**, 983–1024.
- Smith A.M., Stecher T.P., Casswell L., *Production of carbon, sulfur, and CS in Comet West*, Astrophys. J., 1980, **242**, 402–410.
- Snyder L.E., Veal J.M., Woodney L.M., Wright M.C.H., Palmer P., et al., *BIMA Array Photodissociation Measurements of HCN and CS in Comet Hale-Bopp (C/1995 O1)*, Astrophys. J., 2001, **121**, 1147–1154.
- Stern S.A., Weissman P.R., *Rapid collisional evolution of comets during the formation of the Oort cloud*, Nature, 2001, **409**, 589–591.
- Summers M.E., Strobel D.F., *Photochemistry and Vertical Transport in Io's Atmosphere and Ionosphere*, Icarus, 1996, **120**, 290–316.
- Sunshine J.M., A'Hearn M.F., Groussin O., Li J.Y., Belton M.J.S., et al., *Exposed Water Ice Deposits on the Surface of Comet 9P/Tempel 1*, Science, 2006, **311**, 1453–1455.
- Veal J.M., Snyder L.E., Wright M., Woodney L.M., Palmer P., et al., *An Interferometric Study of HCN in Comet Hale-Bopp (C/1995 O1)*, Astrophys. J., 2000, **119**, 1498–1511.
- Whipple F.L., *A comet model. I. The acceleration of Comet Encke*, Astrophys. J., 1950, **111**, 375–394.
- Whipple F.L., *A Comet Model. II. Physical Relations for Comets and Meteors.*, Astrophys. J., 1951, **113**, 464.

- Wink J., Bockelée-Morvan D., Despois D., Colom P., Biver N., et al., *Evidences for extended sources and temporal modulations in molecular observations of C/1995 O1 (Hale-Bopp) at the IRAM interferometer*, Earth Moon and Planets, 1997 (publié en 1999), **78**, 63–63.
- Woodney L.M., *Chemistry in comets Hyakutake and Hale-Bopp*, Ph.D. thesis, Univ. of Maryland, 2000.
- Woodney L.M., A'Hearn M.F., McMullin J., Samarasinha N., *Sulfur Chemistry at Millimeter Wavelengths in C/Hale-Bopp*, Earth Moon and Planets, 1997 (publié en 1999), **78**, 69–70.
- Woodney L.M., A'Hearn M.F., Schleicher D.G., Farnham T.L., McMullin J.P., et al., *Morphology of HCN and CN in Comet Hale-Bopp (1995 O1)*, Icarus, 2002, **157**, 193–204.
- Woodney L.M., McMullin J., A'Hearn M.F., *Detection of OCS in comet Hyakutake (C/1996 B2)*, Planet. Space Sci., 1997, **45**, 717–719.
- Wright M.C.H., de Pater I., Forster J.R., Palmer P., Snyder L.E., et al., *Mosaicked Images and Spectra of $J = 1 \rightarrow 0$ HCN and HCO^+ Emission from Comet Hale-Bopp (1995 O1)*, Astrophys. J., 1998, **116**, 3018–3028.
- Wurm K., *Die Nature der Kometen*, Mitt. Hamburg. Sternw., 1943, **8(51)**, 57–92.
- Xie X., Mumma M.J., *The contribution of electron collisions to rotational excitations of cometary water*, in : *Asteroids, Comets, Meteors 1991*, eds. A.W. Harris, E. Bowell, 1992 pp. 667–670.
- Zakharov V.V., Bockelée-Morvan D., Biver N., Crovisier J., Lecacheux A., *Radiative transfer simulation of water rotational excitation in comets*, Astron. Astrophys., 2007, **473**, 303–310.

Annexes

Annexe A

Simulations numériques de CO

Pour toutes les simulations numériques que nous avons utilisées (Solutions 1–5) nous présentons ici les cartes des taux de production équivalents de CO et de H₂O à 6 instants au cours de la rotation. L'heure correspondante est donnée à droite des figures, la période de rotation est 11,4 h.

Le taux de production équivalent $Q_{eq}(r, \theta, \phi)$ est le taux de production qui, dans un modèle 1-D, créerait à la distance r du noyau la densité n que l'on mesure au point de coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) dans les simulations. On le calcule pour H₂O et CO en utilisant l'expression :

$$Q_{eq}(r, \theta, \phi) = 4\pi \mathbf{r} \cdot \mathbf{v} n(r, \theta, \phi) r \quad (\text{A.1})$$

$\mathbf{r}$ représente le vecteur position de la position considérée et $\mathbf{v}$ le vecteur vitesse des molécules en ce point. Sur les figures, le taux de production équivalent est présenté en fonction de la latitude ($\lambda = \frac{\pi}{2} - \theta$) et de la longitude (ϕ) à $r = 50, 500$ et $5\,000$ km du noyau. Le Soleil se trouve dans la direction ($\lambda = 0, \phi = 0$) et l'axe moyen de la rotation est confondu avec la direction z , c'est à dire $\lambda = 90^\circ$.

Fig. A.1: Taux de production équivalent de CO dans la Solution 1 pour $r = 50, 500$ et $5\,000$ km.

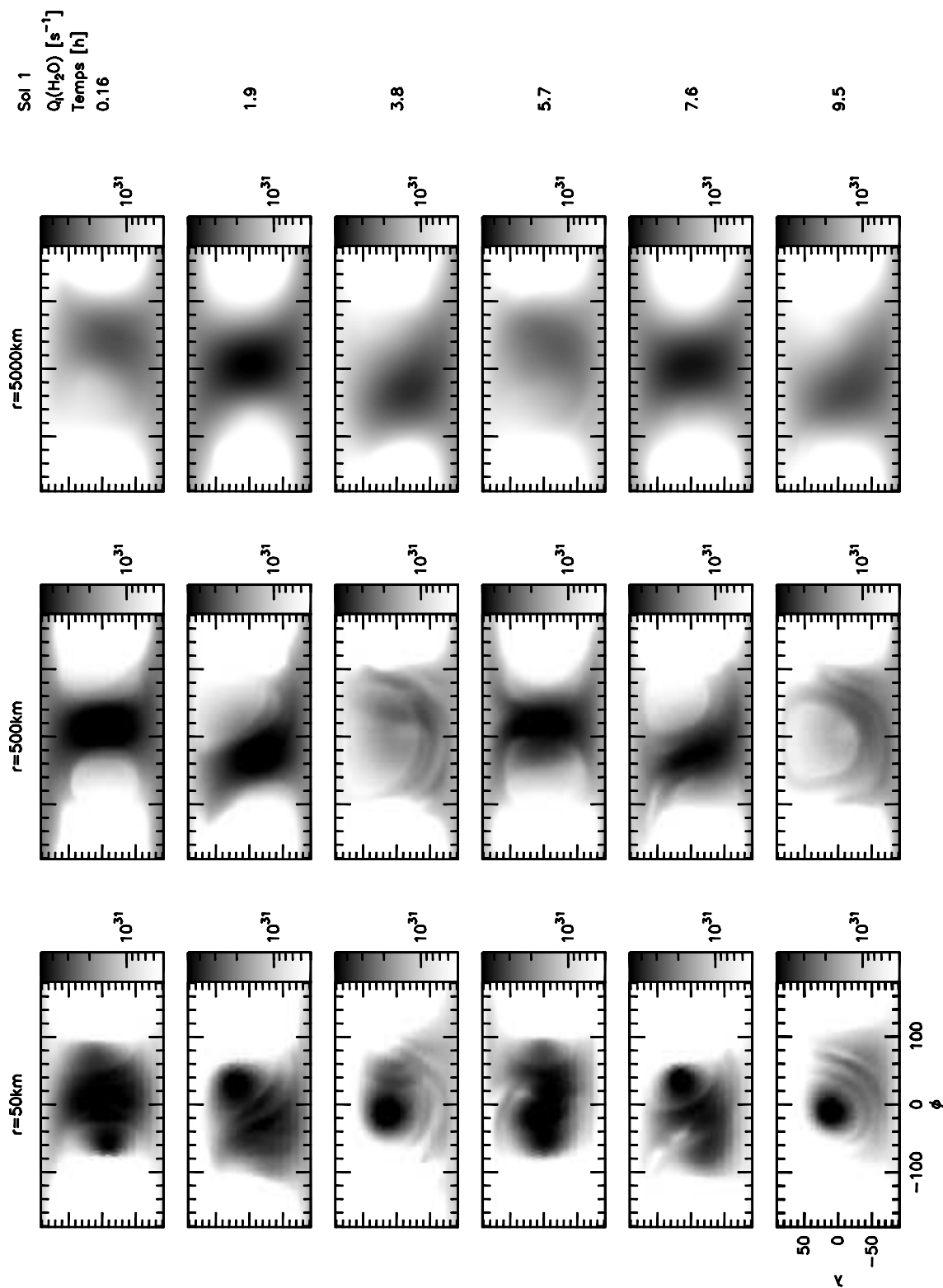


Fig. A.2: Taux de production équivalent de H_2O dans la Solution 1 pour $r = 50, 500$ et $5\,000$ km.

Fig. A.3: Taux de production équivalent de CO dans la Solution 2 pour $r = 50, 500$ et $5\,000$ km.

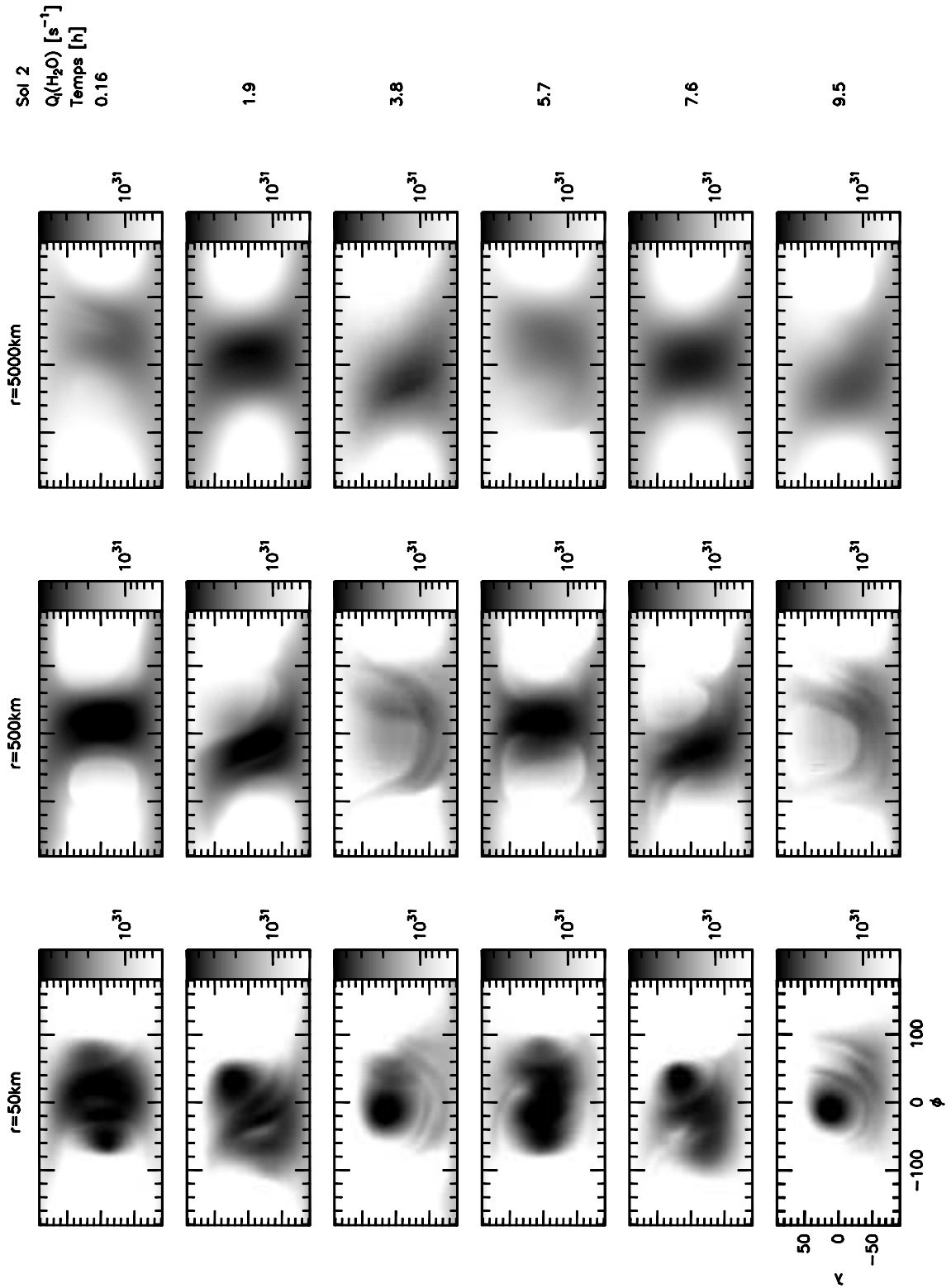


Fig. A.4: Taux de production équivalent de H_2O dans la Solution 2 pour $r = 50, 500$ et $5\,000$ km.

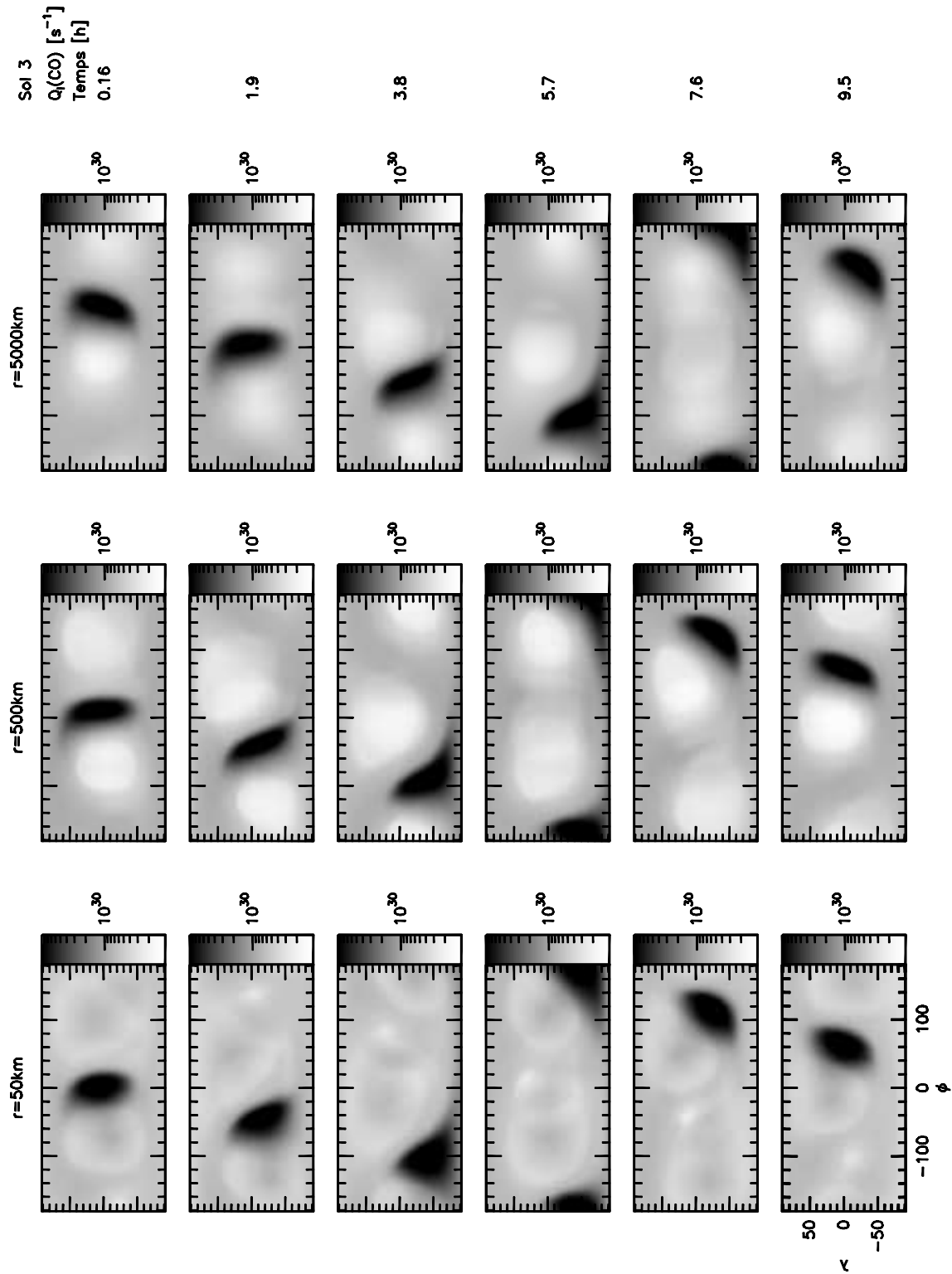


Fig. A.5: Taux de production équivalent de CO dans la Solution 3 pour $r = 50, 500$ et $5\,000$ km.

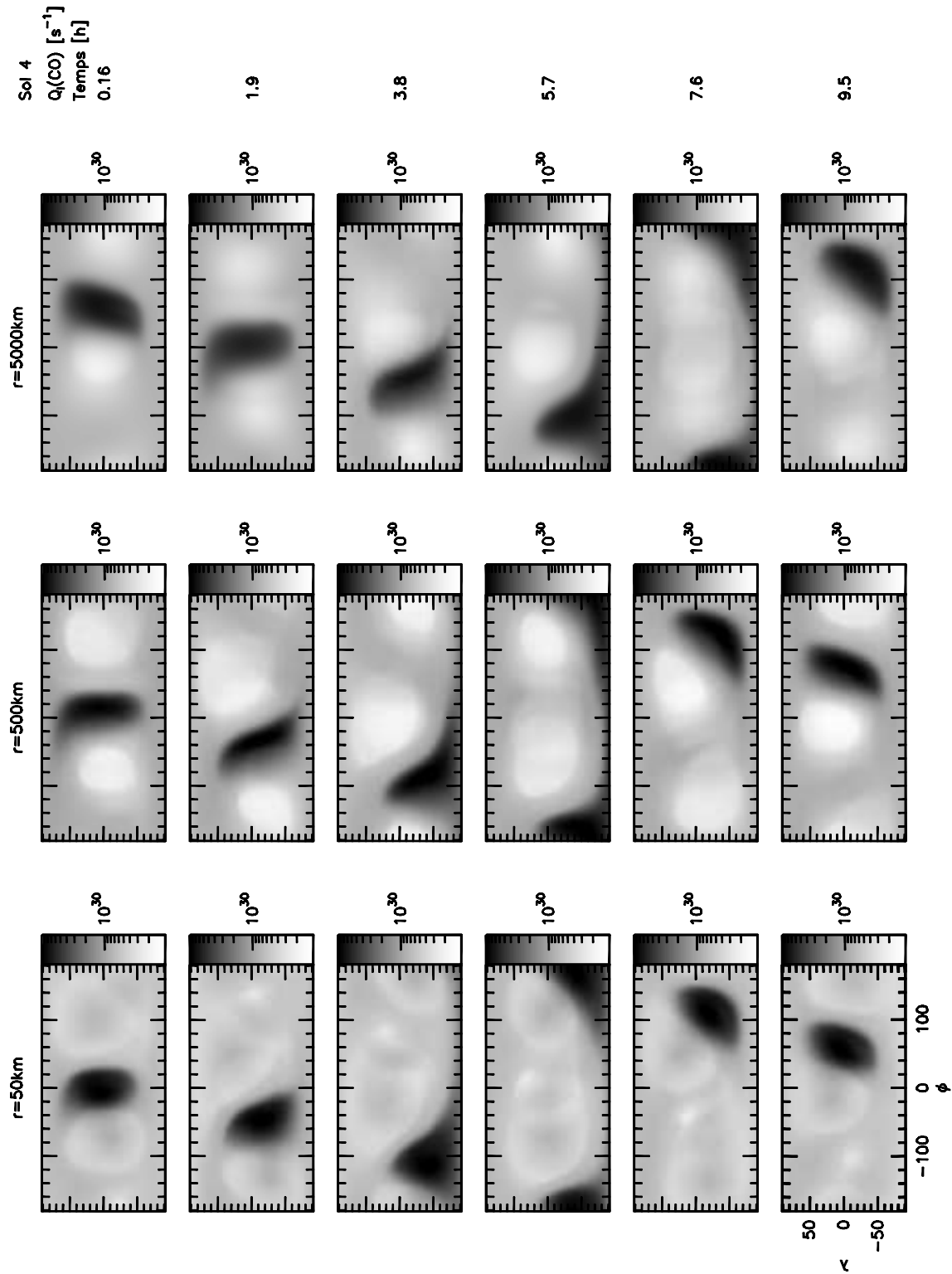


Fig. A.7: Taux de production équivalent de CO dans la Solution 4 pour $r = 50, 500$ et $5\,000$ km.

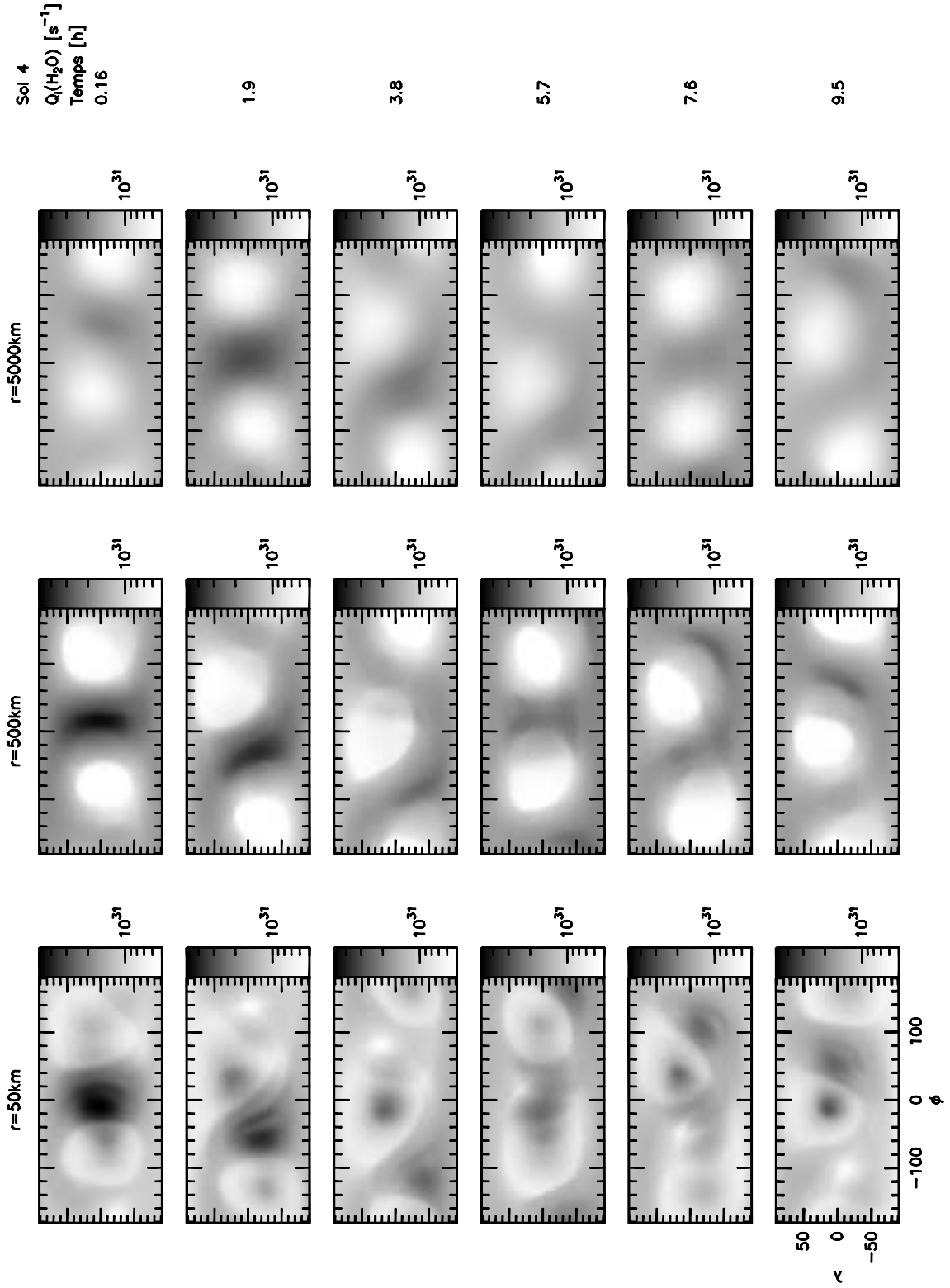


Fig. A.8: Taux de production équivalent de H_2O dans la Solution 4 pour $r = 50, 500$ et $5\,000$ km.

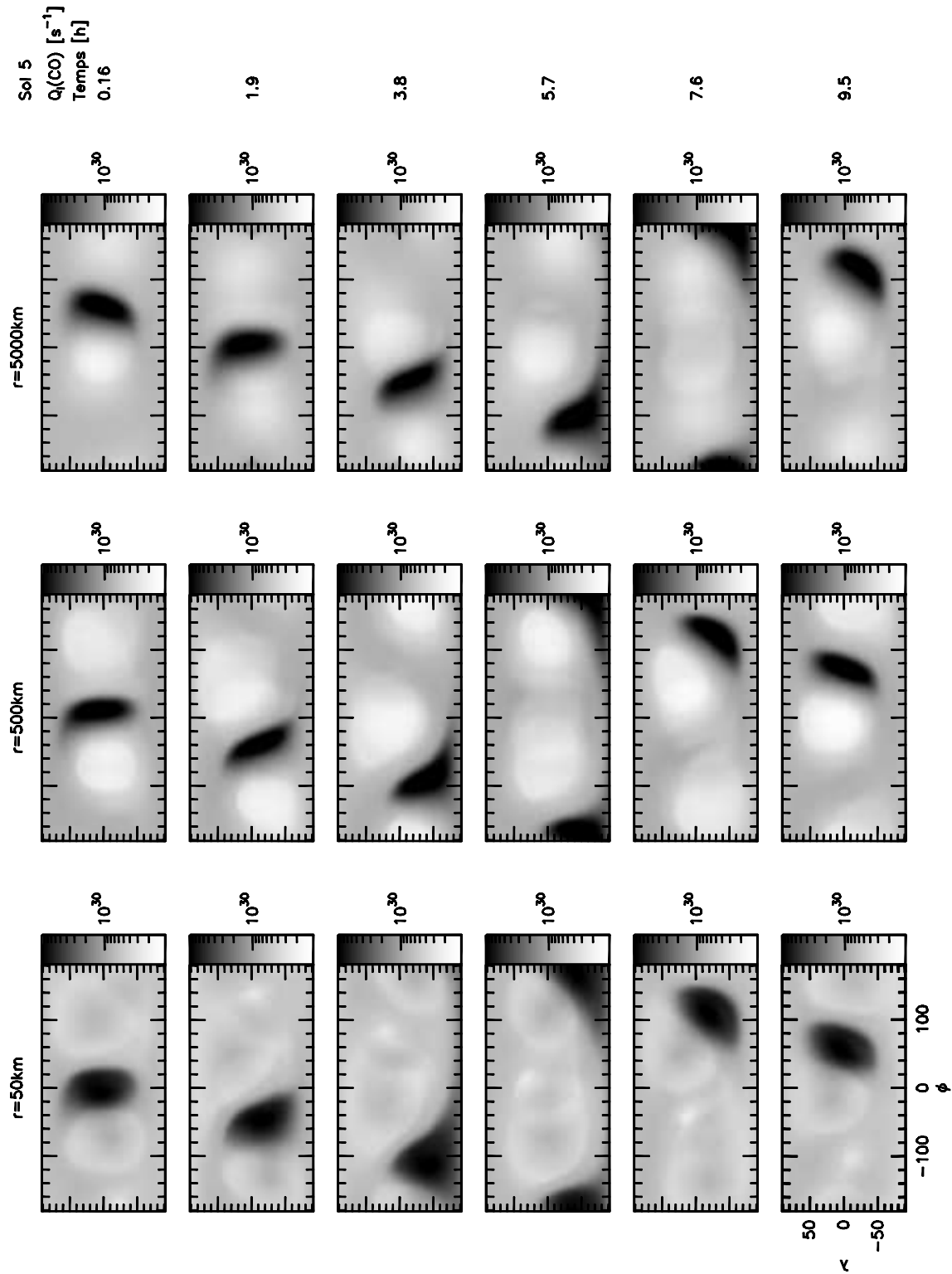


Fig. A.9: Taux de production équivalent de CO dans la Solution 5 pour $r = 50, 500$ et $5\,000$ km.

Annexe B

Publications

B.1 Boissier et al., 2007

Article publié dans Astronomy and Astrophysics.

Interferometric imaging of the sulfur-bearing molecules H₂S, SO and CS in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)*

J. Boissier¹, D. Bockelée-Morvan¹, N. Biver¹, J. Crovisier¹, D. Despois², B.G. Marsden³, and R. Moreno¹

¹ LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
e-mail: jeremie.boissier@obspm.fr

² Université Bordeaux 1, BP 89, 2 rue de l'Observatoire 33270 Floirac, France

³ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA 02138, USA

Preprint online version: September 26, 2007

ABSTRACT

Context. We present observations of rotational lines of H₂S, SO and CS performed in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) in March 1997 with the Plateau de Bure interferometer of Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM).

Aims. The observations provide informations on the spatial and velocity distributions of these molecules. They can be used to constrain their photodissociation rate and their origin in the coma, i.e. nucleus or parent source.

Methods. We use a radiative transfer code which allows us to compute synthetic line profiles and interferometric maps, to be compared to the observations.

Results. Both single-dish spectra and interferometric spectral maps show evidence for a day/night asymmetry in the outgassing. From the analysis of the spectral maps, including the astrometry, we show that SO and CS present in addition a jet-like structure that may be the gaseous counterpart of the dust high-latitude jet observed in optical images. A CS rotating jet is also observed. Using the astrometry provided by continuum radio maps obtained in parallel at IRAM, we conclude that there is no need to invoke the existence of nongravitational forces acting on this comet, and provide an updated orbit. The radial extension of H₂S is found to be consistent with direct release of H₂S from the nucleus. SO displays an extended radial distribution. Assuming that SO₂ is the parent of SO, the photodissociation rate of SO is measured to be $1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ at 1 AU from the Sun. This is lower than most laboratory-based estimates and may suggest that SO is not solely produced by SO₂ photolysis. From the observations of $J(2-1)$ and $J(5-4)$ CS lines, we deduce a CS photodissociation rate of $1 - 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. The photodissociation rate of CS₂, the likely parent of CS, cannot be constrained due to insufficient angular resolution, but our data are consistent with published values.

Conclusions. These observations illustrate the cometary science that will be performed with the future ALMA interferometer.

Key words. Comet: individual: C/1995 O1 (Hale-Bopp) – Radio lines: solar system – Techniques: interferometric

1. Introduction

Spectroscopic investigations of comets in the microwave wavelengths domain began in the 80's when sensitive instrumentation was made available. This wavelength range proved to be a powerful tool to identify and measure the relative abundances of parent molecules released from comet nuclei from the observations of their rotational lines (see, e.g., the review of Bockelée-Morvan et al. 2004). However, little information was obtained on their spatial distribution in the inner coma because of the poor an-

gular resolution (typically 10'' at most) offered by single dish (diffraction-limited) measurements. The study of the spatial distribution of parent molecules is of strong interest as inferences concerning the outgassing processes at the nucleus surface can be made. In addition, the study of the brightness radial distribution of molecular species can provide information on their origin, i.e. indicate whether they are indeed released by the nucleus or produced by some source in the coma. Such investigation has been performed for decades on radicals and atoms observed at visible or UV wavelengths (see the review of Feldman et al. 2004) and provided measurements of their photodissociative lifetime and the lifetime of their parents. Spatial 1-D mapping at high angular resolution has also been undertaken for a few molecules (CO, HCN, H₂O) observed at

Send offprint requests to: J. Boissier

* Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

infrared wavelengths in comets C/1996 B2 (Hyakutake) and/or C/1995 O1 (Hale-Bopp) (e.g., DiSanti et al. 2001; Magee-Sauer et al. 1999).

Mapping of rotational emission lines at high angular resolution was only attempted in a few comets, mostly in comets Hyakutake and Hale-Bopp. Because of their exceptional brightness, interferometric imaging of molecular lines could be successfully performed (e.g., Wright et al. 1998; Blake et al. 1999; Woodney et al. 2002). We present here observations of three sulfur bearing species undertaken in comet Hale-Bopp in March 1997 using the IRAM Plateau de Bure interferometer at angular resolution of 1.6 to 3.5". H₂S and SO have so far only been detected in comets in the millimetre or submillimetre domains (Bockelée-Morvan et al., 2004). Our observations provide the first study of their spatial distribution. CS has been detected at high angular resolution in the UV in several comets (Feldman et al. 2004). Its spatial distribution was studied in the microwave domain in comet Hale-Bopp using the Berkeley Illinois Maryland Association (BIMA) array (Snyder et al. 2001). Our observations of two CS rotational lines usefully complement these studies.

Section 2 presents the data set. Interferometric images, spectral maps and autocorrelation (i.e., single-dish) spectra of H₂S, SO and CS lines are analysed and compared to investigate jet-like structures and temporal variability linked to nucleus rotation. In Sect. 3, we show that a well-determined gravitational solution for comet Hale-Bopp orbit can be deduced from the astrometry provided by the Plateau de Bure continuum observations. Section 5 focuses on the study of the radial distribution of the molecules, the model being described in Sect. 4. A summary follows in Sect. 6.

2. Observations

2.1. Description

Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) was observed in 1997 at the IRAM Plateau de Bure Interferometer situated in the french Alps (Guilloteau et al., 1992). The observing campaign lasted 2 weeks between March 6 and March 22, at the time of the closest approach of the comet to the Earth (perigee was on March 22). The programme included interferometric mapping and single dish measurements in spectroscopic mode for several molecular species (CO, HCN, HNC, CS, H₂S, SO₂, SO, CH₃OH, H₂CO; Wink et al. 1999; Bockelée-Morvan et al. 2000; Henry et al. 2002; Henry 2003; Bockelée-Morvan et al. 2005), as well as observations of the dust and nucleus continuum emission (Altenhoff et al. 1999).

At the IRAM Plateau de Bure interferometer, observations with 1.3 and 3 mm receivers were conducted at the same time. The CS $J(2-1)$ and $J(5-4)$ lines (at 98.0 and 244.9 GHz, respectively) were observed in parallel on March 12. On March 13, the 2_{20-211} line of H₂S (at 216.7 GHz) and $N_J(5_6-4_5)$ line of SO (at 219.9 GHz) were observed simultaneously in the same backend, taking benefit

of double-sideband receivers. A log of the observations is presented in Table 1. At this time, the instrument counted five 15-m antennas set in C1 compact configuration so that baseline lengths projected onto the plane of the sky were between 22 m and 147 m. The comet was at a geocentric distance $\Delta = 1.35 - 1.36$ AU and heliocentric distance $r_h = 0.97 - 0.98$ AU.

The comet was tracked using orbital elements computed by D.K. Yeomans (JPL ephemeris solution 55) and the ephemeris program of the Institut de mécanique céleste et de calcul des éphémérides (IMCCE, Observatoire de Paris) that takes into account planetary perturbations. First interferometric maps obtained on March 9 showed that the intensities (of both continuum and line emissions) peaked 5–6" northward with respect to the expected position. The ephemeris was corrected by +6" in declination (Dec) for the observations performed on March 12 and 13. It turned out that the position of the brightness peaks (continuum and lines) was offset by less than ~2" with respect to the pointed position. Single dish measurements are not affected by this pointing offset given the size of the primary beam at the observed frequencies (Half Power Beam Width, HPBW, of 22 to 50", Table 1).

The observing cycle was typically: pointing, focussing, 4 min of cross-correlation on the calibrators, 2 min of autocorrelation (ON-OFF measurements, 1 min on source) and 51 scans (1 min each) of cross-correlation on the comet. At the end of some cycles, additional autocorrelation spectra were obtained. Hereafter, autocorrelation observations will be referred to as "ON-OFF" observations. The OFF position in ON-OFF (position switching) observations was at 5' from the ON position.

In 1997, the correlator consisted of 6 independent units, adjustable in resolution and bandwidth. On March 12, two units were used for observing CS, the other ones were used for CH₃OH lines near 241 GHz. On March 13, four units were used for measuring the continuum emission (Altenhoff et al. 1999), and one unit covered the $J(1-0)$ HNC line observed with the 3 mm receivers (Bockelée-Morvan et al. 2005). Another one covered both the 2_{20-211} H₂S and $N_J(5_6-4_5)$ SO lines present in lower and upper receiver sidebands. The units used for CS, H₂S and SO lines were divided into 256 channels with 78 kHz separation, providing an effective velocity resolution of ~ 0.31 km s⁻¹ for CS $J(2-1)$, ~ 0.12 km s⁻¹ for CS $J(5-4)$ and ~ 0.13 km s⁻¹ for H₂S and SO lines (the resolution is 1.3 times the channel spacing).

The frequency calibration was checked by observing the reference source W3OH. Interferometric observations were calibrated using the standard IRAM software CLIC. The amplitude and phase calibrator was BL Lac (2200+420) which flux density was determined observing MWC349. In ON-OFF mode, the intensity scale is the antenna temperature T_A^* . The conversion factor from T_A^* to flux density and the HPBW of the primary beam at the frequencies of CS, H₂S and SO lines are given in Table 1.

Table 1. Log of the observations and main characteristics.

Line ν (GHz)	Date (1997)	UT	r_h (AU)	Δ (AU)	Mode	S/T_A ^a (Jy/K)	Beam ($''$)	Line area ^b Jy km s ⁻¹	Δv ^c km s ⁻¹
CS $J(2-1)$ 97.9809533	March 12	8h47–15h30	0.98	1.36	cross	23.5	4.39×2.82	1.47 ± 0.09	-0.19 ± 0.02
		8h41–14h03			auto	21.1	49.0	15.2 ± 0.2	-0.06 ± 0.02
CS $J(5-4)$ 244.9355565	March 12	6h31–15h30	0.98	1.36	cross	63.1	1.92×1.28	5.4 ± 0.8	-0.10 ± 0.02
		6h24–14h03			auto	30.4	19.7	213.2 ± 0.6	-0.079 ± 0.003
H ₂ S $2_{20-2_{11}}$ 216.7104350	March 13	4h25–15h27	0.97	1.35	cross	37.6	1.99×1.53	3.51 ± 0.15	-0.05 ± 0.01
		4h19–14h37			auto	27.0	22.15	18.9 ± 0.3	-0.06 ± 0.02
SO $N_J(5_6-4_5)$ 219.9494420	March 13	4h25–15h27	0.97	1.35	cross	37.6	1.93×1.5	0.44 ± 0.04	-0.05 ± 0.09
		4h19–14h37			auto	27.0	21.9	16.9 ± 0.3	-0.13 ± 0.02

^a Conversion factor averaged over the six antennas. Forward and beam efficiencies are $(F_{eff}, B_{eff}) = (0.93, 0.83), (0.89, 0.62), (0.89, 0.55)$ at 98, 220 and 245 GHz, respectively.

^b Intensity integrated over velocity measured in ON-OFF spectra (autocorrelation mode), and in the central pixel of the interferometric maps (cross-correlation mode). The given uncertainties do not include uncertainties in the absolute calibration ($\sim 15\%$ in both modes).

^c Line velocity shift defined as $\Delta v = \frac{\sum_i T_i v_i}{\sum_i T_i}$, where T_i and v_i are the intensity and velocity of channel i , respectively

The uncertainty in flux calibration is about 15%, both in interferometric and ON-OFF mode.

2.2. ON-OFF spectra

The ON-OFF spectra obtained independently by the five antennas were co-added. All lines were detected with a signal-to-noise ratio > 10 in single scans, so that the evolution of the line characteristics along the observation period could be studied to investigate possible changes linked to nucleus rotation. Since the rotation period of the nucleus of comet Hale-Bopp is about 11.35 h (e.g., Jorda et al. 1999), the nine H₂S and SO spectra obtained between 4h19 and 14h37 UT (Table 1) spread over almost a full rotation period. Similarly, the observations of CS $J(5-4)$ cover 80% of the nucleus period. Technical problems prevented us from obtaining as much time coverage for CS $J(2-1)$. Spectra as a function of time are shown in Fig. 1–2.

As shown in Figs. 1–2, no significant temporal changes that could be related to nucleus rotation are observed for the line areas. We also plot in Figs. 1–2 the temporal evolution of the line centroids in nucleus velocity frame, hereafter referred to as line velocity shifts or velocity offsets (see footnote (c) of Table 1). For all molecules, velocity offsets are always negative, taking into account error bars. Given the phase angle on March 12–13 ($\sim 45^\circ$), this is consistent with a Sun/anti-Sun asymmetry in the distribution of the molecules, with more molecules towards the Sun. The velocity offsets of the H₂S ($2_{20-2_{11}}$), SO $N_J(5_6-4_5)$ and CS $J(2-1)$ lines present some fluctuations but no clear evidence for a 11.35 h periodic modulation (Figs. 1–2). In contrast, the velocity offset of the CS $J(5-4)$ line, measured with much better accuracy (less than 0.01 km s⁻¹ rms), presents a clear trend of variation with rota-

tion phase, with a minimum on March 12 10h15 UT at -0.125 km s⁻¹, and maximum at -0.03 km s⁻¹ observed 4 h earlier.

These measurements have to be compared to the strong modulation (~ 0.3 km s⁻¹ total amplitude) observed on March 11 for the CO $J(2-1)$ and $J(1-0)$ velocity offsets (the lowest velocity offset of the CO $J(2-1)$ line was near 8h30 UT). This modulation has been interpreted as caused by a rotating CO jet emanating from a source near the nucleus equator that was active day and night (Henry et al. 2002; Henry 2003; Bockelée-Morvan et al. *in preparation*; Boissier et al. 2006), as in mid-March the nucleus rotation axis was near the plane of the sky. The velocity offset of the CO lines took negative to positive values because the velocity vector of the CO-jet with respect to Earth rotated during the course of the observations. Comparing CS and CO lines evolution, one can conclude that their evolution are not in phase, and thus that the CO and CS sources might be different.

The average spectra obtained on March 12 and 13 are shown in Fig. 3. Their characteristics are summarized in Table 1. Comparing the shapes of the lines and their Doppler shift, we can notice that the SO line is more asymmetric than the H₂S line. This will be further discussed in Sect. 2.3.

2.3. Interferometric observations

2.3.1. Principle of interferometric imaging

An interferometer measures the 2D Fourier Transform (FT) of the brightness distribution on the sky. At a time t a pair of antennas provides a point of the FT (a complex number called *visibility*) at the coordinates (u, v) in the Fourier Plane (also called *uv-plane*), corresponding to the

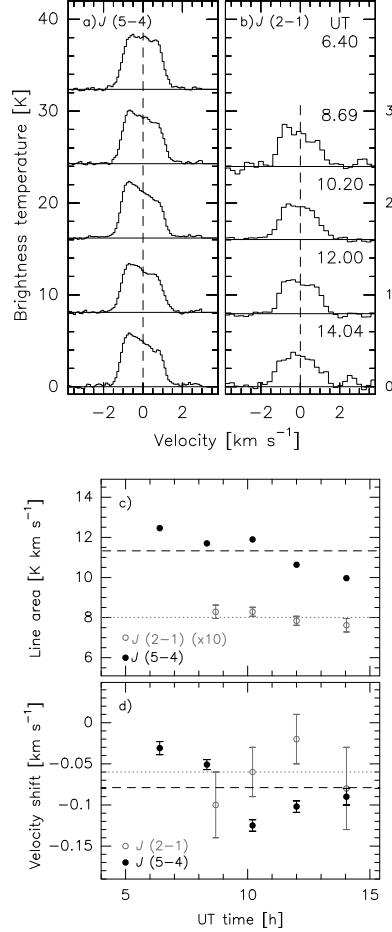


Fig. 1. a–b: ON–OFF spectra of CS $J(5-4)$ (244.9 GHz) (a) and CS $J(2-1)$ (98.0 GHz) (b) lines recorded on March 12, 1997. The spectra, in brightness temperature scale, are shifted vertically according to observation UT time (given in the top right corners). Horizontal lines correspond to zero intensity. The integration time is 2 min (CS $J(5-4)$ at 6.40 h and 14.04 h and CS $J(2-1)$ at 8.69 h and 10.20 h) or 4 min. The velocity scale is with respect to the comet rest velocity. **c:** Line area as a function of UT time. Black and grey symbols are for $J(5-4)$ and $J(2-1)$ lines, respectively. The black dashed (respectively grey dotted) line shows mean value for $J(5-4)$ (respectively $J(2-1)$) line. **d:** Line velocity shift as a function of UT time. Black and grey symbols are for $J(5-4)$ and $J(2-1)$ lines, respectively. The black dashed (respectively grey dotted) line shows mean Δv value for $J(5-4)$ (respectively $J(2-1)$) line.

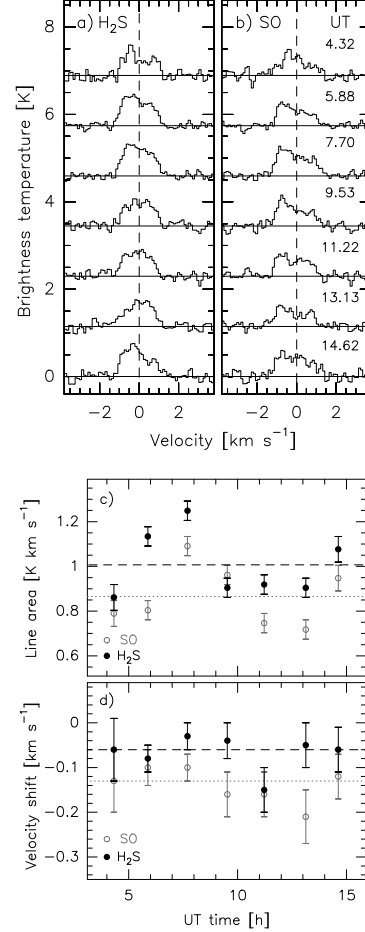


Fig. 2. a–b: ON–OFF spectra of H₂S $2_{20} - 2_{11}$ (216.7 GHz) (a) and SO $N_J(5_6 - 4_5)$ (219.9 GHz) (b) lines recorded on March 13, 1997. The spectra, in brightness temperature scale, are shifted vertically according to observation UT time (given in the top right corners). Horizontal lines correspond to zero intensity. The integration time is 4 min for all spectra, but those at 4.32 h and 14.62 h UT for which it is 2 min. The velocity scale is with respect to the comet rest velocity. **c:** Line area as a function of UT time. Black and grey symbols are for H₂S and SO, respectively. The black dashed (respectively grey dotted) line shows mean value for H₂S (respectively SO) line. **d:** Line velocity shift as a function of UT time. Black and grey symbols are for H₂S and SO, respectively. The black dashed (respectively grey dotted) line shows mean Δv value for H₂S (respectively SO) line.

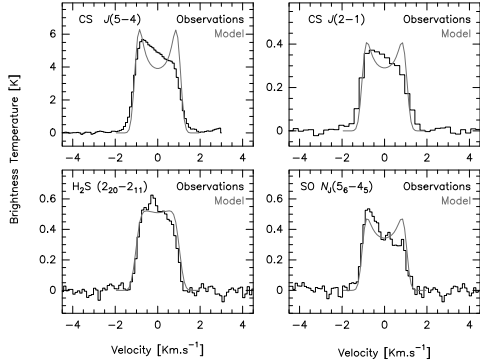


Fig. 3. CS $J(5-4)$ (244.9 GHz, the integration time (ON+OFF) is 16 min), $J(2-1)$ (98 GHz, 12 min), H₂S ($2_{20}-2_{11}$) (216.7 GHz, 24 min) and SO $N_5(5_6-4_5)$ (219.9 GHz, 24 min) ON-OFF spectra obtained on March 12 and 13, averaging all scans. A typical synthetic profile resulting from the model described in Sect. 4 is overlotted in grey line.

projection on the sky of the baseline (separation between antennas). The baseline projection evolves due to Earth rotation so that a single pair of antennas probes several points of the FT during the observations. At the end of the observing run, the visibilities are stored in a uv -table. The final observed sample in the Fourier plane is called uv -coverage.

Interferometric maps are obtained by computing the inverse Fourier Transform of the measured signal. However, because in practice it is impossible to probe the whole Fourier plane, interpolation is required. The asymmetry in the uv -coverage results in an elliptic clean beam. The clean beam (hereafter referred to as interferometric beam) is the central part of the FT of the uv -coverage. Direct analysis of the visibilities allows us to avoid the uncertainties due to the interpolation.

2.3.2. CS, H₂S and SO interferometric maps

The interferometric maps, obtained by co-adding the velocity channels where line emission is present, are shown in Fig. 4. The original images have been shifted so that the maximum brightness peaks at the centre of the maps. The main characteristics of these maps (intensity at maximum brightness, absolute and relative coordinates of the peak brightness (O) with respect to current ephemeris (C) and with respect to the position of maximum continuum emission (Cont) measured simultaneously) are summarized in Tables 1 and 2 and Fig. 5. Spectral maps are shown in Figs. 6–8. The following remarks can be done :

- The SO spatial distribution is more extended than that of H₂S. The line flux in the interferometric beam is indeed eight times lower for SO (Table 1), while SO and H₂S lines have comparable intensities in the primary

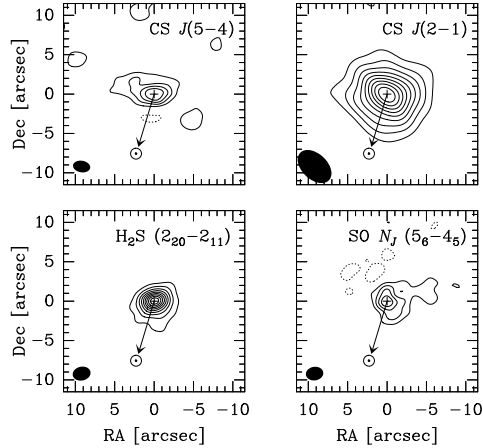


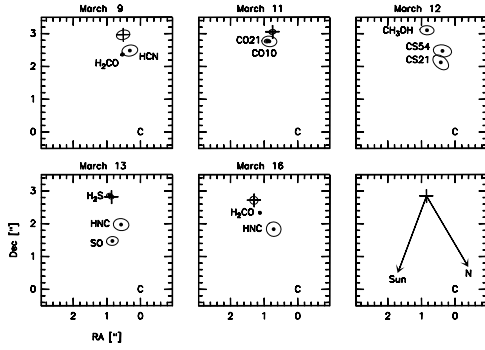
Fig. 4. Interferometric maps of CS $J(5-4)$ (244.9 GHz, 5.9 h integration time), $J(2-1)$ (98 GHz, 4.7 h), H₂S (216.7 GHz, 6.6 h) and SO (219.9 GHz, 6.6 h) lines on March 12 for CS and 13 for H₂S and SO. Spectral channels covering a velocity interval of 3.67, 4.32, 2.8 and 3.1 km s⁻¹ centred on comet rest velocity have been considered for CS $J(5-4)$, $J(2-1)$, H₂S and SO, respectively. The interferometric beam is shown in the left bottom corner (see values in Table 1). The Sun direction is indicated by the arrow. Contours correspond to 10% (respectively 20%) of the peak intensity measured on the centre of the maps for H₂S and CS $J(2-1)$ (respectively SO and CS $J(5-4)$).

beam, as measured in autocorrelation mode (Fig. 3 and Table 1). Radial distributions will be studied in detail in Sect. 5.

- The points of maximum line brightness do not coincide with the nucleus position provided by the ephemeris (C), found to be 1.5 to 3'' southward (Fig. 5). Similar (O–C) offsets (by typically 1'' in RA and 3'' in Dec) are observed for other lines (CO, HCN, HNC, H₂CO, CH₃OH) mapped at Plateau de Bure (Altenhoff et al. 1999, Bockelée-Morvan et al. *in preparation*). Continuum maps obtained simultaneously at Plateau de Bure also show a significant trend to peak northward of the ephemeris position, with (Cont–C) offsets in Dec $\sim +3''$ (Altenhoff et al. 1999).
- The positions of H₂S and CO maximum emission match the continuum position. No continuum data were obtained on March 12 at the date of CH₃OH observations, but almost identical (Cont–C) offsets were measured on March 9, 11 and 13 (Fig. 5). Assuming that this (Cont–C) offset applies on March 12, the methanol emission peak also matches the continuum position. In contrast, the point of maximum brightness of other molecules (namely HCN, H₂CO, CS, SO and HNC) lie at intermediate positions between the continuum and the ephemeris.

Table 2. CS, H₂S and SO maximum line brightness positions.

Line	Date	UT ^a	RA ^b	Dec ^b	(O-cont) ^c (δ RA, δ Dec) (",")	(O-C) ^d (δ RA, δ Dec) (",")
		h:min:s	h:min:s	°:′:″		
CS $J(2-1)$	March 12	15:00:00	22:41:28.643	41:36:31.11	^e	(+0.42,+2.13)
CS $J(5-4)$	March 12	7:00:00	22:38:43.424	41:24:11.52	^e	(+0.37,+2.48)
H ₂ S	March 13	8:00:00	22:47:25.371	42:02:02.88	(+0.06,+0.05)	(+0.92,+2.87)
SO	March 13	5:00:00	22:46:21.868	41:57:35.54	(−0.03,−1.34)	(+0.83,+1.48)

^a UT time at which coordinates are given.^b Apparent geocentric coordinates of the brightness peak measured on interferometric maps (“O”). Gaussian fits in the uv -plane provide similar absolute positions.^c Offset in RA and Dec between molecules brightness peak position (“O”) and 1.3-mm dust continuum peak position (“cont”, Altenhoff et al. 1999). Continuum observations were not performed on March 12.^d Offset in RA and Dec between molecules brightness peak position (“O”) and the comet expected position (“C”) based on astrometric measurements from 27 April 1993 to 4 August 2005 (JPL ephemeris solution 220).^e Continuum observations were not performed on March 12 (Altenhoff et al. 1999).**Fig. 5.** Position of maximum brightness peaks in molecular maps (plain circles) and 1.3-mm continuum maps (crosses, Altenhoff et al. 1999) with respect to the ephemeris (C) from JPL solution 220. Surrounding ellipses correspond to interferometric beam divided by the signal-to-noise ratio on peak intensity, and indicate the accuracy of the astrometric measurements. The bottom-right panel shows the average continuum offset (cross) and the Sun and rotation axis (N is the nucleus North pole) directions projected onto the plane of the sky.

- In the spectral maps (Figs. 6–8), the lines exhibit larger blueshifts at northward positions with respect to the centre of brightness in the maps. As already noted, blueshifted lines are expected for preferential outgassing towards the Sun. Taking into account the Earth-Comet-Sun geometry, stronger blueshifts towards northern positions is also consistent with a day/night asymmetry. Indeed, though the Sun is towards South in the maps (PA $\sim 160^\circ$), a larger number of molecules released from the nucleus illuminated hemisphere are observed to outflow northward rather than southward because the phase angle is $\sim 45^\circ$. This was checked by synthesizing spectral maps using the

model detailed in Sect. 4 and a Sun/anti-Sun asymmetry in the distribution of the molecules in the coma.

- There are however significant differences between H₂S and SO and CS spectral maps. The H₂S spectra at northern positions are less asymmetric than those of SO and CS at the same positions. In addition, the CS $J(5-4)$ spectra at centre and southern positions exhibit excess emission at Doppler velocities around 0 km s^{−1}. At these velocities, the emitting molecules are moving in (or near) the plane of the sky.

The molecules can be then grouped in two categories: those whose brightness centres coincide with the continuum (H₂S, CO, CH₃OH) and whose spectral maps (averages over about one rotation period) show mainly evidence for a global day/night asymmetry. Molecules of the second group (CS, SO, but also HCN, HNC and H₂CO) have their brightness centres offset towards South with respect to the continuum and may present, in addition to a diurnal asymmetry, a jet-like structure outflowing towards South in the plane of the sky, as observed for CS on its $J(5-4)$ spectral maps. Comet Hale-Bopp exhibited in March 1997 a strong dust jet pointing southwest in visible images (Jorda et al. 1999) and interpreted as originating from high latitude regions on the nucleus surface (the rotation axis was at PA $\sim 210^\circ$ and aspect angle $\sim 70^\circ$ in mid-March 1997, i.e. almost in the plane of the sky, Jorda et al. 1999). We suggest that molecules of the second group present a gaseous counterpart of this dust jet.

On the basis of synthesized maps obtained by describing the coma with a combination of conical structures of various opening angles and, for the continuum, a point-source mimicking nucleus thermal emission, we conclude that: 1) the strong offset (Cont-C) $\sim 3''$ in Dec cannot be explained by asymmetries in the dust coma, assuming a 50% nucleus contribution to the thermal flux as derived by Altenhoff et al. (1999); the centre of brightness of the continuum maps should be very close (within 0.3'') to

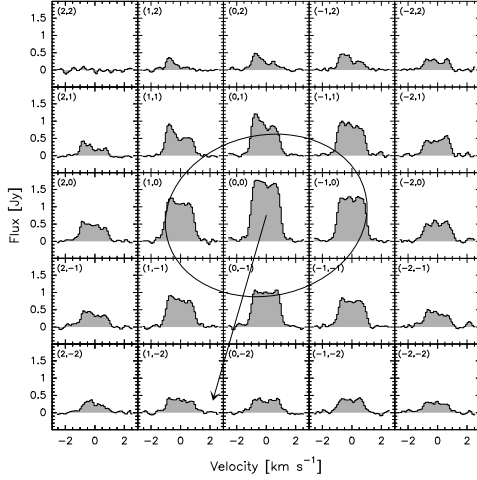


Fig. 6. Spectral map of the H₂S ($2_{0-2}1_{1-1}$) line. The integration time is 6.6 h. The position of the spectra (RA and Dec offsets in arcsec with respect to the position of maximum brightness) are given in the upper-left corner of the boxes. The ellipse represents the interferometric beam and the arrow indicates the Sun direction projected on the plane of the sky. At northern positions, the blueshifted side of the line is stronger than the redshifted side. Anywhere else the line is overall symmetric.

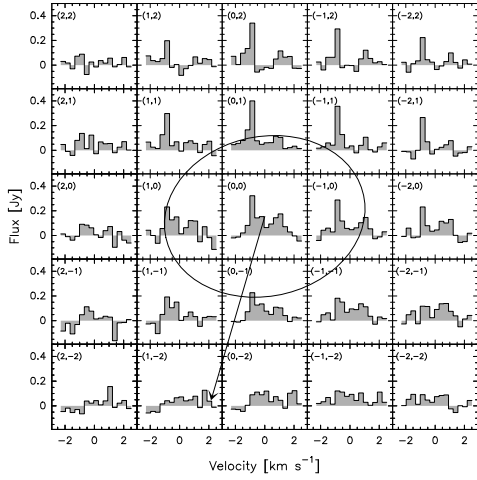


Fig. 7. Same figure as Fig 6 for SO $N_J(5_6-4_5)$ line. The integration time is 6.6 h. In order to improve the signal to noise ratio the spectral resolution has been degraded by a factor 3 and is here about 0.32 km s^{-1} . The line profile is strongly asymmetric at northern positions, mainly at negative RA offsets.

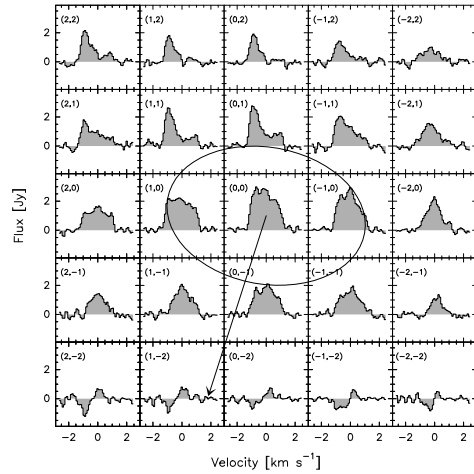
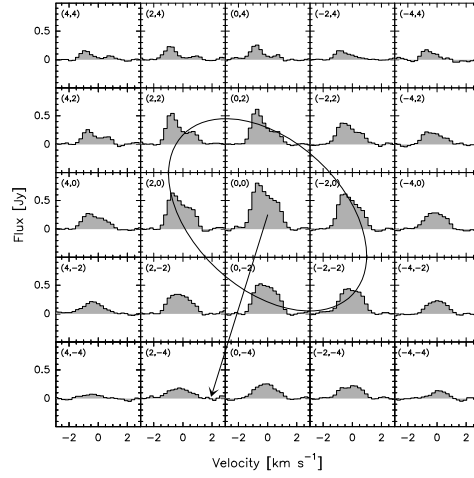


Fig. 8. Same figure as Fig. 6 for CS $J(2-1)$ (top) and $J(5-4)$ (bottom). The integration time is 4.7 and 5.9 h, respectively. At positive Dec offsets (and especially at positive RA), the blueshifted side of the lines is more intense; spectra are globally symmetric at negative Dec offsets. In addition, at zero and negative Dec offsets, $J(5-4)$ spectra present a narrow component peaking at $v \sim 0$. Note that the lack of flux in the Dec= $-2''$ row of CS $J(5-4)$ spectral map may be due to the lack of short spacings in the uv -plane.

the actual position of the nucleus; 2) Sun/anti-Sun asymmetries in the outgassing that are compatible with observed blueshifts cannot displace the centre of molecular line brightnesses by more than a fraction of arcsec, thereby explaining why molecules of the first group have their cen-

tre of brightness almost coinciding with the continuum peak (i.e. near nucleus position); 3) the (O-Cont) offsets in Dec observed for the molecules of the second group can be explained by enhanced production in a high-latitude jet-like structure; for CS, a $0.8''$ offset is obtained with a model including a wide ($\sim 50^\circ$) conical molecular jet oriented in the plane of the sky and comprising about 25% of the total production of CS (Fig. 9); for SO, the $1.4''$ offset is obtained with a wider jet ($\sim 80^\circ$) containing about 40% of the total production. Such a static wide jet could correspond to the temporal average of a narrower rotating jet; the simulations show that a model combining a diurnal asymmetry and a high-latitude jet reproduces qualitatively the line shapes of CS and SO ON-OFF spectra and spectral maps as well as the (O-Cont) offsets (Fig. 9). 4) the position of the centre of brightness in time-integrated maps is not significantly affected by low-latitude rotating gaseous jets, such as the one observed for CO (Sect. 2.2).

Fitting in detail the H₂S, CS and SO interferometric maps is challenging, given the complexity of Hale-Bopp coma and lack of temporal coverage. This study is beyond the scope of the present paper. In Sect. 5, we will focus on the radial distribution of these molecules.

3. Astrometry: orbital implications

It is at this point useful to discuss the Plateau de Bure observations in the context of the orbit determination of the comet. Whether it is or is not necessary to allow for effects of other than gravitational forces on the Hale-Bopp orbit has long been a rather contentious issue (Marsden, 1999). On the one hand, it was difficult to believe that, active though the comet was, the relative mass loss due to outgassing from a nucleus as large as Hale-Bopp was estimated to be (from 45 to perhaps 70 km diameter, Altenhoff et al. 1999, Weaver & Lamy 1999) would be sufficient to produce a detectable effect on the orbit. On the other hand, as the timespan of the astrometric observations increased well beyond the comet's perihelion passage, the manner in which the orbital solutions satisfied the data was becoming less and less satisfactory, even when special weighting schemes were introduced to stress some observations over others. Eventually, when the observations extended some ten months after perihelion passage, there was no other possibility but to incorporate nongravitational parameters into the solution, including in particular a radial force component outward from the Sun that had a formal mean error of only some three percent. In broad terms, later orbital solutions, whether computed at the Minor Planet Center or at the Jet Propulsion Laboratory (e.g., MPC 54799 and JPL 220 orbit used in Sect 2.3.2, which both include observations made into Aug. 2005), seemingly confirmed this finding.

If there were a significant departure between the centre of mass and the centre of brightness when the comet was most active, it makes sense to attempt entirely gravitational orbital solutions that exclude consideration of the optical astrometry during that time period. Although the

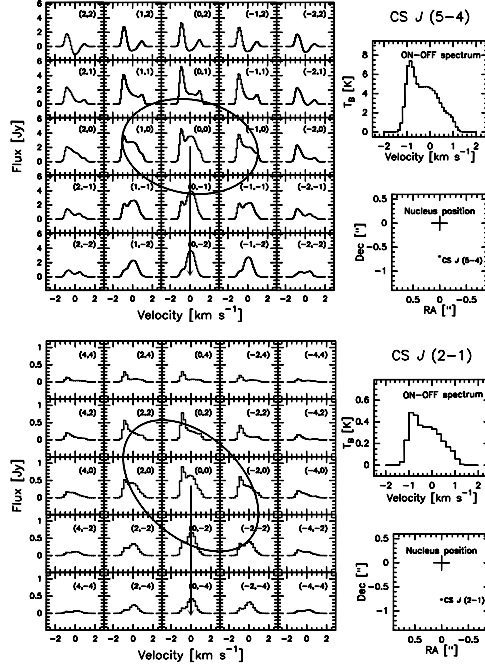


Fig. 9. Synthetic spectral maps (left panel), ON-OFF spectra (right upper panel) and positions of the brightness maximum with respect to the nucleus (right lower panel) for CS $J(5-4)$ (top) and $J(2-1)$ (bottom) lines as obtained with a model including a jet like structure southward and a day/night asymmetry in the coma. The jet is 50° wide, and contains about 25 % the total amount of CS. The CS production rate is 5 times stronger in the day side of the nucleus. The arrow indicates the projection of the Sun direction in the plane of the sky. The phase angle is 45° .

last observations were made more than 12 years after a fortuitous predisccovery observation, some 19 percent of the total of 3565 observations in the Minor Planet Center's files were made during the 50 days immediately preceding the comet's perihelion passage. The exclusion of these observations permits a moderately satisfactory gravitational fit to the remainder. The (O-C) residuals in Dec for the omitted timespan are systematically negative to an average extent of about $3''$. Only 2 percent of the observations were made during the two months after perihelion passage, but this negative trend also shows during this period of included observations, after which there was a six-week gap in the observational record because of the comet's small elongation from the Sun. There is likewise a negative trend during the last month of included observations prior to perihelion passage.

Table 3. J2000.0 orbital elements of C/1995 O1 (Hale-Bopp). Epoch 1997 Mar. 13.0 TT.

Orbit	T 1997 Apr. (TT)	q (AU)	Peri (°)	Node (°)	Incl. (°)	e	1/a (AU ⁻¹)
I	1.13588	0.9141659	130.58732	282.47062	89.43001	0.9951316	+0.0053255
II	1.13606	0.9141660	130.58734	282.47061	89.43002	0.9951315	+0.0053256
III	1.13623	0.9141657	130.58735	282.47061	89.43003	0.9951313	+0.0053258
	(± 0.00003) ^a	(± 0.0000002) ^a	(± 0.00001) ^a	(± 0.00001) ^a	(± 0.00001) ^a	(± 0.0000002) ^a	(± 0.0000002) ^a

^a Errorbars for orbit III.

Orbit I in Table 3 was therefore computed from 2693 observations covering the time periods 1995 July 24–1997 Jan. 10 and 1997 July 14–2005 Aug. 4. Observations with a residual in RA or Dec or both of 2.0'' or larger were also excluded from this gravitational solution. The mean residual of the included data is 0.86'', and there are no obvious systematic trends. The single predisccovery observation on 1993 Apr. 27 has an (O–C) Dec residual of -2.0'', and the negative trend during the omitted half-year is much as before.

The ten IRAM geocentric apparent positions of the peak of the continuum from Altenhoff et al. (1999) are given in Table 4. The first set of residuals shown are from Orbit I, the 2693-observation orbit mentioned above. Although these residuals are systematically negative, the important point is that those in declination are only slightly negative, suggesting that the peak of IRAM continuum emission is substantially closer to the comet's centre of mass than the optical astrometric observations are during this time. The second set of residuals are from an orbit solution (Orbit II in Table 3) that also includes these IRAM observations. The consistency of the IRAM data suggests it may be appropriate to weight them more heavily in the solution, specifically, by a factor of five. At the same time, it is reasonable to accept in the solution only residuals in either coordinate that are no more than 1.5''. The resulting orbital elements (Orbit III) are given in Table 3. These satisfy 2249 observations with mean residual 0.71''. The residuals of the 1993 and 2005 observations are changed from those of the previous solution by no more than 0.1''. The IRAM residuals from Orbit III are now very commendable.

We conclude that there is no need to invoke the existence of nongravitational forces acting on this comet. The “original” and “future” barycentric values of 1/a are +0.003801 and +0.005571 AU⁻¹, respectively, corresponding to periods of 4267 and 2405 years.

4. Modelling observations

In order to press on with the data analysis, we have developed a model able to simulate both interferometric and ON–OFF observations of a synthetic coma. In a first step, the brightness distribution of molecular lines in the plane of the sky is computed using a radiative transfer model. This brightness distribution is used in the second step to

compute synthetic ON–OFF line profiles and to simulate velocity-resolved interferometric observations.

4.1. Radiative transfer model

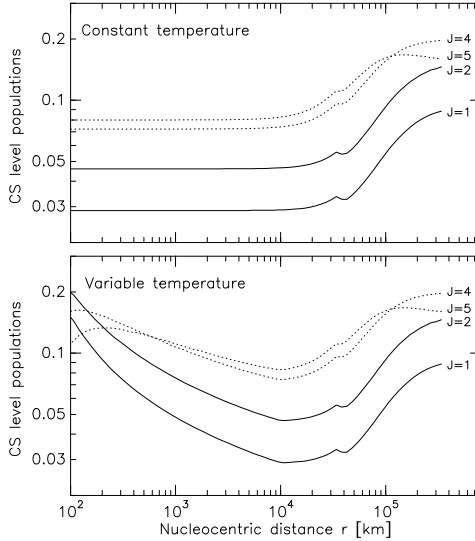
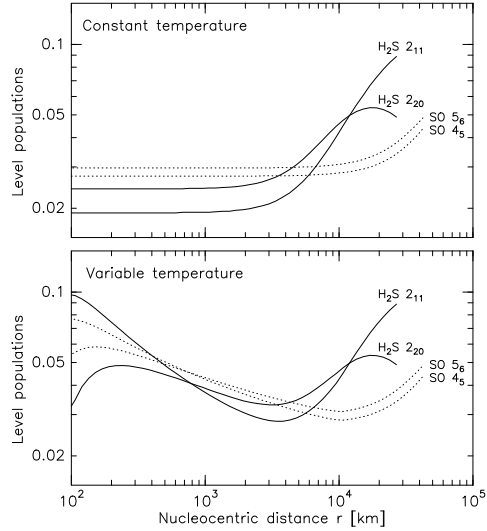
Computing the brightness distribution of a molecular rotational line in the plane of the sky is a classical radiative transfer problem that can be easily solved out by numerical integration provided we know: 1) the population distribution of the involved rotational levels; 2) the spatial and velocity distribution of the studied species; 3) the velocity dispersion, assumed here to be thermal at local temperature; and 4) the background emission, taken to be the 2.7 K cosmic background. It also requires an appropriate choice of number of cells and of cell size, both spatially and spectrally, in order to get sufficient accuracy. Detailed formulae of the cells contribution in the case of an optically thin coma can be found in Bockelée-Morvan et al. (*in preparation*). The code used in this paper is more general as it takes into account opacity effects: in addition to the proper emission of each cell (at given Doppler velocity interval) it computes the cell attenuation of the signal emitted from background cells along the line of sight. The output of the programme is a spectral cube which provides the brightness distribution $F_i(x, y)$ in the plane of the sky (x, y) for a number of velocity channels i . The computed map is 256×256 pixels wide, with pixels of 0.5'' × 0.5'', and velocity channels of 0.10 km s⁻¹.

The level populations in the cells were computed according to the excitation model of Biver et al. (1999). The model takes into account collisions with water molecules and electrons which control excitation in the inner coma: we used a total cross-section for de-excitation by neutral collisions of $1-2 \times 10^{-14}$ cm², and a x_{ne} scaling parameter equal to 1 for the electron density. Radiative excitation by the Sun radiation is taken into account for CS (Biver et al. 1999). Radiative excitation is not considered for H₂S and SO molecules. As detailed in Crovisier et al. (1991) and Biver et al. (2006), given their short photodissociation lifetime, they do not undergo significant radiative excitation before being dissociated. This is particularly relevant in March 1997 for comet Hale-Bopp, the collisional region of which was large at this time. The excitation model takes also into account radiation trapping, which main effect is

Table 4. Astrometry of C/1995 O1 (Hale-Bopp) from continuum observations at Plateau de Bure interferometer and residuals with respect to orbits in Table 3.

1997 Mar. UT	RA (J2000.0)	Dec (J2000.0)	(O–C) Orbit I	(O–C) Orbit II	(O–C) Orbit III
day h:min:s	h:min:s	°:′:″	(δ RA, δ Dec)	(δ RA, δ Dec)	(δ RA, δ Dec)
			(″,″)	(″,″)	(″,″)
09 05:00:00	22:14:44.864	+39:22:44.07	(–1.4,–0.6)	(–0.9,–0.4)	(–0.5,–0.1)
09 08:00:00	22:15:40.688	+39:27:56.90	(–1.2,–0.6)	(–0.8,–0.4)	(–0.3,–0.1)
09 10:00:00	22:16:18.031	+39:31:24.84	(–1.2,–0.6)	(–0.7,–0.4)	(–0.2,–0.1)
09 12:00:00	22:16:55.459	+39:34:52.18	(–1.4,–0.7)	(–1.0,–0.5)	(–0.5,–0.3)
11 06:00:00	22:30:26.714	+40:45:22.83	(–1.3,–0.6)	(–0.8,–0.5)	(–0.3,–0.2)
11 06:00:00	22:30:26.724	+40:45:23.05	(–1.2,–0.4)	(–0.7,–0.2)	(–0.2, 0.0)
13 08:00:00	22:47:34.109	+42:03:01.56	(–1.3,–0.5)	(–0.7,–0.4)	(–0.2,–0.2)
13 15:00:00	22:50:03.197	+42:13:15.05	(–1.3,–0.5)	(–0.7,–0.3)	(–0.2,–0.2)
16 16:00:00	23:17:10.406	+43:48:28.38	(–1.1,–0.4)	(–0.5,–0.4)	(0.0,–0.2)
16 16:00:00	23:17:10.407	+43:48:28.42	(–1.1,–0.4)	(–0.5,–0.3)	(+0.1,–0.2)

^a Continuum geocentric positions from Altenhoff et al. (1999) converted from apparent to J2000.0 coordinates.

**Fig. 10.** Population of the rotational levels of CS related to observed transitions: $J = 1, 2, 4$ and 5 as computed with the excitation model. The upper panel corresponds to a constant temperature, the lower to a variable temperature.**Fig. 11.** Population of the H₂S and SO rotational levels related to observed transitions as computed with the excitation model. The upper panel corresponds to a constant temperature, the lower to a variable temperature.

to increase the size of the region where molecules are at thermal equilibrium.

Because the field of view of the Plateau de Bure observations was essentially sampling molecules with rotational level populations at thermal equilibrium, the temperature of the gas is an important parameter of the model. Both radio (single-dish) (Biver et al. 2002) and infrared (e.g., Magee-Sauer et al. 1999; DiSanti et al. 2001) observations of comet Hale-Bopp in March 1997 suggested gas temper-

atures ~ 120 K at radial distances of ~ 10000 km from the nucleus. Evidence for a temperature increase with distance to nucleus is reported from long-slit spectroscopy in the infrared (Magee-Sauer et al. 1999; DiSanti et al. 2001). Such an increase is predicted in coma hydrodynamic simulations as a result of photolytic heating (Combi et al. 1999). Therefore, we investigated two temperature laws in our model:

- *a constant temperature*: $T = 120$ K, derived from the heliocentric dependence of T in comet Hale-Bopp published by Biver et al. (2002).
- *a variable temperature*: $T = 20$ K for $r < 100$ km, $T = 20 + 50 \log(\frac{r[\text{km}]}{100})$ for $100 \text{ km} < r < 10000$ km and $T = 120$ K for $r > 10000$ km, where r is the radial distance from the nucleus.

The variable temperature law provides a temperature of 70 K at 1000 km from the nucleus, consistent with the model of Combi et al. (1999), but somewhat below the rotational temperatures of 80–90 K derived from infrared measurements with 1'' (1000 km) aperture (Magee-Sauer et al. 1999; DiSanti et al. 2001). Therefore, this temperature law allows us to investigate extreme temperature gradients. The population of the upper and lower levels of the CS, H₂S and SO observed transitions are shown in Figs. 10–11 for the two temperature laws. As the distance from the nucleus increases, the rotational population distributions of the molecules evolve from thermal equilibrium to a cold fluorescence equilibrium, because of declining collision rates. This explains the increase in the outer coma of the population of the levels involved in the observed rotational transitions. With this temperature law, the modelled ON–OFF observations (10000–25000 km field of view radius) mostly probe collisionally excited molecules at $T = 120$ K, while the interferometric beam (1000 km equivalent radius) is sensitive to colder regions at $T \sim 70$ K. Colder gas in the inner coma results in larger opacity effects, as it will be shown in Sect. 5.

The radiative transfer code can accommodate any 3-D density and velocity distribution as inputs. For the purpose of Sect. 5, namely the analysis of the radial distribution of CS, H₂S and SO, the density distribution was described by the Haser formulas for parent and/or daughter species. Since the H₂S coma does not show up strong spatial and spectral asymmetries, the assumption of isotropic outgassing is satisfactory for analysing the H₂S data. This is less true for SO and CS (Sect 5), so that this must be kept in mind in the discussion of the results. We can note that the Haser formula for daughter molecules is appropriate for describing the density distribution of SO and CS in comet Hale-Bopp within the IRAM instrumental field of view given the large size ($> 10^5$ km, Combi et al. 1999) of the collision sphere in March 1997 compared to the scale-lengths of their presumed parents (see Sect. 5). Numerical simulations of asymmetric comas discussed in Sect.2.3.2 were performed using a combination of conical structures, each of them characterized by a production rate by unit of solid angle.

For the gas expansion velocity, we assumed a value about 1.03 km s^{-1} , derived from the heliocentric dependence of the gas expansion velocity measured in comet Hale-Bopp by Biver et al. (2002). Other relevant parameters in the Haser model that will be constrained by the observations are the photodissociation rates of CS, H₂S, SO and SO parent, and the CS, H₂S and SO production rates.

Table 5. Published photodissociation rates at 1 AU from the Sun.

Molecule	$\beta [\text{s}^{-1}]$	Reference
H ₂ S	2.5×10^{-4}	Crovisier et al. 1991
CS	1.0×10^{-5}	Jackson et al. 1982
	2.0×10^{-5}	Biver et al. 2003
	1.0×10^{-4}	Snyder et al. 2001
CS ₂	1.0×10^{-3}	Feldman et al. 1999
	1.7×10^{-3}	Jackson et al. 1986
SO	1.5×10^{-4}	Kim & A'Hearn 1991
	4.9×10^{-4}	Summers & Strobel 1996
	6.2×10^{-4}	Huebner et al. 1992
SO ₂	2.1×10^{-4}	Kim & A'Hearn 1991
	2.1×10^{-4}	Huebner et al. 1992
	2.3×10^{-4}	Kumar 1982
	$2.9 \times 10^{-4} *$	Summers & Strobel 1996

* The solar spectrum model used pertains to solar maximum.

4.2. ON–OFF synthetic spectra

Synthetic ON–OFF line profiles are readily obtained from the spectral cube by convolving the brightness distribution obtained for each velocity channel with the primary beam pattern. The beam pattern $A(x, y)$ was described by a 2D-gaussian which width at half maximum is equal to the HPBW given in Table 1.

4.3. Synthetic interferometric observations

The simulation of interferometric observations is more complex, as it requires the Fourier transform of the brightness distribution taking into account the uv -coverage (see Sect. 2.3).

For each channel i , the visibilities are defined by (see e.g., Thompson et al., 1991) :

$$\mathcal{V}_i(\boldsymbol{\sigma}) = \frac{c}{\nu \delta v} \int_{4\pi} A(\mathbf{s}) F_i(\mathbf{s}) \exp\left(-\frac{2i\pi\nu}{c} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{s}\right) d\Omega, \quad (1)$$

where $\boldsymbol{\sigma}$ is the baseline vector for two antennas, with coordinates (u, v) in the uv -plane. $\mathbf{s}$ is a vector in the sky plane which coordinates are (x, y) in radian units. A is the power pattern of the antennas, and $d\Omega$ is an element of solid angle on the sky. Unit of the brightness distribution $F_i(x, y)$ provided by the radiative transfer model is $[\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}]$. $\mathcal{V}_i(\boldsymbol{\sigma})$ is here in units of $[\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}]$ or janskys. Equation 1 can be approximated to :

$$\mathcal{V}_i(u, v) = \frac{c}{\nu \delta v} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(x, y) F_i(x, y) \times \exp\left(-\frac{2i\pi\nu}{c} (ux + vy)\right) dx dy. \quad (2)$$

The calculation of the visibilities is carried out using the GILDAS software collection provided by IRAM. The first step consists in converting the brightness spectral map $F_i(x, y)$ times the primary beam gaussian pattern $A(x, y)$ into GILDAS format. Then a GILDAS task computes the Fourier transform according to Eq. 2. In order to

simulate data comparable to observations, it is necessary to take into account the uv -plane sampled by the observations. In practice, the GILDAS task reads the uv -coverage in the observed data file and computes the $\mathcal{V}_i(u, v)$ for each (u, v) point. This step provides a uv -table that can be handled exactly like that recorded during the observations. Modelled and observed maps obtained by inverse Fourier Transform can be compared.

It is also possible to compare the visibilities in the Fourier space. Because of symmetry properties of the Fourier Transform, a radially symmetric brightness distribution results in visibilities $\mathcal{V}_i(u, v)$ that only depend upon the uv -radius $\sigma = \sqrt{u^2 + v^2}$. Observed visibilities that have been radially averaged in the uv -plane can be directly compared to modelled $\mathcal{V}_i(\sigma)$. In such a way, the mean (angularly averaged) radial brightness distribution of observed species can be investigated. For this study, visibilities integrated over velocity $\sum_i \mathcal{V}_i(\sigma) \delta v$ [Jy km s⁻¹] (with δv equal to channel width) will be compared (Sect. 5). Note that the line flux measured in ON-OFF mode corresponds to the visibility at $\sigma = 0$.

5. Analysis of the radial distribution of CS, H₂S and SO

Two different methods are used to analyse the radial distribution of CS, H₂S and SO. Let us define F_{SD} as the line area of the ON-OFF spectra and F_{Int} as the line area at maximum intensity in the interferometric maps, which observed values are given in Table 1. Because of the factor of ~ 10 difference in angular resolution between ON-OFF and interferometric observations, the flux ratio $R = F_{SD}/F_{Int}$ is strongly sensitive to the spatial distribution. We can thus compare observed and modelled flux ratios to constrain model parameters. The more extended the brightness distribution is, the larger the flux ratio R . In the second method, we compare observed and modelled visibilities as a function of uv -radius, as explained previously, including the ON-OFF data point.

Input free parameters in the model are photodissociation and production rates. The production rate Q is adjusted iteratively by running the model several times in order to match at best the flux ratio and the observed intensities F_{SD} and F_{Int} . Indeed, the intensities (particularly F_{Int}) are affected by small but significant opacity effects, so that the flux ratio depends on Q .

5.1. Hydrogen sulfide H₂S

The photodissociation rate of H₂S has been determined by Crovisier et al. (1991) using laboratory measurements (Table 5). The resulting H₂S scalelength for comet Hale-Bopp in March 1997 is ~ 3900 km, i.e. intermediate between the angular resolution of ON-OFF and interferometric observations. Therefore, the flux ratio R is expected to reflect, in large part, H₂S photolysis.

The observed flux ratio R can be reproduced within $1\text{-}\sigma$ with the model for a photodissociation rate of H₂S

Table 6. Observed and modelled fluxes (in Jy km s⁻¹) and flux ratios.

	Observations ^a	Models ^b			
		$T = 120$ K		T variable	
		<i>Thin</i>	<i>Thick</i>	<i>Thin</i>	<i>Thick</i>
H ₂ S 2 ₂₀ -2 ₁₁					
F_{SD}	18.9 ± 2.8	19.14	17.20	19.40	16.60
F_{Int}	3.51 ± 0.55	4.89	3.96	5.15	3.60
R	5.38 ± 1.16	3.91	4.34	3.76	4.61
CS $J(2-1)$					
F_{SD}	15.2 ± 2.3	15.1	14.3	14.6	13.7
F_{Int}	1.47 ± 0.24	1.07	1.02	1.50	1.29
R	10.3 ± 2.3	14.1	14.0	9.7	10.6
CS $J(5-4)$					
F_{SD}	213 ± 32	231	213	227	201
F_{Int}	5.4 ± 1.1	11.4	8.22	14.7	7.30
R	39 ± 10	20.3	25.9	15.4	27.5

^a Line integrated intensity in ON-OFF mode (F_{SD}) and at the centre of the interferometric map (F_{Int}) and their ratio $R = F_{SD}/F_{Int}$. Unlike in Table 1, error bars take into account a 15% uncertainty in the calibration.

^b Model calculations of F_{SD} and F_{Int} , assuming a constant or variable temperature in the coma (see Sect. 4). Results labelled as *thick* (respectively *thin*) indicate whether opacity effects were included or not in the calculations. Calculations were performed with $\beta_{H_2S} = 2.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\beta_{CS_2} = 1.7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $\beta_{CS} = 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. The assumed production rates are $Q_{H_2S} = 1.35 \times 10^{29} \text{ s}^{-1}$, $Q_{CS} = 2.0 \times 10^{28} \text{ s}^{-1}$ (respectively $Q_{H_2S} = 1.2 \times 10^{29} \text{ s}^{-1}$, $Q_{CS} = 1.8 \times 10^{28} \text{ s}^{-1}$) for $T = 120$ K (respectively, variable T) law.

in the range $1.5 - 3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. This range includes the value from Crovisier et al. (1991), for which computed flux densities and flux ratios R are given in Table 6, for the two temperature laws, together with measured values. Calculations in the assumption of an optically thin line are also given. The good agreement between model and observations (within $1\text{-}\sigma$) in the optically *thick* case shows that the radial extension of H₂S in the coma is well explained by direct release of H₂S from the nucleus. Opacity effects significantly affect the line flux in the interferometric beam: by 23% with the constant temperature law to 40% for T variable. The retrieved H₂S production rates are 1.35 and $1.2 \times 10^{29} \text{ s}^{-1}$, for the constant and variable T laws, respectively.

Figure 12 shows the comparison between modelled (with opacity effects included) and measured visibilities for the two temperature laws. Both models reproduce correctly the radial evolution of the visibilities. At large uv -radii, the fit is better with the model assuming a variable temperature. Fluctuations apart the model fit trace spatial asymmetries in the coma.

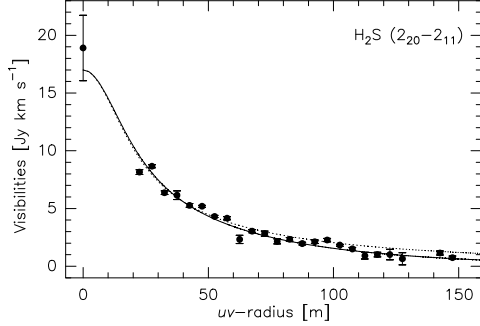


Fig. 12. Amplitude of the visibility of H₂S 217 GHz line versus uv -radius. Circles with error bars: observations. Dotted lines: model assuming constant T . Thick lines: model assuming variable T . In both cases, calculations were performed with $\beta_{\text{H}_2\text{S}} = 2.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

The ON-OFF H₂S spectrum given by the model is superimposed on the observed spectrum in Fig 3. The agreement is satisfactory, not considering the small spectral asymmetry in the observed spectrum which is due to non-isotropic H₂S density and velocity distribution as discussed in Sect. 2.

5.2. Carbon sulfide CS

Ultraviolet observations of CS performed with the *International Ultraviolet Explorer* (IUE) have shown that CS₂ is the likely parent of CS (Jackson et al. 1982, 1986). More recently, a comparison between unidentified lines in comet 122P/de Vico spectra and jet cooled laboratory CS₂ spectra suggests that CS₂ is indeed present in cometary atmospheres (Jackson et al. 2004). The CS₂ lifetime at 1 AU is estimated between 590 s (Jackson et al. 1986) and 1000 s (Feldman et al. 1999) from observations and laboratory measurements (i.e., photodissociation rate β_{CS_2} between 1 and $1.7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$).

The photodissociation rate of CS is debated. From IUE observations, Jackson et al. (1982) deduced $\beta_{\text{CS}} = 1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. From CS $J(2-1)$ interferometric observations of comet Hale-Bopp performed with the BIMA array, Snyder et al. (2001) inferred $\beta_{\text{CS}} = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, i.e. a value ten times higher. On the other hand, single-dish millimetric observations of comets at small heliocentric distances suggested $\beta_{\text{CS}} \approx 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (Biver et al. 2003).

The field of view radius of our CS ON-OFF observations is 10000 to 25000 km, depending on the line (Table 1). Therefore, the calculated flux ratio F_{SD} and F_{Int} should be strongly dependent upon the assumed CS scale-length, when exploring values between 10000 and 100000 km. On the other hand, the interferometric beams (750 to 2000 km radius, for the $J(5-4)$ and $J(2-1)$ lines, respectively) are comparable to the CS₂ scalelength, which

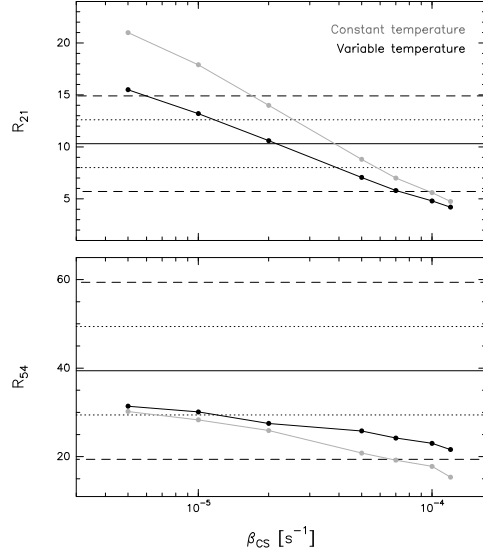


Fig. 13. Modelled flux ratios R as a function of CS photodissociation rate for CS $J(2-1)$ (R_{21} , top) and $J(5-4)$ (R_{54} , bottom) lines for $\beta_{\text{CS}_2} = 1.7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (value at $r_h = 1 \text{ AU}$). The dotted (respectively dashed) lines show the 1- σ (resp. 2- σ) range around the observed value (continuous line).

makes the determination of the CS₂ lifetime more difficult, given large uncertainties in CS lifetime.

Figure 13 shows the dependence of the flux ratio of the $J(2-1)$ (R_{21}) and $J(5-4)$ (R_{54}) lines with the photodissociation rate of CS, assuming a constant or a variable temperature in the coma. The CS₂ photodissociation rate was taken equal to $\beta_{\text{CS}_2} = 1.7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (value at $r_h = 1 \text{ AU}$). The observed ratios can be reproduced within 2- σ , with β_{CS} in the range $2-7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (case of constant T) or with β_{CS} between 0.7 and $6 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (case of variable T). The same computations were made with $\beta_{\text{CS}_2} = 1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (Feldman et al. 1999) in order to investigate the sensitivity of the results to this parameter. A satisfactory fit within 1- σ is obtained for both lines ($R_{21} = 12$ and $R_{54} = 29$) with β_{CS} in the range $2-5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ and a variable T . In summary, our data are consistent with a CS photodissociation rate of $1-5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. On the basis of the $J(2-1)$ data alone, the value $\beta_{\text{CS}} = 2-3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ is preferred. Models assuming a variable temperature in the coma provide the best results.

Table 6 shows that opacity effects strongly affect the intensity of the $J(5-4)$ line in the interferometric beam, justifying our radiative transfer model. They are less significant for $J(2-1)$, and for $T = 120 \text{ K}$ than for variable T . These trends can be easily explained: 1) the $J(5-4)$ is intrinsically stronger and observed with a smaller field of view; 2) with the adopted variable temperature law, the

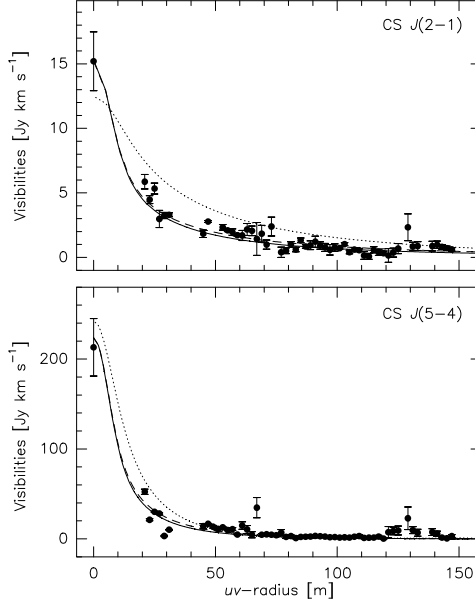


Fig. 14. Amplitude of the visibility as a function of uv -radius for CS $J(2-1)$ (upper panel) and CS $J(5-4)$ (lower panel). Measurements are shown by dots with error bars. Displayed modelled visibilities are for a variable temperature law and parameter sets: ($\beta_{CS} = 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\beta_{CS_2} = 1.7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) in solid line, ($\beta_{CS} = 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\beta_{CS_2} = 1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) in dashed line and ($\beta_{CS} = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\beta_{CS_2} = 1.7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) in dotted line.

lower rotational levels of the $J(2-1)$ and $J(5-4)$ transitions (namely $J = 1$ and $J = 4$) are more significantly populated in the inner coma (see Fig. 10), hence more significant self-absorption effects. The retrieved CS production rate is $\sim 2 \times 10^{28} \text{ s}^{-1}$ with $\beta_{CS} = 1-2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

In Fig. 14 we show the radial evolution of the visibilities for different model parameters, assuming a variable temperature in the coma. Models with $\beta_{CS} = 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ and β_{CS_2} equal to $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ and $1.7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ reproduce correctly the observed visibilities, as expected from the study of the fluxes ratio. Visibilities computed with $\beta_{CS} = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ do not match the data.

The high value $\beta_{CS} = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ inferred by Snyder et al. (2001) from comet Hale-Bopp observations of CS $J(2-1)$ with the BIMA array is ruled out by our analysis of Plateau de Bure observations. Snyder et al. (2001) used a different approach. They analysed CS radial profiles deduced from the interferometric maps, but did not consider the autocorrelation measurements that they acquired nor the radial evolution of the visibilities in the uv -plane. However, for $\beta_{CS} = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, their autocor-

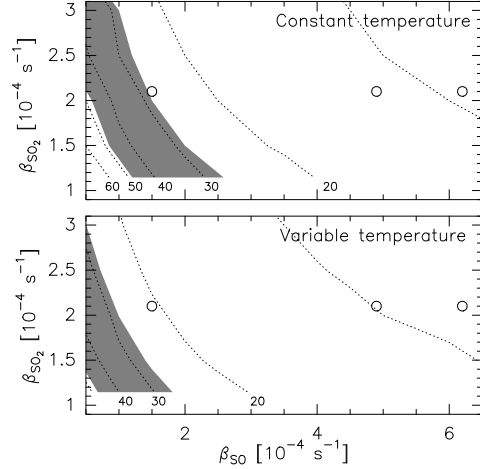


Fig. 15. The flux ratio $R = \frac{F_{SO}}{F_{SO_2}}$ as a function of β_{SO} and β_{SO_2} . Upper panel: for constant temperature $T = 120 \text{ K}$; lower panel: for the variable temperature law. Contour values are given in the bottom of the figures. Circles correspond to (β_{SO} , β_{SO_2}) values published in the literature (Table 5). The region where the computed R is in agreement within $1-\sigma$ with the observations ($R = 38 \pm 10$) is filled in grey.

relation data yield systematically higher (by a factor 2.5–3) CS production rates than the cross-correlation data. We computed that, if β_{CS} is decreased to $\sim 3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, the production rates derived by the two sets of data can be reconciled.

5.3. Sulfur monoxide SO

As pointed out in Sect. 2.3.2, there is clear evidence that the SO radial brightness distribution is much more extended than that of H₂S. The flux ratio for the SO line is $R = 38 \pm 10$, taking into account calibration uncertainties, to be compared to $R = 5.4 \pm 1.2$ for the H₂S line (Table 6). SO is a radical and a photodissociation product of SO₂, also observed in comet Hale-Bopp (Bockelée-Morvan et al. 2000). Published SO₂ photodissociation rates are in general consistent with each other: $\beta_{SO_2} = 2.1-2.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ for quiet sun and $2.9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ for active sun (see Table 5). A significantly lower value was derived by Kumar (1982), but only one channel of the SO₂ photodissociation process was considered. We will not consider this value in this work.

In contrast, published values of β_{SO} differ by up to a factor of 4 (Table 5). Because SO and SO₂ photodissociative scalelengths are intermediate between the primary and interferometric fields of view, they can be somewhat constrained by the observations. Model calculations were performed for many couples (β_{SO} , β_{SO_2}) in the range of

published values. Isocontours of the flux ratio R as a function of β_{SO} and β_{SO_2} are presented in Fig. 15.

In the assumption that SO is produced solely by the photodissociation of SO₂, the observations are consistent (within 1–1.5- σ) with the published value of $\beta_{\text{SO}} = 1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (Kim & A'Hearn 1991), but are not compatible with values as high as $5 - 6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (Huebner et al., 1992; Summers & Strobel, 1996). The same conclusion is obtained from the study of the visibility curve (Fig. 16). Direct release of SO from the nucleus is fully excluded (Fig. 16).

Published β_{SO} rates are all based on the same laboratory data (Phillips, 1981). Discrepancies may be ascribed to the complexity of the laboratory SO absorption spectrum (which shows a series of strong narrow lines over a broad continuum) and the fact that the spectrum is only available in a graphic version. From our own analysis of the spectrum, we put a firm lower limit $\beta_{\text{SO}} > 1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ using the lower envelope to the SO spectrum. Considering in addition the narrow lines, we estimate $\beta_{\text{SO}} = 3.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, but this estimation is still uncertain due to the lack of a digital version of the spectrum.

How this result could be reconciled with our measurements? First, because SO emission is strongly anisotropic, can we exclude a flaw in our analysis due to simple approximations made on the coma structure? Calculations performed for an anisotropic coma which reproduces the main characteristics of the SO map (Sect.2.3.2) show that our analysis should not be significantly affected by the presence of jets in the coma. In addition, a separate reduction of the blue and red velocity parts of the SO spectrum shows that both parts display the same intensity flux ratio R (equal to that measured for the whole emission), indicating that jet structures do not affect the overall evolution of the visibilities with baseline length.

A β_{SO} value higher than that which fits the observations implies that some process makes the SO brightness radial distribution more extended than expected from SO₂ photodissociation. We examined several possibilities. Among those that can be excluded are: 1) a β_{SO_2} value lower than published values; shielding of SO₂ photodissociation by water is insufficient (the inner coma where UV shielding by water is significant may be evaluated to $r < 1000 \text{ km}$); 2) a kinetic temperature that is much higher ($\sim 200 \text{ K}$) in the inner coma observed by the interferometric beam than in the outer coma observed by the primary beam, that would be in contradiction with measurements (Magee-Sauer et al., 1999; DiSanti et al., 2001) and hydrodynamical models (Combi et al., 1999). This leaves the possibility that SO₂ is not the only source of SO, or that SO₂ is itself produced by some extended source in the coma such as grains or complex molecules.

The SO production rate deduced from the observations is $2.4 - 2.7 \times 10^{28} \text{ s}^{-1}$ for $\beta_{\text{SO}} = 1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ and $\beta_{\text{SO}_2} = 2.1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Based on the same ON-OFF data, Bockelée-Morvan et al. (2000) inferred a higher value for the SO production rate due to different assumptions on

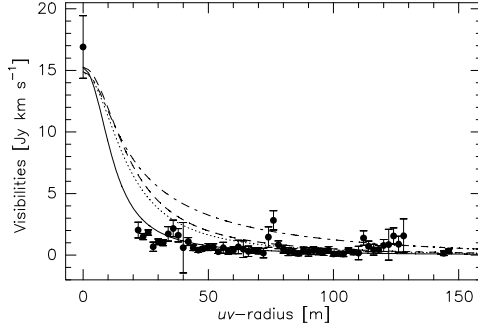


Fig. 16. Amplitude of visibility of SO 220 GHz line versus uv -radius. Observations: circles with error bars. Continuous, dotted and dashed lines correspond to model calculations assuming that SO is created by the photodissociation of SO₂ with β_{SO} of 1.5 , 4.9 and $6.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, respectively. The dotted-dashed line tests the case of a pure nuclear origin for SO, with $\beta_{\text{SO}} = 1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Calculations correspond to variable T law. Similar results are obtained with a constant $T = 120 \text{ K}$.

the beam efficiency and kinetic temperature. SO₂ was observed in comet Hale-Bopp on several dates in March and April 1997 using the IRAM Plateau de Bure and 30-m antennas (Bockelée-Morvan et al. 2000). The measurements yield a production ratio $Q_{\text{SO}}/Q_{\text{SO}_2} \sim 2$ in March 1997. The discrepancy increases when a higher β_{SO} value is adopted (e.g., $Q_{\text{SO}}/Q_{\text{SO}_2} \sim 6$ for $\beta_{\text{SO}} = 6.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$). Bockelée-Morvan et al. (2000) suggest that Q_{SO_2} is possibly underestimated in their calculations as they assumed LTE for the SO₂ rotational population distribution, and neglect electronic and vibrational excitation. Another possible explanation is the presence of another source of SO in the coma. As discussed above, this would allow a more satisfactory interpretation of the observed SO radial distribution, given available estimations of β_{SO} .

The synthetic SO ON-OFF spectrum computed with our isotropic model is plotted in Fig. 3. Though it does not match in details the observed asymmetric SO spectrum, the line width and wings are correctly reproduced. This indicates that, as assumed in the model, the SO radicals which are within the field of view, though daughter products, do indeed partake in the kinetics of the gas flow.

6. Summary

Observations carried out in cross- and autocorrelation modes with the IRAM Plateau de Bure interferometer were analysed to study the spatial distribution of sulfur-bearing molecules in the coma of comet Hale-Bopp using a radiative transfer code. The radial distribution of H₂S is in agreement with a direct release from the nucleus and is well reproduced by our model using the H₂S photodissociation rate published in the literature, thereby validating our approach.

On this basis, we studied the radial distribution of CS emission. This radical is believed to be produced by the photolysis of the short-lived CS₂ molecule. The angular resolution of the observations prevented us to obtain observational constraints on the CS₂ photodissociation rate. The photodissociation rate of CS is not precisely determined because no satisfactory measurements can be done in the laboratory on this radical. Our data are consistent with β_{CS} in the range $1 - 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, which is in agreement with the value of $2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ proposed by Biver et al. (2003) but rules out $\beta_{CS} = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ derived by Snyder et al. (2001) from interferometric observations with the BIMA array. With $\beta_{CS} \sim 3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, the CS production rates derived from autocorrelation and cross-correlation BIMA data are reconciled.

SO was first detected in comet Hale-Bopp, as well as its presumed parent product SO₂ (Bockelée-Morvan et al., 2000). Values of β_{SO} available in the literature differ by a factor of ~ 4 between the lowest ($1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, Kim & A'Hearn 1991) and the highest value ($6.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, Huebner et al. 1992). From our own analysis based on the same laboratory absorption spectrum, we estimate $\beta_{SO} \sim 3.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. In contrast, assuming that SO₂ is the parent of SO, the SO interferometric data suggest $\beta_{SO} = 1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. The discrepancy between measured and computed values of the SO photodissociation rate may indicate that SO₂ is not the sole parent of SO, or that SO₂ is itself created by some extended source in the coma. Note that the sulfur chemistry in comets is far from being fully understood: the origins of S₂ and NS radicals are still unknown (Bockelée-Morvan et al., 2004). In the future, interferometric mapping of SO and SO₂ with the Atacama Large Millimeter and submillimeter Array (ALMA) will provide relevant informations about the SO creation process in cometary atmospheres (Biver 2005). Further laboratory experiments on SO absorption in the UV are also strongly encouraged.

The data show clear evidence for anisotropic spatial distributions in the coma: (1) ON-OFF spectra are asymmetric; (2) the visibilities as a function of uv -radius do not follow the expected curves in the case of a 1-D outflow; (3) maps of CS and SO line brightness distributions do not peak at the position of the continuum maps obtained simultaneously which should be close to the nucleus position; (4) maps show strong and specific spectral variations in the coma. On the basis of model calculations, we show that SO and CS present a wide jet-like structure that may correspond to the gaseous counterpart of the strong high latitude dust jet detected at optical wavelengths. This structure is not observed for H₂S. All three molecules show day/night spatial asymmetries. Spectral temporal variations related to nucleus rotation are only observed for CS. The strong CO rotating jet observed at Plateau de Bure interferometer has no H₂S, CS and SO counterpart. These differences in the outgassing patterns of different volatiles in the Hale-Bopp coma may suggest that the nucleus composition is inhomogeneous (though all molecules were not observed on the same day and we can-

not exclude time variations of the outgassing). This analysis is consistent with the results of some previous works: (1) the offsets observed between molecular (HNC, DCN, HDO) and continuum emission on interferometric maps made with the Owens Valley Radio Observatory (OVRO) were interpreted as due to jets enriched in these molecules (Blake et al., 1999); (2) Monte Carlo simulations suggest that the different molecular jets observed at optical wavelengths (OH, CN, C₂) originate in several active areas of different chemical compositions (Lederer et al., 2002). An explanation would be that the huge nucleus of comet Hale-Bopp is actually made of several pieces that have not undergone the same formation and/or evolution processes. This would be in contrast with comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3 whose fragments were found similar in chemical properties, suggesting an homogeneous nucleus (Dello Russo et al., 2007).

The results obtained in this paper demonstrate the benefit and uniqueness of millimeter interferometry to investigate nucleus outgassing properties and physical processes acting in the coma. Last and not least, by solving the contentious issue regarding the role of nongravitational forces in comet Hale-Bopp orbit, we have shown that this technique is also powerful for astrometry purposes. ALMA, with its unprecedented sensitivity, angular resolution, and instantaneous uv -coverage, will be a very powerful tool in the future for cometary science.

Acknowledgements. We acknowledge the IRAM staff for help provided during the observations and for data reduction, and dedicate this paper to J. E. Wink (1942-2000). We thank P. Rocher (IMCCE) for providing us the ephemeris of the comet. This work has been supported by the Programme national de planétologie (PNP) and by the Action spécifique ALMA (INSU).

References

- Altenhoff, W. J., Bieging, J. H., Butler, B., et al. 1999, A&A, 348, 1020
- Biver, N. 2005, ESA SP-577, 151-156
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et al. 1999, AJ, 118, 1850
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P. et al. 2002, Earth Moon & Planets, 90, 5
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et al. 2003, BAAS, 35, 968
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., et al. 2006, A&A, 449, 1255
- Blake, G. A., Qi, C., Hogerheijde, M. R., Gurwell, M. A., & Muhleman, D. O. 1999, Nature, 398, 213
- Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Mumma, M. J., & Weaver, H. A. 2004, in Comets II, eds. M. C. Festou, H. U. Keller, & H. A. Weaver (The University of Arizona Press), 391
- Bockelée-Morvan, D., Gunnarsson, M., Biver, N., et al. 2005, Asteroids Comets Meteors, IAU Symp. No 229, 7-12 August 2005, Buzios, Brazil, book of abstract

- Bockelée-Morvan, D., Lis, D. C., Wink, J. E., et al. 2000, A&A, 353, 1101
- Boissier, J., Bockelée-Morvan, D., Crifo, J., & Rodionov, A. V. 2006, SF2A-2006: Semaine de l'Astrophysique Française, 383
- Combi, M. R., Kabin, K., DeZeeuw, D. L., Gombosi, T. I., & Powell, K. G. 1997, Earth, Moon & Planets, 79, 275
- Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Despois, D., & Paubert, G. 1991, Icarus, 93, 246
- Dello Russo, N., Vervack Jr, R. J., Weaver, H. A., et al. 2007, Nature, 448, 172
- DiSanti, M., Mumma, M. J., Dello Russo, N., & Magee-Sauer, K. 2001, Icarus, 153, 361
- Feldman, P. D., Weaver, H. A., A'Hearn, M. F. et al. 1999, BAAS, 31, 1127
- Feldman, P. D., Cochran, A. L., & Combi, M. R. 2004, in Comets II, eds. M. C. Festou, H. U. Keller, & H. A. Weaver (The University of Arizona Press), 425
- Guilloteau S., Delannoy J., Downes D., et al. 1992, A&A, 262, 624
- Henry, F. 2003, La comète Hale-Bopp à l'interféromètre du Plateau de Bure: étude de la distribution du monoxyde de carbone, PhD Thesis, University of Paris 6
- Henry, F., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., & Wink, J. E. 2002, Earth, Moon & Planets, 90, 57
- Huebner, W. F., Keady, J. J., & Lyon, S. P. 1992, Ap&SS, 195, 1
- Jackson, W. M., Butterworth, P. S., & Ballard, D. 1986, ApJ, 304, 515
- Jackson, W. M., Halpern J. B., Feldman P. D., & Rahe J. 1982, A&A, 107, 385
- Jackson, W. M., Scodinu, A., Xu, D., & Cochran, A. L. 2004, ApJ, 607, L139
- Jorda, L., Rembor, K., Lecacheux, J., et al. 1997, Earth, Moon & Planets, 77, 167
- Kim, S. J., & A'Hearn, M. F. 1991, Icarus 90, 79
- Kumar, S. 1982, J. Geophys. Res., 87, 1677
- Lederer, S. M., Domingue, D., Jarvis, K. S. et al. 2002, Earth, Moon & Planets, 90, 381
- Magee-Sauer, K., Mumma, M. J., DiSanti, M. A., Russo, N. D., & Rettig, T. W. 1999, Icarus, 142, 498
- Marsden, B. G. 1997, Earth, Moon & Planets 79, 3
- Phillips, L. F. 1981, J. Phys. Chem., 85, 3994
- Snyder, L. E., Veal, J. M., Woodney, L. M., et al. 2001, AJ, 121, 1147
- Summers, M. E., & Strobel, D. F. 1996, Icarus, 120, 290
- Thompson, A., Moran, J., & Swenson, G. 1991, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, Krieger Publishing Company (eds.)
- Weaver, H. A., & Lamy, P. 1997, Earth, Moon & Planets, 79, 17
- Wink, J. E., Bockelée-Morvan, D., Despois, D., et al. 1997, Earth, Moon & Planets, 78, 63
- Woodney, L. M., A'Hearn, M. F., Schleicher, D. G., et al. 2002, Icarus, 157, 193
- Wright, M. C. H., de Pater, I., Forster, J. R., et al. 1998, AJ, 116, 3018

B.2 Biver et al., 2007

Article publié dans Icarus.

Available online at www.sciencedirect.com

Icarus 187 (2007) 253–271

ICARUS

www.elsevier.com/locate/icarus

Radio observations of Comet 9P/Tempel 1 before and after Deep Impact

Nicolas Biver^{a,*}, Dominique Bockelée-Morvan^a, Jérémie Boissier^a, Jacques Crovisier^a,
 Pierre Colom^a, Alain Lecacheux^a, Raphaël Moreno^a, Gabriel Paubert^b, Dariusz C. Lis^c,
 Matthew Sumner^c, Urban Frisk^d, Åke Hjalmarson^e, Michael Olberg^e, Anders Winnberg^e,
 Hans-Gustav Florén^f, Aage Sandqvist^f, Sun Kwok^{g,h}

^a LESIA, CNRS UMR 8109, Observatoire de Paris, 5 pl. Jules Janssen, F-92190 Meudon, France^b IRAM, Avd. Divina Pastora, 7, 18012 Granada, Spain^c California Institute of Technology, MC 320-47, Pasadena, CA 91125, USA^d Swedish Space Corporation, P.O. Box 4207, SE-17104 Solna, Sweden^e Onsala Space Observatory, SE-43992 Onsala, Sweden^f Stockholm Observatory, SCFAB-AlbaNova, SE-10691 Stockholm, Sweden^g Department of Physics and Astronomy, University of Calgary, Calgary, AB T2N 1N4, Canada^h Institute of Astronomy and Astrophysics, Academia Sinica, P.O. Box 23-141, Taipei 106, Taiwan

Received 14 April 2006; revised 3 October 2006

Available online 11 December 2006

Abstract

Comet 9P/Tempel 1 was the target of a multi-wavelength worldwide investigation in 2005. The NASA Deep Impact mission reached the comet on 4.24 July 2005, delivering a 370-kg impactor which hit the comet at 10.3 km s^{-1} . Following this impact, a cloud of gas and dust was excavated from the comet nucleus. The comet was observed in 2005 prior to and after the impact, at 18-cm wavelength with the Nançay radio telescope, in the millimeter range with the IRAM and CSO radio telescopes, and at 557 GHz with the Odin satellite. OH observations at Nançay provided a 4-month monitoring of the outgassing of the comet from March to June, followed by the observation of H_2O with Odin from June to August 2005. The peak of outgassing was found to be around $1 \times 10^{28} \text{ molec. s}^{-1}$ between May and July. Observations conducted with the IRAM 30-m radio telescope in May and July 2005 resulted in detections of HCN, CH_3OH and H_2S with classical abundances relative to water (0.12, 2.7 and 0.5%, respectively). In addition, a variation of the HCN production rate with a period of 1.73 ± 0.10 days was observed in May 2005, consistent with the 1.7-day rotation period of the nucleus. The phase of these variations, as well as those of CN seen in July by Jehin et al. [Jehin, E., Manfroid, J., Hutsemékers, D., Cochran, A.L., Arpigny, C., Jackson, W.M., Rauer, H., Schulz, R., Zuccconi, J.-M., 2006. *Astrophys. J.* 641, L145–L148], is consistent with a rotation period of the nucleus of 1.715 days and a strong variation of the outgassing activity by a factor 3 from minimum to maximum. This also implies that the impact took place on the rising phase of the “natural” outgassing which reached its maximum ≈ 4 h after the impact. Post-impact observations at IRAM and CSO did not reveal a significant change of the outgassing rates and relative abundances, with the exception of CH_3OH which may have been more abundant by up to one order of magnitude in the ejecta. Most other variations are linked to the intrinsic variability of the comet. The Odin satellite monitored nearly continuously the H_2O line at 557 GHz during the 38 h following the impact on the 4th of July, in addition to weekly monitoring. Once the periodic variations related to the nucleus rotation are removed, a small increase of outgassing related to the impact is present, which corresponds to the release of $\approx 5000 \pm 2000$ tons of water. Two other bursts of activity, also observed at other wavelengths, were seen on 23 June and 7 July; they correspond to even larger releases of gas.

© 2006 Elsevier Inc. All rights reserved.

Keywords: Comets, composition; Comet 9P/Tempel 1; Radio observations

1. Introduction

The investigation of the composition of cometary nuclei is crucial for understanding their origin. Short-period Jupiter-family comets may have accreted directly in the Kuiper Belt

* Corresponding author. Fax: +33 1 45 07 79 39.
 E-mail address: nicolas.biver@obspm.fr (N. Biver).

beyond Neptune. Having spent most of their time in a very cold environment, these objects may not have evolved very much since their formation. Thus, their composition might provide direct clues to the composition in the outer regions of the Solar Nebula where they formed.

However, after spending many decades in a warmer environment within 6 AU from the Sun, the upper layers of such cometary nuclei may have evolved, probably losing their most volatile components, and one may wonder if material released in the coma at the time of perihelion is representative of the bulk composition of the comet. One key objective of the Deep Impact mission (A'Hearn et al., 2005a) was to excavate material from a depth of a few tens of meters in order to see the release of probably more pristine material. The target, Comet 9P/Tempel 1, is on a 5.5-year orbit and belongs to the Jupiter-family group of comets, like 19P/Borrelly that was investigated in 2001 (Bockelée-Morvan et al., 2004) when Deep Space 1 passed within 2300 km of its nucleus. The Deep Impact spacecraft released a 370-kg impactor which hit the comet nucleus at 10.3 km s^{-1} on 4.2445 July 2005 UT Earth-based time (A'Hearn et al., 2005b). Following this technological success, a large cloud of dust and icy particles flew out of the impact crater (at an average speed of 0.2 km s^{-1} ; Keller et al., 2005) which was the target of spectroscopic investigations. The objective was to characterize the amount and composition of material excavated and to compare it with the chemical composition of the comet before the impact.

Observing Comet 9P/Tempel 1 in support to the Deep Impact mission (Meech et al., 2005a) was a major objective of ground based radio observations and a major objective for the 2005 Odin space observatory program (Nordh et al., 2003). We report in the present paper our observations conducted with the Nançay radio telescope, the IRAM (Institut de radioastronomie millimétrique) 30-m telescope, the CSO (Caltech Submillimeter Observatory), and with the Odin satellite.

2. Observations

Comet 9P/Tempel 1 returned to the perihelion of its orbit on 5 July 2005, just one day after it was hit by the projectile released by the Deep Impact spacecraft. Our radio observing campaign started 4 months earlier, in March–May, when the comet was more favorably placed in the sky. Opposition was indeed on 4 April and perigee was on 4 May 2005 at 0.712 AU

from the Earth. Comet 9P/Tempel 1 was also known to have a peak in activity about two months before perihelion (Lisse et al., 2005). The first IRAM observing campaign to characterize the comet activity and chemical composition was scheduled in May 2005. The OH maser inversion was maximum ($i < -0.20$) in March to May 2005, which made it the best observing window for observations at Nançay. On the other hand, solar elongation constraints ($60^\circ < \text{elong.} < 120^\circ$) prevented Odin observations before 7 June 2005. The second observing campaign involving IRAM 30-m, CSO, Nançay and Odin observatories was scheduled around the time of the impact (early July 2005).

2.1. Nançay radio telescope

The Nançay radio telescope is a meridian telescope with a fixed primary spherical mirror ($35 \times 300 \text{ m}$), a secondary plane mirror ($40 \times 200 \text{ m}$) tiltable on an horizontal axis and a focal system that can track the source during approximately 1 h around time of transit. For the observations of Comet 9P/Tempel 1, transiting at 51° to 32° elevation, the beam size at 18-cm wavelength is $3.5 \times 19'$. Both polarizations of the two hyperfine transitions of the OH Λ -doublet at 1665 and 1667 MHz were observed every day in the comet from 4 March to 8 June and from 1 to 10 July 2005. The comet was too weak to be detected on a single day of observation but was detected on averages of about 10 days since 20 March (Crovisier et al., 2005). The observations are listed in Table 1 and examples of the observed spectra are shown in Fig. 1.

Observations were reduced and production rates calculated as has been regularly done for previous observations (Crovisier et al., 2002), assuming isotropic outgassing and taking into account collisional quenching of the maser (Table 4). The UV pumping by the solar radiation field is responsible for the population inversion i of the ground state Λ -doublet of OH that makes the comet emission detectable (Despois et al., 1981; Schleicher and A'Hearn, 1988). The Swings effect makes i very sensitive to the heliocentric velocity of the comet. In July i was close to zero ($+0.03$ or $+0.08$ on average, depending upon the inversion model). This partly explains why the comet was not detected at Nançay at that time. The Nançay upper limit is consistent with the water production rates observed by other means (see below) and with the OH signal detected with the Green Bank Telescope (Howell et al., 2005).

Table 1
Observations of OH 18-cm lines in Comet 9P/Tempel 1 at Nançay

UT date 2005 [mm/dd.dd–dd.dd]	$\langle r_h \rangle$ [AU]	$\langle \Delta \rangle$ [AU]	Int. time [days $\times$ 1 h]	$\int T_b dv$ [K km s $^{-1}$]	Velocity offset [km s $^{-1}$]	Inversion	
						(1)	(2)
03/04.11–03/19.06	1.89	0.98	15	$+0.004 \pm 0.003$		−0.23	−0.27
03/20.06–04/05.01	1.78	0.82	12	$−0.015 \pm 0.003$	$−0.70 \pm 0.69$	−0.28	−0.33
04/06.01–04/21.95	1.71	0.75	17	$−0.013 \pm 0.002$	$−0.29 \pm 0.16$	−0.31	−0.37
04/22.95–05/01.92	1.65	0.72	10	$−0.014 \pm 0.003$	$−0.08 \pm 0.14$	−0.30	−0.36
05/02.92–05/11.89	1.62	0.71	9	$−0.029 \pm 0.004$	$−0.23 \pm 0.14$	−0.28	−0.34
05/12.89–05/22.86	1.58	0.72	10	$−0.015 \pm 0.004$	$+0.13 \pm 0.20$	−0.25	−0.30
05/24.86–06/08.82	1.54	0.76	14	$−0.011 \pm 0.002$	$−0.41 \pm 0.17$	−0.19	−0.21
07/01.78–07/10.77	1.51	0.90	10	$+0.011 \pm 0.004$		+0.03	+0.08

Note. Maser inversion values are from (1) model of Despois et al. (1981) or (2) Schleicher and A'Hearn (1988).

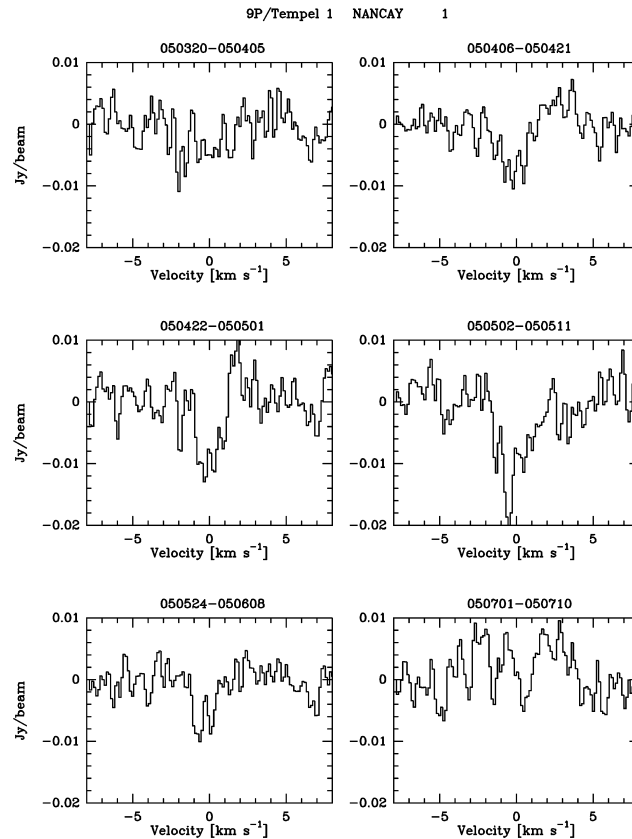


Fig. 1. Selected spectra of the OH radical observed in Comet 9P/Tempel 1 with the Nançay radio telescope.

2.2. IRAM 30-m telescope

Comet 9P/Tempel 1 was first observed between 4.8 and 9.0 May 2005 with the IRAM 30-m radio telescope, around the time of its perigee. The weather was relatively good and stable, with higher sky opacity on the first night. On the last scheduled night (9.8–10.0 May) observations had to be stopped due to strong winds. In July, the comet was observed every evening from 2.7 to 10.8 July 2005: 6 to 8 h of observations were scheduled per day, but in general the stability of the atmosphere was relatively poor during the first 3 h, leading to a typical pointing uncertainty of 5–6". Later in the evening pointing stability and atmospheric transmission usually improved. The best observing conditions were on 2 and 4 July evenings, while the weather on 6, 8, 9 and 10 July was relatively poor (7 to 12 mm of precipitable water versus 2 to 5 mm). Every night in May and July, Jupiter and the carbon star IRC+10216 were observed for cal-

ibration purpose. The beam sizes and main beam efficiencies ($\eta_b \approx 0.76$ to 0.40 depending on frequency) were checked on planets (Jupiter, Saturn or Venus). The calibration of the line intensity and pointing stability were evaluated from observation of the compact source IRC+10216. In addition, other pointing sources within 10°–15° of the comet were observed at least every hour.

The observations of the HCN $J(3-2)$ line in IRC+10216 were especially useful to estimate the effect of atmospheric instability on the comet line intensity. Anomalous refraction (Altenhoff et al., 1987), which causes random pointing offsets, was the main cause of signal losses in July. Indeed, at this frequency the antenna half power beam width is 9.4" which makes observations very sensitive to pointing. In May, the mean standard deviation of the daily measurements of the intensity of the HCN $J(3-2)$ line in both IRC+10216 and the Orion Molecular Cloud calibration sources was less than 7%. But a drop

of 50% of the HCN $J(3-2)$ line intensity of IRC+10216 was often observed in July at the beginning of the observations, while the losses decreased to less than 20% at the end of each evening shift. The effect on the HCN $J(1-0)$ line intensity was much smaller (less than 10% variation) due to the larger beam. These variations could be well attributed to an average pointing offset—as provided in Table 2—which was larger at the beginning of the observations.

HCN $J(1-0)$ and HCN $J(3-2)$ lines were detected both in May and July. Average spectra are shown in Figs. 2, 5 and 6. Evidence of time variability in the HCN line intensities that could be attributed to the rotation of the nucleus was readily seen in May (Biver et al., 2005). H_2S (Fig. 3) and CH_3OH were also marginally detected in May. Up to three individual lines of CH_3OH lines at 145 GHz were detected in July (Fig. 4). Other species (CS, CO, H_2CO) were searched for both in May and July but not detected. Line intensities or 3σ upper limits are reported in Table 2.

2.3. CSO telescope

In contrary to IRAM 30-m, the CSO with 10.4-m telescope on top Mauna-Kea, Hawaii, was in direct viewing of Comet 9P/Tempel 1 at the time of the encounter with Deep Impact. Although benefiting from a better sky transparency (average amount of precipitable water was 1–2 mm versus 3–4 mm at IRAM on 4–5 July), this 10.4-m radio telescope has a lower sensitivity than the IRAM 30-m and could only observe during 4 h between sunset and comet set. Observations were targeted on the day of the impact and the next one. The 345-GHz double-sideband receiver was used and tuned to the pair of methanol lines at 304.2 and 307.2 GHz, predicted to be among the strongest lines in this wavelength domain (e.g., Biver et al., 2000). In addition, they can provide precise information on the gas temperature. Observations started at 5 h UT on 4 July until 9 h UT and from 1.5 to 8 h UT on 5 July 2005 with tuning to the HCN $J(4-3)$ line at 354.5 GHz after 6 h UT. Jupiter was used as a pointing and beam efficiency calibration source ($\eta_b \approx 0.6$ at 305 and 353 GHz).

A marginal detection of the CH_3OH lines at 304/307 GHz (4σ , Fig. 7) was obtained on the 4.3 July post-impact data after the two lines (expected to have similar intensities) were co-added. HCN was not detected. Line intensity and upper limits are given in Table 2.

2.4. Odin satellite

The Odin satellite (Nordh et al., 2003; Frisk et al., 2003) houses a 1.1-m telescope equipped with 5 receivers at 119 GHz and covering the 486–504-GHz and 541–580-GHz domains that are in large part unobservable from the ground. Half of the time is dedicated to astronomical studies and the other half to aeronautical investigations. Comets are a major topic for Odin observations and the fundamental rotational line of water at 556.936 GHz has been detected in 11 comets between 2001 and 2005. In addition H_2^{18}O at 547.476 GHz and NH_3 at 572.498 GHz were detected in some comets (Biver et al., 2007).

Comet 9P/Tempel 1 was observed during the “eclipse period,” when part of Odin orbit lies in the Earth shadow, so that only one receiver at 557 GHz could be used due to power limitations. The single-side band receiver system temperature (T_{sys}), which is measured three times per orbit, was 3100 ± 30 K in June, 3200 ± 60 K in early July and about 3350 K at the end of July and beginning of August. Variations of T_{sys} with time were smooth and the resulting calibration uncertainty was below 1%. Two spectrometers were used: the wide band Acousto-Optical Spectrometer (AOS) (1 GHz with 0.6-MHz channel spacing and 1-MHz resolution) and the high resolution AC2 autocorrelator (112-MHz bandwidth, 125-kHz channels, 333-kHz resolution after Hanning smoothing; Olberg et al., 2003). The high resolution corresponds to 180 m s^{-1} at 557 GHz, well enough to resolve the $\approx 1.5 \text{ km s}^{-1}$ wide cometary line. 95 orbital revolutions of 1.6 h, in series of 4–5 consecutive “orbits,” were allocated to the 9P/Tempel 1 program. Due to orbital constraints the comet was observed only 45 to 55 min per revolution. The observations during the ten “orbits” scheduled on 7/8 June mostly failed due to an error in the setup of the spectrometers while three “orbits” on the 17 June and two on the 3rd of July were pointed too far from the target. A $2 \times 2'$ map was obtained on 18 June, while on other dates the observations were aimed at the comet nucleus position. The residual pointing offset (checked on Jupiter maps) and uncertainty are estimated to be less than $20''$. The beam size at 557 GHz is $127''$ and main-beam efficiency $\eta_b = 0.85$. Due to the weakness of the comet, the signal was averaged over 4 to 6 “orbits.” This offers a time resolution (6–10 h) and sensitivity to the amount of gas released by the impact which are better than what the submillimeter wave satellite (SWAS) could achieve (Bensch et al., 2006). Due to standing waves and other interferences, several ripples were present in the spectra and removed with sinusoidal baseline fitting. The line intensities and velocity shifts given in Table 2 are the average of AC2 and AOS values.

3. Data analysis

3.1. Molecular production rates

Intensities of millimeter and submillimeter lines were converted into production rates using the same modeling and codes as in previous papers (e.g., Biver et al., 1999, 2000, 2002, 2006, 2007). A Haser model with symmetric outgassing—unless specified (Section 4.2)—and constant radial expansion velocity are used to describe the density, as in our previous studies. The variation of the photo-dissociation lifetimes of H_2O and HCN due to solar activity is taken into account.

The expansion velocity (v_{exp}) is estimated from the line shapes of the spectra with highest signal-to-noise ratios. For May observations we use $v_{\text{exp}} = 0.65 \text{ km s}^{-1}$ (half widths at half maximum intensity, $\text{HWHM} = 0.70 \pm 0.05$ and $0.67 \pm 0.13 \text{ km s}^{-1}$ for the HCN $J(3-2)$ blue and red-shifted sides). In June–July there is more scatter in the measurements: $\text{HWHM} = 0.78$ and $0.69 \pm 0.05 \text{ km s}^{-1}$ for H_2O , $\text{HWHM} = 1.00$ and $0.58 \pm 0.15 \text{ km s}^{-1}$ for HCN $J(3-2)$ and $\text{HWHM} = 0.75$ and $0.41 \pm 0.11 \text{ km s}^{-1}$ for HCN $J(1-0)$, for blue and red-shifted

Table 2
Observations of Comet 9P/Tempel 1

UT date 2005 [mm/dd.dd-dd.dd]	$\langle r_h \rangle$ [AU]	$\langle \Delta \rangle$ [AU]	Int. time [min]	Species (transition)	$\int T_b dv$ [K km s ⁻¹]	Velocity offset [km s ⁻¹]	Offset
Odin 1.1-m							
06/18.06–18.43	1.516	0.818	70	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.67 ± 0.10	–0.31 ± 0.13	14''
			90	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.37 ± 0.09	–0.08 ± 0.25	63''
			68	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.33 ± 0.10	+0.38 ± 0.32	83''
06/23.61–23.85	1.511	0.842	179	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.66 ± 0.07	–0.03 ± 0.11	14''
07/03.65–04.22	1.506	0.892	375	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.44 ± 0.04	–0.14 ± 0.08	15''
07/04.26–04.62	1.506	0.895	248	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.38 ± 0.04	+0.15 ± 0.10	14''
07/04.66–05.02	1.506	0.897	250	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.46 ± 0.05	–0.09 ± 0.10	14''
07/05.06–05.43	1.506	0.899	250	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.52 ± 0.05	–0.09 ± 0.07	15''
07/05.46–05.83	1.506	0.901	252	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.41 ± 0.05	+0.17 ± 0.13	14''
07/07.57–07.84	1.506	0.912	218	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.50 ± 0.07	–0.09 ± 0.13	12''
07/09.22–09.45	1.507	0.921	165	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.37 ± 0.07	–0.06 ± 0.19	12''
07/10.57–10.85	1.507	0.929	167	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.34 ± 0.06	–0.11 ± 0.15	15''
07/11.95–12.19	1.508	0.937	166	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.42 ± 0.06	–0.21 ± 0.16	12''
07/16.17–16.41	1.510	0.962	206	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.34 ± 0.06	–0.30 ± 0.21	18''
07/25.21–25.49	1.519	1.020	242	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.30 ± 0.06	+0.15 ± 0.15	15''
07/31.59–31.87	1.529	1.064	207	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.19 ± 0.05	–0.38 ± 0.22	20''
08/07.55–07.82	1.543	1.116	201	H ₂ O(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.32 ± 0.05	–0.05 ± 0.13	15''
IRAM 30-m							
05/04.76–05.04	1.625	0.711	460	HCN(1–0)	0.031 ± 0.005	–0.18 ± 0.10	2.0''
05/05.78–06.04	1.622	0.712	418	HCN(3–2)	0.097 ± 0.012	–0.08 ± 0.06	2.3''
05/06.80–07.04	1.618	0.712	78	HCN(3–2)	0.213 ± 0.034	–0.22 ± 0.08	2.0''
			178	HCN(1–0)	0.045 ± 0.008	–0.27 ± 0.11	3.0''
05/07.79–08.04	1.615	0.713	150	HCN(3–2)	0.112 ± 0.017	–0.09 ± 0.07	2.0''
			200	HCN(1–0)	0.028 ± 0.006	–0.14 ± 0.13	2.0''
05/08.79–09.04	1.611	0.713	202	HCN(3–2)	0.212 ± 0.019	–0.12 ± 0.08	2.0''
05/05.78–07.04	1.621	0.712	287	H ₂ S(1 ₁₀ –1 ₀₁)	0.030 ± 0.008	–0.28 ± 0.13	2.1''
05/05.78–09.04	1.615	0.713	818	CH ₃ OH 157 GHz ¹	0.055 ± 0.008	–0.13 ± 0.08	2.8''
05/04.76–08.04	1.619	0.712	508	CO(2–1)	<0.025		2.7''
05/08.79–09.04	1.611	0.713	202	CS(5–4)	<0.045		2.5''
05/04.76–05.04	1.625	0.711	230	H ₂ CO(3 ₁₂ –2 ₁₁)	<0.062		2.0''
07/02.81–03.88	1.506	0.889	221	HCN(1–0)	0.035 ± 0.008	–0.03 ± 0.14	2''
			221	HCN(3–2)	0.149 ± 0.036	–0.19 ± 0.18	3''
07/04.66–04.76	1.506	0.897	76	HCN(1–0)	0.023 ± 0.016	+0.04 ± 0.27	6''
			76	HCN(3–2)	0.147 ± 0.041	+0.18 ± 0.23	6''
07/04.76–04.92	1.506	0.897	125	HCN(1–0)	0.045 ± 0.012	+0.04 ± 0.27	3''
			125	HCN(3–2)	0.145 ± 0.026	–0.07 ± 0.10	4''
07/05.68–05.92	1.506	0.902	200	HCN(1–0)	0.037 ± 0.010	–0.38 ± 0.23	2''
			190	HCN(3–2)	0.147 ± 0.037	–0.40 ± 0.20	4''
07/06.80–10.91	1.507	0.919	585	HCN(1–0)	0.015 ± 0.005	–0.25 ± 0.20	5''
			585	HCN(3–2)	0.093 ± 0.035	+0.14 ± 0.23	3''
07/02.81–03.88	1.506	0.889	161	CH ₃ OH(3 ₀ –2 ₀)A ⁺	0.038 ± 0.009	–0.40 ± 0.15	2''
				CH ₃ OH(3 _{–1} –2 _{–1})E	0.014 ± 0.009		
				CH ₃ OH(3 ₀ –2 ₀)E	0.015 ± 0.009		
07/04.76–04.92	1.506	0.897	125	CH ₃ OH(3 ₀ –2 ₀)A ⁺	0.046 ± 0.009	–0.36 ± 0.18	3''
				CH ₃ OH(3 _{–1} –2 _{–1})E	0.038 ± 0.009	–0.06 ± 0.19	
				CH ₃ OH(3 ₀ –2 ₀)E	0.019 ± 0.010	–0.52 ± 0.58	
07/05.68–05.92	1.506	0.902	190	CH ₃ OH 145 GHz ²	0.068 ± 0.018	–0.09 ± 0.15	2.5''
07/06.80–09.89	1.506	0.917	320	CH ₃ OH 145 GHz ²	0.046 ± 0.019	–0.90 ± 0.50	4''
07/02.81–03.87	1.506	0.889	221	CO(2–1)	<0.066		2''
07/04.76–04.92	1.506	0.897	125	CO(2–1)	<0.051		3''
07/06.80–08.91	1.506	0.913	265	CS(5–4)	<0.095		3''
07/05.68–10.91	1.506	0.914	305	H ₂ CO(3 ₁₂ –2 ₁₁)	<0.080		3''
CSO 10.4-m							
07/04.22–04.25	1.506	0.895	27	CH ₃ OH 305 GHz ³	<0.260		3''
07/04.25–04.35	1.506	0.895	69	CH ₃ OH 305 GHz ³	0.252 ± 0.069	+0.23 ± 0.25	3''
07/05.06–05.18	1.506	0.899	107	CH ₃ OH 305 GHz ³	<0.167		3''
07/05.21–05.36	1.506	0.900	123	HCN(4–3)	<0.141		3''

Notes. 1. CH₃OH 157 GHz: sum of the three (3₀–3_{–1})E, (4₀–4_{–1})E and (5₀–5_{–1})E lines of CH₃OH. 2. CH₃OH 145 GHz: sum of the three (3₀–2₀)A⁺, (3_{–1}–2_{–1})E and (3₀–2₀)E lines of CH₃OH. 3. CH₃OH 305 GHz: sum of the (2₁–2₀)A[–] line at 304.2 GHz and (4₁–4₀)A[–] line at 307.2 GHz.

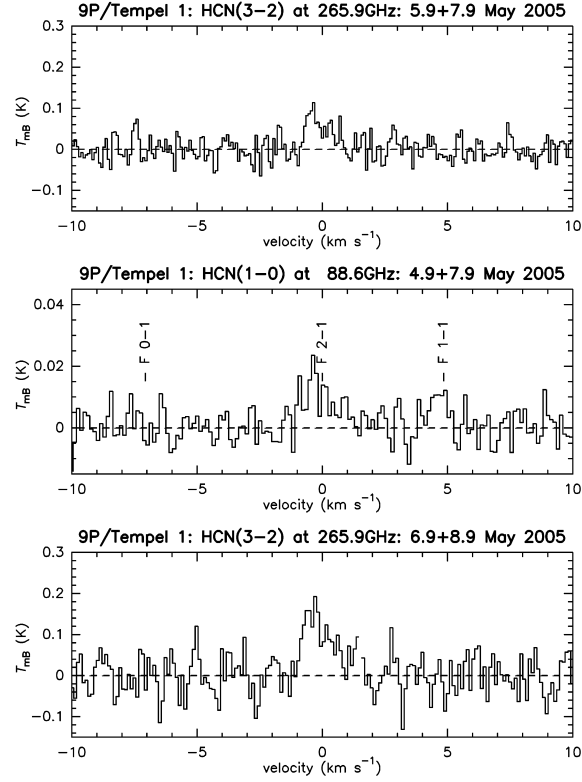


Fig. 2. Spectra of HCN obtained with IRAM in May 2005. These spectra are two-day averages corresponding to the minimum outgassing rate (HCN $J(3-2)$, top), an intermediate case (HCN $J(1-0)$, middle) and the maximum outgassing rate (HCN $J(3-2)$, bottom).

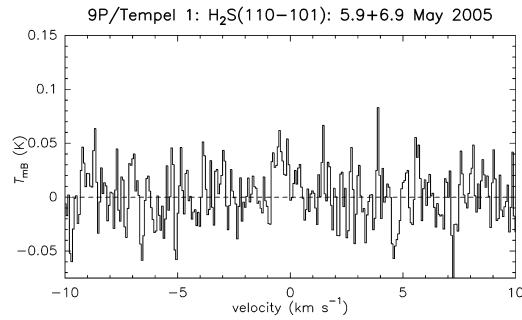


Fig. 3. IRAM 30-m telescope spectrum of $\text{H}_2\text{S } 1_{10-101}$ line at 168.8 GHz observed in May 2005.

sides of the lines, respectively, and we adopted an average value of $v_{\text{exp}} = 0.75 \text{ km s}^{-1}$. We used 0.65 km s^{-1} for H_2O data obtained after mid-July when lines were narrower (HWHM =

0.77 and $0.42 \pm 0.07 \text{ km s}^{-1}$ for H_2O). The variation of the line shape and expansion velocity will be discussed in Sections 4.2 and 4.3.

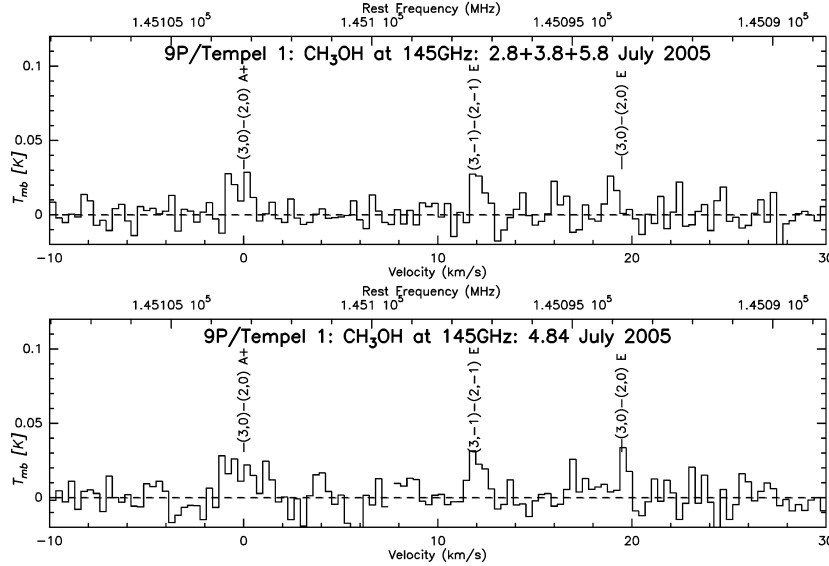


Fig. 4. IRAM 30-m telescope spectra of methanol lines at 145.1 GHz on the impact day (4.84 July, bottom) and the average of other days not affected by the impact ejecta (top).

Our model of excitation of the rotational levels of the molecules takes into account collisions with neutrals at a constant gas temperature. Collisions with electrons also play a major role and are modeled according to Biver (1997) and Biver et al. (1999) with an electron density multiplying factor x_{ne} set to 0.3 for all data. The electron density obtained with a factor $x_{ne} = 0.2-0.3$ was found to provide the best match to the radial evolution of line intensities observed for several comets in extended Odin H_2O maps (Biver et al., 2007). Interpretation of millimeter data (Biver et al., 2006) usually requires a slightly higher factor, around 0.5. Data obtained in 9P/Tempel 1 cannot put stringent constraints on this free parameter, but the coarse map of $H_2O(1_{10}-1_{01})$ obtained in June is as well matched with intensities computed with x_{ne} from 0.1 to 1.0. We adopted the mean value of $x_{ne} = 0.3$: using $x_{ne} = 0.2$ would increase systematically all H_2O production rates by 7% and using $x_{ne} = 0.5$ would decrease them by 10%. The optical thickness of the water rotational lines is taken into account into the excitation process using the Sobolev “escape probability” method (Bockelée-Morvan, 1987). We have weak constraints on the gas temperature: in May, from simultaneous observations of the two HCN $J(3-2)$ and $J(1-0)$ lines, we infer a rotational temperature of 12.2 ± 1.1 K. Given the assumed collision rate, this corresponds to a kinetic temperature of 14^{+11}_{-8} K. For July data we do not expect a much higher temperature (given that the generally observed trend in previous comets is $T \propto r_h^{-1}$ to $r_h^{-1.5}$) and assume $T = 20$ K. This is slightly lower than the kinetic temperature estimated from

infrared spectroscopy by Mumma et al. (2005) but this discrepancy has always been observed when comparing radio and infrared measurements, which are made with different instrumental fields of view. A temperature of only 18 K was measured in the more active Comet C/1996 B2 (Hyakutake) at $r_h = 1.55$ AU (Biver et al., 1999).

A radiative transfer code, taking into account line optical thickness, is used to compute line intensities and to simulate line profiles. The mean opacity of the 557-GHz water line is < 1 and its line intensity is almost proportional to the water production rate for values in the range $5-12 \times 10^{27}$ molec. s^{-1} . Other lines considered in this paper are optically thin.

3.2. Simulations of time-variable outgassing rates

A caveat of radio observations is their large field of view, which samples molecules released by the nucleus at different times. The smaller the beam, the more likely the signal will reflect the outgassing behavior of the nucleus in real time. Since we cannot retrieve time dependent information on the true nucleus outgassing rate directly or in a simple way, the best is to try to simulate the observations with a minimum number of free parameters. For all observations and simulations, unless specified, line intensities are converted into “apparent” production rates, i.e., the production rates which would give the observed line intensities assuming a stationary regime. Apparent production rates are computed following the description given in Section 3.1.

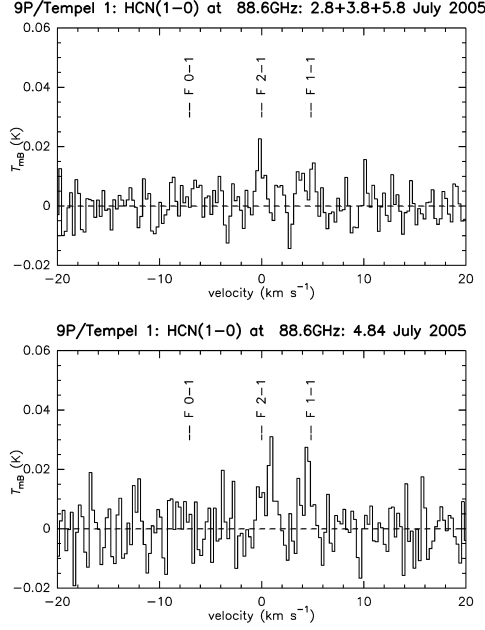


Fig. 5. IRAM 30-m telescope spectra of the HCN $J(1-0)$ line on the impact day (4.84 July, bottom), and the average of other days not affected by the impact ejecta (top).

3.2.1. Simulation of periodic fluctuations

First, we investigate the effect of a periodic fluctuation in outgassing rate in order to interpret the periodicities observed in HCN line intensities in May and, more marginally, in H_2O measurements obtained in July (Section 4), both related to nucleus rotation. We assumed an outgassing rate with a sinusoidal periodicity of 1.7 days and an amplitude of 50% of the mean value. This periodic variation is accounted for when computing collisional excitation and radiation transfer. Isotropic outgassing, constant velocity and temperature are otherwise assumed. The expected line intensities for May and July observing conditions were computed for various phases. They were then converted into apparent production rates for direct comparison to the input true production rate. The result is a quasi sinusoidal variation of the apparent production rate which amplitude and phase are retrieved from the fit of a sinusoid. This provides us with information on the extent to which the amplitude of variation is reduced due to beam averaging, and the periodic variation is shifted in phase (the phase shift is hereafter called “beam delay”). As test cases, we studied the HCN $J(1-0)$ and HCN $J(3-2)$ lines observed at IRAM (which encompass the whole range of CSO and IRAM beam sizes (9.5–27’’) and H_2O observed with Odin.

Fig. 8 shows the model line intensities converted into “apparent” production rates. The periodicity expected in signals

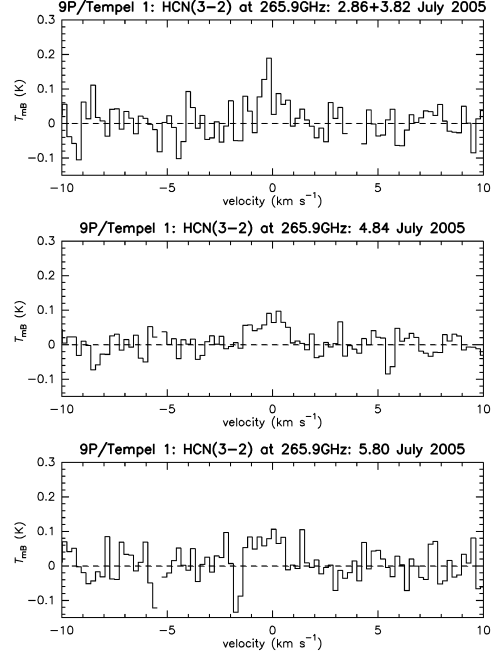


Fig. 6. IRAM 30-m telescope spectra of HCN $J(3-2)$ line on the impact day (4.84 July, middle), on the day after (bottom) and average of the two previous days not affected by the impact ejecta (top).

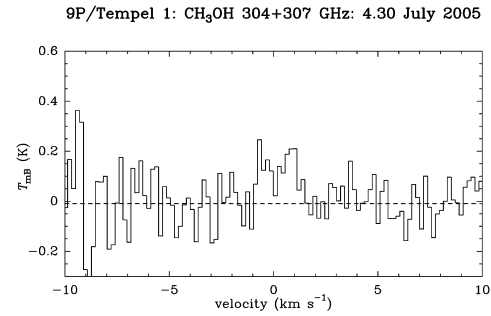


Fig. 7. CSO spectrum of the sum of the two methanol lines at 304.2 and 307.2 GHz. This spectrum is an average of 2.5 h of observations following the impact on 4.24 July 2005.

observed at IRAM is delayed by 1.1 h (HCN $J(3-2)$) to 3.6 h (HCN $J(1-0)$), and the delay for H_2O observed by Odin in July is 19.7 h. The amplitude is reduced by 14% (HCN) to 70% (H_2O). Since observations are averaged over a few hours, the amplitude of variation is further reduced by a factor $\sin(x)/x$ with $x = 2\pi t_o/T_p$, where $T_p = 1.7$ days and t_o is the observa-

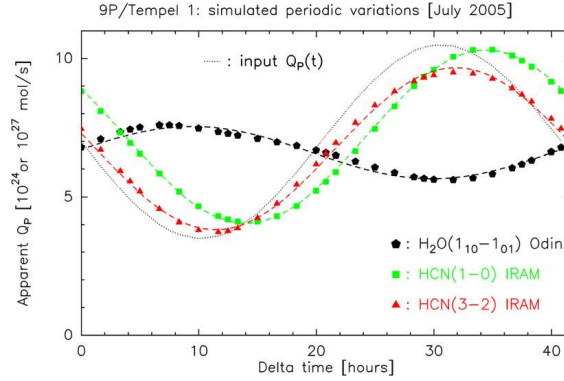


Fig. 8. Simulation of the effect of a sinusoidal variation of the HCN and H₂O production rates (dotted line) on apparent production rates measured on different lines with Odin or IRAM for the July observing conditions. Dashed lines are the least squares sinusoidal fits to the computed values. This plot shows the phase shifts (“beam delay”) and amplitude attenuations due to the corresponding beam sizes of the instruments. The simulation for HCN observations in May yields very similar results.

tion duration (typically 0.2 day for HCN to 0.36 day for H₂O; Table 2). This effect is small for IRAM observations (amplitude typically reduced by 9%) but significant for Odin observations (27%). Overall, the amplitude of variation of apparent H₂O production rates measured by Odin can be expected to be 3.5 times smaller than the amplitude of variation of HCN apparent production rates, if H₂O and HCN productions presented similar periodic fluctuations at the nucleus surface.

For OH at Nançay, intensity variations related to nucleus rotation cannot be detected given the large beam size and the low signal-to-noise ratios obtained daily.

3.2.2. Simulations of outgassing bursts

We investigate here the lines intensity response to an outburst. This study is focussed on the lines actually observed with radio facilities in July 2005. “H₂O(1₁₀–1₀₁)” refers to this line seen with Odin beam and “HCN J(3–2)” and “HCN J(1–0)” refer hereafter to those lines as observed with IRAM beams (9.4'' and 26.9'', respectively). The outburst is described by a sudden increase ΔQ of outgassing which then decreases following a half Gaussian with a characteristic time of half decay Δt . For the test cases, we assumed a total release of material during the outburst N_t on the order of 1.3×10^{32} molecules. The background production rate of water used is $Q_{mH_2O} = 8 \times 10^{27} \text{ molec. s}^{-1}$.

Two kinds of outbursts were considered. In the first case, we assumed that the outburst results in an isotropic distribution of the material. Released HCN and CH₃OH molecules during the outburst are in 0.12% and 2.7% relative proportion with respect to water, respectively. We investigated the cases $\Delta t = 1 \text{ h}$ (i.e., $\Delta Q/Q = 4.24$) and $\Delta t = 15 \text{ h}$ ($\Delta Q/Q = 0.28$). The temperature and expansion velocity of the gas are supposed to remain constant with time and throughout the coma. For illustration purposes, the cases ($\Delta t = 1$ and 15 h) for HCN and H₂O are shown in Figs. 9 and 10.

In another simulation the outburst is restricted to a cone of $\pi/2$ steradians in the plane of the sky with molecules outflowing at a lower velocity ($v_{\text{exp}} = 0.35 \text{ km s}^{-1}$). This more extreme case will provide a better simulation of the observed H₂O line shapes (Section 5.1), and is more realistic since the center of the cone of ejecta produced by the impact was indeed close to the plane of the sky (A'Hearn et al., 2005b). We also assume that the abundance of CH₃OH relative to water is 13.5%, i.e., 5 times the value in the surrounding coma for direct comparison with the observations (Section 5.2). The simulations for $\Delta t = 4$ and 10 h are shown in Figs. 11 and 12.

Table 3 summarizes the characteristics of the simulated bursts that would be observed for H₂O with the Odin beam and HCN J(3–2) with the IRAM 30-m beam. In summary, the following results are found:

1. Isotropic burst with $\Delta t = 1 \text{ h}$: the outburst is seen with a delay of 3–13 h for H₂O(1₁₀–1₀₁), 1.5 h for HCN J(3–2) and about 4 h for HCN J(1–0).
2. Isotropic burst with $\Delta t = 15 \text{ h}$: the outburst is seen with a delay of $\approx 14 \text{ h}$ for H₂O(1₁₀–1₀₁), $\approx 3 \text{ h}$ for HCN J(3–2) and about 7 h for HCN J(1–0).
3. $\Delta t = 1$ to 10 h in a jet of $\pi/2$ steradians in the plane of the sky ($Q_{H_2O} = 10^{27} \text{ molec. s}^{-1}$ in this cone before burst): the outburst is seen with a delay of about 1 day for H₂O(1₁₀–1₀₁) and 3–4 h on average for HCN J(3–2). The maximum is also significantly attenuated for the H₂O line for the short duration burst due to opacity (at the beginning the local density is multiplied by 56 if $\Delta t = 1 \text{ h}$) (Figs. 11 and 12).

Because the time delay is 0.5 to 1 day for H₂O with Odin, continuous observations over nearly two days after the impact (as performed) are needed to possibly detect impact-related water excesses. On the other hand, a few (3–7) h after the end of

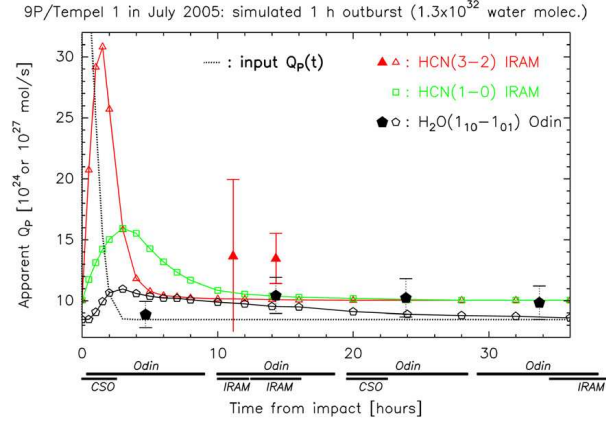


Fig. 9. Simulation of the effect of an outburst of 1.3×10^{32} water molecules ($0.12 \times 1.3 \times 10^{30}$ for HCN) released isotropically in 1 h, at a velocity of 0.75 km s^{-1} (dotted line). Connected open symbols are the apparent simulated production rates, as in Fig. 8. The observing time intervals of Odin, IRAM and CSO after 4.244 July are depicted below the bottom axis with horizontal bars. Measurements ($8 \times 10^{27} \text{ molec. s}^{-1}$ + excess of outgassing given in Table 7 for water) are plotted with filled symbols and error-bars.

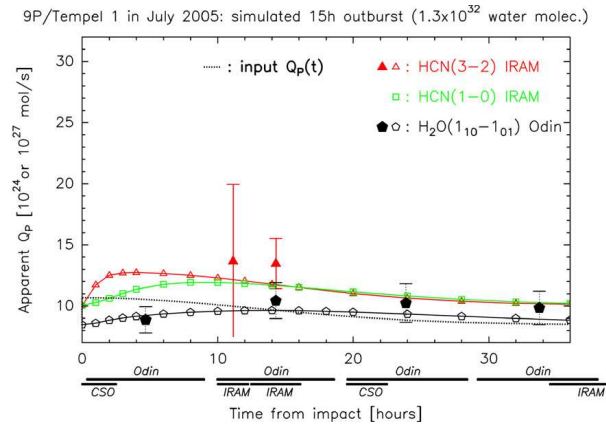


Fig. 10. Same as in Fig. 9 but for molecules released in 15 h.

Table 3
Simulations of outburst: evolution of “apparent” production rates

Model:	1	2	3	4	5
$v_{\text{exp}} =$	0.75 km s^{-1}	0.75 km s^{-1}	0.35 km s^{-1}	0.35 km s^{-1}	0.35 km s^{-1}
$\Delta t:$	1 h	15 h	1 h	4 h	10 h
Line	H ₂ O	HCN(3–2)	H ₂ O	HCN(3–2)	H ₂ O
$\Delta Q_a/Q$	0.32	2.21	0.15	0.29	0.06
$t_- - t_0 =$	1.5 h	0.5 h	4 h	0.7 h	5 h
$t_p - t_0 =$	3 h	1.5 h	14 h	4 h	14 h
$t_+ - t_0 =$	14 h	2.5 h	30 h	17 h	35 h
	H ₂ O	HCN(3–2)	H ₂ O	HCN(3–2)	H ₂ O
$\Delta Q_a/Q$	0.11	0.76	0.11	0.76	0.11
$t_- - t_0 =$	6 h	1.4 h	6 h	1.4 h	8 h
$t_p - t_0 =$	15 h	3.5 h	20 h	5 h	12.5 h
$t_+ - t_0 =$	35 h	7 h	38 h	12.5 h	

Note. t_p , t_- and t_+ are the times at which the “apparent” increase of outgassing reaches its maximum (ΔQ_a), $\Delta Q_a/2$ when rising and $\Delta Q_a/2$ when decreasing, respectively. t_0 is the beginning of the outburst, which will have decreased by a factor 2 after Δt .

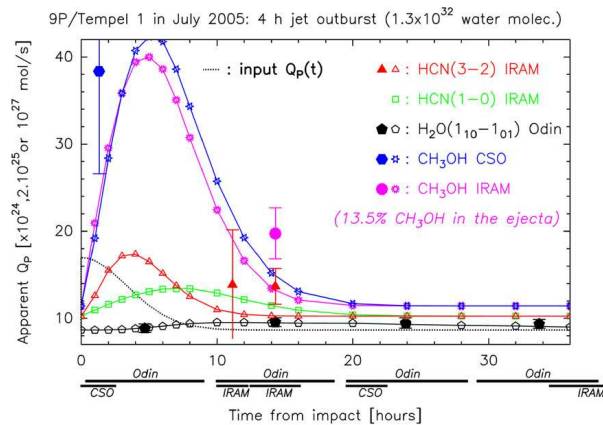


Fig. 11. Simulation of the effect of an outburst of 1.3×10^{32} water molecules released in 4 h (dotted line). The release is limited to a jet in the plane of the sky with a $\pi/2$ steradians opening angle and a velocity of 0.35 km s^{-1} . The HCN abundance relative to water is 0.12%. For CH_3OH , the abundance relative to water inside the jet is 13.5%, versus 2.7% in the surrounding coma, as suggested by the observations. Measurements ($8 \times 10^{27} \text{ molec. s}^{-1}$ + outgassing in a jet from Table 7 for water; mean value plus excess found for the other molecules) are plotted with filled symbols and error-bars.

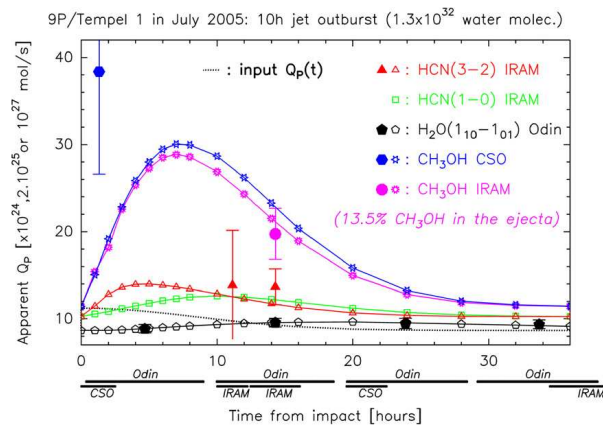


Fig. 12. Same as in Fig. 11 for a release lasting 10 h.

the outburst, we do not expect significant impact-related signal excesses in IRAM and CSO observations. A more continuous worldwide coverage would have been useful.

The simulations also show that, under the assumption of an isotropic outburst, the total number of molecules injected in the burst can be retrieved by integrating over time the apparent production rates. This is indeed expected for optically thin lines. There are only limited photon losses for H_2O (10% for the 1-h burst, much less for the 15-h duration burst) due to moderate opacity effects. Losses become important for water when considering a cone-restricted outburst, because of high

local densities: 64, 32 and 18% for 1-, 4-, 10-h bursts, respectively, for the geometry considered here.

4. Intrinsic variations of the outgassing and molecular abundances

Table 4 lists “apparent” production rates computed according to Section 3.1. In this section, we will present long-term trends and periodic variations observed in the data, a necessary step to determine relative molecular abundances and study the increase of molecular production due to the impact excavation.

Table 4
Molecular “apparent” production rates of Comet 9P/Tempel 1

UT date [mm/dd.dd ± d.dd]	$\langle r_h \rangle$ [AU]	$\langle \Delta \rangle$ [AU]	Q_{app}	$Q_{\text{H}_2\text{O},\text{ref}}^a$ [10^{27} s^{-1}]
OH production rates (Nançay)			[$10^{27} \text{ molec. s}^{-1}$]	
03/11.6 ± 7.5	1.89	0.98	<6.0	5.0**
03/28.8 ± 8.0	1.78	0.82	4.2 ± 1.0	5.7**
04/14.3 ± 7.5	1.71	0.75	4.3 ± 0.9	6.2**
04/27.3 ± 4.5	1.65	0.72	4.9 ± 1.3	6.7**
05/07.3 ± 4.5	1.62	0.71	9.5 ± 1.4	6.9**
05/17.8 ± 5.0	1.58	0.72	6.2 ± 1.9	7.3**
06/01.3 ± 7.5	1.54	0.76	6.0 ± 1.5	7.7**
07/06.28 ± 4.5	1.51	0.90	<37.0	8.0**
H ₂ O production rates (Odin)			[$10^{27} \text{ molec. s}^{-1}$]	
06/18.25 ± 0.18	1.516	0.818	11.5 ± 1.0	7.9**
06/23.73 ± 0.12	1.511	0.842	12.4 ± 1.3	8.0**
07/03.93 ± 0.28	1.506	0.892	9.1 ± 0.8	8.0**
07/04.44 ± 0.18	1.506	0.895	7.8 ± 0.9	8.0**
07/04.84 ± 0.18	1.506	0.897	9.6 ± 1.0	8.0**
07/05.24 ± 0.18	1.506	0.899	10.8 ± 1.0	8.0**
07/05.64 ± 0.19	1.506	0.901	8.7 ± 1.1	8.0**
07/07.70 ± 0.14	1.506	0.912	10.6 ± 1.5	8.0**
07/09.34 ± 0.12	1.507	0.921	7.8 ± 1.5	8.0**
07/10.71 ± 0.14	1.507	0.929	7.3 ± 1.3	8.0**
07/12.07 ± 0.12	1.508	0.937	9.0 ± 1.3	8.0**
07/16.29 ± 0.12	1.510	0.962	7.7 ± 1.4	8.0**
07/25.35 ± 0.14	1.519	1.020	6.8 ± 1.3	8.0**
07/31.73 ± 0.14	1.529	1.064	4.8 ± 1.3	7.8**
08/07.68 ± 0.13	1.543	1.116	8.4 ± 1.4	7.6**
HCN production rates			[$10^{24} \text{ molec. s}^{-1}$]	
05/04.90 ± 0.14	1.625	0.711	6.8 ± 1.1	7.6*
05/05.91 ± 0.13	1.622	0.712	4.7 ± 0.6	5.0*
05/06.92 ± 0.12	1.618	0.712	10.1 ± 1.2	9.5*
05/07.92 ± 0.13	1.615	0.713	5.6 ± 0.8	4.5*
05/08.92 ± 0.13	1.611	0.713	10.1 ± 1.4	8.8*
07/03.34 ± 0.53	1.506	0.889	11.1 ± 1.8	8.0**
07/04.71 ± 0.05	1.506	0.897	13.3 ± 6.4	Impact
07/04.84 ± 0.08	1.506	0.897	13.1 ± 2.1	Impact
07/05.30 ± 0.03	1.506	0.899	<84	8.0**
07/05.80 ± 0.12	1.506	0.902	12.3 ± 2.3	8.0**
07/08.85 ± 2.05	1.507	0.919	6.0 ± 1.8	8.0**
CH ₃ OH production rates			[$10^{25} \text{ molec. s}^{-1}$]	
05/07.7 ± 1.6	1.615	0.713	18 ± 3	6.5*
07/03.34 ± 0.53	1.506	0.889	25 ± 6	8.0**
07/04.23 ± 0.02	1.506	0.894	<88	Impact
07/04.30 ± 0.05	1.506	0.895	85 ± 24	Impact
07/04.84 ± 0.08	1.506	0.897	39 ± 6	Impact
07/05.12 ± 0.06	1.506	0.899	<56	8.0**
07/05.80 ± 0.12	1.506	0.902	20 ± 7	8.0**
07/06.80–09.89	1.506	0.917	18 ± 6	8.0**
H ₂ S production rate			[$10^{24} \text{ molec. s}^{-1}$]	
05/05.78–07.04	1.621	0.712	32 ± 8	6.5*
CS production rate upper limits			[$10^{24} \text{ molec. s}^{-1}$]	
05/08.92 ± 0.13	1.611	0.713	<11.1	8.8*
07/06.80–8.91	1.506	0.913	<19.7	8.0**
CO production rate upper limits			[$10^{26} \text{ molec. s}^{-1}$]	
05/04.76–8.04	1.619	0.712	<7.4	7.2*
07/03.34 ± 0.53	1.506	0.889	<25.5	8.0**
07/04.84 ± 0.08	1.506	0.897	<20.0	Impact
H ₂ CO production rates upper limits			[$10^{24} \text{ molec. s}^{-1}$]	
05/04.90 ± 0.14	1.625	0.711	<115	7.6*
07/05.68–10.91	1.506	0.914	<184	8.0**

^a $Q_{\text{H}_2\text{O},\text{ref}}$ is from Eq. (5) (*), or from $(8 \times 10^{27} \times (1.506/r_h)^2)$, cf. Section 4.4) for non IRAM May data (**)—which is also Eq. (5) removing the sine term (cf. Section 3.2). In case of several days averages, the given $Q_{\text{H}_2\text{O},\text{ref}}$ is also the weighted average of each day value.

4.1. Long-term evolution of the outgassing

Fig. 13 shows the evolution of the water production rate from March to August 2005. The least squares fitting of a Gaussian to the water production rates, taking into account a r_h^{-2} heliocentric evolution due to increased solar irradiance as the comet gets close to the Sun, yields:

$$Q_{\text{H}_2\text{O}} = 10.0 \times 10^{27} \exp\left(-\left(\frac{t+23}{88}\right)^2\right) \times \left(\frac{1.506}{r_h}\right)^2, \quad (1)$$

where $t = \text{date} - T_{\text{perihelion}}$ in days. The 23 June data point is not included in this analysis (cf. Section 6). The fit is marginally significant ($\chi^2 = 27$ versus 41 for no variation), and might be biased by the inhomogeneity of the data (Nançay versus Odin). Indeed, H₂O production rates derived from Nançay and Odin simultaneous measurements show sometimes significant discrepancies (Colom et al., 2004). A peak of activity before perihelion is suggested. This is in agreement with previous perihelion passages, though the peak in production was near 2 months before perihelion rather than 3 weeks (see the review of Lisse et al., 2005). This pre/post perihelion asymmetry could be due to the presence of an active region close to the nucleus south pole which is no longer illuminated after May–June (a fan-shaped structure was indeed observed to the south of the comet in March–May optical images). This also suggests a mean production rate around the time of the impact of $9.3 \times 10^{27} \text{ molec. s}^{-1}$, in agreement with other measurements: 6×10^{27} (Schleicher et al., 2006), 7×10^{27} (Bensch et al., 2006) to $10 \times 10^{27} \text{ molec. s}^{-1}$ (Mumma et al., 2005).

4.2. Periodic variations of the HCN production rate

Fig. 14a shows the HCN “apparent” production rate versus time observed in May. Data were split into two time intervals per night and the production rates based on HCN(1–0) and HCN(3–2) plotted separately (although the temperature is one fixed parameter that makes them not fully independent). Day-to-day variations with some periodicity are observed, as for the line intensities (Table 2).

We first searched for periodicity with the phase dispersion minimization (PDM) method (Stellingwerf, 1978). This method is powerful in unveiling periodicities in a signal, especially when data are irregularly sampled and scarce (Colom and Gérard, 1988). The result of the PDM method applied to the 14 data points shows a significant minimum of the variance ratio (around 0.23 which means a significance level of 99%) around 2 days with deeper peaks at 1.8 and 2.3 days. The two periods are the result of an aliasing ($1/T_p' = 1/T_s - 1/T_p$ where $T_s \approx 1$ day is the sampling period). The most significant peak is close to the ≈ 1.7 days estimated rotation period of the nucleus (Belton et al., 2005; A'Hearn et al., 2005b).

The second method was direct fitting of a sine curve to the data. A sine evolution was assumed since the signal-to-noise ratio is not high enough to determine the shape of a periodic variation. Indeed, folding all the 14 points (or 7 points if we average daily measurements as in Fig. 14 to increase the signal-to-noise)

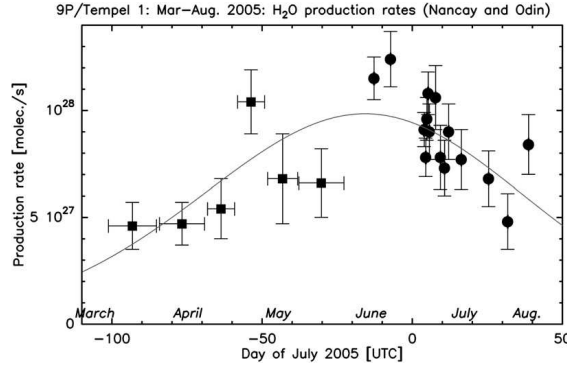


Fig. 13. Water production rates based either on Nancay observations of the OH radical (squares) or Odin observations of the H₂O line at 557 GHz (circles). The continuous curve corresponds to Eq. (1) deduced from the least squares fitting.

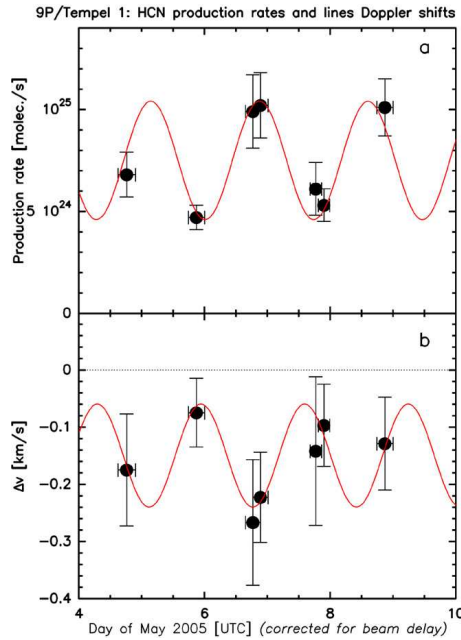


Fig. 14. Top: HCN production rates based on IRAM 30-m observations in May 2005, based on isotropic outgassing. A sinusoidal fit to the data is plotted (Eq. (2)). Bottom: Doppler shifts of the HCN J(1-0) and HCN J(3-2) lines observed at IRAM 30-m in May 2005. The sinusoidal fit to the data (Eq. (3)) is plotted. All times were corrected for “beam delay” (cf. text).

over one period cannot discriminate the variation of Q_{HCN} from a simple sine evolution (Fig. 15). A 4-parameter (period T_p , phase origin T_0 , mean production rate $Q_{m\text{HCN}}$ and amplitude ΔQ_{HCN}) weighted least squares fitting over 14 points yields:

- $T_p = 1.68$ days;
- $T_0 = 6.51$ May 2005;
- $Q_{m\text{HCN}} = 7.3 \times 10^{24}$ molec. s⁻¹;
- $\Delta Q_{\text{HCN}} = 3.0 \times 10^{24}$ molec. s⁻¹;
- $\chi^2 = 3.8$ and the reduced chi-square is $\chi^2_{\nu=10} = 0.38$.

After “beam delay” correction, we get (Section 3.2.1):

- $T_p = 1.73 \pm 0.10$ days;
- $T_0 = 6.44 \pm 0.07$ May 2005;
- $Q_{m\text{HCN}} = 7.5 \pm 0.5 \times 10^{24}$ molec. s⁻¹;
- $\Delta Q_{\text{HCN}} = 2.9 \pm 0.7 \times 10^{24}$ molec. s⁻¹;
- $\chi^2 = 3.1$ and the reduced chi-square is $\chi^2_{\nu=10} = 0.31$;

which gives:

$$Q_{\text{HCN}} = \left(7.5 + 2.9 \times \sin \left[2\pi \frac{t - 6.44 \text{ May 2005}}{1.73} \right] \right) \times 10^{24} \text{ molec. s}^{-1}. \quad (2)$$

This curve is plotted in Fig. 14a. The uncertainty on the fitted parameters is obtained by the projection of the 4-D ellipsoid $\Delta\chi^2 = 1$ on the four parameters axes.

The period of HCN variation is very close to the actual rotation period of the nucleus (1.701 days; A’Hearn et al., 2005b). A HCN production curve with two peaks per period, as observed for the nucleus lightcurve, seems excluded from our data. This suggests that one side of the nucleus might have been more productive than the other when illuminated by the Sun. Jehin et al. (2006) found a periodic variation of 1.709 days in the CN and NH fluxes measured in June and around the impact date. Two major peaks were observed in one rotational phase, which were interpreted by the presence of two active regions, the strongest one corresponding to a peak of outgassing taking place on July 4.32 UT equivalent date. A search for periodicity in the July HCN data, for direct comparison with CN data, is not possible given their poorer quality and low signal-to-noise ratios. If the strongest peak seen in CN by Jehin et al. (2006), as-

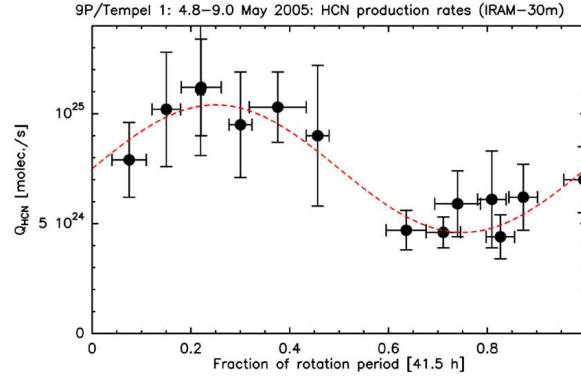


Fig. 15. HCN production rates based on IRAM 30-m observations in May 2005 folded on the 1.73 rotation period (Fig. 14, Eq. (2)). All the data points (2 per day per line) used in the sine adjustment are shown here. All times were corrected for “beam delay” (cf. text).

suming CN mainly comes from the photodissociation of HCN, corresponds to the maxima observed for HCN in May, then the observations are compatible with a “Tempel day” of 1.719 days (34 rotations between May 6.88 and July 4.32) or $T_p = 1.715$ days for the sidereal rotation period.

The strong variation in HCN production (a factor of ≈ 3) during nucleus rotation shows that “natural” variability of the comet activity must be taken into account when searching for impact-related production excesses.

4.3. Variation of line shapes

Periodic variations are also present in the HCN line shapes observed in May. Fig. 14b shows the evolution of the Doppler shift derived from daily averaged data (Table 2). The least squares sinusoidal fit adjustment yields:

$$\Delta v = -0.15 + 0.09 \sin \left[2\pi \frac{t - 7.18 \text{ May } 2005}{1.65} \right] \text{ km s}^{-1}, \quad (3)$$

with the date t in days corrected for “beam delay.” The period of variation $T_p = 1.65^{+0.31}_{-0.14}$ days is in agreement with previous findings. The reduced χ^2 is $\chi^2_4 = 0.13$, versus $\chi^2_6 = 0.69$ for a straight line fit to the 7 data points with mean Doppler shift $\Delta v = -0.14 \text{ km s}^{-1}$.

There is a correlation between line shapes and line intensities (Table 2, Fig. 2). The blueshift of the lines is at its maximum at the time of maximum outgassing. This can be explained by an active source which molecular production varies with solar illumination when the nucleus is rotating. A simple simulation with a broad ($\pi/2$ steradians) rotating HCN jet actually provides a good match to the observed line strengths and shapes.

4.4. Short-term variation of the water production rate

The evidence of periodic variation in outgassing seen in HCN May data or for several gaseous species in June–July

(Jehin et al., 2006) convinced us to look for variation in H_2O production rates measured with Odin. But as explained in Section 3.2.1, we expect the amplitude of the variation of the $\text{H}_2\text{O}(1_{01}-1_{01})$ line observed by Odin to be 3.5 times lower than that for HCN observed at IRAM. In Fig. 16 we have plotted the average $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ corrected for $1/r_h^2$ heliocentric evolution and excluding the July 4.4–7.8 post-impact data. The mean value is $Q_{m\text{H}_2\text{O}} = 8.0 \times 10^{27} \text{ molec. s}^{-1}$ at perihelion, so that the apparent amplitude of periodic variation similar to those seen for HCN would be on the order of $0.9 \times 10^{27} \text{ molec. s}^{-1}$, similar to each individual measurement uncertainty.

Actually fitting a sine evolution with fixed phase ($T_0 = 3.90 \text{ July} + 0.82 \text{ day}$, cf. Section 4.2 and “Beam delay”) and period (1.71 days), yields:

$$Q_{\text{H}_2\text{O}} = \left(8.1 + 0.7 \times \sin \left[2\pi \frac{t - 4.72}{1.71} \right] \right) \times \left(\frac{1.506}{r_h} \right)^2 \times 10^{27} \text{ molec. s}^{-1}. \quad (4)$$

The reduced chi-square is $\chi^2_6 = 1.32$, to be compared to $\chi^2_5 = 1.29$ when fitting just the mean value $Q_{m\text{H}_2\text{O}} \times (1.506/r_h)^2$. Periodic variations cannot be reliably retrieved from Odin data, but the attempt to fit a sine variation to the data shows that a strong variation of outgassing with rotation phase of the nucleus is not excluded: the fitted amplitude is similar to the expected one (Section 3.2.1), about 1/3rd of the amplitude of the CN variations seen by Jehin et al. (2006) to 1/4th of Q_{HCN} variations in May. So, a variation in natural outgassing should be taken into account when looking for impact related effects. Indeed, as shown by Jehin et al. (2006), $T_0 \approx 3.90 \text{ July}$ means that “natural” outgassing of the nucleus was in its rising phase at the impact time (4.244 July), peaking 3–4 h later.

For the purpose of determining molecular abundances based on IRAM observations in May, we will use a reference water

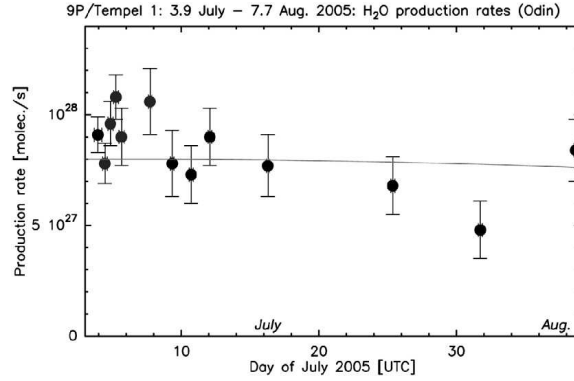


Fig. 16. Apparent H₂O production rates measured from Odin observations and the least squares fit of Q/r_h^2 to the data.

Table 5

Molecular abundances of Comet 9P/Tempel 1

Molecule	$Q_{\text{molec.}}/Q_{\text{H}_2\text{O,ref}}$ May 2005	$Q_{\text{molec.}}/Q_{\text{H}_2\text{O,ref}}$ 2–3 or 5–10 July 2005
HCN	$0.11 \pm 0.01\%$	$0.12 \pm 0.03\%$
CH ₃ OH	$2.8 \pm 0.9\%$	$2.7 \pm 0.4\%$
H ₂ S	$0.5 \pm 0.1\%$	
CS ^a	$<0.13\%$	$<0.25\%$
CO	$<10\%$	$<32\%$
H ₂ CO ^b	$<1.5\%$	$<2.3\%$

^a CS is assumed to come from CS₂ (600 km parent scalelength used here).

^b H₂CO is assumed to come from a distributed source with a lifetime equals to 1.75 times the H₂CO lifetime (Biver et al., 1999).

production rate:

$$Q_{\text{H}_2\text{O,ref}} = \left(8 + 3 \sin \left[2\pi \frac{t - 0.1 - (6.44 \text{ May } 2005)}{1.72} \right] \right) \times \left(\frac{1.506}{r_h} \right)^2 \times 10^{27} \text{ molec. s}^{-1}. \quad (5)$$

It matches the May periodicity of HCN and the April–May mean water production rate derived from Nançay observations ($7 \pm 1 \times 10^{27}$ molec. s⁻¹). t is the number of days since 0.0 May 2005 UT with a 0.1 day shift added to take into account the “beam delay” for millimeter observations. The computed reference water production rates are given in column 5 of Table 4.

4.5. Mean molecular abundances

Molecular production rates were ratioed to the reference water production rate in order to derive the molecular abundances given in Table 5. The abundances did not vary significantly between May and July and the mean values (H₂O:CO:CH₃OH:H₂CO:H₂S:HCN:CS) = (100:<10:2.7:<1.5:0.5:0.12:<0.13) fall well within the typical abundances measured in about 30 comets since 1986 (Biver et al., 2002, 2006).

5. Amount of gas released by the impact

Cautiously taking into account intrinsic periodic variations of the outgassing rate, we can now estimate the contributions from the impact or outburst related activity. However, one problem is that the excess of signal will not only depend on the number of molecules released but also on their velocity and the duration of the burst in outgassing. The simplified simulations presented in Section 3.2 will guide our analysis.

5.1. Water

For H₂O data, the simplest way (model (1)) to evaluate the outgassing excess due to the impact is to compute the difference between the observed apparent production rates (Table 6, column 4) and a reference production rate. The reference production rates are taken from the last column of Table 6. The right part of this table provides lines characteristics and apparent production rates based on Odin observations between 7 July and 7 August binned according to the expected rotation phase (column 1). Using the sine function of Eq. (4) would give very similar results.

The main difference between the reference and impact spectra is a narrow spike around zero velocity which is superimposed on a broader component and is only seen on the 4.4–5.6 July high resolution spectra (Figs. 17 and 18). Correcting for the slightly different geometries at different dates, the line integrated intensity of this spike was estimated, as given in Table 7. It is close to the excess signal seen above $T_{\text{mb}} = 0.25$ K. The conversion of this line intensity into a number of molecules is not straightforward since the H₂O line is optically thick: photons emitted by the cloud of ejecta responsible for this spike will be absorbed by the foreground H₂O coma. This process was not considered. We expect that the results are not affected by a large factor, since both the spike position ($v \approx 0.0$ km s⁻¹) and geometry of the ejecta suggest that this cloud was in the plane of the sky, minimizing line-of-sight opacity effects. The narrow width of the spike (HWHM = 0.22 ± 0.05 km s⁻¹) also

Table 6
Rotationally phased H_2O production rates (July 2005)

Phase ^a	Data around impact			“Normal” activity 3 to 34 days after impact					
	UT date [dd.dd]	$\int T_b dv$ [K km s ⁻¹]	$Q_{\text{H}_2\text{O}}$ [10 ²⁷ s ⁻¹]	Date [dd.dd]	$\langle r_h \rangle$ [AU]	$\langle \Delta \rangle$ [AU]	$\int T_b dv$ [K km s ⁻¹]	dv [km s ⁻¹]	$Q_{\text{H}_2\text{O}}^b$ [10 ²⁷ s ⁻¹]
−0.18	03.93	0.44 ± 0.04	9.1 ± 0.6	09.33 + 10.71	1.507	0.925	0.34 ± 0.04	−0.08 ± 0.10	7.3 ± 0.9
+0.12	04.44	0.38 ± 0.04	7.8 ± 0.9	07.72 + 31.73	1.515	0.979	0.32 ± 0.03	−0.19 ± 0.09	7.4 ± 0.7
+0.35	04.84	0.46 ± 0.05	9.6 ± 1.0	25.37 + 38.68	1.531	1.068	0.30 ± 0.04	−0.03 ± 0.12	7.6 ± 1.0
+0.58	05.24	0.52 ± 0.05	10.8 ± 1.0	12.07	1.508	0.937	0.42 ± 0.06	−0.21 ± 0.16	9.0 ± 1.3
+0.82	05.65	0.41 ± 0.05	8.7 ± 1.1	09.33 + 10.71	1.507	0.925	0.34 ± 0.04	−0.08 ± 0.10	7.3 ± 0.9

^a Rotation phase with reference time $t_0 = 4.244$ July 2005 (impact date) and a 1.7-day period.

^b Corrected for a priori r_h^{-2} variation since impact day ($r_h = 1.506$ AU).

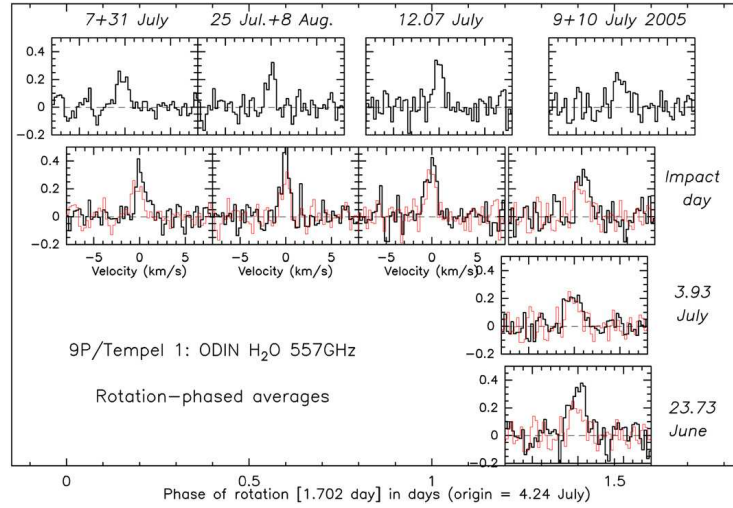


Fig. 17. Spectra of H_2O obtained with Odin summed and ordered according to the phase of the comet rotation (1.7 days, horizontal scale) and time (vertical scale, from before the impact (bottom) to after the impact (top row)).

suggests a relatively low velocity of $v_{\text{exp}} \approx 0.35 \text{ km s}^{-1}$, if we assume an opening angle of 90° for the cloud of ejecta. This low velocity also minimizes photon absorption by the higher velocity surrounding gas. For this second estimate of the amount of gas inside the ejecta (model (2)), we run our radiative transfer code with the molecules distributed inside a cone of opening angle of 90° , and expanding at 0.35 km s^{-1} .

Table 7 provides impact-related apparent production rates as a function of time, and corresponding total amounts of H_2O molecules, for the two different analyses. As discussed in Section 3.2, these numbers should be close to the total number of molecules released in the burst.

Although based on the same data, models (1) and (2) give different results for the apparent production rate (line 5 in Table 7). This is because model (2) assumes a lower velocity in order to interpret the narrow spike. However, similar amounts of molecules are derived from the two models. Indeed, for model (2) we take into account that part of the emitted photons

are lost by self-absorption effects, as discussed in Section 3.2. The time evolution of the apparent production rates derived from model (2), when compared to the simulations, provides a good agreement with a 4–10-h duration outburst (Figs. 11 and 12) and $N_t = 1.3\text{--}2 \times 10^{32}$ molecules. Mumma et al. (2005) found an excess of $10^{28} \text{ molec. s}^{-1}$ in water production in the 1–3 h following the impact, on the basis of infrared measurements inside a $\approx 1''$ aperture for which beam dilution and beam delay can be neglected. The sublimation of 5000 tons of water ice at a rate of $\approx 10^{28} \text{ molec. s}^{-1}$ would take ≈ 4 h. Therefore, the observations of Mumma et al. (2005) are consistent with the simulation shown in Fig. 11.

In summary, the two approaches yield consistent values for the amount of water released by the impact. We adopt a mean value of 5000 ± 2000 tons ($N_t = 1.7 \times 10^{32}$ molecules), given that the increase of outgassing due to the impact is detected at the 3–4 σ level (line 5, column 7 of Table 7 and Fig. 18) and that the uncertainty due to excitation parameters (e.g., electron den-

9P/Tempel 1: H₂O(110–101) 557GHz: 7 July – 7 August 2005
(Scaled to 5 July 2005 observing conditions: $\times 1.1$)

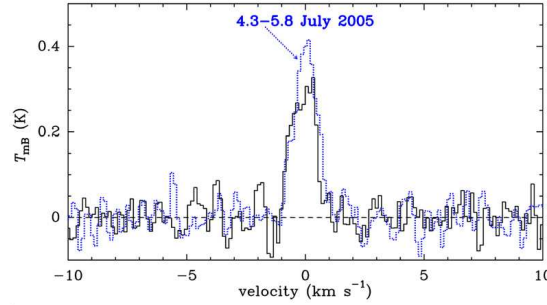


Fig. 18. The 557-GHz H₂O line observed by Odin after the Deep Impact collision. Dotted line: an average of observations obtained during the first rotation just following the impact. Solid line: an average of observations obtained between 7.7 July and 7.7 August, after dissipation of the impact ejecta cloud. These observations were sampled and averaged to cover a full nucleus rotation. They were scaled to correct for the decrease of the signal due to the change in geocentric and heliocentric distances.

Table 7
Impact residual H₂O production rate

UT date [mm/dd.dd]	$\Delta Q_{\text{app.H}_2\text{O}}$ model (1) [10^{27} s^{-1}]	“Spike” area $\int T_b dv$ [K km s ⁻¹]	$(\Delta Q_{\text{H}_2\text{O}})_{\text{app}}$ model (2) [10^{27} s^{-1}]
07/04.44	0.4 ± 1.1	0.02 ± 0.05	0.2 ± 0.5
07/04.84	2.0 ± 1.5	0.10 ± 0.06	0.9 ± 0.5
07/05.24	1.8 ± 1.6	0.09 ± 0.07	0.8 ± 0.6
07/05.65	1.4 ± 1.4	0.07 ± 0.06	0.7 ± 0.5
	Average		
07/05.04	1.4 ± 0.7	0.08 ± 0.02	0.7 ± 0.2
Integrated mass of water [tons]: 07/04.24–05.83			
07/05.04	5700 $\pm$ 2800		5300 $\pm$ 1800 ^a

Notes. Model (1): $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ (Table 4) minus $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ (Table 6 for same phase). Model (2): spike area based on the difference of line integrated intensities from Table 6 after corrections for all geometrical variation effects (r_h , Δ , v_{exp} , photo-dissociation rates, etc.) on line intensities.

^a Integrated $\Delta Q_{\text{H}_2\text{O}} dt$ has been multiplied by 2 since only 30–70% of the molecules are seen in the hypothesis of a low speed, 1–10-h duration jet (cf. Section 3.2).

sity) can be on the order of 10% or slightly higher. This amount is also consistent with estimates based on near-UV observations of OH by Küppers et al. (2005) (≈ 4500 tons) and Schleicher et al. (2006) ($< 13,000$ tons).

5.2. Other molecules

Due to limited signal-to-noise ratios (≈ 5 for HCN and CH₃OH, versus 10 for H₂O), the millimeter lines do not show clear evidence of emission excesses related to the impact. Most of the observations took place more than 10 h after the impact, which implies that most of the material had already left the beams. From the various simulations discussed in Section 3.2, we can mainly note that the beam delays are on the order of 2 h (HCN $J(3-2)$), 4 h (CH₃OH) to 7 h (HCN $J(1-0)$). Therefore the millimeter molecular observations are much more sensitive

to the time it took to the ejected icy grains to sublimate than are Odin H₂O observations.

Figs. 5 and 6 show the spectra of both the HCN $J(1-0)$ and HCN $J(3-2)$ lines at IRAM on the day of the impact (4.84 July 2005) and the averages before (2.8–3.8 July) and after (5.8 July) the impact. The lines appear to be stronger on 4.84 July (Table 2), which can be partly due to a larger intrinsic outgassing at that time (peak around 4.4 July). From May, 2–3 and 5–10 July data, we derive a mean abundance $Q_{\text{HCN}}/Q_{\text{H}_2\text{O}} = 0.12 \pm 0.03\%$ (Table 5). The excess observed at $t_0 + 14$ h on 4.84 July is then:

$$\Delta Q_{\text{HCN}} = (13.1 - 0.0012 \times 8000) \pm 2.1 \times 10^{24} \text{ molec. s}^{-1} \\ = 3.5 \pm 2.1 \times 10^{24} \text{ molec. s}^{-1}. \quad (6)$$

No significant impact-related excess of HCN is thus detected.

The average abundance of methanol relative to water is $2.7 \pm 0.3\%$ (Table 5). Using this value as a reference, the excess of methanol on 4.30 July, just after the impact (assuming a background normal $Q_{\text{H}_2\text{O}} \approx 11 \times 10^{27} \text{ molec. s}^{-1}$, close to its possible peak value at that time) is

$$\Delta Q_{\text{CH}_3\text{OH}} = 5.5 \pm 2.4 \times 10^{26} \text{ molec. s}^{-1} \\ (t_0 + 1.3 \text{ h, CSO data}) \quad (7)$$

and on 4.84 July:

$$\Delta Q_{\text{CH}_3\text{OH}} = 1.7 \pm 0.6 \times 10^{26} \text{ molec. s}^{-1} \\ (t_0 + 14 \text{ h, IRAM data}). \quad (8)$$

The methanol excess is still marginal however ($2-2.5\sigma$).

These results are too marginal to derive any secure conclusion. We can only work on the hypothesis that 5000 tons of water were released in probably 4 h or more. According to Beer et al. (2006), 1–10- μm icy grains would sublimate in 0.5 h to more than 24 h at 1.5 AU, depending on their water ice fraction. Deep Impact observations and XMM-Newton observations (Schulz et

al., 2006) actually detected icy grains in the coma of the comet at least during the first hour following the impact.

The excesses of outgassing found for HCN and CH₃OH are plotted in Figs. 11 and 12 which present the evolution of the “apparent” production rate expected from the simulations for H₂O:CH₃OH:HCN ratios of 100:2.7:0.12. The measurements are compatible with a normal abundance of HCN in the ejecta, while an overabundance of CH₃OH is suggested. Indeed, to explain both CSO and IRAM observations with the same total quantity $N_{\text{CH}_3\text{OH}}$ of methanol released in the ejecta, an outburst lasting around 4 h is required, with $N_{\text{CH}_3\text{OH}} = 46 \pm 18 \times 10^{30}$ molecules. This implies a relative abundance CH₃OH/H₂O = $27 \pm 11\%$ in the ejecta, i.e., one order of magnitude larger than the abundance measured for normal activity. However, the methanol impact spectra (Figs. 4 and 7) do not show any obvious feature such as the H₂O spike. So, it is not excluded that part of the excess signal (or loss on the other dates) is due to calibration or modeling uncertainties. Indeed Mumma et al. (2005) find that the CH₃OH/H₂O ratio in the ejecta was not significantly different from the background.

Only upper limits have been obtained for molecules observed far from the impact time. An upper limit of 22% relative to water is measured for CO on the day of the impact. Even assuming that the CO abundance relative to water was 10% (maximum allowed by May observations) before the impact, the remaining 12% yield an upper limit on the CO quantity in the ejecta much larger than that of water. This result does not provide useful constraints.

6. Other outbursts of activity

Several bursts of activity were reported by the cameras of the Deep Impact spacecraft before the encounter (A’Hearn et al., 2005b), or by other observations in visible to X-ray wavelengths (e.g., on 8 July; Meech et al., 2005b). Comparing the observed production rates of water with the expected natural variations, we found significant differences on two dates with $\Delta Q_{\text{H}_2\text{O}} = 4.0 \pm 1.2 \times 10^{27}$ molec. s^{−1} on 23.7 June and $\Delta Q_{\text{H}_2\text{O}} = 2.9 \pm 1.4 \times 10^{27}$ molec. s^{−1} on 7.7 July (Table 4). The stationary regime assumption is of course not relevant to analyze these outbursts, and the $\Delta Q_{\text{H}_2\text{O}}$ value given above (about +50%) are just indicative.

The July 7.7 outburst does not correspond to a very strong or long outburst. Indeed, given the ≈0.6 day phase delay with IRAM observations, the Odin H₂O data can be compared to HCN or CH₃OH observations on 6.9 and 7.8 July, but nothing significant is observed on these dates. For a half-day burst (cf. Section 4.1), the $\Delta Q_{\text{H}_2\text{O}}$ given above corresponds to $N_i \approx 2 \times 10^{32}$ molecules, i.e., 1/3 day of normal activity. We note, however, that this outburst is only detected at a 2σ level.

The Deep Impact team reported an outburst beginning on 22.38 June UT. The excess in H₂O emission that we observed 32 h later is likely related to this outburst. In the spectrum, the extra signal due to this burst of molecules is broader than the impact-related spike (Fig. 17). From a simulation similar to the one shown in Fig. 10, we infer a total release of $N_i \approx 10^{33}$ molecules corresponding to 1.4 day of normal activity. This nat-

ural outburst surpassed significantly the one created by Deep Impact.

7. Conclusion

Comet 9P/Tempel 1 is certainly one of the weakest comets extensively studied at radio wavelengths, with a peak outgassing rate around 10^{28} molec. s^{−1}. This investigation campaign puts into evidence several characteristics of the comet:

- The relative molecular abundances are “classical,” of the order of (H₂O:CO:CH₃OH:H₂CO:H₂S:HCN:CS) = (100:<10:2.7:<1.5:0.5:0.12:<0.13), comparable to mean values observed in many comets.
- A strong regular variation of the outgassing rate is clearly observed in HCN data obtained in May 2005 ($T_p = 1.73 \pm 0.10$ days). Its amplitude is a factor of 3 from minimum to maximum and its periodicity is likely related to a rotation period. Outgassing anisotropy is also evident. This suggests that one side of the nucleus was more active than the other when illuminated.
- The periodic variation of the outgassing of the comet must be carefully taken into account when analyzing the effects of the Deep Impact collision. It is not excluded that “natural” outgassing was still varying by ±40% in early July and that it was in a rising phase at the time of the impact.
- As regards to Deep Impact consequences, the total amount of water released is estimated to 5000 ± 2000 tons, corresponding to the cumulated production of 0.2 day of normal activity. This water was most likely released in icy grains that took several hours to sublimate: our best guess, based on simulations, is around 4 h. It was not possible to assess precisely the composition of the ejecta, except for a possible increase in the abundance of CH₃OH; no large excess of HCN was seen.
- The comet also underwent significant natural outbursts of outgassing, possibly of larger amplitude than the Deep Impact related burst. One took place on 22–23 June and may have released as much water as 1.4 day of normal activity.

Although the signal was too weak to make a detailed compositional study of the impact ejecta, this observing campaign allowed us to observe in detail the behavior of a Jupiter-family comet, and to put into evidence periodicity and outbursts of outgassing poorly observed in any comet before.

Acknowledgments

Odin is a Swedish-led satellite project funded jointly by the Swedish National Space Board (SNSB), the Canadian Space Agency (CSA), the National Technology Agency of Finland (Tekes) and the Centre National d’Études Spatiales (CNES, France). The Swedish Space Corporation is the prime contractor, also responsible for Odin operations. The authors thank the whole Odin team, including the engineers who have been very supportive to the difficult comet observations. Their help was essential in solving in near real time problems for such

time critical observations. We are grateful to the IRAM and CSO staff and to other observers for their assistance during the observations. IRAM is an international institute co-funded by the Centre national de la recherche scientifique (CNRS), the Max Planck Gesellschaft and the Instituto Geográfico Nacional, Spain. The CSO is supported by National Science Foundation Grant AST-0540882. The Nançay radio observatory is the unité scientifique de Nançay of the Observatoire de Paris, associated as Unité de Service et de Recherche (USR) 704 of the CNRS. The Nançay observatory also gratefully acknowledges the financial support of the Conseil régional de la Région Centre in France.

References

- A'Hearn, M.F., Belton, M.J.S., Delamere, W.A., Blume, W.H., 2005a. Deep Impact: A large-scale active experiment on a cometary nucleus. *Space Sci. Rev.* 117, 1–21.
- A'Hearn, M.F., and 32 colleagues, 2005b. Deep Impact: Excavating Comet Tempel 1. *Science* 310, 258–264.
- Altenhoff, W.J., Baars, J.W.M., Wink, J.E., Downes, D., 1987. Observations of anomalous refraction at radio wavelengths. *Astron. Astrophys.* 184, 381–385.
- Beer, E.H., Podolak, M., Prialnik, D., 2006. The contribution of icy grains to the activity of comets. I. Grain lifetime and distribution. *Icarus* 180, 473–486.
- Belton, M.J.S., and 15 colleagues, 2005. Deep Impact: Working properties for the target nucleus—Comet 9P/Tempel 1. *Space Sci. Rev.* 117, 137–160.
- Bensch, F., Melnick, G.J., Neufeld, D.A., Harwit, M., Snell, R.L., Patten, B.M., Tolls, V., 2006. Submillimeter Wave Astronomy Satellite observations of Comet 9P/Tempel 1 and Deep Impact. *Icarus* 184, 602–610.
- Biver, N., 1997. Molécules mères cométaires: Observations et modélisations. Ph.D. thesis, Université Paris VII.
- Biver, N., and 13 colleagues, 1999. Spectroscopic monitoring of Comet C/1996 B2 (Hyakutake) with the JCMT and IRAM radio telescopes. *Astron. J.* 118, 1850–1872.
- Biver, N., and 12 colleagues, 2000. Spectroscopic monitoring of Comet C/1999 H1 (Lee) with the SEST, JCMT, CSO, IRAM, and Nançay radio telescopes. *Astron. J.* 120, 1554–1570.
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Colom, P., Henry, F., Moreno, R., Paubert, G., Despois, D., Lis, D.C., 2002. Chemical composition diversity among 24 comets observed at radio wavelengths. *Earth Moon Planets* 90, 323–333.
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Lecacheux, A., Paubert, G., 2005. Comet 9P/Tempel. *IAU Circ.* 8538.
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Lis, D.C., Moreno, R., Colom, P., Henry, F., Herpin, F., Paubert, G., Womack, M., 2006. Radio wavelength molecular observations of Comets C/1999 T1 (McNaught–Hartley), C/2001 A2 (LINEAR), C/2000 WM₁ (LINEAR) and 153P/Ikeya–Zhang. *Astron. Astrophys.* 449, 1255–1270.
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Lecacheux, A., Frisk, U., Hjalmarson, Å., Olberg, M., Florén, H.G., Sandqvist, A., Kwok, S., 2007. Submillimeter observations of comets with Odin: 2001–2005. *Planet. Space Sci.* In press.
- Bockelée-Morvan, D., 1987. A model for the excitation of water in comets. *Astron. Astrophys.* 181, 169–181.
- Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Colom, P., Crovisier, J., Henry, F., Lecacheux, A., Davies, J.K., Dent, W.R.F., Weaver, H.A., 2004. The outgassing and composition of Comet 19P/Borrelly from radio observations. *Icarus* 167, 113–128.
- Colom, P., Gérard, E., 1988. A search for periodicities in the OH radio emission of Comet P/Halley (1986 III). *Astron. Astrophys.* 204, 327–336.
- Colom, P., Biver, N., Crovisier, J., Lecacheux, A., Bockelée-Morvan, D., 2004. Water outgassing rates in comets with Odin and the Nançay Radio Telescope. In: SF2A-2004: Semaine de l'Astrophysique Française, Scientific Highlights, 2004. EdP-Sciences, Les Ulis, pp. 69–70.
- Crovisier, J., Colom, P., Gérard, E., Bockelée-Morvan, D., Bourgois, G., 2002. Observations at Nançay of the 18-cm lines in comets. The data base. Observations made from 1982 to 1999. *Astron. Astrophys.* 393, 1053–1064.
- Crovisier, J., Colom, P., Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Lecacheux, A., 2005. Comet 9P/Tempel. *IAU Circ.* 8512.
- Despois, D., Gérard, E., Crovisier, J., Kazès, I., 1981. The OH radical in comets—Observation and analysis of the hyperfine microwave transitions at 1667 MHz and 1665 MHz. *Astron. Astrophys.* 99, 320–340.
- Frisk, U., and 50 colleagues, 2003. The Odin satellite. I. Radiometer design and test. *Astron. Astrophys.* 402, L27–L34.
- Howell, E.S., Lovell, A.J., Butler, B., Schloerb, F.P., 2005. Radio OH observations of Comet 9P/Tempel 1 before and after Deep Impact. *Bull. Am. Astron. Soc.* 37, 712.
- Jehin, E., Manfroid, J., Hutsemékers, D., Cochran, A.L., Arpigny, C., Jackson, W.M., Rauer, H., Schulz, R., Zucconi, J.-M., 2006. Deep Impact: High Resolution Optical Spectroscopy with the ESO VLT and the Keck 1 telescope. *Astrophys. J.* 641, L145–L148.
- Keller, H.U., Jorda, L., Küppers, M., Gutierrez, P.J., Hviid, S.F., Knollenberg, J., Lara, L.-M., Sierks, H., Barbieri, C., Lamy, P., Rickman, H., Rodrigo, R., 2005. Deep Impact observations by OSIRIS onboard the Rosetta spacecraft. *Science* 310, 281–283.
- Küppers, M., and 16 colleagues, 2005. A large dust/ice ratio in the nucleus of Comet 9P/Tempel 1. *Nature* 437, 987–990.
- Lisse, C.M., A'Hearn, M.F., Farnham, T.L., Groussin, O., Meech, K.J., Fink, U., Schleicher, D.G., 2005. The coma of Comet 9P/Tempel 1. *Space Sci. Rev.* 117, 161–192.
- Meech, K.J., A'Hearn, M.F., Fernández, Y.R., Lisse, C.M., Weaver, H.A., Biver, N., Woodney, L.M., 2005a. The Deep Impact Earth-based campaign. *Space Sci. Rev.* 117, 297–334.
- Meech, K.J., and 208 colleagues, 2005b. Deep Impact: Observations from a worldwide Earth-based campaign. *Science* 310, 265–269.
- Mumma, M.J., and 13 colleagues, 2005. Parent volatiles in Comet 9P/Tempel 1: Before and after impact. *Science* 310, 270–274.
- Nordh, H.L., and 17 colleagues, 2003. The Odin orbital observatory. *Astron. Astrophys.* 402, L21–L25.
- Olberg, M., and 15 colleagues, 2003. The Odin satellite. II. Radiometer data processing and calibration. *Astron. Astrophys.* 402, L35–L38.
- Schleicher, D.G., A'Hearn, M.F., 1988. The fluorescence of cometary OH. *Astrophys. J.* 331, 1058–1077.
- Schleicher, D.G., Barnes, K.L., Baugh, N.F., 2006. Photometry and imaging results for Comet 9P/Tempel 1 and Deep Impact: Gas production rates, postimpact light curves, and ejecta plume morphology. *Astron. J.* 131, 1130–1137.
- Schulz, R., Owens, A., Rodríguez-Pascual, P.M., Lumb, D., Erd, C., Stiwe, J.A., 2006. Detection of water ice grains after the Deep Impact onto Comet 9P/Tempel 1. *Astron. Astrophys.* 448, L53–L56.
- Stellingwerf, R.F., 1978. Period determination using phase dispersion minimization. *Astrophys. J.* 224, 953–960.

B.3 Lis et al. 2007

Article soumis à Astrophysical Journal.

SUBMITTED TO *The Astrophysical Journal*
Preprint typeset using L^AT_EX style emulateapj v. 03/07/07

HYDROGEN ISOCYANIDE IN COMET 73P/SCHWASSMANN-WACHMANN

D.C. LIS^{1,4}, D. BOCKELÉE-MORVAN², J. BOISSIER², J. CROVISIER², N. BIVER², AND S.B. CHARNLEY³

(Received 4 May 2007)

Submitted to *The Astrophysical Journal*

ABSTRACT

We present a sensitive $3\text{-}\sigma$ upper limit of 1.1% for the HNC/HCN abundance ratio in comet 73P/Schwassmann-Wachmann (Fragment B), obtained on May 10–11, 2006 using Caltech Submillimeter Observatory (CSO). This limit is a factor of ~ 7 lower than the values measured previously in moderately active comets at 1 AU from the Sun. Comet 73P/Schwassmann-Wachmann was depleted in most volatile species, except of HCN. The low HNC/HCN ratio thus argues against HNC production from polymers produced from HCN in the nuclear ices. However, thermal degradation of macromolecules, or polymers, produced from ammonia and carbon compounds, such as acetylene, methane, or ethane appears a plausible explanation for the observed variations of the HNC/HCN ratio in moderately active comets, including the very low ratio in comet 73P/Schwassmann-Wachmann reported here. Such polymers have been invoked previously to explain anomalous $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ ratios measured in cometary CN.

Subject headings: comets: individual (73P/Schwassmann-Wachmann) — molecular processes — radio lines: solar system

1. INTRODUCTION

Hydrogen isocyanide, HNC, a metastable isomer of HCN, was first detected in the ISM over a third of a century ago as the unidentified line U90.7 (Snyder & Buhl 1972; Zuckerman et al. 1972; the identification subsequently confirmed in the laboratory by Blackman et al. 1976). The interstellar HNC/HCN abundance ratio has been shown to be strongly temperature dependent (e.g., Schilke et al. 1992; Hirota et al. 1998, and references therein). The current understanding of the HNC chemistry in molecular hot cores is that in warm, dense gas HCN is first produced efficiently by ion-molecule chemistry from ammonia and C^+ . HNC is subsequently produced by proton transfer to HCN to form HCNH^+ , followed by dissociative recombination or proton transfer to ammonia (e.g., Rodgers & Charnley 2001a; Charnley et al. 2002). The temperature dependence of the HNC/HCN abundance ratio is explained primarily by proton transfer reactions cycling between the two isomers via the HCNH^+ ion. However, additional HNC formation routes may be required in dark clouds where the HNC/HCN ratio exceeds unity. These are presumably neutral-neutral reactions (e.g., $\text{C}+\text{NH}_2=\text{HNC}+\text{H}$; Herbst, Terzieva, & Talbi 2000) and consequently are probably too slow to efficiently form HNC in expanding cometary atmospheres.

The initial detection of HNC in a cometary atmosphere was by Irvine et al. (1996) in comet C/1996 B2 (Hyakutake). The measured HNC/HCN abundance ratio, $\sim 6\%$, was similar to that in interstellar clouds with a temper-

ature of order 50 K, suggesting that cometary HNC may be unprocessed interstellar material incorporated into the comet's nucleus. However, Irvine et al. (1996) argued that a number of alternative processes may also explain the observed HNC/HCN ratio in comet Hyakutake, including irradiation of icy matrix containing HCN, non-equilibrium chemical processes in the solar nebula, gas-phase processes in the coma itself, infrared relaxation of HCN from excited vibrational levels of the ground electronic state, and photo-dissociation of a heavier parent molecule.

A strong variation of the HNC/HCN abundance ratio in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) with heliocentric distance (from $\lesssim 2\%$ at 2.9 AU to $\sim 20\%$ near 1 AU; Biver et al. 1997; Irvine et al. 1998) questioned the interstellar origin of cometary HNC and suggested a production mechanism in the coma itself as a more likely explanation. Rodgers & Charnley (1998) presented a comprehensive model of the cometary coma chemistry and suggested that in very active comets, such as comet Hale-Bopp, the observed variation of the HNC abundance with the heliocentric distance, as observed with single-dish telescopes, can be explained by isomerization of HCN driven by the impact of fast hydrogen atoms produced in photo-dissociation of parent molecules. However, their model overproduced the HNC abundance at ~ 3 AU by about a factor of 2. In a subsequent paper Rodgers & Charnley (2001b) showed that the same mechanism cannot reproduce observed HNC/HCN abundance ratios in moderately active comets at ~ 1 AU, such as comet C/1999 H1 (Lee). The applicability of the model to very active comets has also been questioned by interferometric observations of HNC and HCN in comet Hale-Bopp (Bockelée-Morvan et al. 2005; Bockelée-Morvan 2007), which show that the HNC/HCN visibility ratio is almost flat as a function of baseline, and equal to the single-dish flux ratio. This suggests that, contrary to model predictions, HNC in comet Hale-Bopp was produced efficiently in the inner coma (parent scale-length $\ll 2000$ km).

¹ California Institute of Technology, Downs Laboratory of Physics 320-47, Pasadena, CA 91125; dcl@caltech.edu

² LESIA and UMR 8109 du CNRS, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France; Dominique.Bockelee@obspm.fr; Jeremie.Boissier@obspm.fr; Jacques.Crovisier@obspm.fr; Nicolas.Biver@obspm.fr

³ Space Science and Astrobiology Division, MS 245-3, NASA Ames Research Center, Moffet Field, CA 94035; charnley@ dusty.arc.nasa.gov

⁴ Visiting Scientist, LESIA, Observatoire de Paris

Comet 73P/Schwassmann-Wachmann is a short-period (5.34 years) comet of the Jupiter family that likely originated from the trans-Neptunian population in the outer Solar System. Narrow-band photometry and spectroscopic observations during the 1990 apparition showed that this comet is strongly depleted in C_2 and NH_2 relative to CN and OH, placing it in the 21P/Giacobini-Zinner class of odd comets with extreme depletions (A'Hearn et al. 1995; Fink & Hicks 1996). During its 1995 perihelion passage, comet 73P split into several fragments (Boehnhardt et al. 2002). Its 2006 apparition thus offered an exceptional opportunity to measure the HNC/HCN ratio in fragments of a Jupiter-family comet of deviant composition. Indeed, comet 73P made a very close approach to Earth in May 2006 (at 0.067 and 0.079 AU for Fragments B and C, respectively), that compensated for its moderate activity (water production rate of a few $\times 10^{28} \text{ s}^{-1}$ at perihelion) and allowing sensitive investigations.

In the present paper, we compile the existing measurements of the HNC/HCN ratio in comets, including our sensitive upper limit obtained in comet 73P/Schwassmann-Wachmann and discuss the possible implications for the origin of HNC in cometary atmospheres.

2. OBSERVATIONS

Observations of Comet 73P/Schwassmann-Wachmann (Fragment B) presented here were carried out on May 9–11, 2006 UT using the 10.4-m Leighton telescope of Caltech Submillimeter Observatory (CSO) on Mauna Kea in Hawaii. The heliocentric and geocentric distances of the comet at the time of the CSO observations were 1.02 and 0.072 AU, respectively. We used the 345 GHz facility SIS receiver and acousto-optical spectrometers with total bandwidths of 50 MHz and 1 GHz. The frequency scale of the spectrometers (the reference channel and the channel width) was established by performing calibration scans (frequency combs). The effective frequency resolution of the high-resolution (50 MHz bandwidth) spectrometer was 95 kHz (2 channels), corresponding to $\sim 0.08 \text{ km s}^{-1}$. Pointing of the telescope, checked by performing five-point continuum scans of Jupiter in the south, was determined to drift by $\lesssim 5''$ on time-scales of ~ 3 hours at the time of the observations. The accuracy of the cometary ephemeris, checked by performing five-point scans of the HCN $J=4-3$ transition in the comet, was determined to be $\sim 7-9''$. The FWHM CSO beam size at 360 GHz is $\sim 25''$. The main beam efficiency, determined from total-power observations of Jupiter, Saturn and Mars, was measured to be $\sim 74\%$.

HCN $J=4-3$ spectra (rest frequency 354.50547 GHz) taken on May 9–11 UT are shown in Figure 1 and the line intensities are listed in Table 1, along with the corresponding statistical uncertainties. A significant decrease in the HCN intensity (by a factor of 1.8) is seen over the period of our observations, following an earlier outburst. The low-level pedestal, seen most clearly in the May 9 spectrum, is due to the HCN hyperfine structure (e.g., Lis et al. 1997). HNC $J=4-3$ spectra (rest frequency 362.63031 GHz) taken on May 10–11 UT are shown in Figure 2. No HNC emission is detected (Table 1).

Fragment B of comet 73P underwent several outbursts during the April–May 2006 apparition, shedding tens of

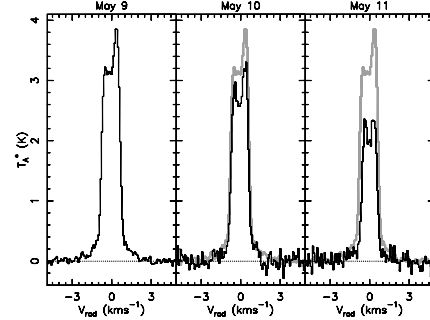


FIG. 1.— HCN $J=4-3$ spectra in comet 73P/Schwassmann-Wachmann (Fragment B) obtained on May 9–11 (left to right, respectively). The gray curve in the two right panels shows the May 9 spectrum.

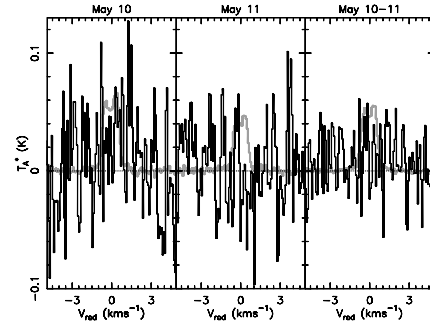


FIG. 2.— HNC $J=4-3$ spectra in comet 73P/Schwassmann-Wachmann obtained on May 10–11 (left and middle panels, respectively). The right panel shows a uniformly weighted average of the two data sets. Gray curves show HCN $J=4-3$ spectra on the corresponding days, scaled down by a factor of 50.

TABLE 1
HCN AND HNC LINE INTENSITIES.

UT Date	$I(\text{HCN})$	$I(\text{HNC})$
May 9, 2006	5.35 ± 0.04	—
May 10, 2006	4.21 ± 0.08	0.073 ± 0.025
May 11, 2006	3.01 ± 0.06	-0.021 ± 0.018
May 10–11, 2006	3.62 ± 0.05	0.026 ± 0.015

Notes.—Integrated line intensities, $T_A dv$ (K km s^{-1}), computed over the velocity range of -2 to 2 km s^{-1} (HCN; includes all hyperfine components) and -1 to 1 km s^{-1} (HNC). The uncertainties listed are $1-\sigma$ statistical uncertainties. Calibration uncertainties are of order 20%. The May 10–11 entry is a uniformly weighted average of the two corresponding spectra.

TABLE 2
HCN AND HNC PRODUCTION RATES.

UT Date	$Q(\text{HCN})$	$Q(\text{HNC})$	$Q(\text{HCN})/Q(\text{HNC})$
May 10, 2006	$(4.85 \pm 0.09) \times 10^{25}$	$< 0.7 \times 10^{24}$	$< 1.4\%$
May 11, 2006	$(3.05 \pm 0.06) \times 10^{25}$	$< 0.5 \times 10^{24}$	$< 1.7\%$
May 10–11, 2006	$(3.90 \pm 0.05) \times 10^{25}$	$< 0.4 \times 10^{24}$	$< 1.1\%$

Notes.—Productions rates (mol s^{-1}) computed assuming a gas temperature of 65 K and expansion velocities of 0.62 and 0.58 km s^{-1} , on May 10 and 11, respectively. Average pointing offsets of 3'' and 4'' for HCN and HNC, respectively, have been assumed. Since the HCN and HNC transitions studied here have similar rest frequencies and line strengths, the derived $Q(\text{HNC})/Q(\text{HCN})$ ratio is insensitive to the detailed model assumptions.

fragments, as imaged for example by the Hubble Space Telescope around 18 April (e.g., Weaver et al. 2006). On 8.0 May UT fragment B entered a new outburst phase, beginning as a strong brightness increase of its central condensation. Visual magnitudes reported in International Comet Quarterly (2006) showed a fivefold increase in total brightness the following day and a 5 to 10 times increase in the water outgassing rate was seen in the Nançay and Odin data between 7 and 10 of May (Crovisier et al. 2006; Colom et al. 2006).

Molecular production rates of HCN and HNC ($3\text{-}\sigma$ upper limits) on May 10–11 are listed in Table 2. The resulting $3\text{-}\sigma$ upper limit for the HNC/HCN abundance ratio, based on the average of the May 10 and May 11 data is 1.1%. IRAM 30-m observations impose upper limits of 2.9 and 3.8% for the HNC/HCN ratio on May 14 and 18, respectively (Biver et al. 2006a), consistent with the low value presented here.

3. HNC/HCN RATIO IN COMETS

HNC has now been detected in 11 comets with water production rates in the range $3 \times 10^{28} - 4 \times 10^{30} \text{ mol s}^{-1}$ (e.g., Irvine et al. 1996; Biver et al. 2005; Crovisier et al. 2005; Biver et al. 2006b), not counting the very active comets Hale-Bopp and C/2006 P1 (McNaught), where different chemical processes may be at work. The observed HNC/HCN abundance ratio is plotted in Figure 3 as a function of the water production rate. The plot appears to show a distinction between comets with water production rates above and below $\sim 4 \times 10^{29} \text{ mol s}^{-1}$. Bright comets seem to display a relatively high HNC/HCN ratio, ~ 0.2 , with little scatter. The scatter increases significantly in weaker comets and no clear dependence of the observed abundance ratio on the water production rate is seen. Since water production rates in comets vary with the heliocentric distance and the measurements included in our sample span a wide range in r_h , we have outlined with gray circles in Figure 3 the measurements with r_h limited to a narrow range of 0.5–0.8 AU. This sub-sample includes four comets, which cover the full range of water production rates given above. No dependence of the HNC/HCN ratio on the water production rate is seen. Therefore we conclude that, as explained below, the apparent distinction between the bright and weak comets in Figure 3 is simply caused by selection effects in our sample.

Figure 4 shows the dependence of the HNC/HCN ratio on the heliocentric distance of the comet. A strong variation is seen and, for r_h between ~ 0.5 and 1.2 AU, the ratio is well described by the linear relation

$$Q_{\text{HNC}}/Q_{\text{HCN}} = 0.33 - 0.25 r_h (\text{AU}), \quad (1)$$

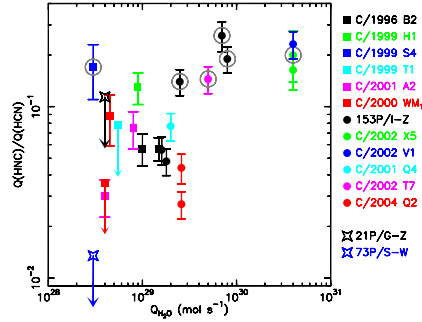


FIG. 3.— Observed HNC/HCN abundance ratio in comets as a function of the water production rate, $Q_{\text{H}_2\text{O}}$. Measurements at the heliocentric distances between 0.5 and 0.8 AU are surrounded by gray circles. References: C/1996 B2 (Hyakutake): Irvine et al. 1996; C/1999 H1 (Lee): Biver et al. 2000; C/1999 S4 (LINEAR): Bockelée-Morvan et al. 2001; C/1999 T1 (McNaught-Hartley): Biver et al. 2006b; C/2000 WM₁ (LINEAR): Biver et al. 2006b, Irvine et al. 2003; C/2001 A2 (LINEAR): Biver et al. 2006b; 153P/Ikeya-Zhang: Biver et al. 2006b, Irvine et al. 2003; C/2002 X5 (Kudo-Fujikawa), C/2002 T7 (LINEAR), C/2002 V1 (NEAT), C/2001 Q4 (NEAT), C/2002 T7 (LINEAR), C/2002 V1 (NEAT), C/2002 X5 (Kudo-Fujikawa), and C/2004 Q2 (Machholz): Biver et al. (2005), Crovisier et al. 2005; 21P/Giacobini-Zinner: Biver et al. 1999; 73P/Schwassmann-Wachmann: this work.

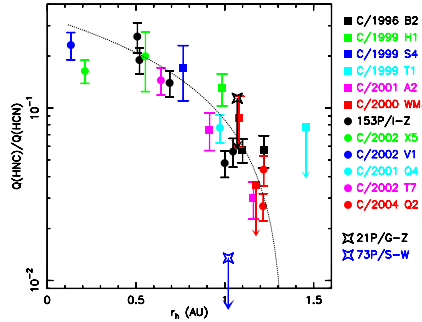


FIG. 4.— Observed HNC/HCN abundance ratio in comets as a function of the heliocentric distance, r_h . The dotted line shows a linear fit to the data for r_h between ~ 0.5 and 1.2 AU, as described in the text.

shown as the dotted line in Figure 4. However, the two measurements at the smallest heliocentric distances, $r_h \sim 0.1$ – 0.2 AU (comets C/2002 X5 and C/2002 V1, both with relatively high water production rates of $\sim 4 \times 10^{30}$ mol s $^{-1}$), do fall below the best fit line. This may indicate that the linear dependence of the HNC/HCN abundance ratio on the heliocentric distance flattens for $r_h \lesssim 0.5$ AU. The least squares fit given above is based on all measurements in the 0.5–1.2 AU heliocentric distance range. However, the same r_h dependence is obtained from measurements of comets with the water production rates below 4×10^{29} mol s $^{-1}$, which restricts the r_h range to 0.75–1.2 AU. The bright comets in our sample thus follow the same HNC/HCN dependence on the heliocentric distance, as derived for weak comets. The apparent distinction between the two groups in Figure 3 is artificial and caused by the fact that all bright comets in our sample were observed preferentially close to the Sun. The observed variation in the HNC/HCN abundance ratio with the heliocentric distance is likely related to the change in the temperature of the grains in the coma, as the comet approaches the Sun.

The $3\text{-}\sigma$ upper limit of 1.1% for comet 73P/Schwassmann-Wachmann based on our observations is ~ 7 times lower than the typical value at 1 AU given by the least-squares fit to the measurements in other comets (dotted line in Fig. 4). Given the small geocentric distance of comet 73P at the time of our observations (0.072 AU), the HNC production rate could be significantly underestimated if the emission originates from an extended source in the coma. The production rates given above are computed assuming a parent density distribution for both molecules (direct release from the nucleus). The HNC production rate would increase by a factor of ~ 4 for a daughter density distribution with a parent scale-length of 3000 km, bringing the HNC/HCN abundance ratio within the range of previous measurements in moderately active long-period comets. The HNC parent scale-length in moderately bright comets has never been constrained directly by interferometric observations. However, observations of comet Hale-Bopp with the Plateau de Bure Interferometer imply an HNC parent scale-length $\ll 2000$ km (Bockelée-Morvan et al. 2005; Bockelée-Morvan 2007). In Figure 5 we plot the HNC/HCN abundance ratio as a function of the geocentric distance in the long-period comets observed to date (the linear trend with the heliocentric distance given by eq. 1 has been subtracted out). The formal linear fit is shown as a dotted line—no statistically significant trend is seen. We thus conclude that the low HNC/HCN ratio in comet 73P is unlikely due to the extended source emission.

Comet 73P/Schwassmann-Wachmann is the first short-period (Jupiter-family) comet in which a sensitive upper limit for the HNC/HCN ratio has been obtained. Our observations might thus indicate that HNC is depleted in Jupiter family comets, for example due to evolutionary effects in the ices in the outer layers of the nucleus. However, comet 73P was in the process of break-up and fragmentation, with fresh unprocessed material exposed for the first time to solar radiation. Infrared and radio observations (Dello Russo et al. 2007; Biver et al. 2006a) show remarkable similarity in the composi-

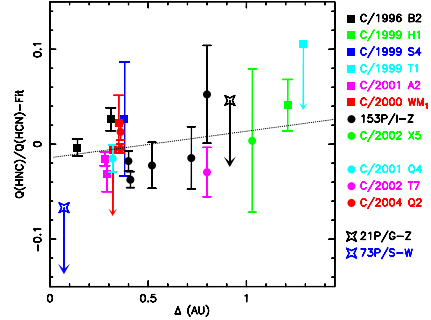


FIG. 5.— Observed HNC/HCN abundance ratio in comets with r_h between 0.5 and 1.2 AU, as a function of the geocentric distance, Δ . The linear dependence on the heliocentric distance (Fig. 3) has been subtracted. The dotted line shows a formal least-squares fit to the data. No statistically significant trend is seen.

tion of fragments B and C. All measured volatiles, except HCN, were depleted with respect to water in both fragments, compared to other comets. Furthermore, no evidence of temporal variations in the compositions of the fragments during and in-between outbursts is seen. The explanation of the low HNC/HCN ratio in comet 73P/Schwassmann-Wachmann as due to evolutionary effects in the surface layers of the nucleus thus appears unlikely.

A comparison of the HNC abundance in comet 73P/Schwassmann-Wachmann with that measured in comet C/1999 S4 (LINEAR) is particularly interesting, as both comets were in the process of break-up, with fresh material exposed to the solar radiation. Based on their IR measurements, Dello Russo et al. (2007) argue that relative abundances in comet 73P/Schwassmann-Wachmann (with the exception of HCN) resemble those in C/1999 S4 and are in the depleted range with respect to the overall comet population (see also Villanueva et al. 2006). HNC was detected in C/1999 S4 with an abundance of $\sim 17\%$ with respect to HCN at 0.77 AU (Bockelée-Morvan et al. 2001). Correcting for the difference in the heliocentric distance, as given by eq. (1), this is a factor of ~ 9 higher than the $3\text{-}\sigma$ upper limit in 73P/Schwassmann-Wachmann. The HNC abundance relative to water is also higher in C/1999 S4, by a factor of ~ 6 ; 1.7×10^{-4} (Bockelée-Morvan et al. 2001) vs. $\lesssim 2 \times 10^{-5}$ (Biver et al. 2006a).

4. ORIGIN OF COMETARY HNC

Rodgers & Charnley (2001b) considered a wide range of possible explanations for the origin of HNC in moderately active comets. They ruled out the production by ion-molecule chemistry or by reactions of energetic hydrogen atoms with HCN. They also ruled out photo-dissociation of small organic molecules, such as CH_2NH , HNC , and other N-bearing compounds. This left large organic molecules or polymers as possible parents of HNC. One possible candidate was hexamethylenetetramine (HMT; $\text{C}_6\text{H}_{12}\text{N}_4$), produced by UV irradiation of simple ices containing ammonia, water, formaldehyde and methanol. However this compound

was shown to be stable to thermal degradation (Fray 2004) and therefore an unlikely parent of HNC. Rodgers & Charnley (2001b) also suggested HCN polymers (or oligomers), produced from irradiated HCN molecules in the nuclear ices, as a possible parent of HNC (once HCN tetramers are formed, they can easily polymerize to polyaminocyanomethylene (PACM; $[-(\text{NH}_2)\text{C}(\text{CN})-]_n$), which can then undergo ring closure to form ladder polymers). If such polymers were produced efficiently in cometary atmospheres, the enhanced HCN abundance in comet 73P/Schwassmann-Wachmann implied by IR and radio observations (Dello Russo et al. 2007; Biver et al. 2006a) suggests that they should be quite abundant in this particular comet. The low HNC abundance in comet 73P thus appears to argue against PACM as a source of cometary HNC.

A different class of HCN polymers, formed not from HCN molecules, but instead from ammonia and acetylene, has been invoked to explain the low $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ ratio observed in CN in several comets, a factor of two below that measured in HCN in comet Hale-Bopp (e.g., Jehin et al. 2004). While some CN is produced from photo-dissociation of HCN, a secondary, presumably polymeric, source of CN is needed. In cold, dense interstellar material, large ^{15}N enhancements may be present in ammonia ices (Charnley & Rodgers 2002). These ices could be precursors of cometary material. Further energetic processing is required to incorporate this nitrogen reservoir into organic material (e.g., addition of NH_2 side-groups to PAH molecules; Charnley 2002). In this picture, the secondary source of CN in cometary comae is a polymer produced from ammonia, since only interstellar ammonia can obtain sufficiently low $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ ratios, and from carbon compounds, such as acetylene, methane, or ethane.

The initial analysis of the Stardust organic data (Sandford et al. 2006) indicates that a significant fraction of organic nitrogen is in a form of aliphatic carbon, with methylamine (CH_3NH_2) and ethylamine ($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{NH}_2$) being the two major carriers identified, with similar abundances. These species are very volatile and Sandford et al. (2006) argue that they are likely present in the cometary material in a form of an amine-rich organic polymer rather than as a free primary amine. One may speculate that energetic processing of ices containing ammonia, methane, and ethane could produce these molecules, as well as perhaps some organic polymer. Laboratory studies are urgently needed to test this idea. If such a polymer is a source of cometary HNC, the low HNC abundance in comet 73P/Schwassmann-Wachmann appears consistent with the observed depletion of ammonia and acetylene implied by IR observations (Dello Russo et al. 2007). One implication of this scenario that can be tested observationally is that the ^{15}N enhancement in CN in comet 73P/Schwassmann-Wachmann should have been smaller than that observed in other comets, as with the polymeric source being depleted, the CN production should have been dominated

by the photo-dissociation of HCN. We note that the rotational spectrum of methylamine in the 49–326 GHz frequency range has now been measured in the laboratory (Ilyushin et al. 2005). It is thus feasible to search for this species in relatively active comets.

A comparison of the HNC/HCN ratio in comet 73P/Schwassmann-Wachmann with measurements in other members of the 21P/Giacobini-Zinner compositional class is of great interest. This class includes objects with extreme C_2 and NH_2 depletions that are related to C_2H_2 and NH_3 depletions in nuclear ices. We would expect a low HNC/HCN ratio in these objects as well. So far, very few members of this class have been identified (Fink & Hicks 1996). The upper limit for the HNC/HCN ratio in Giacobini-Zinner obtained during its 1998 apparition ($< 11\%$, Biver et al. 1999; Fig. 3) is not sensitive enough to draw definitive conclusions. Comet 21P/Giacobini-Zinner will make a favorable apparition in 2018 (at 0.4 AU from the Earth), during which sensitive measurements will be possible using the Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array (ALMA).

5. SUMMARY

Observations of hydrogen isocyanide in cometary atmospheres carried out to date indicate that the HNC production has to be efficient in the inner coma, just as the material leaves the nucleus. The process has to be temperature dependent to explain the observed variation in the HNC/HCN ratio with the heliocentric distance. Thermal degradation of macromolecules or polymers produced from ammonia and carbon compounds, such as acetylene, methane, or ethane appears consistent with all existing data, including the very low HNC/HCN ratio in comet 73P/Schwassmann-Wachmann reported here. Such polymers have been invoked previously to explain anomalous $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ ratios measured in cometary CN.

Additional interferometric observations of HNC in comets are needed to provide constraints on the spatial distribution of this molecule in the cometary comae. Such observations can be carried out in moderately bright comets with the existing (sub)millimeter interferometers. A measurement of the $\text{H}^{15}\text{NC}/\text{H}^{14}\text{NC}$ isotopic ratio would be instrumental in determining whether the HCN polymers invoked to explain the enhanced ^{15}N abundance in CN are also a source of cometary HNC. However, such measurements will have to await the commissioning of ALMA.

This research has been supported by NSF grant AST-0540882 to the Caltech Submillimeter Observatory. D.C.L. acknowledges support from the Observatoire de Paris during his stay in Meudon. S.B.C. acknowledges support from NASA's Planetary Atmospheres Program. We thank N. Fray for useful discussions.

REFERENCES

- A'Hearn, M.F., Millis, R.L., Schleicher, D.G., Osip, D.J., & Birch, P.V. 1995, *Icarus* 118, 223
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Boissier, J., Colom, P., et al. 2005, in *Asteroids, Comets, and Meteors*, IAU Symp. No. 229 (Book of Abstracts), 43
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., et al. 1997, *Science* 275, 1915
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Henry, F., et al. 2000, *AJ* 120, 1554

- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Boissier, J., Colom, P., et al. 2006a, BAAS 38, 484
- Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Lis, D.C., et al. 2006b, A&A 449, 1255
- Biver, N., Crovisier, J., Davis, J.K., Despois, D., et al. 1999, in *Asteroids, Comets, and Meteors 1999*, p. 50 (Book of Abstracts)
- Blackman, G.L., Brown, R.D., Godfrey, P.D., & Gunn, H.I. 1976, Nature 261, 395
- Bockelée-Morvan, D., Gunnarsson, M., Biver, N., Charnley, S., Crovisier, J., Lis, D.C., Rodgers, S. 2005, in *Asteroids, Comets, and Meteors*, IAU Symp. No. 229 (Book of Abstracts), 111
- Bockelée-Morvan, D. 2007, A&SS, in press (ALMA Symposium Madrid, Spain)
- Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Moreno, R., Colom, P., et al. 2001, Science 292, 1339
- Boehnhardt, H., Holdstock, S., Hainaut, O., et al. 2002, EP 90, 131
- Charnley, S.B. 2002, in Proceedings of the Second European Workshop on Exo/Astrobiology (ESA SP-518), 33
- Charnley, S.B., & Rodgers, S.D. 2002, ApJ 569, L113
- Charnley, S.B., Rodgers, S.D., Kuan, Y.-J., & Huang, H.-C. 2002, ASR 30, 1419
- Colom, P., Crovisier, J., Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Boissier, J., & Lecacheux, A. 2006, in *SF2A-2006: Semaine de l'Astrophysique Française*, ed. D. Barret et al., 389
- Crovisier, J., Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Boissier, J., Colom, P. et al. 2005, BAAS 37, 646
- Crovisier, J., Biver, N., Bockelée-Morvan, D., Boissier, et al. 2006, BAAS 38, 485
- Dello Russo, N., Vervarck, R.J., Jr., Weaver, H.A., Biver, N., et al. 2007, Nature, in press
- Fink, U., & Hicks, M.D. 1996, ApJ 459, 729
- Fray, N. 2004, Ph. Thesis, University of Paris XII
- Herbst, E., Terzieva, R., & Talbi, D. 2000, MNRAS 311, 869
- Hirota, T., Yamamoto, S., Mikami, H., & Ohishi, M. 1998, ApJ 503, 717
- Ilyushin, V.V., Alekseev, E.A., Dyubko, S.F., Motiyenko, R.A., & Hougen, J.T. 2005, J. Mol. Spec. 229, 170
- International Comet Quarterly 2006, Vol. 139, pp. 100, 116; Vol. 140, pp. 137, 151, 174
- Irvine, W.M., Bockelée-Morvan, D., Lis, D.C., Matthews, H.E., Biver, N., et al. 1996, Nature 383, 418
- Irvine, W.M., Bergin, E.A., Dickens, J.E., Jewitt, D., et al. 1998, Nature 393, 547
- Irvine, W.M., Bergman, P., Lowe, T.B., Matthews, H., et al. 2003, Origin of Life and Evolution of Biosphere 33, 609
- Jehin, E., Manfroid, J., Cochran, A.L., Arpigny, C., et al. 2004, ApJ 613, L161
- Lis, D.C., Keene, J., Young, K., Phillips, T.G., Bockelée-Morvan, D., et al. 1997, Icarus 130, 355
- Rodgers, S.D., & Charnley, S.B. 1998, ApJ 501, L227
- Rodgers, S.D., & Charnley, S.B. 2001a, ApJ 546, 324
- Rodgers, S.D., & Charnley, S.B. 2001b, MNRAS 323, 84
- Sandford, S.A., Aléon, J., Alexander, C. M. O'D., Araki, T., et al. 2006, Science 314, 720
- Schilke, P., Walmsley, C.M., Pineau des Forêts, Roueff, E., Flower, D.R., & Guilloteau, S. 1992, A&A 256, 595
- Snyder, L.E., & Buhl, D. 1972, Ann. New York Acad. Sci. 194, 17
- Weaver, H.A., Lisse, C.M., Mutchler, M.J., et al. 2006, BAAS 38, 490
- Villanueva, G.L., Bonev, B.P., Mumma, M.J., et al. 2006, ApJ 650, L87
- Zuckerman, B., Morris, M.P., Palmer, P., & Turner, B.E. 1972, ApJ 173, L125

B.4 Boissier et al. 2006

Compte rendu d'une présentation au colloque "Science with ALMA : a new era for Astrophysics", qui s'est déroulé en novembre 2006 à Madrid.

Noname manuscript No.
(will be inserted by the editor)

Molecular spatial distributions observed in comet Hale-Bopp with IRAM Plateau de Bure interferometer

J. Boissier · D. Bockelée-Morvan · J.-F. Crifo · A.V. Rodionov

Received: date / Accepted: date

Abstract Millimeter interferometry enables to study the spatial distribution of molecules in inner cometary atmospheres. In March 1997, with the IRAM Plateau de Bure Interferometer, unique data were obtained in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) with angular resolutions between 1 and 3". We have developed a model which simulates interferometric observations of the observed spectral lines, taking into account optical depth effects, found to be significant in comet Hale-Bopp. It can accommodate any 3-D molecular spatial distribution. We present here the analysis of the observed CO coma structure using physical models and that of CS and SO radial distributions assuming an isotropic outflow. The traditional (non gas dynamical) analysis of CO observations suggested the presence of a nearly equatorial CO jet spiraling with nucleus rotation and comprising about 40% the total CO production. Rodionov and Crifo (2006) developed a time-dependent 3-D model of comet Hale-Bopp gas coma. They investigated first the case of a homogeneous outgassing of CO and H₂O from a non-spherical rotating nucleus. A second computation assumes the presence of an area with increased CO production on the nucleus surface. We show that

the structures created in the first case cannot explain the observations while those detected in the second case are comparable to observed ones. The study of the radial distribution of molecular species can provide constraints on their photodissociation rate, and, for radicals, on that of their parents. These rates are not well known for several species and we present results obtained for CS and SO.

Keywords Comets: individual: C/1995 O1 (Hale-Bopp) · radio lines: solar system · techniques: interferometric

1 Introduction

The structure and composition of cometary nuclei may provide constraints on the initial conditions of Solar System evolution. However their study is made difficult when they pass close to the Earth because evaporating gas and released dust create a blinding atmosphere. Millimeter radioastronomy is sensitive to the emission of rotational lines of parent products, close to the nucleus, with a good spectral resolution. Interferometric observations offer spatial resolution but require a very high comet activity to be carried out. In 1997, comet C/1995 (Hale Bopp) was a good target and was observed at the IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI). As presented in this paper, these data provide informations on the structure of the inner coma and on the radial extension of CS and SO.

2 Observations

Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) was observed in 1997 from March 6 to 22 at the IRAM PdBI, situated in

J. Boissier
Observatoire de Paris - 5 place Jules Janssen 92195 Paris, France
Tel.: +33 145077601
Fax: +33 145077144
E-mail: jeremie.boissier@obspm.fr

D. Bockelée-Morvan
Observatoire de Paris - 5 place Jules Janssen 92195 Paris, France

J.-F. Crifo
CNRS, Service d'Aéronomie - BP 3, F91371 Verrières-le-Buisson
Cedex, France

A.V. Rodionov
TsNIIMASH - Pyonyerskaya Str. 4, Korolev, Moscow Region
141070, Russia

Table 1 Log of the observations and main characteristics

Line	Freq. GHz	Date in March	Mode	Ang. Resol. arcsec (")	Spec. Resol. km s ⁻¹	Line area ^a Jy km s ⁻¹	Δv^b km s ⁻¹
CO <i>J</i> (2-1)	230.538	11	cross auto	2×1.38 20.9	0.13	4.86 ± 0.17 82.8 ± 0.6	-0.083 ± 0.007
CO <i>J</i> (1-0)	115.271	11	cross auto	3.57×2.6 41.8	0.13	1.01 ± 0.07 10.8 ± 0.4	-0.09 ± 0.05
CS <i>J</i> (5-4)	244.936	12	cross auto	1.92×1.28 19.7	0.12	5.4 ± 0.7 213 ± 0.6	-0.098 ± 0.003
CS <i>J</i> (2-1)	97.981	12	cross auto	4.39×2.82 49	0.31	1.45 ± 0.05 15.2 ± 0.2	-0.08 ± 0.01
SO <i>NJ</i> (5 ₆₋₄ ₅)	219.949	13	cross auto	1.93×1.5 21.9	0.14	0.44 ± 0.04 16.9 ± 0.9	-0.15 ± 0.02

^a Integrated intensity in the main beam for single dish spectra (autocorrelation mode), and in the central pixel of the interferometric maps (cross-correlation mode). The given uncertainty is the error due to the measurement. The absolute calibration adds a 15% uncertainty.

^b Line velocity shift defined as $\Delta v = \frac{\sum_i T_i v_i}{\sum_i T_i}$ where i represents the channels numbers where the line is present.

the french Alps, during its approach to the Earth (the perigee was reached on March 22). At this time, the instrument counted five 15-m antennas set in C1 compact configuration so that baseline lengths projected on the plane of the sky were comprised between 22 m and 147 m. The geocentric distance of the comet was about $\Delta \sim 1.35$ AU and the heliocentric $r_h \sim 0.98$ AU. The observing campaign included interferometric mapping and single dish (autocorrelation) measurements in spectroscopic mode for several molecular species (CO, HCN, HNC, CS, H₂S, SO₂, SO) as well as observations of the dust continuum emission [1]. Table 1 summarizes the characteristics of the observations studied in the present work.

3 The CO coma

3.1 Observations

Both interferometric and single dish observations of the line *J*(2-1) at 230 GHz of CO led to the conclusion that a CO spiral structure was rotating with the nucleus [2]. On the autocorrelation spectra the mean velocity off-set evolves with time, following a sine with the rotation period of the nucleus (11.35 h, [3], see Figure 1). The interferometric overall map (8 h observations) is asymmetric, suggesting that the CO outflow is not isotropic. Furthermore, on successive individual maps (data subsets of 1 hour), the position of the brightness maximum moves along the direction perpendicular to the spin axis (Figure 1). Through phenomenological modelling (no gas dynamics, spherical nucleus), Henry et al. [2] showed that all these features were consistent with the presence on the nucleus of a low latitude jet comprising $\sim 40\%$ the total CO production.

3.2 Coma model

Rodionov and Crifo [4] suggested that an elongated nucleus could create strong structures in the gas coma during its rotation without any inhomogeneity in gas production on the surface. They developed a 3-D, time dependent, gas dynamics model of a coma created by a non spherical rotating nucleus. The nucleus shape is that of 1/P Halley adapted to Hale-Bopp size and H₂O is assumed to sublimate according to solar illumination while CO diffuses uniformly from below the surface (Solution 1).

In a second step, they included in the model an area with higher CO production on the nucleus surface (Solution 2). The aim was to check whether the “jet” described in [2] could survive gas dynamics effects and still reproduce observations.

3.3 Simulating observations

We developed a model able to simulate radio observations in interferometric and single dish modes from any coma model. In a first step it computes the brightness distribution on the plane of the sky according to the excitation model described in [5] and taking into account opacity effects. The synthetic spectra are obtained convolving the brightness distribution with a gaussian beam. The simulation of interferometric observations is carried out using GILDAS softwares provided by IRAM. Real conditions of observations (*uv*-coverage) are used and the simulated data are then processed in the same way as the observations.

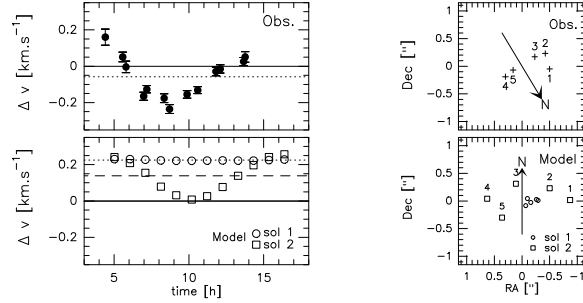


Fig. 1 *Left* : Time evolution of the velocity shift of single dish spectra. *Right* : Position of the brightness maximum on five successive maps observed in interferometric mode. Integration time is one hour centred on 5h (label 1), 6h30 (2), 7h50 (3), 9h20 (4), and 11h15 UT (5). The arrow shows the position of the nucleus spin axis. *The observations (respectively the model results) are presented in the upper (resp. lower) pannels.*

3.4 Results

On the single dish spectra, the variation of the velocity offset with Solution 1 ($\sim 0.01 \text{ km s}^{-1}$) is about 40 times fainter than observed ($\sim 0.4 \text{ km s}^{-1}$). The position of the brightness maximum is almost the same on all the individual maps. With Solution 2, the velocity offset on single dish spectra undergoes variations of $\sim 0.25 \text{ km s}^{-1}$. As observed, the position of the brightness maximum on individual maps (data subsets of 1h) moves along the direction perpendicular to the spin axis. The offset with respect to the mean position reaches $\sim 1''$.

In conclusion, nucleus shape effects on the coma structure are too faint to be detectable in the observations. Assuming the presence of an area with higher CO production on the nucleus, simulations show that it is possible to reproduce the main features observed in Hale-Bopp with the PdBI in 1997. However the model does not reproduce correctly all the observed features (e. g. line profile, mean velocity offset) and new computations are in progress in order to improve the results.

4 Gas radial extension

4.1 Photodissociation rates

Once released in the coma, molecules undergo photodissociation. The efficiency of this process is given by the photodissociation rate at 1 AU from the Sun (β , [km s^{-1}]), a parameter that is required to derive molecular abundances in comae. The usual way to determine a photodissociation rate is to join lab measurements and theoretical computations. However this method is not accurate enough for some molecular species as SO and

CS, for which different values are published in the literature. PdBI observations of Hale-Bopp provide new constraints on their photodissociation rates.

As presented in Table 1, the single dish flux F_{SD} is measured in a beam much larger than the interferometric map center flux F_{Int} . As a result, the ratio $R = \frac{F_{SD}}{F_{Int}}$ probes the radial extension of the molecules in the coma. In order to constrain β_{CS} and β_{SO} , we tested several values in the model, assuming that the coma is isotropic (Haser density), for comparison with the observations.

4.2 Carbon sulfide CS

CS is created by the photodissociation of CS_2 in the first 500 kilometers of the coma. Jackson et al. [6] deduced $\beta_{CS} = 1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ from IUE observations in the UV. More recently, Snyder et al. [7] suggested that it should be ten times higher ($1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) according to their analysis of interferometric observations with the Berkeley Illinois Maryland Association (BIMA) array. Single dish observations of comets very close to the Sun show that this latter value is too high and suggested $\beta_{CS} = 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ [8].

In our data, CS is observed through two transitions, $J(5-4)$ at 244 GHz and $J(2-1)$ at 98 GHz, and the observed ratios are $R_{54} = 39 \pm 10$ and $R_{21} = 10.5 \pm 1.8$ respectively. We simulated observations to compute R_{54} and R_{21} for all the published values of β_{CS} . The comparison with the observations shows that the value proposed in [7] leads to fluxes ratios ($R_{54} \sim 20$ and $R_{21} \sim 5$) inconsistent with the observed ones. Assuming a variable temperature in the coma (increasing from 20 K at 100 km to 120 K at 10000 km and constant beyond 100000 km) $\beta_{CS} = 1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ and $\beta_{CS} = 2 \times 10^{-5}$

s^{-1} produce R_{54} and R_{21} values in agreement with observations.

4.3 Sulfur monoxide SO

SO is a radical and is likely the photodissociation product of SO_2 , also detected in comet Hale-Bopp. Two values have been published in the literature for the photodissociation rate of SO_2 . It appears that $\beta_{\text{SO}_2} = 1.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ [9] is irrelevant : it was computed taking into account only one channel of the photodissociation process. Thus we present here results obtained with $\beta_{\text{SO}_2} = 2.1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ [10].

Conflicting values for the photodissociation rate of SO are found in the literature : $1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, [10], $4.9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, [11], and $6.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, [12].

Assuming a constant or a variable temperature in the coma, the observed ratio ($\frac{F_{\text{SO}}}{F_{\text{int}}} = 38 \pm 10$) is consistent (within 2σ) with a daughter product distribution of SO and a photodissociation rate of $\beta_{\text{SO}} = 1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. The other β_{SO} values lead to ratios at about 3σ from the observed value.

5 Conclusions

Our simulations show that an inhomogeneous production of CO on the nucleus reproduces some of the observed features of the CO rotatin Hale-Bopp coma. However, in the Plateau de Bure observations, the time interval required to obtain a reasonable uv -coverage (a few hours) was not short enough with respect to the rotation period of the nucleus ($\sim 11.35\text{h}$). As a result analysing time variations in the coma is complex. With the sensitivity of ALMA, as well as its good instantaneous uv -coverage, it will be possible to obtain snapshots of the inner coma and to perform a more detailed analysis of the coma structure and dynamics.

The constraints derived on the photodissociation rates of CS and SO show the benefit of spatial resolution in comet observations to study physical processes acting in cometary atmospheres. ALMA will provide a spatial resolution that will unravel the distribution of cometary molecules in the first hundreds kilometers around the nucleus.

References

1. Altenhoff, W.J. et al., Coordinated radio continuum observations of comets Hyakutake and Hale-Bopp from 22 to 860 kHz, *A&A*, 348, 1020 (1999)
2. Henry, F. et al., Observations of rotating jets of carbon monoxide in Comet Hale-Bopp with the IRAM Interferometer, *EM&P*, 90, 57 (2002)
3. Jorda, L. et al., Rotational properties of cometary nuclei, *EM&P*, 89, 135 (2000)
4. Rodionov, A.V. and Crifo, J.-F., Time-dependent, three-dimensional fluid model of the outer coma, with application to the comet Hale-Bopp gas spirals, *AsSpR*, 38, 1923 (2006)
5. Biver, N. et al., Spectroscopic monitoring of comet C/1996 B2 (Hyakutake) with the JCMT and IRAM radio telescopes, *AJ*, 118, 1850 (1999)
6. Jackson, W.M. et al., Production of CS and S in comet Bradfield (1979 X), *A&A*, 107,385 (1982)
7. Snyder, L.E. et al., BIMA array photodissociation measurements of HCN and CS in comet Hale-Bopp (C/1995 O1), *A&A*, 107,385 (2001)
8. Biver, N. et al., Radio observations of comets C/2002 X5 (Kudo-Fujikawa) and C/2002 V1 (NEAT) at very small heliocentric distances, *BAAS*, 35, 968 (2003)
9. Kumar, S., Photochemistry of SO_2 in the atmosphere of Io and implications on atmospheric escape, *JGR*, 87, 1677 (1982)
10. Kim, S.J. & A'Hearn, M.F., Upper limits of SO and SO_2 in comets, *Icarus*, 90, 79 (1991)
11. Summers, M.E., & Strobel, D.F., Photochemistry and vertical transport in Io's Atmosphere and ionosphere, *Icarus*, 120, 290 (1996)
12. Huebner, W.F. et al., Solar photo rates for planetary atmospheres and atmospheric pollutants, *Ap&SS*, 195, 1 (1992)

Annexe C

Liste de publications

Articles dans des journaux à comité de lecture

2007

Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Crovisier J., Colom P., et al., *Radio observations of Comet 9P/Tempel 1 before and after Deep Impact*, Icarus, 2007, **187**, 253–271.

Boissier J., Bockelée-Morvan D., Biver N., Crovisier J., Despois D., et al., *Interferometric imaging of the sulfur bearing molecules H_2S , SO and CS in comet C/1995 O1 (Hale-Bopp)*., Astron. Astrophys., sous presse, 2007.

Lis D.C., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Crovisier J., Biver N., et al., *Hydrogen Isocyanide in Comet 73P/Schwassmann-Wachmann (Fragment B)*, soumis à Astrophys. J., 2007.

Comptes rendus de présentations

2007

Boissier J., Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Biver N., *Photodissociation rates of cometary molecules : constraints from interferometric radio observations*, in : *Molecules in Space and Laboratory*, 2007 .

2006

Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Colom P., Crovisier J., et al., *Radio Observations Of Comet 9P/Tempel 1 Before And After Deep Impact*, in : *SF2A-2006 : Semaine de l'Astrophysique Francaise*, eds. D. Barret, F. Casoli, G. Lagache, A. Lecavelier, L. Pagani, 2006 pp. 393.

Boissier J., Bockelée-Morvan D., Crifo J.F., Rodionov A.V., *The spatial distribution of molecular species observed in comet Hale Bopp with the Plateau de Bure Interferometer*, in :

SF2A-2006 : *Semaine de l'Astrophysique Française*, eds. D. Barret, F. Casoli, G. Lagache, A. Lecavelier, L. Pagani, 2006 pp. 383.

Boissier J., Bockelée-Morvan D., J.-F. C., Rodionov A.V., *Molecular spatial distributions observed in comet Hale-Bopp with IRAM Plateau de Bure Interferometer*, in : *Science with ALMA : a new era for Astrophysics*, 2006 .

Colom P., Crovisier J., Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., et al., *Observations of comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3 with the Nançay radio telescope*, in : *SF2A-2006 : Semaine de l'Astrophysique Française*, eds. D. Barret, F. Casoli, G. Lagache, A. Lecavelier, L. Pagani, 2006 pp. 389.

Résumés de présentations

2007

Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Colom P., Crovisier J., et al., *A multi-wavelength study of the composition of the fragmented comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3*, in : *SF2A-2007 : Semaine de l'Astrophysique Française*, 2007 .

2006

Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Colom P., Crovisier J., et al., *Comparison Of The Chemical Composition Of Fragments B And C Of Comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3 From Radio Observations.*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 2006 pp. 484.

Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Crovisier J., Colom P., et al., *Diversité de composition chimique des comètes récemment observées en ondes radio*, in : *Colloque quadriennal du Projet National de Planétologie*, 2006 .

Bockelée-Morvan D., Biver N., **Boissier** J., Crovisier J., Gunnarsson M., et al., *Nouvelles contraintes sur l'origine de HNC dans les comètes*, in : *Colloque quadriennal du Projet National de Planétologie*, 2006 .

Boissier J., Bockelée-Morvan D., Crifo J., Rodionov A., *Spatial Distribution Of Molecules Observed In Comet Hale-bopp With The Iram Plateau De Bure Interferometer*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 2006 pp. 517.

Boissier J., Bockelée-Morvan D., J.-F. C., Rodionov A.V., Biver N., et al., *Les comètes au Plateau de Bure de l'IRAM*, in : *Colloque quadriennal du Projet National de Planétologie*, 2006 .

Crovisier J., Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Colom P., et al., *The Evolution of the Outgassing of Fragments B and C of Comet 73P/Schwassmann-Wachmann 3 from Radio Observations*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 2006 pp. 485.

Crovisier J., Colom P., Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., et al., *Les observations de 9P/Tempel 1, de 73P/Schwassmann-Wachmann 3 et d'autres comètes récentes avec le*

radiotélescope de Nançay, in : *Colloque quadriennal du Projet National de Planétologie*, 2006

Lis D.C., **Boissier** J., Bockelee-Morvan D., Biver N., Crovisier J., *Low Abundance of Hydrogen Isocyanide in Comet 73P-B/Schwassmann-Wachmann 3*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 2006 pp. 503.

2005

Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Colom P., Crovisier J., et al., *Chemical diversity of comets observed at radio wavelengths in 2003-2005*, in : *IAU Symposium 229, Asteroids, Comets, Meteors*, 2005 .

Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Colom P., Crovisier J., et al., *Radio Observations Of Comet 9P/Tempel 1 Before And After Deep Impact*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 2005 pp. 710.

Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Colom P., Crovisier J., et al., *Radio Observations Of Comet 9P/Tempel 1 Before And After Deep Impact*, in : *IAU Symposium 229, Asteroids, Comets, Meteors*, 2005 .

Bockelée-Morvan D., Gunnarsson M., Biver N., Charnley S., Crovisier J., et al., *New constraints on the origin of HNC in comets*, in : *IAU Symposium 229, Asteroids, Comets, Meteors*, 2005 .

Boissier J., Bockelée-Morvan D., Crifo J., Rodionov A.V., *Modeling CO and CS observations in comet Hale-Bopp at IRAM Plateau de Bure interferometer*, in : *IAU Symposium 229, Asteroids, Comets, Meteors*, 2005 .

Colom P., Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Crovisier J., et al., *Comet chemistry from recent radio observations*, in : *SF2A-2005 : Semaine de l'Astrophysique Française*, eds. F. Casoli, T. Contini, J.M. Hameury, L. Pagani, 2005 pp. 151.

Crovisier J., Biver N., Bockelée-Morvan D., **Boissier** J., Colom P., et al., *Chemical diversity of comets observed at radio wavelengths in 2003-2005*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 2005 pp. 646.