



**HAL**  
open science

# Étude des atmosphères et des surfaces planétaires par interférométrie millimétrique : du Plateau de Bure à ALMA

Arielle Moullet

► **To cite this version:**

Arielle Moullet. Étude des atmosphères et des surfaces planétaires par interférométrie millimétrique : du Plateau de Bure à ALMA. Physique [physics]. Paris 7, 2008. Français. NNT : . tel-03530175

**HAL Id: tel-03530175**

**<https://hal.science/tel-03530175>**

Submitted on 15 Feb 2022

**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

# THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS VII

Spécialité : Astronomie & Astrophysique

par

ARIELLE MOULLET

## Étude des atmosphères et des surfaces planétaires par interférométrie millimétrique : du Plateau de Bure à ALMA

soutenue le 22 octobre 2008 devant le jury composé de :

Présidente :	Cécile Ferrari	SAP/CEA
Rapporteurs :	Bernard Schmitt	LPG, Grenoble
	Anne Dutrey	Observatoire de Bordeaux
Examineurs :	Olivier Groussin	LAM, Marseille
	Joachim Saur	Université de Cologne
	Raphaël Moreno	LESIA/ Observatoire de Paris
Directeur de thèse :	Emmanuel Lellouch	LESIA/ Observatoire de Paris



# Résumé

L'objectif principal de cette thèse est l'étude de certaines applications possibles de l'interférométrie millimétrique aux sciences planétaires, dans le contexte de l'instrumentation actuelle (Plateau de Bure, SMA), et en préparation au projet ALMA (Atacama Large Millimeter Array), réseau de 50 antennes qui devrait être opérationnel dès 2012. Je me suis appuyée pour cela sur l'étude de cas particuliers de sources planétaires présentant des problématiques scientifiques très diverses, en utilisant des données obtenues sur les interféromètres actuels ainsi que les outils de simulations des performances d'ALMA.

Après une première partie exposant les techniques et l'instrumentation spécifiques à l'interférométrie millimétrique, les méthodes d'analyse de l'émission du gaz sont présentées dans la deuxième partie à travers les cas de l'atmosphère de Io et de Vénus.

La cartographie de l'émission des raies de  $\text{SO}_2$  et  $\text{SO}$  sur Io, réalisée pour la première fois au Plateau de Bure et au SMA, combinée à l'analyse de raies intégrées obtenues à l'IRAM-30m, a permis de poser de nouvelles contraintes sur la distribution spatiale, la température et la densité de colonne de  $\text{SO}_2$  et  $\text{SO}$ , ainsi que de détecter la dynamique du gaz, qui pourrait être apparentée à un vent zonal prograde d'environ 200 m/s. En comparant les résultats obtenus à différents modèles physiques, et en particulier des modèles volcaniques, la sublimation de la glace de  $\text{SO}_2$  est privilégiée par rapport au dégazage volcanique pour le maintien de  $\text{SO}_2$  dans l'atmosphère.

Une mesure de la dynamique de la haute mésosphère de Vénus a été effectuée au Plateau de Bure via la raie  $\text{CO}(1-0)$ , dans le contexte d'observations en soutien à la mission Venus Express. Les résultats indiquent une dynamique surprenante, qui peut être modélisée par un vent zonal d'environ 80 m/s.

La troisième partie présente l'intérêt des mesures millimétriques pour l'étude des surfaces planétaires. Constituant un accès à certaines propriétés physiques des corps comme la température, l'albédo, l'émissivité radio ou l'inertie thermique, ces mesures permettent aussi de retrouver la taille des petits corps lointains (objets trans-neptuniens et Centaures) par comparaison avec le flux visible réfléchi. Les données obtenues à l'IRAM-30m sur l'objet (12929) 1999 TZ<sub>1</sub>, qui, dans le cadre d'une campagne d'observation multi-longueurs d'onde, ont permis sa caractérisation physique et contribué à sa classification dans la famille des Troyens de Jupiter, sont détaillées. Elles sont mises en rapport aux performances attendues dans ce domaine pour ALMA, qui outre le fait de pouvoir détecter des centaines d'objets grâce à son excellente sensibilité, pourra résoudre spatialement certains des plus grands objets transneptuniens, ainsi que séparer les membres d'un grand nombre de systèmes binaires.

Enfin l'application de l'interférométrie à l'étude de la nature des surfaces et du régime thermique des grands objets est présentée pour le cas des satellites Galiléens.



# Abstract

The main aim of this thesis dissertation is to study the possible applications of millimeter interferometry to the field of planetary science, in the framework of available instruments (Plateau de Bure, SMA) and of the next coming ALMA array, that should be ready in 2012. To do that, I focused on several planetary sources, displaying very different scientific cases, using data obtained from interferometers and simulations of the ALMA capabilities.

After presenting millimeter interferometry techniques and instrumentation, the analysis of gas thermal emission is explained in the second part through the examples of Io's and Venus' atmospheres. The first SO<sub>2</sub> and SO thermal emission mapping obtained at Plateau de Bure and SMA, combined with disk-averaged lines observed at IRAM-30m, helped to better constrain gas temperature, column density and distribution, and allowed to detect gas dynamics, that could be interpreted as a strong (200 m/s) prograde zonal wind. The results were compared to various physical models, among which volcanic models, that led to favor SO<sub>2</sub> frost sublimation as the main replenishment mechanism for SO<sub>2</sub>, as opposed to volcanic outgassing.

Measurements of the dynamics of Venus's upper mesosphere through the CO(1-0) line were carried out, in the framework of ground-based observations in support of the Venus Express mission. The main result obtained is an unexpected zonal prograde wind of  $\sim 80$  m/s.

The third part deals with the role of millimeter observations for the study of planetary surfaces. Indeed, they can constrain bodies physical properties such as temperature, albedo, radio emissivity or thermal inertia, as well as retrieving sizes of outer small bodies (Kuiper Belt objects and Centaurs) by combination with visible observations. The data obtained with IRAM-30m antenna on (12929) 1999 TZ<sub>1</sub>, that was part of a multi-wavelength observations campaign, helped to physically characterize that small body, and to classify it as a Jupiter Trojan. This observation is compared to the expected performances from ALMA in that scientific field : not only its sensitivity could allow detection of hundreds of small bodies, but its spatial resolution could enable mapping of the largest bodies as well as resolving many binary systems.

Applications of interferometry to the analysis of the surfaces and thermal regimes on bigger objects is also presented, using the Galilean satellites as an example.



# Table des matières

Résumé	1
Abstract	3
Avant-propos	1
I Notions de radioastronomie millimétrique	5
1 Instrumentation et grandeurs en radio-astronomie millimétrique	7
1.1 Température de brillance, température physique et température d'antenne	7
1.2 Caractéristiques d'une antenne radio	8
1.3 Instrumentation	10
1.3.1 Récepteurs hétérodynes	10
1.3.2 Bolomètres	11
1.4 Mesure de $T_A$ et $T_B$ avec un récepteur hétérodyne	11
1.5 Sensibilité des observations hétérodynes	13
1.6 Séquence d'observation en hétérodyne	13
2 Principes de l'interférométrie millimétrique	15
2.1 Mesure d'une visibilité : l'interféromètre à 2 antennes	15
2.2 Réseau interférométrique et synthèse d'ouverture	17
2.3 Méthodes d'imagerie	17
2.4 Sensibilité d'un interféromètre	20
2.5 Acquisition et calibration de données interférométriques	20
2.6 Comparaison des performances des antennes uniques et des interféromètres	22
3 Panorama des instruments en millimétrique	23
3.1 Instruments à antenne unique	23
3.1.1 IRAM-30m	23
3.1.2 APEX	24
3.2 Interféromètres	25
3.2.1 IRAM-Plateau de Bure	25
3.2.2 SMA	26
3.2.3 CARMA	26
4 Le réseau ALMA	29
4.1 Projet et objectifs scientifiques	29
4.2 Estimation de la sensibilité	31

4.3	Simulation de la cartographie avec ALMA . . . . .	32
<b>II Atmosphères</b>		<b>35</b>
5	Description et modélisation de l'émission thermique d'une atmosphère	37
5.1	Emission d'un gaz dans le domaine millimétrique . . . . .	37
5.1.1	Population des niveaux d'énergie d'une molécule . . . . .	37
5.1.2	Emission thermique d'un gaz . . . . .	38
5.1.3	Intensité et largeur d'une raie rotationnelle . . . . .	38
5.2	Modélisation d'une atmosphère et transfert radiatif . . . . .	40
5.2.1	Les équations du transfert radiatif . . . . .	40
5.2.2	Interprétation d'un profil de raie . . . . .	42
6	Etude de l'atmosphère de Io	45
6.1	Modèles physiques de l'atmosphère de Io . . . . .	46
6.1.1	Mécanismes pour la production et le maintien de l'atmosphère . . . . .	47
6.1.1.1	Modèles volcaniques . . . . .	47
6.1.1.2	Modèles de sublimation . . . . .	50
6.1.1.3	Sputtering . . . . .	51
6.1.2	Modèles dynamiques . . . . .	51
6.1.3	Modèles thermiques . . . . .	52
6.2	Les observations de l'atmosphère de Io à différentes longueurs d'onde . . . . .	53
6.2.1	Observations UV . . . . .	53
6.2.2	Observations millimétriques . . . . .	55
6.2.3	Observations infrarouges . . . . .	58
6.3	Description des données analysées : caractéristiques techniques et qualité . . . . .	59
6.3.1	Observations à l'IRAM-30m . . . . .	59
6.3.2	Observations au PdBI . . . . .	60
6.3.3	Observations au SMA . . . . .	61
6.4	Analyse des données . . . . .	62
6.4.1	Profils de raies . . . . .	62
6.4.1.1	Obtention des spectres . . . . .	62
6.4.1.2	Résultats . . . . .	62
6.4.2	Distribution de l'émission spectrale . . . . .	64
6.4.2.1	Cartographie . . . . .	64
6.4.2.2	Analyse dans le plan $(u, v)$ . . . . .	68
6.4.3	Cartographie des décalages Doppler . . . . .	70
6.5	Modélisation des données . . . . .	73
6.5.1	Modèle numérique utilisé . . . . .	74
6.5.2	Modèles hydrostatiques . . . . .	75
6.5.2.1	Modèles de distribution du gaz . . . . .	76
6.5.2.2	Profils de température . . . . .	76
6.5.2.3	Dynamique atmosphérique . . . . .	79
6.5.3	Modèles volcaniques . . . . .	79
6.6	Interprétation des données . . . . .	84
Modèles hydrostatiques . . . . .		84
6.6.1	Quantité de $\text{SO}_2$ . . . . .	84
6.6.2	Température atmosphérique . . . . .	87

6.6.3	Dynamique	89
6.6.4	Distribution spatiale de SO <sub>2</sub> : comparaison aux modèles hydrostatiques	94
6.6.5	Evaluation du rapport SO/SO <sub>2</sub>	98
Modèles volcaniques		99
6.6.6	Allure des raies produites par les plumes volcaniques	99
6.6.7	Contribution possible à la dynamique atmosphérique	102
6.6.8	Comparaison aux modèles de distribution volcanique	104
6.6.8.1	SO <sub>2</sub>	104
6.6.8.2	SO	106
6.6.9	Nombre de plumes nécessaires pour l'émission de SO <sub>2</sub>	107
6.6.10	Nombre de plumes nécessaires pour l'émission de SO	108
6.7	Conclusions	110
6.7.1	Un modèle de SO <sub>2</sub> étendu, froid et peu dense	110
6.7.2	La sublimation comme source principale du SO <sub>2</sub>	111
6.7.3	Une dynamique dominée par la géographie des zones glacées	111
6.7.4	Hypothèses sur l'origine de SO	112
6.8	Perspectives observationnelles avec ALMA	112
7	Etude du rayonnement de Vénus à 115 GHz	117
7.1	Présentation de l'atmosphère de Vénus	117
7.1.1	Caractéristiques principales	117
7.1.2	Observation de la dynamique atmosphérique	118
7.1.2.1	Nuages et troposphère (< 70 km)	118
7.1.2.2	Thermosphère (> 110 km)	118
7.1.2.3	Mésosphère	119
7.2	Observations au Plateau de Bure en soutien à la mission VEx	120
7.2.1	Contexte	120
7.2.2	Description des observations au PdBI	122
7.3	Mesure des décalages Doppler dans la raie de CO	123
7.3.1	Analyse des données	123
7.3.2	Interprétation	127
7.4	Mesure de l'émission continue de Vénus à 115 GHz	128
7.4.1	Nature de l'émission continue dans le millimétrique	128
7.4.2	Interprétation des données	129
7.4.3	Conclusion	132
III Surfaces		133
8	Mécanismes d'émission dans le millimétrique pour les surfaces planétaires	135
8.1	Emission thermique et transfert radiatif dans les surfaces	135
8.2	Modèles thermiques de surfaces planétaires	138
8.2.1	Modèles thermophysiques de température	138
8.2.2	Modèles empiriques de température de surface	139
9	Mesures de tailles et albédos des petits corps lointains du système solaire	143
9.1	Le système solaire au-delà de 5 UA	143
9.2	Mesure de tailles et albédos par mesure du flux thermique : principe et résultats	145
9.2.1	Principe et résultats	145
9.2.2	Principe de la photométrie dans le visible	146

9.2.2.1	Effet de phase et mesure de l'albédo géométrique . . . . .	147
9.2.3	Flux thermique . . . . .	147
9.2.4	Erreur sur l'estimation de la taille . . . . .	147
9.3	Etude de l'objet (12929) 1999 TZ <sub>1</sub> . . . . .	148
9.3.1	Observations . . . . .	148
9.3.1.1	Observations dans le visible . . . . .	148
9.3.1.2	Observations dans le thermique . . . . .	149
9.3.2	Modélisation du flux thermique . . . . .	151
9.3.3	Classification spectrale et dynamique de l'objet . . . . .	153
9.4	Performances d'ALMA pour la détection et la caractérisation des petits corps . . . . .	153
9.4.1	Détermination des tailles par mesure du flux total en configuration compacte . . . . .	154
9.4.1.1	Détectabilité des objets . . . . .	154
9.4.1.2	Erreur sur la mesure de taille . . . . .	155
9.4.2	Détermination des tailles par analyse des visibilitées . . . . .	157
9.4.2.1	Principe de la mesure . . . . .	157
9.4.2.2	Simulations avec le simulateur ALMA . . . . .	158
9.4.2.3	Configuration du réseau et fréquence optimales . . . . .	158
9.4.2.4	Comparaison des deux méthodes . . . . .	159
9.4.3	Détection de forme . . . . .	162
9.4.4	Cartographie thermique des grands objets . . . . .	163
9.4.4.1	Pluton et Charon . . . . .	165
9.5	Séparation des objets binaires . . . . .	169
9.5.1	Exemples de projets possibles avec ALMA . . . . .	170
10	Etude de l'émission radio de la surface des satellites galiléens . . . . .	173
10.1	Mesures interférométriques du continu : température de brillance et courbe des visibilitées . . . . .	173
10.1.1	Qualité des données sur le continu . . . . .	173
10.1.2	Mesure de la température de brillance . . . . .	174
10.1.3	La courbe des visibilitées : un diagnostic de la forme de l'émission thermique . . . . .	175
10.1.4	Modèle d'émission thermique utilisé . . . . .	176
10.2	La surface de Io . . . . .	178
10.2.1	Composition et nature . . . . .	178
10.2.2	Caractéristiques de l'émission thermique de Io . . . . .	178
10.2.3	Interprétation des observations au PdBI et au SMA . . . . .	179
10.2.3.1	Température de brillance et émissivité radio . . . . .	179
10.2.3.2	Température de brillance et albédo . . . . .	180
10.2.3.3	Distribution de température et constante diélectrique . . . . .	181
10.2.3.4	Distribution de température et rugosité . . . . .	183
10.2.3.5	Paramètre thermique et profondeur sondée . . . . .	184
10.3	Ganymède et Callisto . . . . .	185
10.3.1	Des surfaces glacées . . . . .	185
10.3.2	Modélisation et interprétation des données . . . . .	186
10.3.2.1	Ganymède . . . . .	186
10.3.2.2	Callisto . . . . .	187
10.3.3	Conclusions . . . . .	187

---

Conclusions et perspectives	189
Caractéristiques générales des objets étudiés	208
Articles publiés en premier auteur	211
A First disk-resolved millimeter observations of Io's surface and SO <sub>2</sub> atmosphere. A&A 482, 279-292 (2008)	211
B Physical and dynamical properties of (12929) 1999 TZ <sub>1</sub> suggest that it is a Trojan. A&A 483, 17-20 (2008)	229
C Io's atmosphere : first disk-resolved millimeter observations, in Science with the Atacama Large Millimeter Array, Proceedings of the ALMA symposium held in Madrid, November 2006	235
Autres articles	243
D Doressoundiram et al. : The Meudon Multicolor Survey (2MS) of Centaurs and Trans-Neptunian Objects : From Visible to Infrared Colors, AJ 134, Volume 6, 2186-2199 (2007)	243
E Lellouch et al. : Monitoring Venus mesospheric winds in support of Venus Express : IRAM 30-m and APEX observations, PSS 56, Volume 10, 1355-1367 (2008)	259



# Avant-propos

Les objets du système solaire possèdent des surfaces et des atmosphères dont les températures sont généralement comprises entre 20 et 600 K, et dont le spectre d'émission thermique s'étend de l'infrarouge proche jusqu'au domaine radio. Le domaine millimétrique (0.3 - 8 mm, soit en fréquence 40 - 1000 GHz) est donc adapté pour mesurer l'émission thermique continue de la surface de ces corps, même si le flux y est plus faible que dans l'infrarouge. De plus la présence dans ce domaine de nombreuses transitions rotationnelles de composés gazeux constitue un excellent moyen d'accéder à l'émission thermique des atmosphères. Parmi les molécules concernées, un grand nombre ont été détectées dans des atmosphères planétaires, parmi lesquelles CO, HDO, HCN, SO<sub>2</sub>, et H<sub>2</sub>O, et particulièrement dans les atmosphères cométaires (Crovisier et al., 2005).

L'observation en millimétrique d'une émission thermique continue permet de mesurer une température de brillance, qui, aux effets d'émissivité près, correspond à la température de la source (surface, basse atmosphère ou nuage). Les premières mesures millimétriques planétaires ont été réalisées sur la Lune en éclipse (Sinton, 1956). La variation de la température de brillance en sortie de l'éclipse a permis d'estimer l'inertie thermique de sa surface. Grâce aux progrès dans la modélisation de l'absorption atmosphérique terrestre, et avec la construction de bolomètres, des mesures de température de brillance ont pu être effectuées sur la surface de Mars et Mercure, et l'atmosphère de Vénus, Jupiter et Saturne. Les mesures sur Vénus ont ainsi confirmé la forte absorption du rayonnement par le CO<sub>2</sub> dans ce domaine, qui se manifeste par un effet de serre (Sagan, 1964).

Il a fallu attendre le développement de récepteurs cohérents (hétérodynes) pour le millimétrique pour obtenir des observations spectroscopiques, capables de résoudre les raies rotationnelles atmosphériques. Les premières détectons de la raie du CO(J=1→0) à 115.271 GHz en absorption dans la mésosphère de Vénus (Kakar et al., 1976), puis sur Mars (Kakar et al., 1977) avec l'antenne du Kitt Peak (11 m), sur Titan (Muhleman et al., 1984) avec l'interféromètre OVRO, sur Neptune avec l'interféromètre du Plateau de Bure (Guilloteau et al., 1993) et tout récemment sur Saturne (Cavalié, 2008) ont permis d'établir de nouvelles contraintes sur le rapport CO/CO<sub>2</sub> dans ces atmosphères.

Par la suite, l'amélioration de la sensibilité des récepteurs, l'ouverture de nouvelles fenêtres de fréquences et la construction de très grandes antennes (IRAM-30m, JCMT) ont rendu la détection d'espèces minoritaires très performante. Elles ont ainsi permis les premières détectons de HCN et CO sur Neptune (Marten et al., 1993), de SO et NaCl sur Io (Lellouch et al., 1996, 2003) et de H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> sur Mars (Clancy et al., 2004). Les détectons de molécules organiques et les mesures de rapports isotopiques ont été très nombreuses dans les atmosphères cométaires (Crovisier et al., 2005).

Grâce à l'excellente résolution spectrale des observations millimétriques, adaptée pour résoudre des raies de quelques MHz de large, les profils d'abondance de molécules comme HDO sur Vénus (Encrenaz et al., 1991) ou HCN, HC<sub>3</sub>N et CH<sub>3</sub>CN sur Titan (Hidayat et al., 1997) ont aussi pu être étudiés.

Corps	Rayon (km)	Distance moyenne au Soleil (UA)	Taille angulaire moyenne (")	Température de surface (K)	Gaz dans l'atmosphère détectables en millimétrique
Mercure	2438	0.38	5-11	100-700	
Venus	6052	0.72	10-20	740	H <sub>2</sub> O, CO, SO <sub>2</sub> , HDO, H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>
Lune	1737	1.00	1800	120-390	
Mars	1899	1.52	10	140-300	O <sub>2</sub> , CO, H <sub>2</sub> O, HDO
Jupiter	71492	5.20	45	165	H <sub>2</sub> O, HCN, CO, CS
Io	1815	5.20	1	118-90	SO <sub>2</sub> , SO, NaCl
Saturne	60268	9.57	20	134	H <sub>2</sub> O, CO
Titan	2575	9.57	0.8	94	CO, HCN, HC <sub>3</sub> N, CH <sub>3</sub> CN
Uranus	25559	19.19	4	76	H <sub>2</sub> O, CO
Neptune	24764	30.07	2.3	71	CO, H <sub>2</sub> O, HCN

Tab. 0.1: Liste non exhaustive d'objets du système solaire, et leurs caractéristiques en lien avec l'observation dans le millimétrique. Les composés gazeux ayant des raies dans le millimétrique et dont la présence a été détectée dans l'atmosphère (dans le millimétrique ou à une autre longueur d'onde) sont listés. Quand deux températures sont indiquées, elles correspondent aux températures pour le jour et la nuit. Pour les planètes gazeuses, on considère que la surface est à 1 bar. Quantités extraites de Lodders and Fegley (1998).

Enfin les observations à partir de satellites (Odin et SWAS), en s'affranchissant de l'absorption atmosphérique terrestre, ont facilité la détection des raies de l'eau, sur Mars (Biver et al., 2005), dans la stratosphère de Vénus (Gurwell et al., 2007) et sur Jupiter (Bergin et al., 2000; Cavalié, 2008).

La résolution spatiale des grandes antennes uniques, suffisante pour cartographier l'émission des espèces gazeuses sur les plus grandes sources (voir tableau 0.1), a été radicalement améliorée par l'utilisation d'interféromètres, dont la résolution augmente avec l'extension des lignes de base. Ainsi de Pater et al. (1991), en cartographiant l'émission de la raie du CO (J=1-0) sur Vénus avec le Hat Creek Interferometer, a constaté une différence sensible de profondeur des raies entre le côté jour et le côté nuit, interprétée par une abondance plus forte sur le côté nuit.

Parallèlement à la cartographie de l'émission des raies (CO, HC<sub>3</sub>N,...), la cartographie de leur décalage Doppler a été réalisée sur Vénus (Shah et al., 1991), Mars (Moreno et al., 2006) et Titan (Moreno et al., 2005). Cette méthode est le seul moyen depuis la Terre de mesurer les vents dans les atmosphères ténues, et la seule capable de détecter la dynamique des hautes atmosphères (au-dessus des nuages). Elle a révélé pour Vénus une dynamique dominée par un vent subsolaire-antisolaire d'une part, et par un vent zonal rétrograde d'autre part, dont les parts respectives sont encore mal comprises et qui semblent variables temporellement (Clancy et al., 2005).

Si toutes les possibilités offertes par l'instrumentation actuelle n'ont pas été encore exploitées, notamment dans la recherche d'espèces minoritaires, les résultats sont maintenant principalement limités par la résolution spatiale atteinte par les interféromètres millimétriques (qui peut au mieux atteindre 0.3" au SMA à 345 GHz ou à 230 GHz au Plateau de Bure). Cette résolution limite fortement la cartographie des objets de taille inférieure à 1" (voir tableau 0.1). L'arrivée dans quelques années du réseau interférométrique ALMA permettra d'obtenir une résolution spatiale bien meilleure (0.015" à 345 GHz).

Cette thèse présente des données obtenues sur des atmosphères et des surfaces planétaires avec l'instrumentation actuelle en interférométrie millimétrique, ainsi que leur interprétation physique. Le

premier but est d'apporter de nouveaux éléments pour la compréhension de la dynamique et de la distribution spatiale de certaines atmosphères planétaires (sur Io et Vénus), ainsi que sur les caractéristiques électriques des sous-surfaces planétaires. Parallèlement, un autre objectif était d'évaluer les limites des méthodes d'analyse et des performances des instruments. Ces dernières sont comparées aux performances attendues pour l'interféromètre ALMA, qui représente l'avenir très proche (2011) de l'interférométrie millimétrique, et offrira une sensibilité, des fenêtres spectrales et une résolution spatiale inégalées pour ce type d'instrument.

La première partie décrit les grandeurs, méthodes et techniques d'observations propres à la radio-astronomie millimétrique et plus particulièrement à l'interférométrie. Un panorama des instruments regroupe les performances en sensibilité et résolution spatiale des réseaux et antennes actuellement disponibles, ainsi que celles attendues pour le réseau ALMA.

L'étude de l'atmosphère de Io, présentée dans la section 6, a constitué le sujet majeur de cette thèse, et a été motivée par quinze années d'observations fructueuses de raies intégrées sur le disque obtenues avec des antennes uniques. Ces observations ont permis la détection de  $\text{SO}_2$ ,  $\text{SO}$  et  $\text{NaCl}$ , mais leur interprétation en termes de densité de colonne, de température et de distribution spatiale demeurait insatisfaisante et parfois incohérente avec les résultats provenant d'autres méthodes d'observation. De plus les résultats obtenus n'ont pas permis de comprendre si l'atmosphère de Io est produite principalement par un équilibre de sublimation ou par le dégazage volcanique.

L'extension des lignes de base de l'interféromètre du Plateau de Bure-IRAM a permis pour la première fois de résoudre spatialement l'émission millimétrique du  $\text{SO}_2$  à 216 GHz. Dans une bande de fréquences plus élevée au Sub Millimeter Array (Hawaii) à 346 GHz, les émissions de  $\text{SO}$  et  $\text{SO}_2$  ont été résolues simultanément. Les cartes interférométriques et les raies obtenues sont interprétées dans le cadre d'un modèle volcanique et d'un modèle de sublimation.

Une cartographie de la mésosphère de Vénus dans la raie  $\text{CO}(J=1 \rightarrow 0)$  a été tentée au Plateau de Bure en novembre 2007, et est décrite dans le chapitre 7.4.3. Cette observation, déjà réalisée par le passé (Shah et al., 1991; de Pater et al., 1991), présentait ici l'avantage de se placer dans le cadre d'une campagne d'observation au sol en soutien à la mission Vénus Express (VEx), qui a permis l'observation de l'atmosphère de Vénus à différentes longueurs d'onde durant une période de temps très réduite, et simultanément aux observations de VEx.

Les méthodes pour l'étude physique des surfaces des petits corps lointains (au-delà de 5 UA) par mesure de leur flux thermique dans le millimétrique sont présentées au chapitre 9. L'observation de ces objets, impossible avec les interféromètres actuels pour des raisons de sensibilité, est illustrée par le cas de l'objet (12929) 1999 TZ<sub>1</sub>, détecté à l'antenne IRAM-30m. Grâce à sa grande surface collectrice et la qualité de ses récepteurs, la détection des petits corps lointains sera par contre possible avec l'interféromètre ALMA. Des simulations de ses performances attendues pour la mesure des tailles, des albédos, des formes, et la détection des binaires sont aussi présentées.

Enfin, une méthode pour l'analyse de l'émission des sous-surfaces planétaires est proposée au chapitre 10, en s'appuyant sur des données obtenues au Plateau de Bure sur les satellites galiléens Io, Callisto et Ganymède. Les données sont interprétées en termes de propriétés radiométriques et thermophysiques des matériaux de surface.

L'ensemble de ce travail illustre ainsi quelques sujets de sciences planétaires qui pourront être abordés de manière très fructueuse avec ALMA.



Première partie

Notions de radioastronomie millimétrique



# Chapitre 1

## Instrumentation et grandeurs en radio-astronomie millimétrique

Nous allons ici décrire les paramètres et grandeurs qui caractérisent les différentes étapes dans la mesure de flux en radio-astronomie, dans le cas d'une antenne unique : la réception de l'onde par l'antenne, sa détection (par un récepteur hétérodyne ou un bolomètre), sa mesure en température d'antenne et l'estimation de l'erreur. Les équations sont tirées de plusieurs ouvrages de référence en radio-astronomie (Burke and Graham-Smith (1997), Steinberg and Lequeux (1963)).

### 1.1 Température de brillance, température physique et température d'antenne

Il existe en radio-astronomie plusieurs grandeurs appelées températures, qui ne représentent pas la température physique d'un corps mais une densité de flux dans un angle solide donné. Même si elles sont exprimées dans la même unité (le Kelvin), elles s'expriment sur des échelles différentes. Cette notation provient du fait qu'aux plus grandes longueurs d'onde, pour lesquelles les techniques radio-astronomiques ont été développées initialement, la température d'un corps et la radiance de son émission thermique sont proportionnelles.

Pour une radiance à une fréquence donnée, une température de brillance  $T_B$  est définie comme la température qu'aurait un corps noir qui émettrait cette radiance. Un corps noir émet un rayonnement purement thermique, relié à sa température  $T$  par la fonction de Planck :

$$B(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_B}} - 1} \quad (1.1)$$

avec  $B(\nu)$  la radiance en  $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ ,  $\nu$  la fréquence en Hz,  $c$  la vitesse de la lumière,  $h$  la constante de Planck et  $k$  la constante de Boltzmann. La densité de flux associée à cette radiance pour une source donnée est :

$$F(\nu) = B(\nu)\Omega_s \quad (1.2)$$

en  $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$ , avec  $\Omega_s$  l'angle solide sous-tendu par la source en stéradians. Dans le domaine radio en général, on préfère utiliser comme unité de densité de flux le Jansky ( $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$ ).

Dans le domaine millimétrique et radio, on peut considérer que  $h\nu \ll kT$ . Dans ce cas, la loi de Planck est bien approchée par la loi de Rayleigh-Jeans, qui présente l'avantage d'être linéaire en température de

brillance et inversement proportionnelle au carré de la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$B(\lambda) = \frac{2kT}{\lambda^2} \quad (1.3)$$

La température de brillance  $T_B$  d'un objet n'est pas une mesure directe de sa température physique. Les relations entre température physique et température de brillance sont complexes et la construction d'un modèle physique d'émission est nécessaire. En effet tous les objets ne peuvent pas être modélisés par un corps noir. Des effets de réflexion, diffusion et absorption des ondes lumineuses peuvent intervenir selon la nature des sols et des atmosphères. Le calcul de la température de brillance attendue pour un modèle de surface et/ou d'atmosphère donné est l'objet des calculs de transfert radiatif, dont les détails sont donnés dans les parties II et III, selon le cas scientifique.

La température d'antenne  $T_A$  est l'unité proportionnelle à la tension en sortie du détecteur d'un radiotélescope : c'est l'unité de la mesure. De par la méthode de calibration utilisée (pour les récepteurs hétérodynes du moins), la température d'antenne est proportionnelle à la densité de flux reçue, et est donc définie sur l'échelle linéaire des températures Rayleigh-Jeans ( $T_{RJ}$ ). La conversion de la température d'antenne mesurée en température de brillance de la source dépend des caractéristiques de l'instrument et des conditions d'observation, et est décrite dans la section 1.4.

## 1.2 Caractéristiques d'une antenne radio

### - Diagramme de rayonnement

La taille et la forme d'une antenne déterminent son diagramme de rayonnement (ou fonction d'appareil) : il s'agit de la fonction définissant la contribution relative de chaque portion de ciel à la température d'antenne mesurée. Cette fonction ( $G_{ant}$ ) est la transformée de Fourier de la pupille diffractante constituée par l'antenne. Si l'on considère que la pupille est parfaitement circulaire, le diagramme de rayonnement est égal à la fonction de Bessel  $J_0$ . La section de ciel qui contribue le plus à la mesure est assez réduite en taille et de forme approximativement gaussienne (figure 1.1) : elle constitue le lobe primaire. D'autres portions de ciel, situées dans les lobes dits secondaires, ont une contribution plus faible, mais qui ne doit pas être négligée dans la cas des sources étendues. Les lobes secondaires peuvent être situés à de grandes distances du lobe primaire, et même derrière le télescope. Pour caractériser le diagramme de rayonnement d'une antenne, on définit par  $F_{eff}$  (forward efficiency) la portion du rayonnement total reçu qui provient de l'avant du télescope et  $B_{eff}$  (*beam efficiency*) la portion provenant du lobe primaire.

### - Résolution spatiale

Etant donné la forme gaussienne du lobe primaire, une source située au centre du lobe contribue beaucoup plus qu'une source située au bord. La largeur à mi-puissance du lobe primaire (HPBW, pour Half Power Beam Width), qui est approximativement estimée à  $\lambda/D$  où  $D$  est le diamètre du télescope, représente l'angle solide d'où provient la majorité du rayonnement. Elle constitue donc la résolution spatiale de l'antenne. Par exemple, avec une antenne de 12 m de diamètre (APEX), la résolution atteint environ 14" à 350 GHz, et 7" à 700 GHz. Cette grandeur n'est pas une résolution au sens cartographique, puisque dans le cas des récepteurs à un seul canal (ce qui est la plupart du temps le cas pour les récepteurs hétérodynes), seule une région de la taille de la résolution spatiale est observée à la fois (la résolution spatiale est égale au champ de vue de l'instrument). La seule façon d'obtenir une

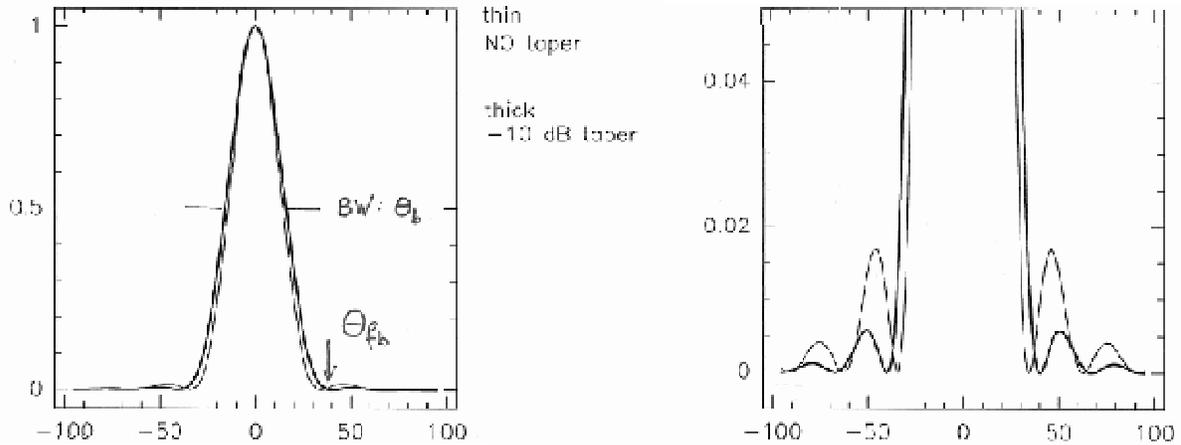


Fig. 1.1: Diagramme de rayonnement d'une antenne du réseau du Plateau de Bure (pointillés) à 100 GHz, représenté avec deux échelles différentes pour les ordonnées (figures de gauche et de droite). En traits épais : le même diagramme où les lobes secondaires sont atténués à 10 dB (apodisation). L'abscisse est en secondes d'arc (") et l'ordonnée en puissance normalisée. Figure tirée de Greve (2000).

carte est alors de changer le pointage du télescope. Avec les bolomètres (MAMBO à l'antenne IRAM-30m par exemple) et les récepteurs hétérodynes à plusieurs canaux (dits *multi-beam*, comme HERA à l'antenne IRAM-30m), autant de régions du ciel adjacentes que de canaux sont observées simultanément.

#### - Efficacité d'antenne ( $\eta_a$ )

Une antenne radio est construite sur les mêmes principes, optiquement parlant, que ceux d'un télescope visible : elle concentre les ondes lumineuses vers un sub-réfecteur de forme hyperbolique, qui renvoie la lumière vers le récepteur. Dans le cas des observations millimétriques, l'antenne est une surface pleine de forme parabolique recouverte d'un matériau fortement réfléchissant. Les écarts à la forme parabolique, inévitables pour des raisons de contraintes (mécaniques et thermiques) et de construction, diminuent son efficacité. On définit l'efficacité d'antenne par la formule de Ruze (1966) :

$$\eta_a = \frac{A_{eff}}{A_{geo}} = \eta_0 \exp - \left( \frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \quad (1.4)$$

où  $A_{eff}$  est la surface effective et  $A_{geo}$  la surface géométrique de l'antenne,  $\eta_0$  l'efficacité d'antenne pour une antenne parfaite et  $\sigma$  l'écart-type (ou rms pour *root mean square*) des irrégularités de surface en mètres (par exemple, à l'IRAM-30m,  $\sigma \sim 67\mu\text{m}$ ). L'efficacité du lobe primaire  $B_{eff}$  est reliée à l'efficacité de l'antenne  $\eta_a$ , comme par exemple à l'IRAM-30m par  $B_{eff} = 1.26 \eta_a$ .

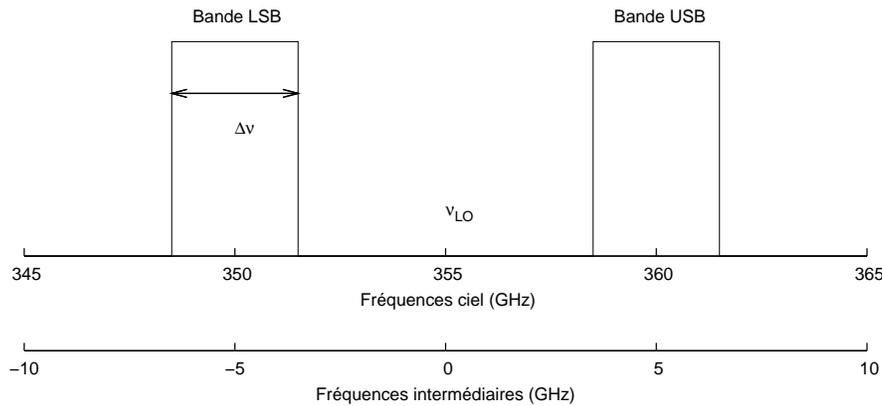


Fig. 1.2: Schéma des bandes de fréquences disponibles à la sortie du filtre et du mélangeur. Les fréquences collectées (fréquences ciel) sont converties en fréquences intermédiaires pour être mesurées.

## 1.3 Instrumentation

### 1.3.1 Récepteurs hétérodynes

On qualifie d'hétérodyne tout récepteur qui utilise le mélange de fréquences pour détecter une onde électromagnétique de manière cohérente (en préservant la phase).

Le signal d'entrée est l'onde électromagnétique provenant du ciel et convoluée par la fonction d'appareil de l'antenne, dans la bande de fréquence pour laquelle l'antenne est efficace. Ce signal est concentré dans un cornet rainuré (canal). Pour pouvoir être amplifiée avant d'être mesurée par le détecteur, l'onde doit être convertie en un signal de fréquence plus basse (de l'ordre de quelques GHz). Dans ce but, une onde de fréquence stabilisée  $\nu_{LO}$ , générée par un oscillateur local, est injectée avec le signal d'entrée de fréquence  $\nu_{ciel}$  dans un mélangeur, élément non linéaire qui produit en sortie un signal autour de la fréquence intermédiaire  $\nu_{IF} = |\nu_{ciel} - \nu_{LO}|$ . Le filtre de l'amplificateur IF est sensible à deux bandes, USB et LSB (pour Upper/Lower Side Band) dont la bande passante disponible est  $\Delta\nu$  (voir figure 1.2). L'échantillonnage en canaux de fréquences est effectué en sortie par un spectromètre (corrélateur ou banque de filtres), dont la résolution spectrale est choisie pour les besoins du projet scientifique : si l'on s'intéresse à des spectres, une résolution de 100 kHz à 1 MHz est nécessaire pour résoudre les raies, alors que si l'on veut mesurer une émission continue, une très basse résolution spectrale (plusieurs centaines de MHz) est suffisante. Des systèmes de réjection permettent de sélectionner seulement la bande USB ou LSB si on le souhaite. En bout de chaîne, un détecteur génère un courant proportionnel à la puissance reçue dans chaque canal spectral.

### 1.3.2 Bolomètres

Ce type d'instrument est utilisé pour mesurer une émission continue, car il intègre le signal sur une large bande (quelques dizaines de GHz), ce qui empêche de résoudre tout signal de type spectral. Comme avec un récepteur hétérodyne, le signal d'entrée arrive via un cornet, mais cette fois le signal est directement absorbé par un détecteur maintenu à très basse température (avec de l'He<sup>3</sup> à 0.3 K). L'absorption des photons incidents se traduit par une augmentation de la température et de la résistance du détecteur. La résistance est mesurée dans un circuit et convertie après calibration en Jansky. Le facteur de conversion (counts/Jy) est déterminé par l'observation d'une source de référence (planète).

Grâce à leur grande bande passante, les bolomètres sont extrêmement sensibles à l'émission continue, ce qui limite aussi les conditions d'observation possibles : il faut que le ciel soit très stable. Généralement plusieurs cornets sont disposés en grille, ce qui permet de cartographier instantanément des régions de quelques minutes d'arc.

## 1.4 Mesure de $T_A$ et $T_B$ avec un récepteur hétérodyne

### - Mesure en température d'antenne

La mesure de la puissance à la sortie de l'instrument s'exprime en unités de température d'antenne (Kelvin). La réponse des instruments étant proportionnelle au flux reçu, le facteur de conversion des températures d'antenne en Jansky est le gain de l'antenne (en K/Jy), qui est proportionnel à son aire collectrice : plus celle-ci est grande, plus il y a de flux reçu et plus la puissance mesurée est grande pour une densité de flux donnée. La détermination de ce facteur est possible grâce à une calibration à l'intérieur du système : une source froide (azote liquide à 77 K) et une source chaude (ECOSORB à 290 K) sont observées pour établir l'échelle linéaire des températures d'antenne, et mesurer la température équivalente de bruit du système,  $T_{rec}$ . L'échelle absolue est déterminée par l'observation d'une source de référence.

### - Elimination de la contribution du ciel

La température d'antenne  $T_{tot}$  mesurée à la sortie de l'instrument inclut tout le rayonnement reçu par le système : celui de la source, du ciel, et du bruit produit par l'instrumentation ( $T_{rec}$ ).

Le but étant de mesurer l'intensité de la source, il faut essayer de retrancher les autres contributions. Une technique classique consiste à mesurer alternativement la source (observation "on") et une région du ciel proche de la source, mais où sa contribution est nulle (observation "off"), en faisant osciller de façon périodique soit le sub-réflexeur (*wobbler switch*) soit le télescope lui-même (*position switch*) : on appelle ce mode d'observation "on-off". Pour la mesure "on", on mesure  $T_{ON} = T_A + T_{ciel} + T_{rec}$ , alors que dans la cas de la mesure "off", on ne mesure que  $T_{OFF} = T_{ciel} + T_{rec}$ . La soustraction des deux mesures donne  $T_A$ , température d'antenne provenant de la source, à la fluctuation temporelle du ciel près.

### - Rôle de l'atmosphère

La température d'antenne ainsi obtenue  $T_A$  doit être corrigée de l'absorption atmosphérique, qui dépend de sa position sur la sphère céleste. La masse d'air traversée ( $A$ ), égale à 1 au zénith, varie approximativement en  $A = 1/\sin(el)$ , où  $el$  est l'élévation de la source. Si l'atmosphère n'est pas transparente à la fréquence observée, une certaine quantité du rayonnement provenant de la source est absorbée, d'autant plus que la masse d'air traversée est grande. En connaissant l'opacité au zénith  $\tau_z$  de l'atmosphère à la fréquence observée, telle que la transmission  $T_r = e^{-\tau_z A}$ , on peut retrouver la température d'antenne au dessus de

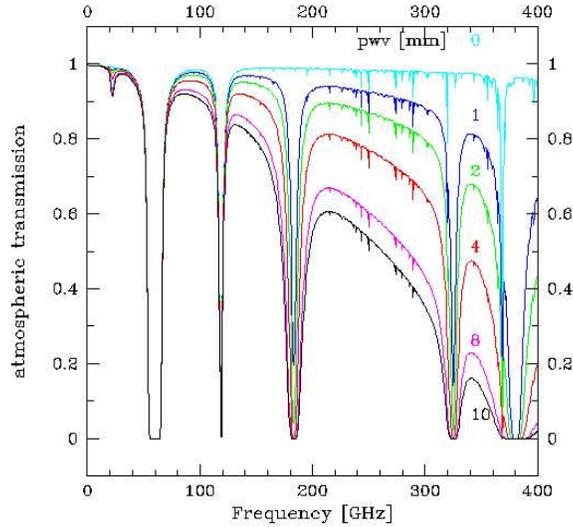


Fig. 1.3: Spectre de la transmission atmosphérique au Plateau de Bure, pour plusieurs quantités de vapeur d'eau. Figure tirée de Karastergiou (2006)

l'atmosphère ( $T_A^*$ ) :

$$T_A^* = T_A/T_r \quad (1.5)$$

Aux fréquences considérées, les gaz atmosphériques les plus absorbants sont la vapeur d'eau et l'oxygène. La figure 1.3 montre la variation de la transmission atmosphérique en fonction de la fréquence sur le site du Plateau de Bure (PdBI), pour plusieurs conditions sur la quantité de vapeur d'eau précipitable présente dans l'atmosphère (pwv en millimètres). Certaines raies atmosphériques sont si absorbantes qu'elles interdisent l'observation dans leur bande de fréquences.

- Température dans le lobe primaire et température de brillance

La température  $T_A^*$  doit encore être calibrée par rapport à l'efficacité de l'antenne. La température provenant du rayonnement contenu uniquement dans le lobe primaire ( $T_{MB}$ ) est définie par :

$$T_{MB} = T_A^* * F_{eff}/B_{eff}. \quad (1.6)$$

La température  $T_{MB}$  (*main beam temperature*) est la température de brillance reliée par la loi de Planck (équation 1.1) à la radiance d'une source ayant la taille du lobe primaire. Or une partie du rayonnement émis est perdue dans la convolution par le lobe primaire. Ainsi, si la source est effectivement plus petite que le lobe primaire, cas fréquent pour les planètes, sa température de brillance intrinsèque doit être plus forte. Un facteur de dilution  $F_D$  prend en compte ces effets, en fonction des tailles relatives du lobe primaire et de la source.

Dans le cas des planètes, pour lesquelles la distribution spatiale de l'émission est proche d'un disque, on pourra donc finalement avoir comme résultat de la mesure une température de brillance  $T_B$ , telle que

$$T_B = T_{MB}F_D = \frac{T_{MB}}{1 - 2^{-(\frac{\theta_s}{HPBW})^2}} \quad (1.7)$$

où  $\theta_s$  est le diamètre angulaire de la source et HPBW la largeur à mi-puissance du lobe primaire. La

connaissance de la taille de la source est donc un paramètre nécessaire pour retrouver sa température de brillance. A défaut, seule la densité de flux émise  $F$  peut être mesurée, directement à partir de la température d'antenne corrigée de l'atmosphère  $T_A^*$  par  $F = T_A^* \text{ Jy/K}$ , où le facteur Jy/K est l'inverse du gain de l'antenne.

## 1.5 Sensibilité des observations hétérodynes

Une estimation de l'erreur associée à une mesure peut être faite en calculant la sensibilité de la mesure, qui correspond au niveau moyen du bruit thermique et atmosphérique (rms), exprimé en Jansky ou en température d'antenne. Pour caractériser ce bruit, on définit une température système  $T_{sys}$  qui englobe aussi bien le bruit des récepteurs que celui provenant de l'atmosphère terrestre. La  $T_{sys}$  est définie par :

$$T_{sys} = [T_{rec} + F_{eff} T_{atm} (e^{\tau_z A} - 1) + (1 - F_{eff}) T_{cab}] \frac{e^{\tau_z A}}{F_{eff}} \quad (1.8)$$

avec  $T_{rec}$  la température associée au bruit du récepteur,  $T_{atm}$  celle de l'atmosphère et  $T_{cab}$  celle dans la cabine du récepteur. A titre d'exemple, à l'antenne IRAM-30m, les valeurs typiques à 1.3 mm sont  $T_{rec} = 85-160$  K, et, à 45° d'élévation et avec 7 mm d'eau dans l'atmosphère,  $T_{sys} = 200$  K.

La sensibilité  $T_A^*$  en mode "on-off" - dite sensibilité pour une source ponctuelle, car elle suppose que la source n'est pas convoluée - est définie par (en unités de température d'antenne) :

$$\Delta T_A^*(K) = \frac{2T_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu \Delta t_{ON}}} \quad (1.9)$$

où  $\Delta\nu$  la largeur de bande en Hz sur laquelle est intégré le signal, et  $\Delta t_{ON}$  le temps d'intégration passé sur la source en secondes.

## 1.6 Séquence d'observation en hétérodyne

Une observation en radio est une succession de mesures sur la source et de mesures de calibration du système. Le temps finalement passé à observer la source est d'approximativement 1/3 du temps de télescope utilisé, et il faut en tenir compte lors d'une proposition de projet.

Avant de commencer l'observation, les récepteurs sont réglés en fréquence (*tuning*), leur bruit  $T_{rec}$  est mesuré et la calibration interne des températures d'antenne (source chaude - source froide) est effectuée pour obtenir l'échelle des températures d'antenne. Un des principaux avantages des observations en antenne unique est le fait que le gain soit relativement stable. Cependant une calibration absolue du flux est faite régulièrement (quelques fois par journée d'observation) en observant une source forte (planète par exemple) dont le flux est bien connu (généralement à 5% près), afin de détecter une éventuelle variation du gain de l'antenne.

La précision du pointage et de la mise au point (position relative du sub-réfecteur et du récepteur, ou focus) sont, elles, plus variables au cours d'une observation, et doivent être très fréquemment vérifiées (et éventuellement corrigées) sur des sources ponctuelles. Un mauvais pointage a comme conséquence une perte importante du flux reçu, puisque le lobe primaire a une réponse qui décroît de façon gaussienne autour de son point central. Ainsi une erreur de pointage de 30% de la taille du lobe primaire (HPBW) se traduit par une perte de 10% en flux. Une erreur de pointage de moins de 10% de la taille du lobe

primaire est généralement acceptable.

Enfin, une mesure précise et répétée de l'opacité de l'atmosphère est nécessaire, pour pouvoir évaluer l'absorption atmosphérique. Pour cela, une mesure du rayonnement du ciel est effectuée pendant la calibration des températures d'antennes, et est interprétée en termes d'opacité via un modèle de transmission atmosphérique.

## Chapitre 2

# Principes de l'interférométrie millimétrique

Les résolutions spatiales offertes par les antennes millimétriques disponibles, qui atteignent au mieux 10" à 250 GHz avec l'antenne IRAM-30m, sont insuffisantes pour de nombreux projets scientifiques. Or l'amélioration de la résolution spatiale reste limitée par la difficulté technique à construire de très grandes antennes. L'utilisation de réseaux d'antennes (interférométrie) permet de gagner fortement en résolution spatiale, tout en augmentant la surface collectrice. Ce chapitre explique les principes de base pour la mesure en interférométrie, qui sont assez différents de ceux pour les antennes uniques puisqu'il ne s'agit plus de mesurer une température d'antenne mais une quantité complexe, la visibilité. Le formalisme utilisé est extrait de Burke and Graham-Smith (1997), Dutrey (2000), Perley, Schwab, and Bridle (1989) et Thompson, Moran, and Swenson (2001).

### 2.1 Mesure d'une visibilité : l'interféromètre à 2 antennes

Le principe de l'interférométrie repose sur la différence de marche qui existe entre les ondes reçues par deux antennes, provenant d'un front d'onde émis par une source (on supposera ici que la source est d'étendue assez petite pour que l'on considère une ligne de visée unique). En prenant les conventions de la figure 2.1, dans le cas à 2 antennes identiques, cette différence de marche est égale à  $\Delta m = \vec{B} \cdot \vec{S}$ , avec  $\vec{S}$  le vecteur unitaire dans la direction de la source et  $\vec{B}$  (appelé par la suite ligne de base) le vecteur entre les positions des deux antennes.  $\vec{B}$ , projeté dans une base perpendiculaire à la ligne de visée et dont les vecteurs de base sont orientés selon les directions Nord et Est terrestres, a comme coordonnées  $u$  et  $v$  (exprimées en mètres) dans le plan dit des fréquences spatiales. Les coordonnées  $u$  et  $v$  varient donc en fonction de la position des antennes, et des coordonnées de la source (déclinaison et ascension droite). A une longueur d'onde donnée, la différence de marche correspond à un déphasage (dit déphasage géométrique) entre les deux ondes  $\Delta\Phi = 2\pi\Delta m/\lambda = 2\pi\vec{B} \cdot \vec{S}/\lambda$ .

Considérons une source dont la distribution de brillance est  $I(x, y)$  à la fréquence  $\nu$ , avec  $x$  et  $y$  les coordonnées célestes, qui émet un front d'onde à un instant  $t = t_0$ , décrit par l'onde d'amplitude  $E(x, y)e^{i(2\pi\nu t)}$ . L'antenne 1, orientée vers la source, collecte une onde décrite par (à une fréquence  $\nu$  donnée) :

$$v_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x, y) E(x, y) e^{i(2\pi\nu t + \phi)} dx dy \quad (2.1)$$

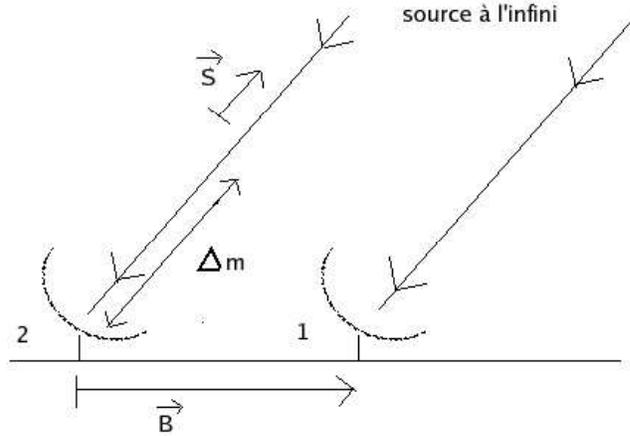


Fig. 2.1: Schéma de l'interféromètre à deux antennes.

où  $G(x, y)$  est le diagramme de rayonnement de l'antenne et  $t=t_0+\Delta t$ , avec  $\Delta t$  le temps mis par l'onde pour atteindre l'antenne 1. L'antenne 2 collecte une onde décrite par

$$v_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x, y) E(x, y) e^{i(2\pi\nu t + \phi + \Delta\Phi)} dx dy \quad (2.2)$$

Chaque onde est reçue par un récepteur hétérodyne (décrit au paragraphe 1.3.1). Puisque les deux ondes arrivent à des temps différents aux deux antennes, un retard est imposé à l'une d'entre elles dans le but de les faire arriver simultanément dans un corrélateur complexe, qui donnera en sortie la fonction de corrélation des deux ondes :

$$\langle v_1 v_2^* \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G^2(x, y) E^2(x, y) e^{-i\Delta\Phi} dx dy = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G^2(x, y) E^2(x, y) e^{-i2\pi\vec{B}\cdot\vec{S}/\lambda} dx dy \quad (2.3)$$

On peut reconnaître dans cette expression la valeur  $V(u, v)$  de la transformée de Fourier de la distribution de brillance  $I(x, y) = |E(x, y) e^{i(2\pi\nu t)}|^2$  au point de coordonnées  $(u, v)$  dans le plan des fréquences spatiales, convoluée par le diagramme de rayonnement d'une antenne, ce qui est la définition de la visibilité :

$$V(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G^2(x, y) I(x, y) e^{-i2\pi\vec{B}\cdot\vec{S}/\lambda} dx dy = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G^2(x, y) I(x, y) e^{-i2\pi(\frac{ux}{\lambda} + \frac{vy}{\lambda})} dx dy \quad (2.4)$$

La visibilité  $V(u, v)$  ainsi définie est une grandeur complexe, d'amplitude  $A$  et de phase  $\phi$ , qui s'écrit :

$$V(u, v) = A e^{i\phi} \quad (2.5)$$

Le corrélateur joue aussi un rôle de spectromètre, puisqu'il divise le signal en plusieurs canaux spectraux. A la sortie de chaque canal, un détecteur, sensible au produit de corrélation des ondes reçues par l'antenne 1 et l'antenne 2, mesure l'amplitude et la phase de la visibilité. Cette visibilité contient en soi de l'information qui peut être analysée, mais, seule, n'est pas suffisante pour retrouver la distribution de brillance de la source.

## 2.2 Réseau interférométrique et synthèse d'ouverture

Pour pouvoir retrouver la distribution de brillance de la source, la mesure de plusieurs visibilitées, en différents points du plan des fréquences spatiales (plan  $(u, v)$ ), est nécessaire. Il faut donc faire varier les coordonnées  $(u, v)$  des mesures interférométriques de façon à remplir le plus possible le plan  $(u, v)$  : c'est ce que l'on appelle la synthèse d'ouverture. Pour cela, sachant que les coordonnées  $u$  et  $v$  dépendent de la position relative des antennes et des coordonnées célestes de la source, on utilise :

- le déplacement de la source sur la sphère céleste, en profitant de la rotation terrestre : la variation de l'angle horaire et de l'élévation de la source avec le temps fait varier les valeurs de  $u$  et  $v$ . Cependant, concrètement, l'observation d'une source se fait généralement pendant le temps où elle est assez haute sur l'horizon, ce qui limite la variation de  $u$  et  $v$  (voir figure 2.2)
- le déplacement des antennes (ou changement de configuration) : on augmente ainsi le nombre de lignes de base (vecteurs entre deux antennes). A un nombre  $N$  d'antennes correspond un nombre  $N(N-1)/2$  de lignes de bases et autant de visibilitées mesurées simultanément.

La couverture du plan  $(u, v)$  obtenue durant une observation détermine un nouveau diagramme de rayonnement, différent de celui de l'antenne unique, qui caractérise le réseau d'antennes. L'échantillonnage de plan  $(u, v)$  représentera la pupille d'entrée du signal, dont la transformée de Fourier constitue le diagramme de rayonnement de l'interféromètre, appelé lobe sale (*dirty beam*, voir figure 2.3). Le lobe sale comprend un lobe centré autour du centre de phase (lobe synthétique) et des lobes secondaires.

Faire une mesure interférométrique revient donc à mesurer des points de la transformée de Fourier d'une distribution de rayonnement convoluée par le diagramme de rayonnement d'une antenne. Le champ de vue de cette mesure est égal au lobe primaire de chaque antenne, et sa résolution spatiale sera la largeur à mi-puissance du lobe synthétique, qui est approximativement égale à  $\lambda/B_{max}$ , où  $B_{max}$  est la plus grande ligne de base projetée de l'interféromètre. Le lobe synthétique peut donc être elliptique, si le réseau n'a pas la même extension dans les deux directions (Nord-Sud et Est-Ouest), et selon les coordonnées de la source.

L'analyse des données interférométriques peut se faire directement par l'analyse des visibilitées dans le plan  $(u, v)$ , en les comparant (de façon analytique ou juste visuelle) aux visibilitées générées par des modèles, échantillonnées sur le plan  $(u, v)$  de la même façon que les observations. En particulier, on peut ajuster les visibilitées selon un modèle *a priori* de distribution de brillance avec comme paramètre libre la densité de flux totale. Cette densité de flux ne constitue donc pas une mesure, comme dans le cas de l'observation à antenne unique, mais une interprétation des visibilitées via un modèle, avec une erreur associée qui sera l'écart statistique des mesures au modèle. Si l'on ne connaît pas de modèle *a priori* pour la distribution de brillance, on peut aussi essayer d'ajuster simultanément la distribution et la densité de flux total. Cette méthode donne cependant des erreurs statistiques plus grandes que chaque paramètre ajusté. Les techniques d'analyse des visibilitées utilisées seront décrites pour chaque cas scientifique.

## 2.3 Méthodes d'imagerie

Si la couverture du plan  $(u, v)$  est suffisante, avec des lignes de base assez étendues et une bonne densité de visibilitées dans le plan  $(u, v)$ , on peut retrouver la distribution de brillance  $E(x, y)$  en utilisant la propriété suivante de la transformée de Fourier :

$$E(x, y) = TF^{-1}\left(\sum_{u, v} V(u, v)\right) \quad (2.6)$$

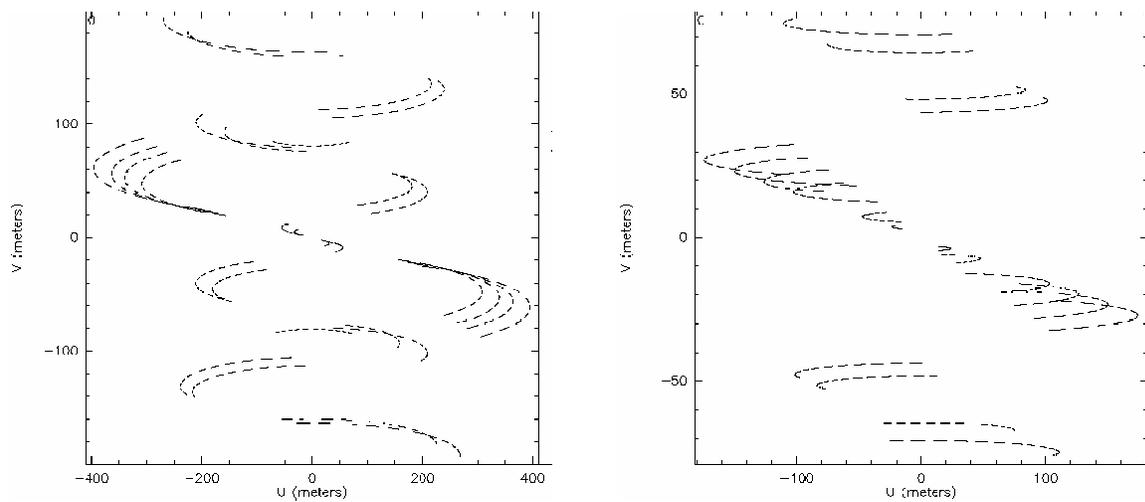


Fig. 2.2: Couverture du plan  $(u, v)$  obtenue pour des observations au Plateau de Bure. A gauche : observations de Io en Janvier 2005 à 216 GHz, à droite : observations de Vénus en Novembre 2007 à 115 GHz. Les coordonnées  $u$  et  $v$  sont exprimées en mètres. Chaque arc de cercle correspond à une ligne de base, dont la projection varie au cours du temps avec le déplacement de la source.

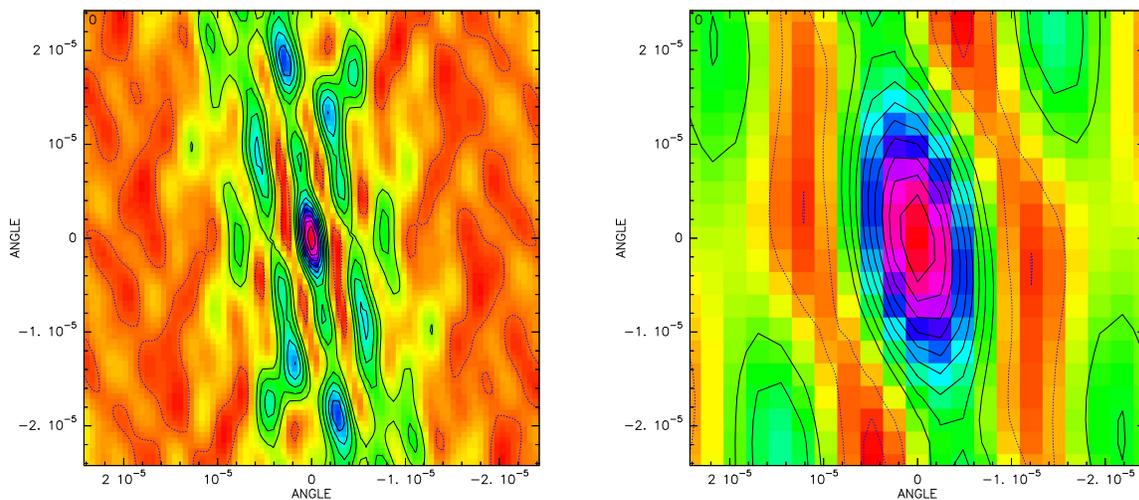


Fig. 2.3: Cartes des lobes saes obtenus à partir des couvertures  $(u, v)$  de la figure 2.2. La taille de l'image est de  $10''$ . A gauche, le lobe synthétique obtenu sur Io est fortement elliptique, avec un taille de  $1.5'' \times 0.5''$ . A droite, celui obtenu pour Vénus ( $5'' \times 2''$ ).

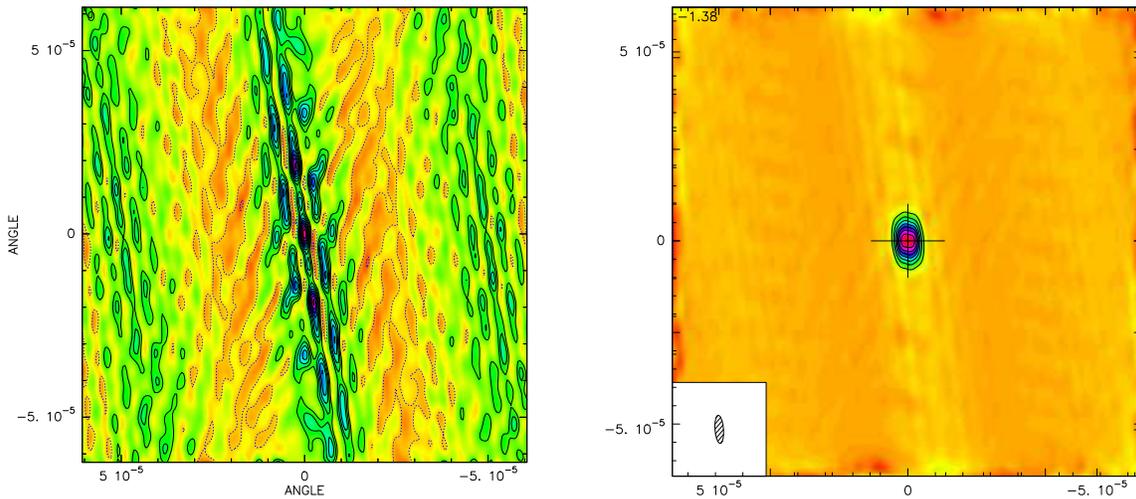


Fig. 2.4: Image sale (à gauche) et image propre (algorithme HOGBOM, à droite) de l'émission continue de Ganymède, observée à 216 GHz au Plateau de Bure. La taille de l'image est celle du lobe primaire (25"). Le lobe synthétique est représenté dans le cadre en bas à gauche de l'image propre.

où  $E(x, y)$  est la distribution de brillance du ciel, et  $TF^{-1}$  est la fonction transformée de Fourier inverse. En principe, il suffirait donc d'appliquer cette fonction à la transformée de Fourier de  $E(x, y)$  pour retrouver la distribution de brillance de départ. Cependant puisque nous ne disposons que d'une information partielle sur la transformée de Fourier de la distribution de brillance, constituée par un échantillon de visibilité, la détermination univoque de  $E(x, y)$  n'est pas possible. On obtiendra seulement une image dite sale (*dirty map*), qui correspond à la distribution  $E(x, y)$  convoluée par le lobe sale de l'interféromètre (figure 2.4). Cette image est sensible à la façon dont les visibilité sont pondérées les unes par rapport aux autres : on peut en effet accorder un poids plus important aux visibilité les moins bruitées.

Une fois que l'image sale est obtenue, l'étape suivante consiste à déconvoluer les lobes secondaires, dans le but de retrouver une image propre, convoluée uniquement par le lobe synthétique de l'interféromètre. Le logiciel d'analyse de données interférométriques GILDAS, développé par l'IRAM, comprend plusieurs versions de l'algorithme de déconvolution CLEAN (HOGBOM, CLARK, MRC, SDI...). Leur principe de base est la recherche itérée de maxima dans l'image sale, qui sont interprétés comme des sources ponctuelles. Cette opération nécessite de l'information *a priori* sur la distribution de brillance attendue (taille approximative, positivité du flux,...). L'ensemble des sources ponctuelles ainsi trouvées, convoluées par le lobe propre, constituera l'image propre (*clean map*). Certains algorithmes sont plus appropriés pour la déconvolution des sources étendues (SDI) ou au contraire très confinées (HOGBOM, CLARK). La version MRC essaie, elle, de déconvoluer indépendamment les petites et grandes structures. On trouvera les détails du fonctionnement de CLEAN dans Dutrey (2000) et Perley, Schwab, and Bridle (1989).

La carte interférométrique propre obtenue au final est donc une interprétation possible de la distribution de brillance  $E(x, y)$ , convoluée en chaque point par le lobe synthétique de l'interféromètre. La taille de cette carte est celle du lobe primaire, et sa résolution spatiale sera la largeur à mi-puissance du lobe synthétique.

L'unité de brillance, représentée en courbe de niveaux sur les cartes, est le Jy/lobe : la valeur de la densité de flux en un point est la densité de flux mesurée dans le lobe synthétique centré sur ce point.

## 2.4 Sensibilité d'un interféromètre

La sensibilité atteinte par un interféromètre se calcule d'une façon analogue à celle pour l'antenne unique (équation 1.9). Cependant, l'atmosphère joue un rôle supplémentaire dans les observations interférométriques, puisque les variations de la quantité de vapeur d'eau sur une échelle très locale modifient le chemin optique (et donc la phase des ondes incidentes) de façon différente selon l'antenne réceptrice : on parle de décorrélation atmosphérique. Ceci a pour effet une perte de flux dans le lobe synthétique, qui peut être évaluée par le facteur  $\eta_{atm}$  défini pour chaque ligne de base par :

$$\eta_{atm} = e^{-\frac{\sigma_{ph}^2}{2}} \quad (2.7)$$

avec  $\sigma_{ph}$  l'estimation du rms de la variation de la phase atmosphérique en radians, à la fréquence d'observation. Cet effet doit être pris en compte dans l'estimation du rapport signal sur bruit.

On définit alors la sensibilité  $\Delta S$  d'un interféromètre par :

$$\Delta S(Jy) = \frac{GT_{sys}}{\eta_{atm}\eta_{corr}\sqrt{\Delta\nu\Delta tN(N-1)}} \quad (2.8)$$

avec  $\eta_{corr}$  l'efficacité quantique du corrélateur,  $\eta_a$  l'efficacité d'antenne,  $N$  le nombre d'antennes du réseau et  $G$  le gain moyen des antennes (conversion des températures d'antenne en Jansky), défini par :

$$G = \frac{2k}{A_{geo}} \frac{F_{eff}}{\eta_a} = \frac{2k}{A_{eff}\eta_a} \quad (2.9)$$

où  $A_{eff}$  est la surface effective et  $A_{geo}$  la surface géométrique de l'antenne, et  $k$  la constante de Boltzmann. Pour donner un ordre de grandeur, au bout d'une heure d'observation à 230 GHz au PdBI sur une bande spectrale de 1000 MHz de large (à double polarisation) une sensibilité de 1 mJy est atteinte (en prenant  $T_{sys} = 250$  K,  $\sigma_{ph} = 15^\circ$  et  $G = 40$  Jy/K).

La sensibilité que nous venons de décrire doit s'entendre comme une sensibilité par lobe synthétique (en Jy/lobe). Pour déterminer un rapport signal sur bruit, elle doit être comparée directement aux unités de la carte interférométrique, et non au flux total reçu (qui est une extrapolation des visibilités à la ligne de base de longueur nulle, ou point zéro).

## 2.5 Acquisition et calibration de données interférométriques

Comme pour les observations en antenne unique, des corrections en temps réel du pointage et du focus de chaque antenne sont effectuées très régulièrement pendant l'observation. Une mesure de la quantité d'eau est aussi nécessaire pour corriger les observations de l'effet de l'absorption atmosphérique. Ceci peut se faire par mesure du rayonnement continu du ciel, ou par analyse des raies de l'eau à basse fréquence (22 GHz au PdBI).

Etant donné que l'observation interférométrique consiste à mesurer un nombre complexe (la visibilité), il faut calibrer l'instrument pour les deux observables : l'amplitude et la phase des visibilités. La phase est calibrée grâce à une ou plusieurs sources de référence ponctuelles (quasars, dont la phase est nulle) qui sont mesurées très régulièrement au cours d'une observation. Après l'observation, la variation

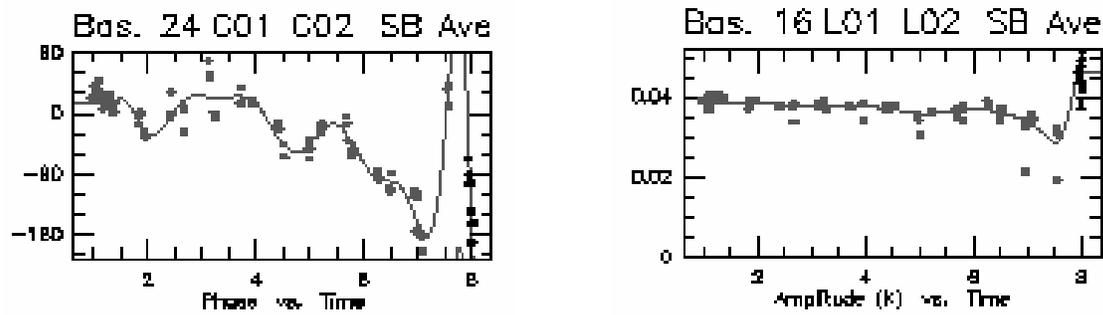


Fig. 2.5: Exemple de mesure de phase (gauche) et amplitude (droite) sur une source de référence au cours d'une observation, pour une ligne de base, un récepteur et une polarisation donnés. Le polynôme ajusté pour corriger les variations de mesure en fonction du temps est tracé.

mesurée de la phase du calibrateur au cours du temps est ajustée par un polynôme, pour chaque ligne de base, chaque récepteur et, le cas échéant, chaque polarisation. Les mesures de phase sur la source étudiée sont corrigées par ce polynôme, ce qui élimine des dérives à grande échelle sur la mesure de phase. On peut aussi corriger le déphasage atmosphérique en analysant la profondeur de la raie de l'eau à 22 GHz, en comparant la quantité d'eau mesurée par chaque antenne à un modèle de phase atmosphérique.

Les variations temporelles du gain en amplitude sont mesurées en observant une source de référence dont le flux est stable (mais pas obligatoirement bien connu en absolu). Cette calibration est donc une calibration en relatif. Le calibrateur en amplitude est souvent le même que pour la phase. Une calibration absolue des amplitudes doit être rajoutée à la calibration relative. Celle-ci consiste à mesurer la densité de flux totale émise par des sources de référence, stables et connues avec peu d'incertitude (typiquement 10-15%, et jusqu'à 5%). La mesure est comparée aux valeurs de référence, et toutes les amplitudes des visibilitées sont corrigées par le facteur nécessaire pour retrouver la valeur attendue sur le calibrateur de flux.

Enfin la variation des amplitudes et des phases en fonction de la longueur d'onde (sur la largeur de bande mesurée) est aussi mesurée et corrigée (calibration RF ou de bande passante). Pour cela, une source forte aura été mesurée une fois pendant l'observation. Cette calibration permet de corriger d'éventuels effets chromatiques dans le récepteur et le corrélateur.

La position exacte des antennes (solution des lignes de bases) est mesurée de temps en temps (1 ou 2 fois pour chaque configuration). Une précision inférieure à  $\lambda/10$  est souhaitée, et est obtenue par l'astrométrie d'objets extrêmement lointains (quasars), qui sont considérés comme des références de coordonnées célestes. La connaissance de la position relative des antennes est nécessaire pour bien calculer les coordonnées  $u$  et  $v$  des visibilitées, et donc pour estimer correctement le déphasage géométrique entre les antennes. Il est recommandé d'utiliser la solution des lignes de bases obtenue le plus récemment (avant ou après l'observation) pour calibrer les visibilitées.

Une fois la calibration des données effectuée, les visibilitées calibrées peuvent être regroupées dans une table qui liste leurs coordonnées  $u$  et  $v$ , leur amplitude, leur phase et leur poids relatif  $W$ , qui est défini par rapport à la sensibilité de mesure d'une visibilité  $\sigma$  (voir équation 2.8) par  $W \propto \frac{1}{\sigma^2}$ . C'est cette table (table  $(u, v)$ ) qui constitue la donnée analysable.

Plusieurs opérations peuvent être enfin effectuées sur la table  $(u, v)$  pour rendre l'information plus lisible :

- moyenner les visibilitées, par exemple par rayon de ligne de base  $R_{uv} = \sqrt{u^2 + v^2}$ .
- auto-calibrer la phase : cette opération permet d'améliorer la qualité des données quand on a une idée assez précise de la forme et de la taille de la source, ce qui est souvent le cas avec les sources planétaires. Il s'agit de ramener les mesures de phase des visibilitées à celles générées pour un modèle de distribution de brillance de forme et de taille appropriées. Selon l'interféromètre, la correction sera faite par antenne ou par ligne de base.
- dégrader artificiellement la résolution spatiale pour augmenter la taille du lobe synthétique, et donc augmenter le rapport signal sur bruit par lobe (*tapering*).

## 2.6 Comparaison des performances des antennes uniques et des interféromètres

Les interféromètres sont peu sensibles aux fluctuations de l'émission continue de l'atmosphère terrestre, qui est filtrée puisqu'elle ne contribue qu'aux très petites fréquences spatiales. En conséquence, les calibrateurs absolus de flux sont mesurés avec une plus grande précision. L'estimation de la contribution du ciel au flux mesuré, qui est la principale source d'erreur en antenne unique, n'est pas nécessaire, ce qui évite de faire des observations en mode "on-off".

De plus, les interféromètres totalisent une plus grande surface collectrice que les instruments à antenne unique (à taille d'antenne égale). Pour un même récepteur hétérodyne, un interféromètre offrira en général une meilleure sensibilité qu'un instrument à antenne unique, et ce malgré la perte de flux par décorrélation atmosphérique. Les bolomètres, qui ne peuvent être installés sur des interféromètres hétérodynes car ils ne préservent pas la phase, sont cependant les instruments les plus sensibles pour des mesures de continu.

En ce qui concerne la cartographie, bien que les interféromètres aient une résolution spatiale meilleure par rapport aux antennes uniques à fréquence égale, leur utilisation est limitée aux sources peu étendues. Les grandes échelles spatiales ( $>25''$  à 250 GHz au PdBI par exemple) correspondent en effet à de très petites fréquences spatiales qui ne peuvent être mesurées car elles correspondent à des lignes de base plus petites que le diamètre des antennes. De plus, si les sources sont assez étendues pour contaminer les lobes secondaires du lobe sale, la déconvolution peut être difficile. L'utilisation combinée de mesures en antenne unique et interférométriques (*zero-spacing*) est une solution possible (mais difficile à mettre en oeuvre pour les planètes étendues), ainsi que la mosaïque de champs (*mosaicing*).

Enfin l'interférométrie possède intrinsèquement un grand nombre de contraintes liées à la synthèse d'ouverture, qui rendent cette technique moins souple que des observations à antenne unique. Une bonne couverture  $(u, v)$ , nécessaire à la qualité de l'imagerie, exige ainsi un temps d'observation assez long (du coucher au lever de la source, soit  $\sim 6$  heures). Les configurations d'antenne ne sont disponibles qu'à certaines périodes de l'année (très critique pour les observations planétaires !) et doivent être adaptées pour que certaines zones du plan  $(u, v)$  (passages au zéro, mi-hauteur de la courbe des visibilitées...) soient bien échantillonnées.

Il faut aussi prendre en compte le fait que les mesures interférométriques sont souvent dépendantes d'un modèle *a priori* de distribution de brillance, alors que les mesures en antenne unique donnent directement un flux en Jansky, indépendamment d'une interprétation.

## Chapitre 3

# Panorama des instruments en millimétrique

Ce chapitre présente les principaux instruments millimétriques actuellement disponibles, et plus particulièrement ceux qui ont été utilisés pour les observations décrites dans les chapitres suivants (IRAM-30m, IRAM-PdBI et SMA) ou pour lesquels j'ai été amenée à écrire des propositions de temps pendant ma thèse (APEX, CARMA). Leurs performances - en sensibilité et résolution spatiale - sont comparées, ainsi que leur apport particulier à l'observation des atmosphères et surfaces planétaires.

### 3.1 Instruments à antenne unique

#### 3.1.1 IRAM-30m

L'Institut de Radio-Astronomie Millimétrique (IRAM) gère depuis 1985 une antenne dédiée à l'observation millimétrique, située à l'altitude de 2850 m près du sommet du Pico Veleta (Grenade, Espagne), un lieu particulièrement sec pour l'Europe occidentale. Le projet de construction de cette antenne de 30 mètres de diamètre a été lancé dès 1975 (Baars, 1976) conjointement par le CNRS et le Max Planck Gesellschaft (MPG) allemand (rejoints ensuite par l'Instituto Geográfico Nacional espagnol). Cet instrument a permis d'améliorer considérablement la sensibilité des mesures en millimétrique, avec une surface collectrice quatre fois supérieure à celle de l'antenne du Five College Radio Astronomy Observatory, la plus grande à l'époque (14 m).

Grâce à sa grande taille, le lobe primaire (HPBW) de l'antenne a un diamètre d'environ 12" à 230 GHz (raie  $\text{CO}(J = 2 \rightarrow 1)$ ) et de 22" à 115 GHz (raie  $\text{CO}(J = 1 \rightarrow 0)$ ), ce qui en fait un instrument adapté pour résoudre Vénus, Jupiter ou Saturne.

L'antenne peut être associée à des récepteurs hétérodynes ou un bolomètre, selon le type de projet (mesures spectrales ou de continu). Les récepteurs hétérodynes à un seul canal opèrent autour de 1, 2 et 3 mm (80-115 GHz, 130-180 GHz et 200-266 GHz), et mesurent indépendamment les deux polarisations (verticale et horizontale). Un récepteur multi-beam (HERA) est aussi disponible, qui, avec ses 18 canaux séparés de 24", offre la possibilité de cartographier instantanément des raies. HERA opère entre 215 et 272 GHz. Les performances en sensibilité de ces récepteurs sont listées dans le tableau 3.1. Le signal peut être divisé en canaux spectraux par une banque de filtres, ou par un corrélateur (VESPA) qui peut fournir une résolution allant jusqu'à 3.3 kHz (en mode ultra-résolu), pour une bande passante totale qui peut atteindre plusieurs centaines de MHz (en mode basse résolution).

Le bolomètre MAMBO opère autour de 250 GHz et intègre le signal sur une bande passante de 60 GHz. Il



Fig. 3.1: Photo de l'antenne IRAM 30-m au Pico Veleta.

est constitué de 117 pixels (canaux) séparés de 20", ce qui permet de cartographier simultanément l'émission continue d'une région du ciel de 4' de diamètre. Sa sensibilité pour le continu est bien meilleure que celle d'un récepteur hétérodyne, et il est pour cela l'instrument le plus sensible actuellement disponible. C'est d'ailleurs avec MAMBO qu'a été mesurée l'émission thermique d'un des objets les plus lointains du système solaire, Eris (Bertoldi et al., 2006).

Que ce soit avec le bolomètre ou un récepteur hétérodyne, les observations peuvent être effectuées en mode "on-off" (voir paragraphe 1.4) ou en mode "mapping", pour lequel le télescope balaye une région de plusieurs minutes d'arc.

### 3.1.2 APEX

L'antenne de 12 mètres APEX (Atacama Pathfinder Experiment) est le dernier-né des télescopes millimétriques, et est gérée par l'ESO (European Southern Observatory), le MPIfR (Max Planck Institut für Radioastronomie) et l'observatoire d'Onsala (Suède). Mise en service il y a moins de 3 ans seulement, elle est située sur le plateau de Chajnantor (Chili), près du site où sera installé le réseau ALMA, à plus de 5000 m d'altitude (Güsten et al., 2006).

Pour l'instant, les récepteurs de l'ESO opèrent à 211-270 GHz et 275-370 GHz et à 1250-1384 GHz. D'autre part, certains récepteurs gérés par le MPIfR peuvent observer les bandes à 430-492, 602-720 et 790-950 GHz. De nouvelles bandes de fréquences (THz) vont donc être ouvertes avec cette antenne, ce qui permettra de nouvelles investigations dans la chimie des atmosphères, pour une résolution spatiale allant jusqu'à 5". De plus, les sensibilités atteintes avec le récepteur APEX-2 (275-370 GHz) sont meilleures que celles du JCMT. Un projet de détection de nouvelles espèces et isotopes ( $S_2O$ ,  $SiO$ ,  $KCl$ ,...) dans l'atmosphère de Io autour de 350 GHz a d'ailleurs été proposé par notre équipe en collaboration avec J. Black (Onsala Observatory, Suède) pour le deuxième semestre 2008.

Télescope	Instrument	Fréquence centrale (GHz)	Sensibilité continu (mJy)	Largeur de bande maximale (MHz)	Résolution spectrale maximale (MHz)	Sensibilité spectrale (Jy)
IRAM (30 m)	A100	100	1.5	1000	0.003	0.2
IRAM (30 m)	MAMBO	250	0.9	60000		
IRAM (30 m)	B230	230	3.4	1000	0.003	0.5
IRAM (30 m)	HERA	230	2.5	1000	0.003	0.4
JCMT (15 m)	Rec. A	231	3.2	1800	0.095	0.7
JCMT (15 m)	Rec. B	345	9	1800	0.095	1.9
JCMT (15 m)	Rec. D	661	70	1600	0.095	14
JCMT (15 m)	SCUBA-2	350	1	60000		
JCMT (15 m)	SCUBA-2	650	6	100000		
APEX (12 m)	FLASH	450	22	2000	0.061	5
APEX (12 m)	FLASH	800	53	2000	0.061	12
APEX (12 m)	APEX-2	300	2.6	2000	0.061	0.6
APEX (12 m)	APEX-1	250	3.5	2000	0.061	0.8
APEX (12 m)	LABOCA	345	1.2	60000		
PDBI (6x15 m)		115	0.2	2000	0.04	0.05
PDBI (6x15 m)		230	0.3	2000	0.04	0.08
SMA (8x6 m)		230	1.0	2000	0.025	0.23
SMA (8x6 m)		345	2.7	2000	0.025	0.62
SMA (8x6 m)		690	49	2000	0.025	11
CARMA (9x6 m + 6x10 m)		115	0.2	4000	0.03	0.06
CARMA (9x6 m + 6x10 m)		230	0.5	4000	0.03	0.15

Tab. 3.1: Tableau comparatif des sensibilités atteintes par les principaux instruments à antenne unique et les interféromètres, en mode continu ou spectral, pour une source à  $45^\circ$  d'élévation. La sensibilité est calculée pour une heure d'observation en conditions atmosphériques moyennes, en mode "on-off" pour les antennes uniques. La sensibilité pour les mesures du continu est calculée pour la largeur de bande maximale. Pour mieux comparer les performances des instruments, la sensibilité en mode spectral est calculée pour une résolution spectrale de 40 kHz pour tous les instruments.

Le bolomètre LABOCA, qui observe à 345 GHz, se distingue des autres réseaux bolométriques par son grand champ de vue ( $11' \times 11'$ ), qui permet de rechercher efficacement des zones de formation stellaire par exemple.

On peut rajouter à cette courte liste d'instruments l'antenne du CSO à Hawaii (10 mètres) qui peut observer jusqu'à 920 GHz, et, sur le même site, l'antenne du JCMT (15 mètres, jusqu'à 710 GHz).

## 3.2 Interféromètres

### 3.2.1 IRAM-Plateau de Bure

Parallèlement à l'antenne IRAM-30m, l'IRAM gère aussi un interféromètre millimétrique, situé à 2550 mètres d'altitude sur le Plateau de Bure (Alpes de Haute Provence, France). Ce réseau constitué de 6 antennes de 15 mètres de diamètre est actuellement le plus sensible dans les bandes de fréquences à 1, 2 et 3 mm (respectivement 201-267, 129-174 et 80-116 GHz). Les récepteurs offrent une double polarisation linéaire, et, grâce à la grande surface collectrice totalisée, la sensibilité (pour une source ponctuelle en hétérodyne) est meilleure que celle de l'IRAM-30m.

Le 6 antennes sont réparties sur deux rails orientés Nord Sud et Est-Ouest, avec une extension maximale de 370 mètres dans la direction N-S et 760 mètres dans la direction E-O. Différentes configurations des antennes sont possibles, et se succèdent durant l'année, selon les conditions atmosphériques.

Dans la configuration la plus étendue (A), le lobe synthétique atteint  $\sim 0.35''$  à 230 GHz dans la direction la mieux résolue ( $0.7''$  à 115 GHz). Avec cette résolution spatiale, il est donc possible de résoudre toutes les sources mentionnées dans la table 0.1. L'ancienne configuration A (400 mètres de lignes de base maximum en 2003) a notamment été utilisée pour résoudre Titan à 1.3 mm, permettant ainsi de cartographier les décalages Doppler dans des raies du  $\text{HC}_3\text{N}$  et  $\text{CH}_3\text{CN}$  (Moreno et al., 2005).

Cependant, étant donné la taille des antennes, les lignes de bases inférieures à 15 m ne peuvent être atteintes, ce qui empêche d'imager les objets de taille plus grande que  $20''$  à 230 GHz (Vénus, Jupiter, Saturne). Pour les sources continues étendues, l'utilisation d'un bolomètre à grand champ sur une antenne unique est plus appropriée.

Depuis 2004, cet interféromètre possède un radiomètre à 22 GHz sur chaque antenne, lui permettant de mesurer l'absorption dans la raie de l'eau. La mesure des différences entre les antennes permet de corriger la phase atmosphérique, et de gagner un facteur 2 sur le rms de phase, qui devient presque indépendant de la longueur des lignes de base.

Les prochaines étapes au Plateau de Bure sont la mise en place des récepteurs à 0.8 mm (277-371 GHz) et la construction d'un corrélateur plus puissant, capable d'intégrer le signal sur 4 GHz de bande.

### 3.2.2 SMA

Sur le sommet du Mauna Kea à Hawaï à 4200 mètres d'altitude, le réseau du SMA (Sub Millimeter Array, géré par le Smithsonian Astrophysical Observatory) est constitué de 8 antennes de 6 mètres de diamètre. Les trois récepteurs hétérodynes disponibles (175-255 GHz, 250-350 GHz et 600-720 GHz) mesurent indépendamment les deux polarisations.

Les huit antennes peuvent être réparties de différentes façons sur un terrain très accidenté, avec des lignes de bases de 500 m au maximum (voir figure 3.3), ce qui en fait l'interféromètre le plus étendu opérant dans le sub-millimétrique. La configuration la plus étendue permet d'atteindre une résolution spatiale de l'ordre de  $0.3''$  à 350 GHz ( $0.15''$  à 700 GHz). Le lobe synthétique correspondant à cette configuration est cependant le plus souvent trop petit pour obtenir un signal sur bruit suffisant pour les projets planétaires, et on peut préférer des configurations moins étendues.

L'accès simultané aux fréquences sub-millimétriques et à une résolution en dessous de  $1''$  a permis par exemple de cartographier la température de brillance sur Uranus (Hofstadter et al., 2007).

Le SMA peut être associée aux antennes voisines CSO et JCMT, pour former un interféromètre deux fois plus étendu (e-SMA), dont la surface collectrice totale est deux fois plus grande que celle du SMA seul. Cette configuration vient d'être ouverte à proposition pour les observations à plus basses fréquences (en dessous de 350 GHz).

### 3.2.3 CARMA

Le réseau CARMA est né en 2007 du regroupement entre les réseaux BIMA (Berkeley Illinois Maryland Association, 9 antennes de 6 mètres) et OVRO (Owens Valley Radio Observatory, 6 antennes de 10.4 mètres) et se trouve sur le plateau du Cedar Flat en Californie à 2200 mètres d'altitude.

Pour l'instant seuls deux récepteurs à simple polarisation sont opérationnels (à 85-115 GHz et 215-270 GHz).

Les 15 antennes du réseau (105 lignes de bases) permettent un bon remplissage du plan  $(u, v)$ , et donc une imagerie de meilleure qualité qu'avec les autres interféromètres. La configuration la plus étendue disponible (1000 mètres de ligne de base) permet d'atteindre une résolution de  $0.8''$  à 100 GHz ( $0.3''$



Fig. 3.2: Vue du réseau du Plateau de Bure, en configuration compacte à 4 antennes. Photo J. Boissier.

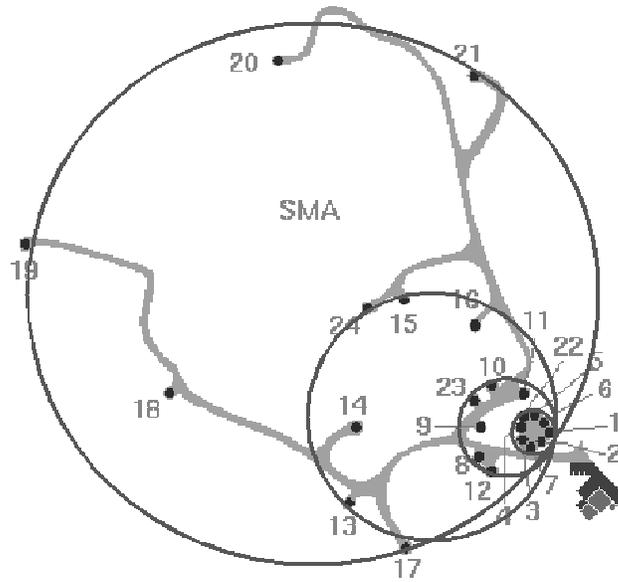


Fig. 3.3: Schéma des emplacements possibles pour les antennes du SMA.

à 250 GHz), à peu près équivalente à celle du Plateau de Bure. CARMA offre cependant en plus la possibilité d'observer très près du Soleil, ce qui a motivé une proposition de temps pour l'observation de la raie du CO ( $J = 1 \rightarrow 2$ ) sur Vénus à l'été 2008 au voisinage de la conjonction supérieure.

Quand la configuration la plus étendue sera prête (avec des lignes de bases jusqu'à deux kilomètres), CARMA sera le plus grand interféromètre millimétrique, et offrira une résolution spatiale de 0.12" à 250 GHz.

A la fin de l'année 2008, trois nouvelles antennes de 3.5 mètres devraient s'ajouter au réseau existant, permettant une meilleure imagerie des objets étendus.

Quelques autres interféromètres, opérant à plus basse fréquence ( $\sim 100$  GHz) que ceux mentionnés au dessus, sont aussi en activité, parmi lesquels celui de Nobeyama au Japon (6x10 mètres) et l'Australia Telescope Compact Array (5x22 mètres).

## Chapitre 4

# Le réseau ALMA

La mise en service à partir de 2012 de l'interféromètre ALMA a été l'une des motivations premières de ce travail de thèse, où les performances des mesures avec les instruments disponibles sont comparées à celles attendues pour ALMA. Le présent chapitre s'attache à décrire les caractéristiques techniques du réseau telles qu'elles sont définies aujourd'hui, les objectifs et l'avancement du projet. Des estimations chiffrées de sa sensibilité, sa résolution et de sa capacité de couverture du plan  $(u, v)$  sont aussi données.

### 4.1 Projet et objectifs scientifiques

L'intérêt scientifique pour un réseau interférométrique millimétrique à très grande échelle se traduit aujourd'hui par le projet ALMA (Atacama Large Millimeter Array), mené conjointement par un organisme européen (l'ESO), et des institutions américaines, canadiennes, japonaises, taiwanaises et chiliennes. ALMA sera situé à 5000 mètres d'altitude, sur le plateau de Chajnantor au Chili (voir figure 4.1). Ce site, très proche de celui d'APEX, présente des qualités atmosphériques exceptionnelles (voir figure 4.2), meilleures qu'au sommet du Mauna Kea, avec une opacité à 225 GHz inférieure à 0.035 pendant 25% du temps.

La configuration du réseau est désormais fixée à un réseau principal de 50 antennes de 12 mètres de diamètre (64 antennes étaient prévues initialement), avec en complément un réseau compact (Atacama Compact Array ou ACA) de 4 antennes de douze mètres plus 12 de sept mètres. Le réseau principal se distribuera sur un ensemble de 186 stations sur le plateau, avec des lignes de bases de 150 m à 14 kilomètres (et éventuellement plus grandes encore). Les effets de la décorrélation atmosphérique sur les plus grandes lignes de bases seront atténués par l'utilisation d'un radiomètre à 183 GHz, qui compensera partiellement le déphasage par mesure du rayonnement dans une bande d'absorption de l'eau non optiquement épaisse, sur chaque antenne (sur le même principe que le radiomètre à 22 GHz au PdBI). Pour mesurer les plus petites fréquences spatiales, et ainsi permettre l'imagerie des grandes structures, le réseau compact sera réparti dans un rayon de 50 mètres. Ce réseau pourra aussi être utilisé comme un ensemble d'antennes uniques, grâce à un "wobbler" placé sur les subréflecteurs, qui permettra de faire des mesures de type "on-off".

Au total, pas moins de 7000 m<sup>2</sup> d'aire collectrice sont totalisés, soit 6 fois plus qu'au PdBI.

La qualité du site d'ALMA va permettre d'observer à de hautes fréquences, et toutes les fenêtres

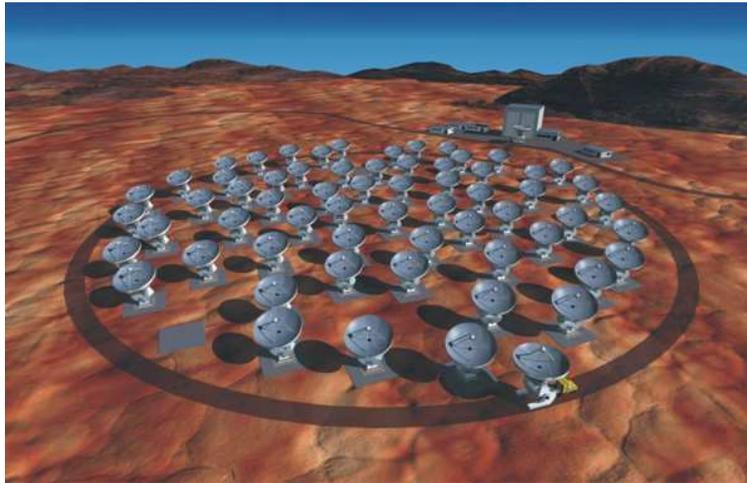


Fig. 4.1: Vue d'artiste du réseau ALMA

atmosphériques entre 30 et 950 GHz devraient être recouvertes par 10 récepteurs, dont seuls quatre seront disponibles dès 2012 (bandes 3, 6, 7 et 9, voir figure 4.2). Pour l'instant, les quelques récepteurs déjà construits présentent des performances excellentes, au-delà du cahier des charges (voir tableau 4.1). Par exemple pour la bande 6 (211-275 GHz), la  $T_{rec}$  mesurée est de  $\sim 40$  K seulement.

Toutes les bandes, à l'exception de la bande 5 (163-211 GHz) offriront une double polarisation, ce qui se traduit par une largeur de bande double pour les observations non polarisées (et donc un facteur  $\sqrt{2}$  sur la sensibilité).

Les mesures des plus de 1200 lignes de bases seront transmises à un corrélateur qui intégrera le signal de 8 GHz de bande, pour fournir au maximum une résolution de 31 kHz.

Etant donné le nombre considérable de lignes de base, les étapes de calibration des visibilité en phase, amplitude et flux seront dans un premier temps effectuées automatiquement (*pipeline* de réduction de données CASA) par les équipes permanentes. Les premières détections de franges sur le site d'ALMA sont prévues pour 2009 (avec 3 antennes), et le site devrait être totalement opérationnel fin 2012. Dès la mise en service des premiers récepteurs, certains projets marquants pourront être mis en place, en particulier pour l'étude des milieux interstellaires et des zones de formation stellaire et planétaire. La haute résolution angulaire permettra de cartographier ces zones avec une précision jamais atteinte, et de mesurer sur la carte des rapports isotopiques, ou des mouvements du gaz (par cartographie des décalages Doppler). D'autre part la grande bande de fréquences est adaptée pour l'étude chimique des nuages interstellaires. Enfin la sensibilité du réseau pourrait être suffisante pour détecter des raies de CO dans des galaxies très éloignées (et donc à fort *redshift*).

ALMA permettra aussi de réaliser de nombreux projets concernant les sciences planétaires, qui ne sont pas faisables avec l'instrumentation actuelle, et qui pourraient apporter des résultats importants pour la connaissance des atmosphères et des surfaces planétaires. Certains de ces projets sont présentés plus en détail dans cette thèse.

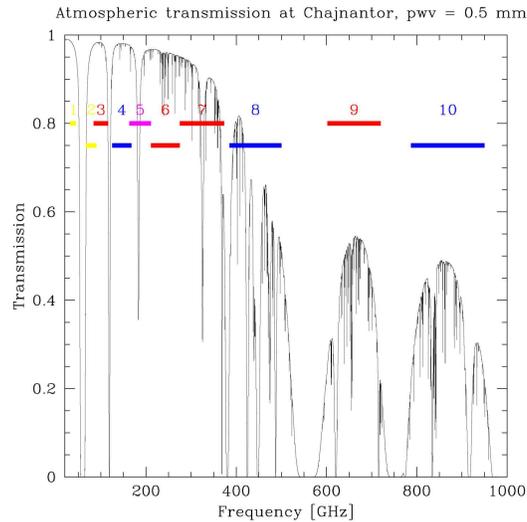


Fig. 4.2: Transmission atmosphérique en fonction de la fréquence sur le site d'ALMA, calculée pour 0.5 mm d'eau. Les emplacements des bandes de fréquences prévues sont indiqués. Source : <http://www.apex-telescope.org/sci/facilities/alma>.

## 4.2 Estimation de la sensibilité

Même si tous les récepteurs d'ALMA ne sont pas encore construits et testés, une estimation de la sensibilité attendue aux différentes fréquences (en mode continu et en mode spectral) peut être donnée à partir du cahier des charges des récepteurs. Ces valeurs seront utilisées dans la suite de la thèse pour évaluer l'apport d'ALMA aux différents types de projets.

Une estimation précise de la sensibilité de l'instrument doit prendre en compte :

- la température système ( $T_{sys}$ ), définie par l'équation 1.8 en fonction de  $T_{rec}$  et  $\tau$ . Les performances (attendues ou mesurées) en température récepteur sont reportées dans le tableau 4.1. La transmission atmosphérique (voir figure 4.2) varie fortement selon la quantité de vapeur d'eau précipitable dans l'atmosphère ( $p_{wv}$  pour Precipitable Water Vapour). Ainsi pour chaque fréquence d'observation, il faut déterminer jusqu'à quelle  $p_{wv}$  maximale les observations sont possibles.

Dans un souci de simplicité et d'homogénéité avec le simulateur de sensibilité ALMA ([www.eso.org/sci/facilities/alma/observing/tools/etc/index.html](http://www.eso.org/sci/facilities/alma/observing/tools/etc/index.html)), nous utiliserons le modèle de  $T_{sys}(\nu)$  proposé dans Moreno and Guilloteau (2002), qui est représenté dans la figure 4.3. Ce modèle adopte une vapeur d'eau à 0.5 mm au-dessus de 500 GHz, et de 2.3 mm au-dessous.

- l'efficacité d'antenne,  $\eta_a$ . Les valeurs calculées pour une précision de surface de 25  $\mu\text{m}$  dans Butler and Wootten (1999) sont reportées dans le tableau 4.1. Sur les premières antennes disponibles, une précision de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$  est mesurée, ce qui améliorerait l'efficacité jusqu'à 20% aux hautes fréquences.

D'après De Breuck (2005), une bonne approximation de la sensibilité d'ALMA est obtenue par :

$$S = \frac{2.6 \times 10^6 T_{sys}}{\eta_a N \oslash^2 \sqrt{\delta\nu \delta t}} mJy \quad (4.1)$$

où  $\delta\nu$  est la largeur de bande,  $\delta t$  le temps d'intégration,  $N$  le nombre d'antennes et  $\oslash$  leur diamètre en mètres. Nous introduirons aussi dans ce calcul l'effet de la décorrélation atmosphérique, qui ne joue pas

à proprement parler sur la sensibilité, mais diminue le signal émis par la source d'un facteur  $\eta_{atm}$  qui dépend du rms moyen de la phase (voir section 2.4). Nous supposons dans la suite un rms de phase de  $30^\circ$ , indépendamment de la fréquence d'observation.

Pour une observation du continu, la meilleure sensibilité est obtenue en intégrant sur une bande de fréquences la plus grande possible, ce qui correspond sur ALMA, en utilisant les deux polarisations disponibles, à 16 GHz de bande passante. Le tableau 4.1 donne les valeurs de sensibilité pour une mesure de continu, estimées pour différentes bandes de fréquences, pour le nombre d'antennes initialement prévu (64) (les valeurs de sensibilité atteintes avec la configuration à 50 antennes sont plus élevées d'environ 30%). Comme on s'y attendait, ces valeurs sont bien meilleures que ce qui est disponible sur les instruments actuels (facteur 50 sur la sensibilité à 230 GHz par rapport à l'IRAM-30m avec MAMBO), et la variation de la sensibilité avec la fréquence est dominée par la variation de la  $T_{sys}$ .

La sensibilité obtenue pour une observation spectrale avec une résolution de 40 kHz (par analogie avec la liste de sensibilités du tableau 3.1) est aussi donnée dans le tableau 4.1. ALMA devrait améliorer la sensibilité en mode raie d'un facteur 25 par rapport aux récepteurs du PdBI à 230 GHz, et d'un facteur  $\sim 300$  à 670 GHz par rapport aux récepteurs du SMA.

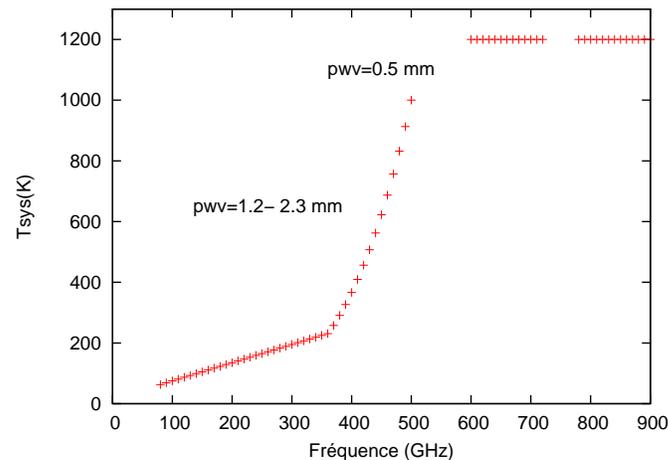


Fig. 4.3: Modèle de température système attendue en fonction de la fréquence pour une source à  $50^\circ$  d'élévation, extrait de Moreno and Guilloteau (2002). Les conditions sur la quantité d'eau dans l'atmosphère varient selon la fréquence.

### 4.3 Simulation de la cartographie avec ALMA

ALMA, avec ses lignes de bases pouvant aller jusqu'à 14 km, devrait en théorie atteindre une résolution spatiale de 7 milli-arcsecondes (mas) à très haute fréquence (850 GHz), et de 25 mas à 230 GHz. Une telle résolution spatiale ne permet cependant pas seule de produire une cartographie de bonne qualité, elle doit être combinée à une bonne couverture du plan  $(u, v)$ , et à un niveau suffisant du rapport signal sur bruit.

Pour avoir une idée des performances d'ALMA pour l'imagerie, nous avons utilisé le simulateur ALMA (Pety et al., 2002) disponible sous GILDAS. Le simulateur génère une couverture  $(u, v)$  qui prend en compte :

Bande	$\nu$ (GHz)	Trec (K)	$\eta_a$	pwv (mm)	$\tau_z$	$T_{sys}$ (K)	Sensibilité continu (mJy/lobe)	Sensibilité raie (mJy/lobe)	HPBW (")
3	110	37	0.79	2.3	0.05	81	0.006	1.5	56
6	230	83	0.75	2.3	0.05	153	0.012	3.0	28
7	345	147	0.70	2.3	0.10	219	0.019	4.8	18
8	460	196	0.63	0.5	0.30	687	0.065	16	12
9	675	175	0.48	0.5	0.35	1200	0.150	38	9
10	850	230	0.36	0.5	0.35	1200	0.200	51	7

Tab. 4.1: Performances attendues des récepteurs d'ALMA à différentes fréquences. La  $T_{sys}$  est tirée de Moreno and Guilloteau (2002), l'efficacité d'ouverture de Butler and Wootten (1999), les températures récepteur de <http://www.eso.org/sci/facilities/alma/>. La sensibilité calculée pour le continu est celle atteinte après une heure d'observation sur une bande de 8 GHz à double polarisation, avec la configuration initialement prévue à 64 antennes. La sensibilité en mode raie est calculée pour une résolution spectrale de 40 kHz à double polarisation, après une heure d'observation avec à 64 antennes.

- la configuration du réseau, en considérant 64 antennes,
- la durée de l'observation, et leur moment par rapport au passage au méridien de la source,
- la déclinaison de la source.

Un exemple de couverture  $(u, v)$  pour une heure d'observation est donné dans la figure 4.4.

Le simulateur calcule aussi le rms en amplitude en en phase des observations, selon la  $T_{sys}$  à chaque fréquence (donnée au tableau 4.1), la résolution spectrale et la décorrélation atmosphérique, associant ainsi une barre d'erreur à chaque visibilité. Selon le niveau de bruit thermique et de phase obtenu, les visibilités sont ensuite bruitées de façon à simuler de façon réaliste des observations réelles.

Grâce à cette couverture  $(u, v)$  synthétique, un modèle de distribution de brillance est transformé en visibilités bruitées. La table  $(u, v)$  ainsi obtenue peut être déconvoluée, en utilisant les outils pour les instruments actuels (dans notre cas, les algorithmes implémentés dans GILDAS). La qualité de l'imagerie peut être évaluée grâce à l'estimation de la fidélité (comparaison du modèle à l'image finale), aux erreurs d'ajustement dans le plan  $(u, v)$  et au niveau de signal sur bruit par lobe.

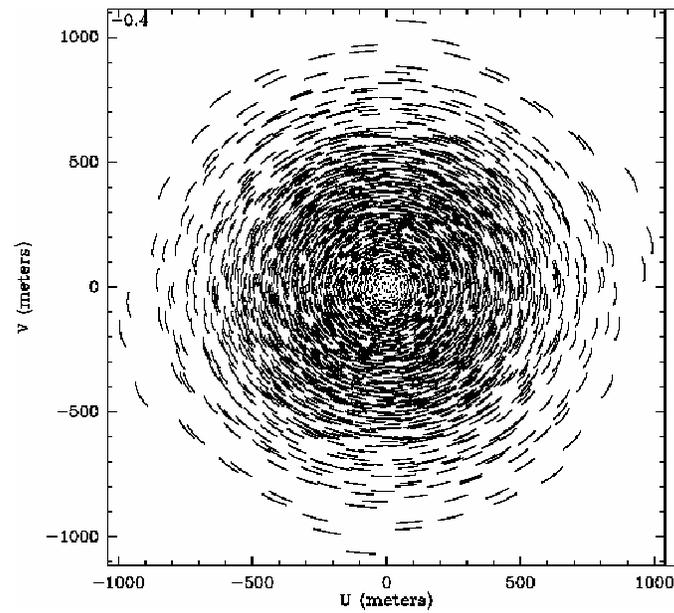


Fig. 4.4: Couverture du plan  $(u, v)$  par le réseau ALMA pour une configuration c (1000 mètres de lignes de base) et une observation d'une heure.

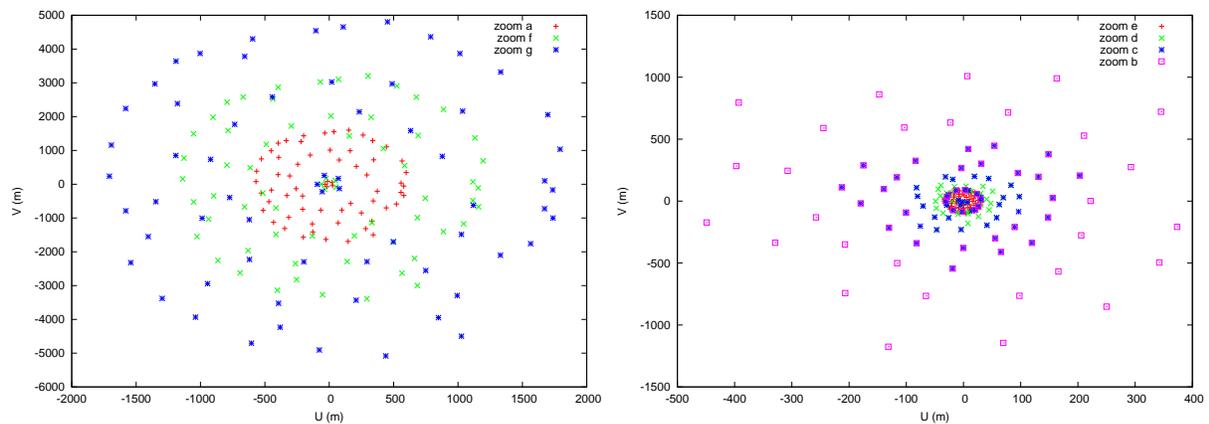


Fig. 4.5: Configurations étendues (gauche) et compactes (droite) des antennes ALMA utilisées pour les simulations.

Deuxième partie

Atmosphères



## Chapitre 5

# Description et modélisation de l'émission thermique d'une atmosphère

Comme toute matière à une certaine température, les gaz émettent un rayonnement thermique. Cette émission s'observe principalement à certaines fréquences, qui, dans le domaine millimétrique, correspondent aux transitions entre les niveaux d'énergie rotationnels. Grâce à la présence de nombreuses raies fortes, ce domaine de longueurs d'ondes est particulièrement adapté à l'étude de certains gaz (CO, HCN, H<sub>2</sub>O, SO<sub>2</sub>,...) présents dans les atmosphères planétaires.

Ce chapitre montre comment estimer le spectre de l'émission thermique d'un gaz, selon sa composition, sa température et sa densité. Les équations du transfert radiatif dans une atmosphère, qui sont implémentées pour modéliser les observations, sont présentées avec les notations de Atreya (1986).

### 5.1 Emission d'un gaz dans le domaine millimétrique

#### 5.1.1 Population des niveaux d'énergie d'une molécule

La structure énergétique d'une molécule dépend de ses caractéristiques électroniques (niveaux d'énergie électroniques quantiques) et des états de rotation et vibration qui peuvent être atteints par ses liaisons atomiques, qui sont aussi quantifiés. Dans le cas d'un gaz à l'équilibre thermodynamique local (ETL), la température cinétique du gaz (température liée au mouvement des molécules), détermine la population relative en molécules dans les différents niveaux d'énergie, selon la loi de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{N_a}{N_b} = \frac{g_a}{g_b} \exp(-\Delta E/kT_{cin}) \quad (5.1)$$

où  $N_a$  et  $N_b$  sont le nombre de molécules dans les niveaux a et b,  $g_a$  et  $g_b$  leurs poids statistiques,  $\Delta E$  leur différence d'énergie et  $k$  la constante de Boltzmann.

Si un système est hors ETL, on peut néanmoins définir pour chaque transition entre deux niveaux d'énergie une température de raie, qui rend compte de la population effective des niveaux.

### 5.1.2 Emission thermique d'un gaz

Une portion de gaz à la température cinétique  $T$  émet un rayonnement thermique sous forme de raies. La fonction source de l'émission dans chaque raie correspond à la brillance  $B(\nu)$  pour la température de raie (égale à  $T$  si le gaz est à l'ETL), définie par la loi de Planck (équation 1.1). Les fréquences centrales  $\nu_0$  des raies correspondent aux transitions entre deux niveaux d'énergie vibrationnels et/ou rotationnels dont la différence d'énergie est  $\Delta E$ , telle que  $\Delta E = h\nu_0$  où  $h$  est la constante de Planck. Les raies ro-vibrationnelles correspondent à des fréquences dans l'infrarouge, et les raies rotationnelles à des fréquences dans le domaine millimétrique.

Le passage d'un niveau rotationnel à un autre n'est autorisé que pour les molécules qui présentent un moment dipolaire permanent. Cependant, les collisions entre molécules peuvent permettre aux molécules sans dipôle permanent d'acquérir un dipôle temporaire, qui autorise l'émission rotationnelle : celle-ci se traduit alors par l'apparition de raies extrêmement larges, qui peuvent être assimilées à une émission continue (continu collisionnel).

### 5.1.3 Intensité et largeur d'une raie rotationnelle

Toute transition entre deux niveaux rotationnels ou ro-vibrationnels se caractérise par une intensité intrinsèque  $S$ , qui quantifie la probabilité d'absorption ou d'émission d'un photon dans la raie. L'intensité est déterminée par les propriétés de la molécule (moment dipolaire), la force d'oscillateur de la raie et les populations respectives des niveaux en jeu. A l'ETL, l'intensité varie donc en fonction de la température cinétique  $T$ . Dans les bases de données spectroscopiques (telles que GEISA, HITRAN, CDMS, ...) sont listées les intensités à 300 K (en cm/molécule) qui peuvent être converties en intensités à la température  $T$  en tenant compte de la différence entre les populations à 300 K ( $T_0$ ) et  $T$ , par :

$$S(T) = S(T_0) \frac{Q_{rot}(T_0)}{Q_{rot}(T)} \frac{Q_{vib}(T_0)}{Q_{vib}(T)} \exp\left(\frac{-hE_{min}}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \frac{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_0}}} \quad (5.2)$$

où  $Q_{rot}(T)$  est la fonction de partition des niveaux rotationnels,  $Q_{vib}(T)$  la fonction de partition des niveaux vibrationnels et  $E_{min}$  l'énergie du niveau inférieur de la transition en  $\text{cm}^{-1}$ . A noter que la fonction de partition rotationnelle varie approximativement en  $T^\beta$  avec  $\beta$  un paramètre proche de 1.5 si la molécule est non-linéaire, et proche de 1 si elle est linéaire. La fonction de partition vibrationnelle est elle généralement proche de 1.

L'émission dans une raie n'est cependant pas nulle en dehors de sa fréquence centrale, et il faut prendre en compte certains effets qui élargissent la raie en lui donnant une forme :

- l'élargissement Doppler :

Le mouvement thermique des particules agit sur la largeur de la raie par effet Doppler. En effet une molécule qui émet un photon possède une vitesse projetée dans la direction de la ligne de visée. Selon la direction de la trajectoire et la vitesse de la source, le rayon émis est plus ou moins décalé vers les fréquences plus basses (si la source s'éloigne) ou plus hautes (si la source se rapproche). L'émission apparaît donc à une fréquence différente de sa fréquence centrale.

Dans une portion d'atmosphère, l'ensemble des particules est en mouvement avec des directions et des vitesses individuelles, et la distribution des vitesses projetées vers la ligne de visée est de type gaussien,

avec une moyenne nulle. L'émission totale de toutes les particules n'est donc pas décalée spectralement, mais de l'émission apparaît symétriquement de chaque côté de la fréquence centrale  $\nu_0$ , avec une forme gaussienne. Pour décrire le spectre de l'émission du gaz, on définit un coefficient d'absorption par molécule  $\alpha(\nu, T)$  (en  $\text{cm}^2/\text{molécule}$ ) :

$$\alpha(\nu, T) = S(T) \frac{c}{\nu_0} \sqrt{\frac{m}{2kT\pi}} e^{-\frac{(\Delta\nu)^2 c^2 m}{2\nu_0^2 kT}} = S(T) \frac{e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta_D}\right)^2}}{\Delta_D \sqrt{\pi}} \quad (5.3)$$

avec  $\Delta\nu = \nu - \nu_0$  l'écart à la fréquence centrale,  $m$  la masse molaire du composé considéré,  $k$  la constante de Boltzmann et  $\Delta_D$  la demi-largeur de raie (à  $1/e$ ) associée à l'élargissement Doppler, soit :

$$\Delta_D(T) = 2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (5.4)$$

- l'élargissement naturel :

La durée de vie de l'état énergétique d'une molécule est finie. En conséquence, d'après l'inégalité fondamentale d'Heisenberg ( $\Delta E \Delta t > \frac{h}{2\pi}$ ), il existe une incertitude sur l'énergie de cet état, d'autant plus grande que sa durée de vie est petite. Puisque la fréquence d'émission d'une raie dépend de la différence d'énergie entre deux états, l'incertitude sur leurs énergies produit une incertitude sur la fréquence émise, qui se traduit par un élargissement de la raie autour de la fréquence centrale. Cet effet est négligeable aux fréquences considérées.

- l'élargissement collisionnel :

Dans un milieu où des collisions entre particules sont possibles, les transferts d'énergie entre particules provoquent des transitions énergétiques, qui ont pour conséquence une diminution du temps de vie des états. Toujours de part l'inégalité d'Heisenberg, ceci augmente l'incertitude sur l'énergie des états, et produit donc un élargissement en fréquence des transitions entre états. La forme donnée par cet effet à la raie sera de type lorentzien, et dépend des conditions de température et de pression du gaz :

$$\alpha(\nu, T, P) = \frac{S\nu_0}{\pi} \frac{\Delta\nu_c(P, T)}{\Delta\nu^2 + (\Delta\nu_c(P, T))^2} \quad (5.5)$$

où  $\Delta\nu_c(P, T)$  est la demi-largeur de raie (à mi-hauteur) associée à l'élargissement collisionnel, définie par

$$\Delta\nu_c(P, T) = \Delta\nu_c(P_0, T_0) \frac{P}{P_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^n \quad (5.6)$$

où  $\Delta\nu_c(P_0, T_0)$  est la largeur collisionnelle pour une température  $T_0$  et une pression  $P_0$ , et  $n$  un facteur dépendant des molécules en jeu dans les collisions.

Quand les deux principales sources d'élargissement sont présentes, les raies ont un profil de Voigt, convolution d'un profil Doppler et d'un profil Lorenz. Pour une portion de gaz, on appelle coefficient d'absorption volumique  $k(\nu)$  (en  $\text{cm}^{-1}$ ) le coefficient d'absorption par molécule multiplié par la densité locale en molécules  $[N]$  :

$$k(\nu) = [N]\alpha(\nu, P, T) \quad (5.7)$$

Le calcul de ce coefficient, qui décrit aussi bien l'émission que l'absorption du rayonnement par la portion de gaz, est nécessaire pour estimer le rayonnement sortant du gaz en connaissant le rayonnement entrant, ce qui est l'objet des calculs de transfert radiatif.

## 5.2 Modélisation d'une atmosphère et transfert radiatif

Une atmosphère planétaire peut être décrite par plusieurs paramètres (température, pression, composition, abondance des gaz), qui sont susceptibles de varier avec l'altitude (profils verticaux), l'heure locale et la latitude (profils horizontaux). Chaque portion de gaz rayonne son émission thermique propre et absorbe le rayonnement ambiant, qui est principalement constitué du rayonnement thermique provenant des autres sources (gaz et surface). Nous allons ici montrer comment, avec quelques simplifications, il est possible de calculer le rayonnement total émergent d'une atmosphère planétaire.

### 5.2.1 Les équations du transfert radiatif

On considère qu'un rayonnement reçu est originaire des sources situées le long de la ligne de visée (et donc qu'il n'a pas été dévié par la diffusion durant la traversée de l'atmosphère, voir figure 5.1). Pour estimer la totalité du rayonnement émis par une planète, nous sommes les rayonnements émis dans chaque ligne de visée vers la planète.

En considérant le cas d'une atmosphère à l'équilibre thermodynamique local, l'intensité  $I(\nu, z)$

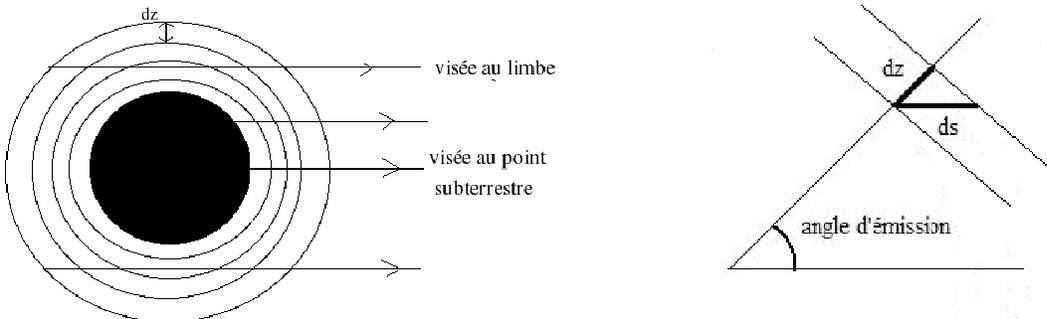


Fig. 5.1: Schémas de la géométrie adoptée dans le calcul de transfert. A gauche : modèle d'atmosphère en couches concentriques. A droite : approximation plan-parallèle.

d'un rayonnement sortant d'une couche d'atmosphère d'épaisseur traversée  $ds$  à l'altitude  $z$  est la solution de l'équation de transfert :

$$\frac{dI(\nu, z)}{ds} = k(\nu, z)(I(\nu, z) - S(\nu, z)) \quad (5.8)$$

où  $S(\nu, z)$  est la fonction source de l'atmosphère. Etant donné que l'on néglige la diffusion (elle est négligeable quand la longueur d'onde est bien plus grande que la taille des particules), la fonction source est  $B(\nu, T(z))$ , la loi de Planck pour un corps noir à la température  $T(z)$ .

On définit l'opacité  $d\tau(\nu)$  d'une portion d'atmosphère  $ds$  considérée par :

$$d\tau(\nu) = k(\nu, z)ds \quad (5.9)$$

et l'épaisseur optique  $\tau(\nu, z)$  traversée par le rayonnement à partir de la couche à l'altitude  $z$  (vers l'observateur) par :

$$\tau(\nu, z) = \int_z^\infty k(\nu, z)ds = \int_z^\infty d\tau(\nu) \quad (5.10)$$

Nous donnons ici la solution de l'équation de transfert dans le cas de l'approximation plan-parallèle, où l'on considère que l'atmosphère est une superposition verticale de couches parallèles et planes d'épaisseur infinitésimale  $dz$ , chaque couche ayant une température  $T$  et une densité locale en molécules  $\rho$  déterminées. Pour chaque couche d'épaisseur  $dz$ , l'épaisseur  $ds$  d'atmosphère traversée par un rayon lumineux augmente avec l'angle d'émission  $\theta$  (angle entre la normale à la couche d'atmosphère considérée plane et la ligne de visée, voir figure 5.1) selon :

$$ds = dz/\cos(\theta) = dz/\mu \quad (5.11)$$

On appelle sécante le facteur  $1/\mu$ . Cette approximation n'est pas valable au voisinage des limbes.

Dans le cas d'une atmosphère semi-infinie, avec une base à l'altitude  $z=0$ , le rayonnement observé à la sortie de l'atmosphère est la solution de l'équation de transfert :

$$I(\nu) = I_0 e^{-\tau(\nu,0)/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_0^\infty k(\nu, z)B(\nu, T(z))e^{-\tau(\nu, z)/\mu} dz \quad (5.12)$$

ou :

$$I(\nu) = I_0 e^{-\tau(\nu,0)/\mu} + \int_0^\infty B(\nu, T(z))d(e^{-\tau(\nu, z)/\mu}) \quad (5.13)$$

avec  $I_0$  le rayonnement présent avant la traversée de l'atmosphère. Dans le cas où une source de rayonnement thermique continu à la température  $T_c$  (surface, nuage) se trouve derrière la couche d'atmosphère, alors :

$$I_0 = \varepsilon B(\nu, T_c) \quad (5.14)$$

où  $\varepsilon$  est l'émissivité de la source. Cette émission, au départ un continuum, est donc absorbée par la traversée de l'atmosphère autour des fréquences des raies rotationnelles.

La contribution à l'émission totale d'une couche comprise entre les altitudes  $z_1$  et  $z_2$  (assez proches pour que la densité et la température  $y$  soient égales) est :

$$C(\nu) = B(\nu, T_1)(e^{-\tau(\nu, z_1)/\mu} - e^{-\tau(\nu, z_2)/\mu})/dz = B(\nu, T_1) \frac{d(e^{-\tau(\nu, z)/\mu})}{dz}(z_1) \quad (5.15)$$

soit :

$$C(\nu) = B(\nu, T_1)W(\nu, z_1) \quad (5.16)$$

où  $W(\nu, z) = \frac{d(e^{-\tau(\nu, z)/\mu})}{dz}$  est appelée fonction poids. L'équation de la solution du transfert radiatif peut alors s'écrire :

$$I(\nu) = I_0 e^{-\tau(\nu,0)/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_0^\infty B(\nu, T(z))W(\nu, (z))dz \quad (5.17)$$

### 5.2.2 Interprétation d'un profil de raie

Nous avons vu que le profil d'une raie produit par une portion de gaz est façonné par les effets d'élargissement Doppler et collisionnel. La raie peut être modélisée par un profil de Voigt qui, selon la pression du gaz, est dominé par le profil lorentzien (de l'élargissement collisionnel) ou gaussien (de l'élargissement Doppler).

Dans le cas d'un rayonnement ayant traversé toute une atmosphère, le profil de raie obtenu en sortie est plus complexe. En effet chaque couche d'atmosphère possède sa propre température et pression, et donc son propre régime d'élargissement et sa propre fonction source. De plus les couches supérieures agissent comme un masque sur les couches inférieures, dont elles absorbent l'émission et la réémettent. Dans une colonne optiquement mince ( $\tau \ll 1$ ), on considère que toutes les couches d'atmosphère contribuent, et que le contraste de la raie varie linéairement à la densité de colonne de la molécule concernée. Par contre dans une colonne optiquement épaisse ( $\tau \gg 1$ ), l'atmosphère est opaque à partir d'une certaine altitude, et les couches les plus basses ne contribuent plus.

Pour mieux comprendre l'origine d'une forme de raie, on peut remarquer que l'altitude  $z_{max}(\nu)$  où la fonction de contribution (équation 5.15) est maximale pour une raie donnée, varie avec la structure verticale de l'atmosphère (profils de température et de densité), l'angle d'émission  $\theta$ , et l'écart à la fréquence centrale de la raie  $\Delta\nu$ .

Si l'on considère une atmosphère isotherme, l'altitude  $z_{max}(\nu)$  est aussi celle où la fonction poids  $W(\nu, z)$  est la plus forte, et  $z_{max}(\nu)$  diminue lorsque l'écart à la fréquence centrale augmente, car  $\tau(\nu)$  est maximal pour  $\nu = \nu_0$  (s'il n'y a pas de décalage Doppler dû à la vitesse de la source). Donc les parties extérieures de la raie (ailes) sondent des altitudes moins élevées que le coeur de raie.

Dans le cas d'une atmosphère non isotherme, les profils de température et de densité vont modifier l'altitude  $z_{max}(\nu)$ , mais, si les profils ne sont pas trop pentus, la variation de la contribution des couches reste dominée par la variation de la fonction poids.

Ainsi, puisque chaque région de la raie sonde une altitude différente, où la fonction source et la pression - et donc le mécanisme d'élargissement des raies - est différente, on peut remonter au profil vertical de température (ou de densité) par l'analyse de la forme de la raie.

Comme le montre l'équation 5.12, dans le cas où une source d'émission continue est présente (surface, nuage ou continu collisionnel gazeux), la différence entre la fonction source du continu  $B(T_c)$  et la fonction source de la couche atmosphérique d'altitude  $z_{max}$  ( $B(T(z_{max}))$ ) détermine si la raie est vue en émission ou en absorption, pour chaque fréquence. L'altitude où se forme l'émission continue, ainsi que le profil vertical de température et de pression de l'atmosphère sont donc des paramètres nécessaires pour prédire ou modéliser le profil d'une raie.

Dans le cas d'une atmosphère ténue ( $p \ll 1$  bar) sur une planète solide, en-dehors des fréquences des raies rotationnelles où l'on observe le rayonnement de l'atmosphère, l'atmosphère est transparente. L'émission continue est donc constituée par l'émission thermique de la surface. Ceci est le cas pour Io, qui est étudié au chapitre 6. Puisque les modèles thermiques de l'atmosphère (voir figure 5.2) prévoient une température du gaz croissante avec l'altitude et plus forte que celle de la surface, les raies apparaissent en émission, et leur profil est gaussien étant donné les faibles pressions.

Dans le cas d'une atmosphère plus dense, le gaz peut émettre un continu collisionnel (voir paragraphe 5.1.2), dont l'origine se trouve typiquement autour de l'altitude correspondant à un bar de pression. Cette émission est opaque, selon la fréquence observée, à partir d'une certaine altitude. C'est la fonction source à cette altitude qui constitue la fonction source de l'émission continue.

Dans l'exemple de Vénus, décrit au chapitre 7.4.3, le profil de température est décroissant au-dessus de la zone de formation du continu, ce qui explique que les raies du CO sont vues en absorption.

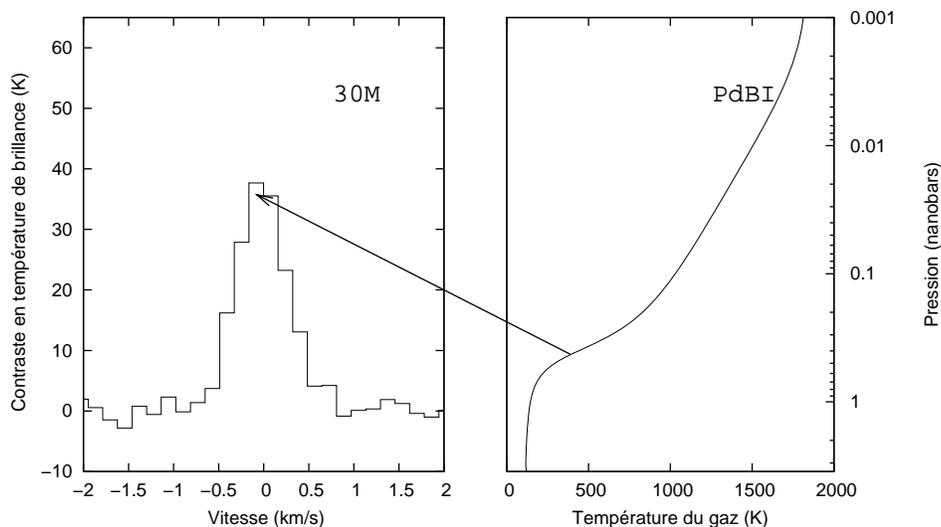


Fig. 5.2: A gauche : raie du  $\text{SO}_2$  à 216.643 GHz sur Io observée à l'IRAM-30m (voir paragraphe 6.3.1). A droite : un exemple de modèle de profil vertical de température, issu de Strobel et al. (1994), avec une pression au sol de 3.5 nanobars.

La forte variation de la pression dans la gamme d'altitudes sondées par la raie  $\text{CO}(1-0)$  explique sa forme particulière (voir figure 5.3) : elle présente un coeur dominé par le profil Doppler (cette région est sensible aux couches d'atmosphère les plus élevées, où la densité est assez faible), alors que les ailes, qui sont sensibles aux couches plus basses et denses, sont très larges et de forme lorentzienne.

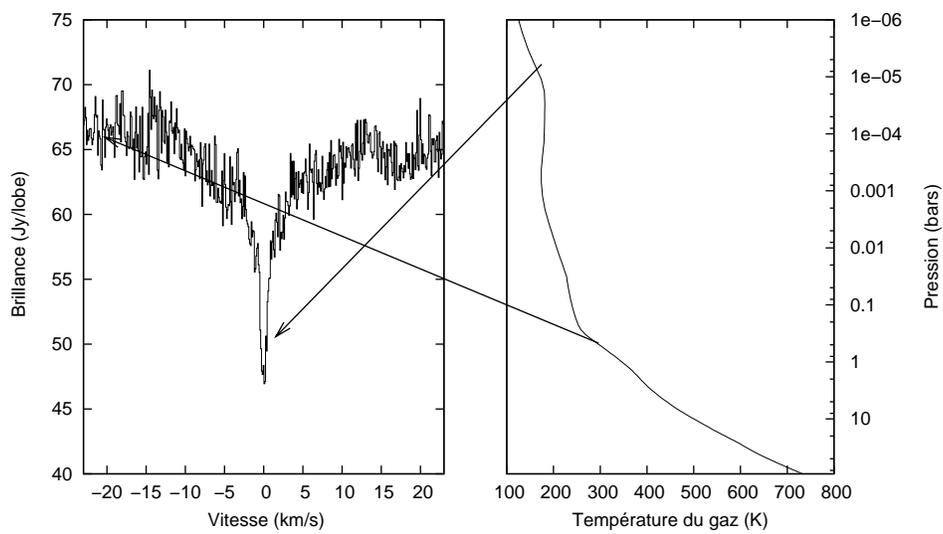


Fig. 5.3: A gauche : raie du CO(1-0) à 115.271 GHz sur Vénus observée au PdBI sur le côté nuit (voir paragraphe 7.2.2). A droite : profil vertical de température.

## Chapitre 6

# Etude de l'atmosphère de Io

Le satellite galiléen Io est un corps à part parmi les objets du système solaire, et qui, malgré les nombreuses campagnes d'observation au sol, avec Hubble (HST) et des sondes spatiales (Pioneer, Voyager, Galileo, New Horizons), reste encore mystérieux par bien des aspects. De par la proximité de Jupiter, les forces de marées exercées par ce dernier sur Io sont extrêmement intenses, et sont à l'origine de la fusion du manteau, qui se traduit par une activité volcanique d'une intensité exceptionnelle. Cette activité interne avait été prédite par Peale et al. (1979) avant même la détection des premiers panaches volcaniques par Voyager (Strom et al. (1979), voir figure 6.1). Aujourd'hui une quinzaine de panaches (désignés dans la suite par le terme anglais *plume*), dont l'activité semble intermittente, ont été détectées. Les gaz éjectés de l'intérieur de Io forment une fine couche atmosphérique, dont une petite partie s'échappe pour rejoindre un tore de particules ionisées autour de Jupiter.

Cette atmosphère très ténue, dont la pression au sol n'excède pas quelques nanobars, possède, à l'image de son origine volcanique, une composition unique, avec du SO<sub>2</sub> largement majoritaire (plus de 90%) détecté pour la première fois par Voyager (Pearl et al., 1979) et quelques autres composés : S<sub>2</sub> (Spencer et al., 2000), SO (Lellouch et al., 1996) et NaCl (Lellouch et al., 2003), ainsi que S, O, K, Cl et Na dans des "nuages" à haute altitude.

Une des principales inconnues sur la physique de l'atmosphère de Io est le rôle des différents mécanismes (volcanisme et sublimation de la glace de SO<sub>2</sub> principalement) qui interviennent pour la maintenir de façon permanente, malgré les phénomènes d'échappement. Ces mécanismes ont des conséquences différentes sur la distribution, la structure thermique et la dynamique de l'atmosphère. Cependant la caractérisation physique de l'atmosphère, qui pourrait aider à distinguer les différentes origines possibles, est encore mal établie. Les mesures de la distribution spatiale du gaz, de la densité de colonne et de la température atmosphérique montrent de grandes incohérences entre les différents modes d'observation et d'interprétation. De plus jusqu'à maintenant, aucune information sur la dynamique du gaz n'était disponible. En conséquence, aucun modèle physique cohérent n'a encore pu être construit pour décrire la nature de cette atmosphère et les phénomènes physiques qui y ont lieu, et le principal mécanisme maintenant l'atmosphère n'est pas encore identifié.

Ce chapitre, qui constitue la plus grande portion de cette thèse, présente le travail de réduction, d'analyse et d'interprétation effectué sur des observations millimétriques de l'atmosphère de Io obtenues à l'IRAM-30m, au PdBI et au SMA. Ces observations ont été réalisées dans le but de mesurer, mais aussi - pour la première fois - cartographier l'émission millimétrique thermique dans des raies rotationnelles de SO<sub>2</sub> et SO, ainsi que de détecter une éventuelle dynamique atmosphérique. L'objectif est donc, en

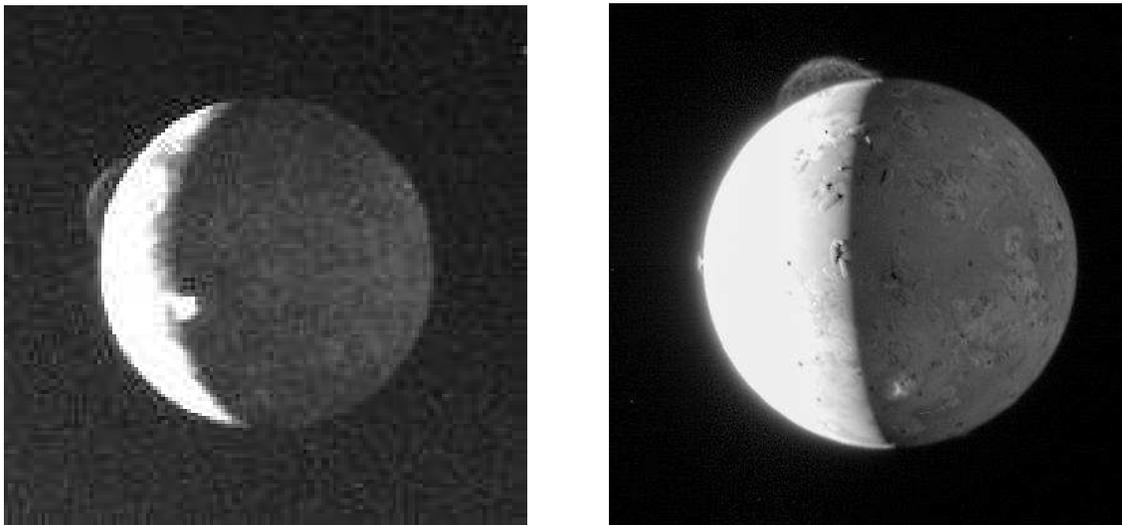


Fig. 6.1: A gauche : première détection de plumes volcaniques sur Io avec Voyager (1979). A droite, presque 30 ans après, Tvashtar en éruption vu par la sonde New Horizons avec LORRI (2007). Credits : NASA/JPL (PIA00379) et NASA/Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory/Southwest Research Institute (PIA09360).

contraignant simultanément la distribution, la température et la dynamique de l'atmosphère ionienne, d'apporter de nouveaux arguments permettant de favoriser le volcanisme ou la sublimation comme mécanisme principal de maintien de l'atmosphère, pour chacune des deux espèces.

Les deux premiers paragraphes présentent le contexte dans lequel s'inscrit cette étude, en exposant quelques modèles théoriques développés pour tenter de décrire l'atmosphère de Io, puis en résumant les résultats obtenus par les différentes techniques d'observation. Dans le troisième et le quatrième paragraphes sont décrites les données et l'analyse effectuée des profils de raies, des cartes interférométriques et de la carte des décalages Doppler mesurée sur un hémisphère au Plateau de Bure. Les modèles physiques et numériques adoptés pour interpréter les données, comprenant notamment un modèle de type hydrostatique et un modèle volcanique, sont exposés dans le cinquième paragraphe. Les différents résultats obtenus sur la température du gaz, la densité de colonne et la localisation spatiale de  $\text{SO}_2$  et  $\text{SO}$ , ainsi que la dynamique globale, sont regroupés dans le sixième paragraphe. Ces résultats, mis en rapport aux observations passées, donnent quelques nouvelles perspectives sur la nature de l'atmosphère de Io.

## 6.1 Modèles physiques de l'atmosphère de Io

Les phénomènes extrêmes et particuliers qui ont lieu à la surface (géothermie) et dans l'atmosphère de Io (interaction avec le tore de plasma, éjection de plumes volcaniques) ont conduit à la construction de modèles physiques théoriques pour prédire la composition, la structure thermique et la dynamique de l'atmosphère de Io. Malheureusement ces modèles sont peu étayés par les quelques résultats obtenus sur les caractéristiques physiques de l'atmosphère ionienne (décrits dans la section 6.2), et de grandes interrogations subsistent. Nous introduisons ici brièvement quelques modèles qui seront utilisés ou évoqués dans la suite pour l'analyse et l'interprétation des données sur lesquelles nous avons travaillé. Des revues plus détaillées se trouvent dans McGrath et al. (2004) et Lellouch et al. (2006).

### 6.1.1 Mécanismes pour la production et le maintien de l'atmosphère

L'origine première du NaCl, SO<sub>2</sub>, SO et S<sub>2</sub> dans l'atmosphère de Io ne fait aucun doute : il s'agit de composés volcaniques issus du dégazage des magmas. Les modèles thermochimiques de Zolotov and Fegley (1998) prévoient leur présence dans les plumes, avec des espèces non encore détectées comme S<sub>2</sub>O. Le taux de production volcanique total est estimé à partir du taux de resurfaçage des cratères (Johnson et al., 1979) à  $\sim 1 \times 10^{31}$  molécules par seconde.

Les espèces atomiques Na, S, S<sub>2</sub>, Cl et O (mais aussi SO) sont, elles, des produits des réactions de photodissociation des composés volcaniques primaires. En tenant compte des efficacités des différentes réactions, Kumar (1982) a prédit une composition chimique avec SO<sub>2</sub> majoritaire et une fraction SO/SO<sub>2</sub> de 1-10%.

Cependant Io est une source de matériel vers le tore ionisé de Jupiter (avec un taux d'échappement d'environ  $1 \times 10^{28}$  molécules par seconde, Spencer and Schneider (1996)). De plus la plupart des espèces gazeuses sont susceptibles de réagir avec le sol, ce qui diminue encore leur temps de vie dans l'atmosphère. On quantifie la probabilité pour une molécule gazeuse de disparaître au contact du sol par le *sticking coefficient*  $\alpha$ .

Ainsi l'espèce la plus abondante, SO<sub>2</sub>, se condense en glace sur un sol froid, mais l'existence d'un équilibre de sublimation entre la phase gazeuse et la phase solide maintient une part (plus ou moins importante selon la température du sol) de gaz non condensable. De la glace de SO<sub>2</sub> a d'ailleurs été détectée par Smythe et al. (1979), et cartographiée par Douté et al. (2001) grâce à Galileo. Le NaCl gazeux, dont la pression de vapeur à l'équilibre est négligeable, se condense lui immédiatement au contact avec la surface. Enfin pour le SO, d'autres réactions chimiques sont suspectées, comme par exemple une transformation en S<sub>2</sub>O et SO<sub>2</sub> par dismutation (Hapke and Graham, 1989).

Ces différents mécanismes agissent comme des puits, et impliquent une source de gaz d'autant plus intense pour expliquer la présence permanente de l'atmosphère ionienne. Ce paragraphe présente les principaux mécanismes de production d'atmosphère possibles.

#### 6.1.1.1 Modèles volcaniques

L'hypothèse la plus instinctive est que certaines zones de la surface de Io (volcans, zones de contact entre lave et glace) introduisent du gaz dans l'atmosphère par l'intermédiaire de plumes volcaniques (panaches d'éjection). Cette éjection doit se faire de façon continue dans son ensemble, pour pouvoir recharger en permanence l'atmosphère. Jusqu'ici, une quinzaine de plumes ont été localisées, principalement par Voyager et Galileo, qui ont pu y détecter de la poussière éjectée, et dans certains cas du SO<sub>2</sub> (Pearl et al., 1979) ou du S<sub>2</sub> gazeux (Spencer et al., 2000). La carte de la figure 6.2 montre la répartition des plumes et de leurs dépôts vue par Galileo. On remarque qu'il y a un maximum de concentration de plumes sur l'hémisphère antijovien (hémisphère opposé à Jupiter, correspondant aux longitudes autour de 180°). Il peut aussi exister des plumes uniquement gazeuses (*stealth plumes*, Johnson et al. (1995)), ce qui a été confirmé par la détection de la plume Acala (Geissler et al., 2001).

McEwen and Soderblom (1983) ont distingué parmi les plumes deux classes, qui correspondent à des types de magmas différents, et qui présentent des caractéristiques physiques très distinctes :

- les plumes de type Pelé (du nom de la plus célèbre plume de ce type) sont très grandes ( $\sim 600$  km de rayon), avec une activité violente et temporellement irrégulière. Seules trois plumes (Pelé, Loki et Tvashtar) ont été identifiées comme appartenant à cette classe,

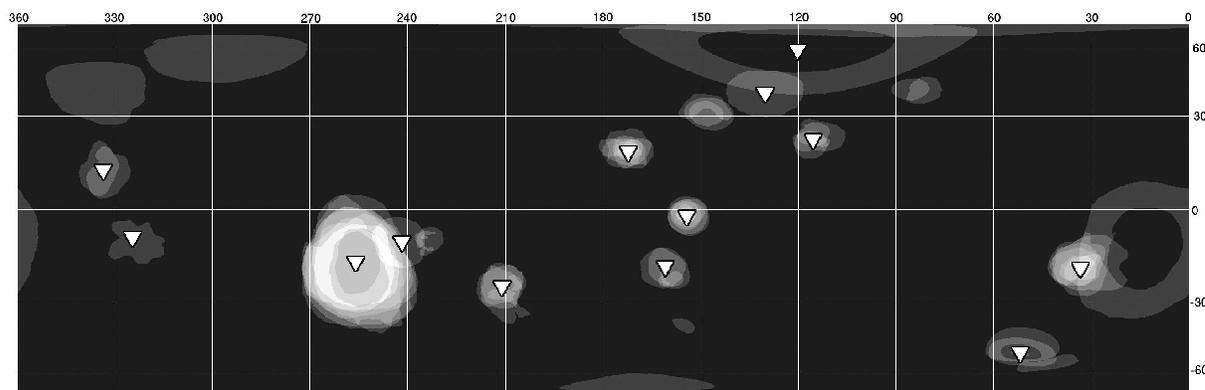


Fig. 6.2: Localisation des plumes volcaniques (triangles) et des dépôts volcaniques observés par Galileo. Les zones grisées correspondent à des dépôts dont on a observé une transformation (aspect, taille) pendant la mission. Figure extraite de Geissler et al. (2004). L'hémisphère arrière (*trailing*) constitue la moitié gauche du planisphère, l'hémisphère avant (*leading*) la moitié droite.

- les plumes de type Prometheus, qui sont plus petites (jusqu'à 200 km de rayon) et ont une activité plus régulière.

Si, compensant à elle seule l'échappement atmosphérique et la condensation au sol, l'éjection volcanique est le mécanisme dominant pour le maintien d'une espèce donnée dans l'atmosphère, on devrait observer :

- que la présence du gaz est limitée à l'extension spatiale des plumes volcaniques, pendant le temps où celles-ci sont actives, ce qui se traduirait par une atmosphère très localisée autour des centres volcaniques, dont la distribution spatiale suit grossièrement la structure des plumes visibles ;
- que la distribution et la quantité du gaz est temporellement variable sur les échelles de temps de vie des plumes volcaniques (quelques semaines ou mois).

Des modèles de transfert radiatif simples de plumes volcaniques ont été tentés dans un premier temps par Lellouch et al. (1994b) avec un ensemble de particules de  $\text{SO}_2$  éjectées ayant des trajectoires ballistiques. Pour reproduire les densités de colonne observées dans l'UV au dessus des plumes (Ballester et al., 1994), une vitesse d'éjection de 0.5-0.7 km/s a été imposée, cohérente avec les résultats de Strom and Schneider (1982). Chaque plume ainsi obtenue a un rayon de 200 km, ce qui correspond bien aux petites plumes (type Prometheus). Ce modèle omet cependant un certain nombre d'effets physiques, et ne prend pas en compte l'aspect thermique (une température de gaz constante est imposée). Lellouch (1996) prévoient que, si le gaz condense en dehors des plumes, plusieurs dizaines de ces plumes devraient être simultanément actives sur chaque hémisphère pour expliquer le rayonnement observé dans le millimétrique (voir paragraphe 6.2.2).

Une modélisation physique plus complète et réaliste est proposée par Zhang et al. (2003). Par une simulation de type Monte Carlo directe (Direct Simulation Monte Carlo ou DSMC), les phénomènes radiatifs, ballistiques, collisionnels et les interactions avec le plasma et la surface sont introduits et traités en dehors de l'équilibre thermodynamique. La forme de plume obtenue, globalement ballistique (voir figure 6.3), dépend aussi de la température du sol (voir figure 6.3), et des conditions du gaz à sa sortie du vent (vitesse et température). Des zones de chocs, plus chaudes, se forment en haut du panache en forme de dais (*canopy* en anglais) et, dans certaines conditions, près du sol (voir

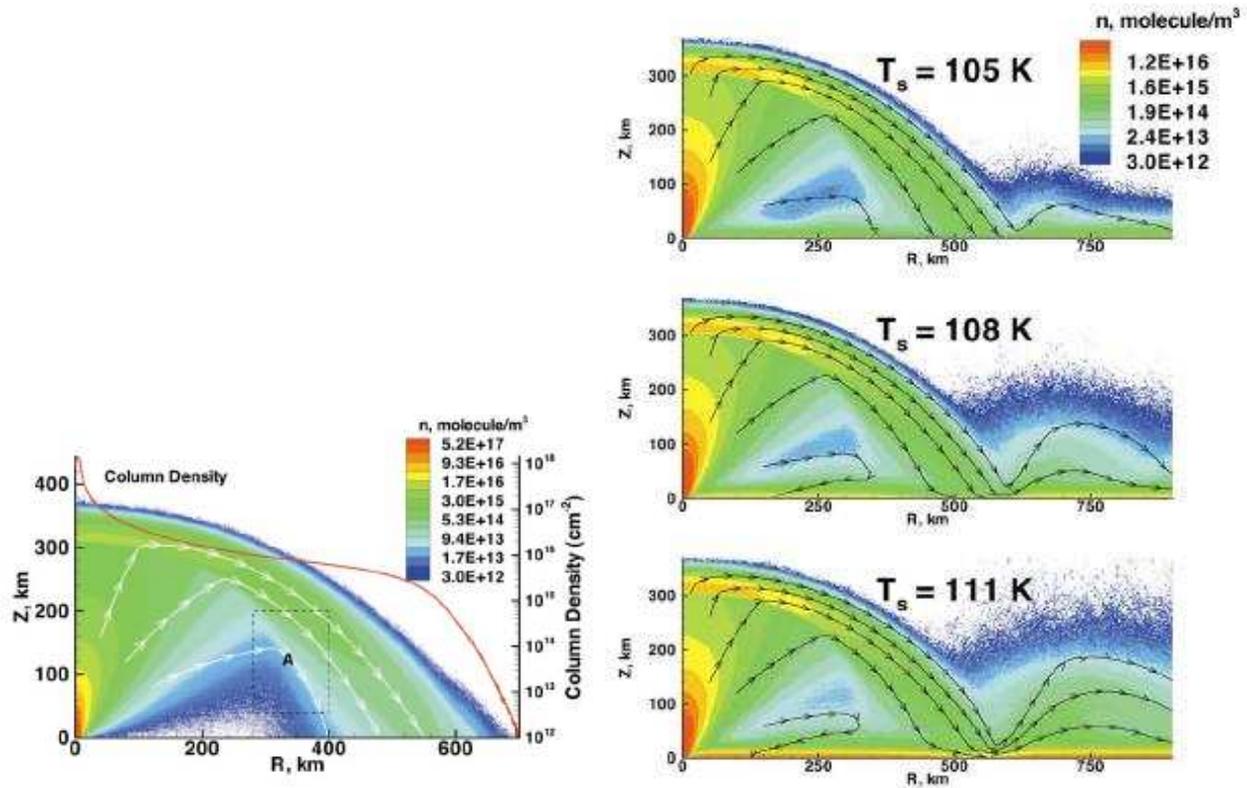


Fig. 6.3: A gauche : distribution radiale et verticale de la densité locale en molécules de SO<sub>2</sub> simulée pour une plume de type Pelé condensable (côté nuit). La zone A indique la région où l'équilibre thermodynamique n'est pas réalisé. La variation de la densité de colonne avec la distance au vent est représentée par la trait rouge. A droite : densité locale en SO<sub>2</sub> dans une plume Pelé pour différentes températures du sol. La part de l'atmosphère maintenue par sublimation augmente avec la température du sol. Figures extraites de Zhang et al. (2003).

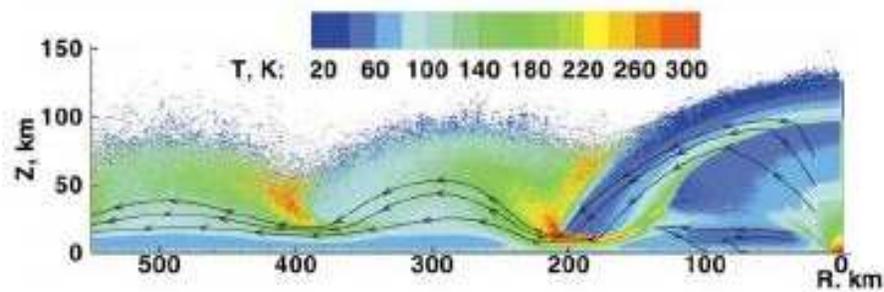


Fig. 6.4: Température du gaz dans une plume Pelé de type jour (112 K). On remarque les zones chaudes au niveau des rebonds. Figure extraite de Zhang et al. (2003).

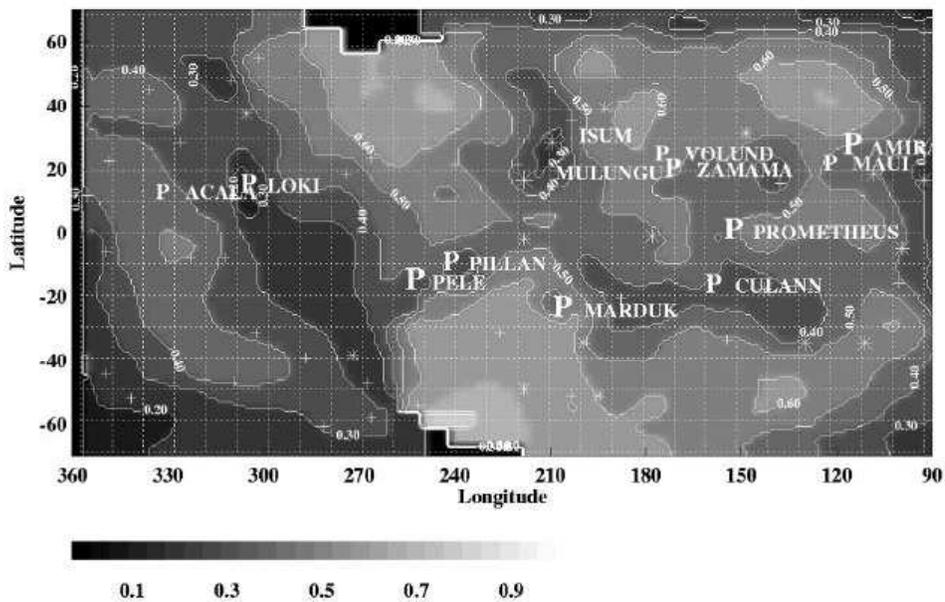


Fig. 6.5: Cartographie du pourcentage de glace de  $\text{SO}_2$  contenue dans la surface de Io, mesurée dans le proche IR par NIMS à bord de Galileo par Douté et al. (2001). La localisation des zones d'activité volcanique est indiquée par des croix et des étoiles (pour les points chauds) et par la lettre P (pour les plumes).

figure 6.4). Une description plus poussée de ce modèle et de ses paramètres est fournie au paragraphe 6.5.3.

#### 6.1.1.2 Modèles de sublimation

Une autre hypothèse pour le maintien de  $\text{SO}_2$  dans l'atmosphère, qui n'est pas incompatible avec le volcanisme, consiste à supposer que les températures du sol sont suffisantes - en certains endroits du moins - pour qu'un équilibre de sublimation avec la glace de  $\text{SO}_2$  se crée. Ce mécanisme permettrait de retenir de façon permanente une certaine quantité de gaz de  $\text{SO}_2$  en équilibre hydrostatique au-dessus des zones contenant de la glace de  $\text{SO}_2$ . La quantité de gaz ainsi produite suit la loi de Wagman (Wagman, 1979) :

$$p = 1.516 \times 10^8 \exp(-4510/T_{surf}) \quad (6.1)$$

où  $p$  est la pression en bars. La température du sol  $T_{surf}$  est, elle, une fonction de l'angle d'incidence (ou angle zénithal solaire,  $sza$ ), de la latitude et des propriétés thermophysiques du sol (albédo et émissivité bolométrique, inertie thermique, voir section 8.2).

L'équilibre de sublimation, qui dépend très fortement de la température du sol, pourrait produire dans la gamme de températures mesurées à la surface de Io (80-140 K, Spencer et al. (2005), voir paragraphe 10.2.2) des densités de colonne variant entre  $3.10^{10} \text{ mol.cm}^{-2}$  (indétectable) et  $8.10^{19} \text{ mol.cm}^{-2}$ , ce qui recouvre largement la gamme des mesures obtenues (voir section 6.2).

Dans le cas où la sublimation est le mécanisme dominant pour le maintien de  $\text{SO}_2$ , on devrait donc s'attendre à trouver :

- peu de variations temporelles de la distribution de SO<sub>2</sub> (sur des temps supérieurs à la durée d'une journée).
- une distribution de SO<sub>2</sub> qui dépend en partie de l'heure locale et de la latitude, et en partie de la distribution géographique de la glace de SO<sub>2</sub> (elle-même bien corrélée à celle des plumes, voir figure 6.5, avec un maximum de concentration sur l'hémisphère antijovien). Notamment, on ne devrait pas trouver de SO<sub>2</sub> gazeux aux hautes latitudes et sur le côté nuit. De même, l'hémisphère avant (défini par rapport à la rotation, centré autour de la longitude 90°W, ci-après appelé *leading*), qui possède plus de glaces de SO<sub>2</sub> que l'hémisphère arrière (ou *trailing*, hémisphère centré autour de la longitude 270°W), devrait avoir une densité de colonne en moyenne plus forte.

Le modèle le plus abouti de sublimation a été développé par Kerton et al. (1996). Il inclut dans le calcul de la densité de colonne les effets de la chaleur latente de la glace, du flux thermique interne, de l'inertie et de la conductivité thermique du matériau sur la distribution de la température de surface. Ainsi, dans ce modèle, le maximum de température ne se trouve pas au point subsolaire (point pour lequel le Soleil est au zénith) mais un peu plus loin dans l'après-midi. Il suppose aussi que, si le matériau de surface est poreux, le gaz est en équilibre de sublimation avec des couches de surface plus profondes et plus froides. Il obtient au final des températures et des densités de colonne plus faibles qu'avec un modèle simple où la température est à l'équilibre thermique instantané, mais totalement compatibles avec les mesures dans l'UV, même au-dessus du point subsolaire.

### 6.1.1.3 Sputtering

Enfin un autre mécanisme de production de gaz à partir de la glace au sol est constitué par l'action des particules ionisées de la magnétosphère arrivant à grande vitesse sur la surface, qui peuvent gratter les premières couches de glace pour produire une petite quantité de gaz. Si ce mécanisme ne peut produire au maximum qu'une densité de colonne d'environ  $1.10^{16} \text{ mol.cm}^{-2}$  (Cheng et al., 1986) pour SO<sub>2</sub>, il est cependant le seul à pouvoir être invoqué dans les zones froides et non volcaniques. Son action peut être relativement plus importante pour le Na (Wong and Johnson, 1996).

Nous verrons dans la section 6.2 que les différents résultats observationnels n'ont pas encore permis de trancher en faveur de l'un ou l'autre des modèles, et que probablement le volcanisme et la sublimation coexistent et participent ensemble à la production et au maintien de l'atmosphère. En ce qui concerne la sublimation, l'établissement d'un lien indiscutable entre température du sol et densité de colonne de SO<sub>2</sub>, avec par exemple une mesure de la variation diurne de densité de colonne sur une zone donnée, pourrait permettre de prouver qu'il s'agit du mécanisme dominant. Réciproquement, la détection de SO<sub>2</sub> à haute latitude ou sur le côté nuit ne peut s'expliquer qu'en invoquant une origine volcanique.

### 6.1.2 Modèles dynamiques

Selon le mécanisme dominant pour le maintien de SO<sub>2</sub>, la dynamique atmosphérique attendue est très différente. Si le volcanisme est dominant (et que le gaz condense en dehors des plumes), on ne devrait détecter du mouvement qu'à l'intérieur des plumes, où le gaz est éjecté verticalement et retombe de façon quasi-ballistique avec une symétrie radiale autour de l'axe d'éjection. La vitesse verticale maximale atteinte par le gaz est celle à la sortie du vent (0.5-1 km/s selon Strom and Schneider (1982)). Le modèle de Zhang et al. (2003) prévoit aussi des vents horizontaux jusqu'à 0.5 km/s (voir figure 6.6).

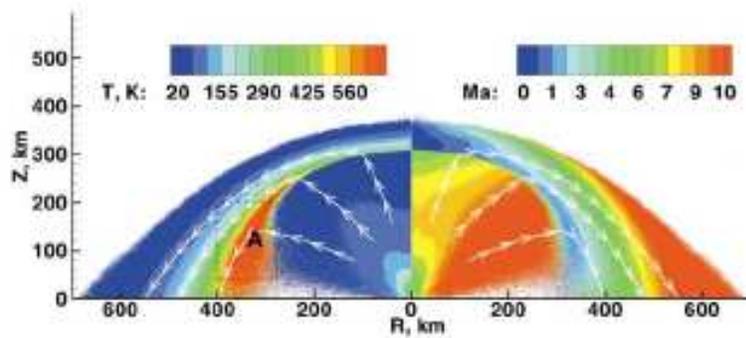


Fig. 6.6: Distribution de la température (gauche) et de la vitesse (droite) dans un modèle de plume Pelé condensable (nuit). Figure extraite de Zhang et al. (2003).

Les modèles de sublimation prédisent, eux, une dynamique dominée par les gradients de pression : le gaz va des zones les plus denses jusqu'aux moins denses. Etant donnée la distribution de densité de colonne prévue dans ce cas (voir paragraphe 6.1.1.2), on s'attend à des flux de gaz qui vont :

- du côté jour vers le côté nuit,
- de l'équateur vers les hautes latitudes,
- des zones riches en glace de  $\text{SO}_2$  vers les zones pauvres.

Cependant les variations respectives de la température et de la distribution de  $\text{SO}_2$  sur la surface ne permettent pas d'évaluer la direction et la vitesse du flux.

En supposant une couverture uniforme en glace de  $\text{SO}_2$  et une température de surface qui dépend uniquement de l'angle d'incidence solaire, Ingersoll et al. (1985) et Moreno et al. (1991) prévoient que les vitesses horizontales atteignent plus de 300 m/s près des terminateurs. Celles-ci sont provoquées par la forte variation de pression entre le point subsolaire et les régions à plus de  $35^\circ$  de celui-ci, où la glace ne sublime plus. Ce flux, que nous appellerons jour-nuit, se traduit par une redistribution conséquente du gaz sur le disque, qui va condenser sur le côté nuit ou aux plus hautes latitudes.

Le chauffage de la haute atmosphère par le plasma, couplé au transport vertical dû au gradient de pression dans une atmosphère non hydrostatique, pourrait aussi produire des vents verticaux dont la vitesse atteindrait jusqu'à 100 m/s aux hautes altitudes ( $>200$  km selon Wong and Johnson (1996)), ascendants ou descendants selon l'heure locale.

### 6.1.3 Modèles thermiques

En plus du chauffage par absorption du spectre solaire, l'atmosphère de Io est aussi soumise à un chauffage par les impacts de particules chargées du tore de plasma et par effet Joule (passage du courant électrique lié à Jupiter dans l'ionosphère chargée). Le gaz subit de plus un refroidissement par radiation thermique à travers les raies ro-vibrationnelles, et des effets de conduction thermique peuvent intervenir. Dans ce contexte, les principaux paramètres qui peuvent faire varier la structure thermique de l'atmosphère sont la pression locale au sol et l'intensité du flux d'ions dans le tore de plasma.

Plusieurs modélisations ((Lellouch et al., 1992; Strobel et al., 1994; Wong and Smyth, 2000)) ont montré que le refroidissement par radiation à basse altitude est important, et peut conduire à l'apparition

d'une mésosphère (au dessus de  $p_{sol} = 10$  nbar pour Strobel et al. (1994)). Sauf dans ce cas, la température augmente toujours avec l'altitude. Les effets liés au tore de plasma n'ont que peu d'influence sur la basse atmosphère, mais sur les couches les plus hautes, où le contact avec la tore de plasma a lieu, ils permettent d'atteindre des températures de 2800 K (Wong and Smyth, 2000). Les valeurs de température obtenues à haute altitude diffèrent fortement selon l'hypothèse sur la pression au sol.

Toutes ces modélisations adoptent par hypothèse une atmosphère en équilibre hydrostatique, ce qui est cohérent avec les modèles d'atmosphère en sublimation. Dans un modèle de type volcanique, la structure de la température du gaz est celle qui se trouve à l'intérieur des plumes volcaniques. Les modèles les plus raffinés sur ce point (Zhang et al., 2003) ont été présentés au paragraphe 6.1.1.1 (voir figure 6.6).

## 6.2 Les observations de l'atmosphère de Io à différentes longueurs d'onde

La présence d'une atmosphère permanente sur Io a dû attendre le passage de Voyager en 1979 pour être formellement établie, mais était soupçonnée depuis que Binder and Cruikshank (1964) lui avaient attribué le rayonnement anormal de Io en sortie d'une éclipse. De plus, on savait, depuis le passage de Pioneer, que Io possède une ionosphère (Kliore et al., 1974), dont on pensait qu'elle pouvait provenir de la dissociation d'une atmosphère par des particules chargées, et qu'il est une source d'atomes (S, O, Na, K,...) pour des nuages atomiques à haute altitude (Trafton et al., 1974). Par la suite, des limites supérieures sur la densité de colonne en fonction de la composition furent établies lors d'occultations (Bartholdi and Owen, 1972), ou par non-détection de raies dans l'infrarouge et le visible (Fink et al., 1976; Brown, 1979). Les observations infrarouges de Pearl et al. (1979) avec le spectromètre IRIS sur Voyager ont permis de détecter la bande vibrationnelle  $\nu_3$  en absorption du  $\text{SO}_2$  gazeux près d'un centre volcanique (Loki). Ces raies peuvent être produites par une atmosphère à 130 K dont la pression au sol est de  $\sim 1.10^{-7}$  bar, ce qui correspond à une densité de colonne de  $5 \times 10^{18} \text{ mol.cm}^{-2}$ .

Depuis cette détection, les principaux résultats sur l'atmosphère de Io ont été apportés par la spectroscopie UV avec HST, et, au sol, par la spectroscopie infrarouge et millimétrique. Nous présentons ici un résumé des mesures obtenues par les différentes techniques, et leur interprétation à travers des modèles volcaniques et de sublimation.

### 6.2.1 Observations UV

Le domaine ultraviolet est approprié pour la détection de  $\text{SO}_2$  et de quelques espèces atomiques (S, O, Cl). En ce qui concerne  $\text{SO}_2$ , il est détecté grâce aux bandes d'absorption qu'il produit, aussi bien en phase gazeuse que solide, via les transitions électroniques. La profondeur de ces bandes est déterminée par la section efficace de la molécule (qui peut dépendre de la température) et son abondance. Une autre technique de détection de  $\text{SO}_2$  dans l'UV consiste à mesurer l'absorption subie par la raie Lyman- $\alpha$  de l'hydrogène en réflectance. Lorsque les bandes individuelles de  $\text{SO}_2$  ne sont pas résolues, pour distinguer la contribution relative de la glace et du gaz, il est nécessaire d'adopter un modèle d'albédo UV pour la surface. Ceci peut constituer une source d'erreur considérable, d'autant plus que l'albédo UV du sol varie fortement avec la longueur d'onde, et ne peut être estimé qu'aux longueurs d'onde où  $\text{SO}_2$  est transparent. De plus les observations UV peuvent être mal interprétées pour les fortes densités de colonne, où la loi reliant abondance et absorption est plus complexe à modéliser (Ballester et al., 1994).

Les premières observations dans l'UV de l'atmosphère de Io ont été réalisées par Bertaux and

Belton (1979) à 290 nm. Elles n'étaient pas spatialement résolues, et ont révélé une densité de colonne moyenne bien inférieure à la première détection au-dessus d'un centre volcanique (Pearl et al., 1979) mais concordante avec la quantité de gaz produite par sublimation de la glace de SO<sub>2</sub> à 117 K. Cette mesure, comparée au résultat de Pearl et al. (1979), laissait déjà penser que l'atmosphère était spatialement répartie de façon très hétérogène.

Les observations UV successives, non résolues spatialement, tendent aux mêmes conclusions, avec une interprétation en termes de densité de colonne moyennée sur le disque de  $5-10 \cdot 10^{15} \text{ mol.cm}^{-2}$  pour Ballester et al. (1994) et Trafton et al. (1996). Ces deux observations, réalisées avec HST-FOS, peuvent aussi être reproduites par une atmosphère plus confinée (>8% du disque de Io) et plus dense ( $<3 \times 10^{17} \text{ mol.cm}^{-2}$ ), et impliquent des températures entre 110 et 300. Trafton et al. (1996) ont aussi mesuré que l'atmosphère était plus dense sur l'hémisphère leading que trailing.

Les observations obtenues en 1992 (Sartoretti et al., 1994) en imagerie à 2850 Å, ont permis pour la première fois de mesurer simultanément l'absorption de SO<sub>2</sub> en différents points du satellite, avec une résolution spatiale de 210 km. En fixant une distribution inhomogène de l'albédo UV, qui a été mesurée par Voyager (McEwen, 1988), des variations spatiales d'un facteur >6 sur les densités de colonne de SO<sub>2</sub> ont été mesurées, avec un maximum de densité de colonne autour du centre volcanique Pelé ( $>1 \cdot 10^{18} \text{ mol.cm}^{-2}$ , Sartoretti et al. (1996)). Avec une meilleure résolution spectrale, les observations de McGrath et al. (2000) sur différents emplacements montrent de fortes variations entre la zone autour du volcan Pelé ( $3.25 \times 10^{16} \text{ mol.cm}^{-2}$ ) et une zone volcaniquement inactive à fort albédo UV ( $7 \times 10^{15} \text{ mol.cm}^{-2}$ ). Au delà des incertitudes de mesure et de modèle d'albédo, l'interprétation de ces résultats n'est pas univoque : même si les zones les plus denses semblent correspondre à des zones volcaniques, elles correspondent aussi à des zones riches en glace de SO<sub>2</sub>, et ne permettent donc pas de distinguer les deux sources possibles (dégazage volcanique et sublimation de la glace), même si une dépendance de la quantité de SO<sub>2</sub> avec l'heure locale (qui serait attendue dans le cas d'une atmosphère soutenue par la sublimation), n'est pas révélée par les observations de Sartoretti et al. (1994).

Un argument fort en faveur de la sublimation a été tiré des résultats de Jessup et al. (2004) (figure 6.7), qui ont mesuré, autour de 165°W de longitude, une variation forte de la densité de colonne de SO<sub>2</sub> avec la latitude et/ou l'angle d'incidence solaire, avec un maximum au point subsolaire de  $1.8 \times 10^{17} \text{ mol.cm}^{-2}$ . Un pic de SO<sub>2</sub> est aussi mesuré au-dessus du centre volcanique Prometheus, mais il correspond à une surabondance locale de SO<sub>2</sub> modeste.

Un résultat similaire a été obtenu par Feaga et al. (2008) à partir d'images HST dans la raie Lyman- $\alpha$ . Ce travail a permis d'obtenir la première cartographie à haute résolution de la densité de colonne de SO<sub>2</sub>. Ces données ont été interprétées grâce à la mesure de la variation avec la longitude de l'albédo du sol à 1600-1650 Å, et en faisant une hypothèse sur sa variation en latitude. L'atmosphère de SO<sub>2</sub> semble quasiment absente au delà de  $\pm 40^\circ$  de latitude ( $<1 \times 10^{14} \text{ mol.cm}^{-2}$ ), et présente une moyenne de  $1 \times 10^{16} \text{ mol.cm}^{-2}$  dans la bande équatoriale entre  $\pm 40^\circ$  de latitude. Elle atteint un maximum vers la longitude 140°W ( $5 \times 10^{16} \text{ mol.cm}^{-2}$ ) avec une plus forte concentration sur l'hémisphère antijovien que sur le subjovien (hémisphère tourné vers Jupiter). Les barres d'erreur (comprenant l'erreur sur la mesure et sur l'albédo géométrique) vont jusqu'à 50% aux basses latitudes. Etant donné que toutes les observations ont été obtenues à moins de 30° du point subsolaire, cette cartographie est indépendante des éventuels effets d'heure locale et ne présente donc que les variations d'ordre géographique.

Globalement, ce résultat favorise un modèle avec une sublimation dominante, car l'atmosphère semble assez bien répartie dans la bande équatoriale, avec du gaz présent aussi en dehors des centres volcaniques. Cependant, l'interprétation de cette distribution à partir d'une carte de la glace de SO<sub>2</sub> (Douté et al., 2001) montre que la sublimation de la glace avec une température uniforme à 115 K ne suffirait pas à reproduire les variations longitudinales détectées, et que la forte concentration de plumes sur le coté

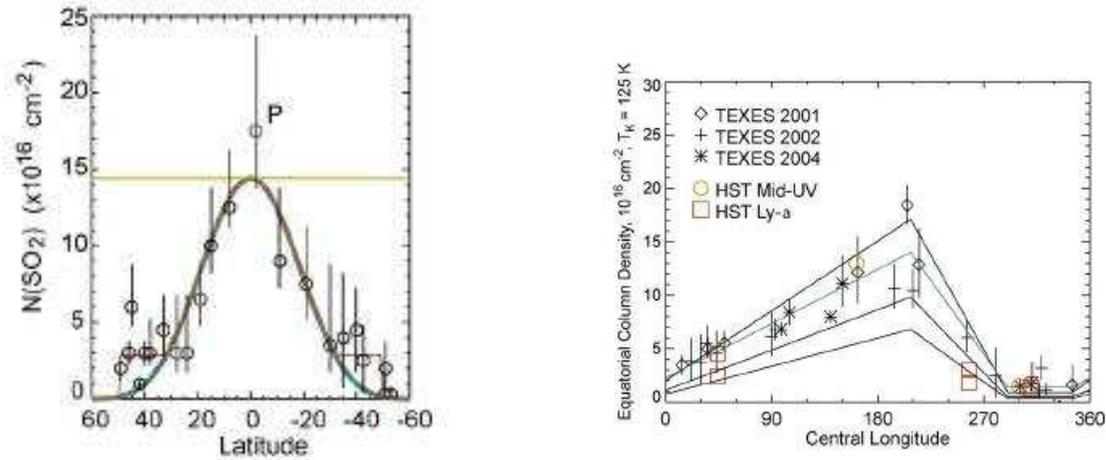


Fig. 6.7: A gauche : mesures HST de la quantité de  $\text{SO}_2$  gazeux à la longitude de  $165^\circ\text{W}$  pour différentes latitudes, tirées de Jessup et al. (2004). Deux modèles de variation de la densité de colonne avec la latitude développés dans Spencer et al. (2005), sont représentés en traits gras. Le modèle utilisé dans la suite (modified latitude model) est celui présentant un palier entre  $\pm 32^\circ$  et  $50^\circ$  de latitude. La lettre P indique la localisation de la plume Prometheus. A droite : variation de la densité de colonne subsolaire avec la longitude centrale, observée par Spencer et al. (2005) dans la bande  $\nu_2$  de  $\text{SO}_2$ . Quelques mesures obtenues dans l'UV (McGrath et al. (2000), Jessup et al. (2004)) sont aussi indiquées, ainsi que quelques ajustements (en traits noirs). Un ajustement moyen est représenté par le trait vert. Figures extraites de Spencer et al. (2005).

antijovien pourrait permettre, si elles étaient actives au moment des observations, d'atteindre les densités de colonne mesurées.

Le domaine ultraviolet lointain est aussi le domaine où la haute atmosphère rayonne par impact des électrons du tore de plasma avec les composés neutres de l'atmosphère. Le rayonnement observé pendant une éclipse, lorsque la température au sol est trop basse pour produire un équilibre de sublimation, a été interprétée par Saur and Strobel (2004) comme la preuve d'une contribution volcanique à l'atmosphère. Les contraintes apportées par le temps de réponse de l'atmosphère durant l'éclipse ont donné une limite supérieure à la part de l'atmosphère provenant de l'éjection volcanique, montrant que l'équilibre de sublimation doit être la composante principale de l'atmosphère sur le côté jour ( $\sim 10$  fois plus importante que la composante volcanique).

### 6.2.2 Observations millimétriques

Le domaine millimétrique comporte de nombreuses raies rotationnelles fortes d'espèces qui se trouvent (ou que l'on s'attend à trouver) sur Io :  $\text{SO}_2$ , SO et NaCl entre autres. Nous avons vu au paragraphe 5.2.2 que les raies rotationnelles apparaissent en émission à la sortie d'une atmosphère planétaire si la couche d'atmosphère à  $\tau = 1$  est plus chaude que la surface. La largeur et le contraste de ces raies peuvent être interprétés en termes de densité de colonne, de température de gaz et de taille angulaire de la zone qui émet (ou fraction de la surface projetée recouverte d'atmosphère,  $f_p$ ).

Les observations millimétriques de l'atmosphère de Io ont pu être réalisées pour la première fois

à l'antenne IRAM-30m de la raie de  $\text{SO}_2$  à 221.965 GHz, sur l'hémisphère leading et trailing (Lellouch et al., 1990, 1992). Avec cette antenne unique, la résolution spatiale ne permet pas de résoudre le disque de Io (ici le lobe fait environ  $10''$ , alors que Io atteint  $\sim 1''$ ). De plus, les observations ne peuvent avoir lieu que quand Io est proche de l'élongation maximale, ce qui, étant donné que Io est en rotation synchrone, correspond à une longitude centrale de  $90^\circ\text{W}$  (hémisphère leading) ou  $270^\circ\text{W}$  (hémisphère trailing). Dans ces configurations, Jupiter est assez éloigné de Io pour que son flux ne contribue pas dans le lobe de l'antenne. Plus de détails sur ce type d'observations et la réduction des données se trouvent dans la section 6.3.

Les raies ont été modélisées par un modèle d'atmosphère à l'équilibre thermodynamique et hydrostatique. L'information la plus contraignante de ces données se trouve dans la largeur de la raie ( $\sim 600$  kHz sur les deux hémisphères). Si cette largeur est la conséquence de l'élargissement collisionnel, il faudrait avoir une pression de  $10^{-4}$  bar au sol au minimum, ce qui est impossible au vu des limites supérieures posées par Pioneer entre autres (Kliore et al., 1974). De plus les raies présentent une forme globalement gaussienne et non lorentzienne.

Dans un premier temps, la largeur de raie a été interprétée par une combinaison de saturation (qui dépend de la densité de colonne et donc de la pression au sol  $p$ ) et d'élargissement Doppler (qui dépend de la température  $T$ ). L'observation simultanée de plusieurs raies d'opacités intrinsèques différentes permet de bien déterminer le degré de saturation, c'est-à-dire de quantifier son épaisseur optique, et donc de distinguer le rôle de  $p$  et de  $T$  pour la largeur de raie pour obtenir une solution  $(T, p)$  unique. Selon la solution  $(T, p)$ , le contraste des raies ( $\sim 20$  K) définit la taille angulaire de la zone émettrice, et donc la fraction de surface recouverte par l'atmosphère  $f_p$  (qui est donc obtenue de façon indirecte). Une variété de combinaisons des trois paramètres sont plausibles, dans une gamme  $T = 140 - 910$  K,  $p = 1 - 14$  nbar et  $f_p = 5 - 100\%$ . Un modèle d'atmosphère dense ( $6 \times 10^{17} \text{cm}^{-2}$ ), chaude ( $\sim 500$  K) et très localisée ( $f_p < 20\%$ ) est privilégié, avec le côté trailing plus dense que le côté leading (Lellouch et al., 1992), contrairement aux résultats de Trafton et al. (1996). Il faut noter que ce sont les couches d'atmosphère les plus basses ( $< 100$  km) qui contribuent le plus à cette émission.

Par la suite, d'autres campagnes d'observation dans le millimétrique ont été conduites à l'IRAM-30m et au CSO (Lellouch et al., 1996, 2000b, 2003) et une dizaine de raies de  $\text{SO}_2$  ont été détectées (voir figure 6.8), ainsi que deux raies de NaCl (Lellouch et al., 2003) et deux raies de SO, dont la densité de colonne est évaluée à 3-10% de celle de  $\text{SO}_2$  en supposant une même localisation (Lellouch, 1996). Les contrastes de raie sur  $\text{SO}_2$  semblent varier avec le temps d'un facteur 2 au maximum, ce qui ne peut s'expliquer que par des variations temporelles de la distribution du gaz. Par contre les largeurs de raies sont à peu près constantes autour de 600 kHz, ce qui confirmerait le modèle d'atmosphère dense, chaude, et très localisée proposé dans Lellouch et al. (1992).

Ce modèle est cependant incohérent vis-à-vis des derniers résultats sur la cartographie par HST (Feaga et al., 2008), qui présente des densités de colonne de  $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$  au maximum (10 fois moins que le modèle de Lellouch et al. (1992)). Cette cartographie suggère aussi une distribution du gaz relativement homogène dans une bande équatoriale, ce qui se traduit par une couverture atmosphérique relativement grande ( $f_p \sim 65\%$ ).

De plus les modèles thermiques de l'atmosphère ionienne prévoient des températures assez basses ( $< 250$  K à basse altitude pour Lellouch et al. (1992),  $< 200$  K pour Strobel et al. (1994), si l'on ne considère pas le chauffage par effet Joule), en accord avec les mesures UV.

Une solution possible à ces incohérences peut être apportée en faisant intervenir la dynamique atmosphérique dans l'interprétation des largeurs de raies. Si la présence de gaz est contrôlée par les plumes en activité, alors la dynamique d'éjection pourrait expliquer la forme des raies. Les plumes ballistiques modélisées par Lellouch (1996) (voir paragraphe 6.1.1.1) ont une vitesse d'éjection de  $0.5 \text{ km.s}^{-1}$  et

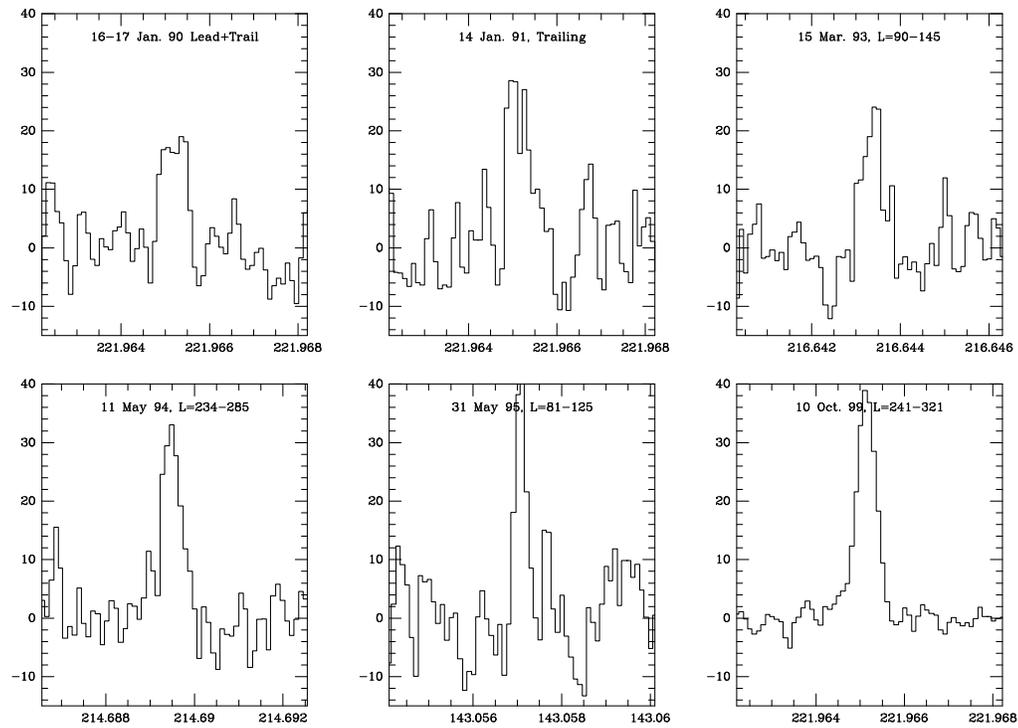


Fig. 6.8: Echantillon de raies millimétriques de  $\text{SO}_2$  observées à l'IRAM-30m, avec en abscisse la fréquence au repos (en GHz) et en ordonnée le contraste en température de brillance. Les dates d'observation et les hémisphères correspondants sont indiqués. Figure extraite de Lellouch (2005).

une densité de colonne au dessus du centre de la plume de  $(1-5)\times 10^{18}$  mol.cm<sup>-2</sup>. En plaçant plusieurs plumes en activité sur chaque hémisphère, ils arrivent à reproduire le contraste et la largeur des raies millimétriques. Le nombre de plumes nécessaires (plusieurs dizaines) est cependant grand par rapport au nombre de plumes détectées ( $\sim 20$ ), ce qui laisse penser qu'une autre source de gaz doit être présente.

### 6.2.3 Observations infrarouges

Les bandes vibrationnelles de SO<sub>2</sub> dans l'infrarouge sont en réalité composées d'une multitude de raies très fines (de profil Doppler), et qui ne peuvent être séparées à basse résolution spectrale. Si le principe de l'émission de ces raies est le même que pour les raies rotationnelles (section 5.1), la population des niveaux vibrationnels n'est pas à l'équilibre thermodynamique compte tenu des faibles pressions en jeu.

Après la première détection en 1979 de la bande  $\nu_3$  (Pearl et al., 1979), une autre bande vibrationnelle en absorption de SO<sub>2</sub> gazeux ( $\nu_2$ ) a pu être détectée depuis le sol avec l'IRTF (Infrared Telescope Facility, Hawaïi). Spencer et al. (2005) ont analysé les données, intégrées sur le disque de Io, acquises pendant 4 années d'observations et ont remarqué une variation dans la profondeur des raies en fonction de la longitude centrale, avec un maximum sur l'hémisphère antijovien, ainsi qu'une variation temporelle, du moins à certaines longitudes.

Grâce à un modèle décrivant la population des niveaux (incluant les processus radiatifs en jeu, la température de la surface et la température cinétique de l'atmosphère), ainsi qu'un modèle empirique de variation de la densité de colonne avec la distance au point subsolaire, construit à partir des données HST (Jessup et al. (2004), voir figure 6.7), les profondeurs des raies en absorption ont permis de retrouver les densités de colonne subsolaires en fonction de la longitude du point subterrestre, point de la surface de Io où la terre se trouve au zénith(voir figure 6.7 ) avec un maximum à 180°W de  $1.5\times 10^{17}$  mol.cm<sup>-2</sup> et un minimum à 300°W de  $1.5\times 10^{16}$  mol.cm<sup>-2</sup>. Une contrainte forte sur la température cinétique,  $T_{cin} < 140$  K, est aussi obtenue. Sur ce dernier point, les résultats présentés semblent globalement plus en accord avec les données UV qu'avec les données millimétriques. Les densités de colonne retrouvées sont intermédiaires entre celles mesurées dans le millimétriques (plus fortes) et celles mesurées dans l'UV.

Les différentes données présentées dans cette section apportent des arguments en faveur des deux mécanismes de production de SO<sub>2</sub> invoqués précédemment, et ne suffisent pas à comprendre leur part relative. Si la distribution de densité de colonne étendue observée par Feaga et al. (2008) dans l'UV semble privilégier une origine dominée par la sublimation, la faible couverture spatiale obtenue par l'interprétation des données millimétriques semble, elle, plus compatible avec un modèle dominé par le volcanisme. La grande largeur des raies millimétriques semble aussi indiquer la présence de plumes actives, mais l'intensité de l'émission mesurée est trop forte pour être reproduite par des plumes. D'autre part, alors que les travaux de Saur and Strobel (2004) sur l'émission atomique post-éclipse privilégient une atmosphère soutenue en majeure partie par la sublimation, Spencer et al. (2005) remarquent qu'il n'y a pas de corrélation apparente entre les densités de colonne retrouvées dans l'infrarouge et la distance au soleil, ce qui n'est pas en accord avec un modèle de sublimation.

A supposer que le modèle d'interprétation des données millimétriques soit valable, on se trouve, sur le point de la distribution spatiale mais aussi de la température du gaz, devant une grande incohérence entre les observations millimétriques, UV et infrarouges. Les observations millimétriques décrites dans la suite,

Fréquence (GHz)	Espèce	Instrument	Intensité à 300 K (cm/molécule)	Energie du niveau inférieur (cm <sup>-1</sup> )	Opacité à 200 K (normalisée pour la raie à 216 GHz)
104.239	SO <sub>2</sub>	IRAM-30m	5.6688E-23	34.5495	0.63
146.550	SO <sub>2</sub>	IRAM-30m	1.8896E-23	57.5495	0.14
146.605	SO <sub>2</sub>	IRAM-30m	4.2976E-23	8.3356	0.36
216.643	SO <sub>2</sub>	IRAM-30m, PdBI	2.5559E-22	165.449	1
221.965	SO <sub>2</sub>	IRAM-30m	2.9311E-22	34.5495	1.53
251.199	SO <sub>2</sub>	IRAM-30m	4.3478E22	48.7379	1.93
251.210	SO <sub>2</sub>	IRAM-30m	2.05415E-22	29.9882	0.95
346.523	SO <sub>2</sub>	SMA	5.7133E-22	102.7490	1.61
346.652	SO <sub>2</sub>	SMA	1.0290E-21	105.2994	2.89
219.949	SO	PdBI	1.6085E-21	16.9790	8.84
346.528	SO	SMA	5.2364E-21	43.1928	14.8

Tab. 6.1: Liste des raies utilisées dans ce travail. Les intensités à 300 K et les énergies du niveau inférieur sont tirées de la base de données spectroscopique de Cologne ([www.astro.uni-koeln.de/site/vorhersagen/](http://www.astro.uni-koeln.de/site/vorhersagen/)), les fréquences de Pickett et al. (1998).

Date d'observation	Instrument	Longitude du point subterrestre (début) en ° W	Longitude du point subterrestre (fin) en ° W	Taille de Io (")	Phase (°)
10/10/1999	IRAM-30m	241	321	1.24	3.1
09/10/1999	IRAM-30m	33	116	1.25	3.3
25/11/1999	IRAM-30m	60	138	1.20	6.7
26/11/1999	IRAM-30m	265	341	1.20	6.5
28/01/2005	PdBI	60	112	0.99	9.8
05/02/2005	PdBI	249	310	1.02	9.2
02/06/2006	SMA	75	131	1.12	6.8
10/06/2006	SMA	265	315	1.12	5.35

Tab. 6.2: Caractéristiques et éphémérides des observations.

qui devraient apporter pour la première fois une mesure directe de la taille de l'émission millimétrique, pourront aider à comprendre où se trouve le biais.

## 6.3 Description des données analysées : caractéristiques techniques et qualité

Les données présentées dans cette thèse proviennent d'observations millimétriques obtenues par deux types d'instruments différents : par antenne unique (IRAM-30m) et par interférométrie (PdBI et SMA). Le but de leur analyse est différent : les données de l'IRAM-30m, déjà interprétées par Lellouch et al. (2000b), seront re-interprétées via des nouveaux modèles, qui tirent parti des avancées les plus récentes dans la modélisation et l'observation de l'atmosphère ionienne. Les données interférométriques, inédites, permettent elles pour la première fois de résoudre l'émission de l'atmosphère de Io dans ce domaine de longueur d'onde, et donc de mesurer d'une façon indépendante l'extension spatiale de l'émission millimétrique. Ce chapitre résume les principales caractéristiques des différents jeux de données, nécessaires pour comprendre l'analyse qui en est faite dans la section 6.4.

### 6.3.1 Observations à l'IRAM-30m

La campagne d'observation de l'automne 1999 à l'IRAM-30m a permis de détecter sur quatre nuits (2 sur le trailing et 2 sur le leading) sept raies différentes de SO<sub>2</sub>, dont certaines jamais détectées auparavant, avec une excellente résolution spectrale de 40 kHz (115 m/s à 104 GHz, 48 m/s à 251 GHz).

Le principal intérêt de ce jeu de données, qui ne peut offrir que des raies intégrées sur le disque étant donné la résolution spatiale de l'antenne (23" à 104 GHz, 9.7" à 251 GHz), réside dans le fait que plusieurs raies de SO<sub>2</sub> ont été obtenues pendant une même nuit. Leurs intensités différentes (voir le tableau 6.1), permettent de sonder l'atmosphère de Io à différentes altitudes simultanément et d'estimer son opacité dans les différentes raies par comparaison des contrastes des raies.

Les observations en mode "on-off" ont été effectuées pendant plus de 9 heures chaque nuit, pour atteindre un rms par canal spectral d'environ 10 mK en température d'antenne (pour un signal de plusieurs centaines de mK). Toutes les intégrations de 2 minutes (scans) ont été sommées en tenant compte de la variation de la vitesse de la source entre chaque scan : une première correction de la vitesse de Jupiter est effectuée pendant les observations, alors que la vitesse de Io par rapport à Jupiter est corrigée *a posteriori*, avec des éphémérides précises connues à mieux que 5 m/s. La contribution du continu a été estimée sur chaque scan par ajustement d'une ligne de base, et soustraite de l'émission totale. On appellera contraste de raie la différence entre le niveau du continu et la valeur de la raie au pic. Au final, en moyennant le signal sur 120 kHz, un signal sur bruit bien meilleur que sur les précédentes détections millimétriques (jusqu'à 40) a pu être atteint sur les raies de SO<sub>2</sub>. En connaissant les efficacités du système et la taille apparente de Io par rapport à celle du lobe primaire, les spectres en température d'antenne sont convertis en température de brillance, normalisée par rapport à la taille de Io.

### 6.3.2 Observations au PdBI

La campagne d'observation à l'IRAM-PdBI avait pour principal but de résoudre spatialement pour la première fois l'émission de SO<sub>2</sub> dans le millimétrique, ce qui n'était pas réalisable avec les instruments à antenne unique, dans la raie forte à 216.643 GHz. L'interférométrie offre donc la possibilité d'obtenir simultanément une détermination directe de la distribution spatiale de l'émission et du contraste des raies rotationnelles, très sensibles à la température. L'estimation indépendante de ces deux paramètres peut aider à distinguer leur contribution relative à l'émission thermique, et à lever (au moins partiellement) l'ambiguïté présente dans l'interprétation des raies millimétriques intégrées sur le disque.

La résolution spatiale de  $\sim 0.5'' \times 1''$  à 216 GHz, obtenue avec la configuration la plus étendue disponible en 2005 (400 mètres de ligne de base dans la direction E-W, 200 mètres dans la direction N-S) reste modeste comparée à la taille angulaire de Io ( $\sim 1''$ ) et ne permet de résoudre l'émission de SO<sub>2</sub> que dans une direction proche de celle de l'équateur (l'axe des pôles de Io faisait au moment des observations un angle de 20° avec la direction N-S céleste). Enfin, grâce à l'excellente résolution spectrale (40 kHz, soit 55 m/s à 216.643 GHz), il est possible de résoudre la raie suffisamment pour estimer son décalage spectral, et éventuellement le cartographier, dans l'espoir de détecter une dynamique globale de l'atmosphère. En parallèle, la détection de la raie de SO à 219.949 GHz, observée précédemment à l'IRAM-30m (Lellouch et al., 1996), a été tentée.

Les observations ont été réalisées pendant deux nuits de l'hiver 2005 (28 janvier pour l'hémisphère leading, et 5 février pour l'hémisphère trailing). Les détails sur les conditions d'observation et la calibration sont décrits dans Moullet et al. (2008a), paragraphe 3 (en annexe A). La sensibilité a été estimée à 230 mJy/lobe par canal spectral de 40 kHz pour les observations du leading, et à 150 mJy/lobe pour le trailing.

Après calibration des visibilités (voir section 2.5), des tables  $(u, v)$  spectrales, calibrées en ampli-

tude absolue sur Ganymède, sont générées. Un modèle de distribution uniforme de la température de surface sur le disque de Io, ajusté sur les mesures d'émission continue de la surface (voir paragraphe 10.1.2) a été directement soustrait aux tables  $(u, v)$ , pour ne garder que le signal de la raie de SO<sub>2</sub> (au bruit près). Enfin, on utilise l'auto-calibration en phase pour réduire le bruit de phase. On utilise comme modèle de phase le modèle de distribution de température de brillance utilisé pour l'émission continue, qui est un disque uniforme de la taille des éphémérides de Io (selon le principe utilisé dans Moreno et al. (2005)). Ce choix est justifié par l'étude fine des visibilitées du continu (voir paragraphe 10.2.3). Au PdBI, l'auto-calibration est faite par ligne de base : la différence de phase mesurée pour chaque visibilité de coordonnées  $(u, v)$  entre le modèle de continu et les données dans le continu, est appliquée aux données spectrales. Cette procédure permet d'améliorer la qualité d'imagerie dans la raie (sans perdre l'information sur la différence relative de distribution de l'émission de SO<sub>2</sub> par rapport à la distribution de l'émission continue).

### 6.3.3 Observations au SMA

Cette campagne d'observation, lancée par M. Gurwell (CfA, Center for Astrophysics- Smithsonian Observatory), avait pour objectif principal la comparaison de la distribution spatiale de l'émission de SO<sub>2</sub> (raies à 346.523 et 346.652 GHz) et SO (346.528 GHz). La cartographie de l'émission de ces deux espèces est en effet capitale pour comprendre quels sont les processus en jeu dans la production et le maintien dans l'atmosphère de chacune des espèces (volcanisme, sublimation, photodissociation, ...). Une cartographie de l'émission de SO a déjà été réalisée par de Pater et al. (2007), révélant une distribution très localisée autour de centres volcaniques. Cependant la bande à 1.707  $\mu\text{m}$  observée est sensible seulement aux gaz très chauds ( $>600$  K), alors que les raies millimétriques sont sensibles au gaz à toute température.

Io a été observé pendant deux nuits de juin 2006 (une nuit par hémisphère). La configuration étendue du SMA a été utilisée pour résoudre le disque de Io dans toutes les directions, avec un lobe synthétique de  $\sim 0.8'' \times 0.7''$  à 346 GHz. Pour une des raies de SO<sub>2</sub> (346.652 GHz), pendant l'observation de l'hémisphère leading, une des lignes de base n'a pas pu être utilisée, ce qui a dégradé le lobe synthétique dans la direction E-W (lobe de  $1.0'' \times 0.7''$ ). A noter qu'une configuration très étendue est aussi disponible sur cet instrument, mais qu'elle n'aurait pas permis d'obtenir un signal sur bruit par lobe suffisant pour la cartographie. Pour maximiser le signal sur bruit par canal, le corrélateur offrait une résolution spectrale maximale de 200 kHz (173 m/s à 346 GHz). Les poids associés aux visibilitées donnent une estimation du bruit par canal spectral de 0.6 Jy/lobe sur le leading (pour 3.5 heures d'observations sur la source) et 0.5 Jy/lobe sur le trailing (pour 5.2 heures).

Les visibilitées, calibrées en flux sur des satellites galiléens (voir paragraphe 10.1.2), ont été soustraites du continu par la même méthode que celle utilisée sur les données PdBI et auto-calibrées en phase. La procédure d'auto-calibration au SMA (dite "par antenne") consiste à trouver le meilleur ajustement des visibilitées du continu par un modèle de disque uniforme dont le diamètre est un paramètre libre. Le meilleur modèle de continu ainsi retrouvé sert alors de référence de phase.

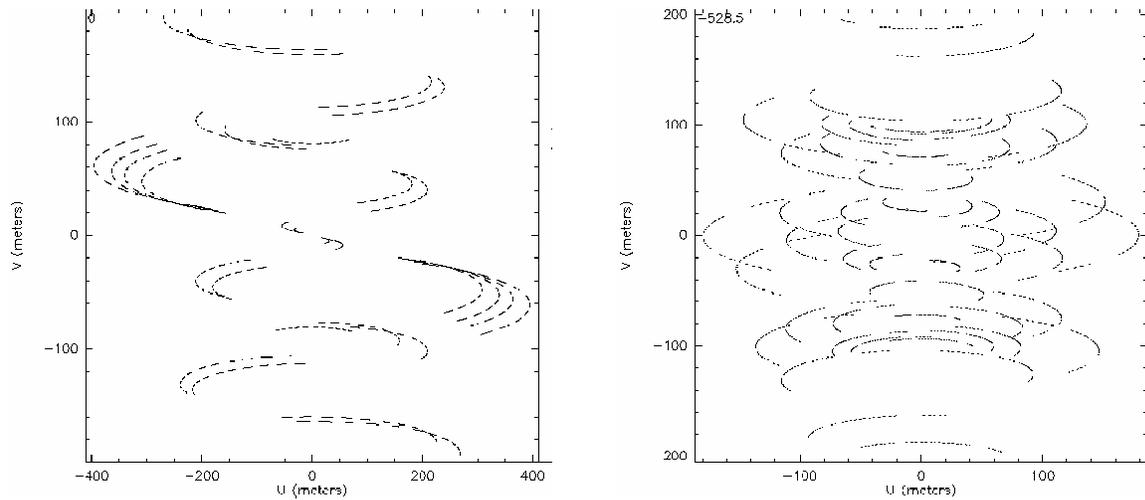


Fig. 6.9: Couvertures  $(u, v)$  des observations PdBI à 216 GHz le 28/01/2005 (à gauche), et des observations SMA à 346 GHz le 02/06/06 (à droite).

## 6.4 Analyse des données

### 6.4.1 Profils de raies

#### 6.4.1.1 Obtention des spectres

Avec une antenne unique, la mesure à la sortie du spectromètre, après calibration, est un spectre en température de brillance que l'on peut analyser directement. Au contraire, l'obtention de raies à partir de données interférométriques n'est pas directe et nécessite à un moment ou à un autre de faire une hypothèse sur la distribution spatiale du rayonnement. Nous avons procédé de deux manières différentes pour retrouver le profil des raies détectées au PdBI et au SMA à partir des visibilitées :

- par un ajustement dans le plan  $(u, v)$  : pour chaque canal spectral, on ajuste les visibilitées par un modèle de distribution dont la taille est fixée, et ayant comme paramètre libre le flux total. Nous avons utilisé cette méthode sur les données PdBI, en fixant une distribution légèrement plus étroite que le continu, selon les résultats obtenus par la cartographie de l'émission de  $\text{SO}_2$  (voir paragraphe 6.4.2), qui montrent que l'émission de  $\text{SO}_2$  est spatialement plus étroite que le continu. Le spectre obtenu en Jy est converti en température de brillance rapportée au disque de Io.

- en passant par la cartographie : après avoir déconvolué et cartographié les raies sur une grille dont le pas est de  $0.1''$ , une moyenne des raies (en Jy/lobe) est calculée dans un rayon de deux secondes d'arc autour du centre de la planète. Pour convertir le spectre moyen obtenu en rapport raie sur continu, on divise le résultat par la valeur moyenne de l'émission continue en Jy/lobe dans la région définie au-dessus. Le spectre en température de brillance rapportée au disque de Io est obtenu en multipliant le spectre en Jy/lobe obtenu par la température de brillance associée au continu (mesurée au paragraphe 10.1.2). Nous avons vérifié que ces deux méthodes donnent des résultats équivalents.

#### 6.4.1.2 Résultats

Les ajustements gaussiens des raies obtenues à l'IRAM-30 m, au PdBI et au SMA sont regroupés dans le tableau 6.3. Ce type d'ajustement est adapté pour des raies produites dans des atmosphères peu

Date	Hémisphère	Fréquence (GHz)	Contraste (K)	Décalage Spectral (km/s)	Largeur à mi-hauteur (km/s)
9/10/1999	L	221.965	33.1 (2.1)	-0.034 (0.015)	0.635 (0.048)
9/10/1999	L	104.239	28.3 (3.4)	-0.036 (0.039)	0.525 (0.065)
9/10/1999	L	146.605	25.9 (3.5)	-0.056 (0.033)	0.496 (0.066)
25/11/1999	L	216.643	40.6 (1.3)	-0.024 (0.010)	0.664 (0.025)
28/01/2005	L	216.643	45.5 (9.1)	0.016 (0.065)	0.651 (0.065)
02/06/2006	L	346.652	72.6 (12.3)	0.037 (0.070)	0.72 (0.070)
02/06/2006	L	346.523	69.2 (14.9)	-0.010 (0.064)	0.565 (0.064)
10/10/1999	T	221.965	37.4 (1.2)	0.108 (0.011)	0.682 (0.028)
10/10/1999	T	104.239	26.2 (3.2)	0.044 (0.043)	0.664 (0.081)
10/10/1999	T	146.605	18.4 (3.3)	0.108 (0.043)	0.493 (0.099)
26/11/1999	T	251.199	34.9 (2.0)	0.046 (0.021)	0.724 (0.052)
26/11/1999	T	251.210	23.8 (1.5)	0.052 (0.024)	0.665 (0.065)
10/06/2006	T	346.652	77.9 (11.2)	-0.040 (0.045)	0.627 (0.045)
10/06/2006	T	346.523	43.5 (9.0)	0.066 (0.093)	0.788 (0.093)

Tab. 6.3: Paramètres des ajustements gaussiens des raies obtenues à l'IRAM-30m, au PdBI et au SMA.

denses (et donc dominées par l'élargissement Doppler). Certaines raies, en particulier la raie de SO à 346.528 GHz (leading et trailing) et la raie de SO<sub>2</sub> à 216.643 GHz mesurée par le PdBI (trailing) ne peuvent être ajustées par une gaussienne, car elles sont trop mal détectées.

Il n'est pas évident de comparer directement les valeurs obtenues pour toutes ces raies, qui ont des intensités différentes et ont été observées à des périodes différentes. On remarque cependant que :

- Il ne s'agit que de raies en émission, impliquant une atmosphère de température plus élevée que la surface. La différence de température entre surface et atmosphère (au niveau sondé par la raie) doit être au moins égale au contraste de la raie (20-70 K). Ce résultat est en accord avec les précédentes observations millimétriques, qui présentaient des contrastes de raie de 20-40 K (Lellouch et al., 2006).
- La seule raie ayant été observée deux fois sur le même hémisphère (216.643 GHz sur le leading) ne varie pas significativement entre 1999 et 2005, ce qui tendrait à montrer que la quantité de SO<sub>2</sub> sur cet hémisphère varie peu sur de grandes échelles de temps.
- En 2005 le contraste sur le leading ( $45 \pm 9$  K) est environ deux fois plus fort que sur le trailing ( $\sim 20$  K). En 1999 par contre, leading et trailing présentaient un contraste semblable (et en 2006 aussi). Puisque le contraste sur le leading semble peu variable temporellement (voir remarque au-dessus), c'est donc l'hémisphère trailing, où se situent les centres volcaniques les plus actifs, qui est plus susceptible de présenter des variations temporelles de SO<sub>2</sub>.
- La raie de SO à 346.528 GHz est bien moins forte que la raie de SO<sub>2</sub> à 346.658 GHz obtenue simultanément au SMA (facteur 2.8 sur le leading, 3.3 sur le trailing), malgré son intensité intrinsèque plus forte (d'un facteur 5 environ). Ceci confirme qualitativement que SO est bien moins abondant que SO<sub>2</sub>, en accord avec les résultats de Lellouch et al. (1996). D'autre part la raie de SO à 219.949 GHz n'est pas détectée en 2005, alors qu'elle a déjà été détectée par le passé (Lellouch et al., 1996) avec un contraste de 20 K. Seule une forte variation temporelle de la quantité de SO dans l'atmosphère pourrait expliquer ce résultat. Dans ce sens, les observations infrarouges de Laver et al. (2007) ont montré une variabilité de l'émission de SO à 1.707  $\mu\text{m}$  d'un facteur 2.5 sur trois ans.
- Les largeurs des raies sont approximativement les mêmes sur toutes les plus fortes raies (autour de 650 m/s), et on ne remarque pas de variation globale en fonction de l'hémisphère ou de la date d'observation. Là encore, le résultat est en accord avec les précédentes observations de McGrath et al.

(2004).

- Les observations de 1999, grâce à leur bonne qualité, montrent que les raies sur le côté trailing sont significativement décalées vers le rouge (d'environ 100 m/s), alors que les raies sur le côté leading sont décalées vers le bleu, mais dans une moindre mesure.

Les raies extraites avaient dans un premier temps (Lellouch et al., 2000b) été interprétées en utilisant le même modèle que pour les précédentes raies millimétriques, donc avec comme paramètres libres la densité de colonne, la température et la fraction de surface couverte par l'atmosphère et en prenant l'hypothèse que la largeur des raies s'explique par une combinaison d'élargissement par saturation et d'élargissement Doppler. Les meilleurs ajustements (voir figure 10.1 dans Lellouch et al. (2006)) ont révélé des températures sensiblement plus basses ( $T=400$  K sur le trailing,  $T=200$  K sur le leading) et des fractions  $f_p$  plus élevées (jusqu'à 15% sur le trailing et 42% sur le leading) que pour les précédentes observations, pour une densité de colonne d'environ  $0.5-1.6 \times 10^{17}$  mol.cm<sup>-2</sup>. Néanmoins, cette interprétation continuait à indiquer une atmosphère assez confinée.

Globalement, et malgré leur faible signal sur bruit, les raies obtenues par interférométrie sont en accord avec les données de l'IRAM-30 m de 1999, et avec les campagnes précédentes. Elles n'infirmes donc pas les conclusions principales obtenues par la première analyse des raies de 1999, qui semblent incompatibles avec les résultats de Hubble du point de vue de la distribution de SO<sub>2</sub> (Feaga et al., 2008). Nous allons essayer dans la suite d'interpréter toutes ces raies en fixant le modèle de distribution de SO<sub>2</sub> selon les résultats et modèles les plus récents, en particulier les distributions proposées par Feaga et al. (2008) et Spencer et al. (2005).

## 6.4.2 Distribution de l'émission spectrale

Grâce à la résolution spatiale atteinte par les mesures interférométriques, la distribution spatiale (en extension et en position) de l'émission thermique de SO et SO<sub>2</sub> dans le millimétrique peut être estimée. La mesure de l'étendue spatiale de l'émission spectrale par rapport au disque de Io permet de mesurer la fraction de surface recouverte d'atmosphère ( $f_p$ ) de manière plus directe que la modélisation des raies intégrées sur le disque. De plus, la position du maximum de cette émission par rapport au centre du disque peut être comparée aux inhomogénéités de la distribution de SO<sub>2</sub> gazeux mesurées par Spencer et al. (2005), à la distribution des centres volcaniques ou des zones riches en glace de SO<sub>2</sub>.

### 6.4.2.1 Cartographie

Pour évaluer la distribution spatiale d'une émission spectrale deux techniques sont possibles. On peut tout d'abord la cartographier et comparer la carte de l'émission spectrale à la carte de l'émission continue. Les techniques de cartographie à partir de données millimétriques interférométriques ont été présentées dans la section 2.3. Il suffit au préalable de moyenniser la table  $(u, v)$  correspondant à l'émission de raie sur une bande de fréquences de la largeur de la raie (environ 800 m/s), autour de sa fréquence centrale. Nous avons ici utilisé l'algorithme de déconvolution HOGBOM (avec 10000 itérations), avec un support de déconvolution circulaire dont le rayon est égal à 1.5 fois le lobe synthétique, pour prendre en compte tout le flux provenant de la source. Les cartes obtenues sont présentées dans les figures 6.10, 6.11 et 6.12. Les cartes ont été tournées de façon à ce que l'axe des pôles de Io soit vertical, pour une meilleure lisibilité.

Espèce	Fréquence (GHz)	Hémisphère	$\Delta$ R.A. (")	$\Delta$ Dec (")	émission au pic (Jy/lobe)	Rms (Jy/lobe)	Flux total (Jy)
SO <sub>2</sub>	216.643	L	0.25	0.11	0.41	0.05	1.0
SO <sub>2</sub>	346.652	L	0.11	-0.05	1.71	0.20	4.7
SO <sub>2</sub>	346.523	L	0.24	0.12	1.80	0.21	3.8
SO	346.528	L	0.39	0.32	1.36	0.22	1.6
SO <sub>2</sub>	216.643	T	0.00	0.35	0.27	0.04	0.5
SO <sub>2</sub>	346.652	T	-0.11	0.14	1.82	0.14	3.0
SO <sub>2</sub>	346.523	T	-0.16	0.00	1.16	0.13	1.9
SO	346.528	T	-0.15	0.09	0.64	0.10	0.9

Tab. 6.4: Mesures sur les cartes déconvoluées de l'émission de SO<sub>2</sub> et SO. Les mesures du décalage spatial par rapport au maximum de l'émission continue sont effectuées sur le pic d'émission de la carte.

La qualité de la cartographie est estimée dans chaque carte par le rms du signal déconvolué, qui peut être mesuré directement sur la carte dans une région où la source ne contribue pas. La valeur du rapport signal sur bruit sur la raie intégrée estimée (entre 5 et 12 pour SO<sub>2</sub> et 6-8 pour SO) est assez bonne pour que l'on soit confiant sur la validité de la carte déconvoluée. De plus, la forme globale des cartes reste stable quelle que soit la méthode de déconvolution utilisée. L'analyse de ces cartes reste cependant purement qualitative et visuelle. Il faut tenir compte de la taille et de la forme du lobe synthétique, qui indique la résolution spatiale des données et donc la limite dans l'interprétation de la carte. Ainsi les données PdBI, qui ne sont pas résolues dans la direction N-S, n'apportent pas d'information sur la distribution de brillance dans cette direction.

Le tableau 6.4 montre les différentes mesures que l'on peut tirer des cartes 6.10, 6.11 et 6.12.

On peut clairement distinguer quelques faits :

- les cartes de l'émission de SO<sub>2</sub> obtenues en 2005 et en 2006 ne présentent pas de différence évidente, bien qu'avec des lobes synthétiques si différents elles soient difficiles à comparer.

- Pour toutes les espèces, l'émission spectrale est plus confinée spatialement que l'émission continue, et particulièrement sur l'hémisphère trailing. Cette tendance est plus claire sur les données de 2005 que sur les données de 2006. Pour SO<sub>2</sub>, l'émission spectrale est cependant spatialement assez étendue pour être résolue, et semble incompatible avec une distribution ponctuelle ou de taille petite par rapport au lobe synthétique.

- Toutes les données sur l'hémisphère leading montrent un décalage de l'émission spectrale vers l'Est (hémisphère antijovien) par rapport à l'émission continue (centrée sur le point subterrestre compte tenu de l'autocalibration en phase). De façon analogue, les données sur l'hémisphère trailing sont décalées vers l'Ouest (toujours vers l'hémisphère antijovien), mais aussi vers le Nord.

- L'émission de SO est bien plus localisée que celle de SO<sub>2</sub>, et aussi plus décalée vers l'hémisphère antijovien, particulièrement sur l'hémisphère leading.

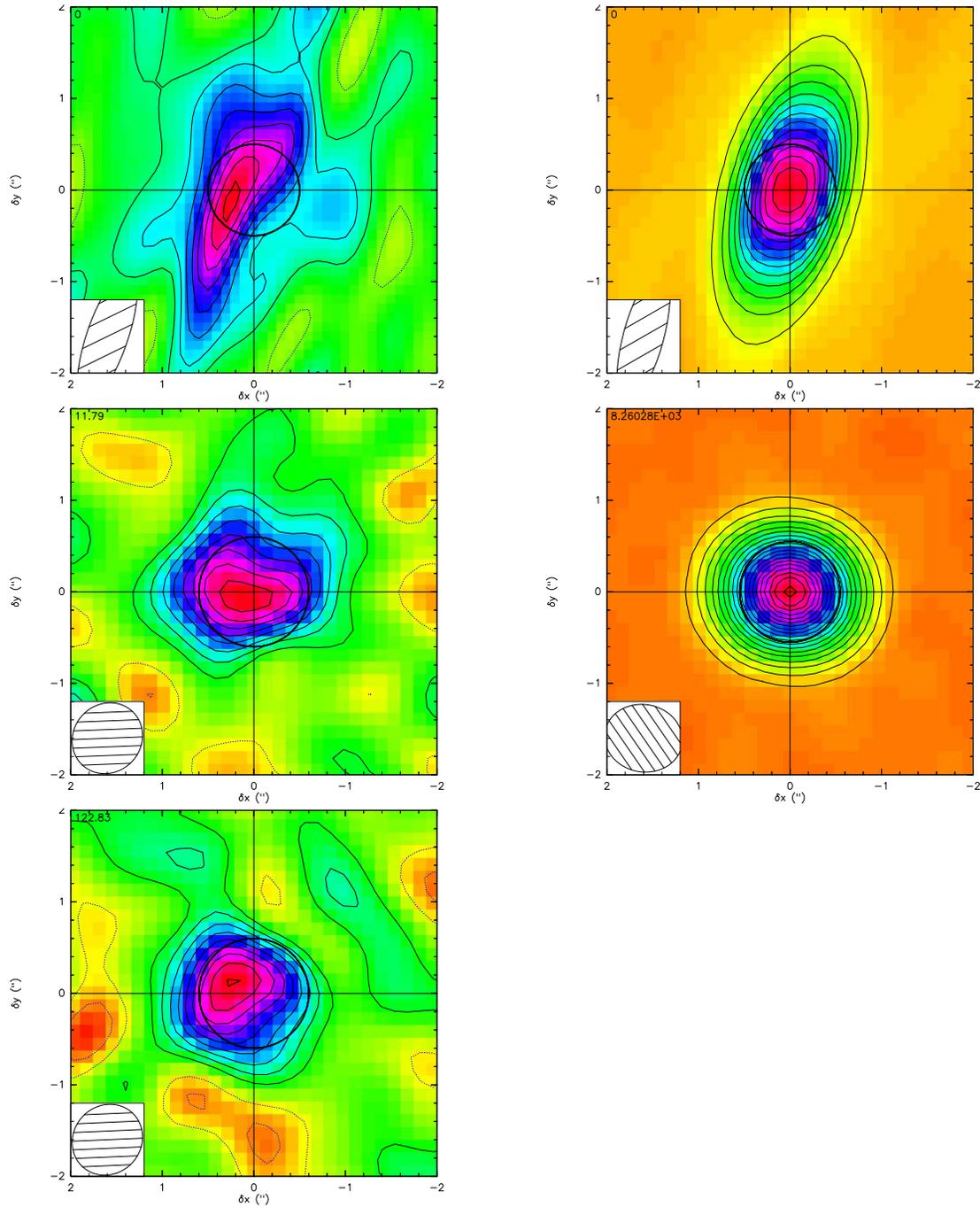


Fig. 6.10: Cartes interférométriques de l'émission de  $\text{SO}_2$  sur l'hémisphère leading de Io. De gauche à droite et de haut en bas : raie à 216.643 GHz intégrée sur 520 kHz (722 m/s), continu auto-cailbré en phase à 216 GHz, raie à 346.652 GHz intégrée sur 1000 kHz (867 m/s), continu auto-calibré en phase à 346 GHz, raie à 346.523 GHz intégrée sur 1000 kHz. Le lobe synthétique est représenté en bas à gauche, le cercle central correspond à la taille de Io à la date des observations. Le niveau de contour est de 50 mJy/lobe pour la raie à 216.643 GHz, 100 mJy/lobe pour le continu à 216 GHz, et 200 mJy/lobe pour les autres cartes.

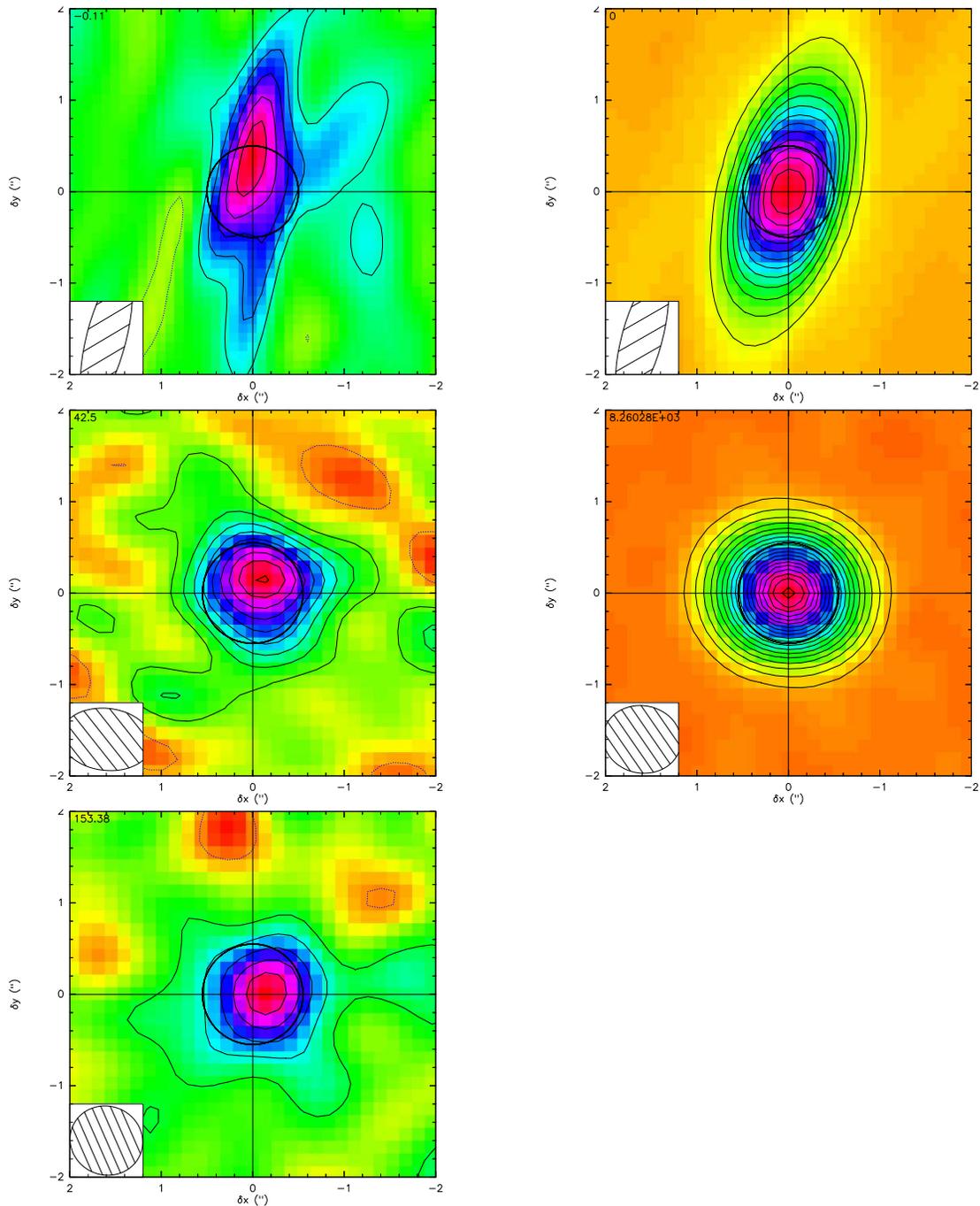


Fig. 6.11: Cartes interférométriques de l'émission de  $\text{SO}_2$  sur l'hémisphère trailing de Io. De gauche à droite et de haut en bas : raie à 216.643 GHz intégrée sur 600 kHz (833 m/s), continu auto-calibré en phase à 216 GHz, raie à 346.652 GHz intégrée sur 1000 kHz (867 m/s), continu auto-calibré en phase à 346 GHz, raie à 346.523 GHz intégrée sur 1000 kHz. Le lobe synthétique est représenté en bas à gauche, le cercle central correspond à la taille de Io à la date des observations. Le niveau de contour est de 50 mJy/lobe pour la raie à 216.643 GHz, 100 mJy/lobe pour le continu à 216 GHz, et 200 mJy/lobe pour les autres cartes.

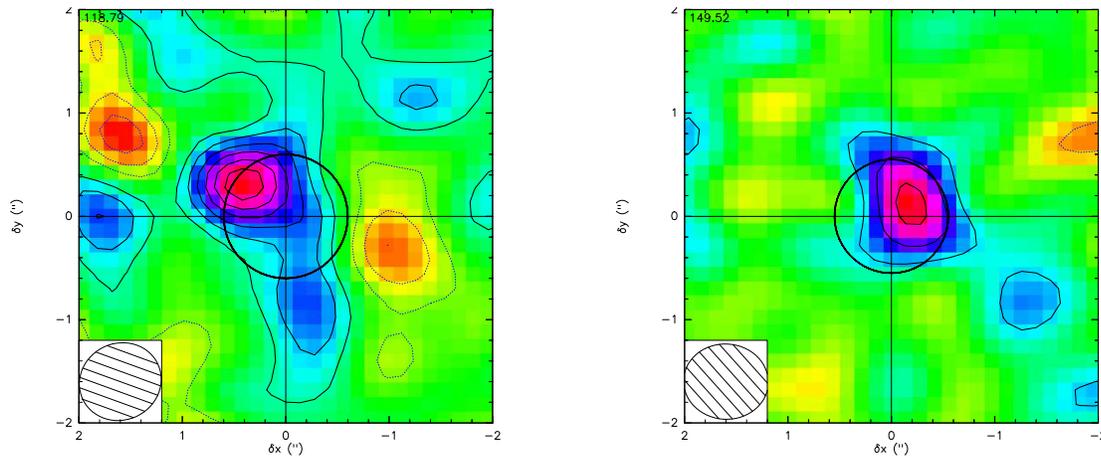


Fig. 6.12: Cartes interférométriques de l'émission de SO à 346.528 GHz sur l'hémisphère leading (à gauche) et trailing (à droite) de Io. La raie est intégrée sur 1000 kHz. Le lobe synthétique est représenté en bas à gauche, le cercle central correspond à la taille de Io à la date des observations. Le niveau de contour est de 200 mJy/lobe.

#### 6.4.2.2 Analyse dans le plan $(u, v)$

Les précédentes remarques sur la distribution de SO et SO<sub>2</sub> étaient purement qualitatives. On peut obtenir des mesures de taille et de position en ajustant les visibilité d'une table  $(u, v)$  par un modèle de distribution de brillance. Avec la routine UV-FIT sous GILDAS, des modèles simples comme un point, un disque ou une ellipse uniforme sont générés et transformés en visibilité suivant la couverture  $(u, v)$  des observations. La routine donne en sortie les caractéristiques du meilleur modèle ajusté aux observations (diamètre ou longueur des axes, position par rapport au centre de phase, flux total en Jy) et surtout une erreur pour chaque paramètre, qui est l'écart-type du meilleur modèle aux données.

Cette méthode comporte un biais important du fait que l'on ajuste une distribution de forme *a priori* inconnue, et qui plus est, probablement irrégulière, par un modèle très simple et donc probablement éloigné de la réalité. Plusieurs tests ont été effectués pour estimer la validité des résultats donnés par UV-FIT. Tout d'abord, on remarque que, quand un décalage spatial dans une certaine direction est détecté significativement en utilisant un type de modèle (point, disque ou ellipse), il est aussi détecté en utilisant un autre modèle, avec une valeur qui peut être sensiblement différente (jusqu'à 0.1" de différence), mais compatible avec les barres d'erreur. Il est plus difficile d'estimer la validité sur la détermination de taille. On considèrera cependant que UV-FIT donne une idée sur la taille caractéristique, ou au pire, que l'on peut comparer relativement des valeurs de tailles trouvées par UV-FIT entre elles. Les résultats de l'analyse dans le plan  $(u, v)$  pour chaque table sont regroupés dans le tableau 6.5.

Ces résultats confirment les tendances observées sur les cartes déconvoluées, mais pas toujours de façon significative :

- la taille de l'émission spectrale de SO<sub>2</sub> est plus petite que celle de l'émission continue sur les données de 2005 (voir tableau 6.2), mais assez grande pour être résolue par le lobe synthétique. Ceci est particulièrement significatif sur le trailing ( $0.66'' \pm 0.16''$ ). Etant donné que l'information spatiale n'est disponible que dans une direction par rapport au lobe synthétique, on ne peut estimer la fraction de surface couverte d'atmosphère ( $f_p$ ) qu'en faisant une hypothèse sur la distribution en latitude. Ainsi si l'on suppose une atmosphère confinée en dessous de  $\pm 45^\circ$  comme le laissent penser les observations de

Espèce	Fréquence GHz	Hémisphère	$\Delta$ RA (")	$\Delta$ Dec (")	Taille apparente de Io (")	Diamètre ou petit axe (")	Flux Total (Jy)
SO <sub>2</sub>	216.643	L	0.18±0.10	-0.03±0.29	0.99	0.91±0.08	1.14±0.11
SO <sub>2</sub>	346.523	L	0.24±0.05	0.09±0.05	1.12	1.20±0.14	3.85±0.62
SO <sub>2</sub>	346.652	L	0.00±0.07	0.10±0.05	1.12	1.25±0.19	4.96±0.75
SO	346.528	L	0.32±0.06	0.25±0.05	1.12	0.52±0.41	1.65±0.44
SO <sub>2</sub>	216.643	T	0.01 ±0.05	0.29±0.18	1.02	0.66±0.16	0.52 ±0.08
SO <sub>2</sub>	346.523	T	-0.14±0.06	0.0±0.05	1.12	1.18±0.14	1.94±0.32
SO <sub>2</sub>	346.652	T	-0.08±0.04	0.09±0.04	1.12	1.08±0.11	2.97±0.32
SO	346.528	T	-0.16±0.08	0.16±0.08	1.12	0.81±0.32	0.90±0.27

Tab. 6.5: Résultats des ajustements réalisés par UV-FIT sur les cartes  $(u, v)$  moyennées sur la largeur de raie. Pour les données PdBI, étant donnée la forme du lobe synthétique très élongée, on choisira un modèle elliptique. Seule la taille dans la direction résolue (petit axe) contient de l'information. Pour les données SMA (sauf pour la raie à 346.652 GHz sur le côté leading), dont le lobe est beaucoup plus circulaire, l'ajustement est fait par un modèle de disque uniforme.

HST (Feaga et al., 2008), on peut estimer  $f_p \sim 75-90\%$  sur le leading, et  $f_p \sim 45-75\%$  sur le trailing. Les données de 2006 ne permettent pas de confirmer ce fait, et indiquent, dans la limite des barres d'erreur, une taille de l'émission compatible avec la taille du disque solide.

Si la différence entre les tailles estimées sur le leading entre 2005 et 2006 n'est pas significative, elle est distincte sur l'hémisphère trailing. Seule une variation temporelle de la distribution de SO<sub>2</sub> (déjà invoquée sur cet hémisphère pour expliquer les variations de flux entre 1999 et 2006) pourrait expliquer ce résultat.

Le résultat majeur est donc que tous les ajustements sur les tailles sont incompatibles avec les résultats précédents sur  $f_p$  obtenus par les observations millimétriques intégrées sur le disque ( $f_p < 15\%$  sur le leading, et  $f_p < 40\%$  sur le trailing, McGrath et al. (2004)). Ils remettent donc en cause le modèle d'interprétation des données millimétriques obtenues en antenne unique, qui faisait appel à la saturation dans une atmosphère chaude, dense et très localisée, pour expliquer les largeurs de raie observées.

- On retrouve bien un décalage spatial vers l'Est sur les données leading, et vers l'Ouest sur les données trailing, indiquant un maximum d'émission (et donc de quantité de gaz) sur l'hémisphère antijovien. Ce résultat est en accord qualitatif avec les résultats de cartographie de SO<sub>2</sub> obtenus par Feaga et al. (2008) et Spencer et al. (2005). On constate aussi que les distributions de glace de SO<sub>2</sub> (Douté et al., 2001) et des centres volcaniques (Geissler and Goldstein, 2006) présentent un maximum sur cet hémisphère. Ceci semble cohérent avec le fait que l'émission volcanique et la sublimation de la glace de SO<sub>2</sub> soient les deux principales origines possibles pour l'atmosphère de SO<sub>2</sub>. Cependant, un tel décalage n'est pas en accord avec un modèle de sublimation simple, pour lequel la densité de colonne de SO<sub>2</sub> varie uniquement avec la température, et donc l'heure locale. Dans ce modèle on obtiendrait un maximum d'émission au point subsolaire (à quelques degrés à l'Est du point subterrestre dans nos données). Si la sublimation intervient bien dans le maintien de SO<sub>2</sub> dans l'atmosphère, alors les données montrent que les effets géographiques de distribution de la glace dominant les effets d'heure locale, du moins sur le côté jour.

- Sur l'hémisphère leading, l'émission de SO est plus confinée et plus décalée que celle de SO<sub>2</sub> à la même date. On retrouve un résultat similaire mais non significatif sur l'hémisphère trailing. Ceci semble confirmer que les processus physiques en action pour la production de SO ne sont pas les mêmes que pour SO<sub>2</sub>. La source de SO doit être moins étendue que celle de SO<sub>2</sub>, et le volcanisme (source localisée) pourrait avoir un rôle plus important pour cette espèce que pour SO<sub>2</sub>. De plus, l'absence d'émission de SO dans des zones où l'émission de SO<sub>2</sub> est bien présente montre que la production de SO à partir de SO<sub>2</sub> (photodissociation) est peu importante (ou compensée par un autre phénomène).

Cette première analyse, qui donne simultanément une estimation de la distribution spatiale et du contraste des raies de SO<sub>2</sub>, offre donc une vision nouvelle de l'émission millimétrique de SO<sub>2</sub>, plus cohérente avec les résultats obtenus par d'autres techniques d'observation. Elle montre que l'atmosphère est répartie de façon non uniforme sur le disque, mais qu'elle est présente sur de grandes échelles. Reste que, si l'atmosphère n'est plus considérée comme très localisée, une autre interprétation doit être donnée pour expliquer les largeurs de raie.

### 6.4.3 Cartographie des décalages Doppler

Etudions maintenant la carte des raies de SO<sub>2</sub> afin de chercher d'éventuels décalages Doppler et de les cartographier. Ceci n'est faisable que sur les données PdBI, qui ont une résolution spectrale suffisante (55 m/s) pour la détection de décalages Doppler sur une raie d'environ 500 m/s de large.

D'un point de vue qualitatif, on remarque déjà que, en cartographiant l'émission dans les ailes de raie et dans le centre de raie sur une bande de fréquences assez fine de 120 kHz (figure 6.13), la position du maximum d'émission très différente selon la zone de la raie. Le maximum est décalé vers l'Est dans la carte de l'aile "bleue" (vitesses négatives), et à l'Ouest dans l'aile "rouge" (vitesses positives). La carte de l'émission dans le centre de raie est aussi décalée vers l'Est, comme la carte intégrée sur toute la largeur de raie (figure 6.10). Ceci montre bien que la fréquence maximale de l'émission n'est pas la même selon la zone du disque considérée. Cet effet pourrait être la conséquence de la rotation solide de Io (de l'ordre de 80 m/s), qui va dans le sens des observations.

La carte déconvoluée canal par canal est obtenue en utilisant le même algorithme de déconvolution et les mêmes paramètres que pour la carte intégrée sur la raie. La figure 6.14 représente les raies cartographiées sur les deux hémisphères en 2005, sur une grille avec un pas de 0.2"x0.2". Chaque spectre (calculé sur une grille plus fine de 0.1x0.1") est ensuite ajusté par une gaussienne, en moyennant le signal sur 120 kHz. Chaque ajustement donne un résultat sur le décalage spectral (décalage Doppler), la largeur à mi-hauteur et le contraste de la raie. L'erreur sur l'ajustement du décalage spectral et de la largeur de la raie est de l'ordre de 30 m/s.

La carte des décalages Doppler obtenus est représentée dans la figure 6.15. Seuls les résultats obtenus sur des raies bien détectées (à plus de 2  $\sigma$  sur le flux) sont représentés.

L'interprétation de la carte des décalages Doppler doit prendre en compte :

- le fait que la vitesse mesurée par le décalage Doppler correspond à une vitesse projetée sur la ligne de visée, et qu'elle ne peut donc suffire à déterminer la vitesse (intensité et direction) de la source ;
- la convolution de l'information par le lobe synthétique : la vitesse mesurée en un point comprend de l'information provenant de toute une zone de la taille du lobe synthétique autour de ce point. En particulier, vu que la direction N-S n'est pas résolue, toutes les latitudes contribuent aux mesures sur l'équateur. Dans la direction longitudinale, on ne peut considérer que 3 mesures indépendantes (limbe Est, point subsolaire et limbe Ouest) ;
- l'erreur sur la cartographie : en plus de l'erreur sur l'ajustement gaussien des raies, l'utilisation de différents algorithmes de déconvolution modifie la valeur des décalages mesurés, mais pas la tendance globale. Nous avons estimé que l'ajout d'une erreur relative de 50 m/s à l'erreur de l'ajustement gaussien rend compte de cet effet ;
- la valeur absolue des décalages Doppler mesurés n'est pas certaine à un demi-canal près (27 m/s). Cette incertitude provient du rééchantillonnage en fréquence effectué lors de la correction de la vitesse de Io. Les mesures relatives (différence entre deux points sur le disque) ne sont pas affectées par cette erreur.

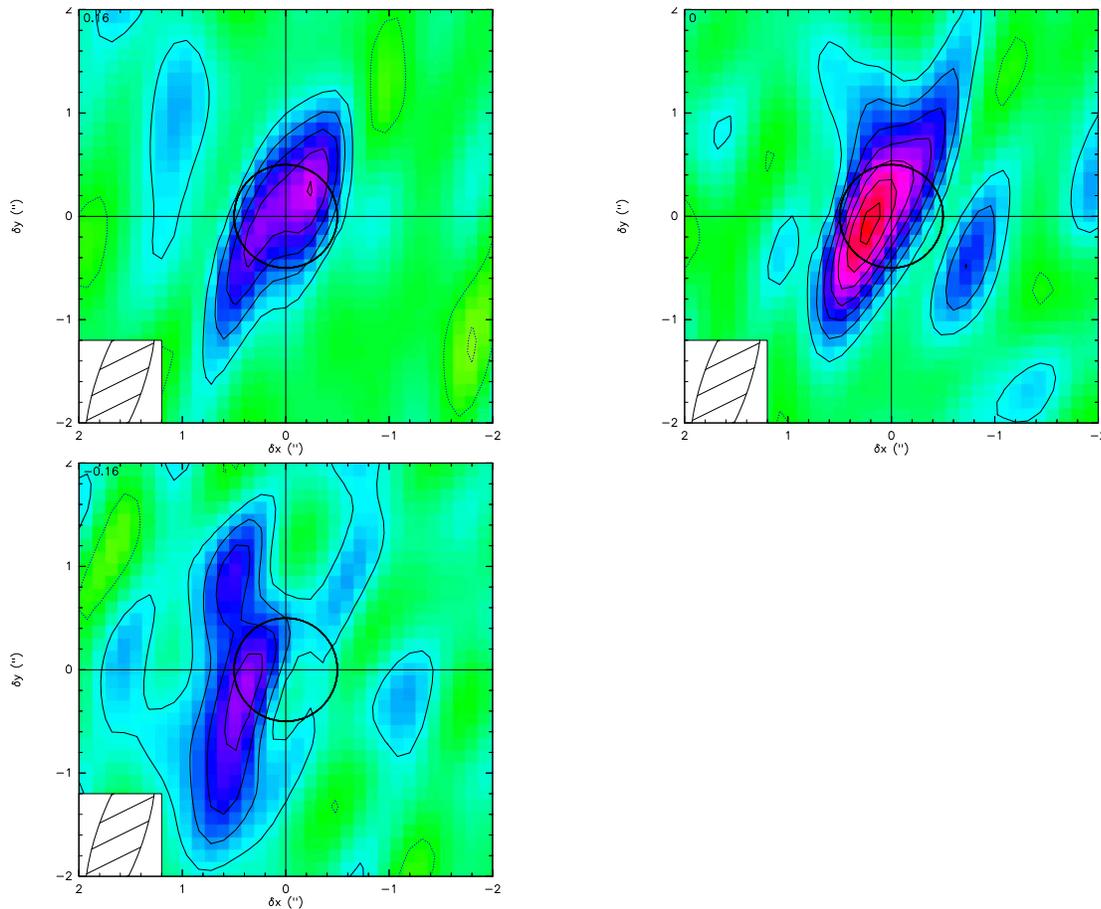


Fig. 6.13: Cartes interférométriques de l'émission de  $\text{SO}_2$  sur l'hémisphère leading de Io, observée au PdBI dans différents endroits de la raie à 216.643 GHz. A gauche : aile rouge de la raie (intégrée sur 120 kHz). A droite : centre de la raie (intégrée sur 120 kHz). En bas : aile bleue de la raie (intégrée sur 120 kHz).

En tenant compte de ces limitations, on peut remarquer sur la figure 6.15 que :

- les limbes Est et Ouest présentent un décalage Doppler significatif, négatif à l'Est et positif à l'Ouest, d'une valeur absolue sensiblement égale ( $\sim 150 \pm 80$  m/s). Ceci se traduit par une forte différence de décalage spectral entre les limbes (différence limbe-à-limbe) estimée à  $330 \pm 100$  m/s
- la mesure au point subterrestre est d'environ  $70 \pm 80$  m/s, et n'est pas incompatible avec une vitesse nulle.

La mesure de la différence de décalage Doppler entre les limbes semble montrer qu'il existe un fort mouvement de l'ensemble du gaz du limbe Est vers le limbe Ouest. Ce mouvement a l'apparence d'une superrotation. Il ne peut s'expliquer par la seule rotation solide de Io, dont la vitesse est de 75 m/s seulement à l'équateur. L'observation n'implique cependant pas que l'atmosphère de Io soit animée d'un mouvement global de superrotation, comme le sont par exemple, celles de Titan ou Vénus, et d'autres interprétations sont possibles : par exemple un jet dirigé vers l'observateur sur le limbe Est (qui produit une émission décalée vers le bleu), et un jet semblable mais de direction opposée sur le limbe Ouest. Quoiqu'il en soit, étant donnée la convolution spatiale et les effets de projection, les mesures de vitesse doivent être inférieures à la valeur réelle maximale de vitesse des vents, qui sont probablement supersoniques ( $c = 100\text{-}200$  m/s d'après Ingersoll et al. (1985)).

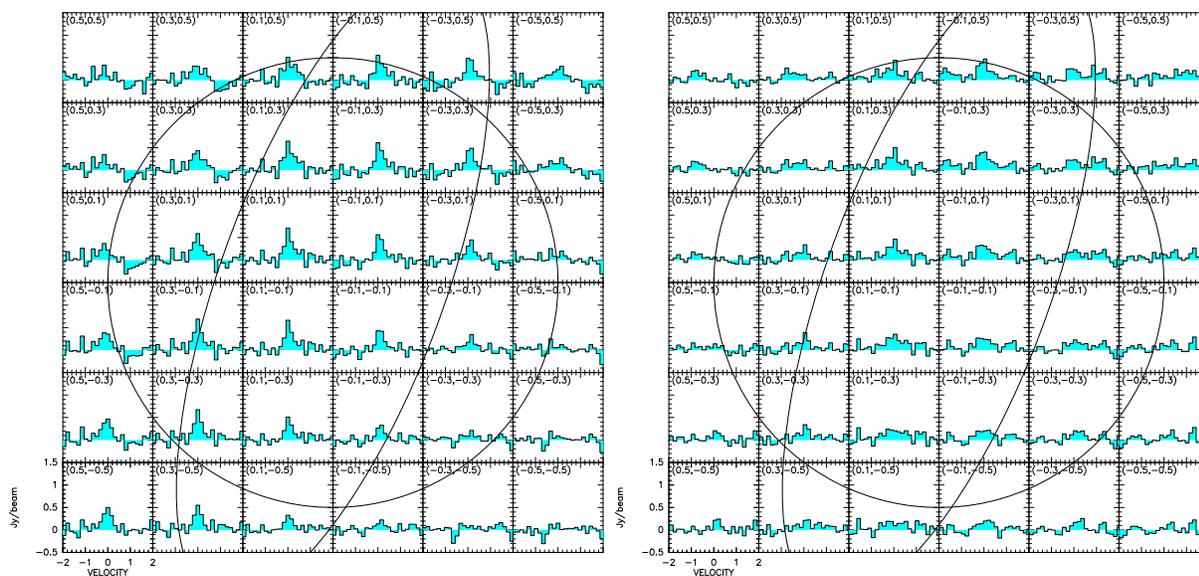


Fig. 6.14: Cartes des spectres de la raie de  $\text{SO}_2$  à 216.643 GHz, sur l'hémisphère leading (gauche) et trailing (droite), avec une résolution spectrale de 120 kHz. Le grand cercle représente la taille du disque solide de Io, l'ellipse est le lobe synthétique.

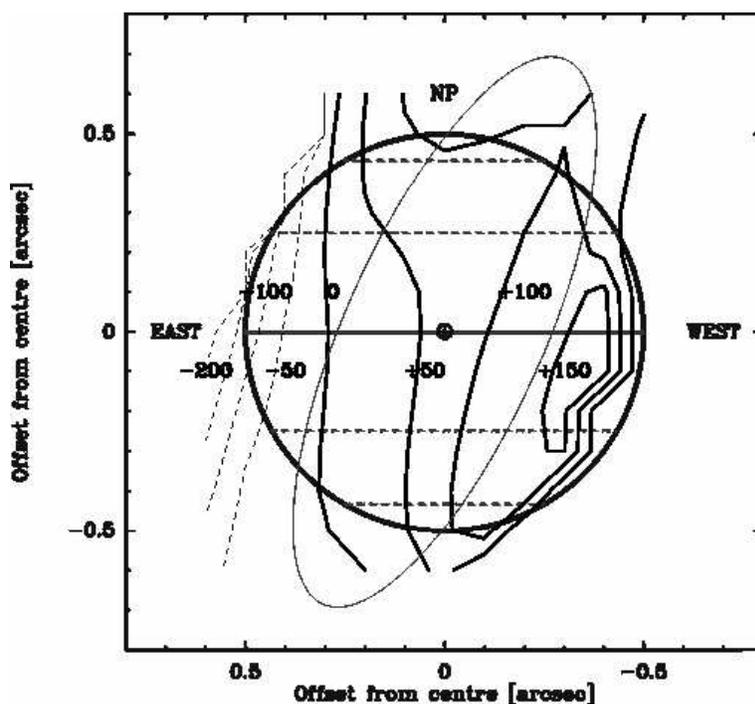


Fig. 6.15: Carte des décalages Doppler en m/s mesurés sur l'hémisphère leading en 2005. Le niveau de contour est à 50 m/s. Les traits pointillés représentent les valeurs négatives, qui indiquent un mouvement vers l'observateur.

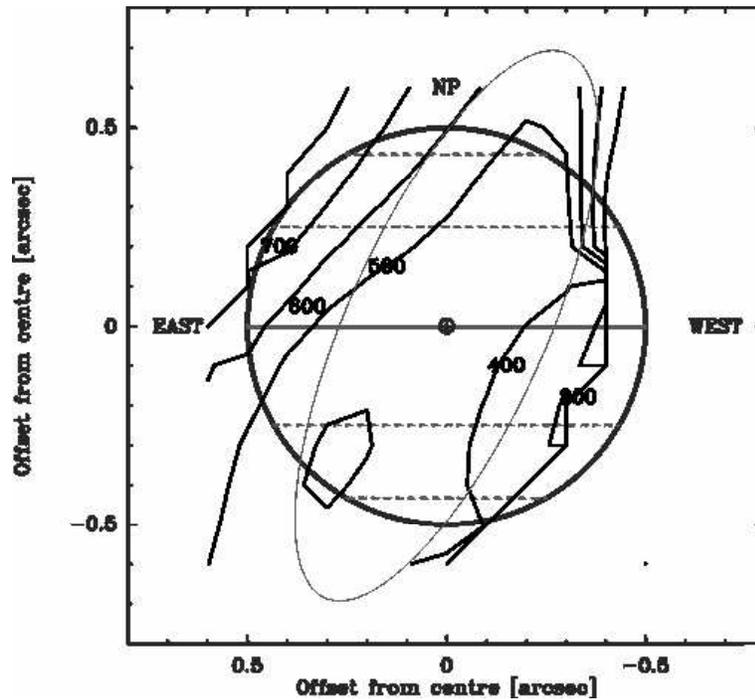


Fig. 6.16: Carte des largeurs de raies en m/s mesurées sur l'hémisphère leading en 2005. Le niveau de contour est à 100 m/s.

Une confirmation indirecte de la présence de vents est donnée par la cartographie des largeurs de raies (figure 6.16). Bien que la détermination des largeurs de raie soit affectée d'une erreur assez grande ( $\sim 80$  m/s, comprenant l'erreur de l'ajustement gaussien et de la cartographie), on remarque que, localement, les raies sont moins larges que la raie moyennée sur le disque ( $651 \pm 65$  m/s). La largeur de cette dernière est donc la conséquence de la variation du décalage Doppler sur le disque.

Cette première détection de la dynamique de l'atmosphère de Io est surprenante, car elle va à l'encontre du modèle présenté au paragraphe 6.1.2, qui prévoyait, dans le cadre d'un modèle de sublimation simple, une dynamique dominée par les gradients de pression du point le plus chaud (proche du point subsolaire) aux terminateurs, donc des vitesses positives partout pour des observations sur le côté jour. Le résultat présenté peut laisser penser que soit la localisation géographique de la glace de  $\text{SO}_2$  domine les gradients de pression, et que ceux-ci ne sont que peu contrôlés par les effets d'heure locale, soit la dynamique atmosphérique est dominée par un autre mécanisme (dynamique des plumes volcaniques par exemple).

## 6.5 Modélisation des données

Nous avons vu au paragraphe 5.1.3 quels sont les paramètres physiques de l'atmosphère qui ont un rôle dans l'émission des raies millimétriques. L'ensemble des résultats de la section 6.4 peut donc être interprété en termes de température du gaz, de distribution spatiale de la densité de colonne, et de dynamique.

Nous allons essayer de reproduire tous les résultats observationnels présentés ci-dessus par un modèle de distribution des paramètres physiques de l'atmosphère. Pour limiter les paramètres libres et proposer une

interprétation qui ait un sens physique, nous avons testé des modèles adaptés respectivement à :

- i) une atmosphère soutenue par la sublimation (modèles hydrostatiques)
- ii) une atmosphère éjectée par les volcans.

### 6.5.1 Modèle numérique utilisé

Pour modéliser l'émission des raies rotationnelles, nous utilisons un code développé par E. Lellouch pour les observations intégrées sur le disque, prenant comme hypothèse une température du gaz et une densité de colonne constantes sur le disque, que j'ai adapté pour les observations résolues. Une sphère de la taille de Io (1815 km de rayon) est intégrée dans une grille à 3 dimensions avec une très bonne résolution spatiale de quelques dizaines de km (voir figure 6.17). A chaque point de la grille est attribuée une valeur de température, de densité locale en molécules et de vitesse du gaz (intensité et direction dans le référentiel lié à Io). Les valeurs de ces paramètres dépendent du modèle choisi, et de la longitude centrale aux moments des observations.

L'opacité liée à chaque point de la grille est calculée pour une raie donnée dont on connaît les caractéristiques (fréquence au repos, énergie du niveau inférieur, intensité à 300 K), sur un intervalle de quelques MHz autour de la fréquence centrale. Les effets du décalage Doppler ont été ajoutés au code initial, en décalant le spectre de l'opacité de chaque point par un facteur  $(1 + \frac{v_p}{c})$  où  $v_p$  est la vitesse locale du gaz projetée sur la ligne de visée. La vitesse projetée comprend la vitesse du gaz par rapport au disque solide plus la rotation du disque solide (75 m/s à l'équateur). Le spectre ainsi décalé spectralement est ensuite rééchantillonné sur une grille de fréquences commune à tous les points de la maille.

Le transfert radiatif est ensuite effectué sur chaque ligne de visée, de coordonnées  $x$  et  $y$ , en suivant la direction  $z$  (direction du rayonnement vers l'observateur). On considère que la surface a une température de brillance constante à 95 K sur tout le disque. Ceci est justifié au paragraphe 10.1.2.

On obtient au final pour chaque point  $x,y$  du disque projeté de Io un spectre en température de brillance, ce qui correspond à une carte  $T_B(x,y,\nu)$ , calculée sur la grille de calcul projetée. Pour tenir compte de la variation de la longitude centrale pendant la durée d'une observation, le calcul de transfert est effectué plusieurs fois en changeant à chaque fois la longitude centrale, en partant de la longitude au début des observations jusqu'à la longitude finale, avec un pas de  $10^\circ$ . Les cartes de spectres synthétiques correspondant aux diverses longitudes centrales sont moyennées, pour obtenir l'équivalent d'une observation moyennée sur plusieurs heures d'intégration.

A partir de cette carte  $T_B(x,y,\nu)$ , on peut obtenir :

- une raie intégrée sur le disque, en faisant une moyenne spatiale du spectre,
- une carte moyennée sur la largeur de la raie, en faisant une moyenne sur une bande de fréquences (600 ou 1000 kHz de large par exemple) de la même façon que pour les observations,
- une carte des décalages Doppler.

Pour que la carte générée par le modèle numérique soit comparée aux cartes observées, son unité (km) doit être convertie en secondes d'arc selon la distance de Io à la Terre au moment des observations. Les températures de brillance en chaque point de la grille de calcul projetée sont ensuite converties en  $J_y$  (flux émis par chaque carré), en tenant compte de la convolution par le lobe primaire. Ceci est fait par la routine *cimage* sous GILDAS. Enfin, la transformée de Fourier de la distribution de brillance est échantillonnée dans le plan  $(u, v)$  selon l'échantillonnage des observations. La carte  $(u, v)$  ainsi obtenue est directement comparable à celle des observations, et peut être analysée dans le plan  $(u, v)$  -

par ajustement des visibilité par exemple - ou déconvoluée.

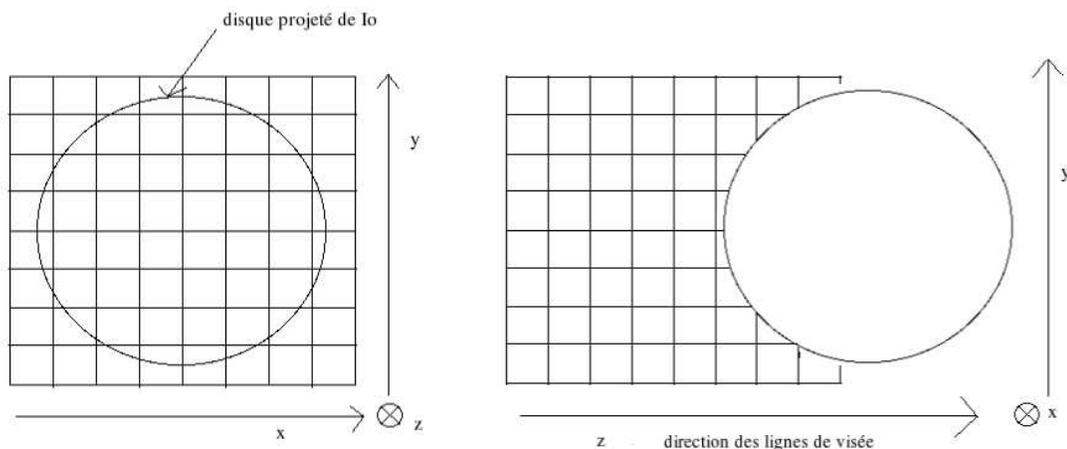


Fig. 6.17: Géométrie du modèle numérique utilisé. La direction  $z$  correspond à la direction des lignes de visée. A chaque point de coordonnées  $x,y$  correspond une ligne de visée.

### 6.5.2 Modèles hydrostatiques

Pour simuler une atmosphère issue de la sublimation, on fera l'hypothèse que cette origine implique un équilibre hydrostatique de l'atmosphère.

Nous choisissons de fixer la distribution du  $\text{SO}_2$  selon les résultats obtenus par différentes observations, et nous supposons que le gaz observé provient uniquement de la sublimation. Ainsi nous pouvons tirer parti des nouvelles connaissances obtenues sur la distribution du gaz, tout en éliminant un paramètre libre (la fraction de couverture atmosphérique  $f_p$ ), ce qui facilitera l'interprétation des raies millimétriques qui s'est révélée ambiguë par le passé (voir paragraphe 6.2.2)

Les seuls paramètres ajustables sont le profil de température atmosphérique, la dynamique du gaz, et la densité de colonne au sol, déterminée par le modèle de distribution et ajustée par un facteur multiplicatif ( $\chi$ ). Le profil de densité est déterminé par l'équilibre hydrostatique pour une densité de colonne donnée. Concrètement, en connaissant la distribution de la densité de colonne au sol en fonction de la latitude et de la longitude, pour attribuer à chaque point de coordonnées  $(x,y,z)$  de la grille de calcul une valeur de densité locale, on considère que le point appartient à la colonne de gaz au dessus du point de la surface de coordonnées  $(x,y)$  et de coordonnées locales (lat,long).

### 6.5.2.1 Modèles de distribution du gaz

Les résultats les plus récents sur la cartographie de l'atmosphère de SO<sub>2</sub> ont été obtenus par Feaga et al. (2008) dans l'UV (appelé par la suite modèle Feaga, voir paragraphe 6.2.1) et Spencer et al. (2005) dans l'infrarouge (appelé modèle Spencer, voir paragraphe 6.2.3). Ces deux cartographies ont été obtenues de manières très différentes : si les données UV sont très bien résolues spatialement (avec une résolution de 5° en latitude et en longitude), les résultats de Spencer et al. (2005) sont obtenus à partir de données intégrées sur le disque mais résolues temporellement (en longitude donc). L'interprétation de la variation de la densité de colonne avec la latitude se fait via un modèle ("modified latitude dependent model", voir paragraphe 3.4.4 de Spencer et al., 2005, et figure 6.7), adapté aux observations résolues de HST (Jessup et al., 2004).

Ces deux distributions de SO<sub>2</sub> sont reproduites dans la figure 6.18. Elles présentent toutes les deux de fortes variations avec la longitude (facteur 10) et un maximum de densité sur l'hémisphère antijovien. La position du maximum se trouve sur l'hémisphère leading (140°W) pour Feaga et al. (2008) et sur l'hémisphère trailing (220°W) pour Spencer et al. (2005). La distribution de Feaga et al. (2008) montre une atmosphère limitée à une bande équatoriale ( $\pm 40^\circ$  de latitude), ce qui confirme le modèle de dépendance latitudinale adopté par Spencer et al. (2005).

La principale différence entre les deux distributions réside dans la valeur des densités de colonne retrouvées : les résultats de Feaga et al. (2008) sont inférieurs d'un facteur  $\sim 3$  par rapport aux résultats de Spencer et al. (2005). Si une variation temporelle peut être invoquée, il ne faut pas perdre de vue que les observations UV comportent une incertitude sur l'interprétation, en particulier pour les plus grandes densités de colonne.

Pour tenir compte de l'effet de masse d'air (voir paragraphe 5.2.1), la densité locale est multipliée par la sécante définie par  $1/\cos(\theta)$  dans l'approximation plan-parallèle où  $\theta$  est l'angle d'émission. Aucune correction de la courbure sphérique n'est appliquée, mais l'échantillonnage spatial fait que la sécante ne dépasse que rarement 50.

Enfin, quand cela s'avère nécessaire, les densités de colonne des modèles Spencer et al. (2005) ou Feaga et al. (2008) ont été multipliées par un facteur uniforme (ci-après noté  $\chi$ ). Ce facteur permet d'augmenter ou de diminuer les densités locales de gaz, et donc de faire varier l'opacité de l'atmosphère. Ceci peut permettre de mieux ajuster simultanément deux raies ayant des intensités différentes : quand la densité de colonne augmente, la différence de contraste entre les raies diminue, et vice-versa.

La figure 6.19 montre comment le contraste relatif de deux raies peut être ajusté en faisant varier la quantité de SO<sub>2</sub> via le facteur  $\chi$ .

### 6.5.2.2 Profils de température

Le profil de température est supposé être le même partout sur le satellite, et nous testons différents profils déduits des modèles thermiques antérieurs. Ils sont représentés dans la figure 6.20 :

- le profil tiré de Strobel et al. (1994) pour une atmosphère dense (130 nbar) est calculé pour une température de surface de 130 K et inclut le chauffage solaire et le chauffage par le plasma.
- le profil tiré de Strobel et al. (1994) pour une atmosphère ténue (3.5 nbar) est calculé pour une température de surface de 120 K et inclut, en plus des effets mentionnés précédemment, le chauffage par effet Joule.
- le profil tiré de Wong and Smyth (2000), présenté au paragraphe 6.1.3.

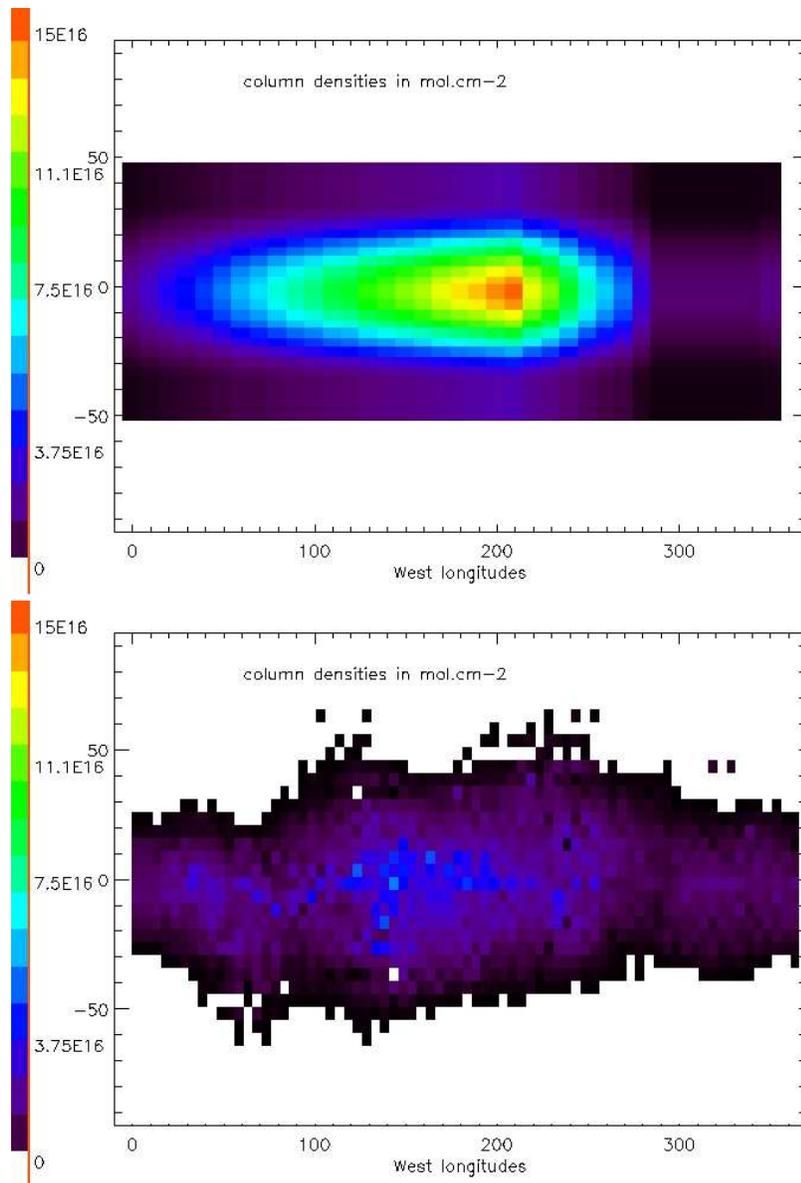


Fig. 6.18: En haut : distribution de la densité de colonne de  $\text{SO}_2$  mesurée par Spencer et al. (2005). En bas : distribution de la densité de colonne de  $\text{SO}_2$  mesurée par Feaga et al. (2008).

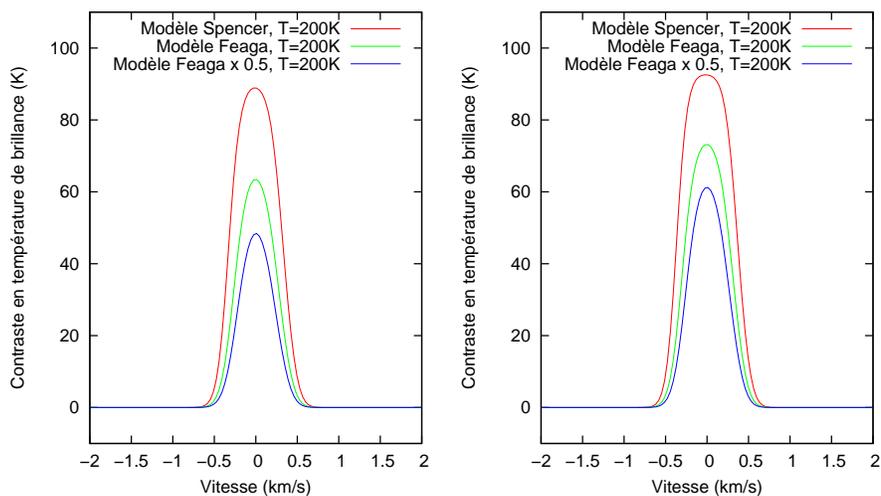


Fig. 6.19: Exemple de raies synthétiques de  $\text{SO}_2$  à 346.652 GHz (droite) et 346.523 GHz (gauche) pour différentes distributions de densité de colonne : modèle Spencer, modèle Feaga et modèle Feaga divisé par 2. Le contraste des raies diminue quand la densité de colonne diminue, mais le contraste relatif entre les deux raies augmente.

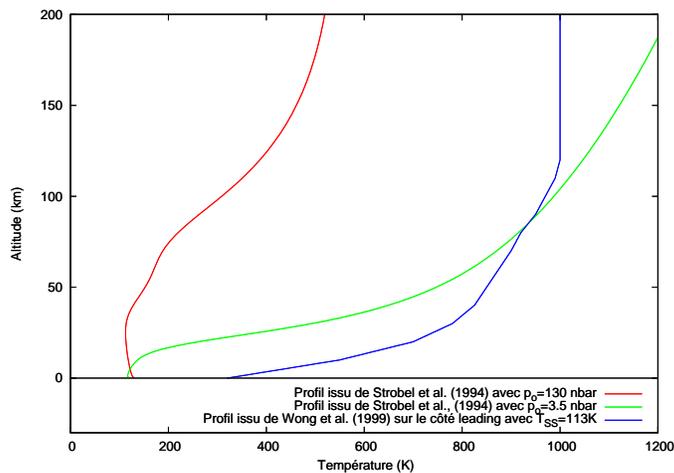


Fig. 6.20: Profils verticaux de température issus de différents modèles thermiques.

D'autre part, pour une première approximation, nous utilisons des profils isothermes, dont la température  $T$  est un paramètre ajustable.

### 6.5.2.3 Dynamique atmosphérique

Une atmosphère hydrostatique ne devrait pas présenter de mouvement si la densité de colonne est uniforme sur le disque. Or les modèles de distribution sont loin d'être uniformes, et nous avons vu que l'on s'attend à des mouvements liés aux gradients de pression (voir paragraphe 6.1.2). Nous avons donc implémenté :

- un modèle sans dynamique, où le seul mouvement du gaz est lié à la rotation solide de Io.
- un modèle du type proposé par Ingersoll et al. (1985), où le gaz s'éloigne du point subsolaire vers les limbes avec une vitesse qui dépend de l'angle d'incidence solaire ( $sza$ ), maximale à  $75^\circ$  du point subsolaire. Nous avons utilisé pour cela le modèle avec une température subsolaire de 130 K (figure 2 dans Ingersoll et al. (1985)). La projection de la vitesse sur la ligne de visée dépend dans ce cas uniquement de l'angle d'émission. Avec ce vent de type jour-nuit, le gaz s'éloigne de l'observateur sur tout le disque.
- un modèle de type superrotation, où le gaz tourne à vitesse (angulaire) constante autour de l'axe des pôles. Ce modèle, qui n'a pas été encore prévu par une modélisation physique, est inspiré du résultat obtenu par la cartographie Doppler (paragraphe 6.4.3). Dans ce cas, la vitesse du gaz dépend de la latitude du point considéré (le pôle a une vitesse nulle et l'équateur une vitesse maximale), et la projection sur la ligne de visée varie en fonction de la longitude. Cette fois sur la moitié Est de l'hémisphère visible le gaz se dirige vers l'observateur, alors que sur l'autre moitié, il s'en éloigne.

L'introduction d'une dynamique pour le gaz a un effet sur la largeur de la raie, qui est élargie, puisque toutes les sources n'ont pas la même vitesse par rapport à l'observateur : certaines vont décaler l'émission vers le rouge (par effet Doppler), d'autres vers le bleu. Nous pouvons voir cet effet sur la figure 6.21. Alors que la superrotation élargit la raie de façon symétrique, un flux jour-nuit décale toute la raie vers les grandes longueurs d'onde, en plus de l'effet d'élargissement.

### 6.5.3 Modèles volcaniques

Nous avons présenté au paragraphe 6.1.1.1 la modélisation des conditions physiques du gaz à l'intérieur des plumes proposée par Zhang et al. (2003). Etant donné que cette modélisation inclut les interactions sol/gaz, un de leurs paramètres les plus importants est la température du sol. En effet nous avons vu que si  $SO_2$  condense (pour une température du sol de 90 K par exemple, température typique sur le côté nuit), la forme de la plume est quasi-ballistique (voir figure 6.3), avec une zone de choc aux plus hautes altitudes où la température atteint 400 K. La taille de la plume gazeuse dépend principalement de la vitesse d'éjection : 350 km de hauteur et 800 km de rayon pour une plume de type Pelé (vitesse d'éjection de 0.9 km/s) et 150 km de haut pour 300 km de rayon pour une plume Prometheus (vitesse d'éjection de 0.5 km/s).

Par contre si la température du sol est suffisante (ce qui est représenté sur la figure 6.3), le gaz éjecté de la plume vient bien se condenser, mais un équilibre de sublimation se crée instantanément, maintenant une couche de gaz hydrostatique. Si l'on considère une plume qui émet du gaz en permanence, le gaz émis va "rebondir" sur la couche de sublimation et se propager jusqu'à rencontrer une région assez froide pour pouvoir condenser. Les zones de rencontre entre atmosphère de sublimation et gaz émis par le volcan (position des rebonds) correspondent à des zones de choc où le gaz est plus chaud (voir figure 6.4). Une telle plume, dite type jour, atteint donc une grande étendue spatiale, et

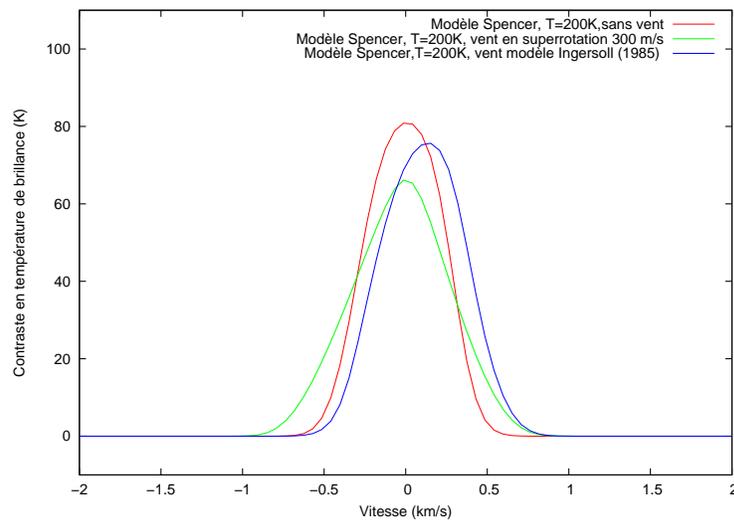


Fig. 6.21: Exemple d'une raie synthétique de  $\text{SO}_2$  à 216.643 GHz calculée avec différents modèles de dynamique : sans aucune dynamique (excepté la rotation ionienne), avec une superrotation de 200 m/s, avec un modèle de vent jour-nuit selon le profil de Ingersoll et al. (1985). L'introduction d'un vent augmente distinctement la largeur de raie. Les calculs supposent la distribution de  $\text{SO}_2$  de Spencer et al. (2005) (voir figure 6.18).

est en fait un modèle incorporant à la fois volcanisme et sublimation. Ce modèle est donc tout à fait réaliste, mais étant donné que le but de cette étude est de distinguer la contribution proprement volcanique de celle provenant de la sublimation, nous traiterons dans un premier temps le cas des plumes nuit.

Grâce à une collaboration avec C. Moore (University of Texas at Austin), nous avons pu avoir accès aux résultats des simulations obtenues à partir du code utilisé dans Zhang et al. (2003), pour les deux différents types de plumes au dessus d'un sol à 90 K (plumes nuit) et 112 K (plumes jour). La plume est considérée symétrique par rapport à l'axe d'éjection du gaz à partir du centre de la plume ("vent") : les caractéristiques physiques (température, densité et champ de vitesses) d'une portion de gaz dépendent uniquement de son altitude ( $h$ ) et de la distance au vent ( $r$ ). Le modèle fait l'hypothèse que le gaz volcanique est composé uniquement de  $\text{SO}_2$ , et totalement condensable dès qu'il touche le sol ( $\alpha=1$ ). Pour le calcul du chauffage plasma aux hautes altitudes, le flux d'énergie adopté est de  $5 \text{ erg.s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . La température du gaz à proximité du vent dépend du type de plume : on prendra  $T=650 \text{ K}$  pour la plume Pelé et  $T=300 \text{ K}$  pour Prometheus, d'après les remarques de Zhang et al. (2003) basées sur les mesures de Voyager (Strom and Schneider (1982), McEwen and Soderblom (1983)).

Enfin, la densité volumique en  $\text{SO}_2$  au niveau du vent a été ajustée à  $1 \times 10^{18} \text{ mol.m}^{-3}$  de façon à reproduire la densité de colonne moyenne observée sur les plumes Prometheus et Pelé. Sur Prometheus, observée avec une résolution spatiale de 450 km par Jessup et al. (2004), la densité de colonne moyenne est de  $5 \times 10^{16} \text{ mol.cm}^{-2}$ , alors que sur Pelé, Spencer et al. (2000) ont observé une densité de colonne moyenne de  $3.5 \times 10^{16} \text{ mol.cm}^{-2}$  pour une résolution spatiale de 200 km. En tenant compte des vitesses d'éjection, on obtient des flux de  $\text{SO}_2$  au niveau du vent (taux de production) de  $2.1 \times 10^4 \text{ kg.s}^{-1}$  pour une plume Pelé et  $1.1 \times 10^4 \text{ kg.s}^{-1}$  pour une plume Prometheus. Les profils de densité de colonne obtenus avec ces paramètres sont représentés sur la figure 6.22.

Les simulations de C. Moore donnent comme information les températures (cinétique et rotation-

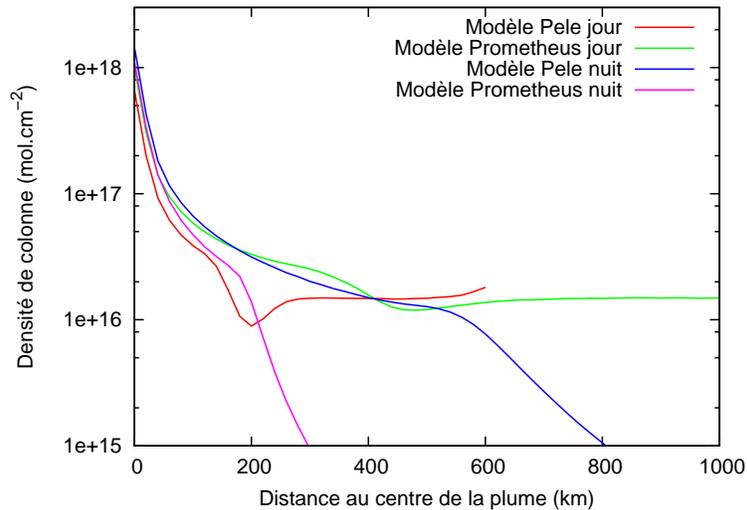


Fig. 6.22: Profils de densité de colonne pour les deux différents types de plumes testés, interagissant avec une surface à 90 K (nuit) ou 112 K (jour). La densité de colonne des profils de type jour tend vers la densité de colonne soutenue par la sublimation à 112 K ( $1.24 \times 10^{16} \text{ mol.cm}^{-2}$ ). L'extension des plumes jour est uniquement limitée par la taille de la grille de calcul des simulations.

nelle), la densité, la vitesse verticale et la vitesse radiale (horizontale) en fonction de l'altitude ( $h$ ) et de la distance au centre de la plume ( $r$ ). On considèrera d'abord le cas où une seule plume est active, située sur la surface aux coordonnées  $(\text{lat}_V, \text{long}_V)$ . Une des difficultés, qui a été résolue, était d'attribuer à chaque point de la grille numérique de coordonnées  $(x,y,z)$  des coordonnées  $(r,h)$ , sachant que les plumes sont trop grandes pour que l'on néglige la courbure de surface de Io. Dans cette géométrie, la coordonnée  $h$  correspond à l'altitude du point de la grille par rapport à la surface. La coordonnée  $r$  est, elle, la distance en géométrie sphérique entre le point  $(x,y,z)$  considéré et le point situé à la même altitude, à la verticale du vent (voir schéma 6.23).

Il faut ensuite déterminer la direction de la vitesse radiale (horizontale) : celle-ci dépend de la position du point de la grille par rapport au vent, car le gaz se déplace dans la direction vent-point : ainsi, pour un centre volcanique situé à l'équateur, la vitesse radiale sur un point de l'équateur est dirigée parallèlement à la direction Est-Ouest, alors que pour un point sur le méridien central, elle dirigée Nord-Sud. Pour déterminer cela, on attribue à chaque élément  $(x,y,z)$  une coordonnée  $\theta$  vis à vis de la plume (voir schéma 6.23). Les vitesses radiales et verticales sont ensuite projetées sur la ligne de visée, en fonction des coordonnées locales  $(x,y,z)$ . Un exemple de distribution des vitesses projetées est donné dans la figure 6.24, pour le cas d'une plume au point subterrestre.

Une fois toutes les températures, densités locales et vitesses projetées attribuées sur toute la grille de calcul, le transfert radiatif peut être effectué pour chaque ligne de visée, dans la direction  $z$ . A noter que dans ce cas, contrairement à ce qui a été présenté avec le modèle hydrostatique (paragraphe 6.5.2), il n'y a pas d'approximation plan parallèle possible, puisque l'atmosphère ne peut se décomposer en couches concentriques.

Une fois la carte des températures de brillance obtenue on peut calculer la raie moyennée ou générer une carte convoluée.

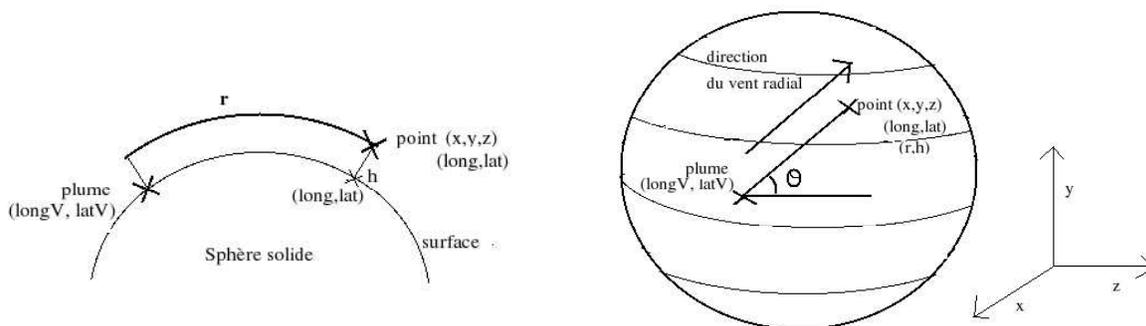


Fig. 6.23: Schémas de la géométrie sphérique adoptée pour les modèles volcaniques. A gauche : attribution des coordonnées  $(r, h)$  et  $(\text{lat}, \text{long})$  à un élément de la grille de coordonnées  $(x, y, z)$ . A droite : attribution de la coordonnée  $\theta$  pour un élément de coordonnées  $(x, y, z)$ .

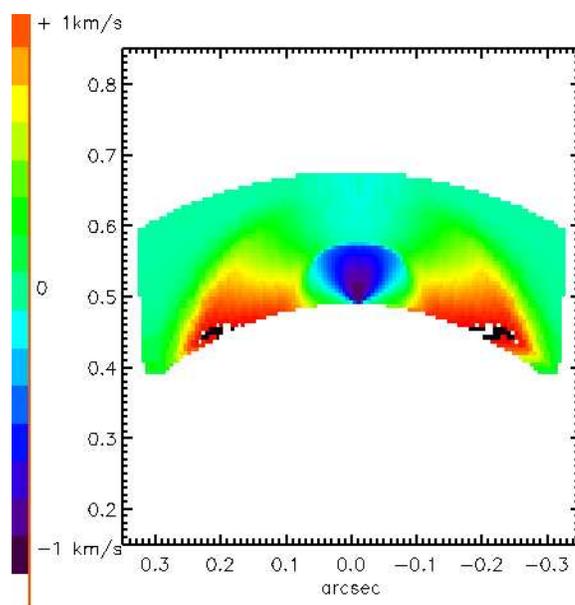


Fig. 6.24: Coupe dans le plan  $(x, z)$ , où  $z$  (ordonnées) est la direction de la ligne de visée, des vitesses projetées dans le cas d'une plume nuit de type Pelé située au point subterrestre. Les distances sont en arcsecondes (rayon de Io :  $0.5''$ ). Dans cette représentation, l'observateur est situé vers le haut : les vitesses en rouge correspondent au gaz qui retombe, les vitesses en bleu au gaz qui monte.

La situation se complique un peu si l'on suppose que plusieurs plumes sont actives simultanément. Dans ce cas à, chaque point de la grille de calcul, on attribue un jeu de coordonnées  $(r, h, \theta)$  différent lié à chaque volcan. Si un point de la grille est assez proche de plusieurs plumes à la fois, le nombre de molécules apportées par chaque plume s'ajoutent. La température et la vitesse sont calculées en faisant une moyenne pondérée par le nombre de molécules apportées par chaque plume. La figure 6.25 montre un exemple pour trois plumes de type Pelé.

Etant donné que nous avons une idée assez précise du nombre de plumes existantes et de leurs localisations (figure 6.2), nous avons donc pu tester des distributions réalistes des plumes, qui sont représentées dans la figure 6.26.

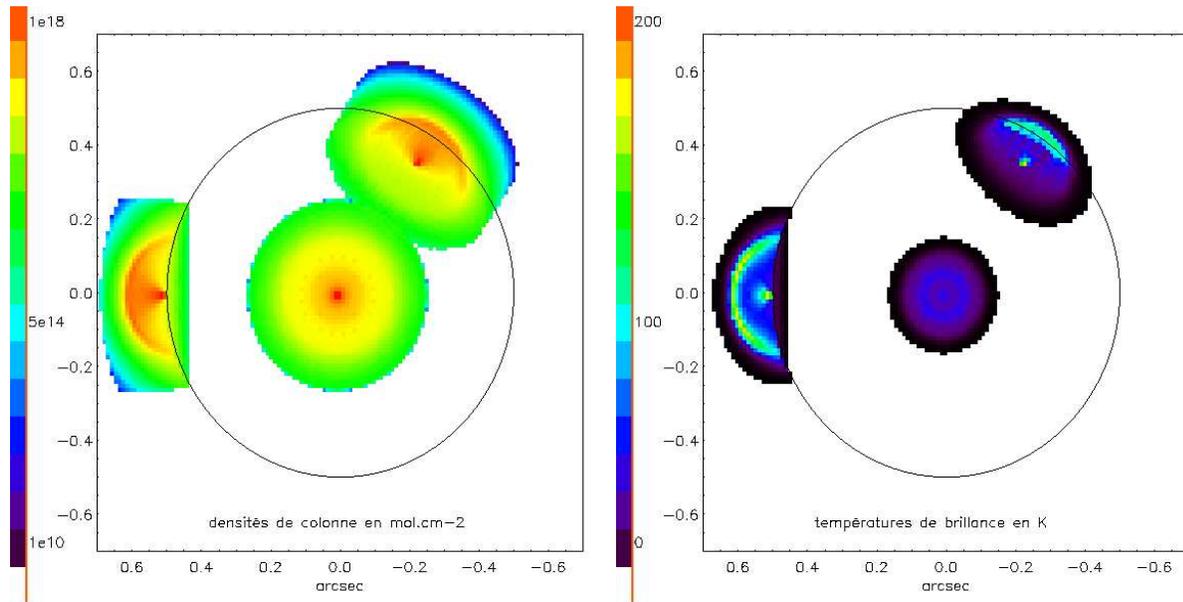


Fig. 6.25: A gauche : carte de la densité de colonne, pour un modèle comprenant 3 plume Pelé de type nuit : une au limbe, une au point subterrestre et l'autre à  $45^\circ$  de latitude sur le côté Ouest. A droite : carte du contraste moyenné sur la largeur de la raie à 216 GHz, exprimé en température de brillance.

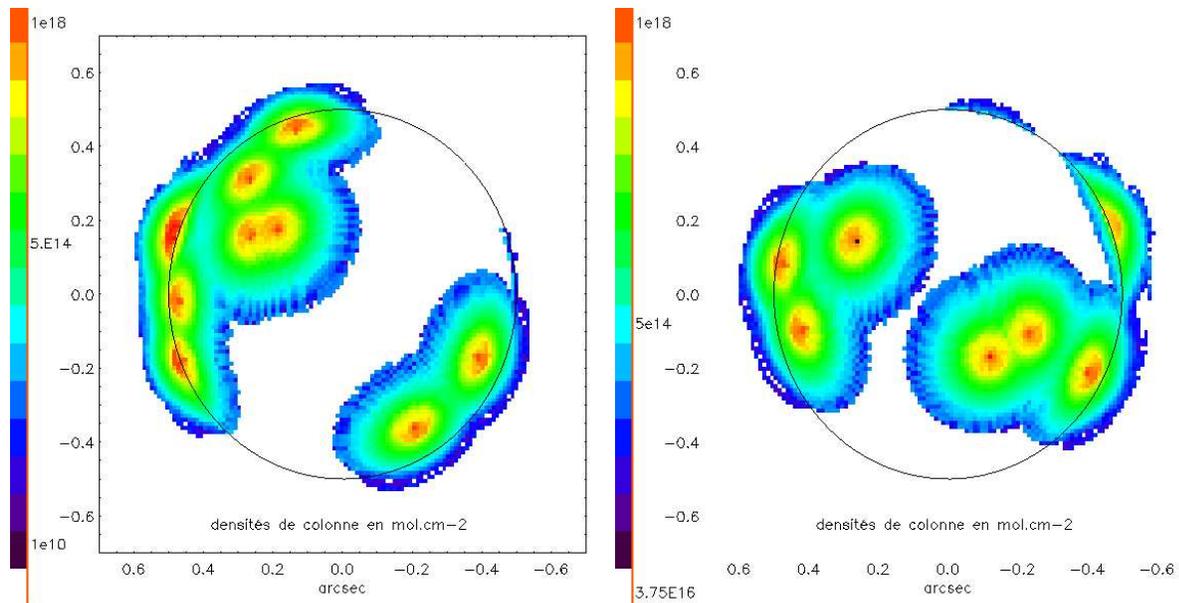


Fig. 6.26: Carte de la densité de colonne, en supposant que les 16 plumes détectées par Galileo (voir figure 6.2) soient actives simultanément. Les 16 plumes ont été modélisées par des plumes Prometheus jour, pour lesquelles la sublimation est limitée dans un rayon de 700 km autour du vent. A gauche : hémisphère leading, à droite : hémisphère trailing.

Nous allons essayer de reproduire le flux obtenu dans le millimétrique en utilisant plusieurs plumes à 90 K (nuit), de type Pelé ou Prometheus. Les seuls paramètres en jeu seront le nombre, la localisation et le type des plumes.

En ce qui concerne les plumes jour, l'extension de la zone de sublimation autour des vents n'est pas connue, car elle dépend des conditions du sol qui ne sont pas modélisées : la seule limite sera constituée par la taille du satellite. De plus la densité de colonne produite par sublimation est très sensible à la température du sol, et le modèle choisi (température uniforme à 112 K) est probablement éloigné de la réalité de plusieurs Kelvin, sans compter qu'il n'inclut pas de variations de température. Or l'aire de la zone de sublimation et la densité de colonne sont deux paramètres fondamentaux pour calculer l'émission liée à chaque plume jour. Nous ne pourrions donc pas interpréter l'émission mesurée dans les données millimétriques par un nombre de plumes de type jour, qui nécessitera le développement d'un modèle global de l'atmosphère, incluant les plumes et la distribution de la température du sol.

## 6.6 Interprétation des données

### Modèles hydrostatiques

#### 6.6.1 Quantité de SO<sub>2</sub>

Contrairement à ce qui avait été fait auparavant pour les données millimétriques intégrées sur le disque, où les raies étaient ajustées en fonction de la fraction de couverture atmosphérique  $f_p$ , de la température du gaz  $T$  et de sa densité de colonne, ici la distribution spatiale du gaz (et donc  $f_p$ ) est fixée, selon les modèles Feaga ou Spencer. La température (considérée dans un premier temps indépendante de l'altitude), et la densité de colonne via le facteur multiplicatif  $\chi$  (voir paragraphe 6.5.2.1) sont ajustées pour reproduire les raies mesurées. Il faut cependant remarquer que les valeurs retrouvées n'ont un sens que si le modèle de distribution spatiale du gaz est proche de la distribution réelle du gaz au moment des observations.

Les deux paramètres - température et densité de colonne - ont une influence semblable sur l'émission des raies rotationnelles : l'émission augmente avec leur valeur. De plus, ils élargissent tous les deux les raies. Il est donc difficile de les déterminer indépendamment, en n'utilisant que le profil d'une raie. Cependant pour certaines dates (9/10/99, 10/10/99, 26/11/99, 02/06/06 et 10/06/06), nous avons mesuré simultanément l'émission de plusieurs raies de SO<sub>2</sub>. Comme le montre la figure 6.19, l'opacité des raies non optiquement minces, contrôlée principalement par la densité de colonne, détermine les différences de contraste (contrastes relatifs) de raies n'ayant pas la même intensité intrinsèque. En faisant varier le paramètre  $\chi$ , on peut obtenir les contrastes relatifs observés. La température est, elle, ajustée sur le contraste absolu des raies. Au final, l'ajustement simultané des contrastes relatifs et contrastes absolus des raies a permis de déterminer la meilleure combinaison des paramètres  $\chi$  et  $T$  pour chaque date d'observation, et ce pour chacun des deux modèles de distribution supposés (Feaga et Spencer).

Les résultats des meilleurs ajustements sont regroupés dans la table 6.6. Pour chaque cas, compte tenu en particulier du très bon signal sur bruit sur les raies de 1999, les seuls modèles cohérents avec les observations sont très proches du meilleur modèle : l'erreur sur la température est estimée à  $\pm 5$  K, et celle sur le facteur  $\chi$  à  $\pm 0.1$  (si  $\chi < 1$ ) ou  $\pm 0.2$  (si  $\chi > 1$ ). Un exemple des ajustements réalisés est présenté dans la figure 6.27.

On remarque que les distributions Feaga et Spencer originales ( $\chi = 1$ ) ne reproduisent pas toujours le contraste des raies observées. Sur le côté leading, la distribution Feaga avec  $\chi = 1$  produit trop de différence de contraste aux deux dates (09/10/1999, 02/06/1999), et doit être multipliée par un facteur  $\chi = 1.8 - 3$ . Par contre sur l'hémisphère trailing (10/10/1999, 26/10/1999, 10/06/1999, cette même distribution prévoit des contrastes relatifs entre les raies moins importants que ceux mesurés. La

Date	Hémisphère	Modèle de distribution du SO <sub>2</sub>	$\chi$	Temperature (K)
9/10/1999	L	S	1	128
02/06/2006	L	S	1	170
02/06/2006	L	S	0.5	200
9/10/1999	L	F	1	147
9/10/1999	L	F	3	132
02/06/2006	L	F	1	200
02/06/2006	L	F	1.8	210
10/10/1999	T	S	1	136
10/10/1999	T	S	0.2	150
26/10/1999	T	S	1	135
26/10/1999	T	S	0.2	165
10/06/2006	T	S	1	160
10/06/2006	T	S	0.3	215
10/10/1999	T	F	1	152
10/10/1999	T	F	0.7	160
26/10/1999	T	F	1	150
26/10/1999	T	F	0.5	190
10/06/2006	T	F	1	200
10/06/2006	T	F	0.8	230

Tab. 6.6: Liste des modèles ajustant le contraste des raies observées, pour les cinq dates où plusieurs raies sont observées simultanément. Les résultats sont donnés pour les modèles de distribution originaux ( $\chi = 1$ ), et, si besoin, pour les modèles de distribution ajustés ( $\chi \neq 1$ ). Les lettres S et F représentent les distributions Spencer et Feaga.

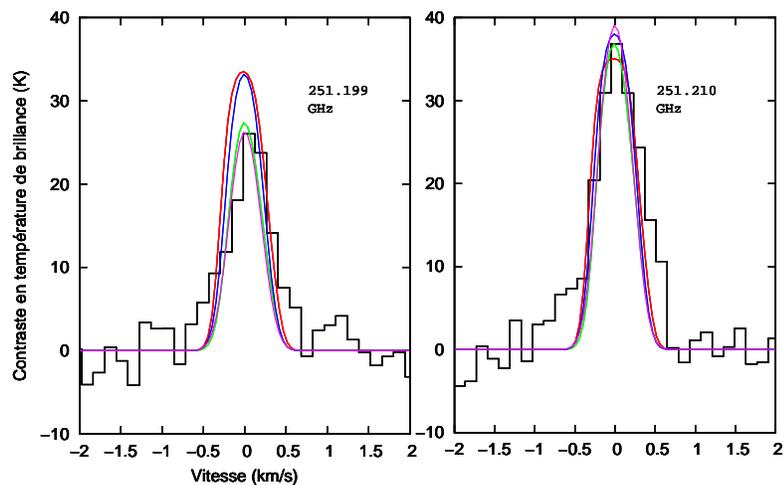


Fig. 6.27: Raies du SO<sub>2</sub> sur l'hémisphère trailing, observées à la date du 26/10/1999 à l'IRAM-30m (en noir), et raies synthétiques des modèles décrits dans le tableau 6.6. En rouge : modèle Spencer avec  $\chi = 1$ , en vert : modèle Spencer avec  $\chi = 0.2$ , en bleu : modèle Feaga avec  $\chi = 1$ , en rose : modèle Feaga avec  $\chi = 0.7$ .

distribution Feaga doit donc être multipliée par un facteur  $\chi = 0.5 - 0.8$ . Qualitativement, le modèle original prévoit, par rapport à nos observations, trop de gaz sur le côté trailing et pas assez sur le côté leading. Or on voit sur la figure 6.18 que la distribution originale présente déjà un maximum sur l'hémisphère leading, ce qui montre qu'un contraste encore plus marqué sur la distribution du  $\text{SO}_2$  entre les deux hémisphères est attendu.

Le modèle Spencer, lui, semble fortement surestimer la densité de colonne sur le trailing ( $\chi = 0.2 - 0.3$ ), et pour les données du 02/06/2006, sur le leading ( $\chi = 0.5$ ). Le modèle original ajuste parfaitement bien les données du 09/10/1999 sur le leading. Cette fois, en observant la distribution représentée dans la figure 6.18, qui a un fort maximum près de  $240^\circ\text{W}$ , les données semblent indiquer que la différence entre les deux hémisphères est moins marquée que ce que prévoit le modèle Spencer original. On remarque que pour chaque date, la valeur de  $\chi$  ajustée pour le modèle Feaga est supérieure, d'un facteur  $\sim 3$ , à celle ajustée pour le modèle Spencer, ce qui est cohérent puisque le modèle Spencer propose des densités de colonne 2-3 fois supérieures au modèle Feaga.

Des variations temporelles assez marquées apparaissent sur l'hémisphère leading, avec un paramètre  $\chi$  (pour le modèle Spencer) variant de 1 à 0.5 entre 1999 et 2006. La variation temporelle de la densité de colonne moyenne est la seule explication possible pour expliquer cette diminution. On remarque d'ailleurs que Io est plus éloigné du Soleil d'environ 0.5 UA en 2006 par rapport à 1999. Dans le cadre d'un modèle physique où l'atmosphère est produite par sublimation, on s'attend en effet à ce que la densité de colonne diminue avec la distance au Soleil. Cette hypothèse n'est pas infirmée par les premières conclusions obtenues au paragraphe 6.4.1, où l'on remarquait que le contraste absolu des raies à 216 GHz sur le leading ne variait pas entre 1999 et 2005. En effet le contraste dépend de la densité de colonne mais aussi de la température du gaz, et une augmentation de la température atmosphérique pourrait compenser une diminution de densité de colonne. Une telle variation de la température est d'ailleurs mesurée entre 1999 et 2006, et est cohérente avec le fait qu'une atmosphère plus ténue soit aussi plus chaude (Strobel et al., 1994).

Sur l'hémisphère trailing, on ne remarque pas de telles variations temporelles, et donc de corrélation entre distance au Soleil et densité de colonne.

Cette première modélisation nous a permis de vérifier que les distributions de  $\text{SO}_2$  proposées par Spencer et al. (2005) et Feaga et al. (2008) peuvent produire des raies synthétiques dont le contraste reproduit les observations, si les valeurs de la densité de colonne sont rescalées par un facteur compris entre 0.2 et 3. Pour ces deux modèles, les données indiquent que l'hémisphère leading a une densité de colonne moyenne plus forte que le trailing. Les modèles ajustés sont en contradiction avec la précédente interprétation des données de l'IRAM-30m, où les densités de colonne étaient bien plus fortes (d'un facteur 2-15, voir paragraphe 6.4.1).

Cependant, les résultats de Lellouch et al. (2000b) étaient obtenus en ajustant la largeur des raies. Sur ce point, nos résultats ne sont pas satisfaisants : l'ajustement gaussien des spectres synthétiques montre qu'en moyenne, leur largeur à mi-hauteur est de 540 m/s, environ 100 m/s de moins que la moyenne des observations (voir tableau 6.3). Si l'on tient compte des barres d'erreur, les largeurs des raies synthétiques sont incompatibles avec celles des raies observées pour 9 raies sur les 14 mesurées. Cet effet se retrouve aussi bien sur les données du leading que du trailing, et indépendamment de la date d'observation.

Aucune solution dans le cadre du modèle hydrostatique tel qu'il a été posé (avec comme seuls paramètres  $T$  et  $\chi$ ) ne permet d'ajuster simultanément les contrastes relatifs, absolus et les largeurs de raie. Ce modèle est donc incohérent, et, si l'on tient pour vraie la distribution spatiale proposée par les modèles

Date	Hémisphère	Modèle de distribution du SO <sub>2</sub>	$\chi$	Température (K)
25/10/1999	L	S	1	140
28/01/2005	L	S	1	157
25/10/1999	L	F	3	145
28/01/2005	L	F	3	165
05/02/2005	T	S	0.4	150
05/02/2005	T	F	1.3	150

Tab. 6.7: Liste des modèles ajustant le contraste des raies, pour les deux dates où seule la raie à 216.643 GHz est observée. Les paramètres  $\chi$  sont fixés par les résultats obtenus sur les données de 1999, regroupés dans le tableau 6.6. Les lettres S et F représentent les distributions Spencer et Feaga.

Spencer et Feaga, un phénomène physique supplémentaire doit être incorporé. Nous verrons dans la suite (paragraphe 6.6.3) que la dynamique atmosphérique peut jouer ce rôle.

### 6.6.2 Température atmosphérique

Comme décrit au paragraphe précédent (6.6.1), la température atmosphérique (pour un profil isotherme) a été ajustée de façon à reproduire les contrastes des raies, dans le cadre de modèles hydrostatiques pour lesquels la distribution spatiale du gaz est fixée et le facteur  $\chi$  ajusté pour reproduire les contrastes relatifs.

Pour les jeux de données du PdBI de 2005 et de l'IRAM-30m du 25/10/1999, où une seule raie du SO<sub>2</sub> est mesurée (raie à 216.643 GHz) et aucun facteur  $\chi$  n'a pu être déduit, on prendra comme référence les facteurs  $\chi$  moyens trouvés pour les observations IRAM-30m. La tableau 6.7 liste les valeurs de températures ajustées pour ces deux dates. Cette approche comprend une grande incertitude pour les données de 2005, étant donné que des variations de la distribution du gaz entre 1999 et 2005 sont probables. Elle ne permet donc qu'une approximation, et nous ne pourrions pas considérer les résultats sur la température en 2005 avec la même confiance que les résultats pour la date du 25/10/1999. A noter que la raie du SO<sub>2</sub> sur le côté trailing en 2005 est tellement mal détectée que l'ajustement de la température s'est fait sur le flux total intégré sur la largeur de raie (soit environ 0.5 Jy, voir tableau 6.4), et non sur le contraste de raie.

Les valeurs de température retrouvées (128 - 230 K), listées dans les tableaux 6.6 et 6.7, sont inférieures à celles des précédentes interprétations de raies millimétriques. En particulier les données de 1999 sont ajustées par des températures de 128 - 145 K sur le côté leading, inférieures à la limite inférieure de 200 K trouvée par Lellouch et al. (2000b) pour cet hémisphère avec les mêmes données de départ. Cette différence est encore plus sensible sur le côté trailing, où les modèles impliquent des températures de 150-190 K, alors que la limite inférieure donnée par Lellouch et al. (2000b) était de 400 K.

Les températures obtenues sur les données de 2006 sont sensiblement plus fortes que celles obtenues en 1999 (200-210 K sur le leading, 215 - 230 K sur le trailing), et restent incompatibles avec les résultats de Lellouch et al. (2000b) pour le côté trailing. Dans ce cas aussi, seule une variation temporelle de la température entre 1999 et 2006 pourrait être invoquée, qui peut être due à la diminution de la pression au sol entre ces deux dates.

Toutes ces données retrouvent cependant la même tendance proposée par Lellouch et al. (2000b), soit l'hémisphère trailing plus chaud que l'hémisphère leading, et ce, indépendamment de la date

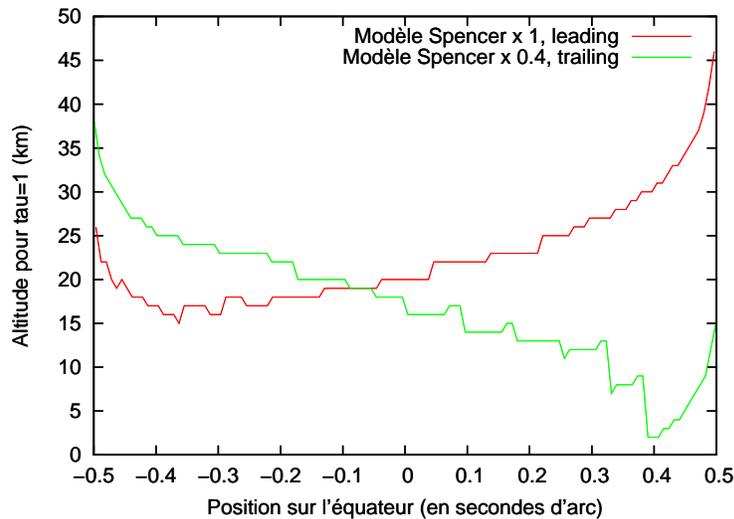


Fig. 6.28: Variation de l'altitude où  $\tau = 1$  sur l'équateur, pour la raie de  $\text{SO}_2$  à 216.643 GHz, en fonction de la distance au centre du disque. Le modèle de distribution fixé est Spencer x 1 sur le côté leading, et Spencer x 0.4 sur le côté trailing.

d'observation, même si la différence sur nos données (environ 20 K) est bien moins marquée.

La contrainte apportée par ces données sur le profil vertical de température est assez faible. En effet, avec les modèles adoptés (où le profil thermique est isotherme), l'altitude où l'opacité atteint  $\tau = 1$  est le plus souvent proche de 20-30 km d'altitude (et jusqu'à 60 km aux limbes, voir figure 6.28). On peut donc considérer que seules les altitudes en dessous de 100 km contribuent à l'émission des raies, ce qui ne constitue qu'une petite partie de l'atmosphère. De plus les raies sont bien trop étroites pour que l'on puisse retrouver le profil thermique à partir de l'étude du profil des ailes de raie.

On peut par contre vérifier si les températures proposées par les modèles thermiques sont du bon ordre de grandeur dans la région sondée par les observations. Les profils de température présentés au paragraphe 6.5.2 (figure 6.20) présentent des comportements très différents dans la basse atmosphère : le modèle issu de Strobel et al. (1994) pour une forte pression au sol est quasiment isotherme à 110 K sur les 50 premiers kilomètres, mais les deux autres varient fortement, et avec des températures très élevées. La figure 6.29 montre des raies synthétiques à 216.643 GHz, obtenues en fixant une distribution Spencer ( $\chi = 1$ ), et pour différents profils thermiques. On remarque immédiatement que les deux profils les plus chauds, et particulièrement le modèle de Strobel et al. (1994) à 3.5 nbar, surestiment l'émission de la raie, alors que leur hypothèse sur la pression au sol est du bon ordre de grandeur par rapport à nos données. Le profil de Strobel et al. (1994) à 130 nbar est par contre trop froid, et de plus incohérent avec les résultats sur la densité de colonne. Etant donnée la variété de modèles thermiques, il reste difficile d'interpréter nos résultats par rapport aux phénomènes en jeu dans la structure thermique des atmosphères. D'un point de vue purement qualitatif, il semble que les effets du chauffage plasma et de l'effet Joule sur les couches les plus basses de l'atmosphère soient surestimés par les modèles étudiés.

Comme pour la densité de colonne, cette nouvelle approche des données donne des résultats globalement incompatibles avec les précédentes mesures de température sur les raies millimétriques, avec une gamme de températures atmosphériques bien inférieure (128 - 230 K) aux résultats de Lellouch et al. (2000b). Ces résultats sont bien plus en accord avec les mesures infrarouges et UV d'une part (même si

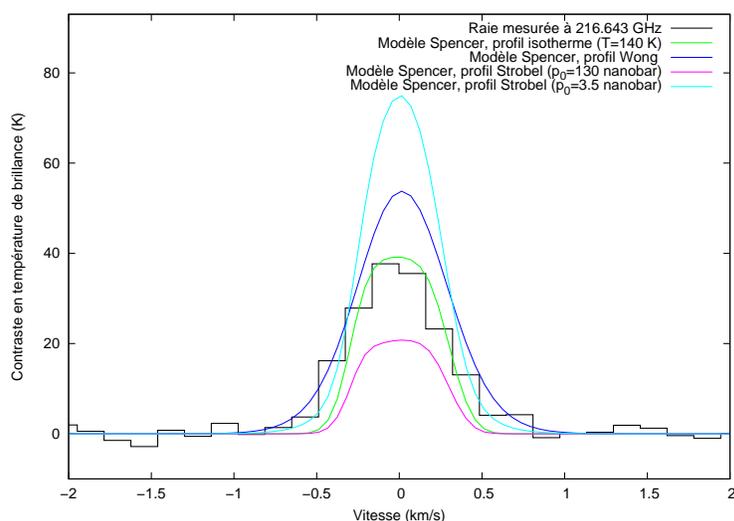


Fig. 6.29: Raie à du  $\text{SO}_2$  216.643 GHz observée à l'IRAM-30m le 25/10/1999, et raies synthétiques de modèles hydrostatiques incluant différents profils verticaux de température.

là aussi l'interprétation de la température est sujette à caution), et de certains modèles thermiques d'autre part.

### 6.6.3 Dynamique

La différence de décalage spectral limbe-à-limbe mesurée au PdBI en janvier 2005 sur la raie du  $\text{SO}_2$  à 216.643 GHz ( $330 \pm 100$  m/s, voir paragraphe 6.4.3), peut être interprétée de différentes façons en termes de dynamique atmosphérique. Grâce aux modèles à notre disposition, nous allons rechercher quel est le modèle dynamique le plus plausible dans le cadre d'une atmosphère en équilibre hydrostatique en comparant des cartes Doppler synthétiques et des raies synthétiques aux observations.

Le paragraphe 6.1.2 décrit comment, dans le cadre d'un modèle hydrostatique à l'équilibre de sublimation avec une distribution de glace de  $\text{SO}_2$  uniforme (Ingersoll et al., 1985), le gaz se déplace du point subsolaire vers les limbes (vent de type jour-nuit). Or ce comportement est exclu par nos données, du moins sur le côté leading en 2005, car un tel champ de vents ne produit pas de décalage vers le bleu, comme on l'observe sur le limbe Est de la carte dans la figure 6.15.

Pour les autres dates d'observation, bien qu'on ne dispose pas de cartographie Doppler, on peut évaluer si ce modèle est plausible en étudiant son influence sur les raies intégrées sur le disque. En effet, ce type de modèle élargit sensiblement les raies (voir figure 6.21), et pourrait permettre d'ajuster les largeurs de raie des observations, qui sont sous-estimées par les modèles utilisés jusqu'ici. La figure 6.30 montre les raies synthétiques à 221.965 GHz (leading et trailing) produites par un modèle incluant le vent jour-nuit. Le modèle initial (avec une vitesse maximale de 300 m/s) ne suffit pas à reproduire les largeurs de raies, et décale la raie d'environ 100 m/s vers le rouge, ce qui le rend incompatible avec les raies du leading obtenues à l'IRAM-30m, qui sont décalées vers le bleu (voir tableau 6.3). Les raies obtenues par interférométrie au SMA, qui sont de qualité moindre, ne permettent pas d'exclure ce modèle sur la base du décalage Doppler.

En multipliant toutes les vitesses par 2 (avec donc une vitesse maximale atteignant 600 m/s), l'élargissement produit par le décalage Doppler est suffisant pour reproduire les mesures de largeur à mi-hauteur

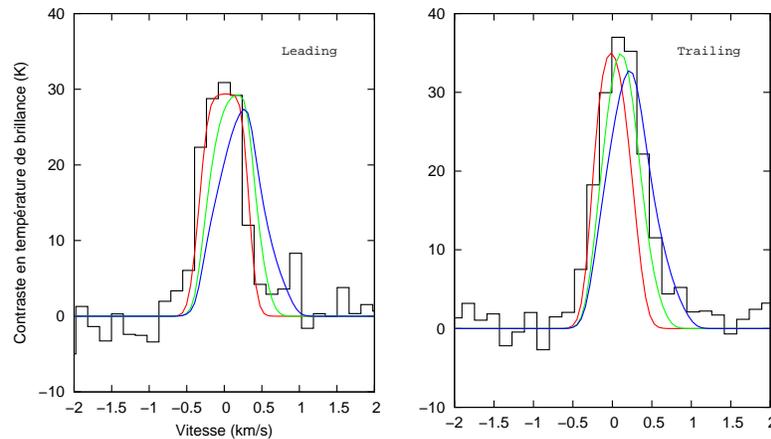


Fig. 6.30: Raies du  $\text{SO}_2$  à 221.965 GHz observées à l'IRAM-30 m sur le côté leading (gauche) et trailing (droite), et raies synthétiques obtenues avec la distribution de Spencer, dont les paramètres ( $\chi$  et T) sont regroupés dans le tableau 6.6. En rouge : modèle sans dynamique, en vert : modèle avec un vent de type jour-nuit (vitesse maximale de 300 m/s), en bleu : modèle avec un vent de type jour-nuit (vitesse maximale de 600 m/s).

(en se basant sur les valeurs des ajustements gaussiens) et la raie est décalée vers le rouge d'environ 230 m/s. Dans ce cas, la raie synthétique est aussi incompatible avec les raies observées sur le trailing, qui présentent au maximum un décalage spectral d'environ 100 m/s vers le rouge.

Cette étude nous montre qu'un vent de type jour-nuit, tel qu'il est modélisé par Ingersoll et al. (1985), est possible uniquement sur l'hémisphère trailing, et que, dans ce cas, un autre mécanisme doit encore intervenir pour expliquer la largeur des raies observées.

Un modèle de vent en superrotation directe est clairement plus cohérent avec la carte 6.15. La figure 6.31 représente les décalages Doppler obtenus pour différentes valeurs de vitesse du vent en superrotation, avec la distribution du gaz de Spencer et al. (2005). Les cartes sont convoluées par le lobe synthétique du PdBI, pour être directement comparées aux observations.

Ces cartes montrent que l'effet de la superrotation est globalement symétrique. On remarque par ailleurs qu'un choix différent pour le modèle de distribution du gaz n'a que peu de conséquences sur la structure des décalages Doppler. Comme nous l'avons indiqué au paragraphe 6.4.3, la mesure la plus fiable dans la carte 6.15 est la différence des décalages entre les deux limbes, et c'est cette valeur que nous allons ajuster. En tenant compte de l'erreur sur la mesure du décalage limbe-à-limbe, on peut estimer que la carte des vents Doppler est bien modélisée pour un vent de  $200 \pm 70$  m/s.

Un vent en superrotation élargit aussi les raies (voir figure 6.21), encore plus que les modèles de type jour-nuit puisque il produit sur le disque une plus grande variété de vitesses projetées (les limbes ont des vitesses projetées opposées). Nous avons ajusté la vitesse du vent à chaque date d'observation en nous appuyant sur le critère des largeurs de raies, à partir des modèles ( $\chi$ , T) listés dans les tableaux 6.6 et 6.7. Le vent, en élargissant la raie, répartit l'énergie sur une plus grande largeur. Il faut donc souvent augmenter légèrement les températures par rapport au modèle sans vent pour reproduire le contraste observé (d'environ 10 K), et parfois modifier le facteur  $\chi$ . Les résultats obtenus sont listés dans le tableau 6.8, et les raies synthétiques obtenues sont reproduites dans les figure 6.32, 6.33, 6.34, 6.35 et 6.36.

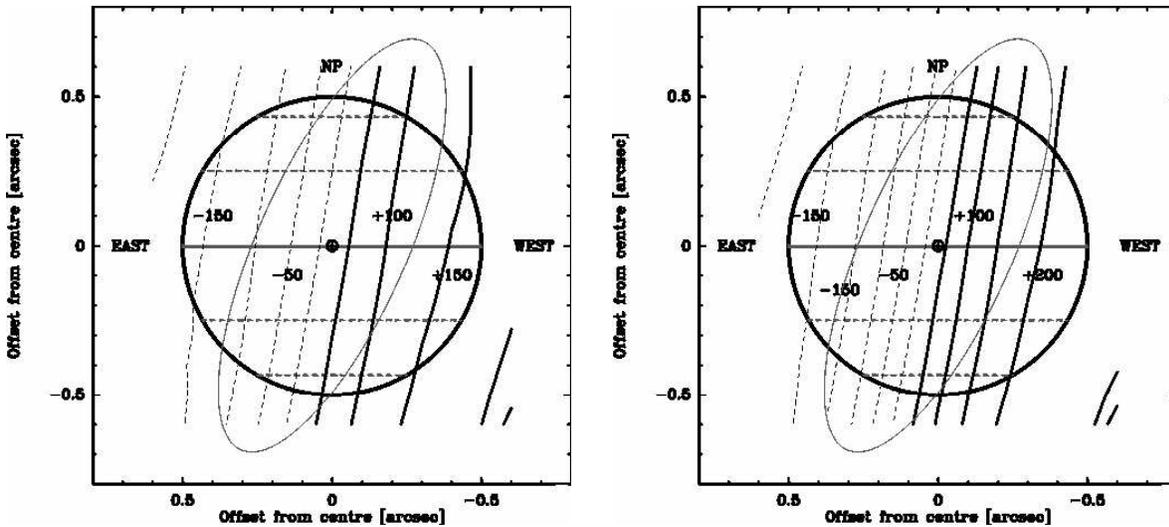


Fig. 6.31: Cartes des décalages Doppler en m/s pour un modèle de distribution Spencer sur le côté leading, avec un vent en superrotation (en plus de la rotation solide). A gauche : vitesse de 200 m/s. A droite : vitesse de 300 m/s. Le cercle représente le disque de Io, et l'ellipse le lobe synthétique du PdBI au moment des observations. Le niveau de contour est à 50 m/s. Les traits pointillés représentent les contours négatifs.

Date	Hémisphère	Modèle de distribution du SO <sub>2</sub>	$\chi$	Temperature (K)	Vitesse du vent horizontal (m/s)
09/10/1999	L	S	1	130	180
25/10/1999	L	S	1	150	270
28/01/2005	L	S	1	166	200
02/06/2006	L	S	0.5	220	220
09/10/1999	L	F	3	135	170
25/10/1999	L	F	3	150	200
28/01/2005	L	F	3	175	200
02/06/2006	L	F	1.8	225	200
10/10/1999	T	S	0.4	165	300
26/10/1999	T	S	0.3	175	250
10/06/2006	T	S	0.4	210	270
10/10/1999	T	F	1.3	155	220
26/10/1999	T	F	0.9	180	250
10/06/2006	T	F	1	240	270

Tab. 6.8: Modèles hydrostatiques ajustant simultanément les contrastes relatifs, les contrastes absolus et les largeurs à mi-hauteur des raies du SO<sub>2</sub> observées.

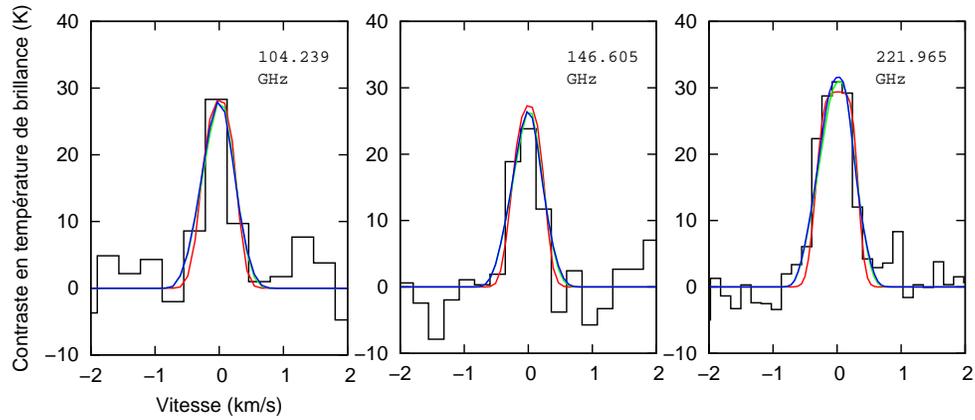


Fig. 6.32: Raies du  $\text{SO}_2$  sur l'hémisphère leading, observées à la date du 9/10/1999 à l'IRAM-30m (en noir), et raies synthétiques des modèles décrits dans le tableau 6.8. En rouge : modèle Spencer avec  $\chi = 1$  et sans vent, en vert : modèle Spencer avec  $\chi = 1$  et un vent de 180 m/s, en bleu : modèle Feaga avec  $\chi = 3$  et un vent de 170 m/s.

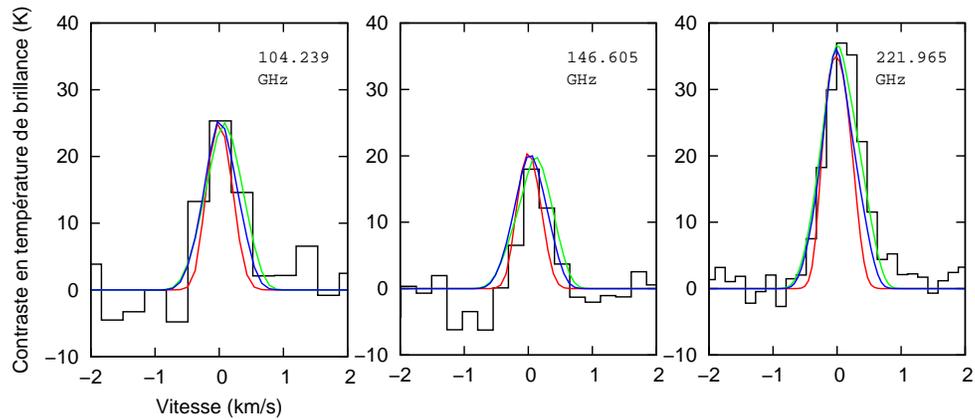


Fig. 6.33: Raies du  $\text{SO}_2$  sur l'hémisphère trailing, observées à la date du 10/10/1999 à l'IRAM-30m (en noir), et raies synthétiques des modèles décrits dans le tableau 6.8. En rouge : modèle Spencer avec  $\chi = 0.4$  et sans vent, en vert : modèle Spencer avec  $\chi = 0.4$  et un vent de 300 m/s, en bleu : modèle Feaga avec  $\chi = 1.3$  et un vent de 220 m/s.

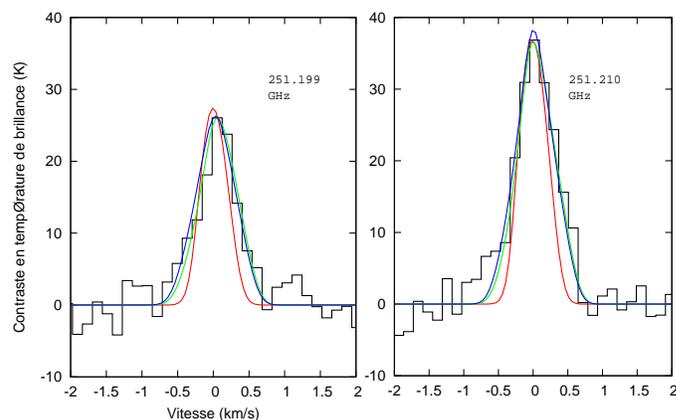


Fig. 6.34: Raies du  $\text{SO}_2$  sur l'hémisphère trailing, observées à la date du 26/10/1999 à l'IRAM-30m (en noir), et raies synthétiques des modèles décrits dans le tableau 6.8. En rouge : modèle Spencer avec  $\chi = 0.3$ , en vert : modèle Spencer avec  $\chi = 0.3$  et un vent de 250 m/s, en bleu : modèle Feaga avec  $\chi = 0.9$  et un vent de 250 m/s.

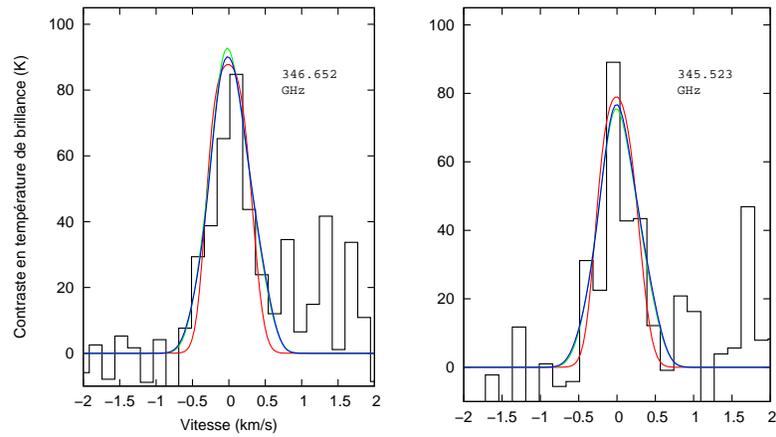


Fig. 6.35: Raies du  $\text{SO}_2$  sur l'hémisphère leading, observées à la date du 02/06/2006 au SMA (en noir), et raies synthétiques des modèles décrits dans le tableau 6.8. En rouge : modèle Spencer avec  $\chi = 0.5$ , en vert : modèle Spencer avec  $\chi = 0.5$  et un vent de 220 m/s, en bleu : modèle Feaga avec  $\chi = 1.8$  et un vent de 200 m/s.

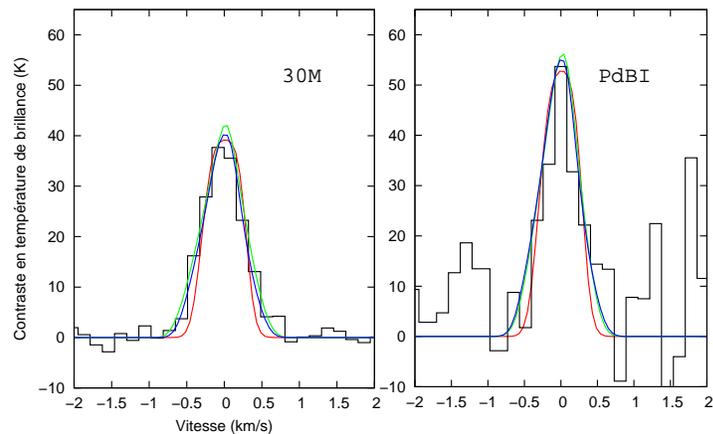


Fig. 6.36: Raies du  $\text{SO}_2$  à 216.643 GHz sur l'hémisphère leading, observées à l'IRAM-30 m le 25/10/1999 et au PdBI le 28/01/2005, et raies synthétiques des modèles décrits dans le tableau 6.8. En rouge : modèle Spencer avec  $\chi = 1$  sans dynamique, en vert : modèle Spencer avec  $\chi = 1$  et un vent en superrotation (valeur dans le tableau 6.8), en bleu modèle Feaga avec  $\chi = 3$  et un vent en superrotation.

Ces résultats montrent que l'introduction d'un vent en superrotation dont la vitesse est comprise entre 170 et 300 m/s, selon la date d'observation et l'hémisphère observé, améliore considérablement les ajustements des raies au niveau de la largeur. Cet ordre de grandeur pour la vitesse est remarquablement cohérent avec la valeur retrouvée par la modélisation de la carte des décalages Doppler, ce qui constitue un argument supplémentaire en faveur d'un vent en superrotation. La largeur de raie n'indique cependant pas le sens de ce vent, et un vent indirect serait aussi possible (avec une vitesse supérieure, puisqu'il faudrait dans ce cas compenser la rotation solide de Io).

Les modèles proposés dans le tableau 6.8 sont donc complètement consistents avec les données, car ils permettent d'ajuster les contrastes (relatifs et absolus) et les largeurs de raies, ainsi que la carte des décalages Doppler. Mais une telle dynamique reste à expliquer d'un point de vue physique, dans la mesure où aucun modèle n'a encore prévu un tel régime de circulation. Pour que les effets géographiques dominent les effets de température locale sur les gradients de pression, il faudrait que les variations de la proportion de glace de  $\text{SO}_2$  à la surface puissent l'emporter sur les variations de la température de surface. Une autre possibilité, déjà évoquée par Kerton et al. (1996), serait que l'équilibre de sublimation dépende de la température de la sous-surface, par des effets de porosité (*icy greenhouse effect*). Nous verrons au paragraphe 10.2.3.3 que la variation avec l'heure locale de la température sous la surface est faible, ce qui aurait pour conséquence d'annuler les effets de l'heure locale sur les gradients de pression. Il faut cependant que les températures restent assez élevées pour expliquer les densités de colonne observées ( $> 110$  K), ce que ne prévoit pas le modèle de Kerton et al. (1996).

Une autre interprétation physique possible de la dynamique provient de l'interaction avec le tore de plasma. Celui-ci pénètre dans la très haute atmosphère de Io avec une vitesse considérable (57 km/s) et il est envisageable qu'une partie de la quantité de mouvement soit transmise aux plus basses altitudes. Etant donné le mouvement de Io dans le tore, cet effet, décrit dans Saur et al. (2002), produirait des vents identiques sur les deux limbes, mais de sens opposé sur le leading et le trailing.

#### 6.6.4 Distribution spatiale de $\text{SO}_2$ : comparaison aux modèles hydrostatiques

L'analyse des raies intégrées sur les disque ne nous a pas permis de distinguer un modèle privilégié parmi les modèles de distribution du  $\text{SO}_2$  de Spencer et al. (2005) et Feaga et al. (2008), qui peuvent reproduire les raies émises, s'ils sont correctement ajustés par un facteur  $\chi$ . Grâce aux cartes interférométriques obtenues, nous allons vérifier si leur distribution spatiale (extension spatiale du gaz et position du maximum) peut aider à les distinguer. Pour cela, nous utilisons les modèles hydrostatiques listés dans le tableau 6.8, pour produire des cartes interférométriques synthétiques. Des modèles sans vent en superrotation sont aussi présentés. Pour l'observation du trailing avec le Plateau de Bure, la largeur de la raie à 216.643 GHz n'a pas pu être ajustée par manque de signal. On adoptera dans ce cas, par analogie avec la valeur du vent trouvée sur le leading quelques jours avant, une vitesse de 200 m/s.

Les cartes interférométriques sont reproduites dans les figures 6.37 à 6.41, et le résultat de leur analyse dans le plan  $(u, v)$  se trouve dans le tableau 6.9.

Les deux modèles de distribution (Feaga et Spencer) prévoient un décalage du maximum d'émission vers l'Est sur l'hémisphère leading, et vers l'Ouest sur l'hémisphère trailing. Ces tendances sont bien retrouvées sur les données, sauf sur la mesure PdBI du trailing ( $0.02 \pm 0.05''$ , qui n'est cependant pas significative). Les décalages retrouvés correspondent à un maximum d'émission sur l'hémisphère

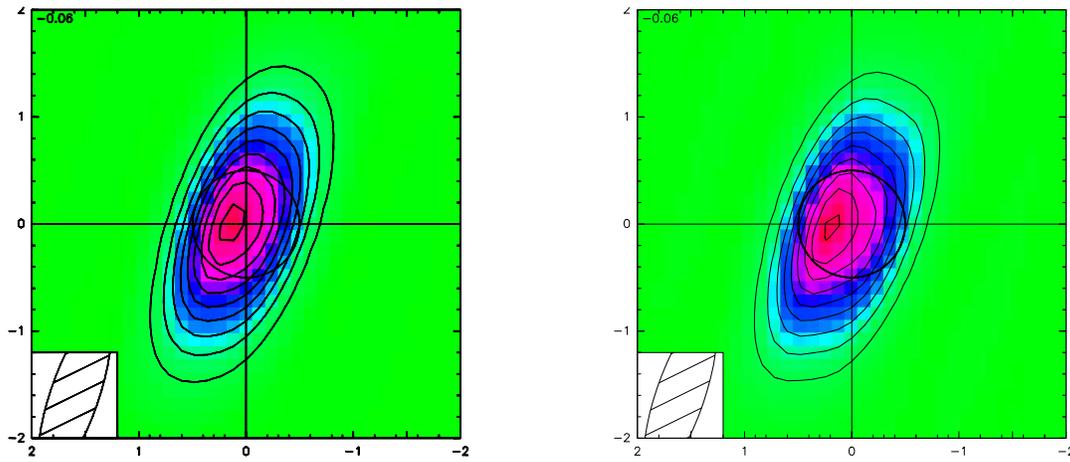


Fig. 6.37: Cartes synthétiques des modèles regroupés dans le tableau 6.9 pour les observations du PdBI sur l'hémisphère leading (raie à 216.643 GHz intégrée sur 600 kHz). A gauche : modèle Spencer. A droite : modèle Feaga.

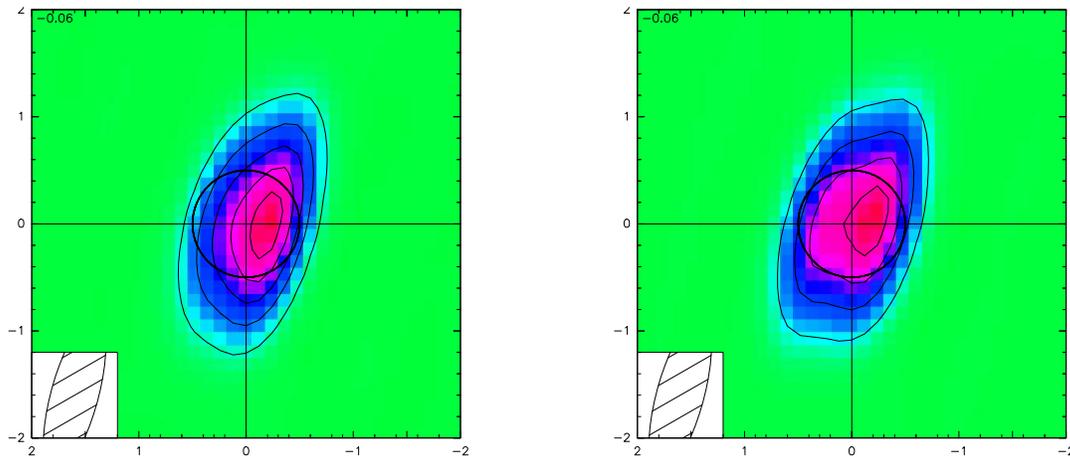


Fig. 6.38: Idem que la figure 6.37 pour les observations PdBI du trailing.

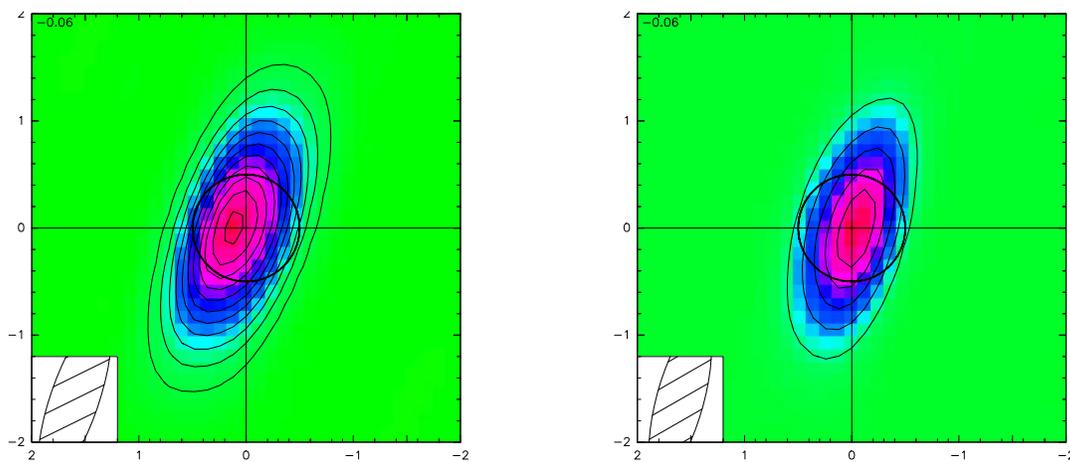


Fig. 6.39: Cartes synthétiques des modèles pour lesquels l'émission est confinée en dessous d'un angle zénithal solaire limite. A gauche : modèle Spencer, limité à  $70^\circ$ , sur l'hémisphère leading à 216.643 GHz. A droite : modèle Spencer, limité à  $50^\circ$ , sur l'hémisphère trailing à 216.643 GHz.

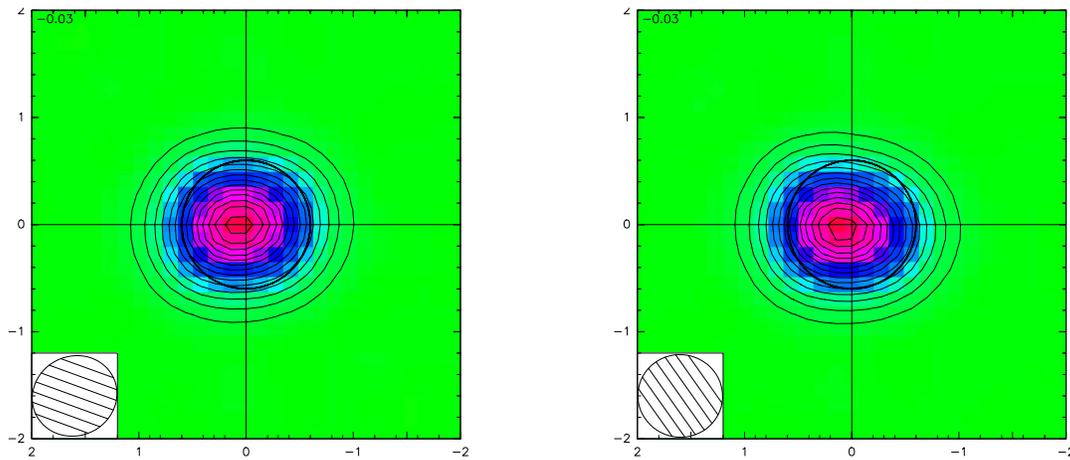


Fig. 6.40: Cartes synthétiques des modèles regroupés dans le tableau 6.9 pour les observations du SMA sur l'hémisphère leading (raie à 346.652 GHz, intégrée sur 1000 kHz). A gauche : modèle Spencer. A droite : modèle Feaga. Le niveau de contour est fixé à 200 mJy/lobe.

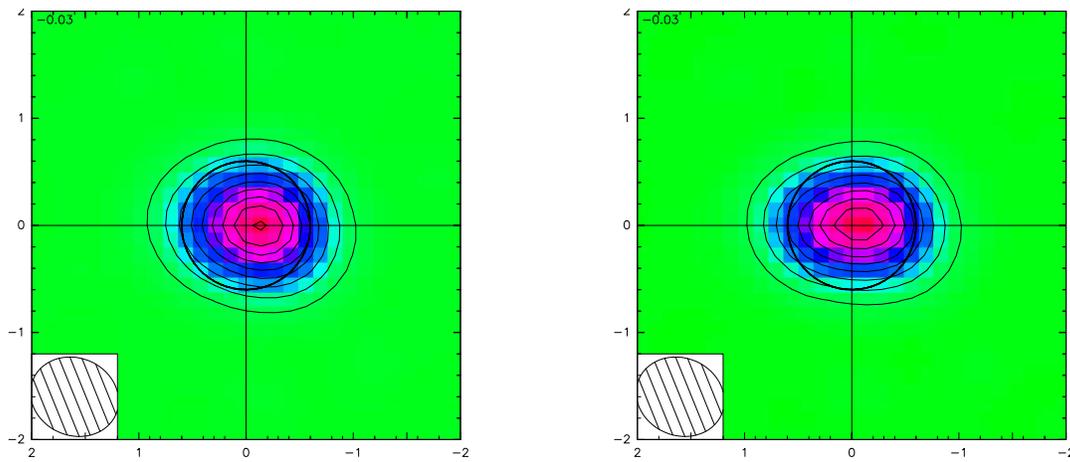


Fig. 6.41: Idem que la figure 6.40 pour les observations SMA du trailing.

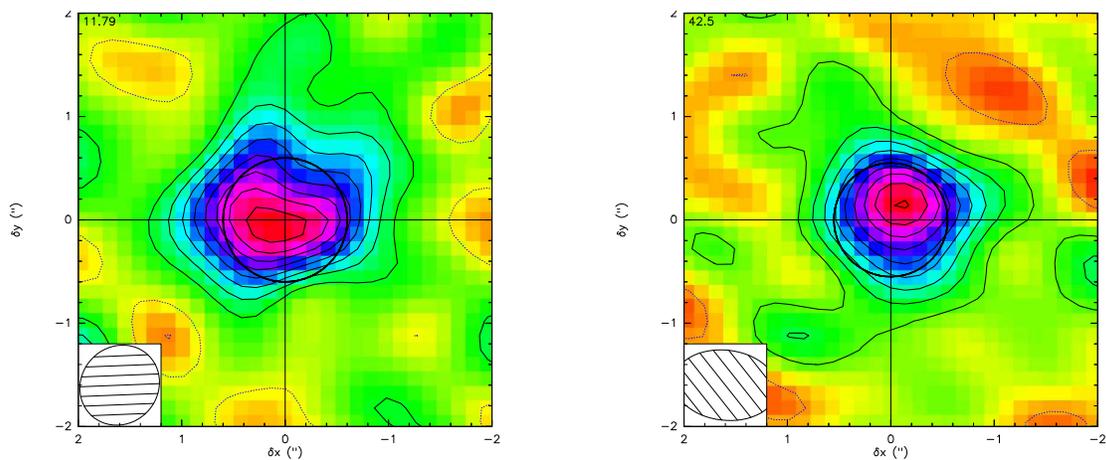


Fig. 6.42: Cartes interférométriques obtenues au SMA de l'émission de  $\text{SO}_2$  dans la raie à 346.652 GHz, intégrées sur 1000 kHz, sur le leading (gauche) et le trailing (droite).

Date	Fréquence GHz	Hemisphere	Modèle de distribution	$\chi$	Température (K)	Vitesse (m/s)	$\Delta$ RA (")	$\Delta$ Dec (")	Diamètre ou petit axe (")
28/01/2005	216.643	L	S	1	166	0	0.03	-0.01	0.99
28/01/2005	216.643	L	S	1	166	200	0.06	-0.01	0.97
28/01/2005	216.643	L	F	3	175	0	0.045	-0.04	1.06
28/01/2005	216.643	L	F	3	175	200	0.07	-0.04	1.02
02/06/2006	346.523	L	S	0.5	220	0	0.078	0.00	1.00
02/06/2006	346.652	L	S	0.5	220	0	0.05	0.00	1.01
02/06/2006	346.523	L	S	0.5	220	220	0.06	0.00	0.99
02/06/2006	346.652	L	S	0.5	220	220	0.06	0.00	0.99
02/06/2006	346.523	L	F	1.8	220	0	0.09	-0.03	0.99
02/06/2006	346.652	L	F	1.8	220	0	0.07	-0.03	1.00
02/06/2006	346.523	L	F	1.8	225	200	0.09	-0.03	0.97
02/06/2006	346.652	L	F	1.8	225	200	0.07	-0.03	0.97
05/02/2005	216.643	T	S	0.4	160	0	-0.14	0.01	0.88
05/02/2005	216.643	T	S	0.4	160	200	-0.13	0.01	0.91
05/02/2005	216.643	T	F	1.3	155	0	-0.05	0.03	1.11
05/02/2005	216.643	T	F	1.3	155	200	-0.03	0.026	1.09
10/06/2006	346.523	T	S	0.4	210	0	-0.18	0.00	0.87
10/06/2006	346.652	T	S	0.4	210	0	-0.13	0.00	0.92
10/06/2006	346.523	T	S	0.4	210	270	-0.15	0.00	0.87
10/06/2006	346.652	T	S	0.4	210	270	-0.11	0.00	0.92
10/06/2006	346.523	T	F	1	240	0	-0.12	0.02	0.93
10/06/2006	346.652	T	F	1	240	0	-0.08	0.02	0.93
10/06/2006	346.523	T	F	1	240	270	-0.08	0.02	0.91
10/06/2006	346.652	T	F	1	240	270	-0.05	0.01	0.90

Tab. 6.9: Résultats des ajustements réalisés par UV-FIT sur les cartes  $(u, v)$  synthétiques moyennées sur la largeur de raie.

antijovien (hémisphère où se trouve aussi le maximum de glace de  $\text{SO}_2$  et d'activité volcanique, voir paragraphe 6.1.1). La position du maximum varie légèrement (d'environ 0.03") lorsque l'on introduit un vent en superrotation, et aussi en fonction de la raie observée (environ 0.04" de différence entre les raies du  $\text{SO}_2$  à 346.652 et 346.523 GHz pour un même modèle), sans que la tendance globale soit changée. Mis à part ce résultat, les modèles ne sont pas toujours satisfaisants par rapport aux données, dont les résultats des ajustements sont regroupés dans le tableau 6.5.

Les données du SMA à 346 GHz (voir figure 6.42 offrent une résolution spatiale ( $\sim 0.8''$ ) qui permet tout juste de résoudre le disque de Io. Les ajustements des tailles semblent indiquer que l'émission du  $\text{SO}_2$  est bien répartie sur le disque ( $1.25 \pm 0.19''$  sur la raie à 346.652 GHz sur le trailing,  $1.08'' \pm 0.11''$  sur la même raie sur le leading), et ce dans toutes les directions. Que ce soit sur l'hémisphère leading ou trailing, les modèles sont ajustés par des tailles d'émission plus petites (respectivement  $\sim 0.99''$  et  $0.9''$  sur le leading et le trailing pour un disque de Io de  $1.12''$ ).

De plus, la grande différence entre la position du maximum à 346.652 et 346.523 GHz, mesurée sur les données leading, n'est pas présente sur les modèles, alors que sur l'hémisphère trailing le décalage vers l'Ouest observé est bien reproduit. Enfin, ces modèles ne produisent pas de décalage vers le Nord, qui est significatif sur les données à  $2\sigma$ .

La qualité de la cartographie sur ce jeu de données ne permet donc pas de privilégier un modèle en particulier, et la taille de l'émission est systématiquement sous-estimée par les modèles.

Les données du PdBI, grâce à leur résolution spatiale dans la direction longitudinale ( $\sim 0.5''$ ), permettent d'aller un peu plus loin dans l'interprétation des cartes interférométriques.

Le décalage spatial vers l'Est prévu par les modèles sur l'hémisphère leading est inférieur (et incompatible) avec la mesure sur les données ( $0.18 \pm 0.10''$ ), alors que sur l'hémisphère trailing, les modèles montrent un décalage vers l'Ouest, contrairement aux données (qui sont néanmoins compatible avec le modèle Feaga).

La taille mesurée sur les données leading ( $0.91 \pm 0.08''$ ) est tout à fait compatible avec les résultats donnés par le modèle Spencer, alors que le modèle Feaga est plus étendu spatialement.

Sur l'hémisphère trailing, les deux modèles surestiment la taille mesurée ( $0.66 \pm 0.16''$ ). Si une variation temporelle de la distribution de  $\text{SO}_2$  entre la date des observations PdBI et la date des observations de Spencer et al. (2005) et Feaga et al. (2008) (2001-2005) peut être invoquée pour expliquer cette différence significative sur l'hémisphère trailing, on pourrait aussi l'attribuer à la variation de la température de surface avec l'angle zénithal solaire.

En effet, dans le cadre d'un modèle où l'atmosphère est soutenue par la sublimation, on s'attend à ce que la densité de colonne, pour une zone donnée, diminue drastiquement avec la température du sol, et donc selon l'heure locale et la latitude. Cet effet est conforté par les observations de Jessup et al. (2004) (figure 6.7), qui montrent une forte variation de la densité de colonne de  $\text{SO}_2$  avec la latitude. Pour simuler cet effet, nous avons fait l'hypothèse que la densité de colonne est nulle pour toutes les zones à plus de  $70^\circ$ ,  $60^\circ$  ou  $50^\circ$  du point subsolaire, ce qui suppose que la température varie uniquement en fonction de l'angle zénithal solaire. La phase au moment des observations est prise en compte. Le tableau 6.10 montre que, pour les deux hémisphères, une absence d'émission au delà-de  $60^\circ$  du point subsolaire est plausible, car elle permet (pour une distribution initiale du gaz de type Spencer) de reproduire les tailles observées. Pour un tel modèle, étant donné que la région émettrice est réduite, une température supérieure doit être imposée pour retrouver le contraste des raies. De même, puisque les régions ayant la plus grande vitesse projetée (près des limbes) n'émettent plus, la vitesse du vent en superrotation doit être augmentée pour reproduire les largeurs de raies.

La variation de la densité de colonne avec l'angle zénithal solaire est, par contre, incompatible avec les données du SMA, dont la taille d'émission est très large, ce qui peut favoriser l'hypothèse des variations temporelles.

La cartographie des données SMA et PdBI ne permet donc pas de distinguer un meilleur modèle de distribution parmi les modèles proposés dans les observations antérieures UV et infrarouges, supposés hydrostatiques. Les modèles semblent trop confinés par rapports aux cartes du SMA, et trop étendus pour la carte trailing du PdBI. Ils prévoient des décalages spatiaux trop importants vers l'Ouest sur l'hémisphère trailing, et pas assez marqués vers l'Est sur le leading. Cependant, les deux modèles proposés reproduisent qualitativement plusieurs des tendances observées au paragraphe 6.4.2, ce qui confirme :

- que le  $\text{SO}_2$  a une distribution relativement étendue sur le disque, incompatible avec les résultats sur  $f_p$  de Lellouch et al. (2000b).
- que l'émission atteint son maximum sur l'hémisphère antijovien.

### 6.6.5 Evaluation du rapport $\text{SO}/\text{SO}_2$

La raie du SO à 346.528 GHz a été clairement détectée sur les observations du SMA de juin 2006, aussi bien sur le côté leading que trailing. Cependant, étant donné qu'une seule raie de SO est disponible, il n'est pas possible pour cette espèce d'estimer une densité de colonne de la même façon qu'avec  $\text{SO}_2$  (voir paragraphe 6.6.1). Il est donc impossible de distinguer clairement l'influence relative de la température du gaz et de la densité de colonne sur le contraste des raies et le flux mesuré. On peut cependant estimer un rapport  $\text{SO}/\text{SO}_2$  en faisant les hypothèses suivantes :

- SO est en équilibre hydrostatique et sa température cinétique est la même que celle ajustée à partir des

Hemisphere	$\chi$	Température (K)	Vitesse (m/s)	Angle zénithal maximal (°)	$\Delta$ RA (")	$\Delta$ Dec (")	Diamètre ou petit axe (")
L	1	166	200	70	0.06	0.00	0.92
L	1	166	200	60	0.07	0.00	0.84
T	0.4	160	200	60	-0.08	0.00	0.78
T	0.4	160	200	50	-0.06	0.00	0.70

Tab. 6.10: Résultats des ajustements réalisés par UV-FIT sur les cartes  $(u, v)$  synthétiques moyennées sur la largeur de raie, pour lesquels l'émission est confinée en dessous d'un angle zénithal solaire limite (paramètre angle maximal). Les simulations ont été réalisées pour les observations du PdBI à 216.643 GHz, avec le modèle de distribution Spencer.

raies de SO<sub>2</sub> observées simultanément. On posera  $T = 200$  K pour le côté leading et  $T = 215$  K pour le côté trailing.

- la distribution spatiale de SO est la même que celle de SO<sub>2</sub>. Cette affirmation est en contradiction avec les résultats de la cartographie (voir paragraphe 6.4.2, figure 6.12). Cependant nous ne disposons pas d'un modèle de distribution propre à SO. En conséquence, nous n'obtenons qu'un rapport SO/SO<sub>2</sub>, de façon comparable à ce qu'avaient obtenu Lellouch et al. (1996) à partir de données intégrées sur le disque.

Avec les paramètres  $f_p$  et T fixés, la densité de colonne est ajustée grâce au facteur  $\chi$ , pour les modèles de distribution Feaga et Spencer. A noter que, vu la qualité obtenue sur les raies du SO (voir figure 6.43), nous préférons nous baser sur les flux mesurés sur les cartes déconvoluées (regroupés dans le tableau 6.4) comme référence pour l'ajustement, plutôt que les contrastes de raies.

Ainsi la mesure sur le côté leading ( $1.65 \pm 0.44$  Jy) peut se reproduire avec une distribution Spencer pour  $\chi = 0.013 \pm 0.004$ . Etant donné que le meilleur résultat sur la quantité de SO<sub>2</sub> avec la même distribution est obtenu avec  $\chi = 0.5$ , on en déduit un rapport SO/SO<sub>2</sub> de  $2.6 \pm 0.8$  %.

Sur le côté trailing, pour un modèle de type Spencer, on obtient  $\chi = 0.01^{+0.004}_{-0.003}$ , ce qui, comparé au résultat sur SO<sub>2</sub> ( $\chi = 0.3$ ), donne un rapport SO/SO<sub>2</sub> de  $3.3 \pm 1.3$  %.

Les rapports SO/SO<sub>2</sub> ( $\sim 2$ -5 %) ainsi obtenus sont à peu près dans la gamme des résultats obtenus par Lellouch et al. (1996), soit 3-10%. Mais l'hypothèse faite sur la distribution du SO est clairement fautive. Si la distribution du SO est moins étendue que celle du SO<sub>2</sub>, on devrait retrouver un rapport SO/SO<sub>2</sub> plus élevé dans les zones où les deux espèces coexistent, et nul là où seul SO<sub>2</sub> est présent. A noter que, comme nous l'avons évoqué au paragraphe 6.1.1, les modèles thermochimiques prévoient des rapports SO/SO<sub>2</sub> de l'ordre de 1-10% (Zolotov and Fegley, 1998).

## Modèles volcaniques

### 6.6.6 Allure des raies produites par les plumes volcaniques

Nous allons maintenant étudier si les modèles volcaniques peuvent reproduire les observations, en faisant varier leur nombre, leur type (Prometheus ou Pele) et leur localisation sur le disque. Une des premières motivations pour la comparaison de ce type de modèles aux données millimétriques est le fait, que, comme l'a remarqué Ballester et al. (1994), la grande largeur des raies observées pourrait être expliquée par la dynamique violente de la source de gaz.

La dynamique à l'intérieur des plumes modélisées (voir figure 6.24) se caractérise par des mouvements

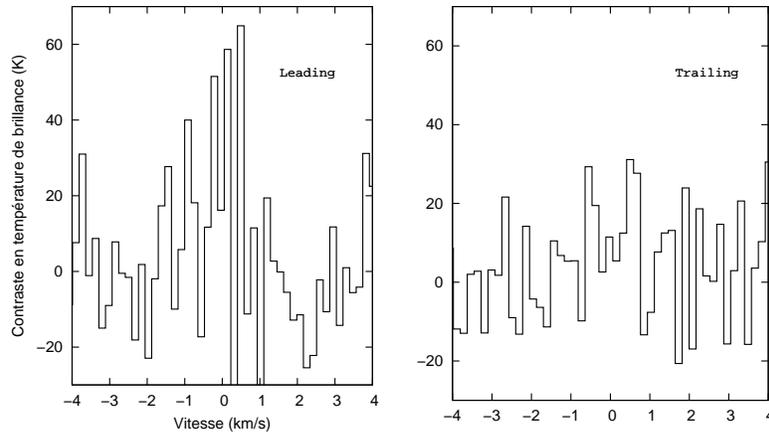


Fig. 6.43: Raies du SO à 346.523 GHz obtenues au SMA, sur le côté trailing (droite) et leading (gauche).

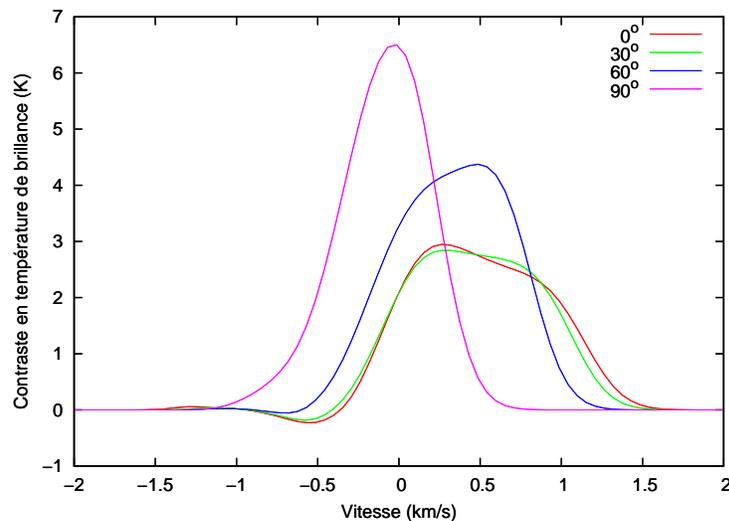


Fig. 6.44: Raies synthétiques à 216.643 GHz produites par une plume nuit de type Pelé (température du sol à 90 K), pour différentes distances angulaires au point subterrestre.

ascendants, descendants et horizontaux, dont les vitesses peuvent atteindre 1 km/s. Ces mouvements, projetés sur la ligne de visée, devraient décaler spectralement l'émission du gaz et élargir la raie moyenne.

Les raies synthétiques moyennées sur le disque obtenues pour une plume active (figures 6.44 et 6.45) présentent en effet plusieurs caractéristiques très particulières liées à la dynamique :

- elles ne sont pas symétriques. On constate une forte diminution de l'émission dans l'aile de raie correspondant aux vitesses ascendantes. Ceci peut s'expliquer par l'absorption de l'émission provenant des zones proches du vent (où le gaz a un mouvement ascendant) par le gaz froid au dessus du vent. La figure 6.45 montre que, en imposant au gaz une température constante (et adaptée) sur toute la plume, la raie synthétique redevient symétrique.

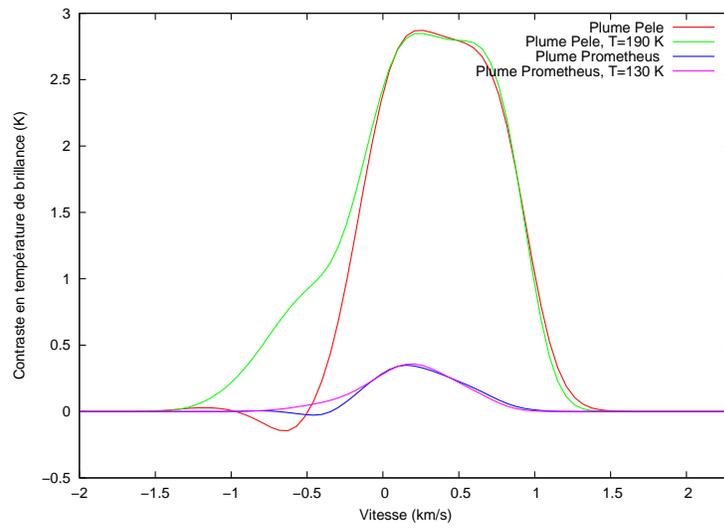


Fig. 6.45: Raies synthétiques à 216.643 GHz produites par une plume nuit (température du sol à 90 K) à  $40^\circ$  du point subterrestre. les modèles physiques sont représentés avec des modèles de plumes isothermes.

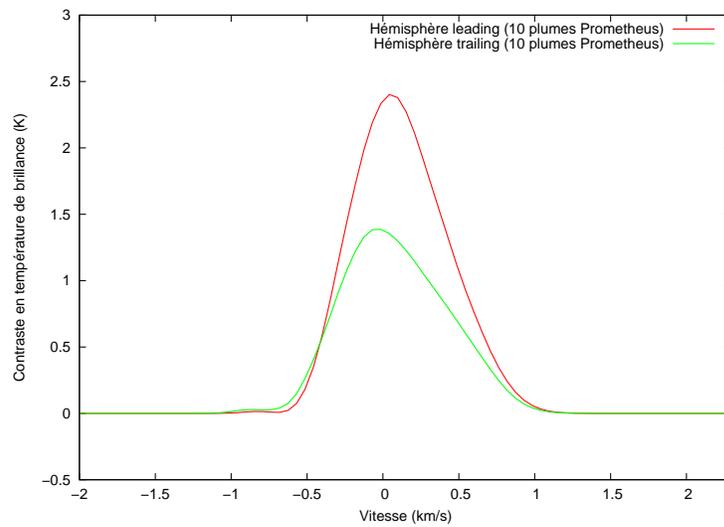


Fig. 6.46: Raies synthétiques à 216.643 GHz produites par un ensemble de plumes Prometheus nuit (température du sol à 90 K), distribuées selon la cartographie des plumes représentée dans la figure 6.2. En rouge : hémisphère leading, en vert : hémisphère trailing.

- ce sont des raies larges, dont la largeur à mi-hauteur varie entre 0.65 et 1 km/s pour les plumes Pelé, et 0.58-0.64 km/s pour les plumes Prometheus, ce qui est supérieur aux modèles hydrostatiques sans dynamique ( $\sim 0.55$  km/s). La valeur de la vitesse d'éjection du gaz au niveau du vent (0.5 - 0.9 km/s selon le cas) peut donc être du bon ordre de grandeur pour expliquer la largeur des raies millimétriques observées.

- les raies sont décalées spectralement. Les plumes proches du point subterrestre produisent des raies très fortement décalées vers le rouge (0.34 km/s au point subterrestre pour une plume Prometheus, 0.48 km/s pour une plume Pelé). Ceci peut s'expliquer par le fait que dans cette configuration, la vitesse projetée sur la ligne de visée correspond principalement à la vitesse verticale, donc, près du vent, au mouvement du gaz éjecté vers le haut (qui décale les raies vers le bleu), et, partout ailleurs, au mouvement du gaz qui retombe (qui décale les raies vers le rouge). Etant donné que le mouvement descendant s'effectue sur une surface beaucoup plus grande que l'éjection au dessus du vent, c'est cet effet qui domine le décalage Doppler de la raie intégrée sur le disque.

Quand la plume se rapproche du limbe, les vents horizontaux contribuent aussi à la vitesse projetée, alors que la contribution des vents verticaux diminue. Les vents horizontaux, qui s'éloignent du centre de la plume, décalent l'émission vers le bleu, mais sont globalement moins forts que les vents verticaux. Au limbe, en ne tenant pas compte de la vitesse solide de Io, le décalage spectral atteint 0.15 km/s vers le bleu.

Ces grandes valeurs de décalage Doppler sont incompatibles avec les valeurs modérées (inférieures à 100 m/s) mesurées sur les données. Cependant si plusieurs plumes sont actives simultanément, les décalages Doppler peuvent se compenser, comme on le voit sur la figure 6.46.

Les décalages Doppler et les largeurs de raie obtenus avec les modèles volcaniques sont tout à fait cohérents avec les résultats sur nos données, du moins si l'on suppose que plusieurs plumes sont actives. On remarque aussi sur la figure 6.45 que la température du gaz moyenne de ces plumes (190 K pour les plumes Prometheus, 130 K pour les plumes Pele), est comparable aux résultats obtenus sur la température du gaz dans un modèle hydrostatique. Les zones volcaniques ne sont donc pas particulièrement brillantes, mais se distinguent par leur dynamique très particulière.

### 6.6.7 Contribution possible à la dynamique atmosphérique

Les décalages spectraux mesurés sur les raies moyennes produites par une plume volcanique sont aussi visibles sur une carte des décalages Doppler. Une plume Prometheus de type nuit placée au limbe Est, notamment, produira des décalages Doppler d'environ 200 m/s vers le bleu sur ce limbe. Aux autres longitudes, les plumes produisent de forts décalages vers le rouge, d'autant plus qu'elles sont proches du point subterrestre (jusqu'à 500 m/s). La figure 6.47 reproduit la carte des décalages Doppler pour un modèle comprenant une plume au limbe Est, et une plume à  $20^\circ$  du limbe Ouest. La différence de décalage spectral limbe-à-limbe est cohérente avec les données du PdBI, mais la morphologie des contours est différente : près du point subterrestre, on passe très vite d'une vitesse négative à une vitesse positive, alors que les données montrent une variation de la vitesse projetée plus graduelle (voir carte 6.15).

Si l'on ajoute à un modèle volcanique de l'atmosphère soutenue par sublimation et n'ayant aucune dynamique, les décalages Doppler étant moyennés sur une grande échelle spatiale (étant donnée la résolution spatiale de l'interféromètre), les valeurs mesurées diminuent. Par exemple en utilisant des plumes de type jour (où la sublimation intervient dans une rayon de 700 km autour de la plume), les décalages limbe-à-limbe diminuent d'un facteur 2 (voir figure 6.47). Si la sublimation de  $\text{SO}_2$  est présente

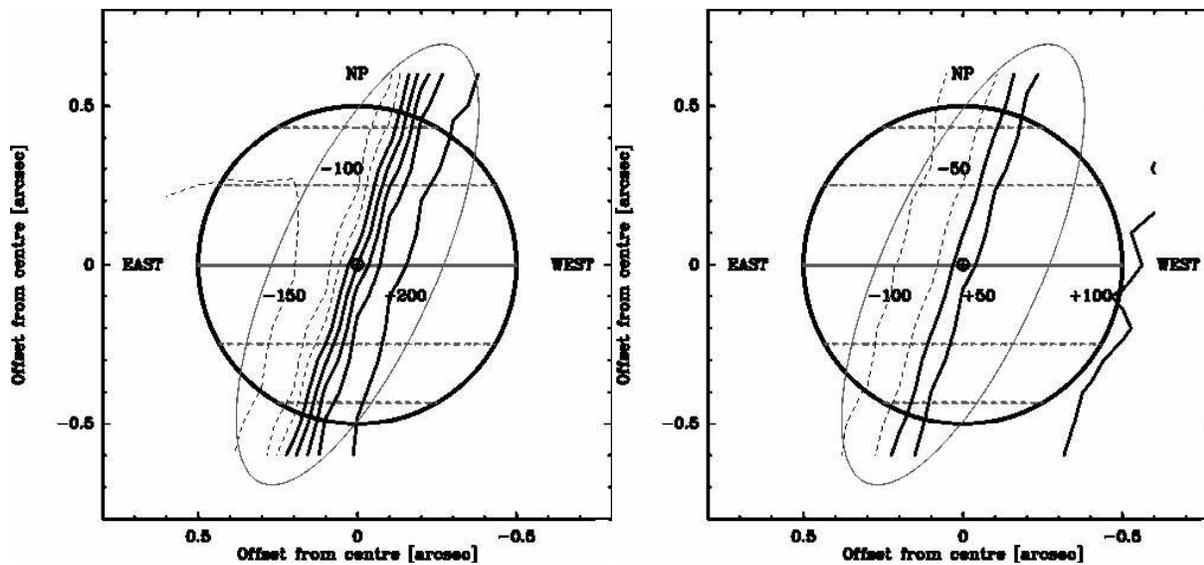


Fig. 6.47: Cartes des décalages Doppler mesurés sur la raie à 216.643 GHz du  $\text{SO}_2$ , pour un modèle volcanique comprenant une plume Prometheus sur le limbe Est, et une autre à  $20^\circ$  du limbe Ouest. A gauche : plumes nuit. A droite : plumes jour (la température du sol est de 112 K).

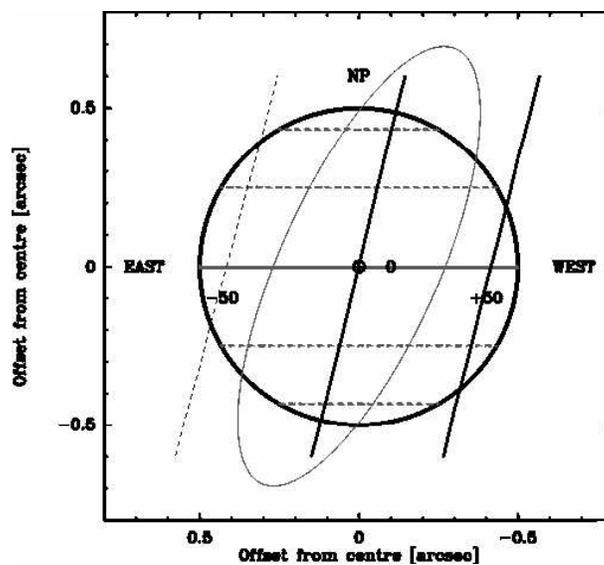


Fig. 6.48: Carte des décalages Doppler mesurés sur la raie à 216.643 GHz du  $\text{SO}_2$ , pour un modèle volcanique comprenant une plume Prometheus sur le limbe Est et une autre à  $20^\circ$  du limbe Ouest, plus une atmosphère statique soutenue par la sublimation sur tout le disque (la température du sol est de 112 K).

sur tout le disque (voir figure 6.48), elle est réduite d'un facteur 3. Dans ce contexte, la seule dynamique des plumes ne peut suffire pour expliquer la valeur de la différence limbe-à-limbe des décalages spectraux mesurés, même si elle y contribue.

La dynamique des modèles volcaniques peut donc expliquer la différence limbe-à-limbe des décalages spectraux observée, mais seulement en l'absence d'autres sources de gaz (statiques).

## 6.6.8 Comparaison aux modèles de distribution volcanique

### 6.6.8.1 SO<sub>2</sub>

Nous avons vu que la distribution des plumes volcaniques sur le disque de Io est assez bien connue (voir figure 6.2). Il est donc possible de vérifier si les cartes interférométriques obtenues sur les données peuvent être reproduites, au niveau de leur extension spatiale et de la position de leur maximum, par un modèle réaliste de distribution de plumes.

Nous étudions ici le cas où toutes les plumes connues sont en activité (environ 10 plumes visibles sur chaque hémisphère). Or dans le cas des plumes nuit, la taille des plumes Prometheus est bien trop petite pour être résolue, et celle des plumes Pele toute juste suffisante. Etant donné le faible nombre de plumes sur chaque hémisphère, les cartes interférométriques résultantes (comme par exemple la figure 6.49) montrent que l'atmosphère a une extension spatiale très faible, qui n'est pas comparable à l'émission spatialement étendue observée dans les données.

Nous pensons donc qu'une solution plus réaliste pour reproduire la distribution spatiale du gaz est d'utiliser les plumes de type jour. Dans ce cas, de la sublimation intervient dans une certaine zone autour de chaque plume, dans un rayon de 700 km autour du vent. Cette limite est purement arbitraire, pour des raisons que nous avons déjà évoquées (voir paragraphe 6.5.3), mais devrait nous permettre de mieux voir si il y a une corrélation entre la localisation du maximum sur les cartes interférométriques des données et les positions des plumes. Les cartes synthétiques obtenues sont reproduites dans la figure 6.50.

La distribution spatiale très hétérogène des plumes, qui présente un maximum de concentration sur l'hémisphère antijovien et une concentration plus faible sur l'hémisphère subjovien (bien visible sur la figure 6.2) produit une distribution de brillance avec un pic près du limbe Est et un autre près du limbe Ouest.

Les deux régions d'émission pourraient être distinguées grâce à la résolution spatiale des observations PdBI, or les données PdBI ne montrent qu'un seul pic d'émission : il y a donc une incompatibilité de la forme des modèles par rapport aux observations. Sur les données de l'hémisphère leading, il n'y a quasiment pas d'émission sur le quart Sud-Ouest de la planète, bien que deux plumes y soient présentes. Mais même si l'on considère que ces deux plumes n'émettent pas, l'émission provenant des autres plumes est trop décalée vers l'Est par rapport aux données.

Sur l'hémisphère trailing, l'émission des données est spatialement centrée et de taille étroite par rapport au disque de Io, alors que les plumes se trouvent concentrées sur les limbes, ce qui semble exclure une origine volcanique pour le SO<sub>2</sub> (du moins à partir des plumes actuellement connues).

Ces résultats montrent que la distribution de SO<sub>2</sub> doit être mieux répartie spatialement, et que de l'atmosphère peut se trouver à une grande distance des plumes actives, ou même en l'absence de plumes actives. L'activité des plumes n'est cependant pas exclue par ces données, et pourrait expliquer le décalage significatif vers l'Est sur l'hémisphère leading, non reproduit par les modèles purement hydrostatiques.

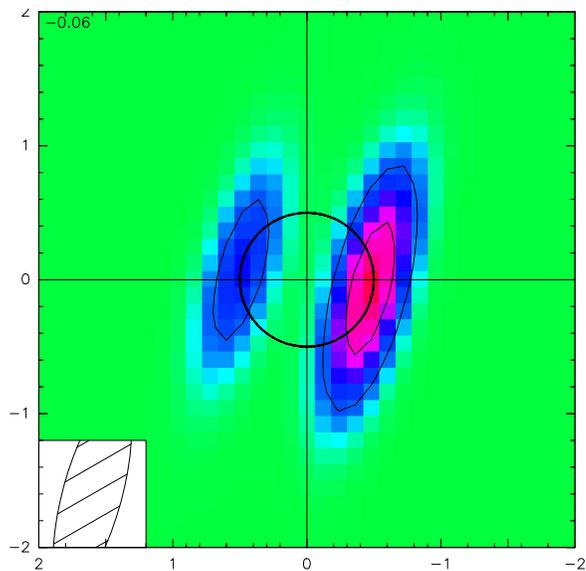


Fig. 6.49: Carte synthétique de l'émission de  $\text{SO}_2$  à 216.643 GHz à partir de modèles volcaniques constitués de plumes Prometheus nuit, distribuées sur le disque selon la carte 6.2 sur l'hémisphère trailing, et convoluées par le lobe synthétique caractéristique des observations au PdBI.

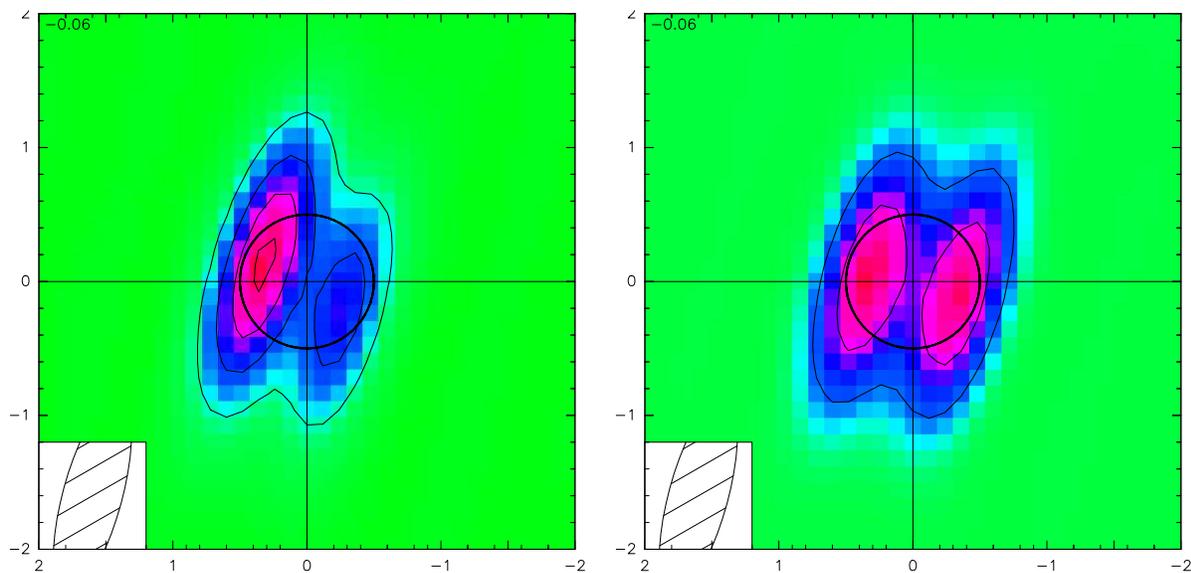


Fig. 6.50: Cartes synthétiques de l'émission de  $\text{SO}_2$  à 216.643 GHz à partir de modèles volcaniques constitués de plumes Prometheus jour, distribuées sur le disque selon la carte 6.2, et convoluées par le lobe synthétique caractéristique des observations au PdBI. A gauche : hémisphère leading, à droite : hémisphère trailing.

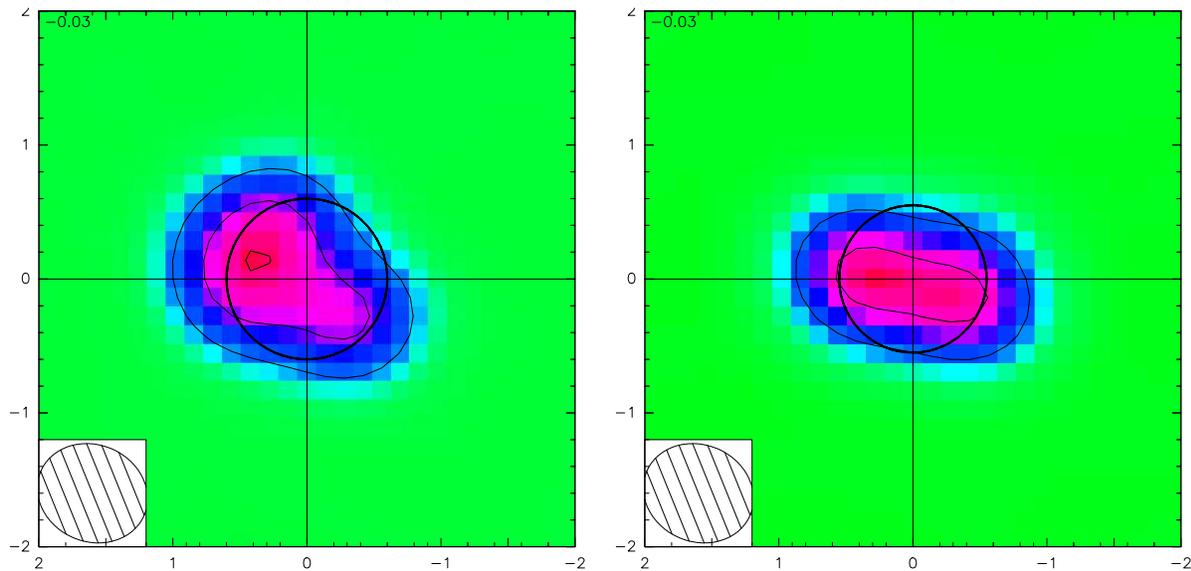


Fig. 6.51: Cartes synthétiques de l'émission de  $\text{SO}_2$  à 346.652 GHz à partir de modèles volcaniques constitués de plumes Prometheus jour, distribuées sur le disque selon la carte 6.2, et convoluées par le lobe synthétique caractéristique des observations au SMA. A gauche : hémisphère leading, à droite : hémisphère trailing.

Les données du SMA, qui ont une résolution spatiale moins bonne, ne permettent pas de résoudre les deux régions d'émission volcanique, et les cartes synthétiques sont visuellement compatibles aux cartes des données. Les valeurs de taille retrouvées par ajustement des visibilitées pour les deux cartes synthétiques (1.44" pour le leading et 1.30" sur le trailing) tendent à être plus grandes que les valeurs retrouvées sur les données, mais compatibles étant données les barres d'erreur sur les données. Ces résultats n'excluent donc pas une distribution du gaz contrôlée par la distribution des volcans, d'autant plus que, sur l'hémisphère leading, la position du maximum est bien décalée vers le Nord-Est, comme sur les données.

Les cartes du PdBI sont donc incompatibles avec une distribution du  $\text{SO}_2$  uniquement liée aux emplacements des plumes, alors que les cartes du SMA n'excluent pas cette possibilité (mais sont moins bien résolues). Dans les deux jeux de données, la présence de sources volcaniques actives pourrait expliquer certains décalages spatiaux dans les observations, qui n'apparaissent pas dans les modèles de distribution de Spencer et al. (2005) et Feaga et al. (2008). Nous ne pouvons pas affirmer, étant donnée la qualité de la cartographie, que ces plumes sont réellement émettrices de gaz au moment de l'observation. Pour cela une meilleure résolution spatiale serait nécessaire.

#### 6.6.8.2 SO

L'interprétation et l'analyse des cartes interférométriques obtenues au SMA semble privilégier, pour le SO, un mécanisme de production plus localisé que celui pour le  $\text{SO}_2$ , comme le volcanisme. Le comportement de SO sur le sol est mal connu : on ne sait pas s'il disparaît au contact du sol (par réaction chimique) ou pas. Dans le premier cas, le modèle approprié est une plume de type nuit. Nous ne pourrions tester le second cas, car nous ne disposons pas de modèle sur le transport de SO au delà d'une plume. Ces modèles sont en cours d'élaboration par C. Moore.

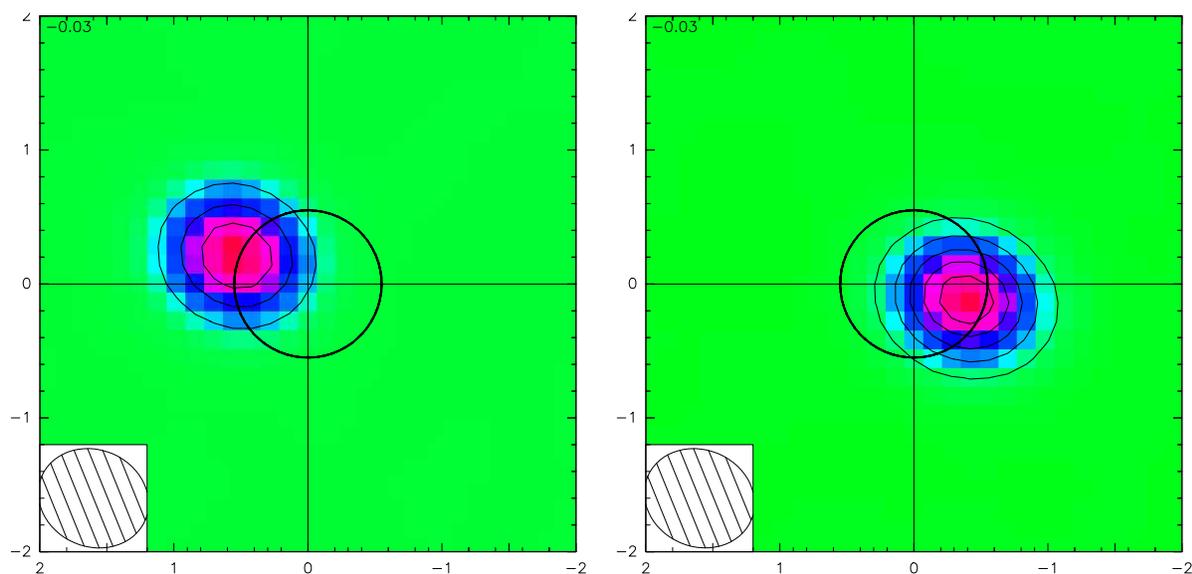


Fig. 6.52: Cartes synthétiques de l'émission de SO à 346.658 GHz, à partir de modèles volcaniques constitués de plumes Prometheus nuit. A gauche : plumes Zamama et Volund sur l'hémisphère leading. A droite : plume Pillan sur l'hémisphère trailing.

Sur le côté leading, où l'émission de SO est clairement décalée vers l'hémisphère antijovien, la position du maximum vers le Nord-Est coïncide avec la présence de huit plumes, parmi lesquelles Tvashtar (voir figure 6.1). Si l'on considère que quelques unes de ces plumes sont en éruption, par exemple Zamama (longitude  $171^\circ\text{W}$ , latitude  $18^\circ\text{N}$ ) et Volund (longitude  $177^\circ\text{W}$ , latitude  $22^\circ\text{N}$ ) dans la carte 6.52, les cartes synthétiques montrent un maximum dont la position est compatible avec le maximum des données. En ce qui concerne l'extension spatiale, on remarque seulement que les deux plumes de type Prometheus nuit produisent une émission de forme plus étroite que les observations, ce qui est confirmé par l'analyse des visibilité.

Sur le côté trailing, toutes les plumes connues sur les longitudes Est sont situées bien au Sud (et en particulier Pelé), alors que les données montrent un léger décalage vers le Nord. Si l'on considère uniquement la plume Pillan (longitude  $242^\circ\text{W}$ , latitude  $11^\circ\text{S}$ ), la carte synthétique reproduit bien le décalage vers l'Ouest qui est visible dans les données. Comme sur l'hémisphère leading, l'extension spatiale de l'émission produite par une seule plume est plus petite que celle des données.

La comparaison des cartes de l'émission de SO et de la distribution des volcans montre bien qu'une corrélation, très forte sur le côté leading, doit exister entre la position de volcans et les lieux de production de SO. Les données semblent aussi indiquer que l'émission de SO a lieu sur une zone plus grande que la surface de 2 ou 3 plumes. La résolution spatiale des données n'est pas suffisante pour quantifier le transport de SO à partir des centres volcaniques, et des observations à plus haute résolution spatiale avec ALMA seront nécessaires pour mieux comprendre les interactions entre SO et le sol.

### 6.6.9 Nombre de plumes nécessaires pour l'émission de SO<sub>2</sub>

Les précédentes comparaisons entre modèles de plumes volcaniques et observations millimétriques (Lellouch et al., 1994b; Lellouch, 1996) avaient montré qu'un grand nombre de plumes actives (environ

100 sur chaque hémisphère) étaient nécessaires pour expliquer le contraste des raies de  $\text{SO}_2$ . Grâce aux modèles de plumes dont nous disposons à partir des travaux de Zhang et al. (2003), qui sont physiquement beaucoup plus réalistes que les plumes ballistiques de Lellouch (1996), nous allons estimer l'émission d'une plume de  $\text{SO}_2$  dans les raies observées. Nous nous intéressons aux plumes nuit, pour lesquelles le gaz qui retombe sur le sol, condense et ne se sublime pas, et qui représentent une origine du gaz purement volcanique.

La figure 6.25 représente la distribution de brillance calculée pour des plumes Pelé situées en différents points de Io. On remarque que les températures de brillance les plus élevées sont mesurées dans les configurations où la plume est proche du limbe, et donc vue de profil. En effet dans cette configuration, la zone la plus chaude de la plume (zone de choc en forme de *canopy*) est quasiment parallèle à la direction de la ligne de visée. Dans le cas d'une plume au point subterrestre, la ligne de visée ne fait que traverser cette zone sur quelques dizaines de kilomètres. De plus, le contraste des raies au limbe est plus fort que celui des autres raies, puisque l'émission continue au limbe est nulle. Cet effet se remarque aussi sur les raies intégrées sur le disque, dont le contraste est d'autant plus fort que l'on s'approche du limbe (figure 6.44).

Les valeurs des flux intégrés sur la raie à 346.652 GHz émis par une plume, selon son type et sa localisation, sont regroupées dans le tableau 6.11. En comparant ces résultats aux mesures de flux total émis par les données SMA à 346.652 GHz, on s'aperçoit qu'une seule plume, même de type Pelé au limbe, ne suffit pas à expliquer toute l'émission reçue. Selon la position des plumes, il faudrait avoir entre 60 et 230 plumes Prometheus actives simultanément (ou 8 - 20 plumes Pelé) sur l'hémisphère leading pour que l'émission totale soit comparable à celle des données du SMA. Sur le trailing, qui a un flux moins fort, il faudrait entre 40 et 150 plumes Prometheus (ou 5 - 13 plumes Pelé). Les mêmes calculs appliqués aux données du PdBI à 216.643 GHz donnent un nombre de plumes Prometheus entre 70 et 400 sur le leading (ou 10 - 30 plumes Pelé), et entre 33 et 200 sur l'hémisphère trailing (ou 5 - 15 plumes Pelé).

Ces chiffres, qui confirment, mais de manière beaucoup plus fiable, les estimations de Lellouch (1996), sont disproportionnés par rapport au nombre de plumes connues (une quinzaine), dont seulement trois ont été identifiées comme appartenant à la classe Pelé. Plusieurs interprétations peuvent être données à ce résultat :

- il y a effectivement un très grand nombre de plumes actives sur Io, mais la plupart n'ont pas été détectées car elles n'émettent pas de poussières (*stealth plumes*, Johnson et al. (1995)). Cette hypothèse est très improbable car les observations des "glows" en éclipse (Geissler et al., 2001, 2004), qui sondent les plumes gazeuses, montrent que celles-ci sont, sauf rare exception (Acala), associées à des plumes de particules.
- une autre source de  $\text{SO}_2$  est active, comme la sublimation de la glace de  $\text{SO}_2$ .

Ces résultats n'excluent pas la présence de plumes actives au moment des observations, mais infirment un modèle où le  $\text{SO}_2$  est produit uniquement par le volcanisme. En fait la contribution de l'émission volcanique directe à l'émission totale est mineure.

#### 6.6.10 Nombre de plumes nécessaires pour l'émission de SO

Nous avons estimé le rapport  $\text{SO}/\text{SO}_2$  au paragraphe 6.6.5 dans le cadre d'un modèle hydrostatique en faisant l'hypothèse que SO et  $\text{SO}_2$  partagent la même distribution spatiale. Or l'émission de SO est

Type de plume	Espec	Rapport espèce/SO <sub>2</sub>	Position	Flux (Jy)
Pelé	SO <sub>2</sub>	1	PST	0.22
Pelé	SO <sub>2</sub>	1	limbe	0.58
Prometheus	SO <sub>2</sub>	1	PST	0.022
Prometheus	SO <sub>2</sub>	1	limbe	0.070
Pelé	SO	1	PST	0.6
Pelé	SO	1	limbe	1.1
Prometheus	SO	1	PST	0.092
Prometheus	SO	1	limbe	0.14
Pelé	SO	0.5	PST	0.44
Pelé	SO	0.5	limbe	0.87
Prometheus	SO	0.5	PST	0.06
Prometheus	SO	0.5	limbe	0.11
Pelé	SO	0.3	PST	0.44
Pelé	SO	0.3	limbe	0.87
Prometheus	SO	0.3	PST	0.06
Prometheus	SO	0.3	limbe	0.11

Tab. 6.11: Quelques exemples de flux produits par des raies synthétiques du SO<sub>2</sub> à 346.643 GHz et du SO à 346.528 GHz, moyennés sur 1000 kHz, pour des modèles de plumes seules. Les plumes modélisées sont placées soit au point subterrestre (PST) soit au limbe.

plus localisée que celle de SO<sub>2</sub>, ce qui pourrait rendre plausible un modèle pour lequel l'origine de SO est purement volcanique, d'autant plus que son émission est plus faible que celle de SO<sub>2</sub>. Cette hypothèse est aussi confirmée par la bonne corrélation avec des emplacements de plume observée sur les cartes interférométriques (paragraphe 6.6.8.2). Nous allons donc tester les modèles de plumes nuit et vérifier s'ils suffiraient à expliquer le flux mesuré dans la raie de SO à 346.528 GHz avec le SMA.

Si la densité locale en SO<sub>2</sub> au niveau du vent a été fixée à  $1.10^{18} \text{ m}^{-3}$  par comparaison à des observations (Spencer et al. (2000), McGrath et al. (2004)), nous ne savons rien sur celle de SO. Nous utilisons donc un paramètre ajustable, le rapport SO/SO<sub>2</sub> dans la plume. Les flux obtenus pour chaque type de plume, selon la localisation et le rapport SO/SO<sub>2</sub> sont listés dans la table 6.11.

En prenant SO/SO<sub>2</sub>=1, le flux sur le leading peut être produit avec 2 ou 3 plumes Pelé (ou 12 plumes Prometheus), et le flux sur le trailing avec 1 ou 2 plumes Pelé (ou 5 plumes Prometheus). Ces nombres de plumes sont élevés mais restent raisonnables. Plus le rapport SO/SO<sub>2</sub> est petit, plus il faut de plumes actives si l'on suppose que le SO provient uniquement du volcanisme. Si l'on fixe un nombre maximal raisonnable de plumes par hémisphère (soit 2 plumes Pelé, et 10 plumes Prometheus), correspondant à nos connaissances sur la distribution des plumes (figure 6.2), on peut déterminer un rapport SO/SO<sub>2</sub> minimal pour chaque hémisphère. Pour l'hémisphère leading, ce ratio est égal à 0.5, et pour l'hémisphère trailing à 0.1, en considérant à chaque fois un cas extrême avec deux plumes Pelé au limbe.

Le rapport SO/SO<sub>2</sub> dans les plumes volcaniques est fortement contraint par la thermochimie des laves. Les modèles développés par Zolotov and Fegley (1998) montrent qu'un rapport SO/SO<sub>2</sub> égal à 0.1 n'est possible que dans des conditions très particulières dans les conduits de magma, c'est à dire avec

une pression (dans le conduit) inférieure à  $10^{-5}$  bar et une température supérieure à 1200 K. Un rapport  $\text{SO}/\text{SO}_2$  égal à 0.5 n'est lui possible qu'avec une pression inférieure à  $10^{-8}$  bar et une température supérieure à 1400 K. Etant donné que les modèles les plus probables impliquent des pressions comprises entre  $10^{-3}$  et  $10^{-5}$  bar, un tel rapport  $\text{SO}/\text{SO}_2$  n'est pas réaliste.

Si le rapport  $\text{SO}/\text{SO}_2$  imposé par un modèle purement volcanique est trop élevé, cela signifie que le SO ne se trouve pas uniquement confiné dans les plumes, mais a une distribution spatiale plus étendue. Ceci peut s'expliquer :

- si SO ne réagit pas (ou peu) avec le sol dès qu'il le touche. Le SO gazeux éjecté par les plumes se répartit donc sur une zone plus grande que les seules plumes ;
- SO condense ou disparaît au contact du sol, mais un autre mécanisme que l'éjection volcanique agit pour produire du SO, comme la photodissociation.

Les résultats obtenus sur l'émission de SO montrent donc qu'une origine purement volcanique du SO n'est pas possible sur l'hémisphère leading, et peu probable sur l'hémisphère trailing. Nous n'avons pas les moyens d'affirmer que SO ne réagit pas avec le sol, mais la cartographie de l'émission de SO (figure 6.12) comparée à celle de  $\text{SO}_2$  indique que la distribution du SO est plus confinée que celle de  $\text{SO}_2$ , mais sans doute pas restreinte aux centres volcaniques (paragraphe 6.6.8.2). Des modèles réalistes de plumes volcaniques à plusieurs composantes de volatilité différentes devraient être bientôt développés, afin de mieux comprendre l'origine de la distribution spatiale du SO mesurée.

## 6.7 Conclusions

### 6.7.1 Un modèle de $\text{SO}_2$ étendu, froid et peu dense

La comparaison des données de l'IRAM-30m, du PdBI et du SMA avec les modèles de distribution de Spencer et al. (2005) et Feaga et al. (2008) montre une bonne compatibilité sur plusieurs points :

- l'ordre de grandeur des densités de colonne : les modèles permettent de reproduire le flux émis dans le millimétrique, si les distributions sont ajustées par un facteur 0.2-3. La valeur moyenne de la densité de colonne, de l'ordre de  $1 \times 10^{16} \text{ mol.cm}^{-2}$ , est donc adéquate pour reproduire les contrastes relatifs des raies millimétriques.
- L'étendue de la distribution de gaz : la cartographie indique que l'émission du  $\text{SO}_2$  est étendue sur le disque, ce qui est aussi compatible avec les modèles. Seule exception, l'hémisphère trailing vu par le PdBI en 2005, dont l'émission est étroite mais résolue. Dans tous les cas, le modèle d'une atmosphère très localisée, qui était initialement favorisé par l'interprétation des données à antenne unique, est rejeté par la mesure de la taille de l'émission spectrale.
- La localisation : les modèles et les données indiquent un maximum d'émission sur l'hémisphère antijovien, même si les décalages spatiaux peuvent être différents.
- La température : avec les distributions Spencer et al. (2005) et Feaga et al. (2008), la température nécessaire pour reproduire les contrastes absolus de raies est de l'ordre de 125-230 K, ce qui se rapproche aussi des mesures indépendantes dans l'UV et l'infrarouge. Les températures très élevées ( $> 400$  K) ne sont plus nécessaires

Ces différents résultats indiquent pour la première fois qu'il peut y avoir une cohérence entre les observations UV, millimétriques et infrarouges sur la question de la densité de colonne et de la distribution spatiale, et que la répartition à grande échelle du  $\text{SO}_2$  est généralement stable sur des échelles de temps de quelques années.

Le modèle d'atmosphère très chaude, localisée et dense, qui était l'interprétation privilégiée des données millimétriques non résolues, est donc sérieusement remis en cause.

### 6.7.2 La sublimation comme source principale du SO<sub>2</sub>

Les modèles de transfert radiatif utilisant des modèles réalistes de plumes volcaniques ont exclu que les plumes constituent la source dominante à l'atmosphère de SO<sub>2</sub> de Io. En effet, leur extension spatiale est relativement petite et leur température moyenne assez faible, selon la modélisation de Zhang et al. (2003). Il faudrait des dizaines, voire des centaines de ces plumes pour produire l'émission observée. De plus, la distribution de gaz n'est pas cohérente avec celle des plumes volcaniques connues (sur les données bien résolues spatialement du PdBI du moins), car certains endroits dépourvus de plumes émettent du rayonnement millimétrique.

La contribution des plumes à l'émission millimétrique n'est cependant pas rejetée. En particulier, les plumes situées sur le limbe Est sur l'hémisphère leading peuvent permettre de mieux reproduire le décalage de l'émission vers l'Est sur cet hémisphère, et peuvent contribuer (modestement) au décalage Doppler mesuré sur ce limbe.

L'obtention d'une meilleure résolution spatiale (avec ALMA, jusqu'à 0.005") sera nécessaire pour mieux corréler la distribution du gaz à la distribution des plumes volcaniques et/ou à la présence de glace, par exemple en essayant de localiser du gaz dans des zones froides (régions polaires), où seul le volcanisme peut agir. Par exemple il sera particulièrement intéressant de voir si la plume Tvashtar, située à haute latitude, correspond à une augmentation locale de l'atmosphère. Une résolution temporelle accrue pourrait aussi permettre de vérifier si la densité de colonne varie localement avec l'heure locale (et donc la température du sol), pour mieux comprendre où et comment agit la sublimation.

### 6.7.3 Une dynamique dominée par la géographie des zones glacées

Un modèle de vent en superrotation dont la vitesse est d'environ 200 m/s est le modèle le plus adapté pour expliquer la carte des décalages Doppler observée sur le leading et la largeur des raies observées sur les deux hémisphères. La dispersion des vitesses projetées sur le disque dû au vent vient ainsi remplacer le rôle de la haute température et de la forte densité pour expliquer les largeurs de raies. Le problème des largeurs de raies dans le millimétrique, dont l'interprétation était ambiguë, trouve ici une solution possible.

Dans le cadre d'une atmosphère soutenue principalement par la sublimation, pour expliquer cette dynamique, l'effet de l'heure locale sur la densité de colonne, qui produit un vent de type jour-nuit, doit être faible. On peut imaginer que ce soit la conséquence d'une distribution spatiale de la glace de SO<sub>2</sub> très variable, ou bien du contrôle de l'équilibre de sublimation par la sous-surface de Io, qui présente peu de variations de température longitudinales.

Cette première détection directe d'un vent sur Io est surprenante, car en contradiction avec les précédents modèles dynamiques. De nouvelles données sur l'atmosphère de Io obtenues à l'été 2008 au SMA à 346 GHz, devraient permettre d'infirmer ou de confirmer ce modèle, qui a des conséquences importantes sur la redistribution du gaz à la surface.

#### 6.7.4 Hypothèses sur l'origine de SO

Les contraintes apportées par les modèles thermochimiques sur l'équilibre SO/SO<sub>2</sub> rendent improbable une origine exclusivement volcanique pour SO, qui requiert un rapport SO/SO<sub>2</sub> extrêmement élevé dans les plumes. La cartographie indique aussi que, si la présence de SO est fortement corrélée à l'emplacement des plumes (sur l'hémisphère leading du moins), son extension spatiale est plus grande que celle des plumes condensables. D'autre part, la cartographie de SO montre que sa présence n'est pas complètement corrélée à celle du SO<sub>2</sub>, alors que SO est un produit de dissociation de SO<sub>2</sub>. Cette distribution spatiale du SO pourrait s'expliquer si, bien que SO réagisse avec le sol, la présence de SO<sub>2</sub> maintenu par la sublimation agit comme un diffuseur de particules : le temps mis par les particules pour condenser serait rallongé, ce qui permettrait une extension plus grande des plumes de SO. Au final, la distribution de SO est intermédiaire entre une atmosphère restreinte aux centres volcaniques et celle de l'atmosphère de SO<sub>2</sub>.

Une meilleure connaissance de la distribution spatiale de SO est indispensable pour comprendre les différents mécanismes qui agissent sur cette espèce. Des modèles de plumes comprenant plusieurs espèces et les interactions gaz/sol sont en cours de développement au laboratoire CFPL à l'université du Texas (Austin). Malheureusement, les observations ne pourront pas suivre de sitôt, pour des questions de résolution spatiale. Ce type de projet serait parfaitement faisable avec ALMA, et pourrait aussi être applicable à d'autres espèces condensables.

### 6.8 Perspectives observationnelles avec ALMA

Nous avons vu que la cartographie obtenue avec le SMA et le PdBI apporte des résultats limités en ce qui concerne la distribution spatiale du gaz, et ne permet pas de privilégier un des modèles hydrostatiques, ni de distinguer si des plumes actives sont présentes au moment des observations. Avec ALMA, en utilisant une configuration très étendue (10000 m de lignes de base), il sera possible d'atteindre une résolution spatiale de l'ordre de 27 mas à 216 GHz, et de 17 mas à 346 GHz (voir chapitre 4.1). Une telle résolution permettra de distinguer les plumes en les résolvant, et/ou de localiser précisément le gaz.

La figure 6.53 nous montre une coupe de la température de brillance produite par une plume de type nuit au point subterrestre, entourée d'une atmosphère soutenue par la sublimation à 112 K (plume jour). On remarque que pour la plume de type Prometheus, l'émission du cœur de la plume, qui a une envergure de 150 km environ, a une température de brillance assez faible (environ 20 K) et tout à fait comparable à la température de brillance dans la zone de sublimation. Autour du cœur, un anneau plus brillant (30 K), d'environ 100 km de large, correspond au gaz chaud en mouvement descendant. Au-delà, on se trouve en-dehors de la plume proprement dite, et l'on observe l'atmosphère de sublimation. Le cœur d'une plume Pele est lui plus étendu (environ 1000 km d'envergure) et plus brillant (40 K en moyenne).

Les simulations des observations ALMA obtenues avec une configuration étendue à 346 GHz (résolution spatiale de 28 mas), permettent de distinguer clairement le cœur de la plume Pele, plus brillant que la composante de sublimation, alors que le cœur de la plume Prometheus présente un contraste trop faible par rapport à l'atmosphère de sublimation pour être détecté. Étant donné que le modèle place - arbitrairement - de l'atmosphère de sublimation partout sur le disque, on observe des limbes très brillants, ce qui n'est physiquement pas réaliste puisque la sublimation ne devrait pas intervenir dans cette région.

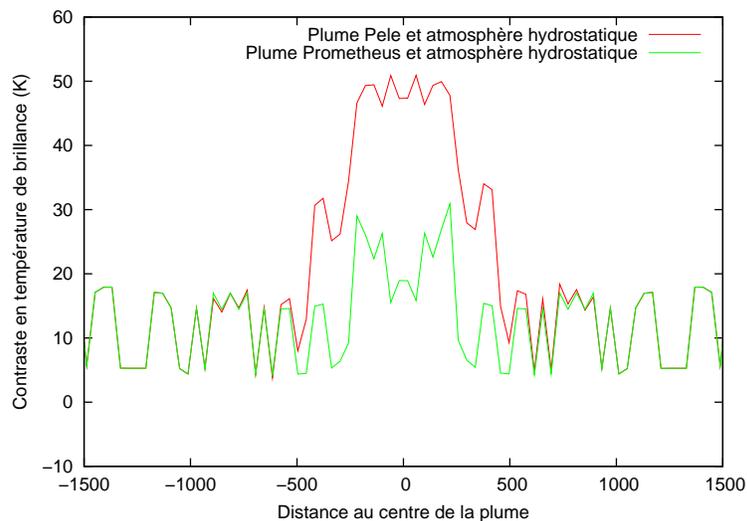


Fig. 6.53: Coupe radiale de la température de brillance dans la raie à 216 GHz, intégrée sur 1000 kHz, produite par une plume Prometheus de type nuit, localisée au point subterrestre.

La figure 6.55 reproduit les distributions Feaga et Spencer telles qu'elles seraient cartographiées par ALMA dans une configuration étendue à 346 GHz. Avec ce type d'observation, les deux modèles de distribution de  $\text{SO}_2$  sont clairement distingués. La résolution spatiale excellente atteinte (50 mas) limite cependant le signal sur bruit par lobe, qui est bien amélioré en utilisant une configuration deux fois moins étendue (figure 6.56). La cartographie avec cette configuration est meilleure, même si l'on perd en résolution spatiale, et permet toujours de distinguer les deux modèles de distribution.

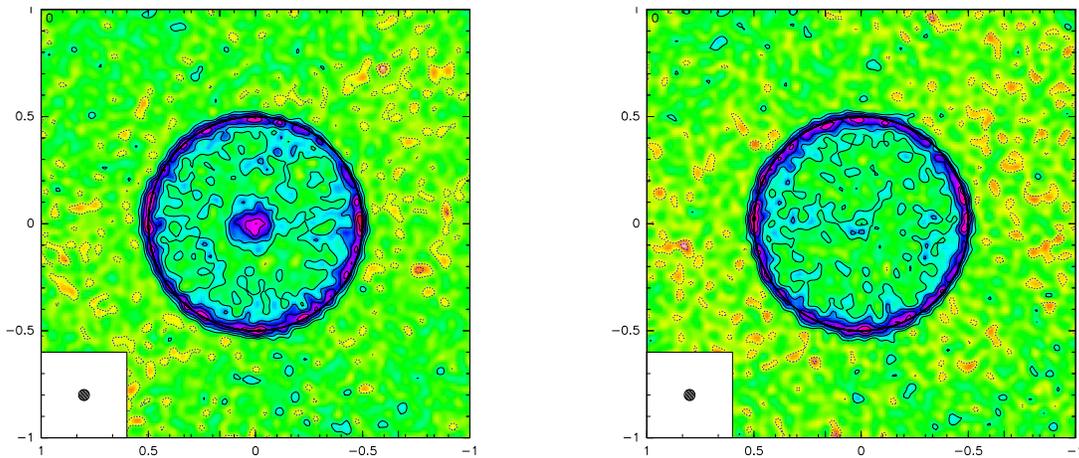


Fig. 6.54: A gauche : carte interférométrique synthétique de l'émission intégrée sur la raie de  $\text{SO}_2$  dans la raie à 346.652 GHz d'une plume de type Pele localisée au point subterrestre, entourée d'atmosphère soutenue par un équilibre de sublimation à 112 K nuit. La couverture  $(u, v)$  est celle pour une observation par le réseau ALMA dans la configuration zoom-a (6000 mètres de ligne de base) pendant quatre heures. Le niveau des contours est à 2.5 mJy/lobe ( $2 \sigma$ ). A droite : même simulation mais pour une plume Prometheus.

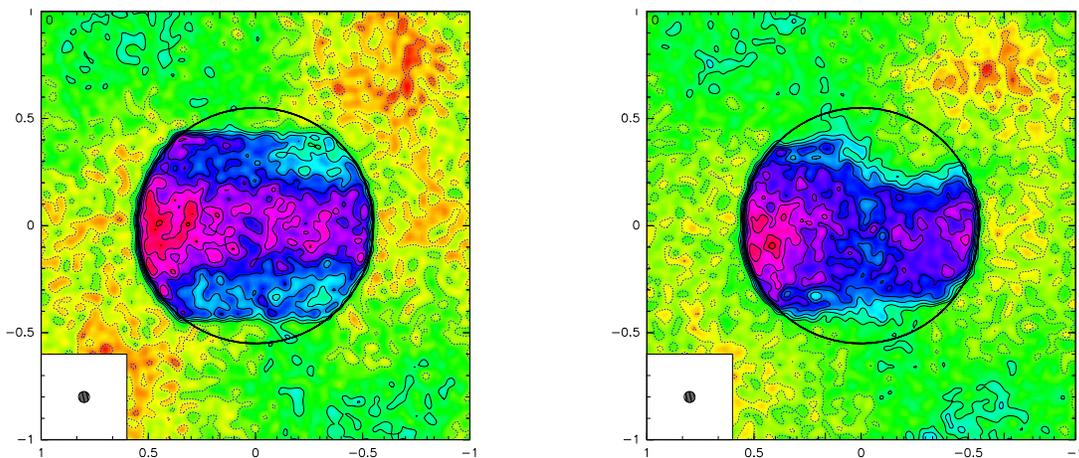


Fig. 6.55: A droite : Carte interférométrique synthétique de l'émission intégrée sur la raie de  $\text{SO}_2$  dans la raie à 346.652 GHz produite par une distribution du gaz de type Spencer. La couverture  $(u, v)$  est celle pour une observation par le réseau ALMA dans la configuration zoom-a (6000 mètres de ligne de base) pendant quatre heures. Le niveau des contours est à 2.5 mJy/lobe ( $2 \sigma$ ). A gauche : distribution Spencer, à droite : distribution Feaga.

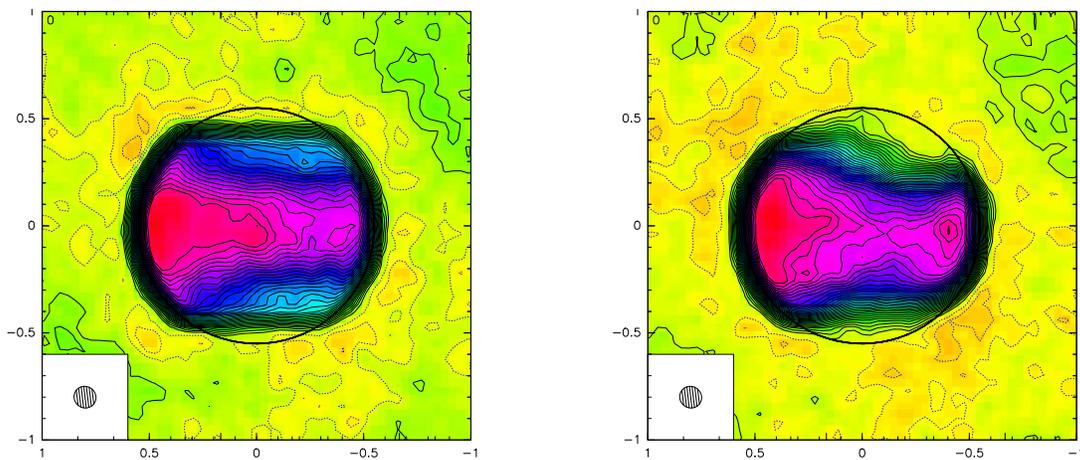


Fig. 6.56: A droite : Carte interférométrique synthétique de l'émission intégrée sur la raie de  $\text{SO}_2$  dans la raie à 346.652 GHz produite par une distribution du gaz de type Spencer. La couverture  $(u, v)$  est celle pour une observation par le réseau ALMA dans la configuration zoom-b (3000 mètres de ligne de base) pendant quatre heures. Le niveau des contours est à 2.5 mJy/lobe ( $2\sigma$ ). A gauche : distribution Spencer, à droite : distribution Feaga.



## Chapitre 7

# Etude du rayonnement de Vénus à 115 GHz

### 7.1 Présentation de l'atmosphère de Vénus

#### 7.1.1 Caractéristiques principales

L'atmosphère de Vénus, dont l'existence est prouvée depuis le transit solaire de 1761 (Marov, 2005), présente la particularité de posséder une couche de nuages réfléchissants et opaques entre 45 et 70 kilomètres d'altitude, qui rend difficile l'observation de la surface et de la basse atmosphère depuis la Terre. Cette couche est composée principalement de gouttelettes d'acide sulfurique aqueux, mélangées à des aérosols (Prinn, 1973). Le principal composant gazeux de l'atmosphère est  $\text{CO}_2$ , détecté par spectroscopie infrarouge au-dessus des nuages (Adams and Dunham, 1932).

L'envoi d'un grand nombre de sondes spatiales à partir des années 60 a permis de mieux caractériser la composition, la température et la dynamique de l'atmosphère de Vénus, qui présente des comportements très différents en dessous et au-dessus de la couche de nuages. Dans la zone en dessous de 45 km (troposphère), la composition de l'atmosphère est le résultat de réactions thermochimiques à haute pression (92 bars au sol). Outre le  $\text{CO}_2$  majoritaire, d'autres espèces comme  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{HCl}$  et  $\text{SO}_2$  furent détectées par les spectrophotomètres et spectromètres de masse à bord des sondes Venera (Vinogradov et al., 1968) et Pioneer (von Zahn et al., 1979) entre autres. Ces composés sont principalement produits par des réactions d'équilibre avec la planète solide.

La très forte valeur de la température de la surface, environ 600 K, déjà mesurée à grandes longueurs d'onde (Sagan, 1960), est la conséquence d'un fort effet de serre (Sagan, 1962), ce qui est confirmé par le profil vertical de température atmosphérique croissant, qui ne présente pas de tropopause (sauf à haute latitude). Cet effet est le résultat de l'absorption d'environ 60% de l'énergie du spectre solaire, en particulier dans l'UV, par les gaz présents dans les couches supérieures de l'atmosphère et la couche nuageuse.

L'observation du rayonnement infra-rouge thermique depuis le sol, dans des fenêtres du spectre d'absorption de  $\text{CO}_2$ , a permis par la suite de contraindre plus précisément la composition chimique de la troposphère de Vénus sur l'hémisphère nuit, par la détection de nombreuses raies moléculaires (Bezard et al., 1990).

Au-dessus des nuages, l'action des rayons UV solaires sur les molécules de gaz modifie fortement la composition de l'atmosphère par de nombreuses réactions photochimiques. Ainsi par exemple, sur l'hémisphère jour, le  $\text{CO}_2$  est transformé très efficacement en  $\text{CO}$  par photodissociation, et le rapport  $\text{CO}/\text{CO}_2$  augmente donc avec l'altitude (Kakar et al., 1976). Cette région forme la mésosphère, jusqu'à

une altitude d'environ 110 kilomètres, où le profil de température s'inverse (mesopause) et qui constitue la base de la thermosphère.

### 7.1.2 Observation de la dynamique atmosphérique

De par la structure particulière de l'atmosphère vénusienne, les techniques d'observation de sa dynamique sont très différentes selon l'altitude considérée, et ont révélé jusqu'ici de grandes différences entre les basses altitudes dominées par un vent en superrotation, et les hautes altitudes, plus sensibles à l'ensoleillement, où le vent va du point subsolaire au point antisolaire.

#### 7.1.2.1 Nuages et troposphère (< 70 km)

Les premières mesures directes de la dynamique à la limite supérieure de la couche nuageuse (~ 65 km d'altitude) ont pu être effectuées depuis les sondes vénusiennes Mariner et Venera (voir Schubert (1983)), en suivant l'émission UV réfléchiée de nuages à la forme reconnaissable. Elles ont révélé que ceux-ci ont un mouvement rapide (~ 100 m/s) d'Ouest en Est, i.e. à un vent zonal rétrograde. Ce vent est bien plus rapide que la rotation de la planète solide, dont la période a été déterminée par radar à environ 240 jours (Carpenter, 1970). C'est pourquoi on parle dans ce cas de superrotation atmosphérique. Des vents méridionaux, de valeur bien inférieure (< 15 m/s) ont aussi été détectés, et semblent aller de l'équateur vers les pôles, ce qui est en accord avec les mesures *in situ* du champ thermique, présentant une température plus forte à l'équateur qu'aux pôles.

En dessous des nuages, le suivi en vitesse des sondes Venera et Pioneer (Counselman et al., 1980) a permis de constater que la superrotation est présente partout entre 60 km d'altitude et le sol, mais que sa vitesse augmente avec l'altitude. Ainsi au sol les vitesses sont quasiment nulles. Le mécanisme permettant au gaz de conserver sa vitesse angulaire à chaque altitude n'est pas encore identifié.

#### 7.1.2.2 Thermosphère (> 110 km)

Une estimation indirecte de la dynamique à haute altitude a pu être réalisée grâce aux profils thermiques et de densité mesurés *in situ* par les sondes Pioneer et Magellan. Ceux-ci impliquent que le gaz se déplace principalement du point subsolaire au point antisolaire (vent SSAS), où l'atmosphère est refroidie et redescend en altitude. Cette dynamique est la conséquence de la période de rotation très longue de Vénus, qui instaure une forte différence de température (et donc de pression) entre l'hémisphère nuit et l'hémisphère jour (Mayr et al., 1980). Ce mouvement redistribue les espèces les plus légères (H, He) vers l'hémisphère nuit, où leur concentration est maximale.

Néanmoins la localisation du maximum de certaines espèces comme l'hélium (Niemann et al., 1979) au-delà du point antisolaire montre qu'un vent zonal rétrograde, moins intense que le vent SSAS, doit aussi être présent, d'une vitesse supérieure à 50 m/s au-dessus de 150 km d'altitude.

L'observation de la distribution d'émissions localisées (*airglows*) produites par NO, O<sub>2</sub> ou O<sub>3</sub> (voir par exemple Bougher et al. (1990)), permet d'estimer le champ de vitesses à différentes altitudes selon l'espèce considérée, et est globalement cohérente avec les estimations issues de la cartographie thermique.

La seule mesure directe de vents est possible en cartographiant les décalages Doppler mesurés par spectroscopie hétérodyne depuis le sol sur des raies vibrationnelles du CO<sub>2</sub> formées près de 110 km d'altitude (voir paragraphe 6.4.3).

Les mesures sont globalement cohérentes avec le tableau donné par les mesures *in situ*, soit un vent zonal rétrograde faible (de seulement  $25 \pm 15$  m/s pour Goldstein et al. (1991) à 110 kilomètres) et un vent SSAS dominant (de l'ordre de  $120 \pm 30$  m/s pour Goldstein et al. (1991)), dont la vitesse augmente avec l'altitude, mais est, de façon encore inexplicée, bien moins forte que ce prévoient les modèles théoriques.

### 7.1.2.3 Mésosphère

Dans le contexte décrit au-dessus, la mésosphère (70-110 kilomètres d'altitude) apparaît comme une zone de transition entre deux couches d'atmosphères ayant une dynamique globalement très différente. La caractérisation des vents dans cette couche devrait permettre de mieux comprendre les mécanismes permettant de passer d'un régime dynamique à l'autre.

Dans cette région aussi, la seule façon de mesurer directement la dynamique atmosphérique est de cartographier le décalage Doppler dans des raies vibro-rotationnelles d'un traceur de l'atmosphère. Dans le domaine millimétrique, CO et ses isotopes possèdent plusieurs raies rotationnelles très fortes et en particulier  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  et  $^{12}\text{CO}(J=2-1)$  respectivement aux fréquences de 115.271 et 230.538 GHz.

A ces fréquences, l'émission de Vénus se caractérise par un continu collisionnel (voir paragraphe 5.1.2) produit par les collisions entre molécules de  $\text{CO}_2$  à basse altitude dans la couche nuageuse ( $\sim 50$  km d'altitude), sur lequel se superposent les raies rotationnelles en absorption du CO. Pour estimer l'altitude effectivement sondée par ces raies, il faut calculer la fonction poids de chaque couche de l'atmosphère pour chaque fréquence, ce qui nécessite donc une estimation initiale du profil de température et de densité. Quand plusieurs raies sont simultanément observées (Clancy et al., 2003), les profils réels peuvent être retrouvés. En utilisant des profils issus des observations *in situ*, Gurwell et al. (1995) montrent que les ailes de ces raies sont formées dans la partie inférieure de la mésosphère ( $\sim 80$  km d'altitude), où l'élargissement collisionnel est dominant, et se caractérisent par une grande largeur (plusieurs dizaines de MHz) et leur profil lorentzien.

Le coeur des raies est formé à plus haute altitude (entre 90 et 105 km), où l'atmosphère est moins dense, et est de forme gaussienne, caractéristique d'un élargissement Doppler thermique (Buhl et al., 1991). La figure 7.1 donne une idée du profil résultant pour la raie  $\text{CO}(J=2-1)$ . En se limitant au coeur Doppler des raies (d'une largeur de 2 MHz environ), la mesure d'un décalage du maximum d'absorption par rapport à la fréquence au repos s'explique par la vitesse projetée de l'atmosphère à l'altitude sondée.

Pour obtenir des champs de vitesses par cette technique, l'utilisation de très grandes antennes (JCMT, IRAM-30m) ou d'interféromètres (PdBI, OVRO) est nécessaire pour résoudre le disque de Vénus (dont la taille peut varier entre 10" et 60"). La mesure absolue des vents peut être interprétée en termes de vent zonal et/ou de vent SSAS, même si le découplage des deux régimes peut être difficile selon la configuration de Vénus au moment des observations. Ainsi aux conjonctions inférieures et supérieures, les directions des deux types de vents sont opposées sur un limbe, et identiques sur l'autre limbe, ce qui se traduit par des valeurs absolues des décalages Doppler différentes : on mesure la différence des vitesses d'un côté et leur somme de l'autre. Par contre aux élongations maximales de la planète, dans le cadre de ce modèle, les deux limbes présentent un décalage Doppler de valeur absolue identique.

Les mesures obtenues dans différentes configurations montrent que les deux régimes peuvent co-exister, mais leur part relative varie fortement selon la date d'observation et l'altitude sondée, en particulier pour le vent zonal (voir Lellouch et al. (1997)). Ainsi les mesures de Shah et al. (1991) sont bien reproduites pour un vent principalement zonal rétrograde et fort ( $\sim 130$  m/s), alors que Lellouch et al. (1994a), montrent que les deux vents coexistent avec une intensité similaire, jusqu'à  $\sim 90$  m/sec à 105 km d'altitude. Un vent méridional est aussi mesuré marginalement, de direction contraire à celui

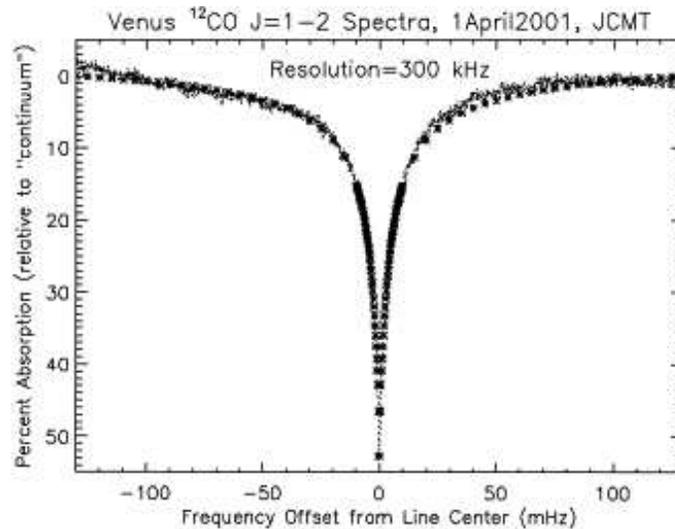


Fig. 7.1: Raie du CO(J=1-2) sur Vénus observée au JCMT en avril 2001. Figure extraite de Clancy et al. (2003).

observé dans la troposphère. La part du vent zonal semble diminuer avec l'altitude, ce qui est cohérent avec les mesures obtenues par la cartographie du champ thermique, pour lesquelles la température atmosphérique dépend de plus en plus de l'angle d'incidence solaire avec l'altitude.

Plus récemment Clancy et al. (2007) ont mesuré dans la raie CO(3-2) de forts vents zonaux ( $\sim 150$  m/s), dominant les vents SSAS, et ont fait part de variations significatives des vents sur l'échelle d'une journée terrestre. Enfin, les mesures obtenues par Lellouch et al. (2008) en 2006 ont elles montré à certaines dates la présence d'un vent zonal prograde assez fort ( $\sim 60$  m/s), qui n'avait jamais été détecté auparavant.

Dans la partie inférieure de la mésosphère (70-90 km), les observations *in situ* indiquent clairement que le vent dominant est de type zonal rétrograde, ce qui est confirmé par les mesures directes du décalage Doppler dans les raies vibrationnelles de CO<sub>2</sub> par Widemann et al. (2007), et indiquent la présence possible d'un *jet* vertical aux latitudes moyennes (Oertel et al., 1985).

L'incohérence apparente entre les différentes mesures n'a pas encore permis, du moins dans la partie supérieure de la mésosphère, de comprendre le régime dynamique de cette région. Les mécanismes pouvant transférer et maintenir les différents vents à cette altitude sont donc inconnus. Les fortes variations temporelles, longitudinales et verticales pourraient s'expliquer par l'action des ondes de marées (diurnes ou semi-diurnes), ou d'ondes de gravité.

## 7.2 Observations au Plateau de Bure en soutien à la mission VEx

### 7.2.1 Contexte

La sonde Venus Express, première sonde envoyée sur l'orbite de Vénus depuis Magellan (1989), a été lancée en novembre 2005 par l'ESO. A son bord, de nombreux instruments (spectromètres infra-rouge et UV, spectro-imageur, magnétomètre, caméra...) peuvent étudier la composition, la distribution et la température de l'atmosphère à différentes altitudes, ainsi que les propriétés de la surface. Parmi les objectifs principaux de la mission, on peut distinguer la caractérisation du cycle de l'eau, de la dynamique

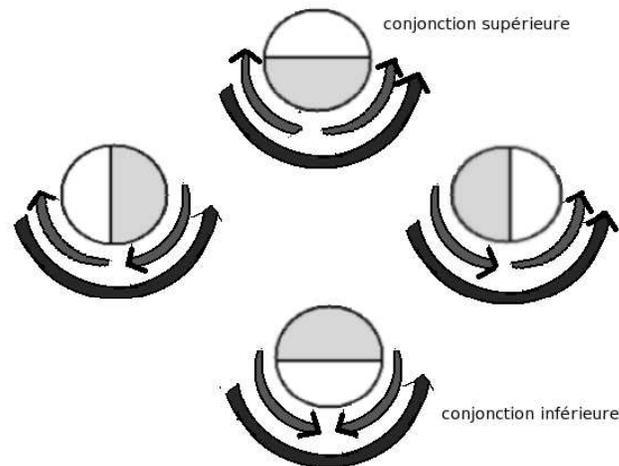


Fig. 7.2: Directions des vents SSAS (flèches courtes) et zonaux rétrogrades (flèches longues) selon la configuration de Vénus au moment des observations. L'hémisphère jaune correspond à l'hémisphère jour.

globale de l'atmosphère et de la composition chimique au-dessus et au-dessous des nuages, ainsi que la recherche éventuelle de l'activité volcanique. Les performances des instruments embarqués devraient permettre d'améliorer considérablement la somme de connaissances sur cette planète, comme l'a déjà révélé l'analyse des premiers résultats, regroupés dans le numéro spécial 7170 de *Nature* (novembre 2007).

En ce qui concerne la mesure de la dynamique de la mésosphère, plusieurs instruments apportent des données complémentaires. Les spectromètres VIRTIS et SPICAV (UV), ainsi que l'expérience de radio-occultation VeRA, peuvent mesurer, avec des techniques différentes, les champs de température au-dessus de la couche nuageuse, à partir desquels le champ de vitesses peut être retrouvé (Bougher et al., 2006). Le suivi des nuages par la caméra VMC  $\sim$  à 70 km d'altitude (Markiewicz et al., 2007), ainsi que des *airglows* d'O<sub>2</sub>, O, NO par VIRTIS (UV et infra-rouge) au dessus de 95 km d'altitude (Drossart et al., 2007), permettront des mesures directes de la dynamique atmosphérique. Le suivi temporel permettra de mieux comprendre comment varie la dynamique avec le cycle diurne et saisonnier, et peut être à des échelles de temps plus courtes. Cependant entre 70 et 95 kilomètres, aucune mesure directe de vent n'est possible avec l'instrumentation embarquée.

Les mesures de décalages Doppler dans les raies du CO à partir du sol, qui sondent les altitudes correspondant à la haute mésosphère, peuvent donc compléter utilement les mesures de VEx.

C'est - entre autres - dans ce but qu'a été initiée une campagne coordonnée d'observations depuis le sol à différentes longueurs d'ondes, par différentes équipes d'observateurs. L'intérêt des observations au sol, outre le fait de compléter les observations VeX, était d'obtenir toutes les observations dans une même période relativement courte (23 mai- 9 juin 2007), pour caractériser simultanément plusieurs altitudes. En ce qui concerne la dynamique, des mesures Doppler dans l'infra-rouge (Kitt-Peak) et le (sub) millimétrique (IRAM-30m, PdBI, JCMT, Nobeyama), ainsi que des mesures de suivi des nuages (IRTF, OHP, THEMIS) ont pu être obtenues. Les observations obtenues à l'occasion de cette campagne à l'IRAM-30m sont décrites dans l'article Lellouch et al. (2008), en annexe ??.

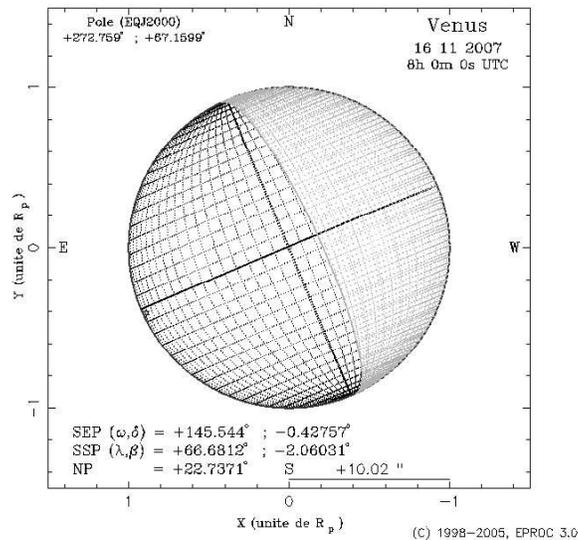


Fig. 7.3: Configuration de Vénus au moment des observations. Le Soleil est à l'Est. Figure obtenue par le site de l'IMCCE.

## 7.2.2 Description des observations au PdBI

Bien que les observations n'aient pu être réalisées pendant la période d'observations coordonnées (en juin), des données ont été obtenues au PdBI le 16 et 17 novembre 2007, pour une durée totale d'observation de 16 heures. A ces dates, Vénus était près de la conjonction inférieure, avec la moitié Est de l'hémisphère visible dans le jour et la moitié Ouest dans la nuit (voir figure 7.3). Sa distance angulaire au Soleil est alors suffisante ( $45^\circ$ ) pour pouvoir être observée avec le PdBI, pour lequel les observations à moins de  $40^\circ$  du Soleil sont interdites.

Le but premier des observations était de retrouver le champ des vitesses dans la haute mésosphère par cartographie des décalages Doppler mesurés dans le cœur de la raie CO(1-0) à 115.271 GHz. A noter que dans la configuration céleste où se trouve Vénus, distinguer si c'est le vent zonal rétrograde ou le vent SSAS qui est dominant est possible, puisqu'ils produisent des décalages spectraux aux limbes de signes opposés. Cependant si les deux régimes de circulation coexistent, la contribution de chacun au vent résultant ne peut pas être retrouvée. Un but secondaire était de mesurer le profil vertical de température ou de densité de CO par analyse du profil de cette raie. Puisqu'une seule raie est observée, il n'est pas possible de découpler les effets des profils de densité et de température comme ont pu le faire Lellouch et al. (1994a), et l'un des deux profils doit être fixé. Enfin, la cartographie de l'émission continue à basse altitude peut permettre de retrouver des inhomogénéités liées à la présence d'espèces absorbantes.

Pour réaliser ces trois projets simultanément, le corrélateur est configuré pour offrir des résolutions spectrales de 40 kHz (pour la mesure de vents) et de 2.5 MHz, alors que l'émission continue est intégrée sur plus de 320 MHz de bande. Les deux polarisations sont utilisées simultanément pour doubler la largeur de bande utile.

Les antennes étaient au moment des observations dans la configuration C à 5 antennes, avec des lignes de base allant jusqu'à 180 mètres dans la direction E-O, et 80 mètres dans la direction N-S. Cette configuration produit à 115 GHz un lobe synthétique de  $5'' \times 2''$ , en tenant compte de la déclinaison de

la source d'environ  $-1^\circ$ . Puisque la taille du disque apparent de Vénus est d'environ  $20''$ , l'hémisphère visible est très bien résolu spatialement. Cependant, étant donné les tailles angulaires relatives de la source et du lobe primaire ( $43''$ ), le filtrage par le lobe primaire n'est ici pas négligeable, et devra être pris en compte dans la modélisation.

La couverture du plan  $(u, v)$  obtenue est reproduite dans la figure 2.2 (à droite). Une attention particulière a été portée à ce que la zone du premier zéro soit effectivement mesurée, ce qui est possible avec les lignes de base les plus petites au tout début de chaque observation. Cependant, on remarque sur la figure 2.2 que les arcs de visibilité correspondant à chaque ligne de base sont très allongés, ce qui a pour conséquence que la direction  $v$  est très mal échantillonnée (une vingtaine de points seulement sont mesurés). Cet effet est relié à la position céleste de la source, dont la déclinaison est très proche de  $0$ . En effet, en reprenant la notation du paragraphe 2.1, une ligne de base  $\vec{B}$  dans la direction Est-Ouest, une fois projetée dans la direction de la source, s'exprime en fonction des coordonnées  $u$  et  $v$ , avec la coordonnée  $v$  donnée par  $v = \sin(b) \cos(a) |\vec{B}|$ , où  $a$  est l'angle horaire et  $b$  la déclinaison de la source. En conséquence, quand la déclinaison de la source est proche de  $0^\circ$ , pour une ligne de base donnée, la coordonnée  $v$  ne varie quasiment pas lors du trajet de la source dans le ciel.

Après calibration de la phase et de l'amplitude sur les quasars, on obtient un rms sur la variation de l'amplitude avec le temps d'environ 2.5% pour le 16 novembre (3% pour le jour suivant), ainsi que d'environ  $13^\circ$  sur la phase (environ  $13^\circ$ ). La calibration absolue du flux se base sur la source MWC349. L'incertitude sur le flux absolu du calibrateur (environ 10%) est largement suffisante pour ce projet, pour lequel la détermination de la température de brillance n'est pas primordiale. Par contre, la mesure de vents nécessitant une bonne détermination du profil des ailes de raies sur plusieurs dizaines de MHz, la bonne détermination (à moins de 1%) d'éventuelles variations du gain en amplitude de l'instrument avec la fréquence d'observation (calibration de la bande passante, voir chapitre 2.5) est capitale, et a nécessité une heure d'intégration sur deux sources très brillantes ( $\sim 13$  Jy), 3C454.3 pour le 16 novembre et 3C273 pour le 17 novembre.

Les conditions au moment de l'observation n'étaient pas très bonnes ( $p_{\text{wv}}=8\text{mm}$  en moyenne,  $T_{\text{sys}}=450$  K) et ont permis d'obtenir, pour chaque date au bout de 6.5 heures d'observation de la source (sur 8 heures au total), une sensibilité de 50 mJy/lobe par canal de 40 kHz et de 0.5 mJy/lobe pour le continu. Étant donné la forte température de brillance du continuum de Vénus (350 K, soit environ 25 Jy/lobe), on s'attend donc à un signal sur bruit très élevé sur les mesures de continu. Pour les mesures sur la raie du CO, sachant que le cœur de la raie a une profondeur (moyennée sur 2 MHz), d'environ 7% du continu, on n'obtient qu'un rapport S/N  $\sim 35$ . En dégradant la résolution spatiale jusqu'à obtenir un lobe synthétique de  $\sim 5'' \times 3.5''$  (*tapering*), on améliore le rapport S/N d'un facteur 2.4, ce qui est nécessaire pour obtenir une précision sur le décalage Doppler des raies de l'ordre de 30 m/s.

## 7.3 Mesure des décalages Doppler dans la raie de CO

### 7.3.1 Analyse des données

Les tables  $(u, v)$  à haute résolution spectrale, contenant l'information sur la raie CO, sont auto-calibrées en phase. Cette fois le modèle de continu utilisé pour référencer les phases est un modèle physique de distribution de l'émission continue (voir paragraphe 7.4.1).

Comme nous l'avons vu pour le cas de Io, la mesure du champ de vitesses nécessite de passer par la cartographie, et donc la déconvolution. Du fait de la mauvaise couverture du plan  $(u, v)$  dont nous disposons, la reconstruction de l'image s'est révélée très difficile. À titre d'illustration, pour un modèle

de disque uniforme de la taille de Vénus, dont la transformée de Fourier est échantillonnée selon la couverture  $(u, v)$  des observations, la déconvolution par différents algorithmes ne permet pas toujours de retrouver la distribution de brillance initiale, alors que les visibilités ne sont pas bruitées (voir figure 7.4). Les différents essais de déconvolution sur le continu de Vénus (dont la forme est très proche de celle d'un disque), nous montrent que l'algorithme qui donne un résultat le plus proche de la réalité est HOGBOM, avec un grand nombre (10000) d'itérations.

Les cartes de spectres obtenues pour chaque date, échantillonnées sur une grille de 2" de résolution, sont représentées dans la figure 7.5. Malgré l'auto-calibration, on voit bien que la forme du continu, de par les effets de déconvolution, n'a pas une symétrie parfaitement circulaire. On remarque cependant que la profondeur des raies est plus forte sur l'hémisphère nuit que sur l'hémisphère jour, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus par le passé (Gurwell et al., 1995).

Les décalages Doppler sont mesurés sur une grille de spectres avec un échantillonnage spatial de 0.5". Sur chaque spectre, le profil des ailes de raies est ajusté par un polynôme, puis soustrait à la raie entière, pour que seul le coeur Doppler de la raie (d'environ 2 MHz de largeur) apparaisse en absorption sur le continu. Le coeur de raie est ensuite ajusté par un profil gaussien.

Les cartes des décalages Doppler obtenus pour chaque date sont reproduites dans la figure 7.6. L'erreur sur le décalage Doppler varie entre 20 et 40 m/s, sans prendre en compte l'erreur apportée par la déconvolution. Seuls les résultats obtenus sur les raies assez bien détectées (à  $4 \sigma$  au moins) sont représentés.

On remarque tout d'abord que les raies dans la région centrale sont très mal détectées. Si cela prouve bien la mauvaise déconvolution des données, cela n'a qu'une importance limitée pour ce projet, puisque les vents horizontaux provenant de cette région ont une vitesse projetée très faible. Certaines tendances sont présentes sur les 2 journées :

- le décalage vers le rouge ( $\sim 80$  m/s) sur le limbe Ouest,
- le décalage vers le bleu ( $\sim -80$  m/s) sur le limbe Est.

Cependant l'erreur de l'ajustement gaussien (20-40 m/s) donne une signification peu forte aux décalages mesurés ( $2-4 \sigma$ ), sans même prendre en compte l'erreur due à la déconvolution.

Dans ces conditions, pour améliorer le signal sur bruit, il est préférable d'additionner les données des deux dates d'observation, en prenant soin de corriger (en modifiant artificiellement les lignes de base) la variation d'environ 1% de la taille de Vénus d'un jour sur l'autre. Cette opération permet d'abaisser les erreurs sur la mesure du décalage Doppler à environ 25 m/s. Ce faisant, nous supposons qu'il n'existe pas de variations à l'échelle de la journée terrestre.

La carte des décalages Doppler ainsi obtenus est représentée dans la figure 7.7. On remarque toujours la structure globale observée dans les cartes de la figure 7.6. On peut estimer sur la figure 7.7 le décalage limbe-à-limbe à  $140 \pm 50$  m/s dans le sens d'une rotation directe. Ce résultat semble la seule information valable que l'on puisse tirer des données.

Alors que le fort signal sur bruit prédit sur les observations pouvait laisser espérer une détermination des vents avec une précision de l'ordre de 5 m/s en utilisant le *tapering*, ce problème de couverture  $(u, v)$  diminue considérablement la précision des mesures, et la confiance en l'image reconstruite. Ces observations sont la preuve de la nécessité de bien prendre en compte la synthèse d'ouverture pour les observations interférométriques.

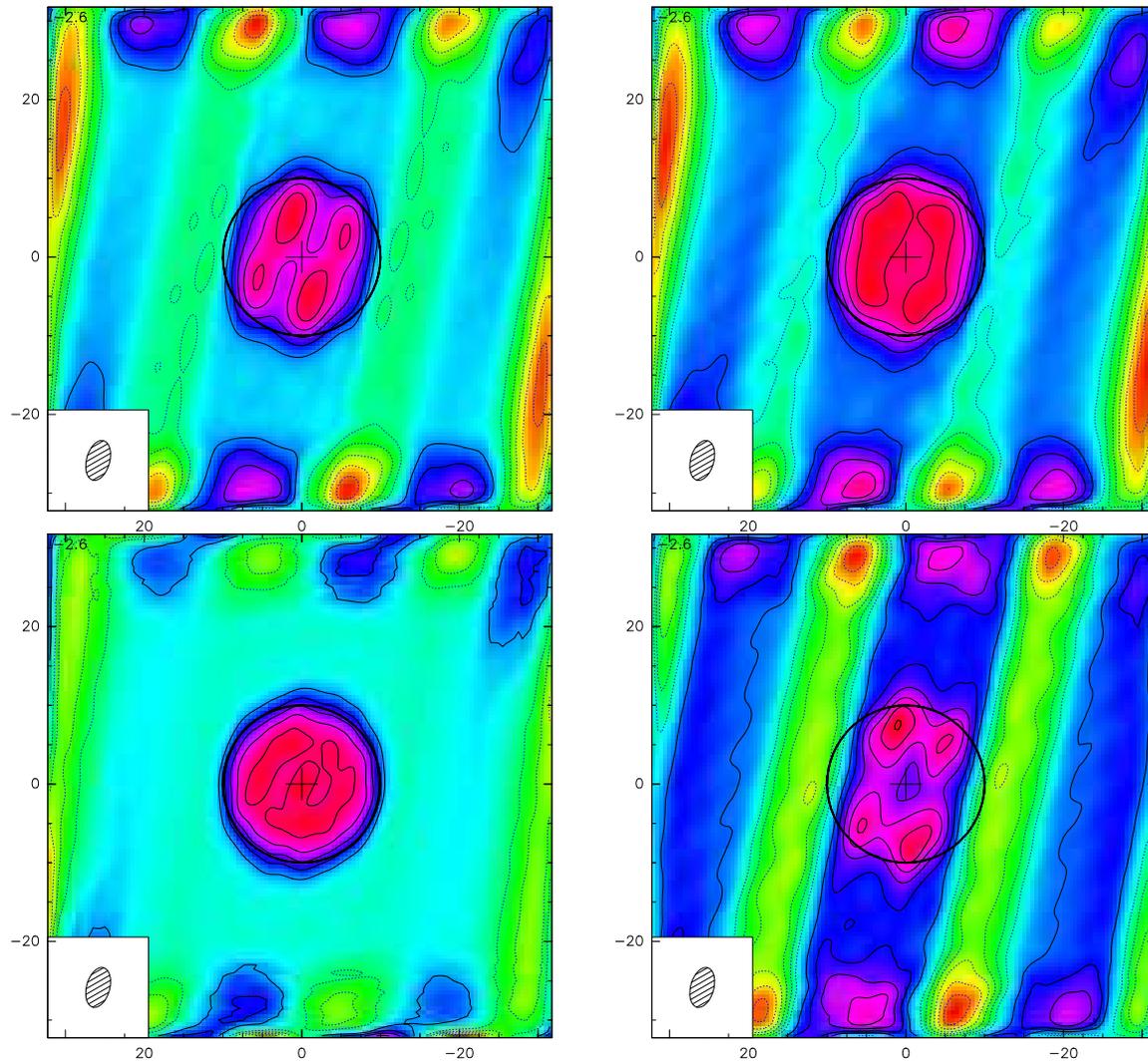


Fig. 7.4: Cartes interférométriques d'une distribution uniforme de température de brillance (350 K) de la taille du disque de Vénus, obtenues avec différents algorithmes de déconvolution, avec l'échantillonnage du plan  $(u, v)$  des observations du 17 novembre. De gauche à droite et de haut en bas : algorithmes SDI, MRC, HOGBOM et CLARK. le niveau du contour est de 10 Jy/lobe, pour une valeur au pic d'environ 55 Jy/lobe.

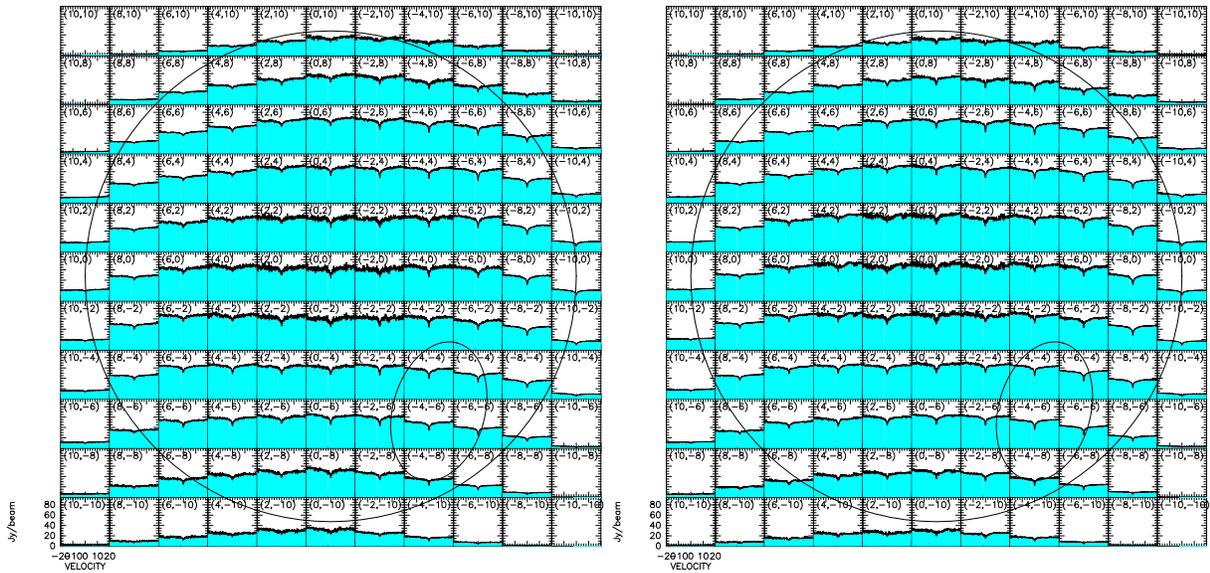


Fig. 7.5: Cartes représentant l'émission continue et le spectre de la raie en absorption CO(J=0-1) à 115.271 GHz sur Vénus, observées avec le PdBI avec une résolution de 40 kHz. La bande passante est de  $\pm 20$  km/s. Le grand cercle représente la taille du disque solide de Io, l'ellipse est le lobe synthétique. A gauche : observations de 16 novembre 2007, à droite : observations de 17 novembre 2007.

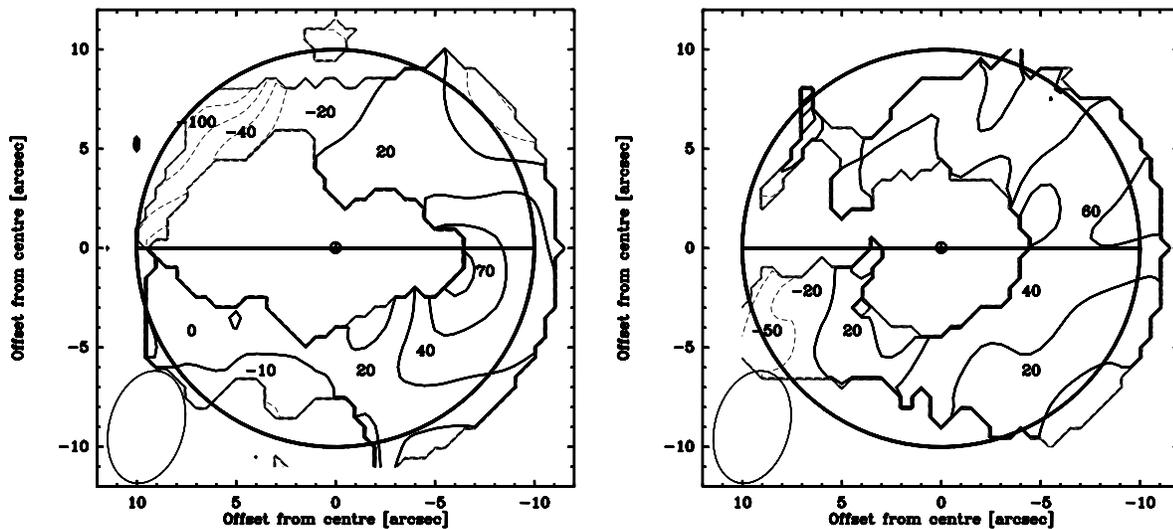


Fig. 7.6: Cartes des décalages Doppler en m/s mesurés sur Vénus dans le coeur de la raie CO(J=0-1). Le niveau de contour est à 30 m/s. Les traits pointillés représentent les valeurs négatives, qui indiquent un mouvement vers l'observateur. A gauche : observations du 16 novembre 2007, à droite : observations du 17 novembre 2007.

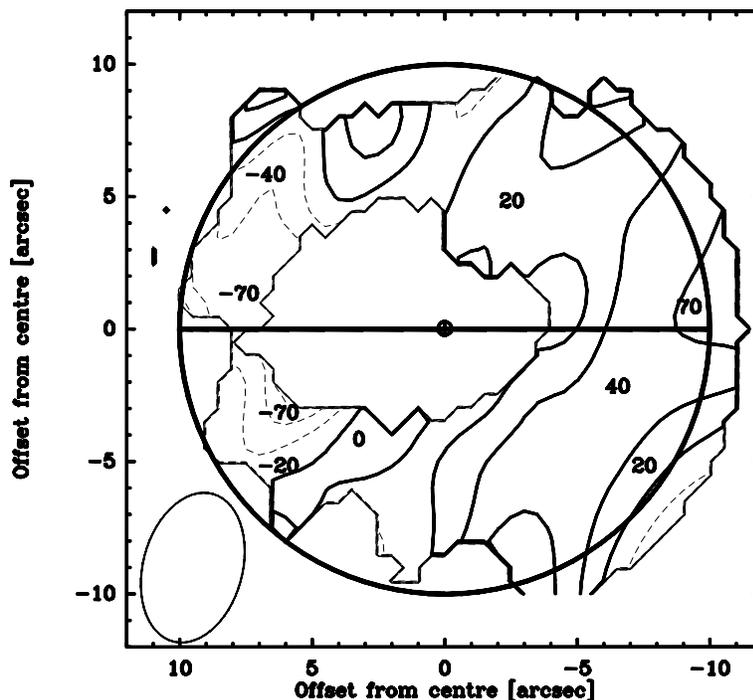


Fig. 7.7: Carte des décalages Doppler en m/s mesurés sur Vénus dans le coeur de la raie CO(J=0-1), en utilisant les données du 16 et du 17 novembre. Le niveau de contour est à 25 m/s.

### 7.3.2 Interprétation

La mesure obtenue ci-dessus sur le coeur de la raie CO(1-0) sonde, selon les calculs de Gurwell et al. (1995), principalement la dynamique autour de 100 km d'altitude. Malgré le résultat décevant de la mesure de vent, qui ne se traduit que par une différence de décalage limbe-à-limbe mesurée à  $3\sigma$ , alors que le signal est fort, la direction et la valeur de ce décalage peuvent déjà se prêter à une interprétation qualitative.

Etant donnée la configuration de Vénus au moment des observations, cette mesure signifie que le CO se déplace du limbe Est (point subsolaire) vers le limbe Ouest (point antisolaire). Un vent de type SSAS pourrait expliquer un tel comportement. Cependant, les valeurs absolues mesurées, même en tenant compte des barres d'erreur, sont assez fortes aux limbes. Avec un modèle empirique de vent SSAS comme celui proposé par Goldstein et al. (1991), la vitesse est maximale au terminateur, qui dans notre cas se situe près du méridien subterrestre (et où la projection des vents horizontaux est nulle).

Pour expliquer ces valeurs, il faudrait un vent qui atteigne plusieurs centaines de mètres par seconde au terminateur, en tenant compte de la projection. Ainsi le décalage Doppler mesuré sur le limbe Est (70 m/s), qui se trouve près du point subsolaire, pourrait s'expliquer par une vitesse au terminateur de  $450 \pm 60$  m/s, et sur le limbe Ouest (hémisphère nuit), par une vitesse au terminateur de  $190 \pm 70$  m/s. La coexistence avec un vent zonal retrograde n'est pas exclue par les données, mais impliquerait un vent SSAS encore plus fort.

Un autre interprétation, peu étayée par les résultats obtenus jusqu'ici, serait la présence d'un vent zonal *prograde*. La vitesse de ce vent étant constante quel que soit l'angle d'incidence solaire, il est moins difficile d'atteindre les décalages Doppler mesurés aux limbes, et une vitesse d'environ 85 m/s ( $\pm 30$  m/s) pourrait être suffisante.

Un tel vent n'a jamais été mesuré dans la mésosphère de Vénus avant les observations de 2006 de Lellouch

et al. (2008), qui ont mesuré avec l'antenne IRAM-30m, dans la raie CO(2-1), des vents zonaux progrades estimés à  $60 \pm 20$  m/s à certaines dates. Elle semble globalement contradictoire avec les autres résultats (voir paragraphe 7.1.2.3). L'observation d'un tel vent sur des données de meilleure qualité, et si possible dans une configuration de Vénus permettant de distinguer vent zonal et SSAS, sera nécessaire avant de poursuivre l'interprétation de ce vent inattendu.

## 7.4 Mesure de l'émission continue de Vénus à 115 GHz

### 7.4.1 Nature de l'émission continue dans le millimétrique

La mesure de l'émission continue millimétrique de Vénus permet, depuis la Terre, d'observer directement la base de la couche nuageuse. L'interprétation des mesures en termes de composition et de température locale est cependant assez complexe, et n'a pas permis pour l'instant d'apporter des contraintes très fortes.

Le principal mécanisme caractérisant ce rayonnement est l'absorption et l'émission induites par les collisions entre molécules de CO<sub>2</sub> à 40-50 km d'altitude (1 bar), donc au niveau de la couche nuageuse inférieure. L'émission résultante, dont la température de brillance est d'environ 350 K à 115 GHz, provient donc de cette zone de l'atmosphère, qui est complètement opaque dans le domaine millimétrique.

L'absorption continue du rayonnement se traduit par un coefficient  $k$  (en cm<sup>-1</sup>) dépendant de la pression locale  $p$ , de la température  $T$  et de la fréquence  $\nu$  (en cm<sup>-1</sup>), qui s'exprime d'après Muhleman et al. (1979) par :

$$k(\nu) = 1.57 \times 10^{-7} \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 \left(\frac{T_0}{T}\right)^5 \nu^2 \quad (7.1)$$

où  $T_0 = 273$  K et  $p_0 = 1$  bar.

Certaines espèces gazeuses qui sont présentes au niveau et au-dessus des nuages augmentent l'opacité de l'atmosphère via une multitude de raies rotationnelles produisant une absorption quasi continue, ce qui a pour conséquence :

- d'élever le niveau d'atmosphère sondé, et donc de baisser la température de brillance de l'émission continue pour une longueur d'onde donnée,
- de diminuer la différence relative entre la température de brillance aux limbes et la température de brillance près du point subterrestre, si la proportion de l'absorbant diminue avec l'altitude. En effet, aux limbes, l'altitude sondée est plus élevée, mais si la quantité d'absorbant est plus faible, les deux effets tendent à se compenser (voir figure 7.8).

Parmi les espèces les plus susceptibles de jouer ce rôle d'absorbant, on trouve SO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> gazeux, dont la présence sous et dans la couche de nuages est avérée, même si leur profil vertical d'abondance est mal connu. L'absorption résultante de leurs raies rotationnelles peut être modélisée par un coefficient d'absorption empirique, dépendant de la part relative de chaque espèce, de la température et de la pression (Janssen and Klein, 1981; Steffes, 1985).

La mesure de la fraction de ces composés sulfurés est importante pour comprendre les réactions chimiques qui ont lieu dans les nuages, et qui produisent les gouttelettes d'acide sulfurique.

Une mesure précise et absolue de la température de brillance peut donc permettre de retrouver les abondances des absorbants, en comparant les mesures à un modèle obtenu par transfert radiatif, et en adoptant un profil vertical d'abondance des absorbants (Butler et al., 2001) pour des mesures centimétriques).

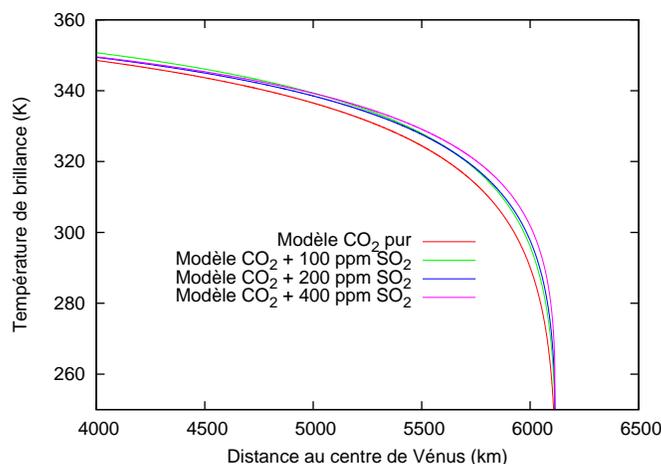


Fig. 7.8: Profils radiaux de température de brillance du continu de Vénus à 115 GHz près du limbe, obtenus avec le modèle physique adopté, pour différentes quantités d'espèces absorbantes. Les températures de brillance ont été normalisées à la température de brillance du modèle de  $\text{CO}_2$  pur, pour mettre en évidence les différences sur l'assombrissement du limbe.

La mesure de l'assombrissement aux limbes a été réalisée par des observations interférométriques millimétriques, en mesurant la position exacte du passage à zéro des visibilité, par Good and Schloerb (1983) et de Pater et al. (1991). Les deux observations obtiennent essentiellement les mêmes résultats, qui sont cohérents avec une absence d'absorbants autres que  $\text{CO}_2$  à cette altitude. Ils n'excluent cependant pas la présence de  $\text{SO}_2$  à moins de 0.1 ppm dans la couche nuageuse, qui implique de toute façon une forte diminution de cette espèce à cette altitude par rapport à son abondance profonde.

La localisation spatiale par cartographie de l'émission continue a aussi été réalisée, par de Pater et al. (1991) et Sagawa et al. (2006), révélant des inhomogénéités relativement fortes (jusqu'à 50 K), qui pourraient être reliées à la distribution des espèces absorbantes dans la couche nuageuse.

Etant donnée la calibration de nos données, l'utilisation de la mesure de la température de brillance n'est pas assez précise pour contraindre la quantité d'espèces absorbantes. Nous allons par contre analyser les données du continu dans le plan  $(u, v)$ . Pour la modélisation de l'émission continue nous utilisons un modèle de transfert du continu de Vénus développé par E. Lellouch. Ce code propose un profil vertical de  $\text{SO}_2$  simple, où la fraction de  $\text{SO}_2$  augmente linéairement jusqu'à 40 km d'altitude, puis décroît linéairement jusqu'à 60 km, où elle est nulle. Nous considérons une couche de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  gazeux dont la proportion est constante entre 40 et 50 km, et nulle au-delà. La température de brillance est calculée par transfert radiatif est calculée sur une grille très fine, en ajoutant les opacités apportées par les trois espèces absorbantes ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et  $\text{SO}_2$ ). Les paramètres ajustables sont la fraction maximale de  $\text{SO}_2$  (à 40 km) et celle de  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , alors que le profil de température physique et de densité en  $\text{CO}_2$  est fixé. La masse d'air est calculée exactement en symétrie sphérique, ce qui est très important dans notre cas pour le calcul de l'émission aux limbes.

#### 7.4.2 Interprétation des données

Etant donné les problèmes rencontrés pour la déconvolution des données, il est difficile d'utiliser la cartographie du continu pour détecter des hétérogénéités. La carte 7.9, dont les contours sont placés

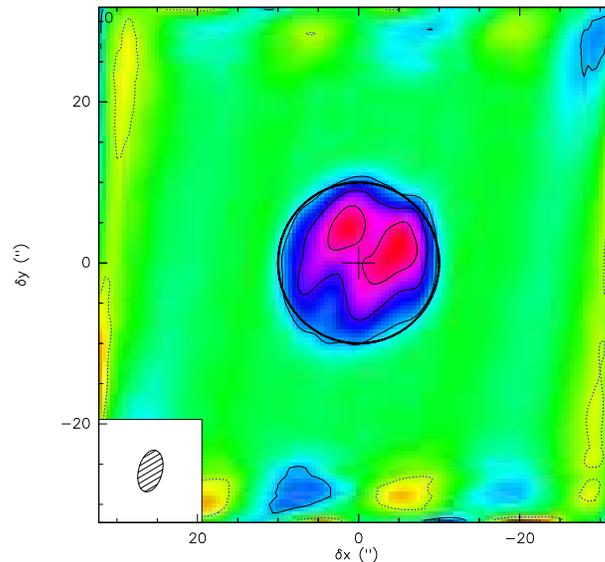


Fig. 7.9: Carte de l'émission continue de Vénus à 115 GHz, observée le 16 novembre. Le lobe synthétique a été dégradé pour augmenter le signal sur bruit. Le rms du flux sur la carte est estimé à  $\sim 10$  Jy/lobe (niveau du contour).

à  $2\sigma$ , montre des variations significatives de flux sur le disque. Malgré l'excellent signal sur bruit, il n'est cependant pas possible de reconnaître parmi les variations de  $T_B$  mesurées celles qui sont réelles et celles qui sont des artefacts de déconvolution, comme l'ont pu faire de Pater et al. (1991).

Par contre, les données dans le plan  $(u, v)$  peuvent être analysées directement, et l'on peut effectivement dans ce cas tirer parti de la bonne détermination de chacune des visibilité. La courbe des visibilité obtenue le 17 novembre est représentée dans le figure 7.10. La barre d'erreur sur chaque visibilité est de l'ordre de 40 mJy, et donc négligeable. Les résultats obtenus sur les deux polarisations sont tout à fait identiques au niveau de la forme de la courbe, mais, ayant des calibrations en amplitude légèrement différentes, une seule polarisation (verticale) est ici représentée. La courbe obtenue pour le 16 novembre est très semblable, mais quelques lignes de bases étant mal calibrées, nous avons préféré nous concentrer sur celle du 17 novembre.

En utilisant le modèle physique décrit au-dessus, on remarque tout d'abord que le modèle  $\text{CO}_2$  pur est en première approximation très bon (voir 7.10 gauche). En regardant de plus près (figure 7.10 droites), on remarque que les arches et certains passages au zéro sont dédoublés. De tels dédoublements peuvent être produits dans le modèle lorsqu'on introduit des zones plus chaudes ou plus froides sur le disque, de façon à simuler une distribution hétérogène d'absorbants. Selon la taille, la température et la position de ces zones, la position et les écarts entre les branches varient, mais il est difficile d'ajuster simultanément l'ensemble de la courbe des données. Cependant on remarque que pour la grande majorité des cas, chaque branche de visibilité correspond à une ligne de base donnée. Les différences de calibration entre les différentes lignes de base pourraient donc expliquer les différents comportements. Une exception notable est le premier passage à zéro, qui est clairement double (voir figure 7.11), alors qu'il n'est observé que par une ligne de base. La branche la plus extérieure, qui est bien reproduite par le modèle de  $\text{CO}_2$  pur, passe au zéro à  $33.83 \pm 0.14$  mètres. La barre d'erreur place une limite supérieure sur la quantité de  $\text{SO}_2$  absorbant à environ 200 ppm. Elle ne permet donc pas d'améliorer les résultats obtenus par Good and Schloerb (1983), qui disposaient d'un plus grand nombre de visibilité au niveau

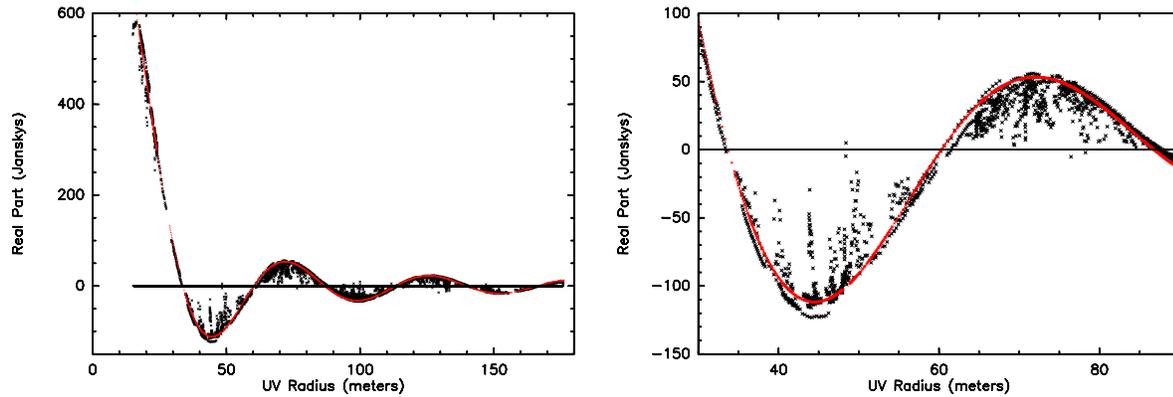


Fig. 7.10: Gauche : parties réelles des visibilitées mesurées sur le continu de l'émission de Vénus à 115 GHz, observées le 17 novembre, en polarisation verticale, selon la distance au centre de phase (rayon  $(u, v)$ ). En rouge le modèle de continu sans espèces absorbantes ( $\text{CO}_2$  pur) est superposé. Droite : détail de la figure de gauche.

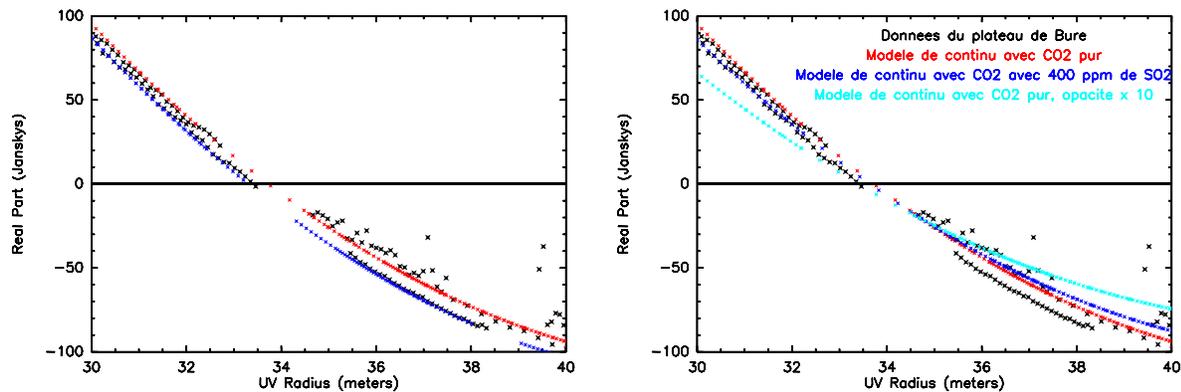


Fig. 7.11: Parties réelles des visibilitées mesurées sur le continu de l'émission de Vénus à 115 GHz, autour du passage à zéro. Figure de gauche : avec un modèle de continu de  $\text{CO}_2$  pur, et un modèle de disque uniforme de la taille de Vénus (20.05"). Figure de droite : avec différents modèles de continu.

du passage à zéro, et qui ont donné des limites supérieures très basses sur la quantité de  $\text{SO}_2$  ( $<90$  ppm). La branche inférieure, par contre, passe à  $33.40 \pm 0.07$  mètres, soit à plus de 0.5 mètres de la première. Celle-ci peut difficilement être expliquée physiquement, puisqu'elle ne pourrait être bien reproduite qu'en multipliant l'opacité produite par le  $\text{CO}_2$  pur par 10. Elle correspond à une taille équivalente de disque environ plus grande de 1.7% par rapport à celle de la branche supérieure, soit une augmentation du rayon de plusieurs dizaines de kilomètres (proche de la taille du disque des éphémérides).

Pour l'instant, aucune explication physique n'a pu être donnée à ce dédoublement du passage à zéro. Il pourrait peut-être s'agir encore d'un (grand) problème de calibration, puisque l'on remarque que les visibilités de la branche supérieure sont toutes observées après le passage de la source au méridien, alors que celles de la branche inférieure sont observées avant.

### 7.4.3 Conclusion

Que ce soit à cause de la mauvaise couverture du plan  $(u, v)$  ou de la calibration relative des lignes de base, il est difficile d'extraire une information scientifique des ces données obtenues au PdBI, qui illustrent certaines des difficultés qui peuvent être rencontrées dans l'obtention et l'analyse des données interférométriques. Le seul résultat assez fiable obtenu sur la mesure des vents, soit la mesure d'un décalage Doppler limbe-à-limbe, s'interprète soit par un vent zonal prograde de  $85 \pm 30$  m/s, soit par un vent SSAS avec une vitesse au terminateur très forte. Il est surprenant vis-à-vis de la majorité des observations de la mésosphère de Vénus. Ceci confirme bien que cette région possède un régime de circulation temporellement très variable, en direction et en intensité.

L'analyse de l'émission continue nous a permis elle de poser une limite supérieure, peu contraignante ( $< 200$  ppm), sur la quantité de  $\text{SO}_2$  à la base des nuages.

Les observations de Vénus à l'opposition obtenues à l'été 2008 sur l'interféromètre CARMA sur la raie  $\text{CO}(J=2-1)$ , pourront peut être permettre, en cartographiant pour la première fois l'hémisphère jour avec une résolution spatiale satisfaisante ( $\sim 3''$ ), de mieux distinguer les différents régimes dynamiques qui peuvent intervenir dans la haute mésosphère, ainsi que d'éclaircir les résultats étranges obtenus avec le PdBI sur la distribution de l'émission continue.

Troisième partie

Surfaces



## Chapitre 8

# Mécanismes d'émission dans le millimétrique pour les surfaces planétaires

### 8.1 Emission thermique et transfert radiatif dans les surfaces

Dans le domaine (sub) millimétrique (50-3000 GHz), l'émission d'une surface correspond à son émission thermique. Une mesure à une fréquence donnée (dite mesure du continu) permet de déterminer la température de brillance du corps, c'est à dire la température qu'un corps noir de même taille aurait pour émettre la densité de flux mesurée. Cette mesure n'est pas une mesure de la température physique de l'objet, et le lien entre température physique et température de brillance ne pourra se faire qu'en adoptant un modèle pour le mécanisme d'émission thermique.

En effet, si le corps considéré est un corps noir parfait, son émission thermique doit être isotrope, c'est à dire que, quel que soit l'angle d'émission du rayonnement par rapport à la normale à la surface, la quantité de rayonnement émis doit être la même (surface Lambertienne). Or une surface réelle se différencie du modèle de corps noir à plusieurs égards :

- une surface est une interface entre deux milieux (vide et matériau de surface) ayant des constantes diélectriques ( $1$  et  $\varepsilon$ ) différentes, pour laquelle s'appliquent les lois de Fresnel sur la transmission et la réflexion. Cet effet va avoir deux conséquences principales :

i) une fraction  $R$  du rayonnement provenant de la sous-surface n'est pas transmise mais réfléchi, ce qui diminue le rayonnement total vers un observateur, et donc la température de brillance. La part de rayonnement transmis  $T$  diminue avec l'angle d'émission et avec la constante diélectrique du matériau de surface, pour un rayonnement non polarisé en :

$$T = (1 - R) = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\sin^2(\alpha_i - \alpha_e)}{\sin^2(\alpha_i + \alpha_e)} \right) \left( 1 + \frac{1 - \sin^2(\alpha_i + \alpha_e)}{1 + \sin^2(\alpha_i - \alpha_e)} \right) \quad (8.1)$$

où  $\alpha_i$  est l'angle sous lequel le rayonnement thermique, provenant de la sous-surface, arrive sur la surface (que nous appellerons angle d'incidence) et  $\alpha_e$  est l'angle d'émission du rayonnement. Ces deux angles sont reliés grâce aux lois de Snell-Descartes par  $\sqrt{\varepsilon} \sin \alpha_i = \sin \alpha_e$ .

ii) le rayonnement n'est pas isotrope : plus la constante diélectrique du matériau de surface est grande, plus le rayonnement est fort dans la direction normale à la surface par rapport aux autres directions. On doit donc mesurer des températures de brillance plus faibles aux limbes (où la normale à

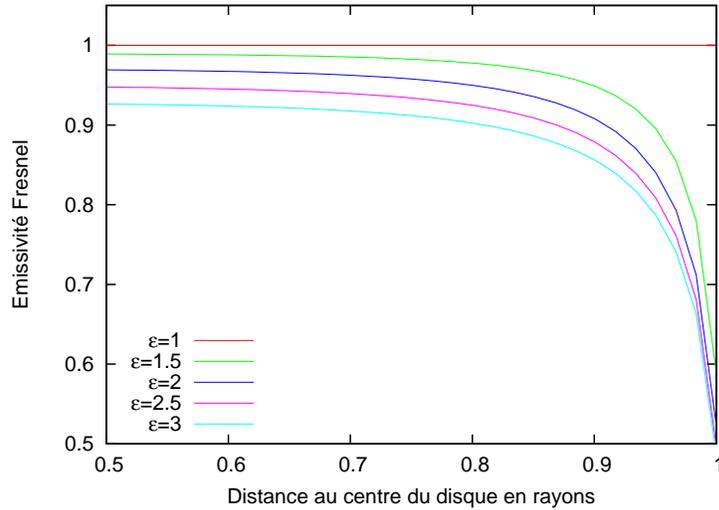


Fig. 8.1: Variation de l'émissivité en fonction de la distance au point subterrestre, pour une sphère à température constante et pour différentes valeurs de la constante diélectrique  $\varepsilon$  du sol (on considère une rugosité nulle).

la surface est perpendiculaire à la ligne de visée) qu'au point subterrestre (voir figure 8.1).

iii) le rayonnement est polarisé : la transmission n'est pas la même selon la polarisation du rayon incident. Alors que le rayonnement thermique incident est non polarisé, le rayonnement sortant sera partiellement polarisé, ce qui peut être détecté en utilisant simultanément deux détecteurs sensibles à des polarisations différentes.

- une surface présente des irrégularités à différentes échelles, ce qui a pour conséquence de faire varier fortement la direction de la normale à la surface sur une petite portion de surface. Cette rugosité peut se modéliser par une distribution gaussienne  $D(\theta)$  de la direction de la normale à la surface autour d'un angle moyen  $\theta_0$  par rapport à l'observateur, caractérisée par son écart-type  $\sigma_{rug}$  :

$$D(\theta) = \exp\left(-\frac{(\theta - \theta_0)^2}{2\sigma_{rug}^2}\right) \quad (8.2)$$

La valeur de  $\sigma_{rug}$  dépend de la longueur d'onde d'observation. Comme on le voit sur la figure 8.2, sur une sphère rugueuse, l'angle moyen d'émission varie moins vite que sur une sphère lisse, ce qui atténue les effets des lois de Fresnel.

- une surface n'est pas opaque à toutes les longueurs d'onde. En conséquence le rayonnement ne provient pas uniquement de la surface elle-même mais aussi en partie de la sous-surface. L'émission des couches profondes sera plus ou moins absorbée par les couches supérieures. Ceci a une importance quand le profil vertical de température n'est pas constant, ce qui est la plupart du temps le cas dans les sous-surfaces planétaires. En connaissant le profil vertical de température physique  $T(z)$ , la température de brillance de l'objet sera déduite de l'équation de transfert radiatif (d'après Rudy et al. (1987), dans l'approximation Rayleigh-Jeans) :

$$T_B = (1 - R) \int_0^\infty T(z) \exp\left(\frac{-k(\lambda, z)z}{\cos \alpha_i}\right) \frac{k(\lambda, z)dz}{\cos \alpha_i} \quad (8.3)$$

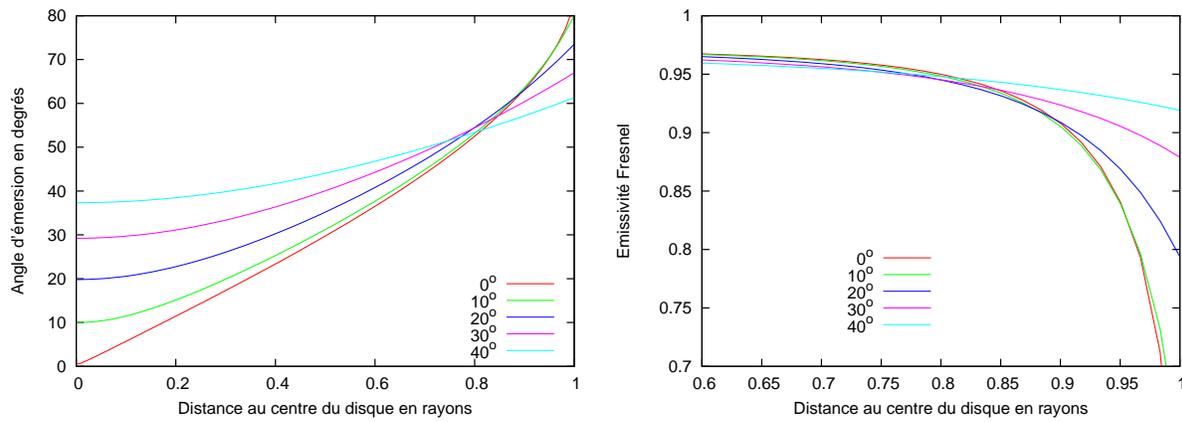


Fig. 8.2: Variation de l'angle d'émission du rayonnement thermique (gauche) et de l'émissivité (droite) en fonction de la distance au point subterrestre, pour une sphère à température constante et de constante diélectrique  $\varepsilon = 2$ , pour différents  $\sigma_{rug}$  (en degrés). Le cas rms=0° correspond au cas de la sphère lisse.

Matériau	Constante diélectrique	Inertie thermique ( $\text{erg cm}^{-2}\text{sec}^{-0.5}\text{K}^{-1}$ )
glace d'eau	3.1	$2.2 \times 10^6$
régolithe lunaire	2.5-2.7	$3.2 \times 10^5$
basalte	6.5-9.6	$1.3 \times 10^5$

Tab. 8.1: Propriétés radiométriques et thermophysiques pour quelques matériaux. Données extraites de Kofman and Safaeinili (2004), Margot et al. (1996), Yan et al. (2006), Spencer (1987) et Urquhart and Jakosky (1997).

Dans cette équation, l'opacité d'une couche d'épaisseur dz à la profondeur z est définie par

$$d\tau(\lambda, z) = \frac{k(\lambda, z)}{\cos \alpha_i} dz \quad (8.4)$$

où  $\alpha_i$  est l'angle d'incidence du rayonnement, relié à l'angle d'émission par la loi de Snell-Descartes, et  $k(\lambda, z)$  est le coefficient d'absorption défini par

$$k(\lambda, z) = 2\pi\sqrt{\varepsilon} \tan \delta / \lambda \quad (8.5)$$

avec  $\tan \delta$  la "electrical loss tangent" (Campbell and Ulrichs, 1969) et  $\varepsilon$  la constante diélectrique du matériau. Le coefficient d'absorption est défini en fonction de la longueur d'onde par  $k(\lambda, z) = 1/(p\lambda)$ , où  $p$  est le coefficient de pénétration. La profondeur de la couche qui contribue le plus à l'émission augmente quand la longueur d'onde augmente (figure 8.3). On peut ainsi définir une fonction poids, comme on l'a fait pour les atmosphères.

Face à une surface de type inconnu, l'on se retrouve donc à devoir déterminer une série de paramètres qui affectent l'émission thermique : constante diélectrique du matériau de surface, rugosité, coefficient d'absorption.

D'un point de vue phénoménologique, on peut quantifier l'écart de la surface réelle à un modèle de corps noir grâce à un seul paramètre empirique, l'émissivité spectrale  $\varepsilon_\lambda$ . Celui-ci permet d'ajuster la loi de

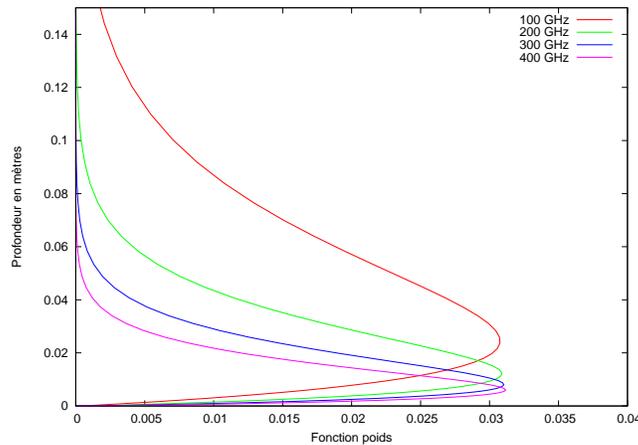


Fig. 8.3: Fonction poids (voir paragraphe 5.2.1) en fonction de la profondeur sous la surface, pour un coefficient de pénétration de 10, à plusieurs fréquences.

Planck, liée à la température physique de l'objet, aux observations (modèle dit du corps gris), par

$$B(\nu) = \varepsilon_\lambda \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_\phi}} - 1} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_B}} - 1} \quad (8.6)$$

où  $T_\phi$  est la température physique de la surface et  $T_B$  sa température de brillance. Le facteur  $\varepsilon_\lambda$  pourra donc englober les effets dus à la réfraction Fresnel, à la rugosité du matériau et à la contribution des couches profondes.

Dans le régime Rayleigh-Jeans, on a donc  $T_B = \varepsilon_\lambda T_\phi$ .

## 8.2 Modèles thermiques de surfaces planétaires

Nous avons vu plus haut que la connaissance du profil vertical de température physique  $T(z)$  est essentielle pour estimer la température de brillance d'une surface. Nous allons montrer ici comment on peut calculer ou décrire de façon empirique la distribution horizontale et verticale de température sur une surface planétaire, en fonction de l'ensoleillement et des propriétés de propagation de la chaleur dans le sol.

### 8.2.1 Modèles thermophysiques de température

La température d'un corps du système solaire est régie par l'ensoleillement solaire qu'il subit et les éventuelles sources de chaleur internes : géothermie, transitions de phase et désintégration de composés radioactifs. Cependant, ces derniers ont des demi-vies relativement courtes à l'échelle du système solaire (0.72 milliard d'années pour  $^{26}\text{Al}$ , voir Merk and Prialnik 2006) et leur influence aujourd'hui doit être minimale. La contribution des sources d'énergie interne sur le chauffage doit donc être négligeable pour la plupart des corps du système solaire, qui sont volcaniquement inertes ou qui ont eu une activité dans le passé. Pour les objets volcaniquement très actifs, la source interne peut être responsable pour une grande partie du chauffage, estimée à 50% dans le cas de Io par Veeder et al. (1994).

En ne considérant que le rayonnement solaire comme source d'énergie, et sachant qu'une fraction  $p_{bolo}$  de l'énergie solaire est réfléchiée par la surface, la température  $T_\phi$  atteinte par un point de la sphère de coordonnées locales (lat,long) et de profondeur  $z$  sous la surface peut s'exprimer par

$$T_\phi = \left[ \frac{(1 - p_{bolo})F}{r_h^2 \varepsilon_{bolo} \sigma} \right]^{1/4} \Omega_{\Theta,i}(lat, long, z) = T_{SS} \Omega_{\Theta,i}(lat, long, z) \quad (8.7)$$

où  $p_{bolo}$  est l'albédo bolométrique,  $\varepsilon_{bolo}$  l'émissivité bolométrique,  $F$  la constante solaire ( $1367.6 \text{ W.m}^{-2}$ ),  $\sigma$  la constante de Stefan ( $5.67 \times 10^{-8} \text{ JK}^{-4} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ),  $r_h$  la distance héliocentrique et  $T_{SS}$  la température du point subsolaire à l'équilibre thermique instantané.

$\Omega_{\Theta,i}(lat, long, z)$  est une fonction décrivant la distribution de la température dans le corps, qui dépend de l'inclinaison de l'axe des pôles  $i$  et du paramètre thermique  $\Theta$ . Elle peut être calculée grâce aux lois de propagation de l'onde thermique, qui permettent de calculer les températures en surface et en profondeur pour un corps dont on connaît les propriétés thermiques du matériau de surface, l'axe des pôles et la période de rotation ainsi que la distance héliocentrique. Nous utiliserons ici le formalisme développé dans Spencer et al. (1989).

Le principal paramètre décrivant le comportement thermique d'un corps est le paramètre thermique  $\Theta$ , rapport du temps caractéristique mis à rayonner la chaleur au temps caractéristique de rotation diurne.  $\Theta$  représente donc la capacité d'un matériau à se mettre en équilibre thermique avec le rayonnement qu'il reçoit (Spencer et al., 1989), et est défini pour un corps donné par :

$$\Theta = \frac{\Gamma \sqrt{\omega}}{\varepsilon_{bolo} \sigma T_{SS}^3} \quad (8.8)$$

avec  $\omega$  la fréquence de rotation et  $\Gamma$  l'inertie thermique, reliée à la capacité calorifique spécifique  $c$ , la densité  $\rho$  et la conductivité thermique  $k$  par  $\Gamma = \sqrt{\rho c k}$ .

Ainsi plus  $\Theta$  est petit, plus l'équilibre thermique s'établit rapidement, et plus le profil de température diurne sera marqué à la surface (voir figures 8.4 et 8.5). Etant donné que la surface change rapidement de température, les couches plus profondes ne peuvent suivre les variations diurnes au niveau de la surface, et un profil vertical de température très marqué s'établit (voir figure 8.6). L'existence de ce profil est à prendre en compte pour les observations à grandes longueurs d'onde, puisque celles-ci peuvent sonder l'émission thermique provenant de couches profondes (typiquement  $\sim 10 \lambda$  sous la surface, donc 1 cm à 300 GHz).

Au contraire, quand  $\Theta$  est infini, la surface met du temps à reproduire la variation d'ensoleillement, et la température est uniforme dans la direction longitudinale, alors qu'elle varie avec la latitude. Dans ce cas, les températures en profondeur sont égales à celles de surface.

### 8.2.2 Modèles empiriques de température de surface

En l'absence de connaissances sur les propriétés thermophysiques de la surface d'un objet et de ses propriétés de rotation, on peut modéliser la distribution de température par l'intermédiaire de modèles empiriques, construits pour reproduire les régimes thermiques extrêmes :

- le régime rotateur lent (ou EQM-Equilibrium thermal model, voir Lebofsky and Spencer 1989), dans lequel la température locale dépend de l'angle d'incidence solaire  $\theta$  en  $T(\theta) = T_{EQM} \cos^{0.25}(\theta)$ ,

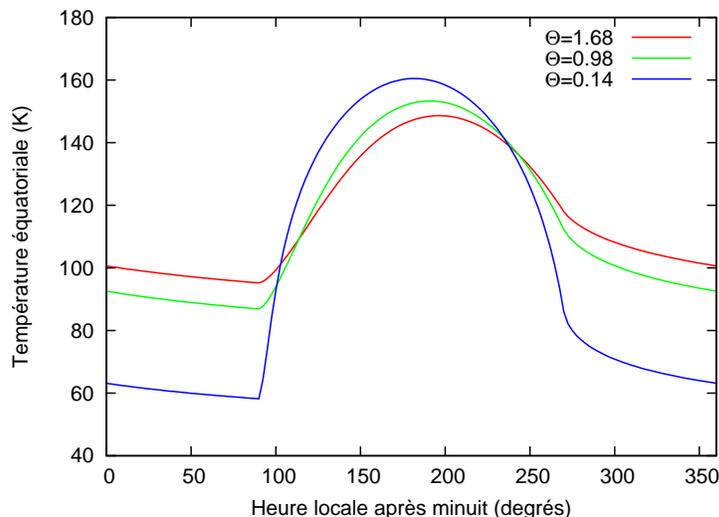


Fig. 8.4: Profils diurnes de température équatoriale calculés pour différentes valeurs du paramètre thermique  $\Theta$ , dans le cas de Ganymède. Les valeurs de la densité et de la capacité calorifique spécifique ont été prises égales à celles de la glace d'eau à 130 K ( $c = 1.10 \times 10^7 \text{ erg.g}^{-1}\text{K}^{-1}$  et  $\rho=0.93$ ), l'émissivité bolométrique est fixée à 0.94, l'albédo bolométrique à 0.34 (valeurs tirées de Spencer (1987)).

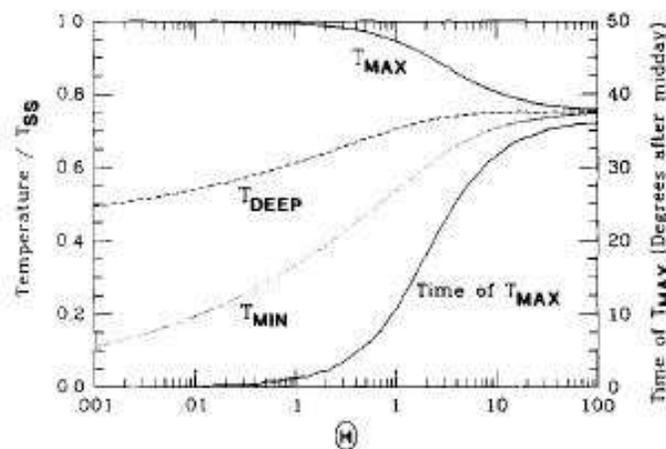


Fig. 8.5: Figure tirée de Spencer et al. (1989) (figure 2), représentant la variation des profils de température équatoriaux avec le paramètre thermique  $\Theta$ .  $T_{MAX}$  est la température maximale atteinte par la surface,  $T_{MIN}$  la température minimale de surface et  $T_{DEEP}$  la température atteinte à la profondeur où le profil horizontal est isotherme. Toutes les températures sont normalisées par rapport à la température d'équilibre  $T_{SS}$ , définie en 8.7.

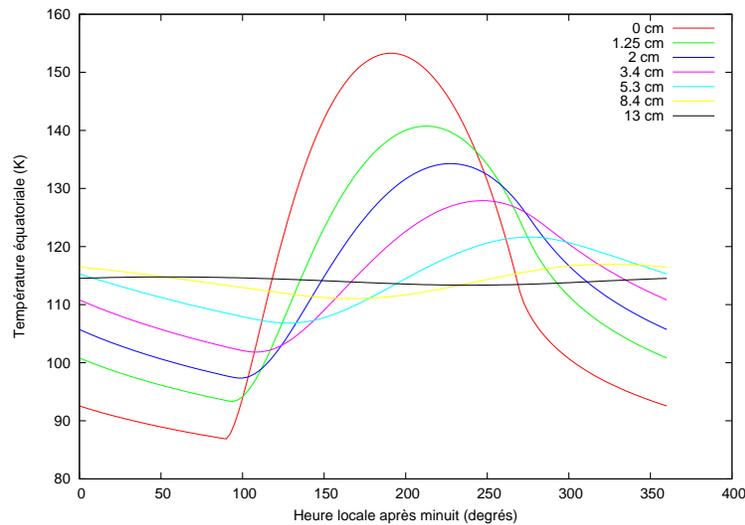


Fig. 8.6: Profils thermiques diurnes équatoriaux à plusieurs profondeurs, dans le cas de Ganymède, pour  $\Theta = 1$ . 0 correspond à la surface.

avec  $T_{EQM} = T_{SS}$  la température subsolaire définie par l'équation 8.7. Sa distribution possède donc une symétrie circulaire autour du point subsolaire, qui est aussi le point le plus chaud. Ce modèle prend comme hypothèse un équilibre thermique instantané entre l'éclairement solaire et le rayonnement thermique, c'est à dire un paramètre thermique  $\Theta = 0$ . En conséquence, la température sous la surface et sur l'hémisphère nuit est nulle, et le profil diurne de températures est très marqué.

- dans le régime rotateur rapide (ou ILM-Isothermal Latitude model), les deux hémisphères - nuit et jour- possèdent la même distribution de température. Le paramètre thermique  $\Theta$  du matériau de surface est très grand, de sorte que la surface ne se refroidit pas pendant la durée d'une rotation. Dans ce cas, la température ne varie pas avec l'heure locale (le profil diurne est isotherme). Si le point subsolaire est à l'équateur, la température varie uniquement avec la latitude en  $T(lat) = T_{ILM} \cos^{0.25}(lat)$  avec  $T_{ILM} = T_{SS}/\pi^{1/4}$

La figure 8.7 montre la température physique d'un objet, moyennée sur sa surface projetée, produite par les modèles extrêmes EQM et ILM en fonction de la distance au Soleil.

A un objet donné dont on a mesuré la température de brillance, on peut associer un modèle thermique empirique *ad hoc* en quantifiant l'écart par rapport au modèle EQM grâce à un paramètre  $\eta$  (*beaming factor*), tel que  $T(\theta) = T_\eta \cos^{0.25}(\theta)$  avec  $T_\eta = T_{SS}/\eta$ . Ce paramètre a été introduit pour la première fois à la suite de mesures thermiques sur des astéroïdes de taille connue, qui présentent en général une température de brillance plus forte que celle qui est prévue par un modèle EQM. L'ajout d'un paramètre  $\eta = 0.756$  (Lebofsky et al., 1986) a permis de créer un nouveau modèle thermique (STM, pour Standard Thermal Model) qui est beaucoup mieux adapté à ces objets.

Si l'on ne dispose que d'une seule mesure de flux, le *beaming factor*  $\eta$  variera selon l'hypothèse faite sur l'émissivité bolométrique  $\varepsilon_{bolo}$  et l'albédo bolométrique  $p_{bolo}$ , mais aussi sur l'émissivité spectrale  $\varepsilon_\lambda$ . Une estimation de  $\eta$  peut se faire indépendamment de  $p_{bolo}$  et de  $\varepsilon_{bolo}$ , en mesurant le flux thermique à plusieurs longueurs d'onde, ce qui revient à reconstruire la courbe de Planck émise par un corps et à déterminer sa température de couleur.

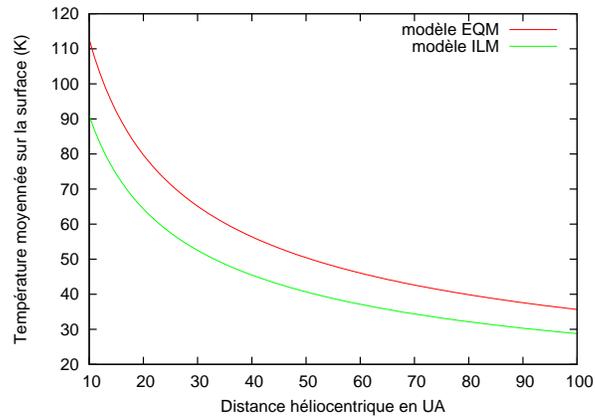


Fig. 8.7: Températures moyennes sur un hémisphère, avec un modèle thermique rotateur lent (EQM) et rotateur rapide (ILM). Les températures sont calculées pour un albedo bolométrique  $p_{bolo} = 0.032$  et une émissivité bolométrique  $\varepsilon_{bolo} = 0.9$ .

Stansberry et al. (2008) ont ainsi retrouvé les paramètres  $\eta$  pour une trentaine d'objets transneptuniens (OTN) et de Centaures, avec une moyenne de  $\eta = 1.2 \pm 0.35$ , qui prouve que ces objets sont en moyenne sensiblement plus froids que ce que prédit un modèle EQM.

Au contraire, la valeur typique pour les astéroïdes,  $\eta = 0.756$ , reflète une température de brillance encore plus élevée que celle attendue en l'absence d'inertie thermique, et qui peut être reliée à la rugosité de surface (Harris and Lagerros, 2002) : près de l'opposition, l'ombre projetée par les différentes irrégularités devient quasi nulle, ce qui se traduit par une augmentation significative du rayonnement (pic à l'opposition). Cet effet est aussi observé dans le visible (voir paragraphe 9.2.2). La variation observée du beaming factor avec la distance au Soleil peut aussi s'expliquer par l'augmentation du paramètre thermique  $\Theta$  pour une inertie thermique  $\Gamma$  constante (voir équation 8.8), ce qui rend les objets lointains thermiquement plus inertes que les objets proches.

La valeur de  $\eta$  regroupe donc les rôles respectifs de la rugosité, de l'inertie thermique et des propriétés de rotation dans le but de construire un modèle thermique empirique adapté à un objet dont les propriétés thermiques sont inconnues.

## Chapitre 9

# Mesures de tailles et albédos des petits corps lointains du système solaire

Le but de ce chapitre est de présenter les méthodes de détermination de la taille, de l'albédo et éventuellement des propriétés thermophysiques des petits corps lointains par mesure du flux thermique, et leurs limites. Les performances atteintes par les instruments disponibles seront détaillées, en particulier pour l'IRAM-30m, qui a été utilisé pour observer l'objet (12929) 1999 TZ<sub>1</sub>. Cet objet était le dernier objet classifié (jusqu'à maintenant) comme Centaure et assez brillant pour être détecté en millimétrique avec l'instrumentation actuelle et qui n'avait pas encore été observé. Les performances de l'IRAM-30m seront comparées à celles attendues pour le satellite Herschel et le réseau ALMA, pour lequel plusieurs simulations sont présentées. Ces instruments permettront ensemble d'augmenter considérablement la base de données actuelle sur les tailles et albédos des Centaures et objets transneptuniens (OTN), ainsi que, grâce à la résolution spatiale atteinte par ALMA, de détecter des formes non sphériques ou des systèmes multiples.

### 9.1 Le système solaire au-delà de 5 UA

On définit le système solaire externe comme l'ensemble des objets orbitant au delà de Jupiter. Les planètes géantes gazeuses Saturne, Uranus et Neptune en font donc partie, ainsi que leurs satellites. Mais la plus grande partie est constituée par une multitude de petits objets rocheux et souvent glacés, qui sont classés en plusieurs familles dynamiques :

- les comètes sont des objets composés de glaces et de poussières, avec une orbite fortement elliptique qui peut les amener à être très proches de Soleil. Elles subissent alors un fort dégazage, qui se caractérise par l'apparition d'une chevelure (coma) et de queues de poussières et de gaz.
- plus de 200 objets orbitant entre 5 et 30 UA, c'est à dire entre les orbites de Jupiter et Neptune, sont classifiés comme Centaures. Parmi eux, Chiron et quelques autres semblent présenter une activité cométaire.
- la découverte de 1992 QB<sub>1</sub> (Jewitt et al., 1992) a inauguré la classe des objets transneptuniens ou OTN (qui, par définition orbitent, au delà de Neptune). Pluton, qui était à l'époque classé parmi les planètes, est le représentant le plus lumineux des quelque mille objets détectés.

L'intérêt d'étudier la nature physique des petits corps lointains réside dans le fait que, de par leur distance au Soleil, ils ont subi peu d'irradiation, et donc peu de transformations chimiques et physiques

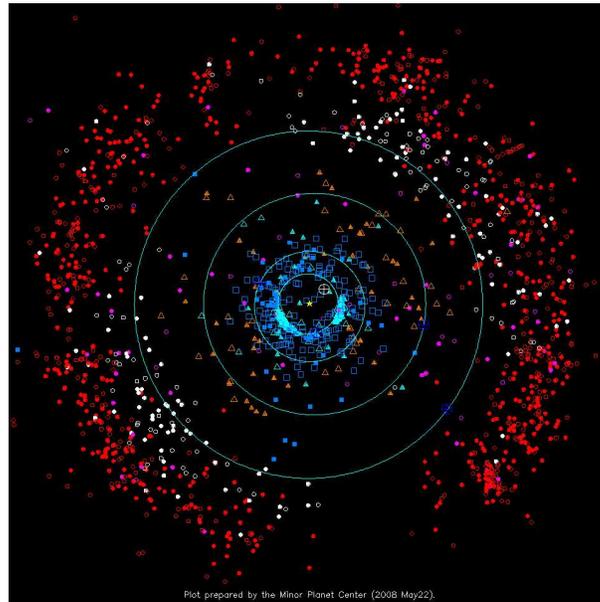


Fig. 9.1: Vue du Système solaire externe au 22 mai 2008. Le plus grand cercle représente l'orbite de Pluton, les symboles rouges, roses et blancs représentent les objets transneptuniens (classifiés dans les trois sous-classes : classiques, plutinos et dispersés), le symboles oranges les Centaures et les bleus les comètes. Copyright Gareth Williams, Minor Planet Center.

sur leur surface. Leur composition devrait donc refléter, au moins en partie, la composition primordiale du disque protoplanétaire. Cependant, leur étude physique est souvent rendue difficile par leur distance et donc leur faible luminosité. Un moyen efficace de les étudier est l'analyse de mesures photométriques dans le visible et l'infrarouge. J'ai eu l'occasion de réduire et d'analyser de telles données dans l'IR proche (Doressoundiram et al. (2007), voir annexe E) pour une trentaine de Centaures et de OTN. La mesure de la couleur d'un objet (différence de magnitude entre deux bandes photométriques) donne accès à la variation spectrale de l'albédo. On qualifiera ainsi de rouge un objet qui reflète mieux les grandes longueurs d'onde que les plus courtes, et cette propriété pourra être reliée à la nature du sol (voir Doressoundiram et al. (2008)).

Des spectres ont aussi pu être réalisés sur une quarantaine d'objets, révélant notamment la présence de bandes d'absorption pouvant être reliées à la glace d'eau, de méthane et d'ammoniac (entre autres, voir Barucci et al. (2008)).

Enfin, l'accès à la taille des objets est rendu difficile par leur petite taille angulaire, puisque la plupart ont un diamètre angulaire estimé inférieur à 10 mas. Le corps avec la plus grande taille angulaire, Pluton ( $\sim 2340$  km de diamètre), ne fait que 0.105 mas. Jusqu'ici, seuls de très gros objets ont pu être résolus dans le visible grâce à HST : 50000 Quaoar (Brown and Trujillo, 2004) et Eris (Brown et al., 2006). La taille de Charon a été déterminée avec une grande précision ( $\sim 2$  km) lors d'une occultation stellaire (Sicardy et al., 2006).

Pour les objets plus petits, le meilleur moyen de retrouver la taille (et simultanément l'albédo géométrique) est de combiner une mesure de la lumière réfléchi par photométrie dans le visible avec une mesure de l'émission thermique (dans le domaine infrarouge ou millimétrique). En effet, le flux solaire reçu sur une surface planétaire est pour partie réfléchi et pour partie absorbé par la surface, et donc réémit en tant que flux thermique à la température de brillance de la surface. Les deux mesures (flux thermique et flux réfléchi) s'expriment en fonction de l'albédo (bolométrique pour le thermique, géométrique pour

le réfléchi) et de la taille du corps.

Parmi les objets transneptuniens, une cinquantaine se sont révélés être des systèmes de 2 (ou plus) membres orbitant autour de leur centre de gravité commun. L'imagerie haute résolution, notamment avec HST, a permis de détecter la plupart des binaires, grâce à une résolution angulaire d'environ 40 mas (Noll et al., 2008). En faisant l'hypothèse d'un même albédo pour les deux membres d'un système, on remarque que le plus souvent ils ont des tailles comparables, contrairement aux astéroïdes (Noll, 2006). Les binaires constituent aussi le seul moyen direct de mesurer la masse totale du système via la détermination de leur orbite mutuelle, et donc, si l'on connaît les tailles des membres, de retrouver leur densité.

L'établissement de corrélations entre différentes propriétés physiques entre elles (couleurs /taille /albédo) d'une part, et entre propriétés physiques et propriétés orbitales (distance au soleil/ inclinaison / excentricité) d'autre part, peut permettre de mieux comprendre les processus physiques et dynamiques en jeu dans cette région du système solaire. Par exemple le rougissement des surfaces, conséquence de l'irradiation solaire, devrait diminuer avec la distance au Soleil. Or on constate que le rougissement chez les OTN est surtout lié à une faible inclinaison (Doressoundiram et al., 2002). Ce paramètre orbital pourrait avoir un rôle à jouer dans l'énergie dégagée lors des collisions (Thébault and Doressoundiram, 2003), qui mettent à jour des surfaces moins irradiées, et donc plus bleues (ou moins rouges) que la surface de départ.

De même, une corrélation possible (à  $3\sigma$ ) a été établie par Stansberry et al. (2008) entre l'albédo et la distance au périhélie : plus un objet a un périhélie proche, plus son albédo est faible. Ceci peut être relié à l'action destructrice de la température et du vent solaire sur les surfaces riches en volatils, qui ont des albédos souvent élevés. On pourrait aussi s'attendre à ce que, si l'irradiation est la cause du rougissement des surfaces, les objets les plus rouges soient aussi les plus sombres. De telles corrélations entre taille, couleur et albédo n'ont jamais pu être formellement établies, en grande partie à cause du petit nombre de données sur les albédos. Elles pourraient permettre de distinguer des sous-familles d'objets, ou de relier physiquement des familles dynamiques différentes, dans le but de mieux comprendre leur évolution dynamique et physique.

## 9.2 Mesure de tailles et albédos par mesure du flux thermique : principe et résultats

### 9.2.1 Principe et résultats

Le flux thermique pour les objets lointains et froids trouve son maximum autour de 50-200  $\mu\text{m}$ , qui est un domaine fortement absorbé par l'atmosphère terrestre. La solution consiste alors à le mesurer depuis des satellites, ou bien dans le domaine millimétrique depuis le sol : le flux thermique sera alors plus faible mais moins absorbé.

Cette technique a permis jusqu'ici d'estimer les tailles d'une trentaine d'objets lointains, principalement avec les satellites Spitzer et ISO et les antennes IRAM-30m et JCMT. Ces résultats sont regroupés dans Stansberry et al. (2008). Les barres d'erreur atteignent le plus souvent plusieurs dizaines voire centaines de kilomètres, sans même prendre en compte les erreurs sur les modèles (voir paragraphe 9.2.4).

Le tableau 9.1 regroupe les quelques résultats obtenus depuis des observations au sol dans le mil-

Objet	Classification	diamètre (km)	albédo géométrique	Référence
(47171) 1999 TC <sub>36</sub>	OTN	566	0.05	Altenhoff et al. (2004)
		225	0.05	Altenhoff et al. (2004)
(55565) 2002 AW197	OTN	977±130	0.09±0.02	Margot et al. (2002)
(2060) Chiron	Centaure	84±10	0.13 ±0.04	Altenhoff and Stumpff (1995)
(10199) Chariklo	Centaure	275 ± 19	0.055 ± 0.008	Altenhoff et al. (2001)
(20000) Varuna	OTN	1060 <sup>+180</sup> <sub>-220</sub>	0.038 <sup>0.022</sup> <sub>-0.010</sub>	Lellouch et al. (2002)
		900 <sup>+129</sup> <sub>-145</sub>	0.070 <sup>+0.030</sup> <sub>-0.017</sub>	Jewitt et al. (2001)
(136199) Eris	OTN	3000 <sup>+300</sup> <sub>-100</sub>	0.60 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.05</sub>	Bertoldi et al. (2006)

Tab. 9.1: Liste des observations millimétriques confirmées de petits corps lointains (Centaures et OTN) avec l'antenne IRAM-30m et au JCMT (Jewitt et al., 2001). L'albédo présenté est l'albédo géométrique dans la bande V (sauf pour Jewitt et al. (2001), où il s'agit de l'albédo dans la bande R). Les barres d'erreur indiquées sur les diamètres (de 10 à 100 km) ne comprennent pas l'incertitude sur les modèles.

limétrique. Dans ce domaine actuellement, la mesure de flux thermique est fortement limitée par la sensibilité des instruments, l'antenne IRAM-30m étant le plus sensible. Tous les objets *a priori* détectables en millimétrique à partir du sol parmi les Centaures et les OTN (en incluant l'objet (12929) 1999 TZ<sub>1</sub> présenté dans la section 9.3) ont maintenant été observés et, dans un horizon proche, l'interféromètre ALMA semble le seul projet à proposer une augmentation significative de la sensibilité.

Dans l'infrarouge lointain, le satellite Herschel présente d'excellentes promesses en termes de qualité et de quantité de données sur les petits corps. Plus d'une centaine d'objets pourront être observés avec les instruments PACS et SPIRE à plusieurs longueurs d'onde (70, 100 et 160  $\mu\text{m}$ ), ce qui pourra simultanément lever l'ambiguïté sur le modèle thermique approprié (détermination du beaming factor  $\eta$ , de l'albédo et de l'émissivité bolométriques), et donc apporter une information sur les propriétés thermophysiques des objets.

## 9.2.2 Principe de la photométrie dans le visible

Un objet du système solaire réfléchit vers la Terre une partie du flux solaire qu'il reçoit, qui s'exprime à une longueur d'onde  $\lambda$  donnée comme

$$F_{ref}(\lambda) = p_{geo}(\lambda)FR^2/(r_h^2\Delta^2) \quad (9.1)$$

où  $p_{geo}(\lambda)$  est l'albédo géométrique à la fréquence  $\lambda$ ,  $r_h$  est la distance héliocentrique et  $\Delta$  la distance géocentrique (en UA),  $R$  le rayon de l'objet en km et  $F$  la constante solaire. L'albédo géométrique  $p_{geo}$  représente la fraction d'énergie réfléchie par une surface réelle vers l'observateur à angle de phase nul, c'est à dire à l'opposition, et dépend de la longueur d'onde. L'albédo géométrique est relié à l'albédo bolométrique par l'intégrale de phase  $q$ , telle que  $p_{bolo} = p_{geo}(\lambda)q$ . L'intégrale de phase  $q$  est un paramètre qui décrit la fonction de phase de l'objet, et quantifie la fraction de lumière qui est réfléchie, intégrée sur toutes les directions.

La photométrie d'un objet dans le domaine visible permet de mesurer sa magnitude apparente, grandeur exprimée en  $\log(F_{ref})$ . Pour caractériser la brillance intrinsèque d'un objet indépendamment de la date d'observation, on utilisera la magnitude absolue, définie par :

$$mag_{abs} = mag_{rel} - 5\log(r_h\Delta) - \alpha\beta \quad (9.2)$$

où  $\alpha$  est l'angle de phase (angle Soleil-Objet-Terre) et  $\beta$  un terme en magnitude/deg<sup>2</sup> corrigeant de l'effet de phase (voir paragraphe 9.2.2.1). En utilisant l'équation 9.1, on peut déduire la relation entre la

magnitude absolue, le rayon et à l'albédo géométrique :

$$p_{geo}(\lambda)R^2 = 10^{0.4(M_{sun}(\lambda) - M_{abs}(\lambda))} \quad (9.3)$$

où  $R$  est exprimé en UA.

Selon la bande photométrique utilisée (B,V,R dans le visible, I,J,H,K dans l'infrarouge proche), on retrouvera l'albédo géométrique correspondant à cette bande.

### 9.2.2.1 Effet de phase et mesure de l'albédo géométrique

La phase  $\alpha$  d'un objet (angle Soleil-Objet-Terre) est un paramètre à ne pas négliger quand on veut retrouver sa magnitude absolue. Celle-ci détermine en effet quelle portion de l'objet observable se trouve dans l'hémisphère jour (brillant dans la visible). A l'opposition, tout l'hémisphère jour est visible et donc la magnitude apparente est minimale. Dès que l'on s'éloigne de l'opposition, la part de l'hémisphère nuit augmente et la magnitude augmente. Au-delà de cet effet purement géométrique, un pic de brillance peut apparaître dans certains objets quand ils sont très proches de l'opposition. Pour s'affranchir de l'effet de phase en vue d'obtenir une magnitude absolue de l'objet à partir d'une magnitude apparente prise à un certain angle de phase, il faut donc adopter un modèle de phase. Deux modèles sont proposés :

- un modèle linéaire, dans lequel la magnitude augmente linéairement avec la phase d'un facteur  $\beta$  (équation 9.2)
- le formalisme HG, développé dans Bowell et al. (1989), qui peut décrire l'apparition d'un pic de phase non linéaire près de l'opposition. Le seul paramètre définissant le profil de la courbe de phase est alors  $G$ , qui définit aussi la valeur de l'intégrale de phase  $q$  telle que  $q = 0.290 + 0.684G$ .

### 9.2.3 Flux thermique

Réciproquement, la part de flux solaire réémise sous forme thermique s'exprime sous la forme d'un rayonnement de corps gris à la température physique  $T_\phi$  et température de brillance  $T_B$  :

$$F_{th}(\nu) = B(\nu, T_\phi)\varepsilon_\lambda\pi\Phi^2 = B(\nu, T_B)\pi\Phi^2 \quad (9.4)$$

où  $B(\nu, T_\phi)$  est la fonction source (brillance) d'un objet à la température  $T_\phi$ ,  $\varepsilon_\lambda$  l'émissivité spectrale et  $\Phi$  le rayon apparent de l'objet (supposé de forme sphérique) en radians ( $\Phi = R/\Delta$ ). Comme décrit à la section 8.2, la température de la source dépend de son albédo bolométrique, de sa distance héliocentrique, de son émissivité bolométrique  $\varepsilon_{bolo}$ , du beaming factor  $\eta$  ou plus physiquement du régime de distribution de la température à sa surface.

### 9.2.4 Erreur sur l'estimation de la taille

Si les deux flux (visible et thermique) sont mesurés, leur combinaison permettra de retrouver indépendamment  $p_{geo}$  et  $R$ , mais dans le cadre d'un modèle thermique (thermophysique ou empirique) donné, où les autres paramètres sont fixés. Cette méthode comporte donc intrinsèquement une limite, car son résultat dépend du modèle. Par exemple, si la température physique moyenne est surestimée, le rayon sera sous-estimé. La plus grande incertitude repose sur le modèle de distribution de la température, dont les extrêmes sont les modèles STM et ILM . De plus, l'émissivité radio est aussi mal connue,

généralement située entre 0.7 et 1, d'autant plus que la nature du matériau observé est inconnue, et que l'on ne connaît pas la profondeur sondée.

A la barre d'erreur purement photométrique des deux mesures s'ajoute donc une barre d'erreur sur le choix du modèle. Cette erreur de modèle peut être considérablement atténuée en observant l'objet à plusieurs longueurs d'onde, ce qui a été fait avec Spitzer à 24 et 70  $\mu\text{m}$  (Stansberry et al., 2008), permettant ainsi de contraindre le paramètre  $\eta$ , et donc de déterminer un modèle empirique approprié pour l'objet.

Enfin cette méthode, où l'objet n'est pas résolu, donne une estimation de l'aire projetée de l'objet, qui peut être interprétée en termes de rayon équivalent, mais ne peut distinguer une forme ellipsoïdale ou irrégulière.

### 9.3 Etude de l'objet (12929) 1999 TZ<sub>1</sub>

La technique décrite plus haut pour mesurer la taille d'un corps a été utilisée sur l'objet (12929) 1999 TZ<sub>1</sub> dans le cadre d'une étude physique et dynamique globale (Moulet et al. (2008b), en annexe B). Cet objet a été choisi comme cible car, alors qu'il était classifié comme Centaure par le Minor Planet Center (MPC, [cfa-www.harvard.edu/iau/mpc.html](http://cfa-www.harvard.edu/iau/mpc.html)), il était le seul objet détectable en millimétrique de cette classe à ne jamais avoir été encore observé. En effet, en supposant un albédo géométrique compris entre 0.12 et 0.025, avec une magnitude absolue de 9.1 dans la bande V (valeur approximative donnée par le MPC), le flux thermique de (12929) 1999 TZ<sub>1</sub> devait se situer dans la gamme 0.9-4.5 mJy, détectable par l'antenne IRAM-30m. Le même genre d'estimation nous a permis de conclure qu'à l'exception de ceux déjà observés (tableau 9.1), aucun autre Centaure ou OTN ne devait être détectable avec l'instrumentation millimétrique actuellement disponible.

De plus, la classification de cet objet parmi les Centaures était incertaine : en effet sa position orbitale au voisinage du point de Lagrange L5 de Jupiter peut laisser penser qu'il est un Troyen de Jupiter. Les deux populations, Centaures et Troyens, présentant des caractéristiques physiques seulement partiellement compatibles, la mesure de l'albédo de cet objet pourrait être un critère pour sa classification dynamique. Des observations thermiques à 250 GHz à l'antenne IRAM-30m combinées aux observations visibles au télescope de la Sierra Nevada pendant l'hiver et le printemps 2007, ont permis de retrouver la taille et l'albédo géométrique de ce corps.

#### 9.3.1 Observations

##### 9.3.1.1 Observations dans le visible

Une série de mesures photométriques dans la bande R (filtre Johnsons Cousins à 0.66  $\mu\text{m}$ ) ont été réalisées entre février et mars 2007 (voir tableau 9.2) par l'équipe de J.L. Ortiz (IAA, Instituto de Astrofísica de Andalucía) à l'observatoire de la Sierra Nevada (OSN, 1.5 m de diamètre) dans un double but :

- obtenir une mesure de la magnitude absolue de cet objet à une précision suffisante ;
- établir une courbe de rotation de l'objet pour obtenir sa période de rotation. Une variation périodique de la magnitude pourrait être liée à une forme non sphérique (la surface projetée variant pendant la période de rotation), ou à une variation spatiale de l'albédo.

La qualité du ciel moyenne, avec un seeing de 1.4", a permis d'obtenir une erreur de 0.02 mag

Télescope / Instrument	Date	Temps d'intégration (mn)	$r_h$ (AU)	$\Delta$ (AU)	$\alpha$ (°)
OSN	23/02/07	10	5.318	4.748	9.2
OSN	25/02/07	10	5.317	4.721	9.0
OSN	09/03/07	17	5.314	4.564	7.6
OSN	10/03/07	28	5.314	4.552	7.4
OSN	11/03/07	27	5.314	4.541	7.3
OSN	12/03/07	29	5.313	4.530	7.1
IRAM-30m, MAMBO	30/03/07	10	5.308	4.370	4.0
IRAM-30m, MAMBO	01/04/07	30	5.308	4.358	3.7
IRAM-30m, MAMBO	02/04/07	30	5.308	4.353	3.5
IRAM-30m, MAMBO	25/05/07	50	5.294	4.502	7.4
IRAM-30m, MAMBO	26/05/07	20	5.294	4.512	7.5

Tab. 9.2: Liste des observations de (12929) 1999 TZ<sub>1</sub>, et éphémérides aux dates d'observation.

sur chaque mesure avec un temps d'exposition de 150 secondes. Cette erreur photométrique comprend le bruit du fond du ciel qui doit être soustrait de l'image, le bruit poissonien de la source et le bruit de lecture de la caméra CCD. Il faut lui rajouter une erreur de calibration, qui est la précision à laquelle on connaît la magnitude des étoiles de référence USNO-B1 et PG1633+099. Plus de détails sur l'acquisition des données se trouvent dans Moullet et al. (2008b) (en annexe B).

La moyenne des magnitudes sur plus de 150 mesures (normalisée à la date du 13 mars) est de  $17.23 \pm 0.025$ . On retrouve la magnitude absolue à l'opposition en utilisant l'équation 9.2 avec  $r_h$ ,  $\Delta$  et  $\alpha$  respectivement la distance héliocentrique, géocentrique et l'angle de phase de l'objet à la date du 13 mars. Un formalisme HG pour la fonction de phase a été choisi, avec comme paramètre  $G=0.05$ , d'après la valeur adoptée dans Fernández et al. (2003) pour les Troyens de Jupiter.

On retrouve donc une magnitude à l'opposition de  $9.793 \pm 0.025$  dans la bande R. L'erreur sur cette mesure photométrique étant très faible, elle sera négligée dans la suite. A noter que cette mesure est très différente de celle proposée par le MPC ( $H = 9.1$  dans la bande V), qui surestimait largement la brillance de l'objet.

Une estimation de la magnitude absolue dans la bande V peut être faite en utilisant le spectre en réflectance mesuré dans l'infrarouge proche à l'IRTF avec l'instrument SPEX (Moullet et al., 2008b). Ce spectre est linéaire, avec une pente estimée à  $7.2 \pm 0.11\%/100$  nm entre 0.7 et 1.5  $\mu\text{m}$ . En faisant l'hypothèse que la pente est la même dans l'infrarouge que dans le visible, on peut calculer la réflectance dans la bande V et la bande R. La réflectance étant définie en fonction de la magnitude par  $R_V/R_R = 10^{-0.4((M_{abs}(V)-M_{abs}(R))-(M_{sol}(V)-M_{sol}(R)))}$ , on trouve  $M_{abs}(V)=10.25 \pm 0.025$ . Cette estimation est nécessaire pour retrouver l'albédo géométrique  $p_V$  (albédo dans la bande V), qui est le plus usité pour les petits corps.

### 9.3.1.2 Observations dans le thermique

Les mesures dans le thermique ont été obtenues à l'antenne IRAM-30m, avec le bolomètre MAMBO, décrit au paragraphe 3.1.1. Le but était de détecter l'émission thermique de l'objet à 250 GHz. L'estimation du flux thermique attendu (0.9-4.5 mJy) implique, si l'on veut détecter l'objet à  $3\sigma$ , une observation

Date	Flux (mJy)	Erreur (mJy)
30/03-2/04	1.47	0.39
25/05-25/05	1.25	0.41
30/03-03/05	1.22	0.27

Tab. 9.3: Densités de flux sur le canal 20 mesurées par la procédure *oocsf* pour différents jeux de données. L'erreur donnée ne comprend que l'erreur statistique.

d'au moins 6 heures dans de bonnes conditions atmosphériques (pour une sensibilité du bolomètre de 0.55 mJy par heure d'observation).

Les observations ont été effectuées pendant deux séries d'observations MAMBO au printemps 2007, en mode service. Dans ce contexte, le choix des projets à observer est fait par l'astronome de service selon les exigences (qualité de ciel, type de source, temps d'observation demandé) et les priorités relatives des projets en cours. Grâce à la forte exigence sur la qualité du ciel (ciel très stable, opacité à 250 GHz < 0.2), les 6 heures demandées ont été observées dans de bonnes conditions atmosphériques.

Sur le temps d'observation obtenu, environ un quart est consacré à diverses calibrations :

- pointages et focus sur le quasar 3C279 (10 Jy). Les corrections de pointage étaient de 2" en moyenne, et pouvaient aller jusqu'à 5".
- calibrations de flux absolu sur CW-LEO (1.29 Jy), qui ont permis de vérifier que le gain de l'antenne est constant à 3% près sur la période d'observation.
- mesures de l'opacité atmosphérique en fonction de l'élévation (skydip), toujours inférieure à 0.2 à 250 GHz.

Les mesures sur la source ont été faites en mode on-off (wobbler switch), pendant des séquences de 20 minutes de long, en intégrant alternativement 0.5 seconde sur la source (mesure "on") et 0.5 seconde sur le ciel, à 35" de la source (mesure "off"), sachant que le lobe principal fait ~11". Au final, 2 heures 20 d'observations "on-source" ont été réalisées. L'information sur (12929) 1999 TZ<sub>1</sub> est celle mesurée par le pixel 20 (appelé canal source dans la suite), qui est aussi le plus sensible. Les autres pixels (ou canaux) vont permettre d'estimer la contribution du ciel et sa variation.

Le but est donc d'extraire d'une donnée brute (la carte des mesures "on" et "off" en fonction du temps) une estimation de la densité de flux intrinsèque à la source, en tenant compte des variations du fond du ciel. Pour cela, on utilise le package MOPSIC sous GILDAS (développé par R. Zylka de l'IRAM). Après avoir soustrait les mesures "off" aux mesures "on" d'un même canal, la routine *oocsf* (Correlated Sky Filter) cherche un signal corrélé temporellement entre les "on-off" des différents canaux, en fonction de leur distance au canal source. Ce signal d'origine atmosphérique est enlevé à la mesure "on-off" du canal source.

La figure 9.2 montre la valeur des "on-off" successifs mesurés pour chaque canal, où le canal source est représenté en rouge. La moyenne temporelle des "on-off" pour chaque canal est représentée en fonction du temps dans le graphe 9.3. On voit bien que le canal 20 (en rouge) se distingue des autres par un signal moyen plus fort. La détection est confirmée, après 3h20 d'intégration, par le fait que le signal mesuré au canal 20 est plus de 3 fois supérieur à la dispersion des signaux mesurés par les autres canaux (représentée par un trait en bleu-pointillé). Le résultat final sur la densité de flux mesurée par chaque canal sera la moyenne temporelle des "on-off" à la fin de l'observation, représentée sur la figure 9.4. La valeur au canal 20 est la densité de flux associée à (12929) 1999 TZ<sub>1</sub>.

Les résultats obtenus pour chaque période d'observation sont regroupés dans la table 9.3. Pour

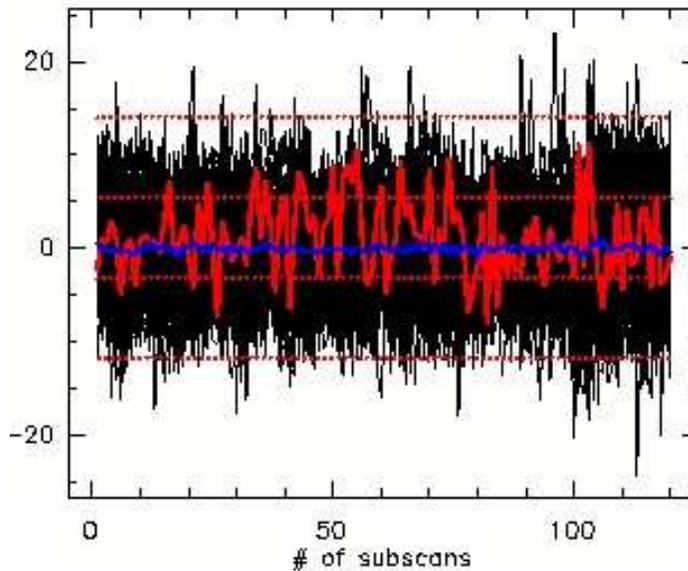


Fig. 9.2: Valeurs des "on-offs" mesurés dans chaque canal en fonction du temps, sur 3 heures d'intégration. Le canal 20 est en rouge et la valeur moyennée sur tous les canaux est en bleu.

obtenir la barre d'erreur la plus réduite, il est préférable de réduire ensemble les données des 5 journées, ce qui donne comme résultat  $1.22 \pm 0.27$  mJy (la variation de flux liée à la variation en taille apparente de l'objet entre mars et mai 2007 a été négligée). La barre d'erreur associée correspond à une erreur purement statistique sur la détermination du fond de ciel, et n'inclut pas l'erreur systématique due à la calibration de flux. Une erreur supplémentaire due aux erreurs de pointage pourrait aussi être rajoutée. Ces erreurs systématiques peuvent être estimées à 5%, ce qui est négligeable par rapport à l'erreur statistique de plus de 20%. On obtient donc une détection à  $4.5 \sigma$ , que l'on considère comme fiable.

### 9.3.2 Modélisation du flux thermique

Pour interpréter le flux thermique mesuré, il faut définir complètement un modèle empirique d'émission thermique (voir paragraphe 8.2.2), dont le seul paramètre libre sera l'albédo géométrique. Le choix des paramètres peut être guidé par les connaissances sur les objets de la même famille, ce qui est d'autant plus compliqué dans notre cas que la classification dynamique de l'objet n'est pas certaine. Voici les paramètres que nous avons fixés :

- la distribution de la température sur la surface suivra un modèle de type STM. Ce choix s'est fait par un souci d'homogénéité avec la littérature existante, qui utilise le plus souvent des modèles de type EQM modifiés par un "beaming factor" (STM).

- le "beaming factor" est fixé à  $\eta = 1$ , qui est une valeur intermédiaire entre les valeurs trouvées pour les Centaures et les astéroïdes, et proche de la valeur moyenne pour les Troyens de Jupiter (0.94, Fernández et al. (2003)). Les mesures multi-longueurs d'onde de Spitzer sur les OTN et Centaures ont donné une moyenne de  $\eta = 1.20$  pour ces objets, alors qu'une valeur moyenne  $\eta = 0.756$  est trouvée pour les astéroïdes (Lebofsky et al., 1986).

- l'émissivité bolométrique et l'émissivité spectrale sont fixées chacune à 0.9, qui est une valeur typique

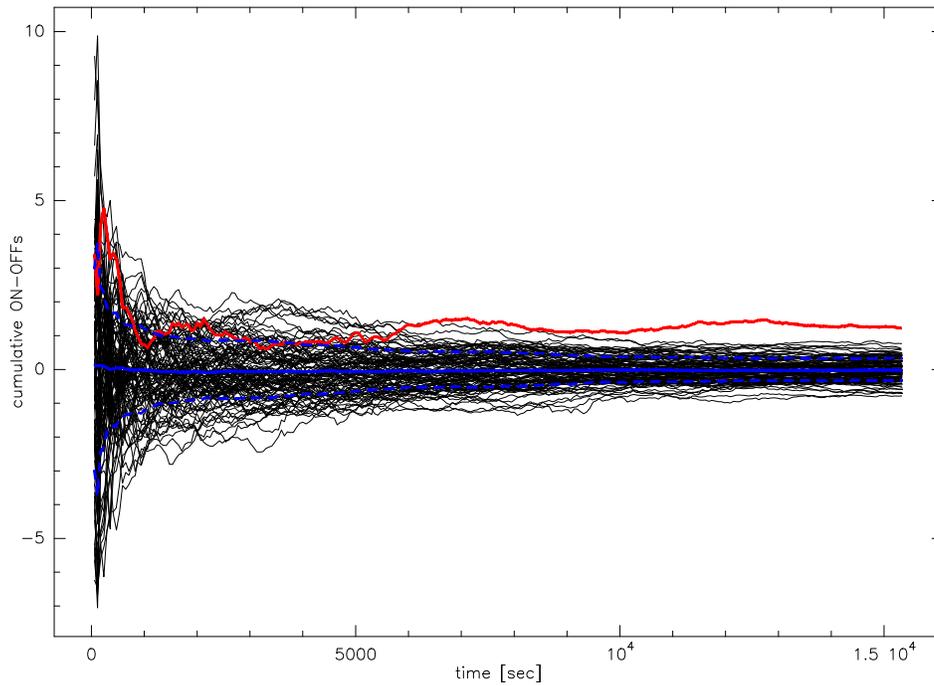


Fig. 9.3: Moyenne temporelle des "on-offs" mesurés sur chaque canal, corrigés de la contribution du ciel calculée par la procédure oocsf (Correlated sky filter). Le canal 20 est en rouge, la dispersion moyenne ( $\pm 1\sigma$ ) sur tous les canaux est en traits pointillés bleus et leur valeur moyenne en traits pleins bleus.

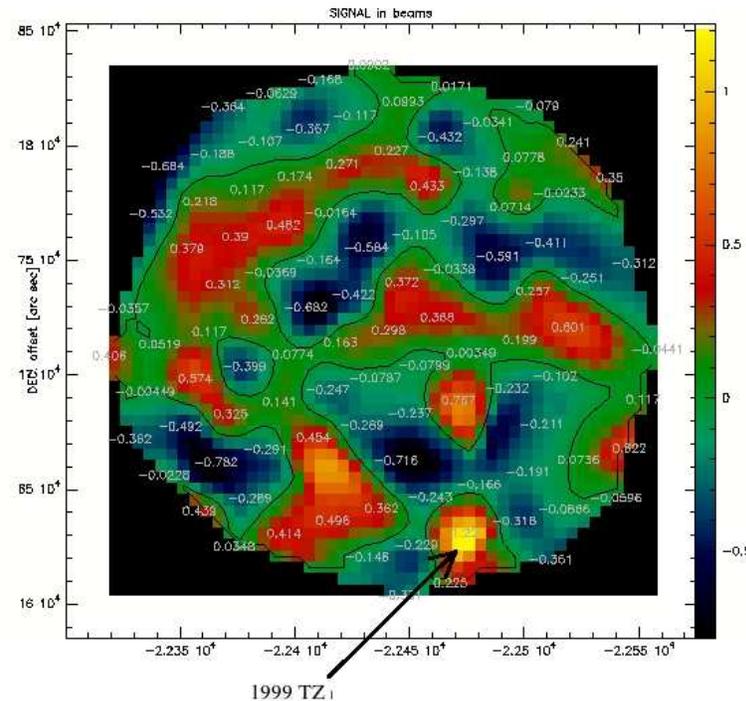


Fig. 9.4: Densités de flux mesurées sur les canaux du bolomètre MAMBO, après 4h15 d'intégration. Le canal 20, qui est pointé sur la source (12929) 1999 TZ<sub>1</sub>, se situe en bas à droite du réseau (en jaune).

pour les roches ;

- l'intégrale de phase est fixée à  $q = 0.4$ . Cette valeur ne correspond pas tout à fait au choix du paramètre  $G = 0.05$  dans le formalisme HG, qui impliquerait  $q = 0.32$ . Cependant, étant donné que les albédos géométriques des petits corps sont la plupart du temps faibles ( $p_V < 0.2$ ), cette valeur semble adaptée d'après la corrélation albédo-intégrale de phase mise en évidence dans Lellouch et al. (2000a) (leur figure 7). De plus, la valeur précise de  $q$  n'a aucune importance pour les objets sombres.

Le principe est de calculer la densité de flux émise par un objet, aux distances héliocentriques et géocentriques moyennes de la période des observations thermiques, en appliquant le modèle thermique décrit au-dessus pour plusieurs valeurs d'albédo géométrique. Un diamètre équivalent est calculé grâce à la mesure de magnitude absolue visuelle avec l'équation 9.3. L'albédo géométrique de l'objet est trouvé quand la densité de flux calculée correspond à la mesure thermique ( $1.22 \pm 0.27$  mJy).

Cette méthode donne un résultat sur l'albédo géométrique dans la bande R de  $p_R = 0.059^{+0.017}_{-0.010}$ . Pour cet albédo, le modèle prévoit une température subsolaire  $T_{SS} = 174.4^{+0.1}_{-0.3}$  K et un diamètre équivalent de  $D = 51.5 \pm 5.5$  km.

Si l'on utilise l'estimation de la magnitude absolue dans la bande V, on obtient  $p_V = 0.053^{+0.015}_{-0.010}$ .

Ces barres d'erreur sont uniquement liées à l'erreur statistique sur la mesure thermique. L'ajout de l'erreur systématique sur la mesure de flux thermique (liée à la calibration) augmente légèrement la barre d'erreur sur l'albédo :  $p_V = 0.053^{+0.02}_{-0.012}$ . Ce résultat peut ainsi être comparé aux autres mesures d'albédos.

### 9.3.3 Classification spectrale et dynamique de l'objet

La valeur d'albédo mesurée peut être comparée aux statistiques existantes sur les albédos des Troyens de Jupiter et des Centaures. La distribution des albédos géométriques dans la bande V pour les deux familles est représentée dans la figure 9.5. On s'aperçoit que la distribution des albédos des Troyens est très étroite et centrée autour de la valeur moyenne  $p_v = 0.055 \pm 0.009$  (Fernández et al., 2003). Les Centaures, par contre, présentent une très grande variété d'albédos au sein de leur famille, dont on peut estimer la moyenne à  $0.065 \pm 0.026$  (Stansberry et al., 2008). Les deux distributions sont donc partiellement compatibles.

La valeur d'albédo mesurée pour (12929) 1999 TZ<sub>1</sub> ne permet pas à elle seule de rattacher cet objet à une famille ou à l'autre. Même si elle est très proche de la valeur moyenne des Troyens, elle n'est pas incompatible avec la moyenne pour les Centaures. Seul un albédo  $> 15\%$  aurait pu permettre de le classer comme Centaure sans ambiguïté.

Le travail présenté dans Moullet et al. (2008b) (en annexe B) montre que les propriétés physiques de (12929) 1999 TZ<sub>1</sub> (albédo et couleur) n'excluent pas une classification en tant que Centaure, mais sont typiques pour un Troyen. Ce sont les simulations dynamiques réalisées par A. Morbidelli (Obs. de la Côte d'Azur), attestant de la stabilité dynamique de l'objet sur son orbite, qui permettent finalement de le classer comme Troyen de Jupiter.

## 9.4 Performances d'ALMA pour la détection et la caractérisation des petits corps

Les estimations de taille par mesure du flux thermique millimétrique sont actuellement fortement limitées par la sensibilité des instruments (voir paragraphe 9.2.1). Le réseau millimétrique ALMA, décrit

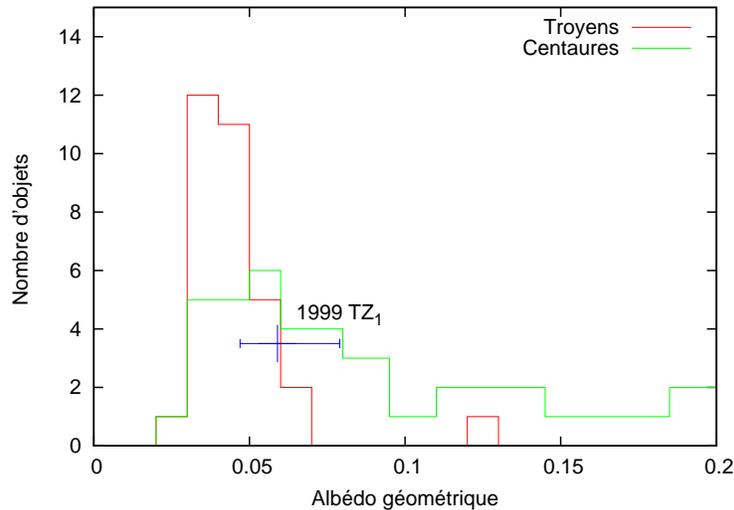


Fig. 9.5: Répartition des albédos géométriques dans la bande V pour les Centaures et les Troyens de Jupiter. Les valeurs sont extraites de Fornasier et al. (2007).

au chapitre 4, sera bien plus performant que les interféromètres actuels, aussi bien en sensibilité (facteur 50 à 230 GHz par rapport au bolomètre MAMBO à l'IRAM-30m) qu'en résolution spatiale (facteur 12 par rapport au PdBI). En cela, il pourrait constituer un instrument adapté à l'étude physique des corps du système solaire lointain, et en particulier des OTN. Nous allons estimer les performances attendues d'ALMA pour les mesures de tailles, de forme et d'albédos, la cartographie thermique et la séparation de binaires, en fonction des fréquences d'observation et de la configuration du réseau.

Pour la mesure de taille, nous comparerons les deux approches possibles :

- par mesure du flux total, présentée à la section 9.2, en tirant parti de la sensibilité en configuration compacte
- par analyse de la courbe des visibilités, en profitant des hautes résolutions angulaires atteintes avec les configurations étendues.

Le but de cette étude est d'élaborer la stratégie d'observation optimale à proposer quand l'instrument sera disponible.

#### 9.4.1 Détermination des tailles par mesure du flux total en configuration compacte

##### 9.4.1.1 Déteçtabilité des objets

Nous avons estimé le flux émis par une source de diamètre  $D$  et à la distance héliocentrique  $r_h$  en choisissant un certain modèle thermique, unique pour tous les objets. Ce modèle, dit modèle de référence, est de type STM avec un beaming factor  $\eta = 1.25$ , une valeur moyenne pour les objets lointains obtenue par Stansberry et al. (2008) avec les données Spitzer, mais qui cache une grande dispersion des valeurs et de grandes barres d'erreur individuelles. L'albédo géométrique est fixé à 0.08 (pour une moyenne de  $0.08 \pm 0.04$ ), d'après la même source. Cette valeur ne s'applique pas pour les très grands objets, qui présentent des albédos de l'ordre de 0.8. Les autres paramètres sont fixés à  $\varepsilon_{bol} = \varepsilon_\lambda = 0.9$ .

L'estimation de la sensibilité de la mesure du continu au bout d'une heure d'observation est issue

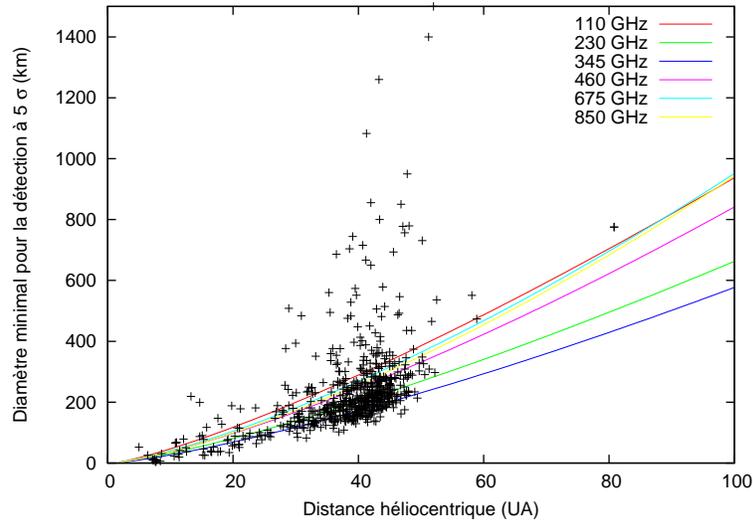


Fig. 9.6: Diamètre minimal nécessaire pour une détection à  $5\sigma$  d'un objet selon la distance au Soleil et la fréquence d'observation. On prend un modèle thermique unique pour tous les objets (voir texte). Les points représentent les objets connus. Pour les objets dont la taille n'est pas encore mesurée, le diamètre a été estimé à partir de la valeur de la magnitude absolue visuelle donnée par le MPC, en supposant un albédo géométrique typique de 0.08.

du tableau 4.1, où l'on prend un rms de phase de  $30^\circ$  indépendant de la fréquence d'observation, et une bande passante de 8 GHz (à double polarisation). Cette estimation correspond à la sensibilité par rapport à la mesure de flux total (en Jy) quand la source n'est pas résolue, donc en configuration compacte, où nous nous plaçons dans la suite de ce paragraphe.

La figure 9.6 montre la limite de détection des objets en fonction de leur diamètre et de leur distance au soleil. On considèrera qu'une détection, dans le cadre du modèle thermique posé, est fiable quand le flux de la source est supérieur à 5 fois la sensibilité (calculée dans la section 4.2). Tous les calculs seront effectués pour un temps d'observation d'une heure sur la source, ce qui semble une durée raisonnable dans le cadre d'observations d'un grand nombre de sources.

On remarque que la fréquence optimale pour la détection est autour de 345 GHz (meilleur rapport signal sur bruit), qui représente un bon compromis entre la valeur de la  $T_{sys}$  et le flux thermique émis. A cette fréquence, les objets de taille supérieure à 100 km à 30 UA, et à 200 km à 50 UA peuvent être détectés à  $5\sigma$ . Ces limites correspondent à une magnitude absolue maximale de  $H_V = 8.3$  et  $7.0$  respectivement. Cette estimation montre qu'une grande partie des objets connus à ce jour (plus de 450) pourraient être détectés en thermique. La performance d'ALMA surpasse donc celle d'Herschel, qui pourrait détecter environ 140 objets à  $5\sigma$  avec une sensibilité estimée à 0.8 mJy/lobe par heure d'observation à  $100\mu\text{m}$ .

#### 9.4.1.2 Erreur sur la mesure de taille

Comme nous l'avons vu avec l'exemple de (12929) 1999 TZ<sub>1</sub>, l'erreur sur la mesure de taille par cette technique doit inclure quatre sources d'erreur qui interviennent sur la mesure et la modélisation du

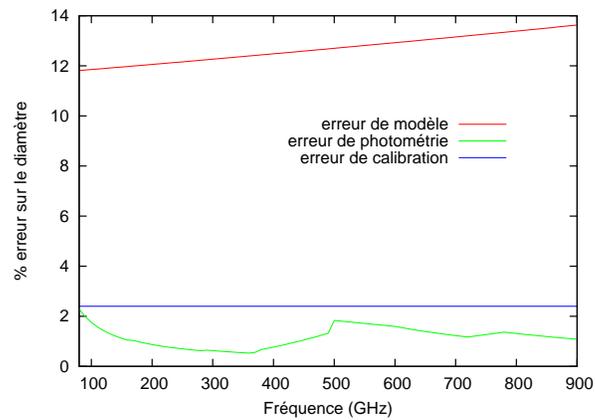


Fig. 9.7: Variation des différentes sources d'erreur sur la détermination d'un diamètre en fonction de la fréquence d'observation, pour un objet de 500 km de diamètre situé à 30 UA, en supposant un modèle thermique de référence.

flux :

- l'erreur photométrique  $err_{photo}$  sur la mesure du flux thermique (sensibilité de la mesure) ;
- l'erreur de calibration de flux absolu  $err_{calib}$ , estimée à 5% en flux au maximum (Butler and Wootten, 1999) ;
- l'erreur sur la photométrie visible, que nous considérerons négligeable dans la suite ;
- l'erreur sur le modèle thermique utilisé  $err_{mod}$ . Pour l'estimer, on prendra la moyenne des différences de flux prédites entre : le modèle de référence et un modèle extrême très chaud d'une part (modèle sans inertie thermique (EQM) et avec une émissivité radio égale à 1), le modèle de référence et un modèle extrême très froid d'autre part (modèle avec inertie thermique infinie (ILM) et avec une émissivité radio à 0.8). Les deux modèles extrêmes choisis englobent une large gamme de modèles thermiques adaptés pour les OTN.

L'erreur totale sur la détermination du diamètre inclut toutes ces barres d'erreur. La figure 9.7 montre, pour un cas d'objet donné, la variation des différentes barres d'erreur sur le diamètre en fonction de la fréquence. Si la variation de l'erreur photométrique est bien dominée par le rapport  $T_{sys}/\nu^2$ , avec un minimum vers 345 GHz, l'erreur de modèle augmente légèrement avec la fréquence. En effet, pour deux courbes de Planck correspondant à deux températures assez proches, la différence de flux entre les deux courbes sera d'autant plus grande que l'on est à haute fréquence. La même gamme de modèles produira donc une incertitude sur le flux plus grande à 850 GHz qu'à 110 GHz.

Les figures 9.9, 9.10 et 9.11 montrent l'erreur totale sur la détermination du diamètre en fonction de la fréquence, pour de grands objets à différentes distances héliocentriques.

Pour les objets considérés, qui sont facilement détectés de par leur grande taille, la valeur moyenne de l'erreur, 15% environ, est largement dominée par l'erreur de modèle. Cependant son comportement avec la fréquence est dominé par la variation de l'erreur photométrique, et les observations autour de 350 GHz, de par leur rapport S/B, seront donc privilégiées pour la mesure de taille de petits corps lointains. Une façon possible de réduire les barres d'erreur avec cette méthode est de mesurer le flux thermique d'un objet à plusieurs longueurs d'onde, en suivant le principe proposé dans Stansberry et al. (2008) pour retrouver le "beaming factor"  $\eta$  d'un objet. Cependant aux longueurs d'onde millimétriques, cette procédure est compliquée par le fait que les profondeurs sondées par l'émission thermique peuvent varier fortement sur la gamme de fréquences proposées par ALMA (de quelques centimètres de profondeur

vers 100 GHz jusqu'à la surface aux plus hautes fréquences). Sur ce point, la combinaison de fréquences offertes par Herschel (70, 100 et 160  $\mu\text{m}$ ) devrait se révéler plus efficace, mais sur un nombre d'objets réduit.

Notons cependant que l'interféromètre, en filtrant le signal des sources très étendues spatialement (CMB, cirrus galactiques, lumière zodiacale) est moins affecté qu'un instrument à antenne unique comme Herschel par la confusion, c'est à dire la contribution de sources autres que la cible dans le lobe. Cette propriété permettra de faire des observations très proches du centre galactique, où cette contribution peut être forte. La présence possible de sources ponctuelles (radio-galaxies lointaines) devra cependant être prise en compte.

On peut donc conclure de cette étude que ALMA (à 350 GHz) sera dans un futur proche le meilleur instrument pour mesurer le flux thermique des petits corps lointains. Il pourra permettre de mesurer les tailles et les albédos de plus de 450 objets avec une précision allant jusqu'à 15% sur le diamètre, souvent limitée par le modèle, grâce à une sensibilité d'environ 0.02 m/lobe/heure.

## 9.4.2 Détermination des tailles par analyse des visibilité

### 9.4.2.1 Principe de la mesure

La technique présentée au-dessus est celle qui a été utilisée jusqu'ici avec des instruments à antenne unique, pour lesquels la résolution spatiale est trop faible pour résoudre les petits corps lointains du système solaire ( $<0.1''$ ). Or ALMA a été conçu pour pouvoir faire de l'imagerie à très haute résolution, en théorie jusqu'à 5 mas de résolution à 950 GHz. De plus, grâce à une correction de la phase atmosphérique extrêmement efficace, la perte de sensibilité due à la décorrélation atmosphérique ne devrait pas augmenter avec l'extension des lignes de base.

La moitié des OTN connus (environ 600) ont un diamètre angulaire apparent estimé plus grand que 5 mas et devraient donc pouvoir être résolus spatialement. Cependant, ce sont des objets intrinsèquement peu brillants : avec un modèle thermique de référence et un albédo géométrique de 0.08, on s'attend à des températures de brillance moyennées sur le disque variant entre 20 et 50 K. Seuls des objets pouvant être détectés, selon les critères qui ont été décrits au paragraphe 9.4.1, peuvent être simultanément résolus. Cette méthode ne permet donc pas de mesurer plus d'objets, mais elle pourrait permettre d'atteindre une précision supplémentaire sur les tailles.

En interférométrie, la taille d'un objet résolu ou partiellement résolu est retrouvée en analysant les visibilité : soit en mesurant la distance au premier passage à zéro (quand les lignes de base sont assez étendues et le signal suffisant), soit en ajustant les visibilité par un modèle ayant comme paramètre libre la taille. Cette mesure est (jusqu'à un certain point) indépendante du choix d'un modèle thermique, ce qui est un grand avantage par rapport au cas de la mesure par le flux total, qui dépend fortement du modèle. L'erreur relative sur la détermination de taille par cette méthode va dépendre d'une part du signal sur bruit obtenu sur la mesure et d'autre part des caractéristiques du réseau. Les différents paramètres à prendre en compte seront donc :

- le flux de l'objet, déterminé par sa taille apparente (diamètre en km et distance géocentrique) et sa température de brillance, qui est liée à ses paramètres thermophysiques, son albédo, sa distance au soleil et l'inclinaison de son axe de rotation.
- la couverture du plan  $(u, v)$  (selon la durée de l'observation, les coordonnées de la source et la configuration du réseau).

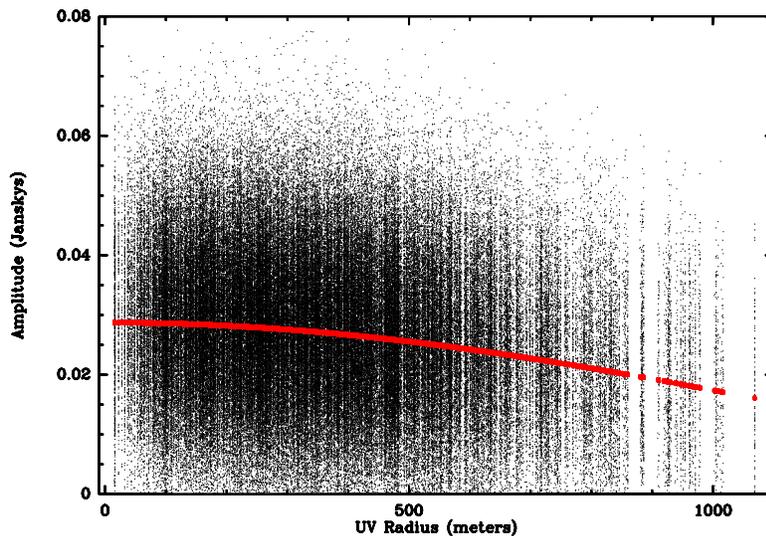


Fig. 9.8: Visibilités pour un Charon synthétique à 675 GHz observé dans la configuration c, avec (points noirs) et sans bruit (points rouges).

- la sensibilité de l'instrument telle qu'elle a été définie à la section 4.2.

#### 9.4.2.2 Simulations avec le simulateur ALMA

Nous avons testé les performances d'ALMA en utilisant le simulateur ALMA, décrit à la section 4.3. Par homogénéité avec la méthode précédente, nous considérons un objet dont la température est régie par le modèle thermique de référence. A partir de cet objet modèle, dont la taille apparente et la distribution de la température de brillance sont fixées, on calcule sa transformée de Fourier, qui est échantillonné selon la couverture  $(u, v)$  produite par le simulateur. Pour produire une couverture  $(u, v)$  réaliste, nous considérons que cet objet a une déclinaison de  $-23^\circ$ , et est observé pendant une heure autour de son passage au méridien.

La table  $(u, v)$  bruitée produite en sortie est ajustée par la routine 'UV-FIT- disque' (voir figure 9.8), qui donne en sortie une taille caractéristique et une erreur sur la détermination de la taille. C'est cette erreur qui nous permet d'évaluer la performance de l'instrument.

#### 9.4.2.3 Configuration du réseau et fréquence optimales

Nous avons testé différentes configurations d'antennes (voir figure 4.5) pour chaque modèle d'objet. Le tableau 9.4 regroupe les résultats pour le cas d'un objet assez grand et chaud (1000 km de diamètre à 30 UA, soit une taille apparente de 45 mas, et une température de brillance moyenne de 50K avec un modèle thermique de référence). Malgré la meilleure résolution spatiale obtenue par des configurations étendues, les meilleurs résultats à une fréquence donnée sont toujours obtenus pour des configurations intermédiaires (zoom-b ou zoom-c), et ce, quelle que soit la fréquence. Ces configurations ne résolvent pas l'objet en question, mais échantillonnent particulièrement bien la courbe des visibilités au niveau de sa mi-hauteur, qui est une zone déterminante pour la qualité de l'ajustement de la taille.

configuration	ligne de base maximale (m)	erreur 110 GHz	erreur 230 GHz	erreur 345 GHz	erreur 460 GHz	erreur 675 GHz	erreur 850 GHz	résolution à 110 GHz (mas)	résolution à 850 GHz (mas)
zoom e	150							3570	460
zoom d	450					33	33.9	1200	150
zoom c	1000		26	13	15	9	5.2	540	70
zoom b	2200		40	15	34	9.8	6.2	240	30
zoom a	3300		50	24	45	22	9.2	162	20
zoom f	6600					34	18	81	10
zoom g	9900					45	38	54	7

Tab. 9.4: Erreur relative en % obtenue sur la détermination de la taille pour un objet de 1000 km de diamètre à 30 UA, pour une temps d'intégration d'une heure, pour toutes les configurations testées. Les cases sont vides quand aucune taille n'a pu être retrouvée par UV-FIT.

Ayant remarqué que les configurations zoom-c et zoom-b sont optimales pour tous les objets de taille inférieure à 0.1", nous utiliserons dans la suite systématiquement la configuration zoom-c.

Les figures 9.9, 9.10, 9.11 montrent l'erreur relative sur la taille mesurée pour des objets de différentes tailles et à différentes distances. Cette erreur (mode interf.) est comparée à l'erreur obtenue pour le même objet avec une mesure de flux total.

Alors que le signal sur bruit est maximal autour de 350 GHz, l'augmentation de la résolution spatiale avec la fréquence fait que l'erreur sur la taille diminue avec la fréquence, et est optimale à 850 GHz. Elle peut atteindre des valeurs < 3% pour de très grands objets (> 50 mas).

#### 9.4.2.4 Comparaison des deux méthodes

Par la présente méthode à 850 GHz, une erreur inférieure à 15% n'est obtenue que pour des objets de diamètre supérieur à 800 km à 30 UA, à 1200 km à 40 UA et à 1500 km à 50 UA. La précision de cette méthode par rapport à la méthode par mesure du flux total (pour une heure d'intégration) n'est meilleure que pour de très grands objets (> 35 mas). Elle apparaît donc inadaptée pour une étude à grande échelle des corps lointains, mais peut donner des résultats bien plus précis, notamment à haute fréquence, pour une petite dizaine d'objets assez grands (voir tableau 9.5).

Dans le contexte d'un projet concernant un seul grand objet, il est envisageable d'obtenir un "track" entier sur la même source, ce qui correspond à environ 4 heures d'observations sur la source. La figure 9.12 représente l'erreur sur la mesure de taille pour quelques grands objets connus. Etant donné que certains des plus grands objets présentent des albédos géométriques radicalement différents du modèle de référence ( $\sim 0.8$ ), les modèles ont été adaptés.

La précision attendue à 850 GHz sur les quatre objets représentés pourrait améliorer les mesures précédentes de taille, particulièrement pour (136472) 2005 FY<sub>9</sub> et (84522) 2002 TC<sub>302</sub>.

Cependant, la mesure de taille ainsi obtenue comporte, elle aussi, une incertitude liée au modèle thermique de l'objet. En effet, la taille mesurée est la taille caractéristique de l'émission thermique, qui dépend de la variation de la température de brillance sur la surface du corps. Une variation rapide de la température au limbe se traduit par une diminution de la taille mesurée par rapport à la taille du disque solide. On mesure que, dans le cas d'un modèle de type rotateur lent (EQM), la taille retrouvée est inférieure d'environ 4% à la taille du disque solide, et de 2% dans le cas du rotateur rapide (ILM). En l'absence de connaissance sur l'inclinaison, l'inertie thermique et la vitesse de rotation de l'objet,

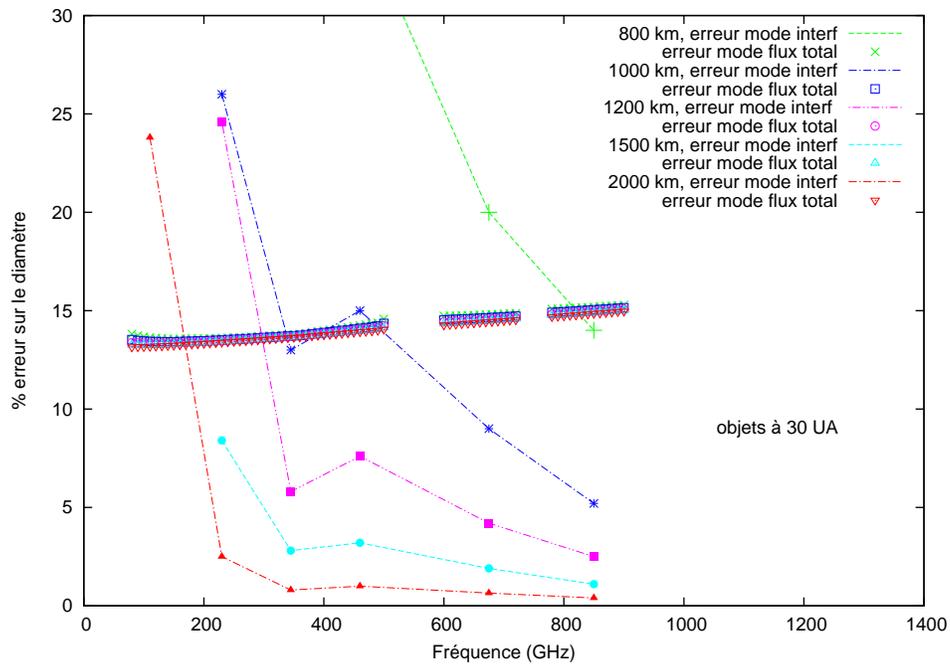


Fig. 9.9: Erreur sur la détermination de la taille d'objets à 30 UA en fonction de la fréquence d'observation et du diamètre des objets : par la méthode de mesure du flux thermique (croix) et par ajustement des visibilité (traits). Les simulations sont faites pour une configuration c (1000 mètres de ligne de base), pour une durée d'intégration d'une heure.

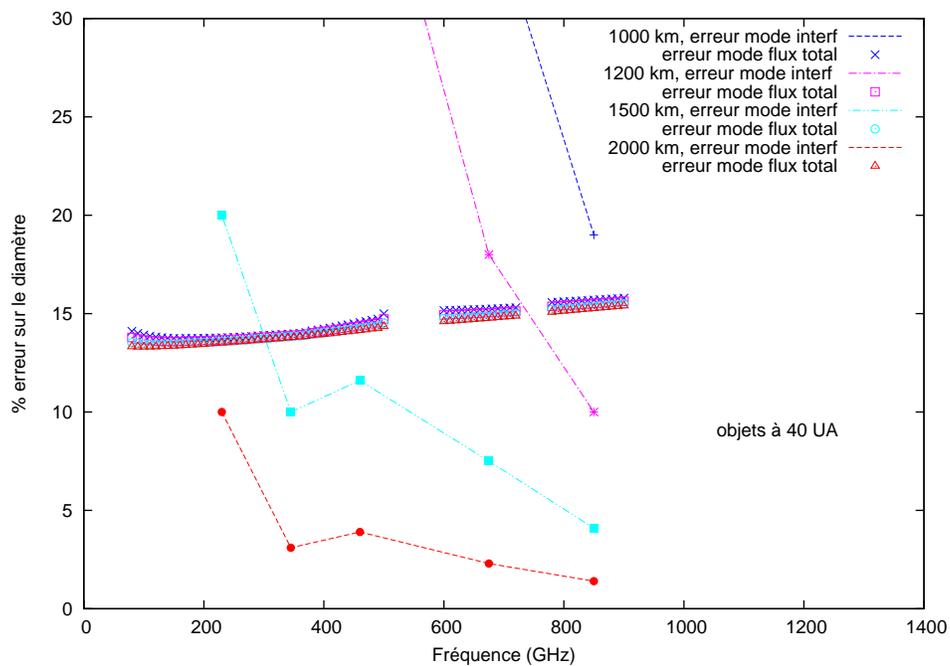


Fig. 9.10: Même figure que la figure 9.9 pour des objets à 40 UA

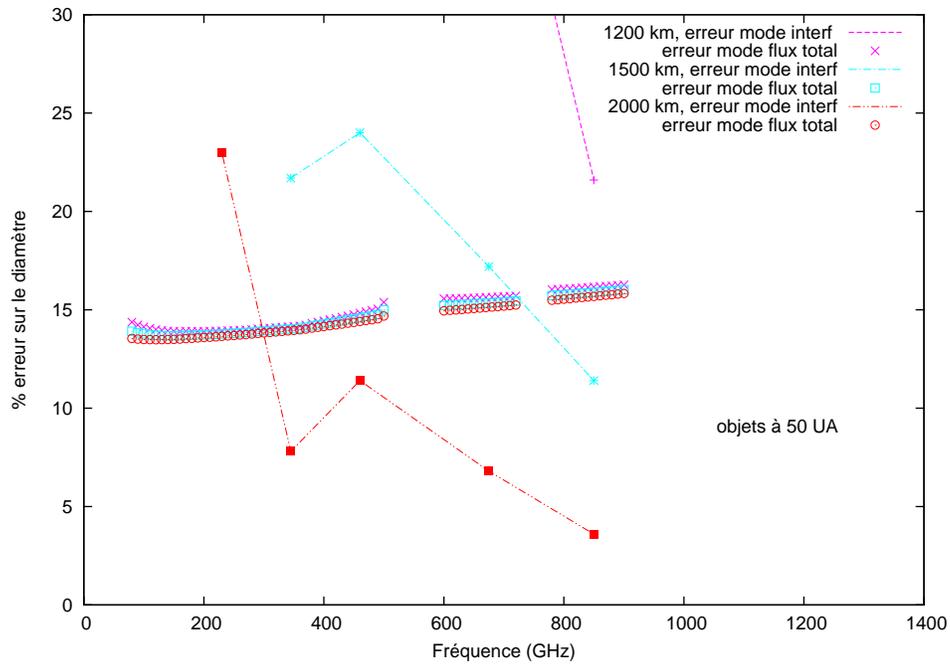


Fig. 9.11: Même figure que la figure 9.9 pour des objets à 50 UA

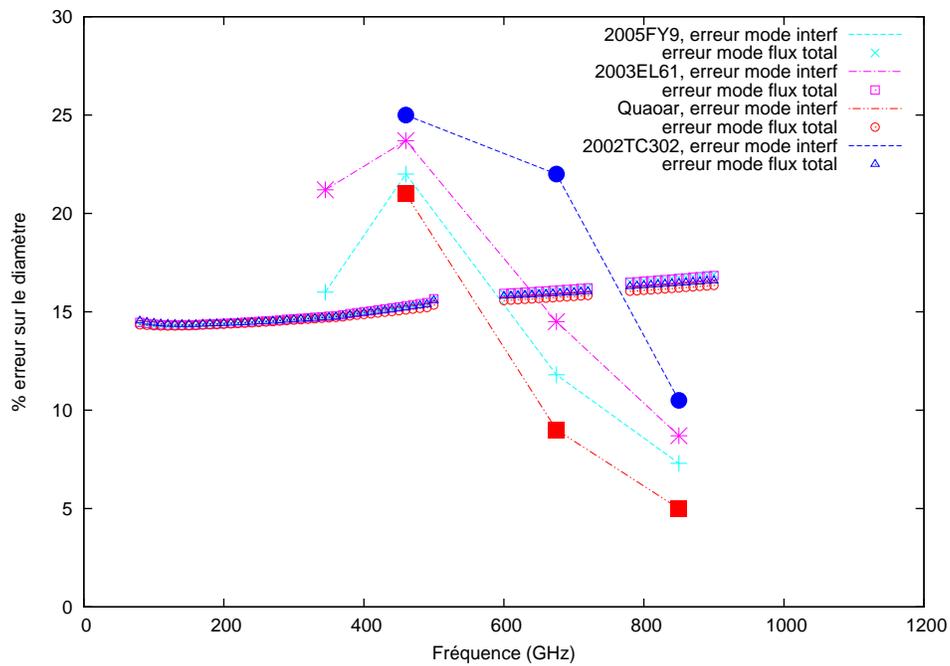


Fig. 9.12: Même figure que la figure 9.9 pour de grands objets connus, pour une durée d'intégration de 4 heures. L'albédo est cette fois fixé selon la valeur estimée pour chaque objet (voir tableau 9.5).

nom	diamètre estimé (km)	diamètre apparent estimé (mas)	erreur sur le diamètre (%)	distance héliocentrique (UA)	albédo géométrique	référence
Eris	2400±100	34	4.1	97.5	0.86±0.07	Brown et al. (2006)
Pluton	2375±16	105	0.6	30.5	0.58	Elliot et al. (2003)
2003 EL <sub>61</sub>	1350±100	38	7.4	50.7	0.65±0.06	Rabinowitz et al. (2006)
2005 FY <sub>9</sub>	1500 <sup>+400</sup> <sub>-200</sub>	40	26.6	51.8	0.80 <sup>+0.1</sup> <sub>-0.2</sub>	Stansberry et al. (2008)
Quaoar	1260±190	41	15.0	42.3	0.09±0.03	Brown and Trujillo (2004)
Charon	1207±2	55	0.2	30.5	0.35	Sicardy et al. (2006)
2002 TC <sub>302</sub>	1150 <sup>+337</sup> <sub>-325</sub>	33	29.3	48.2	0.03 <sup>+0.029</sup> <sub>-0.012</sub>	Stansberry et al. (2008)
Orcus	946±73	26	7.7	47.9	0.19 <sup>+0.034</sup> <sub>-0.027</sub>	Stansberry et al. (2008)
2002 AW <sub>197</sub>	734±110	25	14.9	46.3	0.11 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.03</sub>	Stansberry et al. (2008)
Varuna	914±156	24	17.0	44.2	0.07±0.03	Lellouch et al. (2002)
2003 AZ <sub>84</sub>	685 <sup>+98</sup> <sub>-95</sub>	20	14.3	46.2	0.12 <sup>+0.043</sup> <sub>-0.029</sub>	Stansberry et al. (2008)
Ixion	650±240	21	36.9	40.8	0.12 <sup>+0.014</sup> <sub>-0.06</sub>	Stansberry et al. (2008)

Tab. 9.5: Liste des plus grands objets lointains connus, avec une estimation de leur taille et de leur albédo géométrique.

un barre d'erreur  $err_{MOD}$  supérieure de 4% doit être ajoutée à l'erreur donnée par l'ajustement des visibilités  $err_{FIT}$ .

A noter que, comme le profil longitudinal des températures dans la sous-surface profonde est presque isotherme, les mesures à grande longueur d'onde (110 GHz, qui sondent la sous-surface) peuvent permettre de diminuer fortement l'erreur de modèle, mais ont une erreur d'ajustement bien plus grande que les mesures à haute fréquence.

### 9.4.3 Détection de forme

L'analyse des visibilités, contrairement à une mesure du flux total, peut permettre de mesurer la non-sphéricité d'un objet. En effet une distribution de brillance à symétrie non circulaire va avoir une transformée de Fourier différente selon la direction dans le plan  $(u, v)$ . Cette ellipticité peut être mesurée en cartographiant l'objet (si la couverture du plan  $(u, v)$  est suffisante) ou en ajustant les visibilités par un modèle elliptique (routine UV-FIT-ellipse).

La détection d'une forme elliptique pour l'émission thermique peut avoir plusieurs origines :

- d'une part, avec un objet sphérique ayant un régime thermique de type ILM (où la température ne varie qu'en fonction de la latitude), la variation équatoriale de la température est nulle, alors que la variation latitudinale est très forte, puisque la température passe en théorie de 0 K aux pôles à la température  $T_{ILM}$  à l'équateur. La taille dans la direction longitudinale devrait donc être équivalente à celle du disque solide, alors que la taille dans la direction latitudinale (axe de rotation de l'objet) est plus petite. On s'attend alors à retrouver une différence de  $\sim 6\%$  entre les deux axes au maximum ;
- une forme non sphérique de l'objet. Une forme ellipsoïdale est soupçonnée pour plusieurs objets dont la magnitude visible varie fortement avec le temps, ce qui pourrait être la conséquence de la variation de la surface projetée pendant la période de rotation de l'objet. Les courbes de rotation peuvent aussi être la conséquence de fortes variations d'albédo à la surface des objets. La mesure (ou non) d'ellipticité par cartographie permettra de distinguer les deux causes possibles. Il n'est pas non plus impossible de détecter l'ellipticité d'un objet alors que sa variation de magnitude avec le temps est faible ou inexistante. En effet, selon la direction de l'axe des pôles par rapport à l'observateur et au grand axe de l'ellipsoïde, même un objet très élongé peut ne présenter aucune (ou peu de) variation de sa surface projetée avec le temps. Les cas les plus probables sont (20000) Varuna (Jewitt and Sheppard, 2002) et (136108) 2003

EL<sub>61</sub> (Rabinowitz et al., 2006; Lacerda et al., 2008) (figure 9.13).

Il n'est *a priori* pas possible de distinguer les contributions relatives des deux effets (distribution de température et forme de l'objet), mais une différence de taille de plus de 6% entre les deux axes doit être liée au moins en partie à la forme de l'objet. De plus si la forme de l'émission thermique varie avec le temps, c'est qu'il y a un effet de forme physique de l'objet.

La figure 9.14 présente le rapport entre deux axes projetés d'un objet qu'il serait possible de détecter par analyse des visibilités, pour trois très grands objets dont on soupçonne déjà une forme elliptique de par leur forte variabilité. La taille de (84922) 2003 VS<sub>2</sub> n'a jamais été mesurée, elle est ici estimée à 700 km de diamètre en utilisant la magnitude absolue  $H = 4.2$  fournie par le MPC, et un albédo géométrique de 0.08.

L'erreur sur l'ajustement de chacun des axes d'un modèle elliptique est environ 1.4 fois plus grande que celle sur la détermination du diamètre d'un modèle de disque. On considèrera que la différence de taille est détectée quand la différence entre les deux axes est supérieure à deux fois l'erreur.

Pour ces trois objets, on pourrait mesurer tout rapport grand axe projeté sur petit axe projeté (rapport a/b) supérieur à 10% pour Quaoar, à 80% pour 2003 VS<sub>2</sub>, et à 22% pour 2003 EL<sub>61</sub>. Ces résultats sont obtenus pour quatre heures d'observations à 850 GHz. Etant donné les variations de magnitude visible mesurées pour ces objets, qui sont respectivement  $\Delta m = 0.13 \pm 0.03$ ,  $0.21 \pm 0.02$  et  $0.28 \pm 0.04$  (respectivement Ortiz et al. (2003), Ortiz et al. (2006) et Rabinowitz et al. (2006)), on peut estimer un rapport a/b projeté minimal pour ces objets respectivement de 12%, 21% et 29%. Connaissant leur période de rotation et leur courbe de lumière, on devrait donc pouvoir mesurer leur ellipticité lorsque leur magnitude visible est maximale. En l'absence d'ellipticité, ou si elle se révèle trop petite par rapport à ce que prévoit la courbe de lumière, la présence de cette dernière ne peut s'expliquer que par une forte variation d'albédo avec la longitude.

Une durée d'observation de quatre heures est cependant un peu trop longue par rapport aux périodes de rotation typiques (une dizaine d'heures, Sheppard et al. (2008)), et particulièrement pour 2003 EL<sub>61</sub> (3.9 heures, Rabinowitz et al. (2006)). Dans ce cas particulier, la solution peut être d'observer l'objet pendant plusieurs (au moins 4) cycles de rotation, puis de sommer les observations selon leur phase rotationnelle.

#### 9.4.4 Cartographie thermique des grands objets

Nous avons vu que l'interféromètre ALMA pourrait apporter une précision accrue sur la taille des plus grands objets ( $> 35$  mas) en utilisant une configuration intermédiaire (1000 m de ligne de base). Si la précision sur la taille n'est pas meilleure en utilisant des configurations plus étendues, celles-ci peuvent permettre de cartographier l'objet, et ainsi éventuellement détecter des variations locales de température de brillance. Ces variations géographiques peuvent être reliées aux variations d'albédo du sol (et donc à des natures de matériaux différentes). Nous utiliserons dans la suite la configuration très étendue zoom-g (10 km de lignes de base).

Pour que la cartographie soit possible il faut :

- que l'objet soit suffisamment résolu : nous considérons qu'une image 3 pixels par 3 pixels est un minimum pour pouvoir être appelée "carte". Dans la configuration très étendue (10 km de ligne de base), le lobe synthétique produit est de 7 mas à 850 GHz, donc les objets candidats doivent avoir une taille

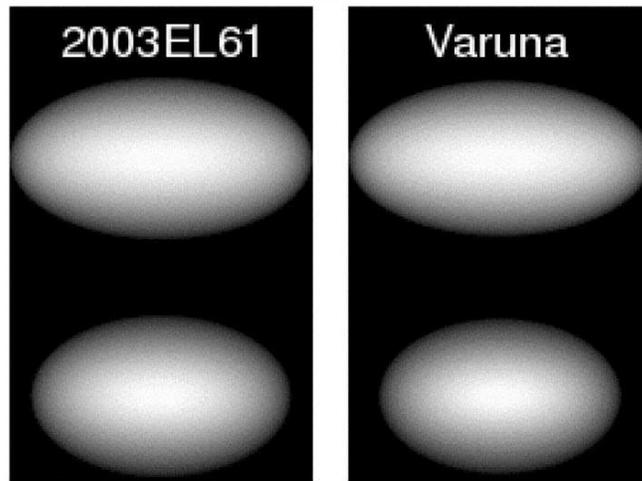


Fig. 9.13: Figure tirée de Lacerda and Jewitt (2007) (fig. 16), représentant les modèles d'ellipsoïdes de Jacobi pour les objets 2003 EL<sub>61</sub> et Varuna. En haut : l'axe des pôles est perpendiculaire à la ligne de visée, dirigé vers le haut. En bas : l'axe des pôles est dirigé vers l'observateur.

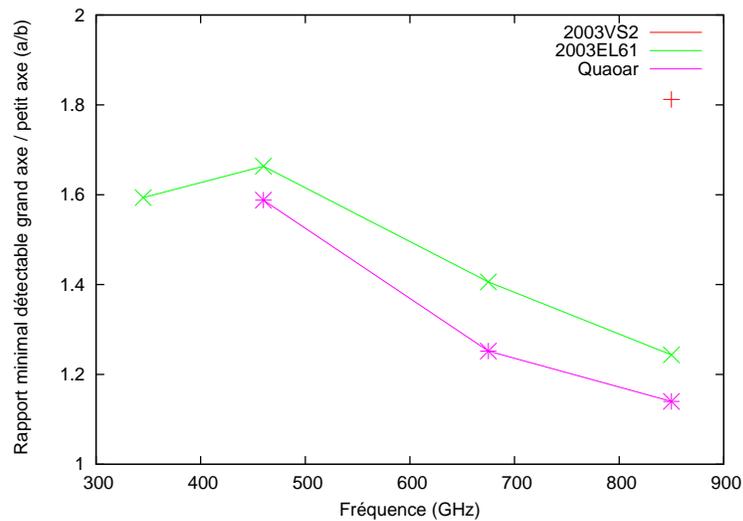


Fig. 9.14: Rapport grand axe sur petit axe minimal détectable par ajustement des visibilitées, en fonction de la fréquence, pour trois objets.

angulaire de 21 mas au minimum ;

- que le flux par lobe synthétique soit suffisant. Nous avons vu que quand un objet n'est pas résolu, le signal sur bruit atteint un maximum vers 345 GHz. Par contre quand l'objet est résolu, puisque l'aire du lobe synthétique diminue avec la fréquence en  $1/\nu^2$ , le signal sur bruit par lobe synthétique diminue avec la fréquence, et ce malgré le fait que le rayonnement thermique augmente avec la fréquence. Au final (voir figure 9.15), on obtient le meilleur signal sur bruit par lobe synthétique aux plus basses fréquences, et un S/B suffisant pour la cartographie en dessous de 675 GHz en général.

Avec ces conditions, seule une poignée d'objets dont la taille apparente est supérieure à 30 mas pourraient être cartographiés. Il va donc falloir trouver pour chaque cas scientifique le meilleur compromis entre signal sur bruit et résolution spatiale pour choisir la fréquence d'observation la mieux adaptée. On considèrera qu'une détection de différence de température de brillance entre deux points est fiable à partir de  $3\sigma$ , c'est à dire quand la différence de flux en Jy/lobe entre ces deux points est supérieure à 3 fois la sensibilité par lobe.

Sur certains objets, des variations locales d'albédo sont déjà soupçonnées. Cependant, dans la plupart des cas, il sera très difficile de les détecter en thermique.

Ainsi sur Eris par exemple (Duffard et al., 2008), la courbe de lumière observée pourrait s'expliquer par une différence d'albédo (intégré sur l'hémisphère) de 2% environ entre les deux hémisphères. L'interprétation de la courbe de lumière par la forme elliptique de l'objet est peu crédible étant donné sa grande taille. Or à 460 GHz, le rapport S/N=12 obtenu pour cet objet (situé à 97 UA, en considérant un albédo moyen de 0.86 et une intégrale de phase de 0.8), ne permet de détecter à  $3\sigma$  que des variations de température de 24% au minimum. Si l'on considère que ces variations ont pour origine la présence de différents albédos, elles correspondent à des variations d'albédo très fortes : seules pourraient être distinguées des zones où  $p_V < 0.3$ . En effet, le flux dépend de l'albédo en  $(1 - p_{geo} * q)^{0.25}$ , et de petites variations de flux impliquent de grandes variations d'albédo. La précision obtenue sur l'albédo ne permet donc pas de confirmer les observations dans le visible.

Pour un objet plus proche comme 2005 FY9, le signal sur bruit à 460 GHz atteint 17. En considérant un albédo moyen  $p_V=0.8$ , on ne pourrait distinguer que des zones où  $p_V < 0.4$  (toujours à  $3\sigma$ ).

Finalement seul le S/B obtenu à 345 GHz ( $> 50$ ) permet une détection de variation d'albédos dans une gamme plus raisonnable autour d'un albédo moyen. A cette fréquence, la résolution spatiale de 17 mas ne permet de bien cartographier que de très grands objets ( $>40$  mas, soit Quaoar, 2005 FY<sub>9</sub>, Charon et Pluton). Nous présentons dans la suite le cas de Pluton et Charon.

#### 9.4.4.1 Pluton et Charon

Pluton et Charon forment un système binaire, séparé d'environ une seconde d'arc. Ce système présente une courbe de lumière dont la forte amplitude ( $\Delta m = 0.33$  mag, Buie et al. (1997)) est dominée par la contribution du plus grand composant, Pluton, qui est de forme sphérique. Cette courbe montre que la surface de Pluton est très hétérogène. Ceci a été confirmé par la distribution d'albédos UV observée avec le HST (Stern et al., 1997), qui révèle notamment une différence de 30% en flux réfléchi entre les deux hémisphères, et des pôles plus brillants que les zones équatoriales.

La séparation des émissions thermiques de Charon et Pluton a été réalisée pour la première fois au SMA à 230 GHz avec une résolution angulaire de 400 mas, qui ne permettait pas de résoudre la surface des objets, mais a attribué une température de brillance moyenne de  $39 \pm 3$  K à Pluton et de  $48 \pm 12$  K à Charon (Gurwell et al., 2007).

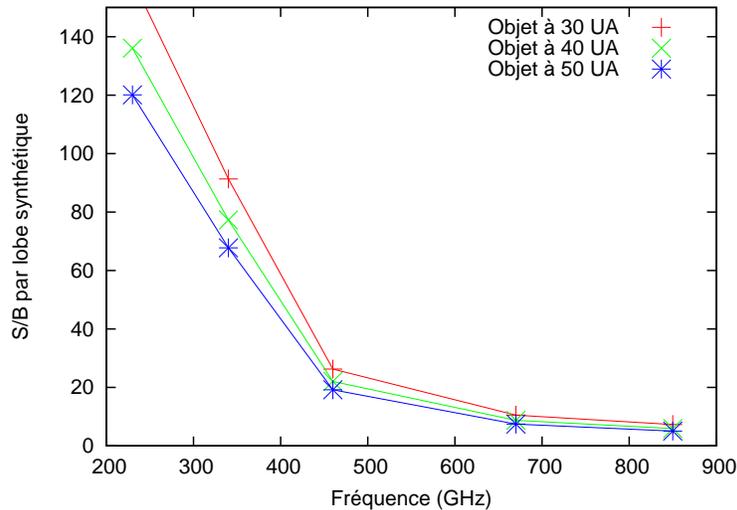


Fig. 9.15: Variation du rapport signal/bruit dans un lobe synthétique (configuration g) en fonction de la fréquence, pour des objets résolus à différentes distances héliocentriques. On suppose un modèle thermique standard pour tous les objets, avec un albédo géométrique de 0.08, et une observation de 4 heures sur la source autour du passage au méridien.

La cartographie thermique et son interprétation en termes d'albédo bolométrique pourrait permettre de mieux analyser les spectres visibles et infrarouges, et de confirmer les modèles de composition de surface actuels. Le modèle présenté dans Grundy and Fink (1996), à partir de spectres dans l'infrarouge et le visible, propose ainsi la présence de glaces d'azote et de méthane sur les zones les plus brillantes ( $p_V=0.75$  et  $0.55$  respectivement), et d'un mélange de glace d'eau et de tholins sur les zones sombres ( $p_V=0.06$ ). Douté et al. (1999) reproduisent eux des spectres infrarouges en distribuant les glaces de  $N_2$ ,  $CH_4$  et  $CO$  et les tholins en proportions variables sur tout le disque.

Le modèle de Grundy and Fink (1996), interprété selon un modèle thermique décrit dans Lellouch et al. (2000a), produirait des températures de surface variant localement de 38 à 64 K (voir figure 9.16). La température de la surface est un paramètre très important pour la compréhension de la structure de l'atmosphère, puisqu'elle contrôle la quantité de  $N_2$  et  $CH_4$  gazeux produit par l'équilibre de sublimation, et donc la pression atmosphérique. De plus la variation de température avec l'heure locale peut donner une information sur l'inertie thermique de Pluton, qui n'est connue pour l'instant qu'approximativement, à partir de la courbe de lumière thermique obtenue avec ISO ( $\Gamma=(1.5-10)\times 10^4 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-0.5} \text{ K}^{-1}$ , Lellouch et al. (2000a)).

Avec ALMA, une cartographie thermique précise de la surface de Pluton sera possible. Sa grande taille angulaire ( $\sim 100$  mas) permet de le résoudre à des fréquences relativement basses, jusqu'à 230 GHz. A cette fréquence, des variations de température de 2% (correspondant à des variations d'albédo de  $\sim 10\%$  en considérant  $p_V=0.6$  et  $q=0.8$ ) pourront être détectées, avec une résolution spatiale de 26 mas (carte 4x4).

Etant données les grandes variations de température prédites par le modèle thermique présenté dans la figure 9.16, on peut gagner à augmenter la fréquence jusqu'à 345 GHz, pour obtenir une meilleure résolution spatiale (17 mas, ce qui correspond à une carte 6x6). La sensibilité en température de brillance sera alors de  $\sim 4\%$  ( $\sim 18\%$  en albédo). Dans ce cas, il est possible étant donné la taille du lobe primaire

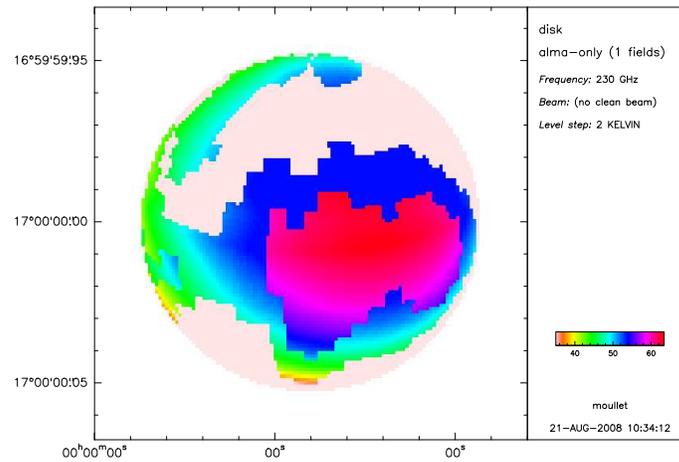


Fig. 9.16: Carte des températures de Pluton autour de la longitude centrale  $L=93^\circ\text{W}$ , obtenue à partir du modèle de distribution de Grundy and Fink (1996) pour un paramètre thermique  $\Theta=3$  (Lellouch et al., 2000a).

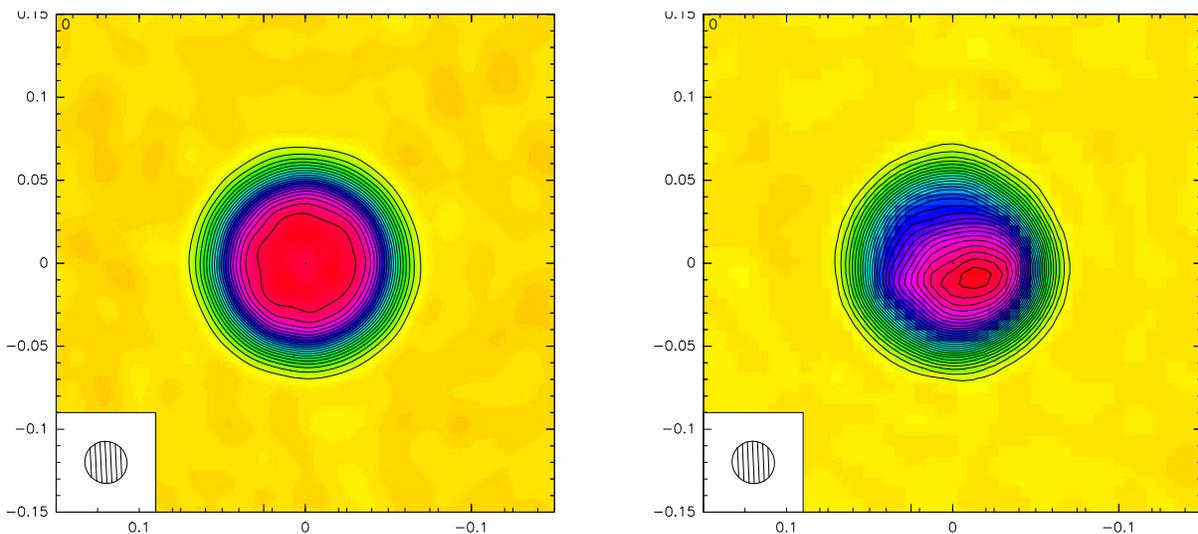


Fig. 9.17: Cartes interférométriques du flux de Pluton obtenues à partir d'une simulation ALMA à 230 GHz, pour une temps d'intégration de quatre heures. Les contours sont fixés à  $10\sigma$  (0.06 mJy/lobe). A gauche : modèle de température uniforme, à droite : modèle de Grundy and Fink (1996) à la longitude centrale  $L=93^\circ$ . Le lobe synthétique est tracé en bas à gauche.

( $\sim 15''$ ) de cartographeur simultanément Charon ( $\sim 55$  mas), qui semble posséder une surface recouverte de façon homogène de glace d'eau (Buie and Shriver, 1994), à laquelle pourrait s'ajouter un second composant, peut être de l'ammoniac (Cook et al., 2007).

A des fréquences plus élevées, la perte en sensibilité est trop forte pour pouvoir détecter les variations de flux attendues. Les figures 9.17, 9.18 et 9.19 montrent une simulation de la cartographie attendue avec la configuration zoom-g à 230, 345 et 460 GHz, pour deux modèles de distribution de température.

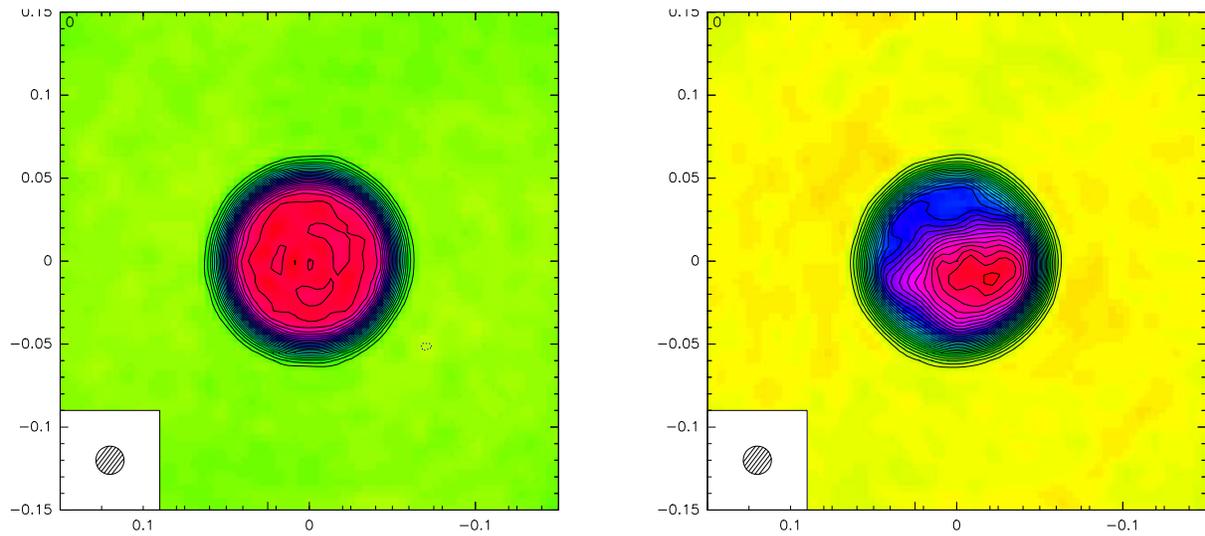


Fig. 9.18: Même figure que 9.17 à 345 GHz. Les contours sont fixés à  $6\sigma$  (0.06 mJy/lobe)

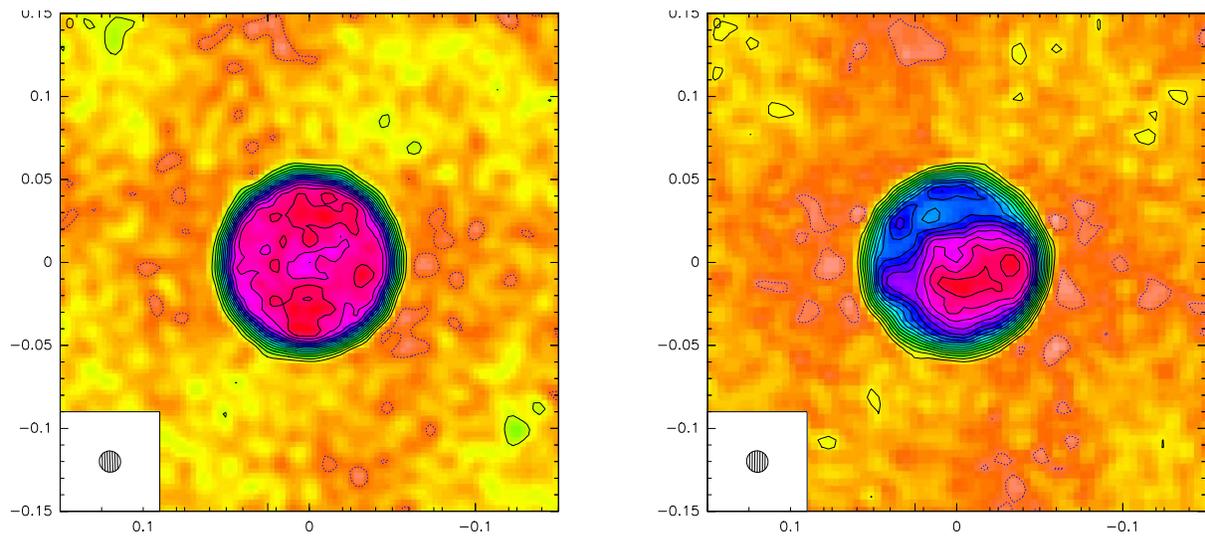


Fig. 9.19: Même figure que 9.17 à 460 GHz. Les contours sont fixés à  $3\sigma$  (0.1 m/lobe)

## 9.5 Séparation des objets binaires

Parmi la cinquantaine de systèmes binaires détectés parmi les objets transeptuniens (voir paragraphe 9.1), la séparation entre les deux membres (primaire et secondaire) est comprise entre 40 mas et 2". La séparation de systèmes binaires plus rapprochés est limitée par la résolution spatiale de HST.

Comparé à HST, le pouvoir de résolution d'ALMA est meilleur (7 mas en configuration zoom-g à 850 GHz) et pourrait, grâce à ses performances en résolution spatiale, permettre de détecter de nombreux autres systèmes, et de mesurer les tailles individuelles des membres du système. Du fait de la faible résolution spatiale des observations thermiques avec les instruments actuels, la séparation des émissions thermiques pour un système binaire en millimétrique n'a pu être réalisée pour l'instant que pour le système Pluton/Charon (Gurwell et al., 2007) avec le SMA.

Nous avons testé les performances du réseau ALMA pour détecter les binaires en cartographiant l'émission bruitée d'un système avec deux membres de même taille angulaire dont la séparation est de quelques dizaines de mas. Comme précédemment, on fera l'hypothèse d'un modèle thermique standard sur tous les objets, avec un albédo géométrique  $p_V=0.08$ , et une observation d'une heure autour du passage au méridien. On considèrera qu'un système binaire est détecté dès que deux centres apparaissent sur la carte interférométrique, séparés par au moins  $3\sigma$  de contours (voir figure 9.20).

Le meilleur résultat est obtenu lorsque la configuration de réseau la plus étendue (configuration zoom-g : 10000 m de ligne de base) est utilisée, sauf quand celle-ci résout les objets individuels. Dans ce cas, on utilisera les configurations zoom-f ou zoom-a (6000 et 3000 m de lignes de base). Si l'on ne connaît pas, au départ, la taille des objets que l'on observe, il peut être nécessaire d'utiliser systématiquement la configuration très étendue, et au besoin la dégrader après observation (*tapering*) pour augmenter le signal sur bruit par lobe synthétique.

La figure 9.21 montre la séparation minimale nécessaire pour que la binarité soit détectée, en fonction de la fréquence et de la distance héliocentrique.

Comme on peut s'y attendre, les observations à haute fréquence permettent mieux de résoudre les systèmes très rapprochés que les basses fréquences, mais, en étant moins sensibles, ne sont pas adaptées pour les objets trop petits ou trop peu lumineux, qui sont mieux détectés autour de 345 GHz (voir paragraphe 9.4.1).

On peut déduire de ces figures que le pouvoir de résolution des binaires correspond à peu près à la résolution spatiale pour une configuration et une fréquence données, et s'en approche d'autant plus que le signal sur bruit est élevé. Il faut cependant que les composants soient détectés chacun avec un signal sur bruit suffisant (environ  $5\sigma$ ), ce qui est le cas pour la plupart des objets connus. On détectera donc des séparations jusqu'à  $\sim 10$  mas en utilisant la bande à 850 GHz. Ceci signifie que, pour les objets assez grands et lumineux (10 mas à 30 UA, 16 mas à 50 UA), les binaires dites "au contact" pourront aussi être détectées.

Pour les systèmes dont la binarité est ou sera détectée, la séparation thermique des composantes pourra permettre de remonter, si l'objet est aussi résolu dans le visible, aux températures de brillance et aux albédos de chacun des objets. La connaissance des caractéristiques physiques des composants (masses, albédo, tailles) sera, couplée aux caractéristiques orbitales du système, essentielle pour étudier l'histoire dynamique du système, et notamment savoir s'il s'est formé par capture ou collision.

Ces simulations montrent que les performances attendues feront d'ALMA l'instrument le plus prometteur pour la détection des binaires dans la prochaine décennie. Notons que la caméra NirCAM qui sera embarquée à bord du prochain télescope spatial JWST devrait atteindre  $\sim 50$  mas de résolution spatiale à  $2\ \mu\text{m}$ , et permettra des mesures complémentaires. On remarque aussi que ALMA surpassera

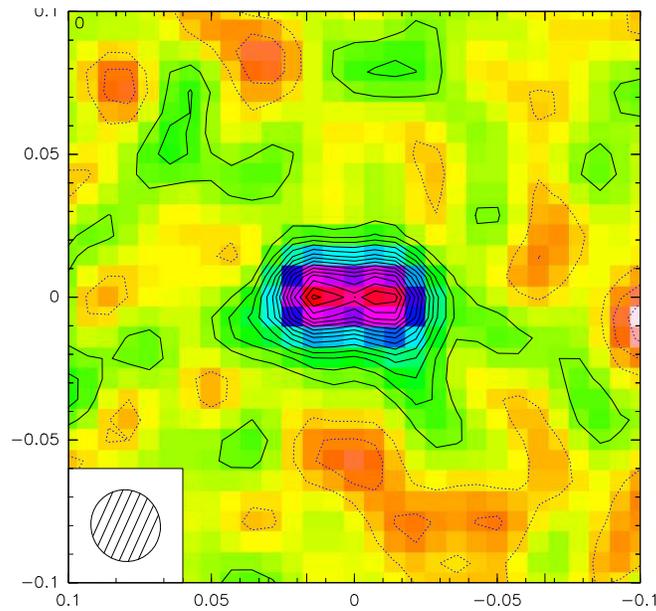


Fig. 9.20: Carte de l'émission à 230 GHz d'un système composé de 2 objets de 500 km de diamètre à 50 UA, séparés de 25 mas, observé pendant une heure en configuration zoom-g. Le contour est fixé à  $1 \sigma$  (0.012 mJy/lobe). Le lobe synthétique est représenté en bas à gauche.

les possibilités du VLTI qui ne peut observer que des objets brillants (actuellement  $V=11-12$ , et peut-être  $V=16-17$  dans le futur).

A noter que, même en utilisant des configurations moins étendues que zoom-g (jusqu'à 3000 m, soit la configuration zoom-b), la résolution spatiale atteinte par ALMA à 850 GHz (33 mas) sera bien meilleure que celle du JWST. De même, en configuration très étendue, si les conditions atmosphériques ne permettent pas d'observer à hautes fréquences, des observations jusqu'à 350 GHz permettent d'obtenir une résolution comparable.

### 9.5.1 Exemples de projets possibles avec ALMA

Les simulations présentées dans ce chapitre ont permis d'avoir une idée des projets qui pourront être conduits sur ALMA quand celui-ci deviendra disponible. Trois types de projets se distinguent dans un premier temps :

- un projet à grande échelle à 350 GHz sur la mesure de taille d'un grand nombre d'objets (parmi plus de 450 objets détectables), à raison d'une heure sur chaque source. La configuration compacte sera demandée pour obtenir le maximum de temps, car la pression sur cette configuration devrait être moins forte que sur des configurations plus étendues. La sélection des objets devra être faite en tenant compte des résultats déjà obtenus par Herschel ;
- un projet de cartographie thermique du système Pluton/Charon, de Quaoar ou de 2005 FY<sub>9</sub> à 345 GHz, dans une configuration très étendue, demandant un track entier (voir paragraphe 9.4.4). La cartographie de Pluton, en particulier, pourrait permettre de compléter les observations de la sonde New Horizons, dont la mise en orbite autour de Pluton est prévue pour 2015 ;
- un projet de détection de binaires avec la bande 9 (600-720 GHz) sur quelques grands objets identifiés parmi la cinquantaine d'objets détectables à cette fréquence, dans une configuration très étendue ou

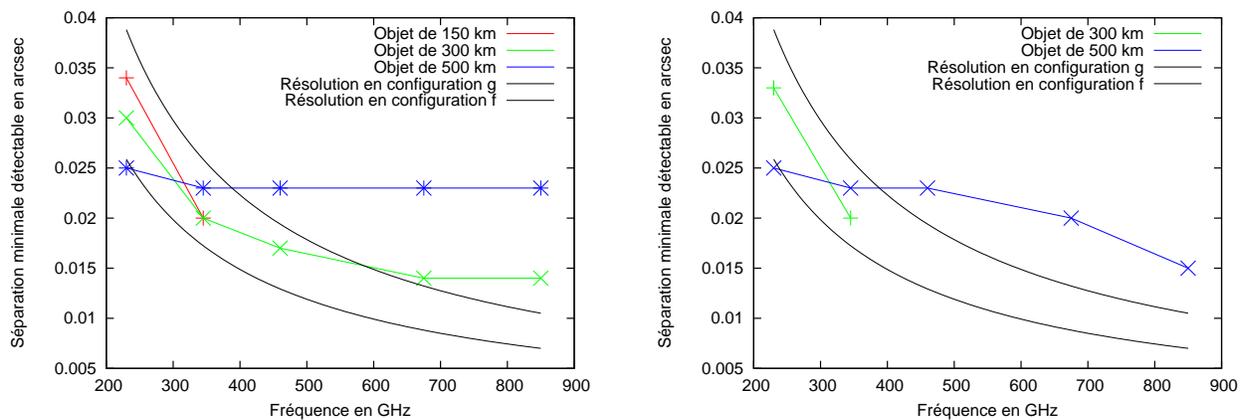


Fig. 9.21: Séparation minimale détectable (toutes configurations confondues) pour un système composé de deux objets de taille identique, en fonction de la fréquence, pour des diamètres de 150, 300 et 500 km. La résolution spatiale des configurations zoom-g et zoom-f est tracée en noir. A gauche : systèmes à 30 UA. A droite : systèmes à 50 UA.

moyenne (5000-10000 mètres). Une heure d'observation par objet devrait être suffisante.

Dans un deuxième temps, quand les facteurs de pression observationnelle sur les différentes configurations et fréquences seront mieux connus, des propositions encore plus exigeantes pourront être testées. Par exemple, si les configurations moyennes ne sont pas trop demandées, un projet à grande échelle (une centaine d'objets, une heure par objet) sur la détection de binaires à 345 GHz dans une configuration à 5000 m (pour obtenir une résolution de 50 mas) pourrait être présenté. Les tailles seraient mesurées simultanément par mesure du flux total.

Quand la bande à haute fréquence sera disponible (bande 10), les projets de mesure de forme et de taille présentés aux paragraphes 9.4.3 et 9.4.2 pourront être lancés. En particulier le projet sur (136108) 2003 EL<sub>61</sub>, qui demande bien 4 observations de 4 heures, et celui sur Quaoar (4 heures seulement) semblent être les seuls moyens de retrouver la forme de ces objets.



## Chapitre 10

# Etude de l'émission radio de la surface des satellites galiléens

Nous avons vu que la cartographie thermique des surfaces des OTN n'est pas possible avec l'instrumentation actuelle, et qu'il faudra attendre l'arrivée d'ALMA pour pouvoir résoudre les plus grands OTN (Pluton, Charon, 2005 FY<sub>9</sub>). La cartographie de l'émission thermique est par contre possible sur des objets dont la taille apparente est grande, et pour lesquels l'atmosphère est absente ou transparente à certaines fréquences, comme la Lune (Coates, 1959). Avec les interféromètres, ce type de mesure est déjà possible sur les satellites galiléens, dont la taille angulaire est comprise entre 0.9 et 1.7".

Nous étudions ici des observations interférométriques de l'émission continue des satellites galiléens Io, Callisto et Ganymède, qui ont été obtenues en 2005 au PdBI et en 2006 au SMA. Ces mesures avaient un rôle de calibration : Callisto et Ganymède sont des calibrateurs de flux absolu, dont la température de brillance est connue à 5% près, et le continu de Io a été utilisé pour auto-calibrer la phase des données spectrales qui ont été acquises simultanément (voir chapitre 6.3).

La mesure de l'émission thermique de ces corps peut être reliée à plusieurs propriétés caractérisant l'émission radio : émissivité radio, constante diélectrique, rugosité et coefficient de pénétration radio (voir section 8.1). Nous présentons une méthode possible pour estimer ces grandeurs, en combinant les mesures de températures de brillance et l'analyse de la forme de la courbe des visibilitées. Comme nous allons le voir, la qualité des données sur Callisto et Ganymède, qui n'ont été observés que quelques minutes, n'a pas permis de contraindre un modèle d'émission radio pour ces objets, mais la méthode s'est révélée satisfaisante pour décrire certaines propriétés de la sous-surface de Io.

### 10.1 Mesures interférométriques du continu : température de brillance et courbe des visibilitées

#### 10.1.1 Qualité des données sur le continu

Les conditions d'observations de Io, Callisto et Ganymède pendant les campagnes d'observation de 2005 et 2006 ont été décrites à la section 6.3. Leur émission continue - qui correspond à l'émission thermique de leur surface - a été intégrée sur des bandes de fréquences très larges (640 MHz au PdBI et 2 GHz au SMA) permettant de maximiser le signal sur bruit. Ces bandes sont centrées autour de 216 GHz et 109 GHz au PdBI, et 347 GHz au SMA.

Nous analyserons ces données directement dans le plan  $(u, v)$  par plusieurs méthodes. Malgré un bon ni-

Objet	Instrument	Date	Diamètre apparent (")	Longitude du point subterrestre (°W)	Bruit/visibilité (mJy)	Nombre de visibilité
Io (leading)	IRAM-PdBI	28/01/2005	0.998	71 - 112	80	2085
Io (trailing)	IRAM-PdBI	05/02/2005	1.024	245 - 312	62	3300
Io (leading)	SMA	02/06/2006	1.118	75 - 131	500	5936
Io (trailing)	SMA	10/06/2006	1.098	265 - 315	450	8869
Callisto	IRAM-PdBI	28/01/2005	1.312	262 - 267	80	105
Callisto	IRAM-PdBI	05/02/2005	1.344	74 - 80	62	165
Callisto	SMA	02/06/2006	1.468	187 - 193	500	1141
Ganymède	IRAM-PdBI	28/01/2005	1.438	45 - 60	80	105
Ganymède	IRAM-PdBI	05/02/2005	1.472	90 - 100	62	165
Ganymède	SMA	10/06/2006	1.582	254 - 267	450	1708

Tab. 10.1: Paramètres observationnels des satellites galiléens observés au PdBI et au SMA. Pour le PdBI, le bruit par visibilité est celui mesuré sur la bande à 216 GHz.

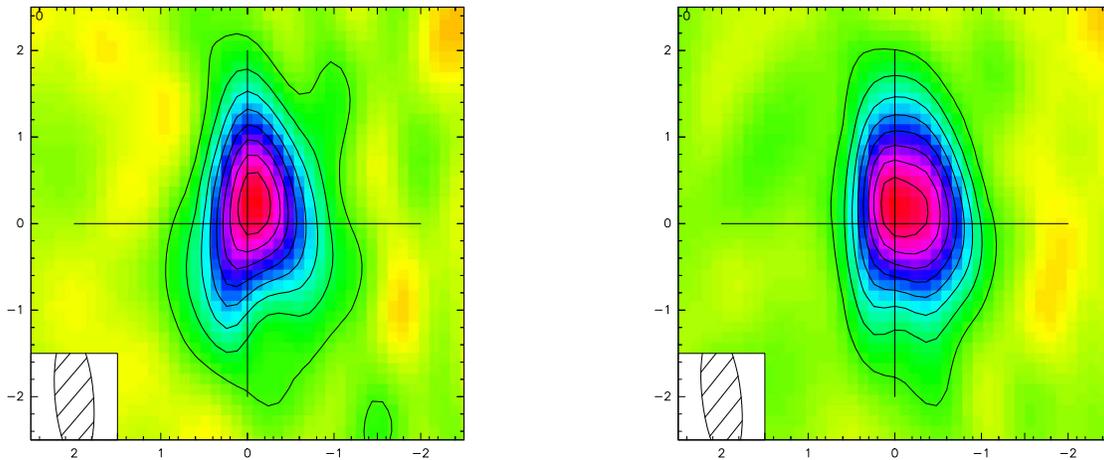


Fig. 10.1: Cartes interférométriques non auto-calibrées de l'émission continue à 216 GHz de Io (gauche) et Callisto (droite), mesurées le 28/01/05 au PdBI. Le niveau de contour est de 100mJy/lobe pour Io et 200 mJy/lobe pour Callisto.

veau de signal sur bruit (supérieur à 100), parce qu'elles mesurent plus précisément la taille caractéristique de l'émission thermique, les visibilitées seront plus facilement interprétables qu'une carte interférométrique (voir figures 10.1). Une estimation du bruit obtenu par visibilité est reportée dans la table 10.1.

### 10.1.2 Mesure de la température de brillance

Dans le cas de sources dont la taille et la forme sont connues, les visibilitées peuvent être ajustées par un modèle ayant comme paramètre libre le flux total. Les satellites galiléens ont une forme globalement sphérique, et l'incertitude de  $\pm 10$  km sur leur diamètre se traduit par une incertitude de seulement  $\pm 0.005''$  sur leur diamètre apparent. On pourra donc ajuster les visibilitées de leur émission continue par un modèle de distribution circulaire et uniforme, de la taille prévue par les éphémérides.

Les données sont au préalable auto-calibrées en phase avec un modèle de disque uniforme de la même taille. Les éventuels écarts de la forme de l'émission thermique à la forme physique de l'objet auront très peu de conséquence sur la mesure de flux et la température de brillance moyenne  $T_B$ .

Le tableau 10.2 donne les valeurs de densité de flux en Jy trouvées par la routine UV-FIT pour un modèle uniforme sur les différentes observations de Io. Les observations de Callisto et Ganymède, calibrées sur

Date	Fréquence (GHz)	Flux donné par UV-FIT (Jy)	$T_B$ (K)	calibrateur
28/01/2005	216	2.334 (0.007)	93.6	Ganymède (95 K)
28/01/2005	109	0.627 (0.003)	95.9	Ganymède (85.5 K)
05/02/2005	216	2.629 (0.003)	99.8	Ganymède (95 K)
05/02/2005	109	0.679 (0.002)	98.6	Ganymède (85.5 K)
02/06/2006	346	7.495 (0.011)	96.3	Callisto (119 K)
10/06/2006	346	7.084 (0.007)	94.5	Ganymède (100 K)

Tab. 10.2: Densité de flux totale retrouvée par UV-FIT (modèle circulaire de la taille des éphémérides) pour l'émission de Io, calibrée sur Callisto ou Ganymède. Les valeurs de  $T_B$  imposées sur les calibrateurs correspondent à une moyenne des mesures obtenues à la fréquence des observations. L'incertitude absolue sur la  $T_B$  est de 5%.

le quasar 3C273, ne sont pas prises en compte étant donné la grande incertitude ( $\sim 10\%$ ) sur le flux absolu de ce dernier.

L'erreur sur la détermination de  $T_B$  a une double origine :

- l'erreur relative sur la détermination du flux total par UV-FIT, très faible : de l'ordre de quelques pourcent pour Callisto et Ganymède, qui ont été peu observés, et de quelques pour mille pour Io, qui était la cible principale des observations ;
- l'erreur absolue sur la calibration du flux, donc sur la connaissance de la température de brillance du calibrateur. Pour les données sur Io, le calibrateur absolu est Ganymède, dont on connaît la température de brillance à  $\pm 5$  K. On prendra comme référence 95 K à 216 GHz, 100 K à 346 GHz et 85.5 K à 109 GHz. Ces valeurs sont des valeurs moyennes observées ultérieurement au SMA et au Plateau de Bure, en prenant comme référence Titan ou Mars selon la fréquence.

C'est donc l'erreur absolue sur l'échelle de calibration qui domine l'erreur sur la détermination de la  $T_B$ .

La température de brillance moyenne est reliée à la température physique moyenne  $T_\phi$  de la surface par l'équation 8.6, où le paramètre  $\varepsilon_\lambda$  regroupe les effets de la réflexion Fresnel à la surface (contrôlée par la constante diélectrique du matériau de surface), de la rugosité et de la contribution des couches profondes (contrôlée par le coefficient d'absorption  $k$ ).

Pour des observations du côté jour, de par les effets de transfert radiatif dans une surface, on s'attend à ce que l'émissivité spectrale  $\varepsilon_\lambda$  diminue avec la longueur d'onde. La comparaison des mesures millimétriques à des mesures centimétriques et dans le proche infrarouge permettra de mieux distinguer les contributions relatives des différents effets.

### 10.1.3 La courbe des visibilitées : un diagnostic de la forme de l'émission thermique

Chaque visibilité est un point de la transformée de Fourier de la distribution de brillance de la source. Pour une source de forme circulaire, la transformée de Fourier est la fonction dite de Bessel. La représentation habituelle de cette fonction montre l'amplitude des visibilitées en fonction du rayon  $R_{uv}$  du plan  $(u, v)$  défini par  $R_{uv} = \sqrt{u^2 + v^2}$ . En effet dans cette symétrie les coordonnées  $u$  et  $v$  jouent le même rôle. Le premier point de la fonction de Bessel où l'amplitude atteint zéro (dit premier zéro) est lié à la taille de la source par  $P = 1.22\lambda/D$  (à la convolution par le lobe primaire près). Ce point correspond aussi à la fréquence spatiale où la phase des visibilitées passe de 0 à  $\pi$  ou  $-\pi$ , et où leur partie

réelle devient négative (voir figure 10.2). On pourrait donc retrouver le diamètre d'une source que l'on sait circulaire en mesurant la position de ce point. Si la source n'a pas une forme connue *a priori*, la mesure de la position du premier zéro permet de retrouver une taille caractéristique de la distribution de brillance, toutes directions confondues.

Si l'on ne sélectionne que les lignes de base proches d'une direction donnée (par exemple, toutes les lignes de base orientées Nord-Sud à 20° près), les visibilitées sont la transformée de Fourier de la distribution de brillance dans cette direction, et la taille donnée par le passage à zéro sera la taille caractéristique de la source dans cette direction aussi.

L'incertitude sur la mesure du premier zéro sera liée :

- à la dispersion des visibilitées. Pour la réduire, il est possible de les moyenniser sur un intervalle de rayon  $R_{uv}$ . Cet intervalle doit être assez petit pour que l'on puisse y considérer les amplitudes constantes (procédure UV-circle). Il faut pour cela bien centrer la source sur le centre de phase (procédure UV-shift);
- à leur barre d'erreur individuelle ( $\sigma$ ), qui est calculée en fonction du poids relatif attribué à chaque point, le poids étant défini par  $W = 10^{-3}/\sigma^2$ .

Nous utilisons des données non auto-calibrées en phase pour les données PdBI, car l'auto-calibration par ligne de base modifie la position du passage à zéro (l'auto-calibration est par contre possible si on veut ajuster le flux total, voir paragraphe 10.1.2). Pour les données SMA, la calibration en phase est possible car l'auto-calibration par antenne, bien qu'utilisant un modèle *a priori* de disque uniforme, ne fait que réduire le bruit et ne modifie pas la position du passage à zéro.

Nous allons utiliser la mesure du passage à zéro des visibilitées pour déterminer la taille caractéristique, non de l'objet, mais de son émission thermique. Nous avons vu en effet, au paragraphe 8.2.2, que la température est souvent variable sur un disque, avec une symétrie circulaire ou latitudinale. Plus cette variation sera forte, plus la taille caractéristique sera petite. On pourra donc estimer la variation de température de brillance sur un disque, dans la direction des longitudes (profil diurne) ou des latitudes (profil latitudinal), et la relier à différents paramètres caractérisant l'émission radio des surfaces.

#### 10.1.4 Modèle d'émission thermique utilisé

Sur le même principe que pour les atmosphères, un modèle d'émission de surface a été construit pour reproduire la distribution de température de brillance sur la surface d'un satellite galiléen. La source, dont la taille est adaptée à la date des éphémérides, est projetée sur une grille  $(x,y)$  avec une bonne résolution spatiale (30 km en surface projetée). La température de brillance émise par chaque point est calculée et une grille de sortie en  $T_B(x,y)$  est générée. Cette grille pourra servir de support pour créer avec GILDAS une table  $(u,v)$  de la distribution de brillance du modèle ayant l'échantillonnage  $(u,v)$  des observations. La table  $(u,v)$  du modèle pourra ainsi être comparée directement dans le plan  $(u,v)$  aux observations.

Cette fois, les paramètres en entrée seront :

- un modèle de distribution de la température physique de la surface, qui peut être fonction de l'angle d'incidence solaire (type EQM) ou de la latitude (type ILM). Plus la variation de la température physique sera forte dans une direction donnée, plus la taille caractéristique de l'émission thermique dans cette direction sera petite par rapport à la taille du disque solide. Différentes fonctions de distribution seront testées, selon la nature de l'objet.
- la constante diélectrique du sol ( $\epsilon$ ) : comme nous l'avons vu dans la section 8.1, plus la constante diélectrique est grande, plus l'émissivité radio moyenne est faible. De plus, la variation de l'émissivité en fonction de la distance au point subterrestre augmente avec  $\epsilon$  (voir figure 8.1), ce qui produit un gradient

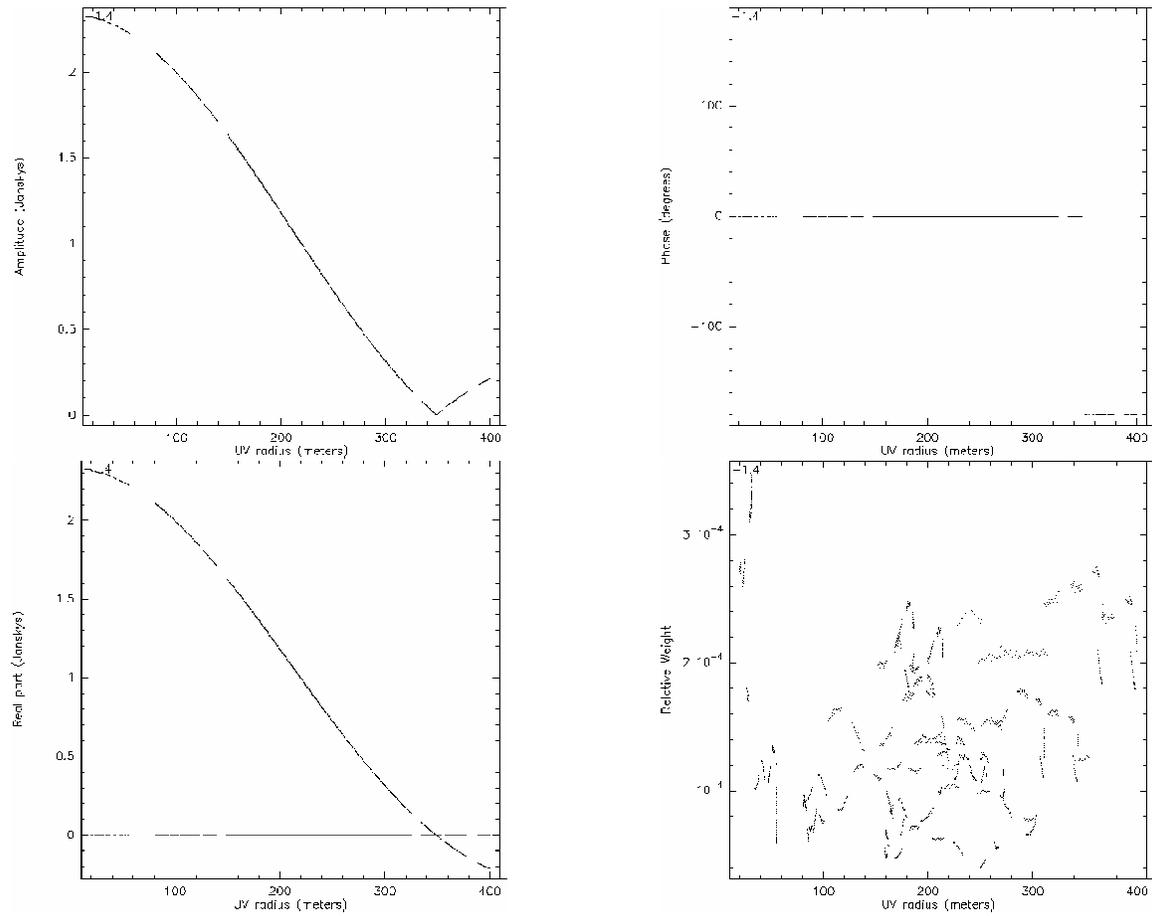


Fig. 10.2: Amplitude, phase, partie réelle et poids des visibilitées en fonction du rayon  $R_{uv}$ , pour un disque circulaire de 1.3 secondes d'arc à 93 K. La couverture du plan  $(u, v)$  est celle des observations à 216 GHz au PdBI le 28/01/05. Les visibilitées synthétiques sont bruitées selon la  $T_{sys}$  associée aux visibilitées observées, qui varie selon l'heure d'observation et la longueur de la ligne de base.

de  $T_B$  plus fort sur le disque.

- la rugosité, quantifiée par  $\sigma_{rug}$  (voir figure 8.2), qui atténue les effets de la constante diélectrique sur la variation de  $T_B$  sur le disque et rapproche la taille de l'émission thermique de celle du disque solide.

L'idée est donc de faire varier le modèle de distribution de température physique, la valeur de la constante diélectrique  $\varepsilon$  et éventuellement la rugosité de la surface pour rendre compte de la position du passage à zéro et de la température de brillance moyenne. Ce modèle ne comprend pas le transfert de rayonnement qui peut intervenir aux longueurs d'onde observées. Il est construit de façon à reproduire la température de brillance et la distribution de température observées à une certaine longueur d'onde, en considérant seulement la couche de la sous-surface qui contribue le plus à l'émission thermique.

## 10.2 La surface de Io

### 10.2.1 Composition et nature

Les mesures spectroscopiques de l'émission de Io dans le visible (spectre en réflexion) et dans l'infrarouge (émission thermique) ont permis dès les années 70 d'estimer la réflectance de sa surface et de détecter des bandes d'absorption (Johnson and McCord, 1971). L'interprétation de ces mesures en termes de composition est restée ambiguë jusqu'à l'identification du dioxyde de soufre dans l'atmosphère par la sonde Voyager. Par la suite, la cartographie fine de la surface de Io par Galileo (Geissler et al., 1999) et HST (Spencer et al., 1997) a permis de déterminer que la surface de Io a une nature originale, directement liée à son activité volcanique. On distingue deux composantes principales :

- une croûte silicatée : la modélisation de l'intérieur de Io montre que sa croûte est probablement constituée de silicates alcalins de faible densité (Keszthelyi and McEwen, 1997), caractéristiques d'un volcanisme basaltique. Les zones où la croûte affleure correspondent à des points chauds (*hot spots*) d'où se déverse le basalte pour former des lacs de lave. Cette composition permettrait aussi d'expliquer la taille des formations montagneuses, très escarpées (Clow and Carr, 1980).

- des dépôts volcaniques : la glace de  $\text{SO}_2$  reproduit bien les caractéristiques spectrales (albédo, bandes d'absorption) de Io, ainsi que, selon son degré de mélange avec d'autres composés soufrés, les gammes de couleurs vives (du blanc-jaune au verdâtre en passant par le rouge, voir carte 10.3) observées par Galileo (Douté et al., 2001). Ces composés aussi sont d'origine volcanique, puisque ce sont les dépôts de poussières ou de gaz condensés au sol éjectés par les plumes, et qui recouvrent le basalte. Leur distribution spatiale est directement liée à celle de l'activité volcanique (voir la cartographie du  $\text{SO}_2$  par Douté et al. (2001)), ce qui explique les importantes différences locales en quantité, et les formes caractéristiques en anneaux autour des centres volcaniques.

### 10.2.2 Caractéristiques de l'émission thermique de Io

A cause de sa forte activité interne, l'émission thermique de Io est très différente de celle des autres objets du système solaire. En effet, en plus du chauffage par absorption du flux solaire, une multitude de points chauds (*hot spots*) constituent une source interne de chaleur dont la contribution est estimée à 50% du rayonnement thermique total (Veeder et al., 1994). Une centaine de ces points ont été localisés par Galileo (Rathbun et al., 2004). Ils correspondraient aux emplacements de magmas affleurant la surface, dont les températures peuvent atteindre plus de 1000 K (McEwen et al., 1997). La présence de laves se

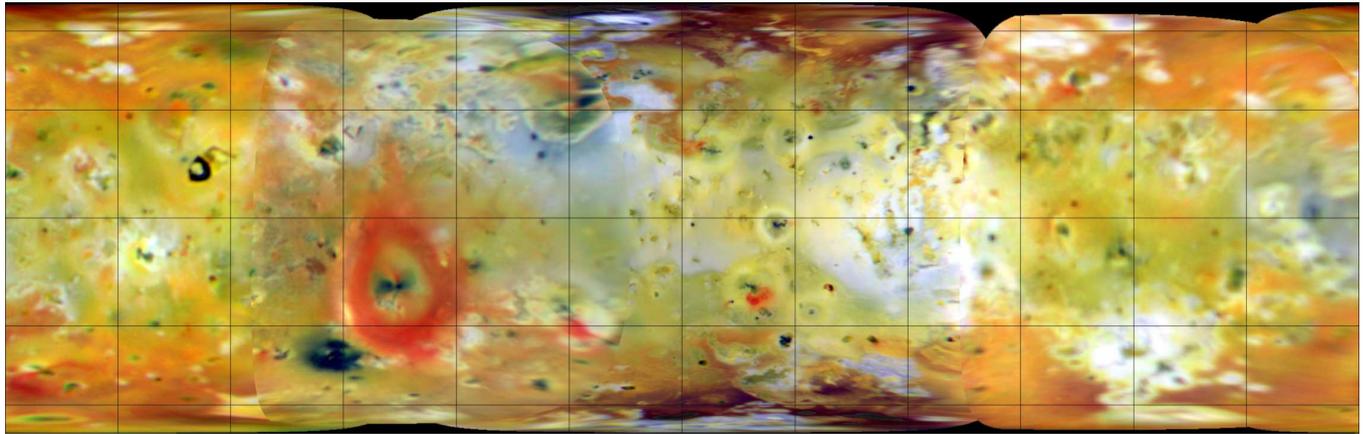


Fig. 10.3: Planisphère composite de la surface de Io, à partir d'observations en proche infrarouge et dans les filtres verts et violet par la caméra SSI embarquée sur Galileo. Source : NASA NSSDC Photo Gallery

refroidissant à la surface doit aussi être prise en compte pour évaluer l'émission thermique totale de Io. Tout ceci a pour conséquence un flux thermique inhabituellement fort, mais dont la répartition spatiale est relativement homogène (à basse résolution spatiale du moins) et qui présente peu de variations temporelles (Veeder et al., 1994).

Kerton et al. (1996) ont construit un modèle physique prenant en compte la source de chaleur interne, les propriétés de conduction thermique de Io et la chaleur latente. Ce modèle est approché par une loi de variation de la température en fonction de l'angle d'incidence solaire  $\theta$  (Wong and Johnson, 1996)

$$T(\theta) = A + B \cos^{0.75}(\theta) \quad (10.1)$$

où  $(A + B)$  est la température subsolaire et  $A$  la température aux terminateurs. Ce modèle diffère du modèle STM, où la température est nulle aux terminateurs et varie en  $\cos^{0.25}(\theta)$ .

Spencer et al. (2005) ont ajusté des données Galileo à  $27 \mu\text{m}$  par un modèle similaire incluant la chaleur interne (supposée uniforme sur toute la surface) et le chauffage solaire (modélisé par deux composantes, une à inertie thermique nulle, et une autre à inertie thermique infinie). La figure 10.4 montre la distribution de température de surface ainsi obtenue. Nous utiliserons ce modèle comme référence pour les températures de surface.

### 10.2.3 Interprétation des observations au PdBI et au SMA

#### 10.2.3.1 Température de brillance et émissivité radio

Les mesures de température de brillance moyennes, regroupées dans le tableau 10.2, sont comprises entre 93 K et 100 K, avec une incertitude de  $\pm 5$  K. Cette gamme de températures est bien inférieure à la température infrarouge dans le modèle de Spencer et al. (2005) décrit précédemment : en effet ce modèle prévoit une température moyennée sur le disque de 118 K.

Cette grande différence peut s'expliquer par deux phénomènes :

- les mesures millimétriques ne mesurent pas l'émission de la surface, mais celle de la sous-surface, qui est plus froide,
- une partie de l'émission thermique est réfléchi (loi de Snell-Descartes).

L'émissivité globale de la surface aux longueurs d'ondes considérées s'exprime à travers le paramètre empirique  $\varepsilon_\lambda$  défini à l'équation 8.6.

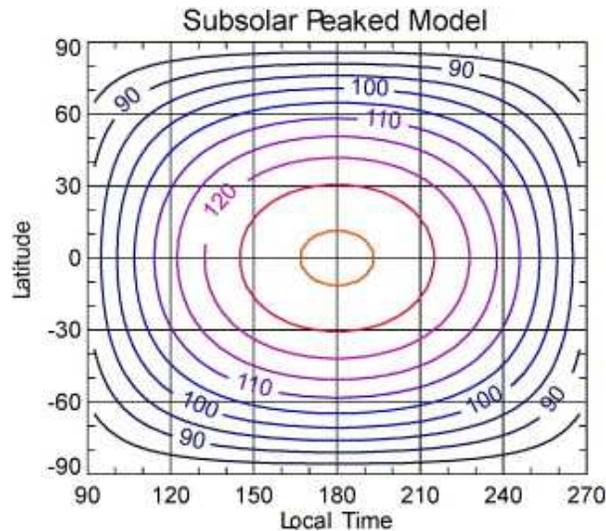


Fig. 10.4: Figure extraite de Spencer et al. (2005) (fig. 4), représentant le modèle de distribution de température ajustant les données Galileo-PPR à  $27 \mu\text{m}$ . L'heure locale est indiquée par un angle qui vaut  $180^\circ$  à 12 heures.

En considérant que l'émission millimétrique provient uniquement de la surface, et que donc la température physique moyenne mesurée est bien de 118 K, on peut calculer une gamme de valeurs pour  $\varepsilon_\lambda$  à partir de toutes les mesures de température de brillance, soit  $\varepsilon_\lambda=0.79-0.84$  (0.75-0.88 en ajoutant une erreur de calibration de 5% sur les mesures). Ces valeurs sont cohérentes avec les précédentes mesures millimétriques sur Io (Muhleman and Berge, 1991).

La valeur de  $\varepsilon_\lambda$  dans ce cas (où on ne sonde pas la sous-surface) est due uniquement à la réflexion Fresnel, et donc à la constante diélectrique du matériau de surface. Elle correspond à  $\varepsilon$  comprise entre 3 et 7.

Ces valeurs globalement fortes ne sont pas en accord avec les mesures millimétriques sur Mars ( $\varepsilon=2.24\pm 0.25$  Muhleman and Berge (1991)) qui correspondent aux valeurs trouvées expérimentalement par Campbell and Ulrichs (1969) pour des matériaux rocheux sous forme de régolithe à faible densité. Elles pourraient être compatibles avec des glaces.

Si l'on retire l'hypothèse selon laquelle les observations ne sondent que la surface, on obtient une limite minimale sur  $\varepsilon_\lambda$  (0.75) et une limite maximale  $\varepsilon < 8$ .

### 10.2.3.2 Température de brillance et albédo

Les mesures de température de brillance regroupées dans le tableau 10.2 sont toutes cohérentes entre elles (en prenant en compte la barre d'erreur de 5 K), sauf la mesure à 216 GHz sur le leading (93.6 K) et celle à 216 GHz sur le trailing (99.8 K). Cette différence significative entre les deux hémisphères n'est pas confirmée par les observations du SMA. Cependant, alors qu'au SMA un calibrateur de flux différent pour chaque nuit a été utilisé, le même hémisphère de Ganymède a servi de calibrateur pour les deux nuits d'observation au PdBI.

Si l'on considère qu'une différence d'albédo bolométrique est à l'origine de la différence de température, l'albédo moyen doit être au moins plus élevé de 20% sur le leading par rapport au trailing (en considérant un albédo bolométrique moyen de 0.52, Simonelli et al. (2001)). Or une différence d'albédo dans ce sens, mais de l'ordre de 10% seulement, a été mesurée (McEwen, 1988). Une différence de la constante

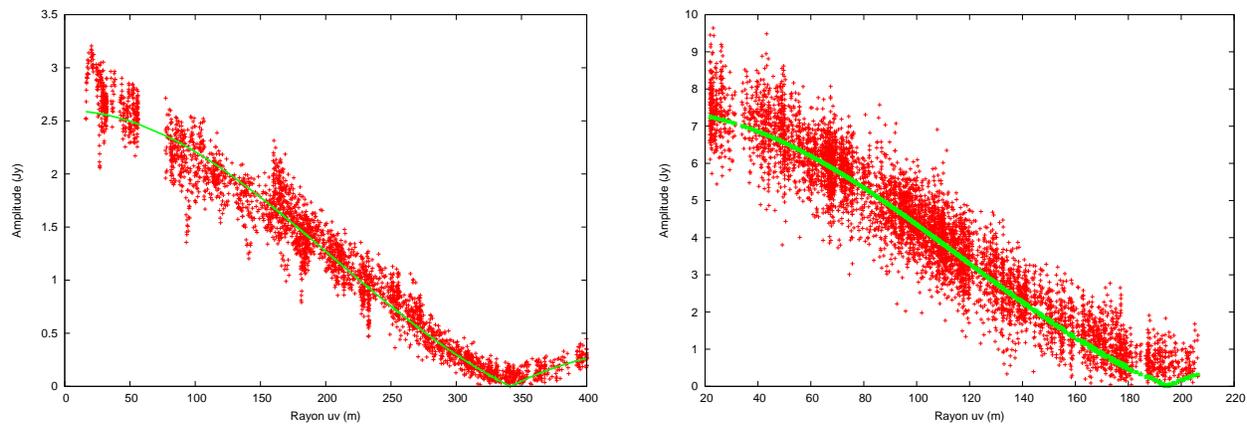


Fig. 10.5: Amplitude des visibilités du continu de Io, en fonction du rayon UV. Un modèle de disque uniforme de la taille du disque solide est tracé en vert. A gauche : données PdBI à 216 GHz, à droite, données SMA à 346 GHz.

diélectrique ou de la rugosité du matériau entre les deux hémisphères pourrait aussi être invoquée. Les travaux de Domingue et al. (1998) ont aussi montré que la surface de l'hémisphère leading est plus poreuse que celle du trailing, ce qui diminue l'opacité des couches de surface supérieures, ce qui aurait pour conséquence un sondage de couches plus profondes et plus froides sur l'hémisphère leading. Nous ne pouvons pas pour l'instant fournir d'interprétation quantitative pour expliquer cette différence, et il sera intéressant de vérifier lors d'observations futures si cette différence se confirme.

### 10.2.3.3 Distribution de température et constante diélectrique

La courbe des visibilités nous donne, par la mesure de la position du passage à zéro, une estimation de la taille caractéristique de l'émission thermique. Nous utilisons ici les données du PdBI sur l'hémisphère trailing, qui possèdent le meilleur rapport signal/bruit, et les données SMA sur l'hémisphère leading (bande USB), qui présentent un bon échantillonnage du plan  $(u, v)$  dans la région qui nous intéresse. Au premier abord, les deux jeux de données semblent bien modélisés par un disque de la taille du disque solide de Io, dont la température est constante et égale à la  $T_B$  reportée dans le tableau 10.2 (voir figure 10.5). Cependant dans la région du passage à zéro, on observe une grande différence de comportement. En effet pour les données PdBI (figure 10.6), le passage au zéro est mesuré à  $341 \pm 2$  m, soit très près du passage à zéro du modèle du disque à température constante (339.8 m), alors que sur les données SMA le passage au zéro est mesuré à  $205 \pm 3$  m, pour un modèle de disque uniforme qui passe à 194.5 m. Ces deux résultats ne sont pas contradictoires. En effet les deux observations offrent des lobes synthétiques bien différents ( $0.5'' \times 1.5''$  au PdBI et  $0.8'' \times 0.8''$  au SMA). Ceci signifie que les observations PdBI ne résolvent que la direction Est-Ouest céleste (proche de la direction de l'équateur de Io), et que les observations SMA sont résolues dans toutes les directions.

Pour distinguer la taille longitudinale de la taille latitudinale dans les données SMA, il faut extraire les visibilités dont la ligne de base est plus sensible à une direction céleste qu'à une autre. Par exemple pour étudier la taille dans la direction Nord-Sud céleste, nous choisirons de ne garder que les visibilités dont la projection de la ligne de base en U (direction Est-Ouest céleste) est inférieure à 50 m, donc qui ne résolvent pas l'émission thermique dans le direction Est-Ouest céleste. La figure 10.7 montre les courbes de visibilités ainsi obtenues pour les deux directions (E-O et N-S céleste), permettant de voir que l'émission thermique est différente selon la direction céleste. Ainsi dans la direction U, le passage

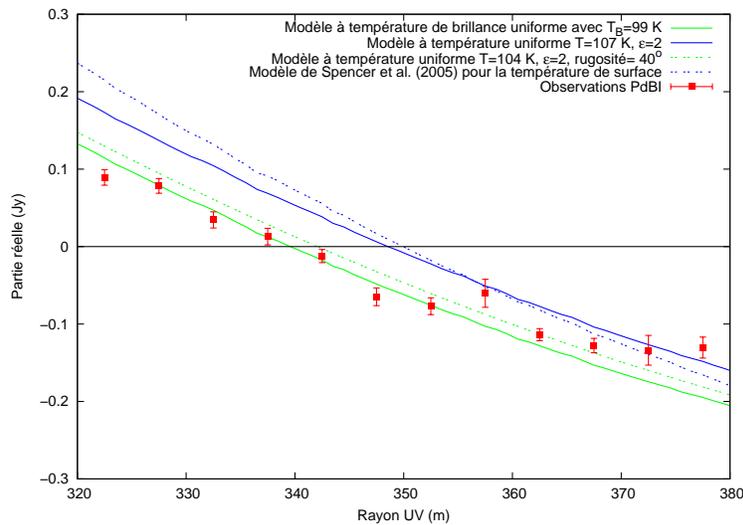


Fig. 10.6: Partie réelle des visibilitées (en rouge) obtenues au PdBI sur l'émission continue de Io à 216 GHz (hémisphère trailing). La figure est centrée autour du passage à zéro, et les parties réelles sont moyennées sur un intervalle de 5 mètres. Plusieurs modèles de distribution de la température de surface sont superposés.

à zéro n'est pas atteint, mais les visibilitées semblent compatibles avec le modèle de disque uniforme, ce qui est cohérent avec les données du PdBI et montre que dans cette direction, la taille de l'émission thermique est très proche de celle du disque solide. Par contre dans la direction V, le passage au zéro est situé bien plus loin ( $205 \pm 3\text{m}$ ) que celui du modèle de disque uniforme : dans cette direction l'émission thermique a une taille caractéristique plus petite que le disque solide, d'environ 5%.

Dans la direction longitudinale, les données PdBI posent une contrainte très forte sur la taille de l'émission thermique, qui doit être supérieure à 0.99 fois la taille du disque solide. On s'attend donc à des variations en  $T_B$  très faibles sur le disque. On peut quantifier la variation maximale possible de température physique en utilisant le modèle de distribution de température proposé par Wong and Johnson (1996) et décrit par l'équation 10.1. En supposant qu'il n'y a pas de réfraction Fresnel ( $\epsilon=1$ ), on obtient une valeur maximale pour le paramètre  $B$  de 10, ce qui correspond à une variation maximum de 10 K entre le point subsolaire et le limbe équatorial. Cette variation est bien plus petite que celle mesurée par Spencer et al. (2005) dans l'IR.

Réciproquement, en supposant que la température est constante sur l'équateur, on peut poser une limite supérieure sur la constante diélectrique à 1.2. Au delà de cette valeur, la différence d'émissivité entre le limbe et le point subsolaire produit une variation de la température de brillance trop forte (voir figure 8.1), et donc une taille caractéristique trop petite. Une constante diélectrique égale à 1.2 est très éloignée des valeurs habituelles pour les roches, les régolithes ou les glaces. Une interprétation physique de cette valeur est possible si l'on considère un matériau sous forme de neige : Cumming (1952) a mesuré des constantes diélectriques à une longueur d'onde de 3.2 cm allant jusqu'à 1.3 pour une très faible densité de neige d'eau ( $0.2 \text{ g.cm}^{-2}$ ). La possibilité que  $\text{SO}_2$  condense sous forme de neige a déjà été évoquée dans Kieffer et al. (2000).

Dans la direction latitudinale, une variation de  $T_B$  bien plus forte est permise par la mesure du passage à zéro dans les données SMA suivant la direction V. Toujours en utilisant le modèle proposé par

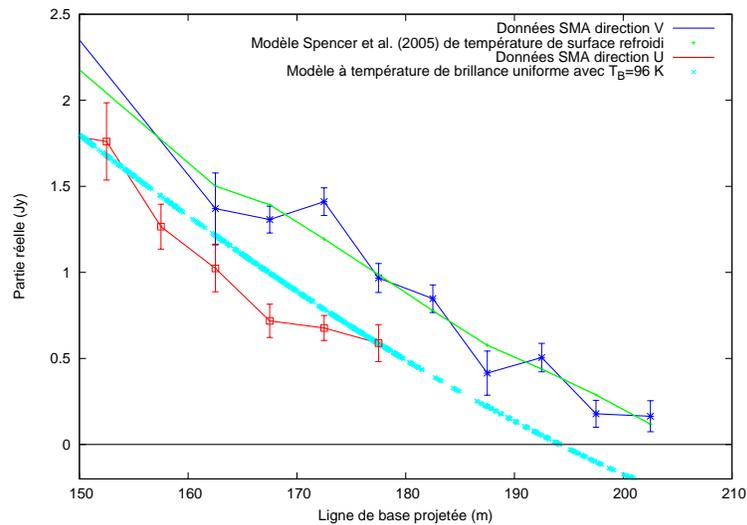


Fig. 10.7: Partie réelle des visibilités obtenues au SMA sur l'émission continue de Io à 346 GHz (hémisphère leading). La figure est centrée autour du passage à zéro, et les parties réelles sont moyennées sur un intervalle de 5 mètres. Les visibilités provenant de lignes de base dans la direction V (Nord-Sud) sont représentées en bleu, celles provenant de lignes de base orientées dans la direction U (Est-Ouest) sont en rouge. Plusieurs modèles de distribution de la température de surface sont superposés.

Wong and Johnson (1996), une telle variation est bien reproduite avec un paramètre  $B = 40$  (variation de 40 K entre le point subsolaire et le pôle), en considérant  $\varepsilon=1$ . Le modèle de distribution de température proposé par Spencer et al. (2005) est aussi compatible avec les données SMA, dans cette direction uniquement. Il doit être refroidi par un facteur 0.84 pour reproduire la même température de brillance moyenne.

A ce stade, les données sont donc bien reproduites par une distribution de température physique telle que :

- la température varie très peu en fonction de l'heure locale (10 K de variation au maximum), ce qui indique que l'on sonde la sous-surface, où le profil diurne est moins marqué qu'à la surface (voir figure 8.6).
- la température varie en fonction de la latitude comme dans le modèle de Spencer et al. (2005) pour la température de surface.

Elles exigent de plus une constante diélectrique très faible (inférieure à 1.2).

#### 10.2.3.4 Distribution de température et rugosité

On peut relâcher la contrainte sur la constante diélectrique obtenue ci-dessus sur les données PdBI en faisant intervenir des effets de rugosité. En effet, nous avons vu au paragraphe 8.1 que la rugosité peut atténuer les variations d'émissivité avec l'angle d'émission (figure 8.2). Ainsi pour  $\varepsilon=2$ , une rugosité de  $35^\circ$  est nécessaire pour obtenir une variation assez petite, et pour  $\varepsilon=3$ , il faudrait atteindre  $40^\circ$ .

Enfin si, ce qui est le cas le plus probable, la température physique et l'émissivité sont toutes les deux variables, une rugosité très forte (supérieure à  $50^\circ$  si  $B=8$  et  $\varepsilon=2$ ) est nécessaire pour expliquer la faible variation de  $T_B$  observée.

Les valeurs de rugosité trouvées sont bien supérieures à celles mesurées en photométrie visible par

Simonelli et al. (1998), soit  $25^\circ$ . Cependant les valeurs de la rugosité mesurées sur la Lune varient fortement selon la fréquence d'observation (voir discussion dans Moullet et al. (2008a), en annexe A), et rien n'indique donc que les rugosités dans le visible et dans le millimétrique doivent être semblables. En se limitant aux valeurs de rugosité qui semblent raisonnables ( $<40^\circ$ ), on obtient une gamme de valeurs possibles pour la constante diélectrique,  $\varepsilon = 1-3$ , qui n'est pas compatible avec la gamme de valeurs calculée au paragraphe 10.2.3.1, dans l'hypothèse où seule la surface est sondée. Cette hypothèse est donc infirmée, ce qui indique que le rayonnement millimétrique sonde la sous-surface de Io.

#### 10.2.3.5 Paramètre thermique et profondeur sondée

Nous avons présenté plusieurs arguments en faveur d'un sondage de la sous-surface de Io. A défaut de connaître le coefficient de pénétration  $k$  du matériau de surface, qui permet de relier la fréquence d'observation à la profondeur sondée, nous allons retrouver la profondeur sondée en comparant le profil diurne mesuré dans le millimétrique avec un modèle thermophysique ajusté pour le cas de Io.

Pour établir complètement ce modèle, les seuls paramètres en jeu sont le paramètre thermique  $\Theta$  et la température subsolaire à l'équilibre  $T_{SS}(p_{bolo}, \varepsilon_{bolo})$ . Cette dernière sera fixée à 142 K, en prenant  $p_{bolo}=0.62$  (valeur typique quand la rugosité est considérée faible, (Simonelli and Ververka, 1988)) et  $\varepsilon_{bolo}=0.9$ .

Le paramètre  $\Theta$  est déduit du profil diurne dans l'IR extrait du modèle de Spencer et al. (2005). Ce profil est symétrique par rapport au point subsolaire, alors que les modèles thermophysiques prédisent un décalage du maximum de température vers le soir, qui augmente avec la valeur de  $\Theta$ . On peut estimer une gamme de valeurs acceptables pour  $\Theta=0.8-1.5$ . Dans la suite nous prendrons comme hypothèse  $\Theta=1$ , ce qui, étant donné les hypothèses sur  $T_{SS}$  et  $\varepsilon_{bolo}$ , correspond à une inertie thermique  $\Gamma=2.4e4_{-0.5}^{+1.2}$  erg  $cm^{-2}sec^{-0.5} K^{-1}$ .

Pour le modèle thermophysique ainsi défini, une variation de température physique de seulement 10 K (limite supérieure obtenue par les données PdBI) est obtenue à partir de 1.5 cm de profondeur, ce qui signifie que le coefficient de pénétration du matériau est d'au moins 10 à 216 GHz. Si l'on prend en compte les effets du transfert radiatif à travers la sous-surface, un sondage encore plus profond est nécessaire, et on obtient un  $p$  minimal de 20. En effet l'équation de transfert, de la même façon que dans les atmosphères, montre qu'un rayon émis au limbe traverse une masse de surface bien plus grande qu'un rayon émis au point subterrestre, ce qui a pour conséquence une opacité traversée plus forte. Au final, la profondeur de la couche de sous-surface sondée diminue avec l'angle d'émission. Ceci a une certaine importance dans notre cas, puisque les profils verticaux de température ne sont pas isothermes et varient fortement selon l'angle horaire.

Remarquons qu'avec une autre valeur d'albédo bolométrique, et en utilisant les mêmes données de départ, Rathbun et al. (2004) trouvent une inertie thermique beaucoup plus forte ( $\Gamma=7e4$  erg  $cm^{-2}sec^{-0.5} K^{-1}$ ). En prenant cette valeur, le paramètre thermique  $\Theta$  augmente à 2.5, et les profils diurnes et verticaux sont moins marqués. En particulier, la valeur de la température à grande profondeur,  $T=111$  K, semble incompatible avec les mesures de température de brillance millimétriques et centimétriques (figure 10.8).

Les températures de brillance regroupées dans la figure 10.8 constituent un autre moyen de contraindre le modèle d'émission. Plus les longueurs d'onde sont grandes, plus les couches observées sont profondes. L'observation à plusieurs fréquences est donc un autre moyen de retrouver le profil vertical de température.

Les données représentées dans la figure 10.8 acceptent des constantes diélectriques dans la gamme

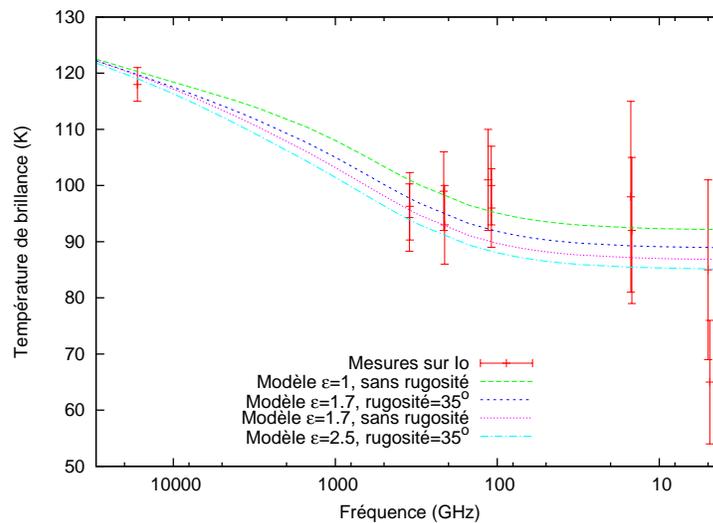


Fig. 10.8: Variation de la température de brillance de Io avec la fréquence pour plusieurs combinaisons de rugosité et constante diélectrique. En rouge, les mesures de température de brillance sur Io extraites de Moreno (2007) et de cette thèse. Un coefficient de pénétration  $p = 20$  a été utilisé.

$\varepsilon = 1 - 2.5$  en considérant un coefficient de pénétration  $p=20$ . Une mesure très froide à 6 cm (de Pater et al., 1984) n'est reproduite par aucun modèle et semble très différente des autres : nous pouvons soupçonner, dans ce cas, une erreur de calibration. Cette série de mesures de température de brillance gagnerait à être complétée dans le domaine sub-millimétrique et infrarouge lointain, où le spectre n'est pas du tout contraint. Ce type de mesure pourra être effectué par Herschel autour de entre 60 et 100  $\mu\text{m}$  avec les instruments PACS et SPIRE.

Les données millimétriques interférométriques, en mesurant la forme de l'émission thermique avec une grande précision, ont permis d'obtenir quelques résultats intéressants sur la nature de la surface de Io. Tout d'abord, la forme de la courbe des visibilité, qui est très proche de celle d'un disque dans la direction longitudinale, indique que l'on sonde la sous-surface, à une profondeur d'au moins 2 centimètres. En ce qui concerne les propriétés électriques et photométriques de la sous-surface, les mesures de taille dans le millimétrique ont contraint fortement le couple constante diélectrique/rugosité. Une surface à la nature très rugueuse ou très poreuse (de type neige, régolithe peu dense) peut avoir les propriétés requises. La couche de dépôts volcaniques, qui semble plus à même de présenter ces propriétés que du basalte solidifié, semble donc dominer le comportement photométrique de la sous-surface de Io à grandes longueurs d'onde.

## 10.3 Ganymède et Callisto

### 10.3.1 Des surfaces glacées

Les deux plus grands satellites du système jovien, Ganymède et Callisto, présentent des surfaces semblables par bien des égards. Leur aspect, photographié par Voyager et Galileo, est bien plus homogène que celui de Io, avec une alternance de zones brillantes et de zones sombres (figures 10.9). Ils présentent

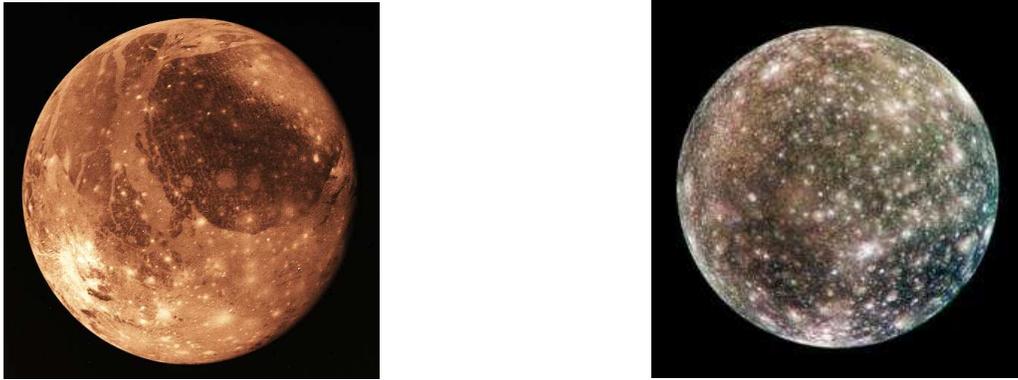


Fig. 10.9: Images composites prises par Galileo de Ganymède (gauche) et Callisto (droite). Source : NASA/JPL/DLR

une surface glacée avec peu de relief, régulièrement cratérisée et, pour Ganymède, striée. La présence à très grande échelle de glace d'eau sur la surface des deux satellites a été confirmée par la spectroscopie IR (Pilcher et al., 1972). Elle serait mélangée à des minéraux hydratés, et, sur Callisto, à de la glace de  $\text{SO}_2$  et  $\text{CO}_2$ .

Les modèles photométriques, thermiques et de structure interne prévoient que la surface soit constituée d'une couche supérieure de régolithe rugueux, suivie par une couche de glace très épaisse (plusieurs dizaines voire centaines de kilomètres).

### 10.3.2 Modélisation et interprétation des données

Les températures de brillances de Callisto et Ganymède mesurées dans ce travail ont été calibrées en flux sur un quasar (3C273). Cette calibration absolue n'étant pas assez précise, nous ne pourrions pas utiliser les températures de brillance pour évaluer  $\varepsilon_\lambda$  et la constante diélectrique, comme nous l'avons fait pour Io. De plus, le nombre de visibilités sur Callisto et Ganymède étant bien inférieur à celui sur Io, leurs courbes de visibilités sont moins bien définies, et donc peu contraignantes en termes de modèles.

#### 10.3.2.1 Ganymède

Pour ce satellite, la mesure du passage à zéro est de  $240 \pm 4$  m à 216 GHz pour les données du 05/02/2005 au PdBI (contre 236.5 m pour le modèle de disque uniforme). Ces données sont compatibles avec tous les types de modèles thermiques.

Les données SMA, avec un passage à zéro mesuré à  $141 \pm 2$  m à 347 GHz pour les données du 10/06/2006 (contre 137 m pour le modèle uniforme), contraignent mieux le passage à zéro (figure 10.10).

Sur ces données, en utilisant un modèle de distribution de température de type STM (à inertie thermique nulle), où la température  $T$  varie en fonction de l'angle d'incidence solaire ( $\theta$ ) en  $T = T_{SS} \cos^{0.25}(\theta)$ , on s'aperçoit que cette variation extrême produit en fait un ajustement de meilleure qualité que le modèle uniforme. Ceci laisse penser que l'émission sondée provient de couches proches de la surface. Cependant, cette variation pourrait aussi provenir des effets de la loi de Fresnel, si la constante diélectrique est assez forte.

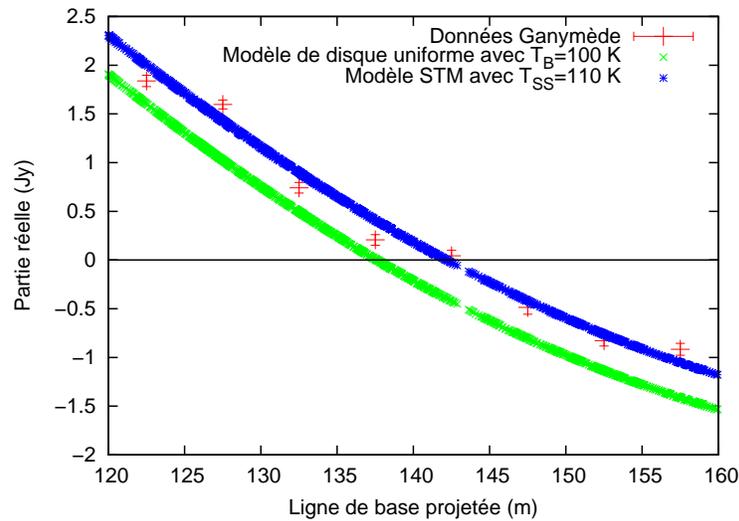


Fig. 10.10: Partie réelle des visibilités du continu autour du passage à zéro de Ganymède, observés par le SMA à 347 GHz. Les visibilités des données ont été moyennées par intervalles de 5 mètres. Les modèles représentés sont un disque uniforme et un modèle de type STM.

### 10.3.2.2 Callisto

Pour Callisto, les données PdBI sont là aussi insuffisantes pour contraindre un modèle thermique : le passage au zéro est mesuré à  $261 \pm 8$  m le 05/02/2005 (alors que le modèle uniforme passe à 259 m), et à  $270 \pm 5$  m le 28/01/2005 (pour un modèle passant à 265 m).

En revanche, la mesure au SMA,  $153.5 \pm 1.5$  m se distingue bien du modèle de disque constant qui passe à 148 m. Pour ce satellite aussi, un modèle de variation de la température de type STM serait valable (voir figure 10.11). La variation minimale de la température de brillance sur le disque déduite de la position du passage à zéro est de 35 K. Ceci n'implique pas forcément que les observations sondent la surface : en effet Callisto est un objet thermiquement peu inerte ( $\Theta = 0.4$ , Spencer (1987)), et on s'attend à sa surface à des profils diurnes ayant une amplitude de 80 K. De plus, là aussi, la variation en température de brillance pourrait s'expliquer, même en sondant à grande profondeur là où le profil de température diurne est uniforme, par une constante diélectrique supérieure à  $\sim 2.5$ .

### 10.3.3 Conclusions

Les données millimétriques interférométriques, en mesurant la forme de l'émission thermique avec une grande précision, ont permis d'obtenir quelques résultats intéressants sur la nature de la surface de Io. Tout d'abord, la forme de la courbe des visibilités, qui est très proche de celle d'un disque dans la direction longitudinale, indique que l'on sonde la sous-surface, à une profondeur d'au moins 2 centimètres.

En ce qui concerne les propriétés électriques et photométriques de la sous-surface, les mesures de taille dans le millimétrique ont contraint fortement le couple constante diélectrique/rugosité. Une surface à la nature très rugueuse ou très poreuse (de type neige, régolithe peu dense) peut avoir les propriétés requises. La couche de dépôts volcaniques, qui semble plus à même de présenter ces propriétés que du

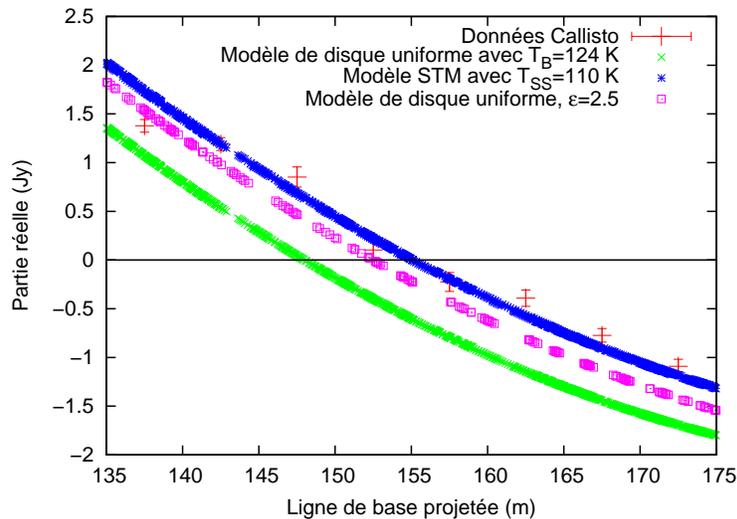


Fig. 10.11: Partie réelle des visibilitées du continu autour du passage à zéro de Callisto, observés par le SMA à 347 GHz. Les visibilitées des données ont été moyennées par intervalles de 5 mètres. Les modèles représentés sont un disque uniforme, un modèle de type STM et un modèle de température uniforme avec  $\epsilon=2.5$ .

basalte solidifié, semble donc dominer le comportement photométrique de la sous-surface de Io à grandes longueurs d'onde.

Pour les deux autres objets étudiés, Callisto et Ganymède, les quelques minutes d'observation obtenues au PdBI et au SMA n'ont pas suffi pour bien contraindre le profil de variation de la température de brillance. En l'état des choses, nous ne disposons d'aucun élément pour distinguer les effets de la constante diélectrique et du profil de température (et *a fortiori* de la rugosité), même si les données SMA montrent déjà un comportement différent de celui de Io. Une observation d'une heure sur chaque source devrait déjà permettre d'obtenir un résultat valable, et, en utilisant un calibrateur adapté, de distinguer des différences sur les propriétés électriques et photométriques entre Callisto et Ganymède. Une proposition de temps pour un tel projet a déjà été déposée au PdBI, et sera resoumise en temps utile.

La distinction entre les différents paramètres en jeu ne peut se faire rigoureusement qu'avec des mesures polarimétriques, capables de mesurer la polarisation de l'émission thermique en plusieurs endroits du disque, et donc la constante diélectrique. Ceci pourrait être possible avec les récepteurs de l'interféromètre du Plateau de Bure, qui sont polarisés (en cours de réglage). Les récepteurs d'ALMA pourront aussi mesurer les deux polarisations indépendamment, et la résolution spatiale sera extrêmement utile pour distinguer les caractéristiques à une échelle locale, surtout pour un satellite à la surface peu uniforme comme Io.

En conclusion, cette étude très préliminaire, sur des données non optimisées, nous a fourni quelques éléments sur la nature de l'émission radio des satellites galiléens. Il faut cependant surtout la considérer à titre illustratif, offrant une perspective des études qui pourront être effectuées par des observations dédiées à haute résolution angulaire avec ALMA.

# Conclusions et perspectives

Ce travail de thèse avait pour objectif principal d'étudier quelles sont les possibilités actuelles et futures des observations en interférométrie millimétrique vis-à-vis de quelques sujets de recherche dans le domaine des sciences planétaires. Pour cela, les mécanismes physiques et les modèles décrivant l'émission thermique des atmosphères et des surfaces planétaires ont été présentés, ainsi que les techniques d'observation propres à l'interférométrie millimétrique, dans le contexte des instruments actuels (PdBI et SMA) et à venir (ALMA).

La plus grande partie du travail a été consacrée à la description et l'interprétation physique de mesures de raies de SO<sub>2</sub> et de SO dans l'atmosphère de Io obtenues avec l'interféromètre du Plateau de Bure et le Sub Millimeter Array et l'antenne unique de l'IRAM-30m. Cette atmosphère extrêmement ténue provient du dégazage des volcans très actifs présents à la surface du satellite, et présente des variations spatiales et temporelles importantes. Sa caractérisation physique est très ambiguë, puisque les différentes techniques d'observation et d'interprétation donnent des résultats différents et souvent contradictoires.

Les observations interférométriques présentées dans ce travail ont pour la première fois résolu spatialement l'émission atmosphérique de Io dans le millimétrique. Pour le SO<sub>2</sub>, elles ont permis d'envisager une nouvelle interprétation du profil des raies millimétriques obtenues avec des antennes uniques depuis plus de quinze ans, et de rejeter le modèle d'atmosphère dense, chaude et très localisée proposé dans un premier temps.

Tout d'abord l'estimation de l'extension spatiale de la couverture atmosphérique par la cartographie a permis de montrer que l'atmosphère de SO<sub>2</sub> est présente sur une grande portion de la surface projetée (>45%), et qu'elle présente un maximum sur l'hémisphère antijovien. Dans ce contexte, la température du gaz déduite des contrastes des raies rotationnelles est relativement basse (<230 K), et la densité de colonne moyenne plus faible d'un facteur 10 par rapport à l'interprétation initiale des raies millimétriques. Tous ces résultats sont en désaccord avec le modèle initialement proposé, mais permettent en grande partie de réconcilier l'interprétation des raies millimétriques du SO<sub>2</sub> aux mesures obtenues à d'autres longueurs d'onde (UV, IR).

Le passage du modèle initial au modèle proposé dans cette thèse a pu se faire grâce à la première détection de la dynamique atmosphérique de Io sur les données du PdBI, qui peut expliquer la largeur des raies du SO<sub>2</sub> sans faire intervenir la saturation ou l'élargissement thermique lié à une forte température. Grâce à la cartographie du décalage Doppler sur l'hémisphère leading, une forte différence de décalage spectral limbe-à-limbe a été mesurée, qui peut être interprétée comme la conséquence d'un vent en superrotation ayant une vitesse d'environ  $200 \pm 70$  m/s.

La modélisation de l'atmosphère par des plumes volcaniques synthétiques a montré qu'un très grand nombre - improbable - de plumes serait nécessaire pour reproduire la totalité de l'émission de

SO<sub>2</sub> observée. Ce résultat, ainsi que la cartographie de la distribution du gaz, tendent à montrer que la contribution directement volcanique à l'ensemble de l'atmosphère de SO<sub>2</sub> est marginale, et qu'un autre mécanisme de production de gaz, comme la sublimation de la glace de SO<sub>2</sub>, doit intervenir. Un modèle où la sublimation est dominante peut cependant difficilement reproduire la dynamique observée, à moins que l'équilibre de sublimation ne dépende que peu de l'heure locale sur le côté jour (via la température du sol), et soit surtout sensible à la concentration en glace de SO<sub>2</sub>.

Enfin, la mesure simultanée de SO<sub>2</sub> et SO au SMA a permis de prouver que ces deux espèces ont une distribution spatiale très différente, et que les processus de production et d'absorption de SO doivent être différents de ceux pour SO<sub>2</sub>. Cependant, pour SO aussi une localisation restreinte aux centres volcaniques semble exclue.

Dans le futur proche, aux longueurs d'onde (sub)millimétriques, seul ALMA pourrait permettre une avancée significative sur la localisation des différents composés atmosphériques et la mesure de leur dynamique. La haute résolution angulaire atteinte (<0.1") est adaptée pour mieux corrélérer la présence de gaz aux sources possibles, ce qui reste difficile avec les mesures du PdBI et du SMA. Elle permettra aussi d'étudier la dynamique des plumes en particulier aux limbes, ce qui améliorerait leur caractérisation physique. Cependant la distinction des plus petites plumes semble plus difficilement faisable, même avec ALMA.

Les observations de la raie CO(1-0) sur Vénus au Plateau de Bure, réalisées en soutien de la mission vénus Express, ont permis de détecter une dynamique inattendue. La mesure du décalage limbe-à-limbe ( $140 \pm 60$  m/s) peut s'expliquer soit par un vent de type subsolaire antisolaire très fort (plusieurs centaines de m/s), soit par un vent zonal prograde, qui n'a été observée qu'une seule fois à cette altitude. Nous obtenons aussi une contrainte sur la quantité de SO<sub>2</sub> à la base des nuages (<200 ppm), par l'analyse de la forme de l'émission continue. Cependant, étant donné la qualité moyenne des données, ces résultats devront être confirmés par d'autres observations.

L'étude des surfaces planétaires par interférométrie millimétrique reste pour le moment assez limitée avec l'instrumentation actuelle. On peut cependant remarquer que l'interférométrie mesure les températures de brillance des surfaces d'objets de taille connue avec une précision supplémentaire par rapport aux mesures à antenne unique, ce qui peut avoir un intérêt pour contraindre les modèles thermophysiques et aussi dans un but de calibration.

Par la mesure du passage à zéro des visibilitées, nous avons quand même pu distinguer un comportement anormal de l'émission de sous-surface de Io, qui ne peut s'expliquer que par une nature originale, très poreuse, rugueuse ou neigeuse, pour reproduire une constante diélectrique résultante très faible (< 1.2). Les mesures de la constante diélectrique grâce aux récepteurs polarisés, dès qu'elles seront possibles, au PdBI puis sur ALMA, permettront de mieux distinguer les rôles des nombreux paramètres électriques et thermophysiques des sous-surfaces, pour des objets assez grands comme les principaux satellites des planètes géantes.

Pour les objets plus petits comme les astéroïdes ou les objets trans-neptuniens, la résolution spatiale des interféromètres actuels est trop faible d'un ordre de grandeur pour pouvoir cartographier leur émission thermique de surface. Pour les objets lointains, la sensibilité est même insuffisante pour les détecter. La simulations des performances attendues en sensibilité pour ALMA nous ont permis de montrer que cet instrument sera extrêmement puissant pour détecter leur émission thermique, ce qui permettra en principe, en combinant la mesure thermique à une mesure dans le visible, de retrouver la taille et l'albédo de plus de 450 objets. Une telle étude à grande échelle permettrait d'étudier statistiquement les paramètres physiques des surfaces et leur relation aux paramètres orbitaux, en vue de distinguer des

familles d'objets et de mieux comprendre leur histoire physique et dynamique.

La résolution spatiale obtenue avec les configurations étendues à haute fréquence pourra aussi permettre de distinguer des binaires très proches, jusqu'à 15 mas de séparation, voire au contact, ce qui dépasse les capacités de résolution d'un télescope spatial comme le JWST. Enfin pour les plus gros objets comme Pluton, Quaoar ou 2003 EL<sub>61</sub>, des études physiques de la forme et de la distribution de l'albédo seront possibles.

Cette thèse ne s'est pas du tout attachée à étudier les possibilités d'ALMA pour la détection de nouvelles espèces gazeuses. Or de par sa sensibilité et ses grandes bandes de fréquences, un grand nombre de détections pourront être tentées, par exemple celle de CO sur Pluton et d'autres objets transneptuniens assez grands pour éventuellement maintenir une atmosphère. La recherche d'espèces minoritaires dans les atmosphères plus denses (Vénus, Mars) est aussi possible, comme par exemple celle de la phosphine (prévue mais jamais détectée) sur Uranus et Neptune. La mesure du rapport D/H dans des composés déjà détectés dans les planètes géantes pourrait aussi aider à déterminer leur origine (interne ou externe). Cette même mesure sur Mars via HDO et sa cartographie est un indicateur des phénomènes de transport et de condensation en action, en fonction de la saison.

Enfin la mesure de vents, dont la technique a été présentée dans ce travail sur Io et Vénus, pourra être améliorée sur Titan, et être étendue à des objets plus petits ou à des atmosphères plus ténues, et en particulier à Encelade. Ce satellite de Saturne a révélé lors du passage de la sonde Cassini la présence d'une très grande plume d'origine probablement cryo-volcanique au pôle Sud principalement composée d'eau, mais aussi d'autres espèces observables depuis le sol (CO, HCN, CH<sub>3</sub>OH,...). A haute fréquence, la résolution du satellite par ALMA pourrait permettre de détecter la dynamique de la plume, et la mesure des composés minoritaires aiderait à caractériser le type de volcanisme présent sur le satellite.

Pour certains sujets spécifiques, comme la structure thermique, la composition et les phénomènes dynamiques dans les atmosphères planétaires, ALMA sera un des instruments au sol capables d'apporter les meilleurs éléments de réponse, et pourra offrir des observations complémentaires aux observations spatiales. En particulier parmi les projets présentés à l'ESA dans le cadre de l'appel d'offre Cosmic Vision (2015-2025), les missions EJSM/Laplace et ISSM/Tandem proposent d'explorer respectivement les systèmes de Jupiter et de Saturne. Les spectromètres à bord, dont un instrument submillimétrique, pourraient cartographier, à différentes longueurs d'onde et avec une très bonne résolution spatiale (10-20 km), l'atmosphère de Io ou d'Encelade, permettant ainsi une étude détaillée de la structure et de la dynamique des plumes volcaniques ou cryo-volcaniques. Les observations préliminaires avec ALMA pourraient être indispensables pour bien préparer ces observations spatiales.

En ce qui concerne la caractérisation des objets transneptuniens, ALMA, en complément des observations de télescopes spatiaux comme Herschel et JWST, pourrait permettre d'augmenter considérablement la taille des bases de données sur les paramètres physiques (tailles et albédos), qui est nécessaire pour avoir une approche statistique de cette population. L'étude thermique de Pluton en particulier sera très intéressante à comparer avec les observations de la sonde New Horizons, dont la mise en orbite est prévue pour 2015.



# Bibliographie

- Adams, W. S. and Dunham, T., Jr. Absorption Bands in the Infra-Red Spectrum of Venus. *PASP*, 44 :243–245, 1932.
- Altenhoff, W. J. and Stumpff, P. Size estimate of "asteroid" 2060 chiron from 250GHz measurements. *AA*, 293 :L41–L42, 1995.
- Altenhoff, W. J., Menten, K. M., and Bertoldi, F. Size determination of the Centaur Chariklo from millimeter-wavelength bolometer observations. *AA*, 366 :L9–L12, 2001.
- Altenhoff, W. J., Bertoldi, F., and Menten, K. M. Size estimates of some optically bright KBOs. *AA*, 415 :771–775, 2004.
- Atreya, S. K. Atmospheres and ionospheres of the outer planets and their satellites. Springer Verlag Springer Series on Physics Chemistry Space, 15, 1986.
- Baars, J. W. M. A new radio telescope project for millimeter wavelengths. *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg*, 40 :134, 1976.
- Ballester, G. E., McGrath, M. A., et al. Detection of the SO<sub>2</sub> atmosphere on Io with the Hubble Space Telescope. *Icarus*, 111 :2–17, 1994.
- Bartholdi, P. and Owen, F. The Occultation of Beta Scorpii by Jupiter and Io. II. Io. *AJ*, 77 :60, 1972.
- Barucci, M., Brown, M., Emery, J., and Merlin, F. in *The Solar System beyond Neptune*. M.A. Barucci et al., eds., U. of Arizona Press, 2008.
- Bergin, E. A., Lellouch, E., et al. Submillimeter Wave Astronomy Satellite Observations of Jupiter and Saturn :Detection of 557 GHz Water Emission from the Upper Atmosphere. *ApJ*, 539 :L147–L150, 2000.
- Bertaux, J. L. and Belton, M. J. S. Evidence of SO<sub>2</sub> on Io from UV observations. *Nature*, 282 :813–815, 1979.
- Bertoldi, F., Altenhoff, W., Weiss, A., Menten, K. M., and Thum, C. The trans-neptunian object UB<sub>313</sub> is larger than Pluto. *Nature*, 439 :563–564, 2006.
- Bezard, B., de Bergh, C., Crisp, D., and Maillard, J.-P. The deep atmosphere of Venus revealed by high-resolution nightside spectra. *Nature*, 345 :508–511, 1990.
- Binder, A. B. and Cruikshank, D. P. Evidence for an Atmosphere on Io. *Icarus*, 3 :299, 1964.
- Biver, N., Lecacheux, A., et al. Wide-band observations of the 557 GHz water line in Mars with Odin. *A&A*, 435 :765–772, 2005.

- Bougher, S. W., Gerard, J. C., Stewart, A. I. F., and Fessen, C. G. The Venus nitric oxide night airglow - Model calculations based on the Venus Thermospheric General Circulation Model. *J. Geophys. Res.*, 95 :6271–6284, 1990.
- Bougher, S. W., Rafkin, S., and Drossart, P. Dynamics of the Venus upper atmosphere : Outstanding problems and new constraints expected from Venus Express. *Planet. Space Sci.*, 54 :1371–1380, 2006.
- Bowell, E., Hapke, B., et al. Application of photometric models to asteroids. In R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, editors, *Asteroids II*, pages 524–556. 1989.
- Brown, M. E. and Trujillo, C. A. Direct Measurement of the Size of the Large Kuiper Belt Object (50000) Quaoar. *AJ.*, 127 :2413–2417, 2004.
- Brown, M. E., Schaller, E. L., Roe, H. G., Rabinowitz, D. L., and Trujillo, C. A. Direct Measurement of the Size of 2003 UB313 from the Hubble Space Telescope. *ApJL*, 643 :L61–L63, 2006.
- Brown, R. A. A search for new features in the visible spectrum of Io. *Planet. Space Sci.*, 27 :215, 1979.
- Buhl, D., Chin, G., and Goldstein, J. J. Discovery of a Doppler-limited CO line in the upper mesosphere of Venus - A new dynamical probe. *ApJ*, 369 :L17–L20, 1991.
- Buie, M. W. and Shriver, S. K. The distribution of water frost on Charon. *Icarus*, 108 :225–233, 1994.
- Buie, M. W., Tholen, D. J., and Wasserman, L. H. Separate Lightcurves of Pluto and Charon. *Icarus*, 125 :233–244, 1997.
- Burke, B. F. and Graham-Smith, F. An introduction to radio astronomy. *Infrared Astronomy*, 1997.
- Butler, B. and Wootten, A. ALMA sensitivity, supra-THz windows and 20 km baselines. *ALMA Memo*, 276, 1999.
- Butler, B. J., Steffes, P. G., Suleiman, S. H., Kolodner, M. A., and Jenkins, J. M. Accurate and Consistent Microwave Observations of Venus and Their Implications. *Icarus*, 154 :226–238, 2001.
- Campbell, M. J. and Ulrichs, J. Electrical properties of rocks and their significance for lunar radar observations. *JGR*, 74 :5867–5881, 1969.
- Carpenter, R. L. A Radar Determination of the Rotation of Venus. *AJ*, 75 :61–+, 1970.
- Cavalié, T. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I. 2008.
- Cheng, A. F., Haff, P. K., Johnson, R. E., and Lanzerotti, L. J. Interactions of planetary magnetospheres with icy satellite surfaces, pages 403–436. *IAU Colloq. 77 : Some Background about Satellites*, 1986.
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., and Moriarty-Schieven, G. H. Observational definition of the Venus mesopause : vertical structure, diurnal variation, and temporal instability. *Icarus*, 161 :1–16, 2003.
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., and Moriarty-Schieven, G. H. A measurement of the 362 GHz absorption line of Mars atmospheric H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>. *Icarus*, 168 :116–121, 2004.
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., and Moriarty-Schieven, G. H. Extreme Global Variability in the Middle Atmosphere of Venus. *AGU Fall Meeting Abstracts*, page A223, 2005.

- Clancy, R. T., Sandor, B. J., and Moriarty-Schieven, G. H. Dynamics Of The Venus Upper Atmosphere : Global-Temporal Distribution Of Winds, Temperature, And CO At The Venus Mesopause. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 539–+. 2007.
- Clow, G. D. and Carr, M. H. Stability of sulfur slopes on Io. *Icarus*, 44 :268–279, 1980.
- Coates, R. J. The lunar brightness distributions at 4.3-mm wave length. *AJ*, 64 :326, 1959.
- Cook, J. C., Desch, S. J., Roush, T. L., Trujillo, C. A., and Geballe, T. R. Near-Infrared Spectroscopy of Charon : Possible Evidence for Cryovolcanism on Kuiper Belt Objects. *ApJ*, 663 :1406–1419, 2007.
- Counselman, C. C., Gourevitch, S. A., King, R. W., Loriot, G. B., and Ginsberg, E. S. Zonal and meridional circulation of the lower atmosphere of Venus determined by radio interferometry. *J. Geophys. Res.*, 85 :8026–8030, 1980.
- Crovisier, J., Biver, N., et al. The search for complex molecules in comets. In A. Wilson, editor, *ESA Special Publication*, volume 577 of *ESA Special Publication*, pages 467–468. 2005.
- Cumming, W. A. The Dielectric Properties of Ice and Snow at 3.2 Centimeters. *Journal of Applied Physics*, 23 :768–773, 1952.
- De Breuck, C. Scientific requirements of ALMA, and its capabilities for key-projects : extragalactic. In A. Wilson, editor, *ESA Special Publication*, volume 577 of *ESA Special Publication*, pages 27–29. 2005.
- de Pater, I., Brown, R. A., and Dickel, J. R. VLA observations of the Galilean satellites. *Icarus*, 57 :93–101, 1984.
- de Pater, I., Schloerb, F. P., and Rudolph, A. Venus imaged with the Hat Creek interferometer in the J = 1-0 CO line. *Icarus*, 90 :282–298, 1991.
- de Pater, I., Laver, C., Marchis, F., Roe, H. G., and Macintosh, B. A. Spatially resolved observations of the forbidden  $SO\ a^{\Delta}X\Sigma$  rovibronic transition on Io during an eclipse and a volcanic eruption at Ra Patera. *Icarus*, 191 :172–182, 2007.
- Domingue, D. L., Lockwood, G. W., and Kubala, A. E. Supplementary Analysis of Io's Disk-Integrated Solar Phase Curve. *Icarus*, 134 :113–136, 1998.
- Doressoundiram, A., Peixinho, N., et al. The Color Distribution in the Edgeworth-Kuiper Belt. *AJ*, 124 :2279–2296, 2002.
- Doressoundiram, A., Peixinho, N., et al. The Meudon Multicolor Survey (2MS) of Centaurs and Trans-Neptunian Objects : From Visible to Infrared Colors. *AJ*, 134 :2186–2199, 2007.
- Doressoundiram, A., Boehnhardt, H., Tegler, C., and Trujillo, C. *The Solar System beyond Neptune*. M.A. Barucci et al., eds., U. of Arizona Press, 2008.
- Douté, S., Schmitt, B., et al. Evidence for Methane Segregation at the Surface of Pluto. *Icarus*, 142 :421–444, 1999.
- Douté, S., Schmitt, B., et al. Mapping  $SO_2$  Frost on Io by the Modeling of NIMS Hyperspectral Images. *Icarus*, 149 :107–132, 2001.

- Drossart, P., Piccioni, G., et al. A dynamic upper atmosphere of Venus as revealed by VIRTIS on Venus Express. *Nature*, 450 :641–645, 2007.
- Duffard, R., Ortiz, J. L., et al. A study of photometric variations on the dwarf planet (136199) Eris. *A&A*, 479 :877–881, 2008.
- Dutrey, A. Proceedings from IMISS2. IRAM, 2000.
- Elliot, J. L., Person, M. J., and Qu, S. Analysis of Stellar Occultation Data. II. Inversion, with Application to Pluto and Triton. *AJ*, 126 :1041–1079, 2003.
- Encrenaz, T., Lellouch, E., Paubert, G., and Gulkis, S. First detection of HDO in the atmosphere of Venus at radio wavelengths - an estimate of the H<sub>2</sub>O vertical distribution. *A&A*, 246 :L63–L66, 1991.
- Feaga, L. M., McGrath, M. A., and Feldman, P. D. Io's dayside SO<sub>2</sub> atmosphere, 2008. Submitted to *Icarus*.
- Fernández, Y. R., Sheppard, S. S., and Jewitt, D. C. The Albedo Distribution of Jovian Trojan Asteroids. *AJ*, 126 :1563–1574, 2003.
- Fink, U., Larson, H. P., and Gautier, T. N., III. New upper limits for atmospheric constituents on Io. *Icarus*, 27 :439–446, 1976.
- Fornasier, S., Dotto, E., et al. Visible spectroscopic and photometric survey of Jupiter Trojans : Final results on dynamical families. *Icarus*, 190 :622–642, 2007.
- Geissler, P., McEwen, A., Phillips, C., Keszthelyi, L., and Spencer, J. Surface changes on Io during the Galileo mission. *Icarus*, 169 :29–64, 2004.
- Geissler, P. E. and Goldstein, D. B. Plumes and their deposits, in *Io after Galileo*, pages 164–192. Springer, 2006.
- Geissler, P. E., McEwen, A. S., et al. Global Color Variations on Io. *Icarus*, 140 :265–282, 1999.
- Geissler, P. E., Smyth, W. H., et al. Morphology and time variability of Io's visible aurora. *J. Geophys. Res.*, 106 :26137–26146, 2001.
- Goldstein, J. J., Mumma, M. J., et al. Absolute wind velocities in the lower thermosphere of Venus using infrared heterodyne spectroscopy. *Icarus*, 94 :45–63, 1991.
- Good, J. C. and Schloerb, F. P. Limits on Venus' SO<sub>2</sub> abundance profile from interferometric observations at 3.4 MM wavelength. *Icarus*, 53 :538–547, 1983.
- Greve, A. Radio Antennas, in Proceedings from IMISS2. IRAM, 2000.
- Grundy, W. M. and Fink, U. Synoptic CCD Spectrophotometry of Pluto Over the Past 15 Years. *Icarus*, 124 :329–343, 1996.
- Guilloteau, S., Dutrey, A., Marten, A., and Gautier, D. CO in the troposphere of Neptune : Detection of the J = 1-0 line in absorption. *A&A*, 279 :661–667, 1993.
- Gurwell, M. A., Muhleman, D. O., et al. Observations of the CO bulge on Venus and implications for mesospheric winds. *Icarus*, 115 :141–158, 1995.

- Gurwell, M. A., Qi, C., and SMA Team. Solar System Science with the Submillimeter Array. In *Science with the ALMA, Proceedings of ALMA Symposium*. 2007.
- Güsten, R., Nyman, L. Å., et al. The Atacama Pathfinder EXperiment (APEX) - a new submillimeter facility for southern skies -. *A&A*, 454 :L13–L16, 2006.
- Hapke, B. and Graham, F. Spectral properties of condensed phases of disulfur monoxide, polysulfur oxide, and irradiated sulfur. *Icarus*, 79 :47–55, 1989.
- Harris, A. W. and Lagerros, J. S. V. Asteroids in the Thermal Infrared. *Asteroids III*, pages 205–218, 2002.
- Hidayat, T., Marten, A., et al. Millimeter and Submillimeter Heterodyne Observations of Titan : Retrieval of the Vertical Profile of HCN and the  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}^*$  Ratio. *Icarus*, 126 :170–182, 1997.
- Hofstadter, M. D., Butler, B. J., and Gurwell, M. A. Imaging Uranus at Submillimeter to Centimeter Wavelengths. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 424. 2007.
- Ingersoll, A. P., Summers, M. E., and Schlipf, S. G. Supersonic meteorology of Io - Sublimation-driven flow of  $\text{SO}_2$ . *Icarus*, 64 :375–390, 1985.
- Janssen, M. A. and Klein, M. J. Constraints on the composition of the Venus atmosphere from microwave measurements near 1.35 CM wavelength. *Icarus*, 46 :58–69, 1981.
- Jessup, K. L., Spencer, J. R., et al. The atmospheric signature of Io's Prometheus plume and anti-jovian hemisphere : evidence for a sublimation atmosphere. *Icarus*, 169 :197–215, 2004.
- Jewitt, D., Luu, J., and Marsden, B. G. 1992 QB1. *IAU Circ.*, 5611 :1, 1992.
- Jewitt, D., Aussel, H., and Evans, A. The size and albedo of the Kuiper-belt object (20000) Varuna. *Nature*, 411 :446–447, 2001.
- Jewitt, D. C. and Sheppard, S. S. Physical Properties of Trans-Neptunian Object (20000) Varuna. *AJ*, 123 :2110–2120, 2002.
- Johnson, T. V. and McCord, T. B. Spectral Geometric Albedo of the Galilean Satellites, 0.3 to 2.5 Microns. *ApJ*, 169 :589, 1971.
- Johnson, T. V., Cook, A. F., II, Sagan, C., and Soderblom, L. A. Volcanic resurfacing rates and implications for volatiles on Io. *Nature*, 280 :746–750, 1979.
- Johnson, T. V., Matson, D. L., Blaney, D. L., Veeder, G. J., and Davies, A. Stealth plumes on Io. *Geophys. Res. Lett.*, 22 :3293–3296, 1995.
- Kakar, R. K., Waters, J. W., and Wilson, W. J. Venus - Microwave detection of carbon monoxide. *Science*, 191 :379, 1976.
- Kakar, R. K., Walters, J. W., and Wilson, W. J. Mars - Microwave detection of carbon monoxide. *Science*, 196 :1090, 1977.
- Karastergiou, A. Atmospheric phase correction, in *Proceedings from IMISS5*. IRAM, 2006.
- Kerton, C. R., Fanale, F. P., and Salvail, J. R. The state of  $\text{SO}_2$  on Io's surface. *J. Geophys. Res.*, 101 :7555–7564, 1996.

- Keszthelyi, L. and McEwen, A. Magmatic Differentiation of Io. *Icarus*, 130 :437–448, 1997.
- Kieffer, S. W., Lopes-Gautier, R., et al. Prometheus : Io's Wandering Plume. *Science*, 288 :1204–1208, 2000.
- Kliore, A., Cain, D. L., Fjeldbo, G., Seidel, B. L., and Rasool, S. I. Preliminary Results on the Atmospheres of Io and Jupiter from the Pioneer 10 S-Band Occultation Experiment. *Science*, 183 :323–324, 1974.
- Kofman, W. and Safaeinili, A. Radar Techniques Applied to Subsurface Studies in Solar System Exploration. In B. Battrick, editor, *Tools and Technologies for Future Planetary Exploration*, volume 543 of ESA Special Publication, pages 39–50. 2004.
- Kumar, S. Photochemistry of SO<sub>2</sub> in the atmosphere of Io and implications on atmospheric escape. *J. Geophys. Res.*, 87 :1677–1684, 1982.
- Lacerda, P. and Jewitt, D. C. Densities of Solar System Objects from Their Rotational Light Curves. *AJ*, 133 :1393, 2007.
- Lacerda, P., Jewitt, D., and Peixinho, N. High-Precision Photometry of Extreme Kbo 2003 EL<sub>61</sub>. *AJ*, 135 :1749–1756, 2008.
- Laver, C., de Pater, I., Roe, H., and Strobel, D. F. Temporal behavior of the SO 1.707  $\mu\text{m}$  ro-vibronic emission band in Io's atmosphere. *Icarus*, 189 :401–408, 2007.
- Lebofsky, L. A. and Spencer, J. R. Radiometry and a thermal modeling of asteroids. In R. P. Binzel, T. Gehrels, and M. S. Matthews, editors, *Asteroids II*, pages 128–147. 1989.
- Lebofsky, L. A., Sykes, M. V., et al. A refined 'standard' thermal model for asteroids based on observations of 1 Ceres and 2 Pallas. *Icarus*, 68 :239–251, 1986.
- Lellouch, E. Urey Prize Lecture. Io's Atmosphere : Not Yet Understood. *Icarus*, 124 :1–21, 1996.
- Lellouch, E. Io's Atmosphere and Surface-Atmosphere Interactions. *Space Science Reviews*, 116 :211–224, 2005.
- Lellouch, E., Encrenaz, T., Belton, M., de Pater, I., and Gulkis, S. Io's atmosphere from microwave detection SO<sub>2</sub>. *Nature*, 346 :639–641, 1990.
- Lellouch, E., Belton, M., et al. The structure, stability, and global distribution of Io's atmosphere. *Icarus*, 98 :271–295, 1992.
- Lellouch, E., Goldstein, J. J., Rosenqvist, J., Bougher, S. W., and Paubert, G. Global circulation, thermal structure, and carbon monoxide distribution in Venus' mesosphere in 1991. *Icarus*, 110 :315–339, 1994a.
- Lellouch, E., Strobel, D., et al. Millimeter wave observations of Io's atmosphere : new data and new models. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 26 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1136. 1994b.
- Lellouch, E., Strobel, D. F., et al. Detection of Sulfur Monoxide in Io's Atmosphere. *APJL*, 459 :107, 1996.
- Lellouch, E., Clancy, T., et al. Monitoring of Mesospheric Structure and Dynamics. In S. W. Bougher, D. M. Hunten, and R. J. Philips, editors, *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, pages 295–+. 1997.

- Lellouch, E., Laureijs, R., et al. Pluto's Non-isothermal Surface. *Icarus*, 147 :220–250, 2000a.
- Lellouch, E., Paubert, G., Strobel, D. F., and Belton, M. Millimeter-wave observations of Io's atmosphere : the IRAM 1999 campaign. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 32 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1059. 2000b.
- Lellouch, E., Moreno, R., et al. Coordinated thermal and optical observations of Trans-Neptunian object (20 000)Varuna from Sierra Nevada. *A&A*, 391 :1133–1139, 2002.
- Lellouch, E., Paubert, G., Moses, J. I., Schneider, N. M., and Strobel, D. F. Volcanically emitted sodium chloride as a source for Io's neutral clouds and plasma torus. *Nature*, 421 :45–47, 2003.
- Lellouch, E., McGrath, M. A., and Jessup, K. L. Io's atmosphere, in *Io after Galileo*, page 231. Springer, 2006.
- Lellouch, E., Paubert, G., Moreno, R., and Moullet, A. Monitoring Venus' mesospheric winds in support of Venus Express : IRAM-30m and APEX observations, in press. , 2008.
- Lodders, K. and Fegley, B. *The planetary scientist's companion / Katharina Lodders, Bruce Fegley. The planetary scientist's companion / Katharina Lodders, Bruce Fegley. New York : Oxford University Press, 1998. QB601 .L84 1998, 1998.*
- Margot, J. L., Campbell, D. B., Campbell, B. A., and Butler, B. J. Lunar Dielectric Constants from Radio Thermal Emission Measurements. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, volume 27 of *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, page 805. 1996.
- Margot, J. L., Trujillo, C., Brown, M. E., and Bertoldi, F. The size and albedo of KBO 2002 AW197. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 34 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 871. 2002.
- Markiewicz, W. J., Titov, D. V., et al. Morphology and dynamics of the upper cloud layer of Venus. *Nature*, 450 :633–636, 2007.
- Marov, M. Y. Mikhail Lomonosov and the discovery of the atmosphere of Venus during the 1761 transit. In D. W. Kurtz, editor, *IAU Colloq. 196 : Transits of Venus : New Views of the Solar System and Galaxy*, pages 209–219. 2005.
- Marten, A., Gautier, D., et al. First observations of CO and HCN on Neptune and Uranus at millimeter wavelengths and the implications for atmospheric chemistry. *ApJ*, 406 :285–297, 1993.
- Mayr, H. G., Harris, I., et al. Dynamic properties of the thermosphere inferred from Pioneer Venus mass spectrometer measurements. *J. Geophys. Res.*, 85 :7841–7847, 1980.
- McEwen, A. S. Global color and albedo variations on Io. *Icarus*, 73 :385–426, 1988.
- McEwen, A. S. and Soderblom, L. A. Two classes of volcanic plumes on Io. *Icarus*, 55 :191–217, 1983.
- McEwen, A. S., Simonelli, D. P., et al. High-temperature hot spots on Io as seen by the Galileo solid state imaging (SSI) experiment. *Geophys. Res. Lett.*, 24 :2443, 1997.
- McGrath, M. A., Belton, M. J. S., Spencer, J. R., and Sartoretti, P. Spatially Resolved Spectroscopy of Io's Pele Plume and SO<sub>2</sub> Atmosphere. *Icarus*, 146 :476–493, 2000.
- McGrath, M. A., Lellouch, E., Strobel, D. F., Feldman, P. D., and Johnson, R. E. Satellite atmospheres, in *Jupiter. The Planet, Satellites and Magnetosphere*, pages 457–483. Cambridge University Press, 2004.

- Merk, R. and Prialnik, D. Combined modeling of thermal evolution and accretion of trans-neptunian objects. Occurrence of high temperatures and liquid water. *Icarus*, 183 :283–295, 2006.
- Moreno, M. A., Schubert, G., Kivelson, M. G., Paige, D. A., and Baumgardner, J. Io's volcanic and sublimation atmospheres. *Icarus*, 93 :63–81, 1991.
- Moreno, R. Continuum measurements of callisto and Ganymede with IRAM PdB : Application to flux calibration. In Workshop on flux calibration at IRAM. 2007.
- Moreno, R. and Guilloteau, S. An amplitude calibration strategy for ALMA. *ALMA Memo*, 372, 2002.
- Moreno, R., Marten, A., and Hidayat, T. Interferometric measurements of zonal winds on Titan. *A&A*, 437 :319–328, 2005.
- Moreno, R., Lellouch, E., et al. Wind measurements in Mars' middle atmosphere at equinox and solstice : IRAM Plateau de Bure interferometric CO observations. In F. Forget, editor, *Mars Atmosphere Modelling and Observations*, page 134. 2006.
- Moulet, A., Lellouch, E., Moreno, R., Gurwell, M. A., and Moore, C. First disk-resolved millimeter observations of Io's surface and SO<sub>2</sub> atmosphere. *A&A*, 482 :279–292, 2008a.
- Moulet, A., Lellouch, E., et al. Physical and dynamical properties of (12929) 1999 TZ{1} suggest that it is a Trojan. *AA*, 483 :L17–L20, 2008b.
- Muhleman, D. O. and Berge, G. L. Observations of Mars, Uranus, Neptune, Io, Europa, Ganymede, and Callisto at a wavelength of 2.66 MM. *Icarus*, 92 :263–272, 1991.
- Muhleman, D. O., Orton, G. S., and Berge, G. L. A model of the Venus atmosphere from radio, radar, and occultation observations. *ApJ*, 234 :733–745, 1979.
- Muhleman, D. O., Berge, G. L., and Clancy, R. T. Microwave measurements of carbon monoxide on Titan. *Science*, 223 :393–396, 1984.
- Niemann, H. B., Hartle, R. E., et al. Venus upper atmosphere neutral gas composition - First observations of the diurnal variations. *Science*, 205 :54–56, 1979.
- Noll, K. S. Solar System binaries. In L. Daniela, M. Sylvio Ferraz, and F. J. Angel, editors, *Asteroids, Comets, Meteors*, volume 229 of IAU Symposium, pages 301–318. 2006.
- Noll, K. S., Grundy, W., Chiang, E. I., Margot, J., and Kern, S. D. in *The Solar System beyond Neptune*. M.A. Barucci et al., eds., U. of Arizona Press, 2008.
- Oertel, D., Spankuch, D., et al. Infrared spectrometry of Venus from 'Venera-15' and 'Venera-16'. *Advances in Space Research*, 5 :25–, 1985.
- Ortiz, J. L., Gutiérrez, P. J., Sota, A., Casanova, V., and Teixeira, V. R. Rotational brightness variations in Trans-Neptunian Object 50000 Quaoar. *A&A*, 409 :L13–L16, 2003.
- Ortiz, J. L., Gutiérrez, P. J., Santos-Sanz, P., Casanova, V., and Sota, A. Short-term rotational variability of eight KBOs from Sierra Nevada Observatory. *A&A*, 447 :1131–1144, 2006.
- Peale, S. J., Cassen, P., and Reynolds, R. T. Melting of Io by tidal dissipation. *Science*, 203 :892–894, 1979.

- Pearl, J., Hanel, R., et al. Identification of gaseous SO<sub>2</sub> and new upper limits for other gases on Io. *Nature*, 280 :755–758, 1979.
- Perley, R. A., Schwab, F. R., and Bridle, A. H., editors. *Synthesis imaging in radio astronomy*, volume 6 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. 1989.
- Pety, J., Gueth, F., and Guilloteau, S. ALMA+ACA simulation tool. *ALMA Memo*, 386, 2002.
- Pickett, R. L., Poynter, E. A., et al. Submillimeter, millimeter and microwave spectral line catalog. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 60 :883–890, 1998.
- Pilcher, C. B., Ridgeway, S. T., and McCord, T. B. Galilean satellites : Identification of water frost. *Science*, 178 :1087–1089, 1972.
- Prinn, R. G. Venus : Composition and Structure of the Visible Clouds. *Science*, 182 :1132–1135, 1973.
- Rabinowitz, D. L., Barkume, K., et al. Photometric Observations Constraining the Size, Shape, and Albedo of 2003 EL61, a Rapidly Rotating, Pluto-sized Object in the Kuiper Belt. *ApJ*, 639 :1238–1251, 2006.
- Rathbun, J. A., Spencer, J. R., et al. Mapping of Io's thermal radiation by the Galileo photopolarimeter-radiometer (PPR) instrument. *Icarus*, 169 :127–139, 2004.
- Rudy, D. J., Muhleman, D. O., Berge, G. L., Jakosky, B. M., and Christensen, P. R. Mars - VLA observations of the northern hemisphere and the north polar region at wavelengths of 2 and 6 CM. *Icarus*, 71 :159–177, 1987.
- Ruze, J. Antenna cost, efficiency, and system noise. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14 :249–250, 1966.
- Sagan, C. The Surface Temperature of Venus. *AJ*, 65 :352–+, 1960.
- Sagan, C. Structure of the lower atmosphere of Venus. *Icarus*, 1 :151–169, 1962.
- Sagan, C. The Atmosphere of Venus. In P. J. Brancazio and A. G. W. Cameron, editors, *The Origin and Evolution of Atmospheres and Oceans*, page 279. 1964.
- Sagawa, H., Kitamura, Y., Hashimoto, G. L., Imamura, T., and Nakamura, M. Millimeter Interferometric Observations of the Venusian Atmosphere with Nobeyama Millimeter Array in Japan. In 36th COSPAR Scientific Assembly, volume 36 of *COSPAR, Plenary Meeting*, pages 2179–+. 2006.
- Sartoretti, P., McGrath, M. A., and Paresce, F. Disk-resolved imaging of Io with the Hubble Space Telescope. *Icarus*, 108 :272–284, 1994.
- Sartoretti, P., Belton, M. J. S., and McGrath, M. A. SO<sub>2</sub> Distributions on Io. *Icarus*, 122 :273–287, 1996.
- Saur, J. and Strobel, D. F. Relative contributions of sublimation and volcanoes to Io's atmosphere inferred from its plasma interaction during solar eclipse. *Icarus*, 171 :411–420, 2004.
- Saur, J., Neubauer, F. M., Strobel, D. F., and Summers, M. E. Interpretation of Galileo's Io plasma and field observations : I0, I24, and I27 flybys and close polar passes. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107 :1422–+, 2002.
- Schubert, G. General circulation and the dynamical state of the Venus atmosphere, pages 681–765. *Venus*, 1983.

- Shah, K. P., Muhleman, D. O., and Berge, G. L. Measurement of winds in Venus' upper mesosphere based on Doppler shifts of the 2.6-mm (C-12)O line. *Icarus*, 93 :96–121, 1991.
- Sheppard, S., Lacerda, P., and Ortiz, J. in *The Solar System beyond Neptune*. M.A. Barucci et al., eds., U. of Arizona Press, 2008.
- Sicardy, B., Bellucci, A., et al. Charon's size and an upper limit on its atmosphere from a stellar occultation. *Nature*, 439 :52–54, 2006.
- Simonelli, D. P. and Veverka, J. Bolometric albedos and diurnal temperatures of the brightest regions on Io. *Icarus*, 74 :240–261, 1988.
- Simonelli, D. P., Veverka, J., et al. Galileo Search for SO<sub>2</sub>-Frost Condensation on Io's Nightside. *Icarus*, 135 :166–174, 1998.
- Simonelli, D. P., Dodd, C., and Veverka, J. Regolith variations on Io : Implications for bolometric albedos. *J. Geophys. Res.*, 106 :33241–33252, 2001.
- Sinton, W. M. Observation of a Lunar Eclipse at 1.5 MM. *ApJ*, 123 :325, 1956.
- Smythe, W. D., Nelson, R. M., and Nash, D. B. Spectral evidence for SO<sub>2</sub> frost or adsorbate on Io's surface. *Nature*, 280 :766, 1979.
- Spencer, J. R. *The Surfaces of Europa, Ganymede, and Callisto : an Investigation Using Voyager IRIS Thermal Infrared Spectra*. Ph.D. thesis, AA(THE UNIVERSITY OF ARIZONA.), 1987.
- Spencer, J. R. and Schneider, N. M. Io on the Eve of the Galileo Mission. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 24 :125–190, 1996.
- Spencer, J. R., Lebofsky, L. A., and Sykes, M. V. Systematic biases in radiometric diameter determinations. *Icarus*, 78 :337–354, 1989.
- Spencer, J. R., McEwen, A. S., et al. Volcanic Resurfacing of Io : Post-Repair HST Imaging. *Icarus*, 127 :221–237, 1997.
- Spencer, J. R., Jessup, K. L., McGrath, M. A., Ballester, G. E., and Yelle, R. Discovery of Gaseous S<sub>2</sub> in Io's Pele Plume. *Science*, 288 :1208–1210, 2000.
- Spencer, J. R., Lellouch, E., et al. Mid-infrared detection of large longitudinal asymmetries in Io's SO<sub>2</sub> atmosphere. *Icarus*, 176 :283–304, 2005.
- Stansberry, J., Grundy, W., et al. to appear in *The Solar System beyond Neptune*. M.A. Barucci et al., eds., U. of Arizona Press, 2008.
- Steffes, P. G. Laboratory measurements of the microwave opacity and vapor pressure of sulfuric acid vapor under simulated conditions for the middle atmosphere of Venus. *Icarus*, 64 :576–585, 1985.
- Steinberg, J.-L. and Lequeux, J. *Radio astronomy*. New York, McGraw-Hill [1963], 1963.
- Stern, S. A., Buie, M. W., and Trafton, L. M. HST High-Resolution Images and Maps of Pluto. *AJ*, 113 :827, 1997.
- Strobel, D. F., Zhu, X., and Summers, M. F. On the vertical thermal structure of Io's atmosphere. *Icarus*, 111 :18–30, 1994.

- Strom, R. G. and Schneider, N. M. Volcanic eruption plumes on Io. In D. Morrison, editor, *Satellites of Jupiter*, pages 598–633. 1982.
- Strom, R. G., Terrile, R. J., Hansen, C., and Masursky, H. Volcanic eruption plumes on Io. *Nature*, 280 :733–736, 1979.
- Thébault, P. and Doressoundiram, A. Colors and collision rates within the Kuiper belt : problems with the collisional resurfacing scenario. *Icarus*, 162 :27–37, 2003.
- Thompson, A. R., Moran, J. M., and Swenson, G. W., Jr. *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, 2nd Edition. A. Richard Thompson, James M. Moran, and George W. Swenson, Jr. 2nd ed. New York : Wiley, 2001.
- Trafton, L., Parkinson, T., and Macy, W., Jr. The Spatial Extent of Sodium Emission around IO. *ApJ*, 190 :L85, 1974.
- Trafton, L. M., Caldwell, J. J., Barnet, C., and Cunningham, C. C. The Gaseous Sulfur Dioxide Abundance over Io's Leading and Trailing Hemispheres : HST Spectra of Io's C 1B 2–X 1A 1 Band of SO<sub>2</sub> near 2100 Angstrom. *ApJ*, 456 :384, 1996.
- Urquhart, M. L. and Jakosky, B. M. Lunar thermal emission and remote determination of surface properties. *J. Geophys. Res.*, 102 :10959–10970, 1997.
- Veeder, G. J., Matson, D. L., Johnson, T. V., Blaney, D. L., and Goguen, J. D. Io's heat flow from infrared radiometry : 1983-1993. *J. Geophys. Res.*, 99 :17095–17162, 1994.
- Vinogradov, A. P., Surkov, Y. A., and Florenskij, K. P. The chemical composition of the Venus atmosphere based on the data of the interplanetary station Venera 4. *Journal of Atmospheric Sciences*, 25 :535–536, 1968.
- von Zahn, U., Krankowsky, D., Mauersberger, K., Nier, A. O., and Hunten, D. M. Venus thermosphere - In situ composition measurements, the temperature profile, and the homopause altitude. *Science*, 203 :768–770, 1979.
- Wagman, D. D. *Sublimation Pressure and Enthalpy of SO<sub>2</sub>*. Chem. Thermodynamics Data Center, NISI, Washington, DC, 1979.
- Widemann, T., Lellouch, E., and Campargue, A. New wind measurements in Venus lower mesosphere from visible spectroscopy. *Planet. Space Sci.*, 55 :1741–1756, 2007.
- Wong, M. C. and Johnson, R. E. A three-dimensional azimuthally symmetric model atmosphere for Io 1. Photochemistry and the accumulation of a nightside atmosphere. *JGR*, 101 :23243–23060, 1996.
- Wong, M. C. and Smyth, W. H. Model Calculations for Io's Atmosphere at Eastern and Western Elongations. *Icarus*, 146 :60–74, 2000.
- Yan, N., Chassefière, E., Leblanc, F., and Sarkissian, A. Thermal model of Mercurys surface and subsurface : Impact of subsurface physical heterogeneities on the surface temperature. *Advances in Space Research*, 38 :583–588, 2006.
- Zhang, J., Goldstein, D. B., et al. Simulation of gas dynamics and radiation in volcanic plumes on Io. *Icarus*, 163 :182–197, 2003.
- Zolotov, M. Y. and Fegley, B. Volcanic Origin of Disulfur Monoxide (S<sub>2</sub>O) on Io. *Icarus*, 133 :293–297, 1998.



## Caractéristiques générales des objets étudiés



Distance moyenne à Jupiter	5.8 rayons de Jupiter
Période de révolution	1.769 jours
Période de rotation	1.769 jours
Rayon équatorial	1821.6 km
Vitesse équatoriale	75 m/s
Vitesse d'échappement moyenne	2.5 km/s
Masse	$8.9 \times 10^{22}$ kg
Densité	$3.5 \text{ g.cm}^{-3}$
Gravité à la surface	$1.796 \text{ m.s}^{-2}$
Composition du sol	SO <sub>2</sub> , composés sulfurés
Température moyenne de surface	118 K
Composition de l'atmosphère	
espèces majoritaires	SO <sub>2</sub> (~ 90%), SO(3-10%)
espèces minoritaires	S <sub>2</sub> , NaCl
Pression au sol	~ 1 nbar
Echelle de hauteur au sol (273 K)	19.6 km

Tab. .3: Principales caractéristiques orbitales et physiques de Io.

Demi grand axe	0.7 UA
Eccentricité	0.0068
Inclinaison	3.39°
Période de révolution	224.6 jours
Période de rotation	243.0 jours
Rayon équatorial	6051 km
Masse	$4.8 \times 10^{24}$ kg
Densité	$5.24 \text{ g.cm}^{-3}$
Gravité au sol	$8.87 \text{ m.s}^{-2}$
Composition du sol	SiO <sub>2</sub> , Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , FeO, MnO, MgO,...
Température au sol	740 K
Composition de l'atmosphère	
espèces majoritaires	CO <sub>2</sub> (96%), N <sub>2</sub> (3.5)%
espèces minoritaires	SO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O, CO, He, OCS,...
Pression au sol	92 bars
Echelle de hauteur au sol	16 km

Tab. .4: Principales caractéristiques orbitales et physiques de Vénus.



Articles publiés en premier auteur



## Annexe A

First disk-resolved millimeter observations of Io's surface and SO<sub>2</sub> atmosphere. *A&A* 482, 279-292 (2008)

