Prélude à la mission Venus Express : étude de l'atmosphère par spectro-imagerie infrarouge

Emmanuel Marcq

▶ **To cite this version:**

Emmanuel Marcq. Prélude à la mission Venus Express : étude de l'atmosphère par spectro-imagerie infrarouge. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2006. Français. NNT : . tel-00126105

HAL Id: tel-00126105
https://theses.hal.science/tel-00126105

Submitted on 23 Jan 2007

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

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

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

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris VII – Denis Diderot

Spécialité : Astrophysique et Méthodes Associées

par

Emmanuel MARCQ

Prélude à la mission *Vénus Express* : étude de l'atmosphère par spectro-imagerie infrarouge.

Soutenue le 7 décembre 2006 devant le jury composé de :

Cécile Ferrari	Présidente
Thérèse Encrenaz	Directrice de thèse
Pr. Frederic W. Taylor	Rapporteur
Dr. Robert M. Haberle	Rapporteur
Bruno Bézard	Examinateur
Dr. Dimitri Titov	Examinateur

l'Observatoire de Paris | LESIA

Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique

Quels hommes sont ces poètes qui peuvent parler de Jupiter
lorsqu'il prenait la forme d'un homme, mais qui se taisent
si c'est une immense sphère d'hydrogène en rotation ?
Richard P. Feynman

Remerciements

Rédiger les remerciements d'une thèse est une expérience curieuse. D'un côté, il est très naturel de se souvenir des personnes qui ont compté lors des trois années passées à travailler ici, à l'observatoire de Meudon, et de vouloir leur témoigner sa reconnaissance. Mais le sentiment diffus de savoir que les quelques lignes qui suivent constitueront la fraction de ce mémoire qui sera la plus attentivement lue par son entourage personnel, et qu'elles seront au moins parcourues par les spécialistes du domaine, provoque une sorte d'appréhension à l'idée d'oublier injustement de citer quelqu'un, ou encore d'outrepasser je ne sais quel mystérieux ordre de préséance parmi toutes les personnalités mises à l'honneur ici. Je voudrais donc commencer par m'excuser préventivement auprès de toutes les susceptibilités que je pourrais froisser par mégarde, et vous assurer que telle n'était pas du tout mon intention.

Je tiens tout d'abord à remercier ma directrice de thèse, Thérèse Encrenaz, d'avoir accepté de diriger mes recherches malgré un emploi du temps souvent très chargé. L'enthousiasme qu'elle a su communiquer à chacune de nos entrevues et la confiance qu'elle m'a accordée en toutes circonstances m'ont beaucoup touché, et grandement aidé à acquérir en douceur l'autonomie nécessaire au travail de chercheur. Qu'il me soit aussi permis de lui témoigner ma reconnaissance face à l'écoute dont elle a fait preuve à propos de mes projets professionnels, et face aux efforts qu'elle a déployés pour m'assurer une transition idéale entre thèse et travail post-doctoral.

La deuxième personne que je tiens à remercier pour le rôle immense qui a été le sien au cours de cette thèse est Bruno Bézard. Sa disponibilité n'a jamais été mise en défaut lorsqu'à chaque difficulté rencontrée que je ne pouvais surmonter, je lui ai demandé et ai toujours obtenu des réponses pertinentes. Sa capacité impressionnante à résoudre rapidement les multiples problèmes rencontrés au cours de mon travail ont contribué de façon cruciale au succès de cette thèse, et au-delà à ma propre compréhension de cette science en plein essor qu'est l'étude des atmosphères planétaires.

Je tiens également à remercier les autres membres du jury qui ont eu la bonté de prendre sur leur temps afin de juger ces travaux : Cécile Ferrari, qui a très gentiment accepté de le présider, Frederic W. Taylor et Robert M. Haberle – que je remercie non seulement pour avoir accepté la charge de travail incombant aux rapporteurs dans une langue qui ne leur est pas très habituelle, mais aussi pour avoir consenti à un déplacement parfois long de plusieurs milliers de kilomètres. Je remercie aussi Dimitri Titov pour avoir consenti à faire partie du jury malgré un emploi du temps très chargé du fait de la mission *Venus Express*. Enfin, je remercie au même titre Jean-Pierre Maillard pour son aimable relecture et ses remarques fort judicieuses qui ont permis de finaliser ce mémoire.

Cette thèse n'aurait pas été possible sans observations. Les nôtres, menées à vingt mille kilomètres du télescope grâce à la technologie du *remote observing*, n'auraient pas été possibles sans l'implication et l'aide de Mirel Birlan, en toute saison et à toute heure. Si l'on y ajoute sa bonne humeur et sa grande gentillesse, je ne peux que lui adresser mes sincères remerciements en lui dédiant ce paragraphe. À l'autre bout de la chaîne, je n'oublie pas le personnel de l'IRTF, notamment Paul Sears et "Bobby" Bus.

Le laboratoire qui m'a accueilli, le LESIA, compte de nombreuses personnes que je me dois de remercier pour leur aide, leur soutien ou tout simplement leur présence, permettant ainsi à

tous de mener leur travail dans d'excellentes conditions. J'adresse donc mes remerciements à son directeur, M. Jean-Louis Bougeret ainsi qu'à tous les chercheurs avec qui j'ai eu l'occasion de discuter au cours de cette thèse voire dès mon D.E.A. : Pierre Drossart, Emmanuel Lellouch, Thierry Fouchet, Thomas Widemann, Catherine de Bergh, Daniel Rouan, Pierre Léna, Didier Pelat (du LUTH). Je tiens également à remercier tout le personnel administratif qui m'a beaucoup aidé à préparer des voyages nécessités par les multiples colloques ; en conséquence, un grand merci à Marie-Rose Ramarao, Cris Dupont-Victor et au sémillant Moïse Kabikissa. Enfin, je remercie Sudagar Vassin pour l'assistance informatique sans laquelle il m'aurait été impossible de mener à bien ce travail. Je voudrais aussi remercier à cette occasion les chercheurs et doctorants que j'ai rencontrés au cours des divers colloques où j'ai pu me rendre, et qui ont par leurs remarques et leurs questions contribué à l'avancement de ce travail : Vicky Meadows, Robert Carlson, Vladimir Krasnopolsky, Dimitri Titov, Davide Grassi, Constantine Tsang, Colin Wilson pour ne citer que certains d'entre eux.

Mais un laboratoire, ce sont aussi les autres thésitifs et post-doctorants, qui par leur bonne humeur et leur compagnie (notamment durant les déplacements), ont rendu ces trois années plus joyeuses qu'elle ne l'auraient été sans eux et elles. J'adresse donc mes remerciements à toutes les personnes qui ont partagé mes bureaux pendant ces années, entre autres Frédéric Merlin, Alessandra Migliorini, Audrey Delsanti, Alberto Negrão, David Luz et Sandrine Vinatier. Je remercie également les autres jeunes chercheurs de ce laboratoire ou bien d'autres, avec qui j'ai parfois passé de mémorables moments, comme Patrick Gaulme, Sébastien Charnoz, Arielle Moulet, Raphaël Moreno, Riccardo Melchiorri, Audrey Crespin, Cédric Leyrat, Pierre Vernazza, Aurélie Lecureur, Nicolas Iro. Une place spéciale va à Mathieu Hirtzig, qui du haut de son année d'avance m'a souvent conseillé et averti des multiples périls qui guettent l'apprenti chercheur, et avec qui j'ai eu l'honneur de nouer une amitié sincère et durable.

Enfin, je tiens à conclure la partie professionnelle de remerciements par la mention de deux groupes de personnes que je serai amené à cotoyer au cours des deux années qui vont suivre : il s'agit de l'équipe VIRTIS du LESIA à Meudon et de celle du laboratoire de météorologie dynamique de Jussieu (LMD). Je tiens donc à remercier les membres du premier groupe pour l'accès privilégié dont j'ai pu profiter sur un instrument dans les premières semaines de sa phase opérationnelle, pour leur accueil chaleureux et pour la pédagogie dont ils ont fait preuve en m'expliquant les arcanes du fonctionnement de leur instrument : Pierre Drossart bien sûr, mais aussi Florence Henry, Jean-Michel Réess, Katia Garceran, Stéphane Érard et Yann Hello. Le second groupe a vu mes tous premiers pas en planétologie sur Mars, et m'a accordé sa confiance pour travailler avec lui sur Vénus. Je remercie donc chaleureusement le directeur du laboratoire Hervé Le Treut et Sébastien Lebonnois tout d'abord, pour avoir rendu cette collaboration possible, ainsi que mon ancien maître de stage François Forget et à nouveau Audrey Crespin, pour leur contribution au modèle de circulation générale de Vénus qui permettra je l'espère de progresser encore dans la connaissance de son atmosphère.

Dans d'autres domaines que la planétologie, il me tient à cœur de mentionner ici toutes les personnes qui, si elles n'ont pas contribué directement à ma thèse, ont compté dans ma vie au cours de ces dernières années voire encore avant. Je remercie donc tous les étudiants en médecine ou en DEUG qui m'ont permis de goûter aux joies de l'enseignement ainsi que de garder contact avec la physique du premier cycle qui me plaît toujours autant. Je remercie également les personnes que j'ai connues lors de ma scolarité à l'ENS et qui ont enrichi ma vie intellectuelle depuis 1999, notamment les contributeurs du forum – dont une mention spéciale à David Madore et à ceux qui m'ont aidé avec les subtilités de LaTeX ou des langages de script shell : Nicolas George, Sam Zoghaïb, Arthur Reutenauer, Josselin Noirel, et Luc Habert, entre autres.

Merci à Camille.

Enfin, je remercie tous les amis et toutes les amies que j'ai eu la chance de connaître et qui m'ont soutenu au cours de cette thèse, que ce soit à l'ENS ou avec la pratique du théâtre d'improvisation. Merci donc à Jérôme, Sibylle, Vincent, Izys, Ludovic, Xavier, Joël,

Ska, Sarah, Mehdi, Émeric, Nicolas, Emily, Jihane, Éloïse, Christelle, Laurent, Laurent et Yo-Han. À ma famille aussi : merci à ma mère pour tout ce qu'on peut attendre d'une mère, à ma sœur pour m'avoir rappelé combien il est important de savoir rester toujours humain, à mes grand-mères, à mon défunt grand-père qui avait toujours cru en moi, à mon père pour m'avoir permis, tout petit, de découvrir les merveilles de la science, de la physique et de l'astronomie au cours de mes promenades d'enfant. Dans le même ordre d'idées, je remercie le docteur Prévost pour m'avoir offert mon premier livre de Richard Feynman et je remercie mes différents professeurs de physique (avec une pensée spéciale pour M. Lepez) et M. Feynman lui-même pour m'avoir permis – je l'espère – de devenir un authentique physicien.

Mes tous derniers remerciements iront à Vénus, qui eut l'extrême bonté de se montrer depuis la terrasse de l'Observatoire une froide nuit de décembre dernier, comme pour me rappeler que les spectres informatiques de mon quotidien n'étaient qu'une minuscule fraction de ce que recèle tout un monde qui était suspendu là, brillant devant mes yeux. Mars était à l'autre bout de l'horizon, clin d'œil à mes premiers pas dans le domaine. Et depuis notre planète, entre nos deux voisines que je contemplais, je songeais que j'avais beaucoup de chance d'être là où j'étais et de faire ce que je faisais.

Résumé

Depuis la découverte en 1983 par Allen et Crawford de l'émission infrarouge nocturne de Vénus observable dans quelques fenêtres spectrales, son origine et son intérêt scientifique a été amplement démontrée. L'opacité du dioxyde de carbone est en effet suffisamment basse dans certaines fenêtres spectrales étroites pour permettre au rayonnement thermique issu des couches profondes (de 25 à 40 kilomètres d'altitude) et chaudes (400-500 K) de l'atmosphère de la planète de parvenir jusqu'à un observateur. Ces émissions, et en particulier celles situées dans la fenêtre spectrale située entre $2,2$ et $2,5$ μm, fournissent un moyen unique d'étudier la partie de l'atmosphère de Vénus située sous les épaisses couches nuageuses, en particulier sa composition grâce à la présence de bandes d'absorption de composés mineurs dont les profils verticaux moyens ont pu être mesurées, tels que CO, OCS, H_2O ou encore SO_2. L'étude des variations locales de ces composés mineurs est riche d'enseignements potentiels, tant sur le plan de la dynamique atmosphérique profonde que sur celui de la compréhension de la chimie de l'atmosphère – notamment du cycle du soufre – ou même de la possible activité géologique de la planète (par détection des émission de vapeur d'eau en provenance de volcans).

Le début de la mission spatiale *Venus Express*, première mission spatiale dédiée à cette planète depuis la découverte de l'émission infrarouge nocturne, et notamment les données attendues du spectro-imageur infrarouge VIRTIS ont donc motivé un travail préparatoire qui a fait l'objet de cette thèse. Grâce à l'acquisition de spectres obtenus avec le spectro-imageur *SpeX* à l'Infrared Telescope Facility d'Hawaii, nous avons disposé de données analogues à celles attendues de la part de l'instrument VIRTIS-H sur le plan de la résolution spectrale ($R \simeq 2000$). Ces observations furent menées au cours de trois campagnes lors des périodes de quadrature favorables à l'observation de Vénus, en février 2003, août 2004 et novembre 2005. Par la suite, grâce au modèle numérique de transfert radiatif développé par Bruno Bézard et simulant les spectres de l'émission nocturne de Vénus, nous avons développé des algorithmes permettant d'associer rapidement à un spectre donné divers paramètres atmosphériques compatibles avec les observations (abondances et gradients verticaux d'espèces minoritaires à une altitude donnée, rapport isotopique de la vapeur d'eau, opacité nuageuse inférieure).

Nous présentons ensuite les résultats obtenus, parmi lesquels la confirmation de l'enrichissement déjà soupçonné en monoxyde de carbone aux moyennes et hautes latitudes. Des variations anti-corrélées du sulfure de carbonyle ont également été détectées. Une variabilité associée des gradients verticaux de ces deux espèces a pu aussi être mesurée. Ces résultats ont en outre reçu une interprétation dynamique qualitative, basée sur la circulation verticale générale de l'atmosphère. De nouvelles contraintes plus précises concernant l'abondance globale en vapeur d'eau et son rapport isotopique ont également pu être dérivées.

Enfin, la dernière partie de ce mémoire porte sur l'analyse par des méthodes semblables des premières données issues de l'instrument VIRTIS, montrant ainsi l'applicabilité de nos méthodes et confirmant certains des résultats obtenus précédemment, ainsi que sur les perspectives futures, conciliant études spectroscopiques des composés mineurs et interprétation dynamique de leurs variations grâce aux modèles de circulation générale.

Mots-clés : Abondances atmosphériques ; Observations infrarouges ; Spectroscopie ; Atmosphère de Vénus

Abstract

Since the discovery of the night-side infrared emission from Venus in 1983 by Allen and Crawford, which may be observed in a few spectral windows, its origin and scientific value has been fully recognised. The carbon dioxide opacity is low enough within some narrow atmospheric windows so that the thermal radiation from the deep (25-40 km) and hot (400-500 K) layers can reach an external observer. These emissions, in particular from the spectral interval extending from 2.2 until 2.5 μm provide a unique investigation vector to study the tropospheric layers located beneath the thick cloudy layers, in particular in terms of chemical composition thanks to some absorption bands of minor components whose vertical profiles could be measured, such as CO, OCS, H_2O and SO_2. Studying local variations of these minor species can give a lot of information about the dynamics of the lower atmosphere as well as the understanding of its chemistry – including the sulphur cycle – and the putative geological activity of the planet (by detecting water vapour release from volcanoes).

The beginning of the *Venus Express* space mission, the first one dedicated to this planet since the discovery of the nightside infrared emission, and especially the expected data from the spectro-imaging device VIRTIS have led to some preliminary work, among which this thesis. Having acquired some spectra with the *SpeX* instrument at the Infrared Telescope Facility in Hawaii, we obtained data similar in spectral resolution ($R \simeq 2000$) to those expected from the VIRTIS instrument. These observations were conducted during three campaigns during favourable quadrature seasons in Februrary 2003, August 2004 and November 2005. Then, the numerical radiative transfer model developped by Bruno Bézard and simulating infrared thermal spectra enabled us to develop algorithms which can quickly derive various atmospheric parametres (mixing ratios of a minor species at a specific altitude, vertical gradients, isotopic ratio of water vapour, lower cloud opacity) from a given observed spectrum.

We then present the results, such as the confirmation of the suspected enhancement in carbon monoxide towards middle and high latitudes. Anti-correlated variations of carbonyl sulfide have also been noticed. A related variability of the verical gradients of these two species has been measured too. In addition, we provide a qualitative dynamical interpretation to these results in terms of general vertical circulation. More precise constraints on the mean abundance of water vapour and its isotopic ratio have also been derived.

Finally, the last part of this report deals with the analysis of the first data received from VIRTIS by similar methods, which demonstrates their applicability and brings confirmation of some previous results. It also deals with the future prospects, combining spectrscopic studies of minor components with dynamical interpretations of their variations thanks to general circulation models.

Keywords: Abundances, atmospheres; Infrared observations; Spectroscopy; Venus, atmosphere

Thèse préparée au Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA)
Observatoire de Paris-Meudon – UMR 8109
5 place Jules Janssen
F-92195 MEUDON cedex

Table des matières

Remerciements **v**

Résumé **ix**

Abstract **xi**

I Généralités sur l'atmosphère de Vénus **9**

1 Études passées et présentes **11**
1.1 Histoire d'une désillusion 11
1.1.1 Les premières études dans le visible (1610 – 1932) 11
1.1.2 L'apport des autres domaines spectraux (1932 – 1962) 12
1.1.3 Explorations au cours de l'ère spatiale (1962 –) 13

2 L'émission thermique nocturne **17**
2.1 Histoire de sa découverte 17
2.1.1 L'heureuse surprise de 1983 17
2.1.2 Établissement de la source de l'émission 17
2.2 L'apport scientifique au cours des années 1990 18
2.2.1 Imagerie proche-infrarouge de la face nocturne de Vénus 18
2.2.2 Analyses de la composition atmosphérique 20

3 Description de l'atmosphère de Vénus **23**
3.1 Aperçu général et comparaison avec Mars et la Terre 23
3.2 Caractéristiques globales de l'atmosphère inférieure (< 90 km) 23
3.2.1 Structure verticale et profil thermique 23
3.2.2 Nuages 24
3.2.3 Composition et chimie 26
3.2.4 Circulation générale 27
3.3 Variabilité locale 27
3.3.1 Profil thermique 27
3.3.2 Météorologie 28
3.4 Principaux problèmes ouverts 29
3.4.1 Origine de la superrotation 29
3.4.2 Activité géologique 29
3.4.3 Eau et échappement atmosphérique 30
3.5 Objectif de ce travail de thèse 30

II Traitement des données **33**

4 Acquisition des spectres **35**
4.1 L'instrument utilisé . . . 35
4.1.1 Télescope et situation . . . 35
4.1.2 Le spectromètre *SpeX* . . . 35
4.1.3 Un mode d'observation nouveau : l'observation à distance . . . 36
4.2 Déroulement des campagnes d'observation . . . 37
4.2.1 Planning prévu des observations . . . 37
4.2.2 Février 2003 . . . 38
4.2.3 Août 2004 . . . 38
4.2.4 Novembre 2005 . . . 40
4.3 Discussion sur les conditions optimales d'observation . . . 40

5 Des spectres bruts aux données exploitables **43**
5.1 Élimination de la lumière diffusée . . . 43
5.1.1 Nécessité du traitement . . . 43
5.1.2 Suppression de la composante diffusée . . . 43
5.1.3 Le problème de la variation de la masse d'air . . . 45
5.2 Traitements finaux . . . 47
5.2.1 Correction de l'absorption tellurique . . . 47
5.2.2 Conversion en unités physiques . . . 48
5.2.3 Délimitation latitudinale des spectres . . . 50

III Modélisation numérique du transfert radiatif **53**

6 Description du modèle **55**
6.1 Programme informatique utilisé . . . 55
6.1.1 Principe de fonctionnement . . . 55
6.1.2 Sources d'opacité . . . 56
6.2 Modèle nominal de l'atmosphère Vénusienne . . . 57
6.2.1 Paramètres physiques . . . 57
6.2.2 Composition atmosphérique . . . 58

7 Effets simulés de la variabilité atmosphérique **59**
7.1 Variation de l'opacité nuageuse . . . 59
7.1.1 Discussion préliminaire . . . 59
7.1.2 Résultat des simulations . . . 59
7.2 Variation d'abondances des constituants . . . 60
7.2.1 Monoxyde de carbone (CO) . . . 60
7.2.2 Vapeur d'eau (H_2O et HDO) . . . 61
7.2.3 Sulfure de carbonyle (OCS) . . . 63
7.2.4 Autres composés . . . 63
7.2.5 Stratégie de détection . . . 63
7.3 Variation des gradients verticaux des constituants . . . 65
7.3.1 Détectabilité d'un gradient vertical . . . 65
7.3.2 Effets spectraux des variations de gradients verticaux . . . 66

IV Variabilité des profils verticaux de CO, OCS et de la vapeur d'eau **69**

8 Description des algorithmes utilisés **71**
8.1 Algorithme simplifié . . . 71

8.1.1 Description . . . 71
8.1.2 Estimation de la barre d'erreur . . . 72
8.1.3 Intervalles utilisés . . . 75
8.2 Prise en compte des perturbations . . . 76
8.2.1 Motivations . . . 76
8.2.2 Modification de l'algorithme précédent . . . 77
8.3 Détermination simultanée de deux paramètres . . . 78
8.3.1 Cas d'application . . . 78
8.3.2 Nouvel algorithme bidimensionnel . . . 79

9 Variations des abondances 81
9.1 Monoxyde de carbone (CO) . . . 81
9.1.1 Paramètre pertinent du profil vertical . . . 81
9.1.2 Première étude . . . 82
9.1.3 Meilleur traitement de l'opacité nuageuse . . . 83
9.1.4 Vérification par les rapports spectraux . . . 84
9.2 Vapeur d'eau (H_2O et HDO) . . . 87
9.2.1 Étude à rapport isotopique constant . . . 87
9.2.2 Étude du rapport isotopique . . . 90
9.3 Sulfure de carbonyle (OCS) . . . 91
9.3.1 Détermination du paramètre pertinent . . . 91
9.3.2 Résultats . . . 91
9.4 Discussion . . . 94
9.4.1 Réalité de l'enrichissement en CO à haute latitude . . . 94
9.4.2 Interprétation dynamique . . . 94
9.4.3 Comparaison avec les travaux antérieurs . . . 95

10 Gradients verticaux de CO et OCS 97
10.1 Définitions préliminaires . . . 97
10.1.1 Délimitations de régions caractéristiques . . . 97
10.1.2 Problèmes liés à la définition des gradients verticaux . . . 97
10.2 Détermination des abondances et des gradients verticaux . . . 98
10.2.1 Résultats . . . 98
10.2.2 Interprétation dynamique . . . 99
10.2.3 Comparaison avec les travaux antérieurs . . . 100

V Résultats préliminaires issus de *VIRTIS/Venus Express* 103

11 Présentation succinte de la mission 105
11.1 Historique . . . 105
11.1.1 L'héritage de *Mars Express* et *Rosetta* . . . 105
11.1.2 Caractéristiques propres . . . 105
11.1.3 Un début de mission prometteur . . . 106
11.2 Instruments embarqués . . . 106
11.2.1 PFS . . . 106
11.2.2 SPICAV/SOIR . . . 107
11.2.3 VMC . . . 107
11.2.4 MAG et ASPERA-4 . . . 107
11.2.5 VeRa . . . 108
11.3 Le spectro-imageur VIRTIS . . . 108
11.3.1 Description générale . . . 108
11.3.2 Les voies infrarouges . . . 109

12 Découvertes et confirmations **111**
12.1 Étude du monoxyde de carbone avec la voie M-IR 111
12.1.1 Algorithme et observations 111
12.1.2 Résultats préliminaires 113
12.2 Détermination des abondances avec la voie H 115
12.2.1 Spectres utilisés 115
12.2.2 Méthode de détermination 116
12.2.3 Profils latitudinaux 117

A Reproduction de l'article de Marcq *et al.* (2005) **125**

B Reproduction de l'article de Marcq *et al.* (2006) **139**

Table des figures

1.1 Vénus en lumière visible . . . 12
1.2 Photographies *Venera* de la surface . . . 15

2.1 Vénus vue à $2,3$ μm par *NIMS/Galileo* . . . 19
2.2 Spectres haute résolution à $2,3$ μm et $1,74$ μm . . . 21

3.1 Profils thermique et barométrique . . . 25
3.2 Profils verticaux de constituants mineurs . . . 26
3.3 Circulation atmosphérique simplifiée . . . 28

4.1 Photographies des lieux d'observation. . . . 36
4.2 Interfaces de commandes à distance . . . 37
4.3 Vénus vue de la Terre en 2003, 2004 et 2005 . . . 39

5.1 Spectres bruts avec lumière diffusée . . . 44
5.2 Illustration de l'extraction de la composante thermique . . . 45
5.3 Rapport de deux spectres diurnes . . . 46
5.4 Effet comparé de la prise en compte de la variation de la masse d'air . . . 47
5.5 Rapport entre le spectre diurne réfléchi et le spectre solaire . . . 48
5.6 Effet comparé de la correction tellurique . . . 49
5.7 Regroument spatial des spectres . . . 51

7.1 Effet simulé d'une variation d'opacité nuageuse . . . 60
7.2 Effet simulé d'une variation d'abondance de CO . . . 61
7.3 Effet simulé d'une variation d'abondance en vapeur d'eau . . . 62
7.4 Effet simulé d'une variation du rapport D/H . . . 62
7.5 Effet simulé d'une variation en OCS . . . 64
7.6 Effet simulé d'une variation en SO_2 . . . 64
7.7 Effet simulé d'une variation en HF . . . 64
7.8 Récapitulatif des différentes bandes d'absorption . . . 65
7.9 Effet simulé d'une variation du gradient vertical de CO . . . 67
7.10 Effet simulé d'une variation du gradient vertical de OCS . . . 67

8.1 Représentation de l'interpolation $\tilde{F}$ . . . 73
8.2 Représentation de l'incertitude sur le zéro . . . 74
8.3 Intervalles spectraux utilisés dans les algorithmes . . . 76

9.1 Sensibilité des estimations de CO avec l'altitude . . . 82
9.2 Variations latitudinales en CO . . . 83
9.3 Variations latitudinales de l'opacité nuageuse . . . 84
9.4 Variations latitudinales en CO en tenant compte des variations d'opacité nuageuse 85
9.5 Rapports spectraux synthétique et observé . . . 86
9.6 Variations latitudinales de l'abondance en vapeur d'eau . . . 87

9.7 Accord entre spectre synthétique et observé dans la région de H_2O 88
9.8 Variations latitudinales de H_2O selon des algorithmes simplifiés 89
9.9 Détermination conjointe de H_2O et D/H 90
9.10 Variations latitudinales de OCS selon divers algorithmes 92
9.11 Accords entre spectre observés et spectres synthétiques dans la région d'OCS . 93
9.12 Variations latitudinales de OCS 94

10.1 Détermination des gradients verticaux 99
10.2 Accord entre spectre observé et spectre synthétique dans la région d'OCS avec ajustement du gradient 100
10.3 Profils verticaux de OCS 101
10.4 Profils verticaux de CO 101

11.1 Images brutes obtenues avec M-IR et H 110

12.1 Accord entre spectre M-IR et meilleur spectre synthétique 112
12.2 Effet simulé d'une variation de dT/dz 113
12.3 Cartes de l'abondance en CO obtenues avec M-IR 114
12.4 Cartes de l'opacité nuageuse relative obtenues avec M-IR 114
12.5 Profil latitudinal en CO avec la voie M-IR 115
12.6 Localisations des spectres H 116
12.7 Accord entre spectres VIRTIS-H et spectres synthétiques dans la bande de CO . 117
12.8 Accord entre spectres VIRTIS-H et spectres synthétiques dans la bande de H_2O 117
12.9 Accord entre spectres VIRTIS-H et spectres synthétiques dans les bande de OCS 118
12.10 Profils latitudinaux en CO avec la voie H 118
12.11 Profils latitudinaux en H_2O avec la voie H 119
12.12 Profils latitudinaux en OCS avec la voie H 120

Liste des tableaux

1.1 Missions spatiales vers Vénus 14

2.1 Régions sondées par les fenêtres infrarouges 18

3.1 Comparaison entre planètes telluriques 24
3.2 Propriétés des nuages 25

4.1 Observations de février 2003 39
4.2 Observations d'août 2004 42
4.3 Observations de novembre 2005 42

5.1 Regroupement spatial des spectres 51

6.1 Composition atmosphérique nominale utilisée par le modèle 58

11.1 Caractéristiques de VIRTIS 109
11.2 Ordres de dispersion de VIRTIS-H 110

Première partie

Généralités sur l'atmosphère de Vénus

Chapitre 1

Études passées et présentes

1.1 D'une planète sœur à la fournaise : histoire d'une désillusion

Le récent passage de Vénus devant le Soleil le 8 juin 2004 a réveillé l'intérêt du public pour notre proche voisine, trop souvent éclipsée par la planète rouge en termes de popularité ; il n'en fut pas cependant pas toujours ainsi en d'autres temps et dans d'autres cultures. Par exemple, les Babyloniens et les Mayas accordaient à cette planète un statut de choix, ces derniers en ayant même fait la base de leur calendrier. Cela est du reste fort naturel, si l'on se souvient que lors des configurations optimales entre le Soleil, la Terre et Vénus, celle-ci devient l'astre le plus brillant du ciel après le Soleil et la Lune[1], visible même en plein jour. En occident, l'identification de l'astre du matin (φωσφόρος) et de celui du soir (ἕσπερος) est imputée à Pythagore de Samos.

Les progrès ultérieurs dans la connaissance de cette planète, et en particulier sur son atmosphère ne purent advenir qu'après la Renaissance, à la fois pour des raisons techniques – apparition des premières lunettes, puis des premiers téléscopes – et théoriques (abandon du dogme aristotélicien basé sur la dichotomie entre le monde terrestre sublunaire considéré impur et le monde éthéré des astres se mouvant sur des trajectoires issues de la combinaison de cercles parfaits). En effet, l'étude physique de Vénus ne pouvait commencer qu'une fois admise l'idée que les planètes pouvaient être comparées à la Terre, et que notre propre monde n'était qu'une planète parmi d'autres. Un des plus célèbres artisans de cette révolution copernicienne, Galileo Galilei, remarqua le premier les variations de phase et de diamètre de Vénus, ce qui constitue un argument fort en faveur du système héliocentrique[2].

1.1.1 Les premières études dans le visible (1610 – 1932)

Le très faible contraste du disque vénusien dans le domaine visible a rendu très difficile toute investigation jusqu'à l'utilisation d'autres domaines spectraux au début du XX^{e} siècle. De nombreux astronomes, y compris de très illustres comme G.D. Cassini, ont ainsi décrit dans leurs observations des zones sombres diffuses sur le disque presque uniforme de la planète. Certains, constatant la permanence de ces motifs, en ont même déduit une estimation de la période de rotation de la planète de 24 heures. On sait à l'heure actuelle que ces motifs correspondent à ceux visibles aux courtes longueurs d'onde (violet et ultraviolet), et sont dus aux différences locales d'opacité dans la couverture nuageuse supérieure de la planète.

Après le passage précédemment mentionné et avant celui, invisible en Europe, qui aura lieu en 2012, il est intéressant de remarquer que la fondation du domaine où s'inscrit ce travail est aussi liée à un précédent passage, celui de 1761. C'est à cette occasion que Mikhaïl Lomonosov, en observant depuis Saint Pétersbourg les contours flous de la planète sur le disque solaire, en

[1] Sa magnitude atteint alors environ -4, contre -2 pour Jupiter ou Mars dans les meilleurs circonstances.

[2] « *Cynthiæ figuras æmulatur mater amorum.* » (Galilei *et al.*, 1929) – quoiqu'on puisse aussi expliquer ces observations dans le cadre d'un modèle hybride comme celui de Tycho Brahé.

FIG. 1.1 – Vénus vue depuis la Terre en lumière visible. Noter la teinte jaunâtre et le très faible contraste des détails du disque.

déduisit avec raison la présence d'une atmosphère autour de Vénus, la première alors mise en évidence autour d'un autre astre que la Terre. Les passages de 1761 et de 1769 ont fait l'objet à l'époque des premières campagnes d'observations à l'échelle de la Terre entière. Hormis la première détermination raisonnablement précise de l'unité astronomique[3] qui constituait le but scientifique initial, le diamètre de Vénus a pu être estimé, et a été trouvé très voisin de celui de la Terre.

D'autres observations confirmèrent par la suite la présence de cette atmosphère via deux effets spectaculaires notamment : le premier consiste en l'extension des pointes du croissant vénusien jusqu'à former un anneau lors des oppositions, et est dû à la réfraction des rayons dans les hautes couches de l'atmosphère (Russell, 1899). Le second effet, appelé effet Schröter, conduit à une estimation visuelle erronnée de la phase de la planète, décalée temporellement d'une semaine par rapport à la phase réelle lors des quadratures. La variabilité de la luminosité près du terminateur ou son caractère flou en est à l'origine. Un dernier effet pour le moins intrigant, décrit pour la première fois par Riccioli en 1643, est l'existence rapportée parfois d'une lumière cendrée visible sur le côté nocturne de la planète. La réalité de l'effet ainsi que son éventuelle cause est encore disputée : artefacts d'observation, lumière issue d'éclairs orageux, fluorescence de l'ionosphère, clair de Terre voire contrepartie visible de l'émission thermique de la planète ont été proposés.

La similarité des diamètres de Vénus et de la Terre fut à l'origine de la conception répandue jusqu'à la seconde moitié de XX^{e} siècle, à savoir l'image d'une Vénus sœur de la Terre. La couleur blanche et quasi-uniforme de la planète ainsi que la présence avérée d'une atmosphère conduisirent les astronomes à penser que la planète était recouverte en permanence d'une épaisse couche nuageuse, ce en quoi ils avaient raison. La composition de ces nuages était évidemment inconnue, mais le consensus scientifique d'alors penchait pour des nuages d'eau analogues aux notres, et accréditaient l'idée d'une planète-jungle, tiède et humide. Les études de composition fondées sur la toute jeune spectroscopie visible n'avaient donné aucun résultat probant. Les premières découvertes à ce sujet vinrent de la spectroscopie infrarouge.

1.1.2 L'apport des autres domaines spectraux (1932 – 1962)

Adams et Dunham (1932) observèrent alors pour la première fois des signatures spectrales différentes du spectre solaire, attribuées au dioxyde de carbone. Deux points sont intéressants à remarquer à ce sujet. Le premier est que le but initial était la détection de l'eau et non de CO_2 ;

[3] et donc des distances dans le système solaire.

le second est que les données spectrales étant très incomplètes à l'époque ; les auteurs ont dû eux-mêmes construire un tube rempli de CO_2 à haute pression pour vérifier leur identification préliminaire basée sur des calculs théoriques de moment d'inertie moléculaire. Cette dernière anecdote met l'accent à raison sur la nécessaire complémentarité entre observations depuis le sol ou l'espace et mesures de laboratoire sur Terre, toujours d'actualité comme on le verra par la suite.

Les études spectroscopiques se poursuivirent dans les années 1940 notamment avec Kuiper, permettant les premières études de rapports isotopiques de CO_2, ainsi que la première détection de l'eau au-dessus des nuages, bien qu'en quantité trop faible si les nuages étaient consituées d'eau ou même de glace d'eau (environ 5 μm précipitables). Le problème de la composition des nuages est resté ouvert jusqu'à la fin des années 1970, quand l'étude conjointe de la polarisation de la lumière réfléchie selon la longueur d'onde, donnant un indice de réfraction de $n = 1,45$ couplée aux autres données spectroscopiques permirent l'identification certaine de l'acide sulfurique concentré comme constituant majoritaire (Coffeen, 1968; Young, 1973; Sill, 1973). CO, HCl et HF furent également détectés au milieu des années 1960 par Connes *et al.* (1968) grâce à la spectroscopie à haute résolution de la lumière infrarouge réfléchie par le sommet des nuages.

Une des premières atteintes à la conception d'une planète sœur de la Terre vint des premières études rigoureuses dans le domaine radiométrique, qui permirent enfin de mesurer précisément la vitesse de rotation de la planète solide (Shapiro, 1967). L'axe de rotation fut alors trouvé très proche de la perpendiculaire à l'écliptique, contrairement à Mars et à la Terre. Plus suprenants furent les résultats concernant la période de $243,1 \pm 0,2$ j et le sens de rotation rétrograde. De plus la différence entre le rayon de la planète solide mesuré par les radiotélescopes et celui au niveau des nuages déduit des observations visibles traditionnelles conduisait à une basse atmosphère épaisse de plusieurs dizaines de kilomètres ; l'estimation de la pression au sol variant suivant les données et les interprétations entre quelques bars et quelques dizaines de bars. De plus, les tentatives passées de détermination de la période de rotation, basées sur la détection des motifs nuageux en lumière visible, donnaient des estimations très variables (de quelques jours terrestres jusqu'à la période de révolution). Ce fut la première apparition du paradoxe de la superrotation de la planète, encore non entièrement résolu à l'heure actuelle.

Une autre grande énigme qui occupa la communauté scientifique au cours des années 1960 provint des observations dans le domaine des micro-ondes. Celles-ci montraient une température de brillance voisine de 600 K ou plus au-delà de 3 cm de longueur d'onde. Les tenants d'une atmosphère plutôt tempérée attribuaient cette émission à une ionosphère chaude, tandis que d'autres parmi lesquels Sagan (1962) mettaient en cause la surface de la planète soumise à un très fort effet de serre, et en conséquence extrêment chaude et inhospitalière. Le succès de la sonde Mariner 2 en 1962 allait bientôt trancher entre ces deux hypothèses.

1.1.3 Explorations au cours de l'ère spatiale (1962 –)

Bien que le premier envoi d'une sonde à destination de Vénus ait eu lieu dès 1961 avec la sonde soviétique *Venera* 1, le premier succès dut attendre *Mariner* 2 en 1962. Étant la plus proche voisine de la Terre, Vénus fut le deuxième astre après la Lune à être visité par des sondes automatiques, et une cible de choix au début de l'exploration *in situ* du système solaire. Pour preuve de cet intérêt, quasiment chaque fenêtre de lancement entre 1965 et 1985 connut au moins un lancement à destination de Vénus. Le tableau 1.1 tiré de Colin (1983) résume cet effort conjoint de l'Union soviétique (missions *Венера* et *Вега*) et des États-Unis d'Amérique (missions *Magellan*, *Mariner* et *Pioneer Venus*) à une époque pourtant souvent tendue entre les deux « superpuissances ».

Comme l'essentiel de nos connaissances actuelles sur Vénus provient de ces missions, nous nous intéresserons ici davantage à l'aspect chronologique et historique, laissant la synthèse scientifique des résultats en section 3 de cette thèse. On peut distinguer trois phases principales

Dénomination	Début de mission	Type	Remarques
Mariner 2	14/12/1962	survol	approche à 34833 km
Venera 4	18/10/1967	sonde atmosphérique	côté nuit
Mariner 5	19/10/1967	survol	approche à 4100 km
Venera 5	16/05/1969	sonde atmosphérique	côté nuit
Venera 6	17/05/1969	sonde atmosphérique	côté nuit
Venera 7	15/12/1970	atterrisseur	côté nuit
Venera 8	22/07/1972	atterrisseur	côté jour
Mariner 10	05/02/1974	survol	approche à 5700 km
Venera 9	22/10/1975	en orbite	péricentre à 1560 km
		atterrisseur	côté jour, premières images du sol
Venera 10	25/10/1975	en orbite	péricentre à 1620 km
		atterrisseur	côté jour, premières images du sol
Pioneer Venus 1	04/12/1978	en orbite	péricentre < 200 km ; fin de mission en 1992
Pioneer Venus 2	09/12/1978	4 sondes atmosphériques	côtés jour et nuit
Venera 11	25/12/1978	survol	approche à 25000 km
		atterrisseur	côté jour
Venera 12	21/12/1978	survol	approche à 25000 km
		atterrisseur	côté jour
Venera 13	01/03/1982	survol	
		atterrisseur	côté jour ; comporte un microphone
Venera 14	05/03/1982	survol	
		atterrisseur	côté jour
Venera 15	10/10/1983	en orbite	péricentre à 1000 km
Venera 16	14/10/1983	en orbite	péricentre à 1000 km
Vega 1	11/06/1985	survol	en route vers la comète de Halley
		atterrisseur	comporte un ballon atmosphérique
Vega 2	15/06/1985	survol	en route vers la comète de Halley
		atterrisseur	comporte un ballon atmosphérique
Magellan	10/08/1990	en orbite	fin de mission en 1994
Venus Express	11/04/2006	en orbite	péricentre à 200 km

TAB. 1.1 – Tableau synoptique des succès spatiaux à destination de Vénus

dans l'exploration de la planète :

Années 1960

Mariner 2 fut donc le premier succès de l'exploration vénusienne. Il confirma la lente rotation rétrograde de la planète, sa couverture nuageuse totale et permanente, ainsi que les fortes températures de surface (par la découverte d'un assombrissement au limbe de l'émission thermique dans le domaine des micro-ondes). De plus, le calcul de sa trajectoire permit d'estimer la masse de la planète, qui était encore inconnue en l'absence de satellite permanent.

L'étape majeure suivante fut la première sonde atmosphérique à renvoyer des mesures *in situ* en provenance d'une autre planète que la Terre, à savoir la capsule de descente de la mission *Venera* 4. Elle permit de vérifier que le gaz carbonique était le constituant principal de l'atmosphère et que la pression au sol était encore plus grande que prévue (autour de la centaine de bars). Cette estimation de la pression fut corroborée par les occultations radiométriques effectuées depuis la sonde *Mariner* 5. Les missions *Venera* 5 et 6 confirmèrent ces découvertes, mais aucune de ces sondes ne put atteindre la surface du fait des températures et pressions extrêmes rencontrées au cours des descentes.

Années 1970 et 1980

La décennie suivante s'ouvrit avec le premier atterrissage réussi (*Venera* 7) qui permit de mesurer enfin les température et pression à la surface et de mesurer la composition de la croûte par spectrométrie γ. Les premiers orbiteurs permanents (*Venera* 9 et 10) purent commencer une exploration de longue durée et systématique, en particulier concernant la couverture

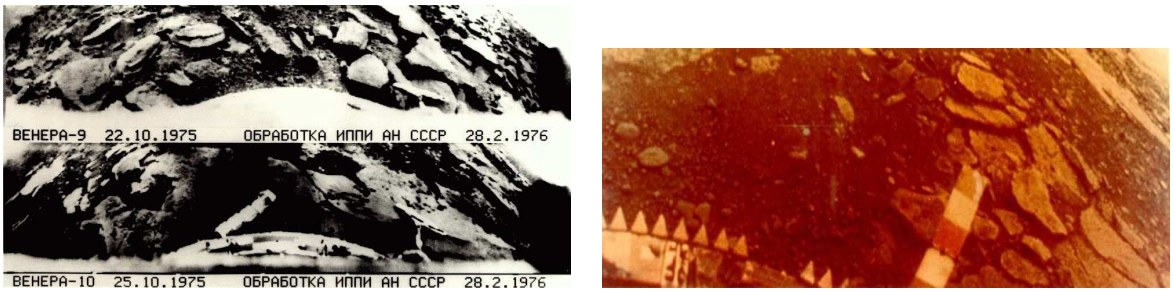


FIG. 1.2 – *À gauche* : photographies de la surface prises par les atterrisseurs *Venera* 9 et 10. *À droite* : photographie de la surface prises par l'atterrisseur *Venera* 13.

radio de la topographie. Les néphélomètres embarqués dans les modules de descente de ces missions apportèrent quant à eux de nouvelles données sur la structure des nuages, établissant l'existence de trois couches distinctes entre 40 et 60 kilomètres d'altitude. Les premiers clichés de la surface stérile de la planète furent pris à cette occasion (voir figure 1.2).

La NASA combla son retard sur l'URSS grâce aux succès des sondes *Pioneer Venus*. Le premier engin comportait quatre sondes atmosphériques, dont une réussit à survivre 45 minutes au sol. Le second, embarquant 17 instruments et connu sous le nom de *Pioneer Venus Orbiter*, effectua une surveillance orbitale de la planète de 1978 à 1992. De nos jours encore, une grande partie des données dont la communauté scientifique dispose sur Vénus provient de cette mission.

L'âge d'or de l'exploration vénusienne par les soviétiques prit place au début des années 1980. Les photographies en couleur de la surface des atterrisseurs des missions *Venera* 11 à 16 sont les meilleures dont nous disposons encore vingt ans après (cf. figure 1.2). En ce qui concerne l'atmosphère, des éclairs y furent détectés (Krasnopolsky, 1983) et l'analyse par fluorescence X mit en évidence de grandes quantités de composés chlorés dans les nuages. Les missions *Venera* 15 et 16 couvrirent également le tiers nord de la surface planétaire grâce à leurs radars à synthèse d'ouverture, permettant une première approche de la géologie globale de la planète (découverte d'anciens volcans, pas de preuve de tectonique active). Enfin, le volet vénusien des missions *Vega* 1 et 2 comprit des atterrisseurs semblables à ceux des dernières missions *Venera* – quoique dépourvus de caméras – et confirmèrent la prédominance de l'acide sulfurique dans les nuages. La grande nouveauté de ces missions consiste en le déploiement de ballons atmosphériques, qui fonctionnèrent durant quelques jours parcourant environ 4000 km à une altitude de 53 km. Ils mesurèrent notamment les vents, températures, densités nuageuses et pressions. La principale surprise de cette campagne fut l'activité convective et turbulente plus importante qu'escomptée dans ces couches de la haute troposphère.

Années 1990 et 2000

L'époque contemporaine vit une baisse d'intérêt des agences spatiales pour l'exploration de Vénus, préférant consacrer les ressources affectées à l'exploration du système solaire interne à la planète Mars, jugée plus intéressante pour un hypothétique vol habité. Néanmoins, la mission *Magellan* de la NASA du début des années 1990 fut une avancée décisive concernant la cartographie de la planète : à la fin de la mission en 1994, 95% de la surface de la planète était cartographiée – en stéréoscopie, donc avec une information altimétrique – avec une résolution meilleure que 100 mètres. Cette campagne d'observation permit de confirmer l'absence de tectonique des plaques, l'activité récente de la planète (nombreux volcans), une érosion éolienne relativement faible et surtout une surface géologiquement jeune ; la distribution des cratères et leur taille indique en effet que la surface a connu un épisode de renouvellement total dans un passé relativement récent, entre un milliard d'années et 500 millions d'années (Bullock *et al.*, 1993).

Dix ans s'écouleront avant que l'exploration spatiale ne reprenne. Première mission de l'ESA à destination de Vénus, *Venus Express*, est plus que jamais d'actualité en cette année 2006. Mais nous quittons là définitivement l'histoire pour aborder l'état présent de nos connaissances, à l'orée d'une nouvelle moisson de connaissances par *Venus Express* et la mission japonaise *Planet-C* prévue en 2009.

Malgré la désaffection relative dont a été victime Vénus au cours des deux dernières décennies, notre connaissance de l'atmosphère de la planète a néanmoins connu des progrès substantiels grâce à la découverte et à l'utilisation du rayonnement infrarouge nocturne de la planète. Comme ce vecteur d'investigation sera celui utilisé dans cette thèse, le chapitre qui suit traite en détail de son apport scientifique crucial.

Chapitre 2

L'émission thermique nocturne

2.1 Histoire de sa découverte

2.1.1 L'heureuse surprise de 1983

C'est lors d'une surveillance infrarouge du système solaire au télescope anglo-australien en juin et juillet 1983 que Allen et Crawford (1984) détectèrent une émission inattendue sur la face nocturne de Vénus. Ils entreprirent alors de nouvelles observations du 18 au 23 septembre de la même année, afin de jouir de conditions observationnelles plus favorables (fin croissant lumineux et diamètre plus grand tout en restant assez éloignés angulairement du soleil). Cette émission était concentrée autour de $1,74$ et $2,3$ μm, et présentait de forts contrastes spatiaux sur le disque. La confrontation des observations de septembre révélèrent une période de rotation des motifs de l'ordre de $5,4 \pm 0,1$ jours, ce qui était bien plus long que les motifs visibles en ultraviolet. Ce premier résultat, ainsi que les fortes températures de brillances observées autour de $1,74$ μm (450 K), suggéraient une origine thermique profonde, mais il était encore trop tôt pour pouvoir exclure une origine solaire, par diffusion au sein de la couche nuageuse du rayonnement de la face diurne à la face nocturne.

2.1.2 Établissement de la source de l'émission

L'énigme posée par ces observations inattendues a suscité de nouvelles observations pour élucider le mystère de leur origine physique et de leur éventuelle utilité scientifique. En mai 1985, Allen entreprit de nouvelles observations qui exclurent une origine solaire directe pour trois raisons (Allen, 1987) :

- l'intensité et le contraste ne décroissaient pas avec l'éloignement au terminateur ;
- la largeur équivalente de la bande de CO située autour de $2,35$ μm ne s'accroissait pas lorsqu'on s'éloigne du terminateur ;
- aucune polarisation de cette émission ne fut détectée.

L'origine thermique[1] du rayonnement fut définitivement confirmée quelques temps après, lorsque Kamp *et al.* (1988) présentèrent la première modélisation satisfaisante des spectres observés en 1983 et 1985 grâce à un modèle de transfert radiatif. Cette modélisation permit aussi de comprendre pourquoi cette émission n'avait pas été prédite auparavant : afin de reproduire – même grossièrement – les spectres observés, l'absorption dans les ailes lointaines des bandes de CO_2 devait être bien moindre que celle prédite par les profils utilisés couramment. Cependant, l'étroitesse de ces bandes fait que la puissance de cette émission ne représente qu'environ $0,05$ % du total rayonné par la planète, contribuant à abaisser la température d'équilibre de la surface de moins de 1 K.

À la fin des années 1980, l'émission thermique de Vénus observée moins de dix ans auparavant était globalement comprise : entre certaines bandes d'absorption de CO_2 et H_2O, les

[1] à l'exception notable d'une émission d'oxygène moléculaire à haute altitude vers $1,27$ μm présentant de fortes variations spatio-temporelles (Crisp *et al.*, 1991a).

Fenêtre spectrale (μm)	Altitudes sondées (km)
$1,01$	Surface ($> 90\%$)
$1,10$	Surface ($\sim 60\%$), 0–15
$1,18$	Surface ($\sim 40\%$), 0–15
$1,27$	15–30
$1,31$	30–50
$1,74$	15–30
$2,3$	26–45

TAB. 2.1 – Régions sondées par les fenêtres infrarouges, tiré de Taylor *et al.* (1997).

couches profondes de l'atmosphère situées entre la surface et 45 kilomètres d'altitude (voir tableau 2.1) peuvent émettre leur rayonnement thermique sans qu'il soit significativement absorbé par l'atmosphère située au-dessus. Ce rayonnement est fortement diffusé par les aérosols des nuages, mais de façon quasi-conservative, si bien qu'il parvient tout de même à s'échapper en partie de la planète. Des variations d'opacité de la couche nuageuse de l'ordre de 10 à 20 % suffisent à expliquer les contrastes observés – le plus grand parcours moyen dans les régions plus opaques entraîne une absorption plus importante par l'acide sulfurique. En outre, ce modèle de transfert radiatif prédit que d'autres fenêtres spectrales situées entre 1 et $1,31$ μm devaient aussi être visibles. Ces fenêtres furent effectivement observées par la suite.

2.2 L'apport scientifique au cours des années 1990

Du fait de leur origine très profonde dans une région de l'atmosphère difficile d'accès (cf. tableau 2.1), les fenêtres infrarouges présentent un intérêt scientifique majeur pour la compréhension de Vénus. En effet, les seuls autres vecteurs d'information complémentaires dans la basse atmosphère sont soit des observations centimétriques – renseignant uniquement sur le profil de température et d'acide sulfurique gazeux – soit les missions *in-situ* – avec tous les problèmes afférents : coût, faible couverture spatiale et temporelle.

L'analyse scientifique des fenêtres infra-rouges peut se faire suivant deux axes principaux, l'imagerie et la spectroscopie. Le premier, basé sur l'étude de la variabilité spatiale et temporelle de l'intensité du rayonnement, permet de cartographier l'épaisseur optique des couches nuageuses profondes. Le deuxième axe porte sur l'analyse des spectres observés en vue de contraindre la composition chimique des couches profondes de l'atmosphère. Le plan de cette partie suivra cette division, mais il convient d'abord de rappeler que cette division est de plus en plus artificielle, avec le développement de spectro-imageurs de plus en plus performants permettant de mener ces deux objectifs de concert. Ce travail de thèse s'inscrit pleinement dans ce rapprochement comme on le verra par la suite.

2.2.1 Imagerie proche-infrarouge de la face nocturne de Vénus

Couche nuageuse inférieure

À la suite des observations historiques des années 1980, la principale source d'images infrarouges de la face nocturne fut le spectro-imageur NIMS embarqué à bord de la sonde *Galileo*, qui survola Vénus en 1990 afin de dévier sa trajectoire vers le système jovien, objectif principal de cette mission. La résolution spatiale maximale (25 km) fut atteinte le 10 février, et la durée utile de mission n'excéda pas deux jours, ce qui ne permit pas un suivi temporel à la hauteur de la qualité des données. C'est au cours de ce survol que fut prit le célèbre cliché (Carlson *et al.*, 1991) reproduit ici en figure 2.1, montrant les contrastes d'opacité nuageuse (variant jusqu'à un facteur 20) de la couche inférieure (autour de 50 km d'altitude) de façon spectaculaire.

Le principal enseignement – et la principale surprise – de cette cartographie réside dans cette extrême variabilité spatiale, qui suggère une activité météorologique très intense, et

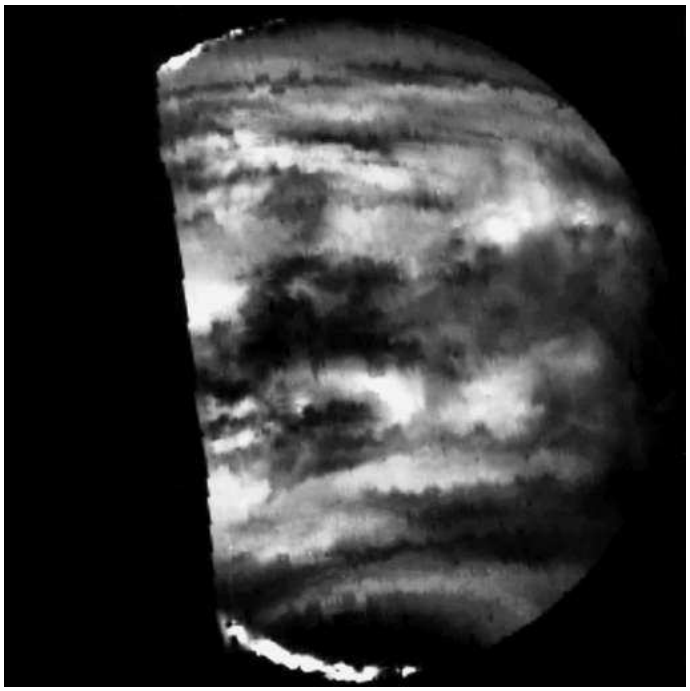


FIG. 2.1 – Image de la face sombre de Vénus à une longueur d'onde de 2,3 μm, acquise par *NIMS/Galileo* le 10 février 1990. Noter cette fois le très fort contraste des nuages.

dont l'exploration est à peine entamée ; notre connaissance extrêment fractionnaire de la météorologie de Vénus à l'échelle de quelques centaines de kilomètres empêche pour l'heure d'analyser ces images d'une façon autre que purement descriptive.

L'étude des corrélations d'images obtenues dans des fenêtres différentes ont également permis d'estimer les proportions relatives des modes d'aérosols, dont le comportement spectral diffère sensiblement. Ainsi, Carlson *et al.* (1993) ont montré une asymétrie hémisphérique, avec davantage de particules de grande taille (mode 3) dans l'hémisphère nord. Parallèlement et en utilisant les mêmes données, Grinspoon *et al.* (1993) ont trouvé que les variations d'opacité nuageuse étaient surtout dues à la variation de densité des particules de mode 3.

Depuis le sol, les observateurs ont compensé la moindre résolution spatiale par une couverture temporelle bien meilleure. Ainsi, certains traits durables (à l'échelle du mois) ont pu être mis en évidence (Crisp *et al.*, 1989, 1991b) :

- aux basses latitudes ($< 40^\circ$), une zone opaque s'étendant sur la moitié de la planète a été vue, présentant une période de rotation typique de la couche nuageuse moyenne (5 jours et demi), avec cependant certains motifs tournant plus lentement (7 jours et demi) et situés par conséquent dans la couche inférieure ;
- aux latitudes moyennes (40° – 60°), l'opacité nuageuse est en général beaucoup plus réduite, tournant de façon synchrone avec les épais nuages équatoriaux.
- enfin, aux hautes latitudes, on note à nouveau une zone sombre et avec peu de détails, qui est la possible contrepartie des nuages du collier polaire.

Cartographie de la surface

Dans les trois fenêtres aux longueurs d'onde les plus courtes, une fraction non négligeable de leur rayonnement provient directement de la surface solide. De ce fait, comme l'émission est d'origine thermique, les régions à haute altitude, plus fraîches, émettent beaucoup moins. En considérant le fort gradient vertical de température, et la forte variation de la fonction de Planck à une longueur d'onde de l'ordre du micron lorsque les températures varient de quelques dizaines de Kelvins, on obtient une excellente sensibilité permettant d'envisager une

utilisation altimétrique. Carlson *et al.* (1991) ont ainsi pu détecter la région la plus élevée de *Maxwell Montes* de la sorte, grâce à sa différence d'altitude de 10 km avec les plaines alentour. Les cartes ainsi obtenues avec l'instrument *NIMS* présentent une excellente corrélation avec l'altimétrie obtenue par radar.

En outre, des cartes moins précises sur la direction horizontale (environ 100 km) mais très précises verticalement (environ 1 km) ont pu être dressées depuis la Terre au télescope anglo-australien (Meadows et Crisp, 1996). Les auteurs ont pu en outre, par comparaison entre les différentes fenêtres infrarouges, contraindre le gradient vertical de température à très basse altitude (< 6 km) à des valeurs plus faibles d'environ 1 K/km que celles mesurées in-situ par les sondes de descente. Ce résultat reste toutefois à confirmer.

Enfin, la forte sensibilité des émissions de ces fenêtres à la température de surface en font d'excellents moyens d'investigation d'un éventuel volcanisme actif, qui se traduirait par des augmentations très fortes et très localisées de la chaleur émise. Hashimoto et Imamura (2001) ont ainsi montré qu'un lac de lave de 1000 K ou plus et d'une surface de quelques kilomètres carrés serait aisément détectable.

2.2.2 Analyses de la composition atmosphérique

Études globales

Dès la découverte des émissions autour de $2,3$ μm et $1,7$ μm la signature d'autres gaz que le seul CO_2 fut identifiée, notamment le monoxyde de carbone autour de $2,35$ μm. À la fin des années 1980, Kamp *et al.* (1988), ainsi que Kamp et Taylor (1990) avaient détecté de façon certaine l'influence sur les spectres de CO et de H_2O. Cependant, des problèmes majeurs apparaissaient : les abondances obtenues pour le monoxyde de carbone étaient très inférieures aux mesures de *Pioneer Venus*, et le piètre accord entre spectres synthétiques et observés dans la région spectrale de la vapeur d'eau ne permettaient pas de contraindre son rapport de mélange. L'origine de ces problèmes résidait dans les bases de données spectroscopiques utilisées, qui n'étaient pas adaptées aux fortes pressions et températures régnant dans les régions sondées par les fenêtres infrarouges.

En utilisant des spectres du CFHT à haute résolution spectrale, Bézard *et al.* (1990) parvinrent les premiers à obtenir un accord satisfaisant dans les fenêtres à $2,3$ et $1,74$ μm en améliorant la prise en compte de l'absorption de CO_2, tout d'abord par la prise en compte de bandes faibles absentes des bases de données (HITRAN ou Geisa) et ensuite par l'ajout d'une opacité continue vraisemblablement causée par les ailes des fortes bandes d'absorption situées hors des fenêtres. Ceci permit la détection certaine d'autres espèces par leur absorption relative au sein de ces fenêtres : OCS, HCl et HF s'ajoutèrent à CO et à H_2O. L'estimation de CO fut alors revue à la hausse, et une abondance en vapeur d'eau d'environ 40 ppm fut dérivée. L'émission infrarouge nocturne se révélait extrêmement riche pour l'étude de la composition de l'atmosphère (voir figure 2.2).

L'étude du rapport isotopique de la vapeur d'eau était également possible du fait de la présence des raies de H_2O et HDO dans la fenêtre à 2,3 μm. de Bergh *et al.* (1991) dérivèrent ainsi un rapport D/H égal à 120 ± 40 fois la valeur terrestre, dont les implications ont été discutées à la section 3.4.3. Bézard *et al.* (1993) compléta alors la liste des composés détectés dans cette même fenêtre en y ajoutant SO_2 (bande $3\nu_3$ autour de $2,45$ μm, donnant un rapport de mélange de 130 ± 40 ppmv).

Le passage de *NIMS/Galileo* entraîna moins de retombées qu'en cartographie, du fait de son pouvoir de résolution spectrale assez faible. Il permit cependant des variations locales de la vapeur d'eau près de la surface (Drossart *et al.*, 1993), et permit de détecter des variations latitudinales en CO sur lesquelles nous reviendrons à la section suivante.

Une étude complète concernant la composition de l'atmosphère de Vénus a été conduite par Pollack *et al.* (1993). Leurs résultats constituant la base principale à partir de laquelle les recherches de cette thèse ont été effectuées, nous aurons largement l'occasion d'y revenir.

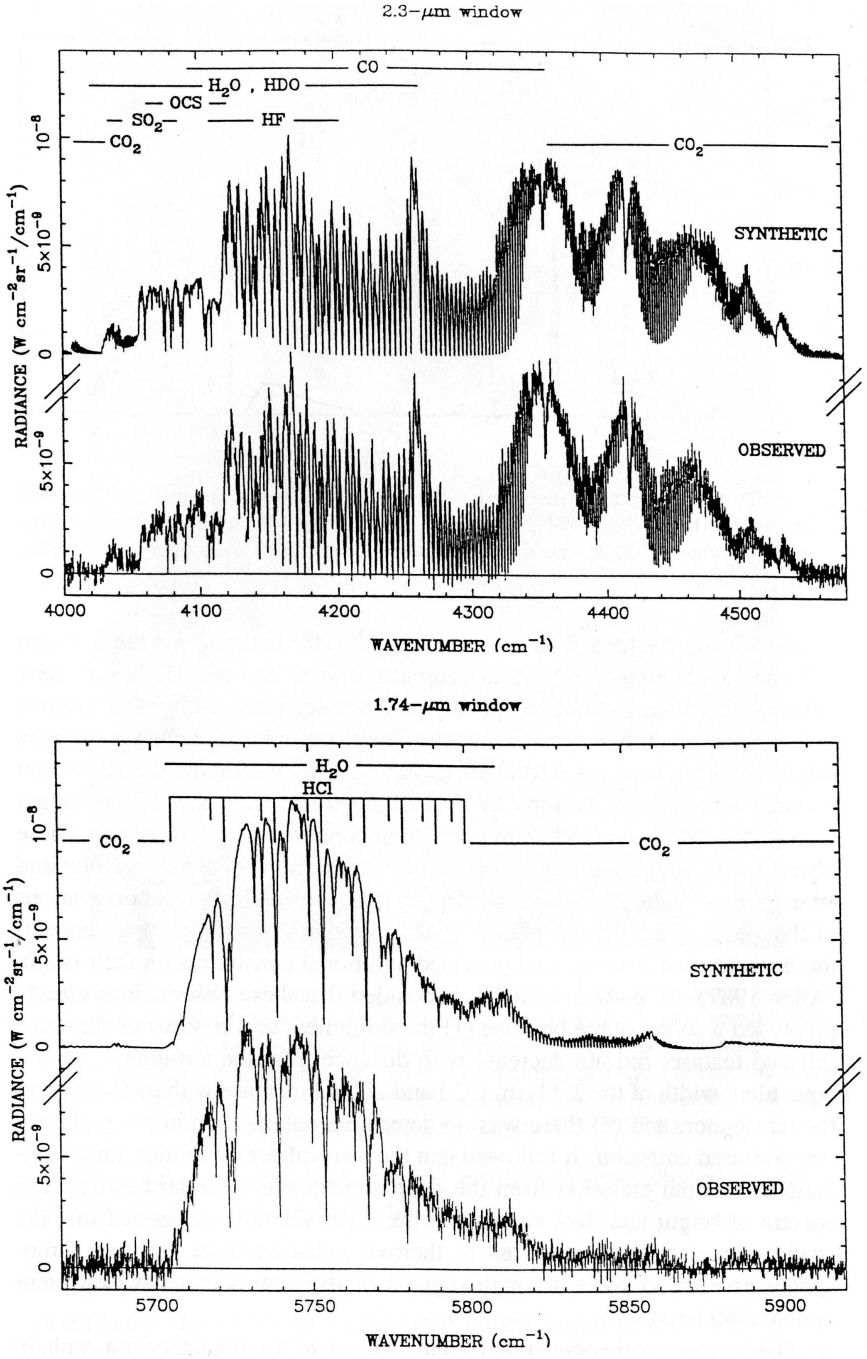


FIG. 2.2 – Spectres à haute résolution issus des fenêtres à $2,3$ μm et $1,74$ μm avec les bandes d'absorption de composés minoritaires (Bézard *et al.*, 1990)

En résumé, grâce à l'introduction de nouvelles bases de données spectrales valides à haute température, des abondances quantitatives pour tous les composés mentionnés précédemment y ont été dérivées, ainsi qu'une estimation des gradients verticaux pour CO et OCS. Cependant, l'incertitude sur la valeur et les variations en longueur d'onde de l'absorption continue de CO_2 sont encore à l'heure actuelle les facteurs limitants pour pouvoir extraire toute l'information contenue dans les spectres infrarouges. Gageons qu'avec l'arrivée de *Venus Express*, de nouvelles mesures en laboratoire permettront de lever cet écueil.

Variations observées des abondances moyennes

Il est arrivé que des variations d'abondance significatives aient été observées. Ainsi, Bell *et al.* (1991) dérivèrent d'observations menées dans la fenêtre à $2,3$ μm depuis l'Infrared Telescope Facility de la NASA en janvier 1990 des abondances en vapeur d'eau extrêment élevées (200 ppmv) dans une zone peu nuageuse, tandis que les spectres acquis dans des régions plus sombres donnaient une abondance voisine de la valeur moyenne (40 ppmv). Des observations menées dix jours plus tard au même endroit ne permirent pas de retrouver trace de cet enrichissement en vapeur d'eau, qui fut interprété par Bell et al. comme la conséquence d'une subsidence localisée entraînant des goutelettes d'acide sulfurique en profondeur où elles se dissociaient en vapeur d'eau et trioxyde de soufre. Une telle anomalie ne fut plus jamais signalée par la suite.

D'autres variations de la composition de l'atmosphère furent mises en évidence par *NIMS*, cette fois concernant CO et non plus H_2O. En effet, en examinant les spectres autour de $2,35$ μm acquis entre 60°S et 70°N, l'absorption dans le bande de CO semblait significativement plus forte au nord de 47°N (Collard *et al.*, 1993). Cette absorption s'interprète comme un enrichissement relatif en CO de 20 à 50 % par rapport à la valeur équatoriale dans les hautes latitudes de l'hémisphère nord. L'interprétation de cet enrichissement fait intervenir là encore une subsidence liée à la cellule de Hadley, conduisant à la descente d'air enrichi en CO provenant d'altitudes plus élevées vers les niveaux sondés dans la fenêtre spectrale.

Chapitre 3

Description de l'atmosphère de Vénus

Les investigations décrites au cours des deux chapitres précédents ont permis de révéler les traits les plus généraux de l'atmosphère de Vénus de façon satisfaisante tout en soulevant de nouvelles questions. Ce chapitre a pour ambition de les passer en revue, ainsi que de situer le présent travail de thèse dans son contexte scientifique.

3.1 Aperçu général et comparaison avec Mars et la Terre

Les caractéristiques atmosphériques des trois planètes sont représentées dans le tableau 3.1. Un résumé rapide de ce tableau dirait que pour ce qui concerne la planète solide, la Terre et Vénus sont très similaires ; qu'en ce qui concerne les variations diurnes et saisonnières – ainsi que la température de surface dans une moindre mesure – ce sont Mars et la Terre qui se ressemblent davantage ; et enfin que Mars et Vénus partagent presque la même composition atmosphérique principale, à savoir gaz carbonique et azote. Enfin, aucune des planètes ne connaît la même pression au sol, même en admettant une tolérance d'un ordre de grandeur.

Mais un tel constat est trompeur, en particulier à cause de la présence d'une hydrosphère sur la Terre et d'une de ses conséquences, à savoir l'apparition de la vie photosynthétique. En effet, la présence d'eau liquide a eu pour effet de permettre un piégeage de l'immense majorité du contenu initial en gaz carbonique de l'atmosphère terrestre sous forme de carbonates[1], tandis que l'activité biologique a converti ce qui restait de CO_2 en O_2 en extrayant le carbone sous forme de biomasse (parfois sorti du cycle atmosphérique sous forme de sédiments fossiles). Si l'on prend ces phénomènes en compte, alors Vénus et la Terre se ressemblent encore davantage, puisqu'elle partagent alors un contenu similaire en éléments carbone et azote. Les divergences entre les deux planètes sont donc plutôt dues à des histoires divergentes qu'à une différence initiale, confortant de façon paradoxale la vision de deux planètes jumelles qui prévalait avant les années 1960.

3.2 Caractéristiques globales de l'atmosphère inférieure (< 90 km)

3.2.1 Structure verticale et profil thermique

La figure 3.1 représente l'évolution avec l'altitude de la pression et de la température selon les données recueillies lors de la mission *Pioneer Venus* (Seiff, 1983). On peut constater que

[1] calcaire et gypse

Caractéristique	Unité	Vénus	Terre	Mars
Paramètres orbitaux				
Demi grand axe	UA	$0,723$	$1,000$	$1,523$
Excentricité		$0,0068$	$0,0167$	$0,0934$
Période de révolution	jours	$224,70$	$365,26$	$686,96$
Nombre de satellites naturels		0	1	2
Planète solide				
Diamètre équatorial	km	$12103,7$	$12756,3$	$6804,9$
	$\oplus$	$0,949$	$1,000$	$0,533$
Aplatissement		~ 0	$0,00335$	$0,00736$
Masse	10^{24} kg	$4,87$	$5,97$	$0,64$
	$\oplus$	$0,815$	$1,000$	$0,107$
Densité	eau = 1	$5,204$	$5,515$	$3,934$
Gravité à l'équateur	$m.s^{-2}$	$8,87$	$9,78$	$3,69$
Période de rotation	jours	$243,019$	$0,997$	$1,026$
Inclinaison de l'axe	$^\circ$	$177,46$	$23,45$	$25,19$
Atmosphère				
Pression à altitude nulle	hPa	93219	$1013,25$	$6,10$
	atm	92	1	$0,006$
Température moyenne au sol	K	737	288	218
Température effective*	K	230	253	212
Composition principale		CO_2 : 96%	N_2 : 78%	CO_2 : 95%
		N_2 : 3%	O_2 : 21%	N_2 : 3%
		SO_2,H_2O,	Ar : 1%	Ar : $1,6$%
		CO, Ar : traces	H_2O : variable	O_2, CO,
			CO_2 : $0,04$%	H_2O : traces

$*$: La température effective est la température qu'aurait le corps noir rayonnant la même énergie thermique que la planète.

TAB. 3.1 – Quelques paramètres physiques pour Vénus, la Terre et Mars

Vénus ne possède pas de stratosphère contrairement à la Terre[2]. La troposphère, où l'équilibre thermique est assuré par radiation comme l'atteste le gradient de température ($-7,7$ K/km) légèrement supérieur au gradient adiabatique Γ et donc stable (sauf de façon marginale sous la couche nuageuse supérieure et en dessous de 10 km d'altitude où la convection domine) fait place à une mésosphère équilibrée principalement de façon radiative (quasi-isotherme) vers 60 km d'altitude, et ce sans inversion thermique. La variabilité temporelle et spatiale du profil thermique sera discutée dans la section 3.3.1.

3.2.2 Nuages

Le tableau 3.2 présente les caractéristiques physiques des nuages de Vénus. Les couches nuageuses s'étalent entre environ 45 km et 70 km d'altitude, sans compter les brumes inférieures et supérieures. On dénombre trois couches principales entourées de deux régions brumeuses, de telle sorte que des aérosols sont présents au total entre 30 et 90 km d'altitude. Les deux couches nuageuses supérieures recouvrent de façon assez uniforme l'ensemble de la planète tandis que la couche inférieure présente des variations spatiales d'opacité beaucoup plus importantes ; de plus, la proportion exacte des particules de mode $2'$ et 3 (voir tableau 3.2 pour une définition de ces modes) semble varier spatialement de façon assez importante (Carlson *et al.*, 1993). La profondeur optique visible moyenne totale des nuages est de l'ordre de la vingtaine, ce qui donne une visibilité moyenne de quelques kilomètres au sein des nuages.

[2]qui tire la sienne du chauffage induit par l'absorption du rayonnement ultraviolet solaire par l'ozone stratosphérique.

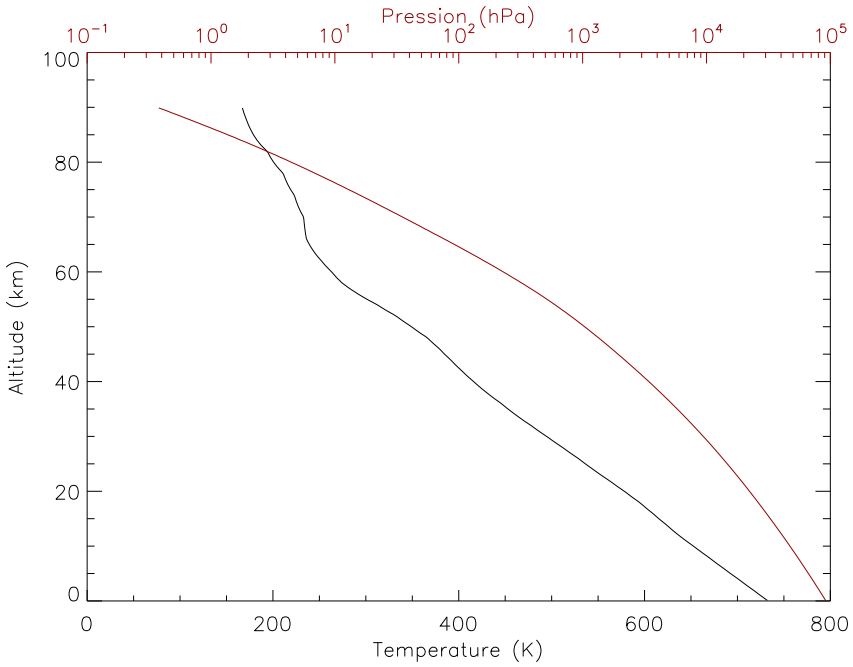


FIG. 3.1 – Profils thermique (noir) et barométrique (rouge) verticaux moyens de l'atmosphère de Vénus (Seiff, 1983).

Désignation	Altitude (km)	Mode 1	Mode 2	Mode 2′	Mode 3
Brume supérieure	$90-68$	+			
Couche supérieure	$68-57$	++	+++		
Couche médiane	$57-51$	+		++	++
Couche inférieure	$48-51$	+		++	++
Brume inférieure	$51-30$	+			

Mode	Diamètre moyen	Remarques
1	$\sim 0,6$ μm	
2	~ 2 μm	
2′	~ 3 μm	
3	7 μm	Cristaux ?

TAB. 3.2 – Propriétés physiques des nuages de Vénus

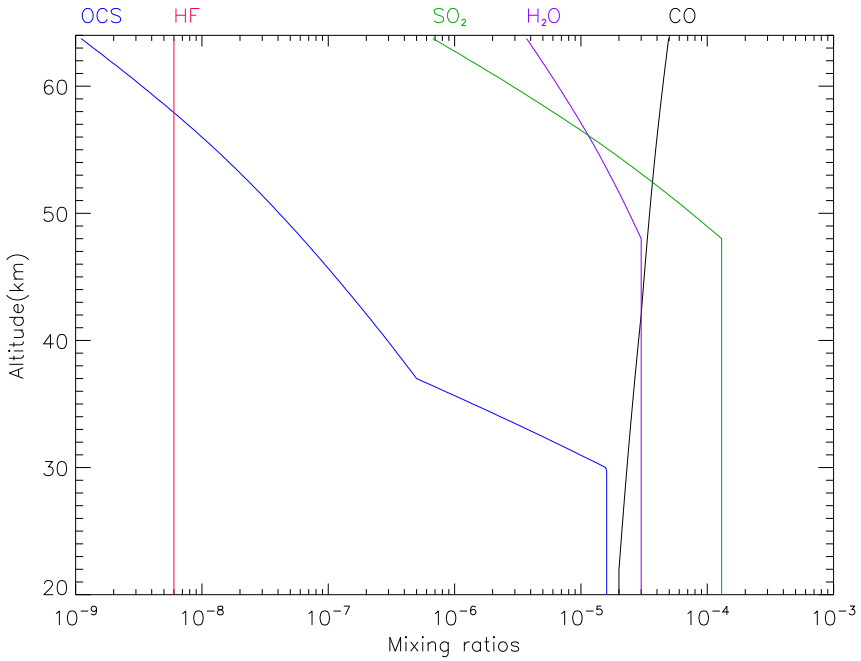


FIG. 3.2 – Profils verticaux de quelques consituants mineurs de l'atmosphère de Vénus selon Pollack *et al.* (1993) et Fegley *et al.* (1997).

La composition des gouttelettes constituant ces nuages a été établie dans les années 1970 comme étant principalement de l'acide sulfurique concentré à 75 %, en équilibre avec l'eau selon l'équation bilan : $H_2SO_4 \rightleftharpoons H_2O + SO_3$. La présence d'autres composés minoritaires comme $FeCl_3$ fait encore l'objet de débats et joue sans doute un rôle crucial dans les processus de nucléation. La nature de l'absorbant bleu et ultraviolet qui donne aux nuages leur teinte jaunâtre caractéristique n'est pas encore connue avec certitude, les candidats les plus probables étant divers composés soufrés et/ou chlorés (SO_2, Cl_2, $FeCl_3$).

3.2.3 Composition et chimie

Ce sujet est extrêmement complexe, et donne lieu à de nombreuses hypothèses encore à l'heure actuelle. De façon schématique, deux phénomènes distincts gouvernent les processus : la photochimie UV au-dessus des nuages, et la thermochimie sous les nuages. Ce à quoi il ne faut pas oublier d'ajouter les interactions entre la surface et la très basse atmosphère, et le rôle de la dynamique atmosphérique dans le mélange et le transport des espèces.

La figure 3.2 permet d'appréhender la complexité du sujet. Les principales réactions chimiques proposées pour expliquer les profils observés peuvent être brièvement résumés comme suit :

- *Surface et très basse atmosphère (0–20 km)* : les réactions chimiques dans cette région sont dominées par les équilibres d'oxydo-réduction des espèces carbonées et soufrées entre la surface solide (carbonates, sulfates, pyrite) et les composés gazeux. CO_2, en particulier, serait en équilibre avec un assemblage de composés solides (quartz-wollastonite-calcite). La décomposition de la pyrite en présence de CO et CO_2 serait à l'origine des gaz soufrés réduits (S_α, H_2S, OCS), tandis que SO_2 serait consommé par la formation de $CaSO_4$. L'éventuel recyclage de SO_2 par volcanisme semble plausible – voire nécessaire dans les dix derniers millions d'années pour expliquer la présence permanente des couches nuageuses – mais n'a encore jamais été confirmé directement à ce jour.
- *Basse atmosphère (20–45 km)* : en tant que zone de rencontre entre les espèces issues

de la photochimie des couches supérieures et de celles issues du sol, la chimie de cette zone est très complexe. On y voit entre autres l'oxydation de OCS et CO sous l'effet de SO_3 – issu de la décomposition thermique de l'acide sulfurique à la base des nuages – en CO_2 et SO_2 notamment.

– *Nuages et mésosphère (45–90 km)* : les réactions photochimiques nécessitant des photons UV énergétiques ne peuvent avoir lieu qu'au-dessus de la couche nuageuse. Le bilan net de ces réactions photochimiques conduit à la formation de CO, de soufre élémentaire et de SO_3 :

$$CO_2 + SO_2 + h\nu \rightarrow CO + SO_3$$
$$3\ SO_2 + 2\ h\nu \rightarrow 2\ SO_3 + S.$$

Notons l'importance du chlore atomique issu de HCl en tant que catalyseur, de façon très analogue à ce qui se passe dans la destruction de l'ozone stratosphérique terrestre[3]. La formation des aérosols d'acide sulfurique constitutifs des nuages a lieu aux alentours de 62 km d'altitude par combinaison de SO_3 et H_2O (Yung et Demore, 1982). Enfin, l'évaporation de H_2SO_4 sous 48 km d'altitude, puis sa thermodissociation en vapeur d'eau et trioxyde de soufre déterminent l'altitude de la base de la couche nuageuse inférieure.

3.2.4 Circulation générale

La circulation générale de l'atmosphère est marquée par un trait fort peu répandu dans tout le système solaire, à savoir la superrotation : alors que la planète solide tourne sur elle-même en environ 243 jours, les motifs nuageux supérieurs (visibles notamment en ultraviolet) indiquent une rotation certes rétrograde également, mais en quatre jours seulement. Ainsi, les diverses mesures (Gierasch *et al.*, 1997) montrent une circulation zonale d'ouest en est avec des vents entre 80 et 110 m/s. La circulation méridienne, quant à elle, est d'amplitude beaucoup plus faible, et révèle une structure de Hadley familière transportant la chaleur de l'équateur vers les pôles à l'altitude des nuages et n'excédant pas 10 m/s en valeur absolue aux latitudes basses et moyennes dans tous les cas. Il est cependant à noter que les variations diurnes des vitesses des vents sont du même ordre de grandeur, ce qui empêche la détection effective de ce type de circulation méridienne.

L'évolution de cette circulation avec la profondeur au sein de l'océan gazeux qui entoure Vénus[4] n'est connue que par quelques mesures *in situ* lors des descentes au sol, des ballons *Vega* et des observations infrarouges nocturnes. Ils révèlent un ralentissement de la circulation zonale jusqu'à se synchroniser avec la surface en dessous de 10 km d'altitude. Quant à la circulation méridienne, les vitesses attendues pour une redistribution thermique en latitude efficace sont indétectables dans les mesures directes dont nous disposons, mais l'érosion éolienne détectée autour des cratères est cohérente avec la présence d'une circulation de Hadley à des altitudes inférieures à 10 km.

L'étude des phénomènes variables et locaux, ainsi que la question de l'origine et du maintien de la superrotation seront traitées dans les sections ultérieures de ce chapitre.

3.3 Variabilité locale

3.3.1 Profil thermique

Les variations en latitude du profil thermique de Vénus, comme bien d'autres paramètres atmosphériques, diffèrent énormément selon que l'on se trouve au-dessus ou en-dessous des nuages. Au sol, les données sont très éparses et l'extrapolation des quelques mesures obtenues par les atterrisseurs *Pioneer* suggèrent un très faible gradient de l'équateur vers les pôles de

[3]De façon surprenante, le rôle des radicaux chlorés dans la photochimie a été mis en évidence d'abord dans le cas de Vénus avant d'être compris sur Terre et de conduire à l'interdiction de l'usage industriel des CFC.

[4]La masse de cette atmosphère équivaut à celle d'un océan d'eau global d'un kilomètre de profondeur.

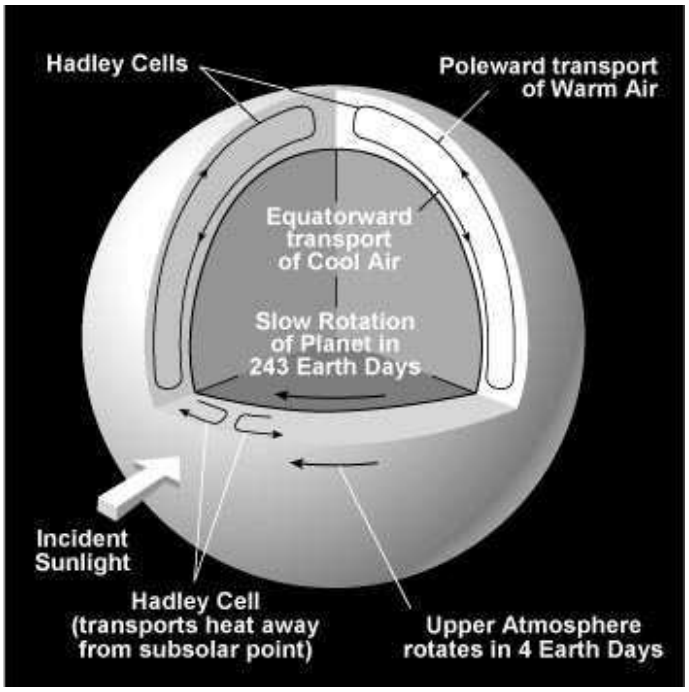


FIG. 3.3 – Représenation schématique de la circulation générale de Vénus.

l'ordre de 1 K. Ce gradient s'accroît avec l'altitude pour atteindre de 25 à 30 K au sein de la couche nuageuse. La mésosphère, par contre, connait un gradient de sens opposé (régions polaires plus chaudes d'environ 20 K entre 65 et 90 km d'altitude). Cet effet contre-intuitif s'explique vraisemblablement par des effets dynamiques (compression adiabatique d'une branche descendante de la cellule de Hadley aux hautes latitudes).

En ce qui concerne les variations zonales – et donc en particulier les variations diurnes – nous ne disposons que de peu d'indications du côté nocturne hormis quelques mesures *in situ* et dans l'infrarouge thermique. Elles indiquent toutefois un gradient de température vertical plus stable que du côté jour. Étant donnée la constante de temps radiative de l'atmosphère de l'ordre du siècle au niveau du sol, les variations diurnes de température au sol sont sans doute d'amplitude très limitée, et ne doivent devenir significatives que bien au dessus des nuages vers 80-90 km d'altitude. Il est cependant à noter que la différence de température entre les deux ballons des missions Vega, qui évoluaient dans des régions voisines, excédaient d'un ordre de grandeur les différences prédites (quelques K au lieu de quelques dixièmes de K), aussi est-il plus prudent de constater pour l'heure notre méconnaissance des variations locales du profil thermique sur Vénus à petite et moyenne échelle.

3.3.2 Météorologie

Certains phénomènes dynamiques locaux montrent une grande persistence à l'échelle de la durée de nos observations. Le plus notable est ce que l'on appelle le collier polaire (Taylor, 1990), observé lors la mission *Pioneer Venus* à proximité du pôle Nord. Il se présente en infrarouge sous la forme d'un dipôle chaud situé aux alentours de 80°N, mais son contraste est bien moindre en ultraviolet, ce qui suggère une localisation en profondeur dans les nuages (dépression causée par les mouvement verticaux à l'extrémité polaire de la cellule convective globale ?). Sa contrepartie méridionale n'a pas encore été étudiée, et donc de grands espoirs se portent légitimement sur les observations préliminaires issues de la mission *Venus Express* qui semblent montrer un phénomène analogue.

Un autre type de phénomènes permanents consiste en ce que l'on appelle communément les marées thermiques, c'est à dire le forçage de la circulation atmosphérique sous l'effet

des variations diurnes de l'insolation[5]. Leur composante semi-diurne est en effet responsable du transfert de moment cinétique entre 50 et 70 km d'altitude dans les nuages (où il est maximal vers 70 km d'altitude), et nécessaire pour expliquer le maintien de la superrotation observée (Newman et Leovy, 1992).

Enfin, à plus petite échelle (de l'ordre de la centaine de kilomètres), la forme des amas de nuages change avec la latitude : ils sont plus effilés dans les régions polaires sous l'effet du cisaillement par les vents. La durée de vie moyenne des motifs semble être d'environ deux jours d'après les observations de *Galileo*. Cependant, en l'absence de renseignements supplémentaires sur la nature de l'absorbant ultraviolet, ils est difficile d'interpréter quelle partie de la variation observée des motifs nuageux est réellement due à la circulation. Notons également que contrairement à la Terre et aux planètes à forte vitesse de rotation où la direction des vents est déterminée en grande partie par l'équilibre géostrophique – entre la force de Coriolis et les gradients de pression – les mouvements à moyenne échelle de l'atmosphère de Vénus sont soumis à l'équilibre cyclostrophique – où la force centrifuge remplace la force de Coriolis.

3.4 Principaux problèmes ouverts

3.4.1 Origine de la superrotation

Le point-clé pour expliquer le maintien de la superrotation de l'atmosphère de Vénus réside dans la compréhension des mécanismes de transport du moment cinétique verticalement (de la surface jusqu'aux zones de superrotation) et horizontalement (des hautes aux basses latitudes). En effet, en l'absence d'un tel transport, l'atmosphère devrait se synchroniser avec la planète solide sous l'effet conjugué de la friction visqueuse et turbulente, ainsi – et surtout – de la dissipation des diverses ondes cinétiques présentes dans l'atmosphère.

Des avancées notables ont d'ores et déjà été effectuées depuis les années 1970, et certaines couches de l'atmosphère sont, pense-t-on, comprises au moins en première approximation. Ainsi, le mécanisme principal au-dessus des nuages est bien identifié : il s'agit des marées thermiques. Mais la région cruciale pour expliquer la superrotation est située en-dessous des nuages, là où les vents zonaux commencent à prendre de l'ampleur, entre les quelques premiers kilomètres et 45 km d'altitude. Deux hypothèses principales sont avancées à l'heure actuelle, l'une assurant le transport du moment cinétique uniquement par le biais d'ondes ou de la turbulence, l'autre où une partie importante du transport vertical du moment est assurée par la circulation générale de Hadley. Seules de nouvelles mesures précises des températures et des vents à différents endroits dans l'atmosphère profonde permettront de trancher entre ces deux hypothèses ou d'en avancer de nouvelles.

3.4.2 Activité géologique

Vénus et la Terre étant de taille et de composition comparables, l'activité interne des deux planètes devrait être de même magnitude. D'ailleurs, certaines indications concordent avec ce fait : ainsi, le nombre et la distribution des cratères à la surface de Vénus indiquent un âge de la surface assez jeune, d'environ 500 millions d'années (Basilevsky *et al.*, 1997). Un autre élément dans ce sens provient de l'existence des nuages qui nécessitent comme précurseurs SO_2 (voir section 3.2). Or, du fait des interactions chimiques avec la surface, SO_2 a une durée de vie caractéristique réduite (de l'ordre de 10 millions d'années), ce qui implique son renouvellement par dégazage volcanique dans les quelques derniers millions d'années.

Cependant, aucune activité volcanique n'a été directement détectée à ce jour. De surcroît, les mesures gravimétriques effectuées lors de la mission *Magellan* montrent une lithosphère

[5]provoquant une dilatation ou une contraction relative de l'atmopshère rappelant les bourrelets typiques des marées gravitationnelles.

très épaisse (une centaine de kilomètres) et confirment l'absence d'une tectonique des plaques de type terrestre[6] ; ces faits constituent un obstacle majeur à la dissipation de la chaleur interne issue de l'activité des radioéléments résidant dans le manteau et le noyau. La théorie communément admise en 2006 fait état d'un épisode de resurfaçage massif et bref au cours du dernier milliard d'années, suivi d'une période d'activité réduite – comparable au volcanisme terrestre en dehors des zones de forte activité ($0,1$ à $0,2$ km^3 par an) – dans laquelle nous nous trouverions encore en ce moment, et ce jusqu'à ce que l'accumulation de chaleur entraîne un nouvel épisode d'activité intense. L'observation directe de la surface dans le proche infrarouge, qui permettrait d'observer les endroits anormalement chauds sur la face nocturne, ainsi que la mesure de gaz traceurs issus de l'activité interne de la planète (SO_2, vapeur d'eau) permettra sans doute de préciser ce scénario à brève échéance.

3.4.3 Eau et échappement atmosphérique

Une particularité surprenante de Vénus est son extrême aridité comparée à la Terre – voire à Mars : toute l'eau est sous forme de vapeur dans l'atmosphère, et l'abondance n'y est que de quelques dizaines de parties par million en volume (ppmv). Une autre caractéristique de l'eau sur Vénus réside dans son rapport isotopique : l'eau lourde (HDO) est enrichie relativement à l'eau ordinaire (H_2O) d'un facteur excédant la centaine par rapport à la situation terrestre. Cet enrichissement suggère un fractionnement important au cours de l'histoire de la planète par échappement différentiel depuis la haute atmosphère.

Bien que les mesures relatives à l'eau aient été effectuées en nombre respectable sur Vénus, il est encore impossible de préciser si la situation actuelle reflète :

- un état stationnaire où les pertes par échappement sont compensées par des sources exogènes (cométaires) et/ou endogènes (dégazage volcanique).
- le reliquat d'un stock d'eau initial représentant de $0,12$ % à 4 % de l'équivalent des océans terrestres (Donahue *et al.*, 1997).
- ou enfin la signature d'un fort dégazage associé au resurfaçage catastrophique de la planète il y a un demi-milliard d'années environ.

Pour pouvoir trancher entre ces hypothèses, ce qui revêt une importance cruciale pour mieux comprendre l'évolution de Vénus, de nouvelles mesures concernant l'échappement des ions H^+ et D^+ et des neutres H et D dans l'ionosphère seront requises, ainsi qu'une surveillance sur un cycle solaire complet de la vapeur d'eau dans la mésosphère.

3.5 Objectif de ce travail de thèse

À l'issue de ce chapitre destiné à familiariser le lecteur non spécialiste avec les enseignements tirés du rayonnement infrarouge nocturne de Vénus au cours des vingt dernières années, il convient de préciser comment s'inscrivent les travaux décrits ci-après dans ce contexte. En résumé, il s'agit d'opérer une étude de spectres acquis au sol dans la fenêtre à $2,3$ μm en divers endroits de Vénus afin de détecter d'éventuelles variations de composition atmosphérique. Loin d'être rendues obsolètes ou inutiles par le début de la mission scientifique des instruments de spectro-imagerie infrarouge à bord de *Venus Express*[7], de telles observations ont à la fois servi de banc d'essai pour les méthodes d'exploitation scientifiques adaptées au traitement de masse de données et joué un rôle précurseur grâce aux conclusions scientifiques qui en sont tirées, conclusions qui pourront ainsi rapidement se voir confirmées ou infirmées par la mission spatiale au cours des mois à venir. En outre, de nouvelles campagnes d'observation pourront être menées et exploitées de façon similaire bien après la fin de la mission *Venus Express* dans un but de surveillance à long terme.

[6] ce qui n'est pas une surprise en l'absence d'océans : l'hydratation des sédiments et l'alourdissement subséquent sont un élément moteur essentiel de la tectonique sur Terre.

[7] et en tout premier lieu VIRTIS, qui fournit des spectres extrêmement similaires à ceux décrits par la suite.

Dans les parties suivantes seront décrits les points suivants de nos études.

- *Partie 2* : y sont décrits nos campagnes d'observation menées depuis le NASA Infrared Telescope Facility (IRTF) ainsi que les traitements préliminaires menés pour aboutir à la composante purement thermique de ces spectres.
- *Partie 3* : cette partie est dédiée à la description du modèle de transfert radiatif utilisé pour interpréter nos données. Les effets simulés des variations de divers paramètres atmosphériques pris en compte dans ce modèle y sont également discutés.
- *Partie 4* : Les résultats concernant les profils verticaux d'abondance de quatre espèces gazeuses (CO, OCS, H_2O et HDO) font l'objet de cette partie. La description précise des algorithmes utilisés pour dériver ces profils y figure également.
- *Partie 5* : Les résultats préliminaires issus de la mission VIRTIS/*Venus Express* sont présentés, illustrant la complémentarité des données sol et spatiales dans l'étude de Vénus.

Deuxième partie

Traitement des données

Chapitre 4

Acquisition des spectres

4.1 L'instrument utilisé

4.1.1 Télescope et situation

À l'exception notable de la dernière partie consacrée aux premières retombées de la mission *Venus Express*, toutes les données utilisées pour ce travail de thèse ont été acquises à l'Infrared Telescope Facility (IRTF, figure 4.1, gauche). Ce télescope de 3 mètres, dédié aux observations infrarouges et consacrant la moitié de son temps d'observation au système solaire, est une propriété de la NASA, qui en délègue la gestion à l'*Institute for Astronomy* (IfA) d'Honolulu. Il se situe au sommet du Mauna Kea, large volcan dormant et point culminant de l'île d'Hawaii à 4205 mètres d'altitude. Les qualités astronomiques du site sont nombreuses, et ont conduit à la présence d'un grand nombre d'observatoires parmi les plus avancés au monde, tel le télescope Canada-France-Hawaii (CFHT), le téléscope japonais Subaru, le télescope infrarouge britannique UKIRT ou encore l'observatoire Keck. En particulier :

- il se situe au dessus de 40 % de l'atmosphère terrestre et 90 % de son contenu en vapeur d'eau, conduisant à un seeing moyen exceptionnel[1] ;
- le ciel, très sombre en raison du relatif isolement, y est dégagé plus de 300 jours par an ;
- la latitude du lieu (20°N) permet de voir la majorité du ciel dans les deux hémisphères, ainsi qu'une excellente disposition de l'écliptique.

L'IRTF possède plusieurs instruments[2] parmi lesquels le spectro-imageur MIRSI dans l'infrarouge moyen (autour de 10 μm), le spectromètre à haute résolution CSHELL (1 à 5 μm , avec un pouvoir de résolution maximal de 30000), l'imageur NSFCAM2 (1 à 5 μm), pouvant être couplé à un système d'optique adaptative ; et enfin le spectro-imageur SpeX. Seul SpeX nous a servi au cours de cette thèse. Sa description plus détaillée fait l'objet de la section suivante.

4.1.2 Le spectromètre *SpeX*

SpeX (Rayner *et al.*, 2003), mis au point à l'IfA, consiste en un spectromètre à fente longue opérant de $0,8$ à $5,4$ μm avec un pouvoir de résolution compris entre 1000 et 2000, et d'un guideur couvrant un champ d'une minute d'arc carrée à une résolution de $0,12$ seconde par pixel. Ses élements diffractants sont constitués de réseaux directement gravés sur les faces de prismes[3], ce qui permet à une longueur d'onde par ordre de diffraction de ne pas être déviée de l'image de la fenre. Le plan focal du spectrographe est un détecteur InSb de 1024×1024 pixels représentant chacun $0,15" \times 0,15"$, tandis qu'un détecteur InSb 512×512 est utilisé pour le guideur. Ces deux détecteurs sont cryogéniquement refroidis à une température de 35 K en service.

[1] le plus souvent inférieur à la seconde d'arc.
[2] sans compter d'autres instruments d'équipe comme TEXES.
[3] De tels éléments sont connus sous le nom de *grism* (grating prism) en anglais.

FIG. 4.1 – *À gauche :* Vue de l'IRTF. *À droite :* La salle du CODAM en août 2004.

Un des grands atouts de SpeX est sa versatilité. Selon la fente choisie, l'ordre de dispersion ou le filtre utilisés, un large éventail de résolutions et d'étendues à la fois spatiales et spectrales sont disponibles. L'observation de l'émission thermique de Vénus dans la bande à $2,3$ μm sur l'intégralité du disque vénusien – dont le diamètre était légèrement inférieur à 30 secondes d'arc durant nos observations – à une résolution spectrale suffisante ($R \sim 2000$) nous a conduit à n'utiliser qu'un seul de ces *Science Modes*. Dans ce mode, la fente du spectromètre mesure 60 secondes d'arc de hauteur (dimension image) et $0,3$ seconde d'arc de largeur (dimension de dispersion spectrale), soit 400 pixels de haut sur 2 pixels de large. Le pouvoir de résolution spectrale obtenu est de 2000. À l'aide d'un filtre, l'ordre 3 de dispersion est seul conservé, ce qui donne un intervalle spectral allant de $1,92$ à $2,52$ μm, recouvrant la totalité de l'émission thermique de Vénus dans la fenêtre étudiée. De plus, la hauteur de la fente a permis le plus souvent d'alterner d'une pose à l'autre la position de Vénus sur le plan image sans recouvrement, ce qui nous a fourni par simple soustraction une façon simple de s'affranchir des effets de courant d'obscurité.

4.1.3 Un mode d'observation nouveau : l'observation à distance

La particularité peut-être la plus marquante de toutes nos campagnes d'observation est qu'aucun observateur n'a jamais dû se rendre sur place pour acquérir les données ; l'intégralité de nos acquisitions s'est faite depuis 2003 en utilisant la technologie du *remote observing*. Il s'agit plus précisément d'un contrôle actif à distance : grâce aux infrastructures Internet à haut débit reliant Meudon à l'IRTF, il est possible de conduire les observations à distance avec la même interface que si l'on se trouvait sur place. En particulier, le pointage grossier de l'instrument est toujours assuré par un astronome situé sur place, les observateurs effectuant seulement de petites corrections.

Ces techniques ont été développées entre l'observatoire de Meudon et l'IRTF depuis janvier 2002 au sein du centre pour l'observation à distance astronomique à Meudon (CODAM) fondé par Mirel Birlan (IMCCE – Observatoire de Paris). Plus d'une vingtaine de campagnes d'observation y ont été menées à ce jour[4], concernant outre Vénus l'étude d'astéroïdes (Birlan *et al.*, 2004). Le CODAM dispose à Meudon d'une salle dédiée comprenant trois ordinateurs : deux d'entre eux sont dédiés respectivement au pilotage du guideur et de l'instrument SpeX, le troisième sert de poste de visioconférence avec l'opérateur du télescope à Hawaii. Ces trois ordinateurs sont bien visibles sur la photographie de droite de la figure 4.1.

[4] mai 2006

FIG. 4.2 – *À gauche :* Interface de commande du guideur ; notez l'image de la face diurne de Vénus. *À droite :* Interface du spectrographe ; des spectres bruts sont visibles.

Interface de commande

La commande des instruments s'effectue par une connexion sécurisée (SSH) vers trois ordinateurs situés à Hawaii, nommés `guidedog`, `bigdog` et `stefan`. Ces trois ordinateurs disposent de logiciels graphiques commandant respectivement l'instrument guideur, le spectro-imageur et le pointage fin du télescope. Grâce à la connection à haut débit, le transport de l'affichage graphique se fait à vitesse raisonnable, et permet une interaction aisée avec les différents réglages. La figure 4.2 montre les captures d'écran des logiciels de commande du guideur et du spectrographe.

Parmi les commandes accessibles via ces logiciels, on trouve notamment :

- le réglage des filtres du spectrographe (Short 3 ici) et du guideur (FeII, $1,644\ \mu$m) ;
- le choix de la fente ($0,3 \times 60$ arcsec) ainsi que de son angle de rotation (choisi ici de façon parallèle au terminateur) ;
- le temps d'intégration d'une pose (`Itime`, compris entre quelques dixièmes de secondes pour un spectre diurne, et une trentaine de secondes pour un spectre nocturne), le nombre de lectures du CCD par spectre enregistré (`Coadd`, généralement fixé entre 2 et 5 pour nos observations) et le nombre de spectres à enregistrer pour le spectrographe (`Cycle`, voisin le plus souvent de la dizaine) ;
- sur le guideur, la position des faisceaux A et B (images paires et impaires) – leur réglage adéquat permet d'effectuer le traitement préliminaire par soustraction évoqué précédemment ;
- enfin, quelques outils rudimentaires de traitement du signal : ajustements de profils gaussiens sur des sources ponctuelles pour estimer le seeing, visualisation de coupes du plan image (et donc de spectres), opérations arithmétiques simples (soustraction de poses).

4.2 Déroulement des campagnes d'observation

4.2.1 Planning prévu des observations

Le choix des moments les plus appropriés pour observer la face nocturne de Vénus se heurte à deux exigences contradictoires. Tout d'abord celle d'avoir la meilleure visibilité possible de l'hémisphère nocturne, ainsi qu'un diamètre apparent assez grand. Cette condition est remplie lorsque Vénus se trouve entre la Terre et le soleil, situation appelée *opposition* par les astronomes. Mais ce serait oublier une condition essentielle pour la bonne observation de la planète, à savoir maximiser la distance angulaire avec le soleil et ainsi éviter la présence

de lumière solaire diffusée – ou pire encore, directe – dans l'instrument. La configuration optimale pour cette contrainte est alors la situation de *quadrature*, où Vénus, la Terre et le Soleil forment un triangle rectangle d'hypoténuse le segment Soleil-Terre ; de par cette particularité géométrique, ce sont les époques où Vénus est la mieux visible en début ou en fin de nuit[5]. Les quadratures se suivent selon une double périodicité : une quadrature vespérale est suivie 140 jours plus tard d'une quadrature matinale (au milieu de ce laps de temps a lieu l'opposition), puis il faut attendre 14 mois et demi avant qu'un nouvelle quadrature vespérale n'aie lieu.

De fait, la seconde exigence prime de loin sur la première[6] , et les périodes idéales pour observer Vénus sont lors des quadratures, avec toutefois une préférence pour les phases légèrement inférieures à 90° comme on le verra par la suite. Au cours de ce travail de thèse, de telles conditions favorables ont eu lieu en février 2003, en avril et en août 2004, et enfin en novembre 2005 et mars 2006. Parmi ces quadratures, seules trois ont donné lieu à des observations : en effet, une panne du cryostat de SpeX a empêché la conduite des observations en avril 2004, et des conditions météorologiques exécrables au sommet du Mauna Kea ont empêché toute observation en mars 2006. Les trois campagnes effectivement menées sont décrites ci-dessous.

4.2.2 Février 2003

La première campagne se déroula du 9 au 12 février 2003. Elle fut menée par Thérèse Encrenaz, Bruno Bézard, Catherine De Bergh et Mirel Birlan – la thèse qui fait l'objet de ce mémoire n'ayant pas encore officiellement débuté, je n'étais présent qu'en tant que simple observateur. Le tableau 4.1 présente les différentes cibles observées sur la planète et en calibration. L'étoile de référence utilisée pour calibrer les flux est φ *Ophiuci*, de classe spectrale $G8$ et de magnitude dans la bande K – comprenant la fenêtre spectrale à $2,3$ μm – valant $M_{\mathrm{K}} = 2,26$.

Dans un but d'exhaustivité des recherches de variations sur la partie nocturne du disque, la couverture spatiale était très étendue comme cela figure sur la vignette représentant Vénus du tableau 4.1. Hélas, compte tenu du temps limité disposible, il a fallu pour cela négliger l'acquisition des spectres diurnes : deux nuits sur les quatre ne comprennent qu'une seule série d'acquisition, ce qui s'est avéré insuffisant pour un bon traitement des spectres comme nous le verrons au chapitre suivant. En conséquence, nous avons pu observer au maximum trois positions sur l'hémisphère nocturne par nuit d'observation ; mais sur l'ensemble des nuits, seules les observations menées le 9 et, en partie, celles menées le 12 ont pu fournir des observations satisfaisantes grâce à l'acquisition de deux séries de spectres diurnes au cours de ces nuits.

4.2.3 Août 2004

Suite à l'impossibilité d'observer la quadrature précédente d'avril, cette quadrature est très similaire à la précédente puisqu'elle est également matinale. Cependant, les dates d'observation allouées par l'IRTF se trouvaient plus près du moment de la quadrature, conduisant à un diamètre apparent légèrement supérieur, et à une phase un peu plus petite ; deux effets qui ont contribué à de meilleures observations menées cette fois avec l'assistance de Mirel Birlan.

En outre, l'absence de variations en longitude significatives des spectres de février 2003 a conduit à privilégier l'exploration approfondie de quelques positions de la fente sans chercher à couvrir l'intégralité de la face nocturne. L'acquisition de spectres diffusés en début et fin de séance d'observations – avec des masses d'air très différentes – est cette fois systématique.

[5] C'est-à-dire, respectivement, avec un coucher le plus tardif ou un lever le plus précoce.

[6] Les observations à l'IRTF sont par ailleurs interdites lorsque l'élongation est inférieure à 40° pour des raisons de sécurité.

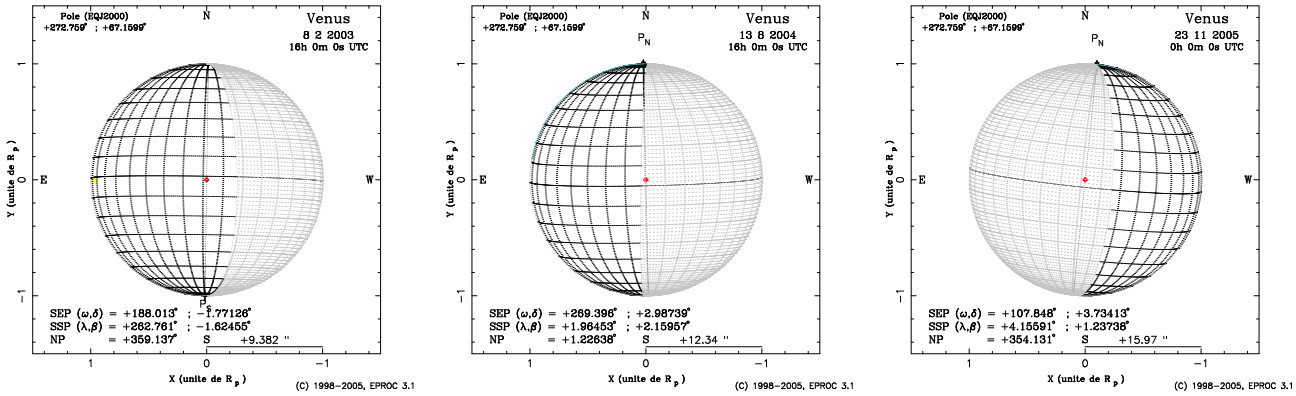
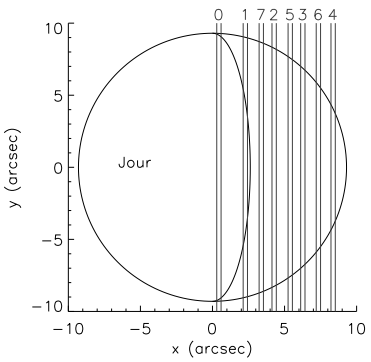


FIG. 4.3 – Vénus telle que vue depuis la Terre lors des campagnes de février 2003, août 2004 et novembre 2005 respectivement (source : IMCCE).

Date (UTC)	Heure (UTC)	Cible	Masse d'air	Remarques
09/02/2003	14:42 – 14:59	HR6147	1,79 – 1,66	seeing $\sim 1,5$"
	15:31 – 15:35	position 1	3,08 – 2,94	côté jour
	15:46 – 16:23	position 2	2,66 – 2,03	
	16:37 – 17:33	position 3	1,91 – 1,54	
	17:40 – 17:42	position 0	1,52 – 1,51	côté jour
10/02/2003	15:29 – 15:32	HR6147	1,47 – 1,46	seeing $\sim 1,47$"
	15:47 – 16:35	position 4	2,65 – 1,94	
	16:40 – 17:36	position 5	1,88 – 1,53	
	17:41 – 17:44	position 0	1,52 – 1,51	côté jour
11/02/2003	15:21 – 15:33	HR6147	1,49 – 1,44	seeing $\sim 1,34$"
	15:50 – 15:52	position 0	2,64 – 2,59	côté jour
	16:00 – 16:48	position 6	2,42 – 1,83	
	17:10 – 17:19	position 7	1,68 – 1,63	inutilisable
12/02/2003	15:14 – 15:25	HR6147	1,50 – 1,46	seeing $\sim 1,09$"
	15:54 – 15:57	position 0	2,57 – 2,50	côté jour
	16:03 – 16:30	position 7	2,38 – 2,01	
	16:35 – 17:23	position 3	1,95 – 1,60	
	17:29 – 17:33	position 0	1,58 – 1,56	côté jour



TAB. 4.1 – Observations de février 2003. La largeur de la fente sur le disque vénusien est représentée sur chaque position examinée.

L'étoile de calibration choisie est $\pi 4$ *Orionis*, de classe B2 et de magnitude dans la bande K valant $M_K = 4,15$.

C'est au cours de cette campagne que furent acquis les meilleurs spectres dont nous disposons dans cette thèse, le 13 août sur la position 3 particulièrement. Plusieurs facteurs ont concouru à ce succès, tel que l'excellent seeing au petit matin, ou la relative brièveté de l'exposition (évitant une trop grande variation de la masse d'air par rapport au dernier spectre diurne acquis), ou encore la valeur globalement assez faible de cette même masse d'air (voir tableau 4.2). D'autres spectres se sont révélés également intéressants, comme la position 4 observée le 13, ou encore les observations du 12, qui sont de qualité comparable à nos meilleurs observations de février 2003.

4.2.4 Novembre 2005

Plusieurs difficultés ont contrarié la bonne mise en œuvre des observations de novembre 2005. La principale d'entre elles a été une date plutôt tardive d'observations, qui a conduit à un diamètre apparent de Vénus excédant 30 secondes d'arc. Or, au cours des observations précédentes, la direction visée entre une pose et la suivante différait de façon à placer alternativement Vénus en haut ou en bas de la fente de 60 secondes d'arc de hauteur ; un tel traitement a donc été impossible ici, ce qui diminua notre rapport signal à bruit de moitié pour une même durée d'acquisition par rapport aux précédentes campagnes.

Les heures d'observations atypiques - au cours de l'après-midi en heure locale - ont constitué la deuxième difficulté particulière de ces observations, toujours menées avec l'assistance de Mirel Birlan. En effet, bien que la diffusion Rayleigh du ciel dans ces longueurs d'onde soit assez faible et non rédhibitoire[7], le piètre seeing aux heures les plus chaudes de la journée se traduit par une diffusion accrue de lumière venue du côté jour de Vénus dans l'instrument. En outre, la stratégie adoptée, inspirée du succès des observations du 13 août 2004 – à savoir l'acquisition répétée de nombreux spectres diurnes à mesure que la masse d'air varie, entraînant des temps de pose assez courts (inférieurs à la demi-heure) – s'est révélée non optimale pour une situation très différente des précédentes où la masse d'air et ses variations ne jouaient pas un rôle critique : Vénus passait au méridien lors de nos observations, ce qui est synonyme de masse d'air à la fois minimale et variant lentement. L'étoile de calibration, observée en fin de séance lors du crépuscule, est ι *Capricornii*, de classe spectrale G8 et de magnitude K valant $M_K = 2,25$.

Quelques spectres de qualité satisfaisante ont néanmoins été obtenus en deuxième partie d'après-midi du 23 novembre, malgré la présence de nuages interrompant fréquemment les observations au cours de cette journée.

4.3 Discussion sur les conditions optimales d'observation

L'expérience acquise au cours de ces trois campagnes nous permet de discuter ici de quelques points importants concernant la qualité des observations des fenêtres infrarouges de Vénus depuis la Terre. Le principal facteur de détérioration des spectres réside dans la contamination par la lumière diffusée dans l'instrument (voir le chapitre 5.1 entièrement consacré à son élimination). Les points suivants en découlent directement :

- Un facteur important influant sur la proportion de lumière diurne réfléchie est l'étendue du seeing. Les observations à l'aube sont donc en général meilleures qu'au crépuscule en raison du plus faible seeing constaté au lever du soleil.
- En conséquence, une position de la fente éloignée du terminateur est requise pour obtenir des spectres de bonne qualité. L'éloignement nécessaire est fonction croissante de la largeur du seeing.

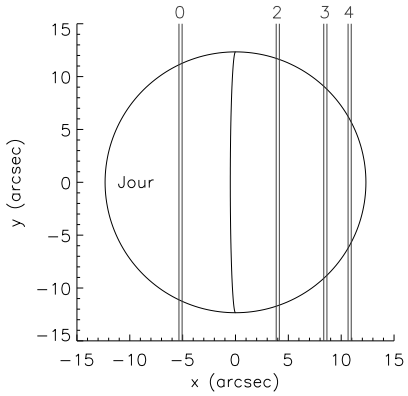
[7] mais ce serait bien plus gênant dans d'autres fenêtres à plus courte longueur d'onde ($1,7$ μm notamment).

- Il est préférable d'observer quand la phase est inférieure à 90°, afin d'avoir moins de surface éclairée sur le disque. Il faut cependant remarquer qu'une phase trop faible implique un diamètre apparent de Vénus excédant les 30 secondes d'arc (ce qui gêne le traitement ultérieur de nos spectres) ainsi qu'une proximité avec le soleil néfaste pour l'instrument et pour les durées maximales des sessions d'observations.

En outre, nous verrons à la section 5.1.3 que l'acquisition d'échantillons de lumière diffusée doit se faire régulièrement avec la variation de la masse d'air, ce qui constitue un facteur limitant dans la durée d'exposition. De plus, aucune corrélation n'a été remarquée entre la durée d'exposition et la qualité des spectres pour des temps de pose totaux d'un quart d'heure ou plus. En ce qui concerne les particularités liées aux observations diurnes, quelques enseignements peuvent être tirés des résultats mitigés obtenus en novembre 2005 :

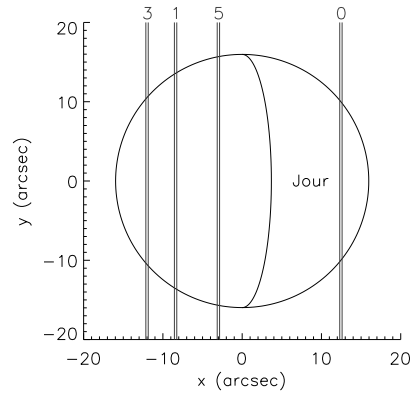
- l'acquisition de spectres dans la bande à $2,3$ μm est possible grâce à la faiblesse de la diffusion Rayleigh terrestre dans ces longueurs d'onde – mais elle serait bien plus gênante dans les autres fenêtres infrarouges ;
- le seeing est assez médiocre en général, ce qui dégrade fortement les observations et les régions nocturnes à observer ;
- il est toutefois possible d'observer Vénus avec une masse d'air minimale lors du passage au méridien et variant peu dans le temps, ce qui permet des poses plus longues sans besoin d'acquérir de nouveaux spectres diurnes aussi souvent.

Date (UTC)	Heure (UTC)	Cible	Masse d'air	Remarques
10/08/2004	14:43 – 14:50	HD30836	1,51 – 1,47	seeing $\sim 0,9$"
	15:22 – 15:24	position 0	1,73 – 1,71	côté jour
	15:37 – 15:50	position 2	1,58 – 1,49	
	15:57 – 15:59	position 0	1,45 – 1,44	côté jour
11/08/2004	14:29 – 14:36	HD30836	1,26 – 1,28	seeing $\sim 0,7$"
	14:56 – 14:58	position 0	2,04 – 2,02	côté jour
	15:04 – 15:40	position 2	1,91 – 1,56	
	15:45 – 15:47	position 0	1,53 – 1,52	côté jour
12/08/2004	14:34 – 14:52	HD30836	1,53 – 1,41	seeing $\sim 0,7$"
	14:59 – 15:01	position 0	2,00 – 1,97	côté jour
	15:12 – 15:38	position 3	1,81 – 1,58	
	15:47 – 15:49	position 0	1,52 – 1,51	côté jour
	15:56 – 15:59	HD30836	1,16 – 1,15	seeing $\sim 1,37$" ?
13/08/2004	14:20 – 14:27	HD30836	1,60 – 1,55	seeing $\sim 0,9$"
	14:39 – 14:40	position 0	2,37 – 2,30	côté jour
	14:46 – 15:28	position 4	2,16 – 1,66	
	15:32 – 15:34	position 0	1,64 – 1,62	côté jour
	15:37 – 15:48	position 3	1,58 – 1,50	



TAB. 4.2 – Observations d'août 2004

Date (UTC)	Heure (UTC)	Cible	Masse d'air	Remarques
22/11/2005	23:31 – 23:39	position 0	1,68 – 1,64	côté jour
23/11/2005	0:10 – 0:57	position 1	1,52 – 1,44	
	1:25 – 1:28	position 0	1,43 – 1,43	côté jour
	1:39 – 1:56	position 1	1,44 – 1,45	
	2:00 – 2:02	position 0	1,45 – 1,46	côté jour
	2:05 – 2:31	position 1	1,46 – 1,51	
	2:36 – 2:38	position 0	1,52 – 1,53	côté jour
	2:41 – 3:00	position 1	1,54 – 1,60	
	3:03 – 3:04	position 0	1,61 – 1,61	côté jour
	3:43 – 3:49	HIP105515	1,25 – 1,25	seeing $\sim 1,9$"
23/11/2005	22:56 – 22:58	position 0	1,90 – 1,88	côté jour
	23:07 – 23:24	position 1	1,80 – 1,70	
	23:36 – 23:38	position 0	1,65 – 1,64	côté jour
23-24/11/2005	23:53 – 0:07	position 3	1,58 – 1,53	
24/11/2005	0:16 – 0:21	position 0	1,51 – 1,50	côté jour
	0:26 – 0:37	position 5	1,48 – 1,46	
	0:41 – 0:43	position 0	1,46 – 1,46	côté jour
	0:45 – 0:59	position 5	1,45 – 1,44	
	1:03 – 1:27	position 3	1,44 – 1,43	
	1:30 – 1:32	position 0	1,43 – 1,43	côté jour
	1:35 – 2:18	position 1	1,43 – 1,48	
	2:24 – 2:26	position 0	1,49 – 1,49	côté jour
	2:31 – 2:52	position 3	1,51 – 1,57	
	2:56 – 2:59	position 0	1,58 – 1,59	côté jour
	3:30 – 3:49	HIP105515	1,25 – 1,25	seeing $\sim 1,8$"



TAB. 4.3 – Observations de novembre 2005

Chapitre 5

Des spectres bruts aux données exploitables

5.1 Élimination de la lumière diffusée

5.1.1 Nécessité du traitement

L'essentiel du rayonnement émis par une planète l'est de façon indirecte depuis sa face diurne, par réflexion de la lumière solaire sur sa surface et/ou ses couches nuageuses. Dans le cas de Vénus, du fait de la proximité de la planète avec le soleil d'une part et de l'albédo élevé des nuages d'autre part, ce rayonnement est considérablement plus puissant que notre objet d'étude, à savoir l'émission thermique des couches profondes de l'atmosphère – y compris dans le domaine infrarouge étudié ici. La différence est encore plus spectaculaire dans le domaine visible, où l'œil nu suffit pour apercevoir la lumière réfléchie par Vénus même en plein jour.

Malgré cela, on pourrait croire *a priori* que si cette lumière réfléchie empêche toute étude du rayonnement propre sur la face diurne de la planète, elle ne pose aucun problème sur la face nocturne non illuminée par définition. Ce serait négliger les phénomènes de diffusion à la fois sur Terre et dans l'instrument. En effet, observé depuis la Terre, tout point de la face nocturne n'est séparé de la face diurne que de quelques secondes d'arc dans la plupart des cas[1]. Ceci permet d'éviter une trop grande diffusion par l'atmosphère terrestre – le seeing au cours de nos observations était de l'ordre de la seconde d'arc – mais reste insuffisant pour éviter une diffusion au sein même de l'instrument. La figure 5.1 permet d'appréhender la réalité du phénomène : nos spectres infrarouges bruts comportent une part variable de lumière solaire réfléchie d'intensité comparable à l'émission thermique recherchée. Ceci pose plusieurs problèmes pour l'exploitation scientifique ultérieure. Notons que de tels problèmes ont déjà été rencontrés au cours de toutes les études effectuées à partir du rayonnement infrarouge thermique nocturne de Vénus, et a été résolu à chaque fois en utilisant des méthodes similaires à celle décrite ici.

- Tout d'abord, la présence de lumière diffusée dilue le signal thermique utile. Elle constitue donc au sens propre un signal parasite à soustraire autant que possible.
- La proportion de lumière diffusée étant hautement variable d'un spectre à l'autre (voir figure 5.1), elle perturbe la comparaison des différents spectres entre eux et avec les spectres synthétiques issus des modèles, qui ne comportent que la partie thermique.

5.1.2 Suppression de la composante diffusée

Heureusement, une propriété de l'émission thermique nous a permis d'éliminer l'immense majorité de cette diffusion parasite. En effet, les fenêtres spectrales d'émission thermique sont d'étendue assez limitée en longueur d'onde - celle à $2,3$ μm étant d'ailleurs la plus

[1] 15" dans le meilleur cas.

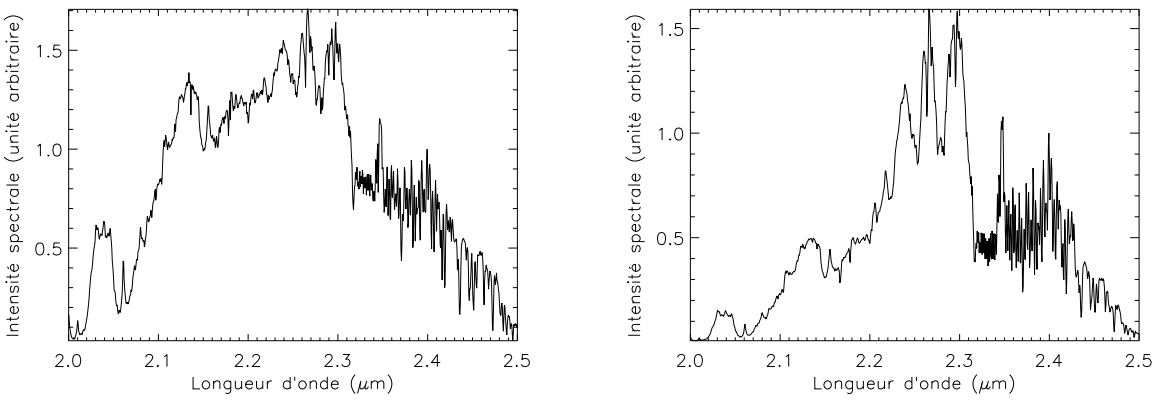


FIG. 5.1 – Spectres bruts de deux localisations nocturnes sur Vénus. Celui de gauche a été acquis plus près du terminateur, et comporte une proportion plus importante de lumière solaire diffusée.

large de toutes, recouvrant tout l'intervalle spectral entre $2,2$ et $2,5$ μm. Or, nos spectres sont enregistrés sur une plage plus importante, allant de $1,92$ à $2,52$ μm comme précisé au chapitre précédent. Ceci implique que toute l'intensité comprise d'une part entre $1,92$ et $2,2$ μm et d'autre part entre $2,5$ et $2,52$ μm provient de la lumière diffusée exclusivement. Les spectres bruts $E(\lambda)$ pouvant être écrits sous la forme $E(\lambda) = T(\lambda) + D(\lambda)$ où $T(\lambda)$ désigne la composante thermique et $D(\lambda)$ la composante solaire diffusée, l'algorithme suivant peut être proposé :

- Acquisition d'un spectre $\tilde{D}(\lambda)$ sur le côté jour. Ce spectre comprend quasi-exclusivement la composante solaire réfléchie, pour les raisons avancées à la section précédente.
- *En supposant* que les conditions d'acquisition du spectre nocturne $E(\lambda)$ et du spectre $\tilde{D}(\lambda)$ sont très voisines – dans un sens qui sera précisé ultérieurement – on a l' identification $D(\lambda) = k \cdot \tilde{D}(\lambda)$, puisqu'il s'agit essentiellement de la même lumière, qui diffuse de façon très atténuée sur les spectres nocturnes ($k \ll 1$).
- Afin d'isoler la composante thermique de nos spectres $T(\lambda) = E(\lambda) - k \cdot \tilde{D}(\lambda)$, il suffit alors d'estimer la valeur de k (E et $\tilde{D}$ étant connus par l'observation). Pour ce faire, nous avons procédé de deux manières complémetaires :
  - *Caractérisation linéaire* : on intègre la relation sur un domaine spectral I où $T(\lambda) = 0$ (un tel domaine existe d'après la discussion précédente). On trouve alors :

$$k = \frac{\int_I E(\lambda)\, d\lambda}{\int_I \tilde{D}(\lambda)\, d\lambda}$$

  - *Caractérisation quadratique* : sur le domaine I choisi comme précédemment, on a $\int_I T^2(\lambda)\, d\lambda$ minimale[2] pour la bonne valeur de k. En développant l'expression de T^2 en fonction de E et $\tilde{D}$ d'une part, et d'autre part en annulant sa dérivée en k afin de garantir la minimalité, on trouve une expression assez semblable pour T :

$$k = \frac{\int_I \tilde{D}(\lambda) E(\lambda)\, d\lambda}{\int_I \tilde{D}^2(\lambda)\, d\lambda}$$

  Les valeurs de k trouvées suivant les deux caractérisations sont en général très voisines. La quadratique a cependant l'avantage d'être un peu plus robuste dans les cas où la composante thermique extraite est nulle *en moyenne* sur I (caractérisation linéaire) sans pour autant être aussi proche de zéro que possible en tout point. La différence entre ces deux estimations de k est par ailleurs un bon indicateur expérimental de l'adéquation

[2] en théorie nulle, mais il faut tenir compte du bruit d'observation.

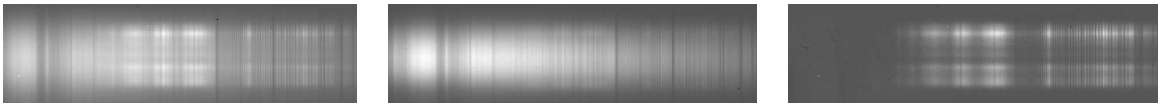


FIG. 5.2 – *À gauche* : image spectrale brute (côté nuit) ; *au centre* : image spectrale brute (côté jour) ; *à droite* : image spectrale de la composante thermique. Les abscisses correspondent à la dimension de dispersion spectrale en longueur d'onde, l'ordonnée représentant la dimension spatiale non dispersée le long de la fente (latitude sur Vénus).

du spectre diurne $\tilde{D}$ pour le traitement du spectre nocturne E. La valeur de k retenue dans la suite du traitement est la moyenne de ces deux estimations.

La figure 5.2 montre de façon visuelle la validité du principe de notre méthode en première approximation. Le choix du domaine I d'intégration est assez large, la seule contrainte étant qu'il doit être entièrement inclus dans les régions où le signal thermique s'annule. En pratique, le meilleur choix s'est révélé être $I = [2,06\,\mu\text{m}\,;2,18\,\mu\text{m}\,] \cup [2,482\,\mu\text{m}\,;2,484\,\mu\text{m}\,]$: en effet, vouloir annuler la composante diffusée uniquement aux courtes longueurs d'onde ne garantit pas toujours une annulation satisfaisante à l'autre extrémité spectrale de la fenêtre. Compte tenu de l'étroitesse du second intervalle, nous y avons appliqué une pondération d'un facteur 10 dans le calcul des intégrales afin de garantir une meilleure extraction de la composante thermique sur l'ensemble de la fenêtre à $2,3\ \mu$m.

5.1.3 Le problème de la variation de la masse d'air

L'étape du traitement des spectres bruts que nous venons de décrire repose sur une hypothèse assez forte, à savoir l'identification de la lumière solaire diffusée dans les spectres nocturnes avec la lumière solaire acquise sur la face diurne de Vénus. Or, pendant la durée d'acquisition des spectres du côté nuit – comprise usuellement entre un quart et une demie heure – les conditions d'observation de Vénus ont le temps d'évoluer de façon significative depuis la précédente acquisition d'un spectre diurne. Hormis certains phénomènes transitoires et contingents comme un passage nuageux, le phénomène principal à l'œuvre est la variation de la masse d'air ; en effet, nos observations se déroulent le plus souvent au cours du lever ou du coucher de la planète, où l'épaisseur d'atmosphère terrestre traversée par le rayonnement en provenance de Vénus varie très vite au cours du temps.

Méthode de correction

La masse d'air μ est définie comme le rapport entre l'épaisseur d'atmosphère traversée par la lumière en provenance d'un astre avec l'épaisseur minimale (lorsque l'astre est au zénith). Dans le cas d'une atmosphère optiquement peu épaisse, l'absorption sélective par l'atmosphère terrestre d'un spectre $S(\lambda)$ peut s'écrire :

$$\tilde{S}(\lambda) = S(\lambda) \cdot \exp\left[-\mu \cdot f(\lambda)\right]$$

où $f(\lambda)$ représente la forme spectrale de l'absorption terrestre (nulle à une longueur d'onde donnée si l'atmosphère y est transparente, maximale hors des fenêtres d'observation de l'atmosphère terrestre).

La stratégie adoptée ici repose sur l'acquisition de deux spectres diurnes pris avec des masses d'air μ_1 et μ_2 les plus différentes possibles – donc typiquement, en début et en fin de session d'observation. À partir de ces deux spectres, il s'agit de reconstituer un spectre diurne diffusé correspondant aux spectres nocturnes à corriger, observé avec une masse d'air μ comprise de préférence[3] entre μ_1 et μ_2. Nous avons donc accès expérimentalement à deux

[3]Il est en effet possible d'extrapoler, mais les résultats sont alors assez hasardeux dès que l'on s'éloigne des bornes.

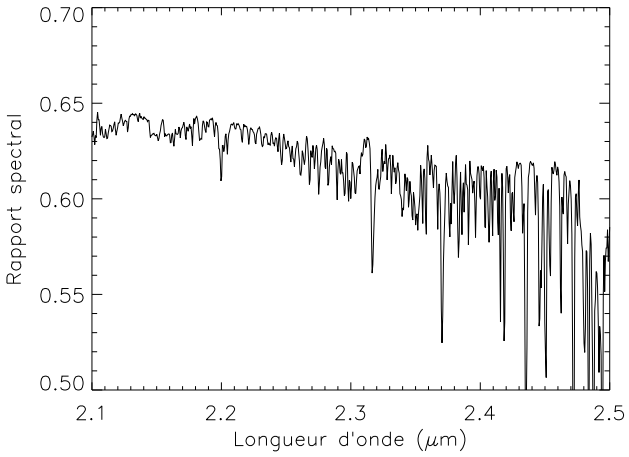


FIG. 5.3 – Rapport de deux spectres diurnes moyens acquis respectivement à des masses d'air de $1,99$ et $1,51$.

spectres diurnes $D_1(\lambda) = D(\lambda) \cdot \exp[-\mu_1 \cdot f(\lambda)]$ et $D_2(\lambda) = D(\lambda) \cdot \exp[-\mu_2 \cdot f(\lambda)]$, $D(\lambda)$ étant le spectre diurne diffusé avant toute distorsion par l'atmosphère terrestre.

Il s'agit alors de calculer $\tilde{D}(\lambda) = D(\lambda) \cdot \exp[-\mu \cdot f(\lambda)]$. Pour cela, il suffit de calculer $D(\lambda)$ et $f(\lambda)$ en fonction de $D_1(\lambda)$ et $D_2(\lambda)$. Un passage au logarithme conduit à un système linéaire qui donne aisément les expressions de f et D : $f(\lambda) = \frac{\ln[D_1(\lambda)/D_2(\lambda)]}{\mu_2-\mu_1}$; $\ln[D(\lambda)] = \frac{\mu_2}{\mu_2-\mu_1}\ln[D_1(\lambda)] - \frac{\mu_1}{\mu_2-\mu_1}\ln[D_2(\lambda)]$. La combinaison de ces deux expressions donne alors la forme suivante pour le spectre diurne diffusé correspondant aux observations :

$$\tilde{D}(\lambda) = D_1(\lambda)^{\frac{\mu_2-\mu}{\mu_2-\mu_1}} \cdot D_2(\lambda)^{\frac{\mu-\mu_1}{\mu_2-\mu_1}}$$

À titre de vérification, notons que l'on obtient bien $\tilde{D} = D_1$ pour $\mu = \mu_1$, et $\tilde{D} = D_2$ pour $\mu = \mu_2$. L'algorithme décrit précédemment peut donc à présent être effectué à nouveau en utilisant le nouveau spectre diurne $\tilde{D}$. De plus, compte tenu du temps de pose important pour les spectres nocturnes (de quelques minutes en général), il est plus que souhaitable de calculer pour chacun des spectres acquis le spectre diurne adéquat *avant* de procéder à leur moyenne.

Effet sur la qualité du traitement

Avant de pouvoir conclure sur l'intérêt de la prise en compte de la variation de la masse d'air, il convient de déterminer les régions spectrales où les deux échantillons de lumière diffusée diffèrent le plus ; ces régions sont celles qui sont susceptibles de connaître l'amélioration la plus spectaculaire lors de l'extraction de la composante thermique. La figure 5.3 montre ainsi le rapport entre deux spectres acquis respectivement avec une masse d'air de $1,99$ et de $1,51$. On constate alors que leur écart croît avec la longueur d'onde, ce qui était attendu dans cet intervalle de longueurs d'onde : la principale source d'opacité atmosphérique terrestre dans le proche infrarouge est la vapeur d'eau qui possède une forte bande d'absorption autour de $2,7$ μm, dont les effets se font ressentir vers les grandes longueurs d'onde.

Cette prédiction est confirmée par l'examen de la qualité finale des spectres : la figure 5.4 représente le même spectre brut après traitements[4] en tenant compte ou non de la variation de masse d'air. Si le gain de qualité est difficilement visible aux courtes longueurs d'onde, excepté la mauvaise correction de l'absorption due au méthane terrestre vers $2,315$ μm, l'amélioration

[4]y compris ceux décrits ultérieurement dans ce chapitre.

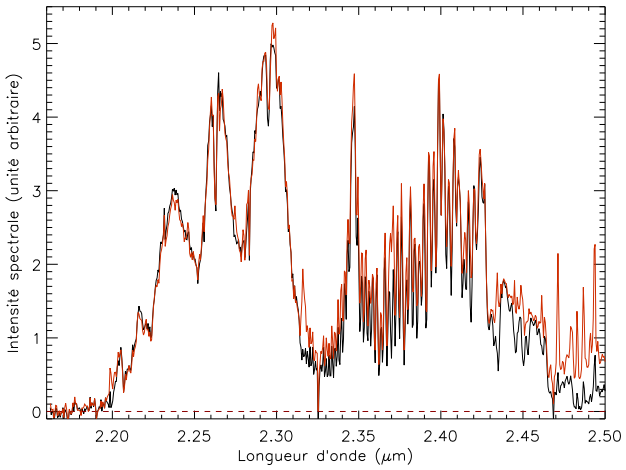


FIG. 5.4 – Spectre nocturne après traitement sans prise en compte de la variation de la masse d'air (rouge) ; le même spectre traité en tenant compte de la variation de la masse d'air (noir).

aux grandes longueurs d'onde est indiscutable, et s'avèrera nécessaire pour une exploitation scientifique complète des spectres[5].

5.2 Traitements finaux

5.2.1 Correction de l'absorption tellurique

Une fois la composante purement thermique des spectres nocturnes extraite, il reste encore à prendre en compte les effets de l'absorption atmosphérique terrestre sur cette composante thermique. Il est possible de considérer ces effets sous deux aspects différents. Le premier consiste en une absorption globale sur l'ensemble des longueurs d'onde, et sera traité en section 5.2.2 quand il s'agira de retrouver la valeur réelle des intensités spectrales des émissions nocturnes de Vénus. Le second consiste en une altération de la forme du spectre, phénomène déjà constaté sur les spectres diurnes à mesure que la masse d'air varie, et fait l'objet du traitement décrit ci-après.

Description de la méthode

L'idée directrice est d'examiner la distorsion induite par l'atmosphère terrestre sur un certain type d'observations réalisées dans les mêmes conditions météorologiques que les spectres de l'émission thermique et où l'on a par ailleurs connaissance de ce que *devrait* être la forme du signal en l'absence d'atmosphère terrestre. Une fois cette distorsion connue, il suffit de diviser les spectres thermiques par la fonction de distorsion afin d'éliminer les perturbations telluriques.

De fait, les observations du côté jour satisfont à ces critères :

- elles ont été acquises dans des conditions très voisines des spectres nocturnes ;
- leur forme spectrale avant traversée de l'atmosphère terrestre est connue : il s'agit simplement du spectre du soleil, réfléchi par le sommet des nuages.

En toute rigueur, le deuxième point n'est pas exactement vérifié, puisque la lumière solaire réfléchie du côté jour de la planète a dû traverser deux fois – à l'aller et au retour – la haute atmosphère de Vénus en plus de l'atmosphère terrestre. Cependant, l'épaisseur optique de la haute atmosphère vénusienne dans la fenêtre spectrale à $2,3$ μm est négligeable devant celle de la Terre ; la pression à 65 km d'altitude y est d'environ 100 millibars, et surtout le composé

[5] voir parties 9.2 et 9.3 notamment.

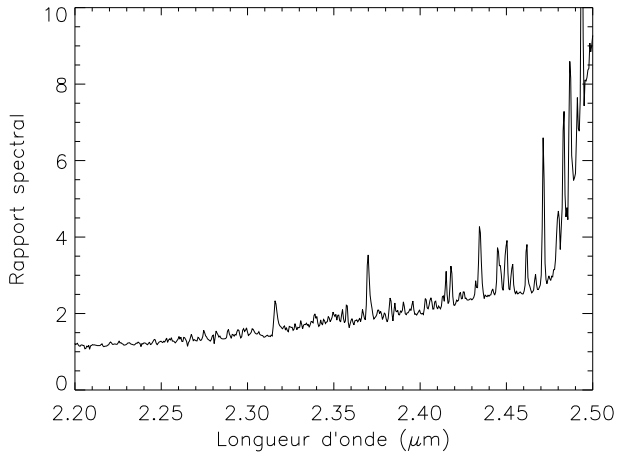


FIG. 5.5 – Rapport entre un spectre diurne réfléchi moyenné et le spectre solaire hors de l'atmosphère terrestre. Noter la signature spectrale de la vapeur d'eau au-delà de $2,35$ μm et celle du méthane (à $2,315$ μm), ainsi que la montée régulière du rapport imputable en partie aux effets de *flat field*.

minoritaire le plus opaque dans cette bande, la vapeur d'eau, est pratiquement absent à haute altitude. La quasi-totalité des différences constatées entre le spectre solaire et ceux du côté jour de Vénus sont par conséquent imputables à l'atmosphère terrestre.

Le spectre solaire réel dans la bande K que nous avons utilisé provient de Livingston et Wallace (1991). Le rapport entre un spectre diurne moyen et ce spectre solaire est représenté sur la figure 5.5. Ce rapport a été renormé de façon à ce que son minimum (vers $2,2$ μm) soit à 1, ce qui revient à considérer que l'atmosphère terrestre est totalement transparente à la longueur d'onde du maximum de transmission - une supposition abusive, mais la présence d'un facteur de proportionnalité ne change rien à cette étape du traitement et cet effet sera corrigé lors de l'expression de l'intensité du flux thermique émis par Vénus en unités physiques.

Enfin, ce rapport entre un spectre d'origine observationnelle et un spectre issu d'autres sources permet de traiter à ce stade le problème du *flat field* : la montée de ce rapport entre les différentes bandes d'absorption du méthane et de l'eau terrestres est probablement due au moins en partie à la réponse non uniforme du détecteur, qui se trouve de ce fait corrigée. On peut noter au passage qu'il aurait également été possible de traiter cet effet grâce aux spectres des étoiles de calibration.

Résultat

La figure 5.6 compare un spectre thermique avant correction avec le même spectre corrigé. La forme globale du spectre se trouve assez profondément modifiée par cette correction, ce qui prouve *a posteriori* sa nécessité. D'autre part, du fait de la forte absorption par la vapeur d'eau terrestre aux grandes longueurs d'onde (cf. figure 5.5), la correction de l'absorption tellurique tend à y faire ressortir le moindre bruit aux alentours de $2,5$ μm, ce qui s'avère être un excellent indicateur de la qualité réelle d'un spectre nocturne.

5.2.2 Conversion en unités physiques

La dernière étape consiste donc à accéder aux intensités spectrales réelles de nos spectres, mesurées en puissance par unité de surface par unité de longueur (d'onde) par angle solide, à partir des unités arbitraires données par l'instrument SpeX. Heureusement, ces unités arbitraires sont proportionnelles aux unités physiques, ce qui simplifie le problème : il s'agit dès lors de déterminer pour chaque spectre un unique facteur de conversion. Pour ce faire, nous

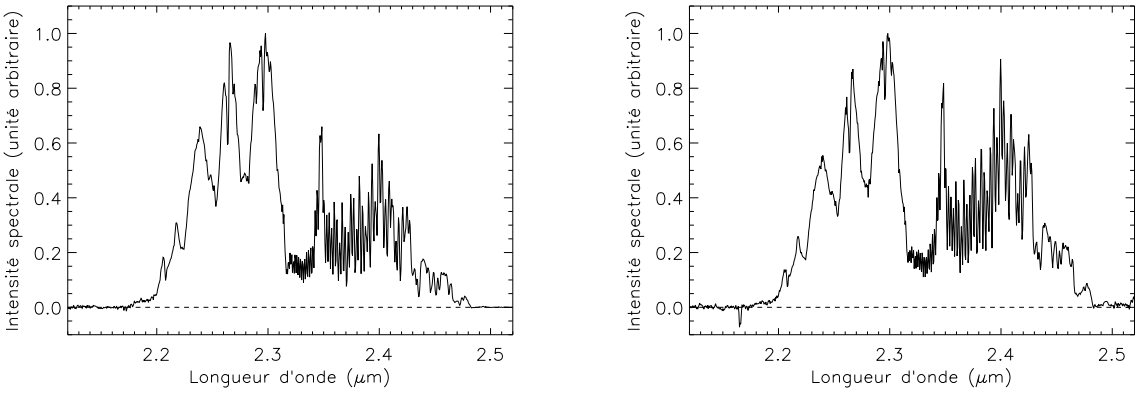


FIG. 5.6 – *À gauche :* spectre nocturne non corrigé de l'absorption tellurique ; *à droite :* le même spectre corrigé. On notera en particulier la correction de la raie du méthane tellurique à $2,315\mu$m et l'élévation du niveau moyen au delà de $2,35$ μm.

avons acquis lors de chacune des campagnes d'observations des spectres d'une étoile de magnitude connue dans la bande infrarouge K utilisée ici. Il y a cependant quelques problèmes à résoudre :

- Tout d'abord, les étoiles sont des sources ponctuelles, et nous devons calibrer le flux d'une source étendue. Il faut donc être prudent avec les unités en jeu.
- Enfin, la largeur de la fente est plus petite que l'étendue du seeing, ce qui fait qu'une proportion importante de l'émission des sources ponctuelles telles que les étoiles n'est pas reçue par le détecteur, ce qui conduirait à surestimer le résultat si l'on oubliait d'en tenir compte.

Estimation du facteur de perte dû au seeing

La largeur de la fente du spectrographe SpeX ne représente que de $0,3$ secondes d'arc. Or, le seeing au cours de nos observations a le plus souvent été compris entre 1 et 2 secondes d'arc. Cela signifie donc que sur la totalité du flux spectral en provenance d'une étoile, une proportion I est effectivement reçue, pour une proportion $(1-I)$ qui ne parviendra pas sur le détecteur. Remarquons dès maintenant que le problème ne se pose pas pour une source étendue[6] : la proportion de rayonnement en provenance de la zone visée de Vénus qui déborde de la fente spectrale du fait des effets de seeing se trouve exactement compensée par la fraction du rayonnement des zones avoisinantes non visées par la fente parvenant, du fait de l'étendue angulaire du seeing, jusqu'à la surface détectrice. Il importe donc d'estimer ce facteur I. Comme la forme de la fonction d'étalement du seeing est isotrope, on peut utiliser pour cela la seconde dimension spatiale : la fente mesure 60 secondes d'arc de hauteur, ce qui garantit qu'elle capte *dans cette direction* l'intégralité du flux de l'étoile. Nous calculons alors la fraction I de rayonnement reçu en divisant la puissance spectrale reçue dans les $0,3$ seconde d'arc autour du maximum repéré (coïncidant avec la position réelle de l'étoile) par le flux reçu sur l'ensemble de la fente. I est en général compris entre 15 et 30 %.

Calcul effectif de la conversion

La donnée de la magnitude K de l'étoile nous donne accès au flux φ_0 en provenance de cette étoile à $2,2$ μm, en puissance par unité de surface et par unité de longueur d'onde. Le flux reçu sur Terre a alors dû traverser l'atmosphère terrestre, qui n'est pas tout à fait transparente à $2,2$ μm. Cependant, la même opacité terrestre s'applique à nos spectres de

[6] sauf à proximité des bords, en général impropres à l'exploitation scientifique.

Vénus, ce qui fait que l'effet est alors compensé par notre protocole de calibration – et justifie en outre la supposition d'une atmosphère idéalement transparente vers $2,2$ μm formulée à la section 5.2.1. Notons toutefois dès maintenant que l'incertitude liée à la mesure précise des magnitudes de étoiles de référence et surtout celle dûe à la légère différence de masse d'air entre l'acquisition du spectre stellaire et celle des spectres de Vénus limite la précision absolue du résultat autour de 10 %.

L'unité arbitraire des spectres SpeX représente une puissance spectrale reçue par pixel sur chacun d'entre eux. Un facteur tentant compte de la durée d'exposition (`Itime`) et du nombre de lectures successives du CCD (`Coadd`) est inclus dans les en-têtes de chaque fichier, et ne pose donc aucun problème particulier. La relation entre l'unité arbitraire et l'unité physique peut donc se faire en comparant les deux estimations de la puissance reçue à $2,2$ μm par la surface totale de la fente. En désignant par T_i le flux capté par le i-ème pixel de la fente à 2,2 μm en unités SpeX, on a la relation :

$$\sum_{i \in \text{fente}} T_i \ (\mathrm{U_{SpeX}}) \times 0,15'' = \frac{I \times \varphi_0 \ (\mathrm{W.m^{-2}}.\mu\mathrm{m^{-1}})}{0,3''}$$

En utilisant la relation entre secondes d'arc au carré et stéradian d'une part ($(1'')^2 = \left(\frac{\pi}{648000}\right)^2$ sr) et entre unités de puissance d'autre part (1 W.m^{-2} $= 10^3$ erg.s^{-1}.cm^{-2}), on obtient le facteur de conversion suivant :

$$1 \ \mathrm{U_{SpeX}} \simeq 9,45.10^{14} \cdot \frac{I \times \varphi_0 \ (\mathrm{W.m^{-2}}.\mu\mathrm{m^{-1}})}{\sum T_i} \ \ \mathrm{erg.s^{-1}.cm^{-2}}.\mu\mathrm{m^{-1}}.\mathrm{sr^{-1}}$$

5.2.3 Délimitation latitudinale des spectres

Les spectres issus de nos observations consistent en des images bidimensionnelles, selon un axe de dispersion spectral (horizontal) et un axe spatial (vertical) parallèle au terminateur. La nature discrète[7] du détecteur nous permet d'ores et déjà de considérer ces images comme une collection de spectres unidimensionnels associés à chaque pixel de la fente, et donc à différentes localisations sur le disque de Vénus. Cependant, le rapport signal à bruit de chacun de ces spectres élémentaires est le plus souvent assez médiocre, du fait de la faible étendue spatiale couverte par un pixel de la fente ($0,15'' \times 0,3''$), si bien que leur exploitation directe n'est pas envisageable. De plus, l'étendue du seeing, voisin de la seconde d'arc fait que deux spectres immédiatement voisins présentent un fort recouvrement de la zone effectivement visée, et donc une information spectrale redondante.

Cette constatation nous amène à décider de la dernière phase du traitement de nos spectres, à savoir le regroupement de spectres individuels voisins sur une étendue inférieure au seeing, puis le calcul de leur moyenne afin d'améliorer le rapport signal à bruit – contrairement au signal qui s'ajoute d'un spectre à l'autre, le bruit diminue comme la racine du nombre de spectres moyennés. On atteint ainsi, à information totale constante, un nouvel équilibre, optimal cette fois, entre nombre de spectres individuels (et donc précision spatiale) et rapport signal à bruit. Notons que l'on aurait aussi pu sacrifier la précision spectrale (en moyennant le long de l'axe horizontal de dispersion plutôt que sur l'axe spatial vertical) au rapport signal à bruit, mais c'eût été contre-productif car la résolution assez élevée de nos spectres est un point essentiel de notre étude comme nous le verrons par la suite.

Les modalités de ces regroupements sont données sur le tableau 5.2.3. Il y figure notamment l'étendue du seeing, le nombre de spectres individuels de chaque moyenne et le nombre final de spectres utilisés par la suite. Comme on peut le voir, les conditions d'observation différentes (diamètre apparent de Vénus et petitesse du seeing principalement) nous donnent plus ou moins de précision spatiale. La figure 5.7 montre ainsi la précision spatiale que nous pouvons

[7] au sens mathématique

Date (UTC)	Position	Seeing (″)	Diamètre de Vénus (″)	Nombre initial de spectres	Nombre final de spectres
09/02/2003	2	1,5	18,6	110	22
09/02/2003	3	1,5	18,6	90	18
12/02/2003	7	1,1	18,2	114	19
12/08/2004	3	~ 1	25,0	140	28
13/08/2004	4	0,9	24,7	90	18
13/08/2004	3	0,9	24,7	115	23

TAB. 5.1 – Modalités du regroupement spatial des spectres élémentaires pour les nuits du 09/02/2003 et du 13/08/2004

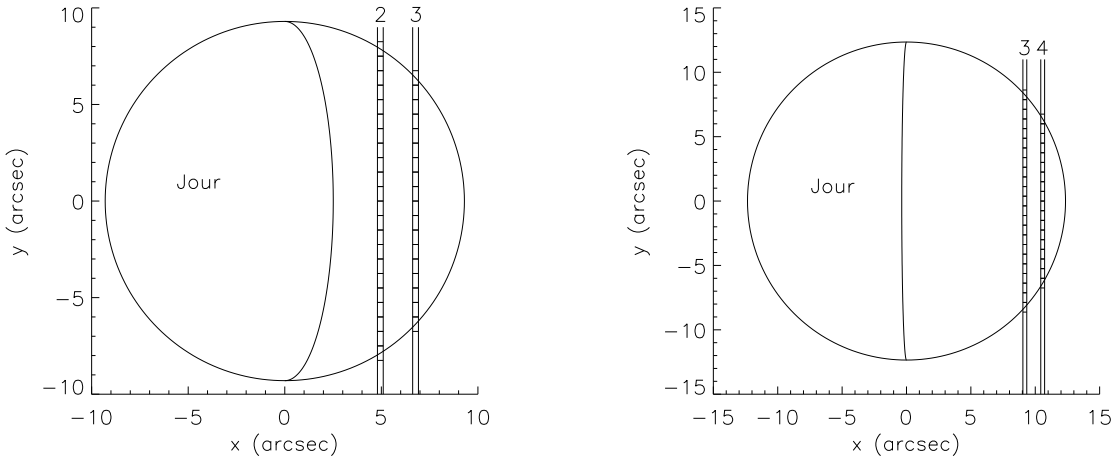


FIG. 5.7 – *À gauche :* Zones associées à chacun des spectres moyennés la nuit du 9 février 2003 ; *à droite :* zones associées aux spectres moyennés la nuit du 13 août 2004.

espérer atteindre avec nos spectres améliorés sur les positions de la fente ayant donné lieu aux observations les plus exploitées dans la suite de ce mémoire.

Ceci conclut le traitement des spectres bruts ; nous disposons dorénavant de spectres nocturnes associés à des régions précises de l'atmosphère de Vénus, débarrassés de leur composante solaire diffusée et de la distorsion causée par l'atmosphère terrestre en unités physiquement pertinentes.

Troisième partie

Modélisation numérique du transfert radiatif

Chapitre 6

Description du modèle

6.1 Programme informatique utilisé

6.1.1 Principe de fonctionnement

Généralités

Le modèle utilisé a pour but, étant donné un jeu de paramètres physico-chimiques précisé en section 6.2, de simuler le spectre de l'émission thermique des couches profondes de l'atmosphère observé de l'extérieur. Il s'agit donc plus précisément de résoudre de façon approchée les équations du transfert radiatif au sein de l'épaisse atmosphère Vénusienne, ce qui empêche certaines approximations courantes comme celle d'une atmosphère fine et faiblement diffusante ; d'autres approximations restent quant à elles tout à fait légitimes, et seront détaillées ci-après.

Sur le plan informatique, le modèle consiste en un ensemble de programmes écrits en FORTRAN 77 par Bruno Bézard notamment. Le programme principal lit différentes bases de données spectrales (voir section 6.1.2) et les paramètres d'entrée spécifiés par l'utilisateur (voir section 6.2) au sein d'un fichier texte, et produit en sortie un autre fichier texte contenant le spectre simulé.

Le transfert radiatif est effectué *raie-par-raie* et monochromatiquement, ce qui signifie que le calcul est mené de façon indépendante pour toutes les longueurs d'onde[1] avec les coefficients adéquats d'absorption et de diffusion calculés à chaque longueur d'onde, le pas de calcul étant de $0,002$ cm^{-1} ; une convolution est menée ultérieurement pour simuler la fonction d'appareil et la résolution spectrale de nos observations.

Aux longueurs d'onde voisines de $2,3$ μm, la diffusion Rayleigh par les composés gazeux est négligeable. L'essentiel de la diffusion a donc lieu au sein des nuages. À l'inverse, l'absorption est principalement le fait des espèces gazeuses présentes dans l'atmosphère. La description des sources utilisées pour les calculer à chaque longueur d'onde est donnée en section 6.1.2.

Approximations utilisées

- *L'approximation plan-parallèle discrète* : l'atmosphère est modélisée par un empilement de couches selon la verticale – ici 90 couches de 0 à 90 km d'altitude.
- *L'approximation à deux faisceaux* : la dépendance angulaire des intensités diffusées est simplifiée pour ne tenir compte que de deux directions, ascendante et descendante. Le spectre émis par Vénus est alors donné par la fraction $1/\pi$ du flux ascendant à profondeur optique nulle (i.e. au sommet de l'atmosphère).
- *L'approximation δ-Eddington* : elle utilise les propriétés piquées des fonction de phase de la diffusion par les particules combinées à l'approximation d'Eddington. Celle-ci définit les coefficients constants utilisés dans l'approximation à deux faisceaux en supposant

[1] au contraire par exemple d'un modèle k-distribué.

une fonction de phase de type Henyey-Greenstein et une variation affine de l'intensité avec le cosinus de l'angle d'émission.

Les deux premières approximations permettent de transformer les équations différentielles du transfert radiatif comportant une dépendance angulaire explicite en un système linéaire couplé d'équations pouvant se résoudre ensuite de proche en proche. La dépendance angulaire de la diffusion se résume alors par la prise en compte d'un facteur d'asymétrie g dans la fonction de phase.

6.1.2 Sources d'opacité

Diffusion par les nuages

Les nuages sont ici modélisés comme étant constitués de gouttelettes se comportant comme des diffuseurs de Mie correspondant au mélange 75 % H_2SO_4, 25 % H_2O. La structure nuageuse est simplifiée dans ce modèle, qui consiste en une couche de brume suivie de cinq couches nuageuses différant par l'abondance et la répartition statistiques entre les modes de particules tels que définis dans le tableau 3.2. Au sein des différents modes, les lois de distribution log-normale voient en outre leurs paramètres (rayon modal et variance) modifiés de part et d'autre d'une altitude de 57 km, selon des valeurs données dans Pollack *et al.* (1993). Cette altitude sépare donc dans ce modèle les aérosols en deux régions distinctes, auxquelles on se référera dans la suite de cette thèse comme couches nuageuses supérieure et inférieure.

Une remarque intéressante peut être inférée de la valeur de l'albédo de simple diffusion ω_0 de ces particules. Au sein de la bande à $2,3\ \mu$m on a en moyenne $(1-\omega_0) \simeq 2,14 \cdot 10^{-2}$, ce qui signifie que la diffusion se fait effectivement de manière presque conservative. Il convient cependant de remarquer que l'absorption par ces particules, bien que faible, est aisément détectable du fait des multiples diffusions ayant lieu dans les nuages. De plus, cette absorption par les aérosols croît avec la longueur d'onde, ce qui conduit non seulement à des variations d'intensité avec la profondeur optique des nuages, mais aussi à des distorsions du spectre.

CO_2

Le dioxyde de carbone étant de loin l'espèce dominante dans les régions étudiées, le traitement de son opacité a fait l'objet d'une attention toute particulière. La base de données spectrale utilisée, HITEMP, est spécialement adaptée aux hautes températures et fait l'objet d'une description détaillée dans Pollack *et al.* (1993). Les premiers essais de simulations de transfert radiatif (Kamp *et al.*, 1988; Kamp et Taylor, 1990) utilisaient en effet la base de donnée HITRAN, adaptée à l'atmosphère terrestre bien plus fraîche et bien moins dense. La base de données HITEMP inclut les isotopes les plus courants ($^{12}C^{16}O_2$, $^{13}C^{16}O_2$, $^{12}C^{18}O^{16}O$) ainsi que l'isotope $^{13}C^{16}O^{18}O$. Elle prend en compte, de 500 à 12500 cm^{-1}, plus de sept millions de raies distinctes, soit environ cent fois plus que HITRAN.

Comme l'élargissement des raies par pression l'emporte sur l'élargissement thermique Doppler, le profil des raies près de leur centre est Lorentzien, de largeur à mi-hauteur valant $0,10(T/296)^{-0,75} cm^{-1}/atm$. Cependant, à mesure que l'on s'éloigne de la fréquence centrale, l'opacité est plus faible que celle donnée par le profil de Lorentz, et ce dès une distance d'environ 3 cm^{-1}. Le facteur χ représentant le caractère sous-Lorentzien de ce profil est le même que dans Pollack *et al.* (1993).

Mais l'opacité dûe aux transitions autorisées du dioxyde de carbone ne suffit pas à rendre compte des spectres de façon satisfaisante. Il faut également prendre en compte une opacité continue rendue possible par les moments dipolaires[2] induits lors d'interactions entre molécules voisines. Cette opacité évolue de façon beaucoup plus continue avec la longueur d'onde que celle causée par les interactions photon-molécule entre niveaux d'énergies déterminés (raies spectrales usuelles). De par son origine, cette opacité est proportionnelle au carré de la densité

[2] ou d'ordre supérieur

du milieu, ce qui est aussi le cas des ailes lointaines des raies les plus intenses de CO_2. Cependant, en l'absence de mesures effectuées aux pressions et températures rencontrées dans la région de l'atmosphère sondée par la bande à 2,3 μm ($P \sim 5$ – 10 bar, $T \sim 400$ – 450 K), la valeur exacte et plus encore la dépendance de cette absorption continue avec la longueur d'onde est très mal connue. de Bergh *et al.* (1995) ont pu, en utilisant des spectres à haute résolution, contraindre la valeur de cette absorption dans la fenêtre infrarouge étudiée ici. Suivant leurs résultats, nous avons donc adopté, sauf mention explicite contraire, une valeur constante sur l'intervalle compris entre $2,2$ et $2,5$ μm égale à $3,5 \cdot 10^{-8}$ cm^{-1}/amagat^2. Une telle estimation est de surcroît compatible avec les mesures effectuées en laboratoire à haute pression – mais à température ambiante uniquement (Tonkov *et al.*, 1996). La méconnaissance de l'absorption continue de CO_2 est sans nul doute une des difficultés majeures dans l'exploitation des spectres issus des fenêtres infrarouges, et la nécessité de nouvelles mesures en laboratoire dans des conditions semblables à celles recontrées sur Vénus est unanimement reconnue par la communauté scientifique.

Autres espèces gazeuses

Les positions et les intensités des raies des autres espèces considérées, à savoir CO, H_2O, HDO, OCS, SO_2 et HF, proviennent de la base de données Geisa97 (Jacquinet-Husson *et al.*, 1999). L'élargissement dû à CO_2 des raies de CO a été calculé selon Hartmann *et al.* (1988). Une routine fournie de façon informelle par R.H. Tipping nous a servi pour obtenir l'élargissement analogue de H_2O – les mêmes résultats ont été appliqués à HDO en supposant un rapport D/H d'environ 120 fois la valeur terrestre. Devant l'absence de telles mesures pour SO_2 et OCS, les largeurs à mi-hauteur à 296 K ont été prises constantes et égales à $0,10$ et $0,09$ cm^{-1}/atm respectivement, avec un exposant en température de $-0,83$. Enfin, un profil de Voigt a été utilisé pour modéliser les raies de ces composés jusqu'à une distance de 120 cm^{-1}.

6.2 Modèle nominal de l'atmosphère Vénusienne

6.2.1 Paramètres physiques

Pression et température

Hormis la détermination des sources d'opacité, la connaissance du profil thermique est déterminante pour calculer l'émission nocturne. Compte tenu des contrastes horizontaux relativement faibles de température aux altitudes sondées dans les fenêtres infrarouges, il est raisonnable de ne considérer qu'un seul profil thermique et un seul profil de pression, à savoir ceux cités dans Seiff (1983), qui prend en compte les données des atterisseurs *Pioneer* et *Venera* pour des latitudes comprises entre 0° et 30°. Comme les latitudes visibles sur nos spectres ne s'étendent pas au-delà de 50°, les écarts entre les profils T et P réels d'une part, et les profils de référence utilisés d'autre part, restent suffisamment faibles pour ne pas compromettre la qualité des simulations.

Géométrie de l'émission

Les paramètres géométriques tels que l'angle d'émission n'ont que peu de signification dans un modèle à deux faisceaux tel que le nôtre. En particulier, la dépendance angulaire de l'émission n'est pas calculée. Heureusement, le processus d'émission infrarouge étudié ici n'a qu'une dépendance angulaire très faible : la principale source d'émission se situe bien en dessous des nuages, trop froids pour contribuer de façon significative à $2,3$ μm. Le rôle de la couche nuageuse est alors surtout diffusif, si bien que la dépendance angulaire initiale se trouve moyenné par les diffusions multiples entre 50 et 65 kilomètres d'altitude. Enfin au-dessus des nuages, là où la diffusion redevient un processus marginal, l'atmosphère est suffisamment peu dense et les composés minoritaires suffisamment raréfiés pour que la différence de puissance

CO_2	CO		H_2O		OCS		SO_2		HF	D/H
96,5 %	20	(< 22 km)	30	(< 48 km)	16	(< 30 km)	130	(< 48 km)	0,006	127 ⊕
	30	(42 km)	3	(> 65 km)	0,5	(37 km)	0,05	(70 km)		
	50	(64 km)			0,005	(64 km)				
	2	(75 km)								
	1000	(100 km)								

TAB. 6.1 – Composition atmosphérique nominale utilisée par le modèle. L'unité est la partie par million en volume (ppmv) sauf mention contraire. Les altitudes ou intervalles d'altitude correspondants sont spécifiés entre parenthèses.

reçue selon l'angle d'émission n'excède pas une dizaine de pourcents sur l'ensemble de la fenêtre – ce qui est de l'ordre de grandeur de l'incertitude de notre procédure de calibration – et que la distorsion de la forme du spectre soit partout inférieure à quelques pourcents.

6.2.2 Composition atmosphérique

Forme générale des profils verticaux

Le caractère discret du modèle permet d'ajuster les rapports de mélange des espèces choisies à des valeurs différentes pour chacune des 90 couches d'un kilomètre d'épaisseur. Cependant, il n'est pas nécessaire de spécifier explicitement toutes ces valeurs pour chacune des couches. Le contrôle des profils verticaux s'effectue en précisant en entrée du programme informatique un tableau contenant les rapports de mélange prescrits à un niveau de pression donné. Ces tableaux peuvent être de taille variable selon les espèces considérées : une espèce dont seule l'abondance moyenne est connue peut ainsi se contenter d'un simple tableau de deux lignes, indiquant le même rapport de mélange au sommet et à la base de l'atmosphère. À l'inverse, une espèce dont le profil est mieux connu peut se voir spécifier un profil plus détaillé. Entre les « points de contrôle » ainsi fournis, le programme interpole les rapports de mélange q_i en fonction des pressions P_i aux couches i de façon affine en $\log q_i = \alpha \log P_i + \beta$; les valeurs de α et de β ne dépendant que des pressions et rapports de mélanges aux deux points de contrôle les plus proches.

Abondances des différentes espèces

La composition nominale utilisée dans nos simulations est tirée des résultats obtenus avec ce même modèle par Pollack *et al.* (1993) sur des spectres à haute résolution obtenus par Bézard *et al.* (1990), ainsi que des valeurs recommandées dans (Taylor *et al.*, 1997) à partir de différents vecteurs d'investigation. Le tableau 6.1 récapitule les différentes abondances aux altitudes de contrôle. On peut ainsi y constater que les profils verticaux de CO et de OCS sont bien connus dans la zone d'altitude sondée, y compris leurs gradients verticaux qui sont approximativement opposés autour de 36 km, l'abondance en CO croissant avec l'altitude tandis que celle du sulfure de carbonyle décroît. Ceci est expliqué par les équilibres thermochimiques reliant ces deux espèces (Krasnopolsky et Pollack, 1994). Parmi les autres composés, des profils rudimentaires pour la vapeur d'eau et le dioxyde de soufre ont également été prescrits, reliant de façon simplifiée leurs abondances respectives en-dessous et au-dessus des nuages. Notons au passage pour la vapeur d'eau son rapport isotopique notablement différent de l'eau terrestre, environ 127 fois plus élevé (de Bergh *et al.*, 1991). Seuls les rapports de mélange moyens des autres composés optiquement actifs dans la fenêtre à 2,3 μm sont précisés dans cette composition de référence, désignée dans la suite de ce mémoire sous le nom de *modèle nominal*.

Chapitre 7

Effets simulés de la variabilité atmosphérique

Le modèle décrit au chapitre précédent nous servira à interpréter les spectres observés. Cependant, il est essentiel de connaître au préalable l'effet prévisible de variations de la composition atmosphérque sur le spectre d'émission thermique de Vénus avant de pouvoir mettre au point des méthodes efficaces destinées à les détecter sur les spectres issus des observations. Ce chapitre peut donc se lire comme une familiarisation empirique avec le contenu scientifiquement exploitable de l'information spectrale reçue de Vénus dans la fenêtre à $2,3$ μm.

7.1 Variation de l'opacité nuageuse

7.1.1 Discussion préliminaire

Comme précisé en introduction, les contrastes des nuages supérieurs détectables en lumière visible ou ultra-violette sont bien plus faibles que ceux vus sur les images nocturnes infrarouges[1]. La modulation spatiale de l'intensité du rayonnement thermique reçu est donc le fait de variations de l'épaisseur optique des nuages inférieurs, dont les forts contrastes échappaient aux autres moyens d'observations. En effet, comme précisé au chapitre précédent, le grand nombre de diffusions au sein des nuages conduit à une absorption significative du rayonnement, malgré le caractère quasi-conservatif d'une diffusion unique par les aérosols des nuages de Vénus. En outre, le plus grand parcours du rayonnement au sein de l'atmosphère du fait de ces diffusions conduit à une absorption plus importante par les composés gazeux présents dans la zone des nuages. Les régions connaissant une opacité nuageuse plus importante doivent donc apparaître plus sombres que les autres, et l'absorption par les aérosols des nuages et les composés gazeux présents dans les nuages doit distordre les spectres en question.

7.1.2 Résultat des simulations

Compte tenu des ces remarques, le paramètre d'ajustement choisi pour prendre en compte les différences d'intensité entre les spectres est la profondeur optique de la couche nuageuse *inférieure*, à savoir en-dessous de 57 kilomètres d'altitude. La distribution statistique relative des différents modes des aérosols au sein de cette couche inférieure est par contre laissée inchangée. La figure 7.1 montre ainsi deux spectres simulés différant uniquement par cette profondeur optique. La diminution de la profondeur optique dans une des simulations se traduit par une émission plus intense quelle que soit la longueur d'onde, ce qui est conforme à nos prédictions.

[1] Comparer par exemple la figure 2.1 à la figure 1.1.

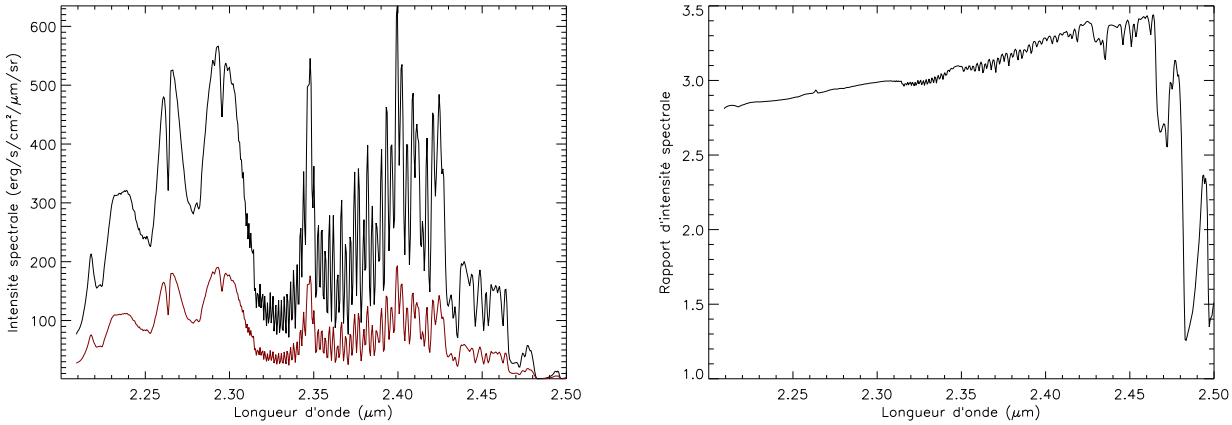


FIG. 7.1 – *À gauche :* spectres simulés ne différant que par la profondeur optique de la couche nuageuse inférieure (noir : profondeur optique moitié de la nominale, rouge : profondeur optique nominale) ; *à droite :* rapport des deux spectres précédents. Noter l'effet important sur la puissance reçue à toutes les longueurs d'onde.

Afin de mieux distinguer les effets de la variations d'opacité nuageuse sur la forme des spectres (et pas seulement sur la puissance totale), une bonne méthode de visualisation – que nous avons amplement utilisée par la suite – est d'effectuer le tracé du rapport d'un spectre par un autre. Le résultat d'une telle opération sur les deux spectres précédents est également montré sur la figure 7.1. Hormis la valeur strictement supérieure à 1 de ce rapport, ce qui était déjà visible sur la figure 7.1, on peut distinguer d'autres phénomènes déjà évoqués à la section 7.1.1. Tout d'abord, l'acroissement relatif du rapport jusque vers $2,46$ μm est bien imputable à l'absorption des goutelettes des nuages, qui sont légèrement plus opaques aux grandes longueurs d'onde. La différence de chemin optique dans la zone nuageuse explique quant à elle la présence des signatures du monoxyde de carbone et de la vapeur d'eau – entre $2,35$ μm et $2,45$ μm. Toutefois, ces signatures restent d'importance modeste au regard de celles observées lors d'un changement dans les rapports de mélange à plus basse altitude (voir section 7.2), car le pic des fonctions de contribution des espèces gazeuses se situe à une quinzaine de kilomètres sous la base de la couche nuageuse inférieure. Enfin, la diminution de ce rapport vers les grandes longueurs d'onde est à mettre sur le compte de l'opacité croissante de CO_2 aux grandes longueurs d'onde, ce qui a pour effet de ramener les altitudes sondées au sein des régions nuageuses si bien qu'un changement d'opacité de la couche nuageuse inférieure a alors un effet moindre sur l'intensité spectrale reçue.

7.2 Variation d'abondances des constituants

L'objet de cette section est d'examiner les effets sur les spectres simulés d'une multiplication des profils de divers constituants minoritaires par un facteur indépendant de l'altitude. Les gradients verticaux sont donc affectés dans les mêmes proportions que les abondances des gaz concernés[2] au contraire des simulations menées dans la section 7.3.

7.2.1 Monoxyde de carbone (CO)

On a représenté sur la figure 7.2 l'effet d'une variation d'un facteur 4 en abondance en monoxyde de carbone : à gauche par superposition des deux spectres obtenus, à droite en représentant leur rapport. La différence majeure constatée avec un changement d'opacité

[2]Si $q_0(z)$ désigne le profil nominal d'une espèce et α le facteur multiplicatif appliqué, on a $q(z) = \alpha \cdot q_0(z)$ et $dq/dz = \alpha \cdot dq_0/dz$.

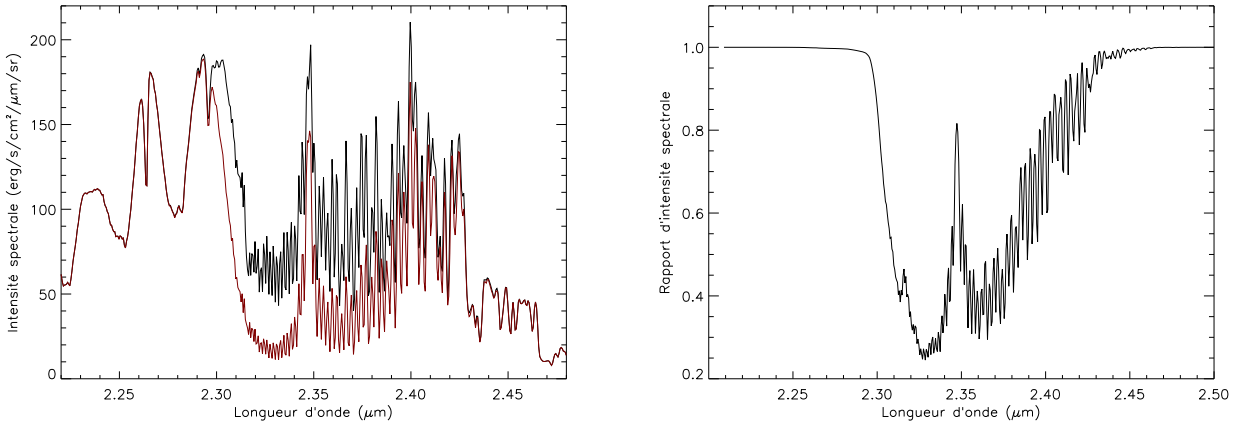


FIG. 7.2 – *À gauche :* Spectres simulés ne différant que par l'abondance de CO (rouge : abondance double de la nominale, noir : abondance moitié de la nominale) ; *à droite :* Rapport des deux spectres montrés sur le graphique de gauche.

nuageuse réside dans l'étendue spectrale affectée par la variation d'abondance de CO : aux conditions de température et de pression régnant dans la basse atmosphère de Vénus, le monoxyde de carbone n'influence de façon décelable que l'intervalle spectral situé entre $2,3$ et $2,45$ μm (bande $2-0$), le pic de sensibilité se trouvant de part et d'autre de $2,35$ μm et s'étendant sur $0,1$ μm. L'effet simulé est conforme à l'interprétation physique usuelle du phénomène : un appauvrissement en CO fait qu'aux longueurs d'onde où il présente une opacité notable, le niveau d'altitude sondé – situé où la profondeur optique est voisine de l'unité – se trouve à une altitude inférieure. Ces couches, plus chaudes car situées plus profondément, fournissent davantage de rayonnement thermique. Ceci explique que le rapport montré sur la figure 7.2 soit toujours inférieur à 1, au mieux égal pour les longueurs d'onde où CO ne présente pas d'opacité notable par rapport aux autres constituants.

7.2.2 Vapeur d'eau (H_2O et HDO)

Concernant la vapeur d'eau, la situation est un peu plus complexe car il y a deux isotopes distincts à considérer, H_2O et HDO. Et ce d'autant plus que le rapport isotopique deutérium/hydrogène est beaucoup plus élevé sur Vénus que Terre, d'un facteur 130 environ (de Bergh *et al.*, 1991). La figure 7.3 montre ainsi, *à rapport isotopique constant*, les effets simulés d'une variation du contenu en vapeur d'eau à toutes les altitudes. Les mêmes explications que pour le monoxyde de carbone sont valides ici, avec une bande spectrale située à des longueurs d'onde plus grandes présentant toutefois un fort recouvrement avec celle de CO, en particulier sur l'intervalle $2,35$ – $2,40$ μm.

L'effet d'une variation du rapport isotopique à abondance constante – ce qui revient étant donné le caractère minoritaire[3] de HDO par rapport à H_2O à ne changer que l'abondance en HDO à H_2O constant – est quant à elle visible sur la figure 7.4. La même bande spectrale que celle que la figure 7.3 est affectée, ce qui n'est guère étonnant si l'on garde à l'esprit que la seule différence entre H_2O et HDO tient à un neutron supplémentaire dans un des atomes d'hydrogène. Toutefois, la forme générale de la distorsion causée par un changement du rapport isotopique de l'eau est sensiblement différente de celle dûe à une simple variation d'abondance de l'eau telle que visualisée sur la figure 7.3 (à droite), surtout entre $2,35$ et $2,40$ μm. Ceci pourra permettre de retrouver à la fois l'abondance globale en eau et son rapport isotopique par la suite.

[3]On compte sur Vénus 1 molécule de HDO pour environ 66 molécules de H_2O.

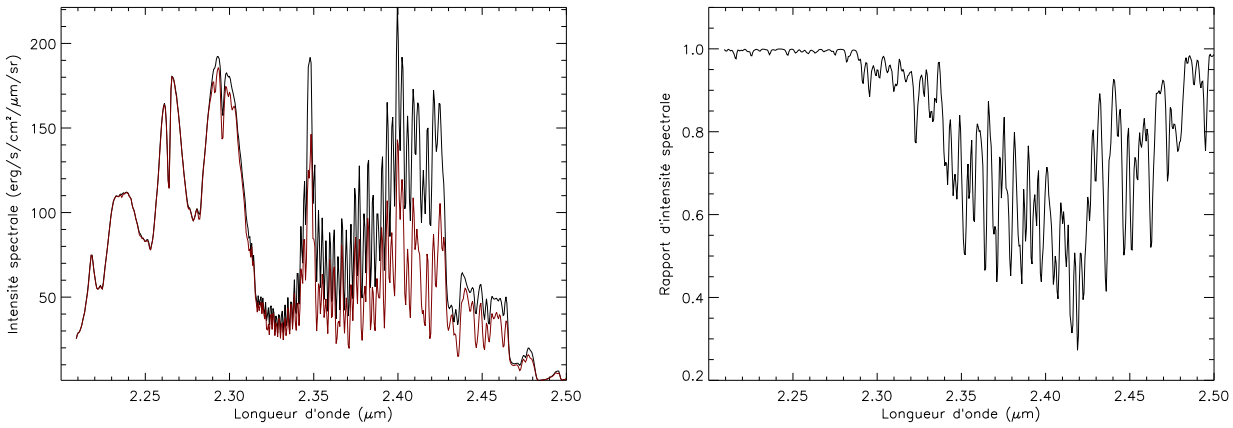


FIG. 7.3 – *À gauche :* Spectres simulés ne différant que par l'abondance en vapeur d'eau (rouge : abondance double de la nominale, noir : abondance moitié de la nominale) ; *à droite :* Rapport des deux spectres montrés sur le graphique de gauche.

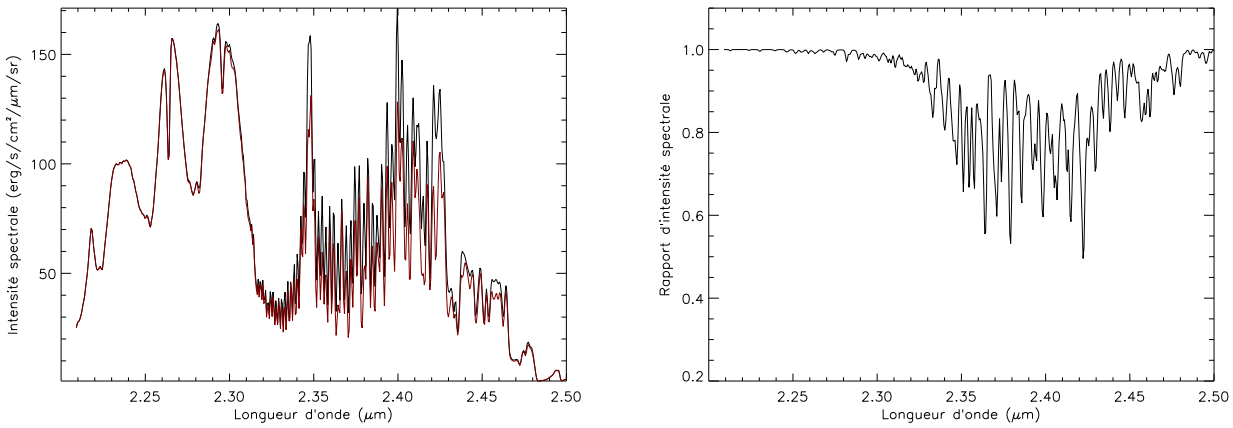


FIG. 7.4 – *À gauche :* Spectres simulés ne différant que par le rapport isotopique de la vapeur d'eau (rouge : rapport double du nominal, noir : rapport moitié du nominal) ; *à droite :* Rapport des deux spectres montrés sur le graphique de gauche.

7.2.3 Sulfure de carbonyle (OCS)

Des simulations analogues aux précédentes, portant cette fois sur l'abondance du sulfure de carbonyle, ont produit les spectres de la figure 7.5. La bande d'absorption de ce composé se trouve donc assez étroite et nettement délimitée, entre $2,42$ et $2,47$ μm. On peut d'ores et déjà noter que le recouvrement avec la bande de CO est négligeable, mais que celui avec la vapeur d'eau est par contre très important. Ces constatations s'avèreront d'importance capitale pour le choix d'une stratégie destinée à retrouver les abondances de ces espèces à partir des spectres observés. Enfin, on peut constater que pour un même facteur 4 d'écart entre les deux simulations, l'effet maximal au cœur de la bande est d'amplitude plus limitée que pour CO et H_2O.

7.2.4 Autres composés

Les effets d'un changement en abondance des deux derniers gaz pris en compte dans le modèle, à savoir SO_2 et HF, sont représentés respectivement sur les figures 7.6 et 7.7.

Dioxyde de soufre (SO_2)

Pour le dixoyde de soufre, les principales difficultés proviennent de l'inclusion de la bande spectrale dans celle de OCS (voir figure 7.5) et de la faible largeur spectrale affectée, ce qui diminue la précision des estimations comme on le verra par la suite. En outre, cette bande spectrale est située près de l'extrémité de la fenêtre, dans une zone où la correction tellurique et de *flat field* est importante, ce qui tend à faire ressortir davantage le bruit. Il est donc improbable de parvenir à détecter les variations en SO_2 sur la majorité de nos spectres.

Fluorure d'hydrogène (HF)

En ce qui concerne le fluorure d'hydrogène, sa détection elle-même est sujette à caution sur nos spectres. Seules quelques raies très fines observées à haute résolution spectrale (Bézard *et al.*, 1990) ont permis de contraindre son abondance. Nous ne pourrons donc atteindre un rapport signal/bruit suffisant pour détecter d'éventuelles variations.

7.2.5 Stratégie de détection

Au regard des simulations précédentes, résumées sur la figure 7.8, nous pouvons dès maintenant présenter une méthode[4] permettant à partir d'un spectre donné de contraindre les profils verticaux de différents composés minoritaires.

1. Tout d'abord, il faut prendre en compte les effets liés aux différences d'opacité nuageuse, qui affectent l'ensemble du spectre. Une façon simplifiée de le faire est de considérer que l'action des nuages est *grise*, c'est-à-dire concerne de la même façon toutes les longueurs d'onde. Une simple homothétie suffit alors à éliminer ces variations, mais au prix de distorsions pouvant être importante entre les extrémités du spectre – ces distorsions sont toutefois d'étendue limitée si l'on se restreint à des intervalles spectraux plus étroits comme la plupart des bandes des composés gazeux.
2. L'espèce la plus facilement mesurable ensuite est le monoxyde de carbone, qui affecte profondément une bande assez large. Au sein de cette bande, l'intervalle entre $2,3$ et $2,35$ μm est particulièrement intéressant, car si l'on excepte une légère perturbation causée par H_2O, CO est le seul composé minoritaire à avoir une influence sur le spectre. Son abondance – ainsi que son gradient vertical, comme nous le verrons en section 7.3 – peut donc être déduite sans difficultés insurmontables.

[4] sans pour autant prétendre que ce soit la seule applicable

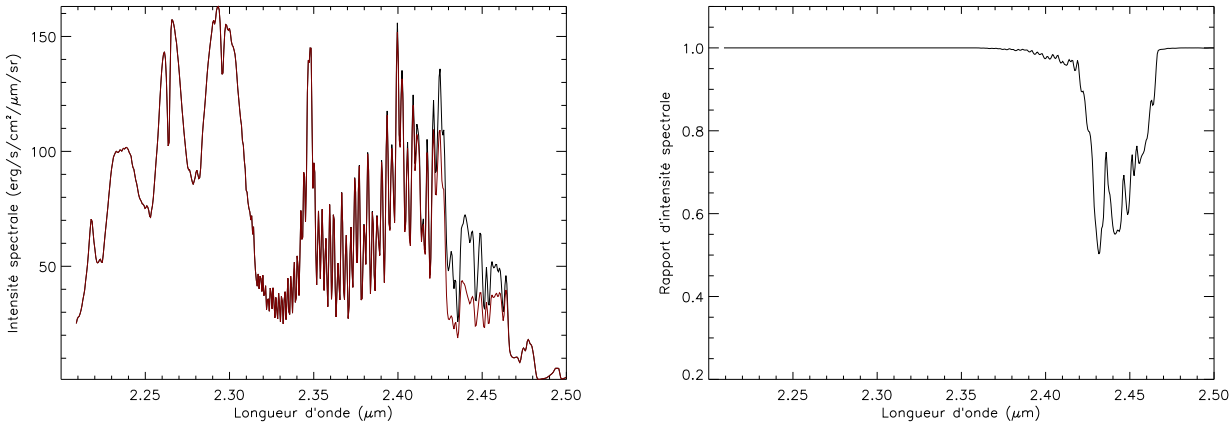


FIG. 7.5 – *À gauche :* Spectres simulés ne différant que par leur abondance en OCS (rouge : abondance double de la nominale, noir : abondance moitié) ; *à droite :* Rapport des deux spectres montrés sur le graphique de gauche.

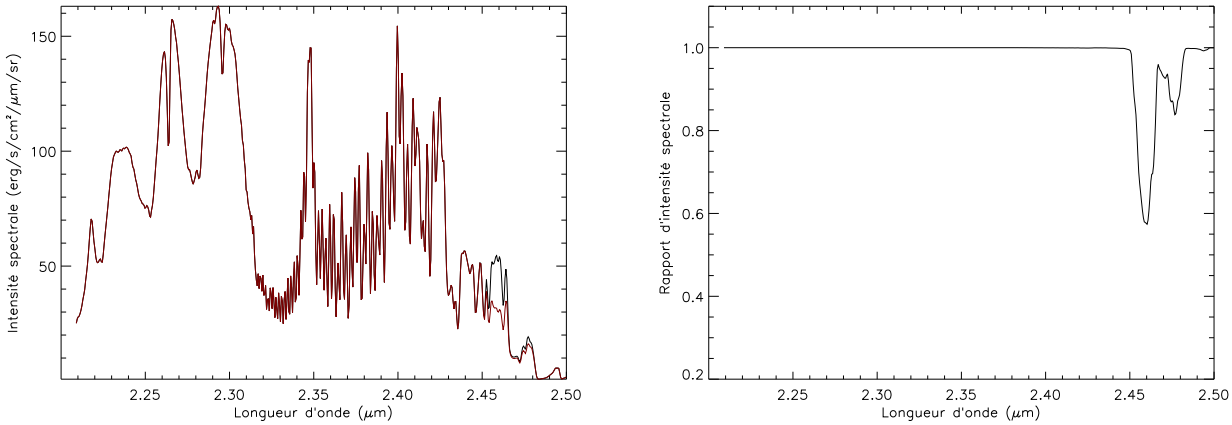


FIG. 7.6 – *À gauche :* Spectres simulés ne différant que par leur abondance en SO_2 (rouge : abondance double de la nominale, noir : abondance moitié) ; *à droite :* Rapport des deux spectres montrés sur le graphique de gauche.

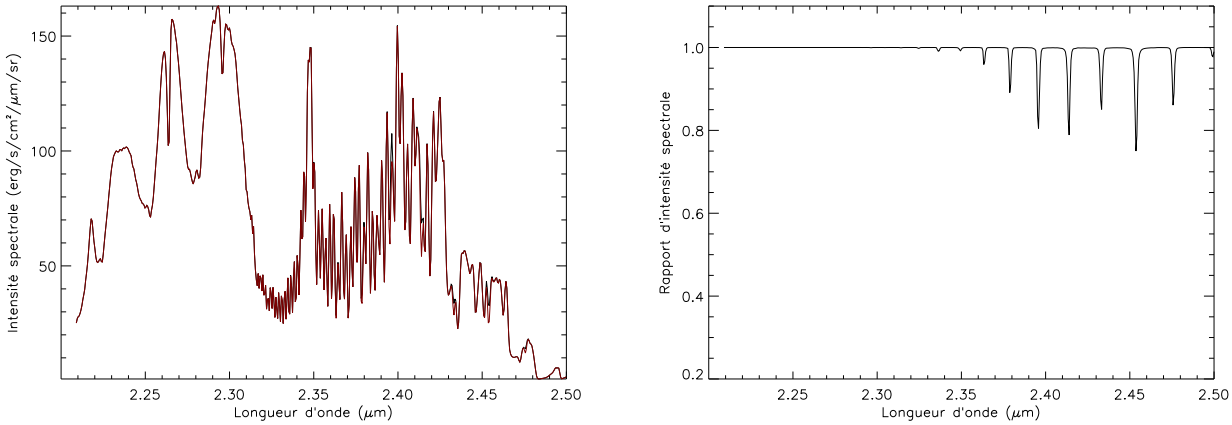


FIG. 7.7 – *À gauche :* Spectres simulés ne différant que par leur abondance en HF (rouge : abondance double de la nominale, noir : abondance moitié) ; *à droite :* Rapport des deux spectres montrés sur le graphique de gauche.

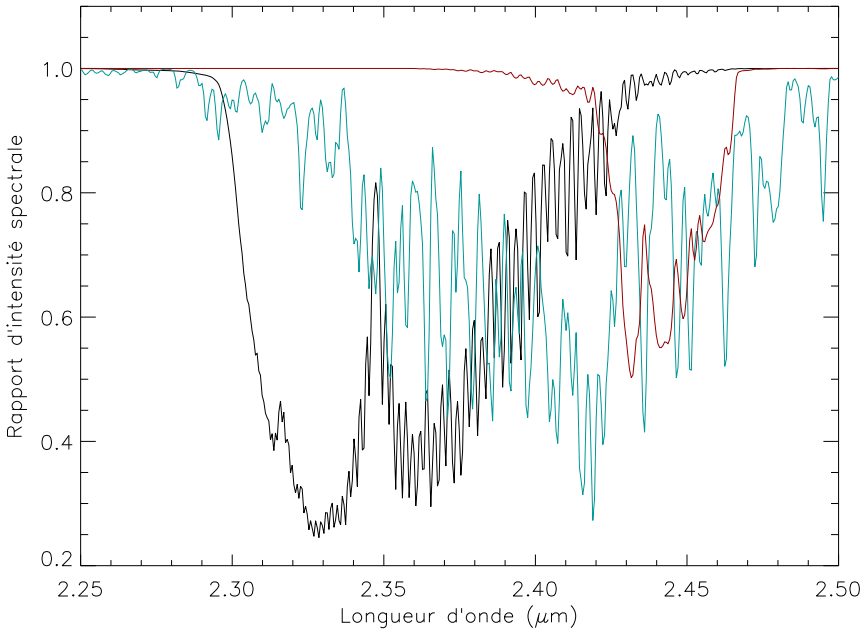


FIG. 7.8 – Récapitulation des principaux rapports spectraux montrés précédemment (monoxyde de carbone en noir ; vapeur d'eau en cyan ; sulfure de carbonyle en rouge).

3. Continuant notre progression vers les grandes longueurs d'onde, nous pouvons à présent étudier la vapeur d'eau entre $2,35$ et $2,42$ μm. Il faudra toutefois pour cela avoir pris en compte les perturbations importantes causées par le monoxyde de carbone dans cet intervalle spectral, ce qui est possible grâce à l'étape précédente. Une étude du rapport D/H est également possible dans ce même intervalle, mais ne peut être menée que simultanément avec l'étude de l'abondance en vapeur d'eau.
4. Il est alors possible d'étudier le sulfure de carbonyle grâce à son absorption entre $2,42$ et $2,47$ μm. Cette fois, l'influence de CO est négligeable, mais pas celle de la vapeur d'eau, d'où la nécessité de procéder dans l'ordre décrit ici pour davantage de précision. Comme pour CO, des informations sur le gradient vertical sont également accessibles aux spectres (voir section 7.3) au sein de cette même bande.
5. Enfin, il pourrait être possible, sur des spectres d'excellente qualité, de contraindre l'abondance en dioxyde de soufre. Cependant, la faible largeur de la bande concernée, ainsi que la double influence parasite de OCS et de la vapeur d'eau entre $2,45$ et $2,48$ μm et le faible rapport signal/bruit à cette extrémité du spectre ne nous ont pas permis de mener une telle étude dans le cadre de cette thèse.

7.3 Variation des gradients verticaux des constituants

7.3.1 Détectabilité d'un gradient vertical

Un abus de langage fréquent, auquel le présent mémoire n'échappe pas, est de parler d*'une* altitude sondée par la bande spectrale d'un composé. Il s'agit en fait non seulement d'une zone plus ou moins large où l'opacité gazeuse le long de la ligne de visée approche l'unité, définie par ce que l'on appelle communément la fonction-poids[5]. Cette fonction-poids dépend de la longueur d'onde considérée, et peut varier notablement au sein de la bande spectrale

[5]Fonction $W(z)$ telle que $\int_0^\infty W(z)\,dz = 1$ et proportionnelle à la contribution de la couches atmosphérique à l'altitude z à la puissance spectrale reçue.

d'un même composé. Ainsi, une variation brusque avec la longueur d'onde de la température de brillance au sein d'une bande spectrale reflète une variation de l'altitude où la profondeur optique τ est voisine de 1. Considérons deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 au sein de la bande d'un composé gazeux dont le nombre de molécules par unité d'altitude est $N(z)$. La profondeur optique à une altitude z_0 vaut alors $\tau(z_0) = k(\lambda) \cdot \mu \int_{z_0}^{\infty} N(z)\, dz$ où μ désigne la sécante et $k(\lambda)$ le coefficient d'absorption du gaz à une longueur d'onde donnée. En désignant par z_1 et z_2 les niveaux sondés aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 respectivement (avec $\tau_1 = \tau_2 = 1$), on obtient la formule suivante :

$$k(\lambda_1) \int_{z_1}^{\infty} N(z)\, dz = k(\lambda_2) \int_{z_2}^{\infty} N(z)\, dz$$

Remarquons qu'étant donnée la décroissance de l'intégrale avec l'altitude minimale sondée, on a $z_1 < z_2$ si $k_1 = k(\lambda_1) < k(\lambda_2) = k_2$: aux longueurs d'onde plus opaques, l'altitude sondée est plus élevée (et donc la puissance reçue plus faible) car la profondeur optique atteint plus rapidement l'unité pour un observateur extérieur. Une autre conséquence est que, pour un composé dont l'abondance décroît avec l'altitude, la région sondée à la longueur d'onde la plus opaque est plus proche de celle sondée à la moins opaque que dans le cas où l'abondance est constante avec l'altitude : admettons pour illustrer que $k_2 = 2 \cdot k_1$; en vertu de la formule précédente, il y a deux fois moins de molécules au dessus du niveau z_2 qu'au dessus du niveau z_1 ; si l'abondance décroît avec l'altitude, z_2 est donc plus proche de z_1 qu'en cas de rapport de mélange uniforme. Le contraste entre les longueurs d'onde 1 et 2 croît donc avec le gradient vertical dq/dz du rapport de mélange.

En résumant de façon caricaturale l'explication précédente, on peut dire qu'un changement de gradient vertical d'une espèce induit une distorsion du spectre au sein de sa bande d'absorption, tandis qu'un changement d'abondance moyenne se traduit par une variation de la valeur moyenne de la puissance spectrale au sein de la bande, ce qui a été vérifié pour de nombreuses espèces lors de la section précédente. Compte tenu des résultats obtenus par Pollack *et al.* (1993), les deux espèces pour lesquelles un gradient vertical non nul est nécessaire afin d'expliquer la forme des spectres au sein de la fenêtre à $2,3$ μm sont CO et OCS. Examinons dès lors l'effet sur les spectres simulés d'une variation de ces gradients.

7.3.2 Effets spectraux des variations de gradients verticaux

Pour chacun des deux gaz, la variation de gradient vertical a été obtenue comme suit : deux facteurs multplicatifs différents affectent la partie haute et la partie basse du profil – définis comme les points de contrôle de part et d'autre de l'altitude de référence[6] de chacun des gaz (36 km pour CO, 33 km pour OCS) ; ces facteurs sont choisis de façon à conserver l'abondance *au niveau de référence* à la valeur nominale, tout en altérant le gradient vertical à ce même niveau.

CO

La figure 7.9 présente les spectres obtenus avec deux gradients verticaux très différents pour le monoxyde de carbone. On constate bien la distorsion du spectre attendue au sein de la bande d'absorption : la différence produite sur le spectre entre $2,3$ et $2,35$ μm est proportionnellement plus importante qu'au-delà de $2,35$ μm. L'effet reste cependant très faible - le gradient vertical de CO valant ici respectivement entre 0 et environ 6 ppm/km à 36 km d'altitude. Il faudra donc s'attendre à une précision médiocre dans la détermination de ce gradient sur nos spectres observés.

[6] située au maximum de sensibilité pour l'ensemble de la bande spectrale.

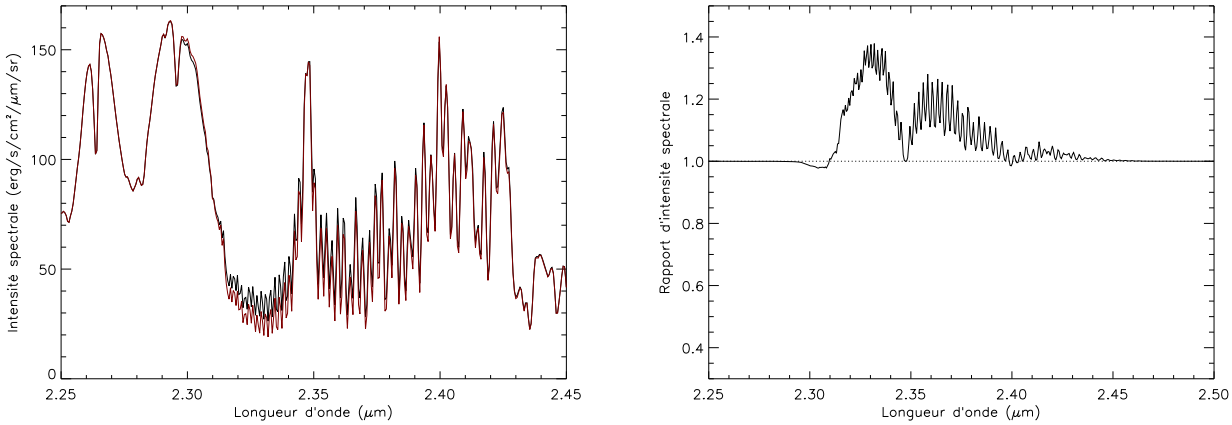


FIG. 7.9 – *À gauche :* Spectres simulés ne différant que par leur gradient vertical en CO (rouge : gradient quintuple du nominal, noir : gradient nul) ; *à droite :* Rapport des deux spectres montrés sur le graphique de gauche.

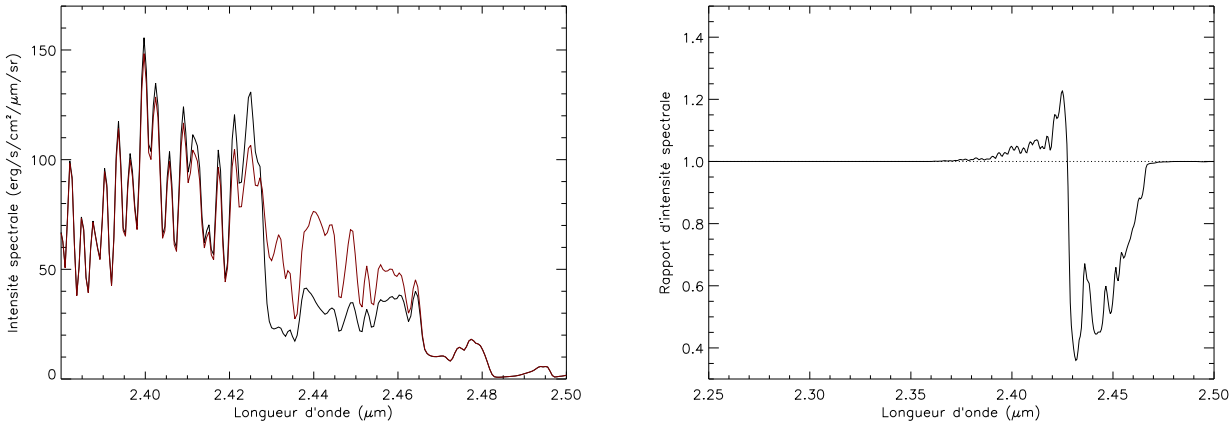


FIG. 7.10 – *À gauche :* Spectres simulés ne différant que par leur gradient vertical en OCS (rouge : gradient double du nominal, noir : gradient moitié) ; *à droite :* Rapport des deux spectres montrés sur le graphique de gauche.

OCS

En ce qui concerne le sulfure de carbonyle, l'effet d'une variation d'un facteur 4 du gradient vertical à 33 km est beaucoup plus spectaculaire, comme en témoignent les spectres de la figure 7.10. Le raisonnement général mené précédemment se vérifie bien ici, à savoir l'augmentation du contraste au sein de la bande avec la valeur[7] du gradient vertical : les altitudes sondées de part et d'autre du point de croisement des spectres aux alentours de $2,423$ μm se trouvant de part et d'autre de 33 km, elles voient donc l'abondance en OCS varier en sens contraire quand le gradient vertical est altéré. Le changement de forme notable observé pour OCS selon que l'on s'intéresse à une variation d'abondance globale ou à une variation de sa décroissance avec l'altitude permet en conséquence d'espérer pouvoir mesurer ces deux paramètres avec une précision satisfaisante.

[7]Garder à l'esprit que le gradient vertical de OCS considéré est *négatif* !

Quatrième partie

Variabilité des profils verticaux de CO, OCS et de la vapeur d'eau

Chapitre 8

Description des algorithmes utilisés

8.1 Algorithme simplifié

8.1.1 Description

Principe général

Nous disposons à ce stade à la fois de spectres observés de l'émission thermique infrarouge en différents endroits de Vénus et de modélisations de ces spectres calculables à partir d'un état supposé de l'atmosphère de la planète. Il est donc maintenant nécessaire de pouvoir les comparer de façon pertinente afin de pouvoir déduire certaines contraintes sur l'état de l'atmosphère de Vénus à un endroit et à un moment donné à partir du spectre observé correspondant.

Notons d'ores et déjà que le modèle seul ne peut suffire à interpréter ces spectres. Il faut d'abord choisir un ou des paramètres atmosphériques pertinents – tels que l'abondance d'un gaz à une altitude donnée ou bien l'épaisseur optique des nuages par exemple – dont les variations sont susceptibles d'expliquer celles observées sur les spectres, puis trouver les valeurs de ces paramètres qui permettent un accord optimal entre le spectre synthétique et le spectre réellement observé, ce qui nous permettra d'associer à un lieu et à un instant donné un jeu de paramètres atmosphériques compatible avec les observations. Et ce bien qu'il soit tout à fait possible que d'autres choix de paramètres conduisent à la détermination d'un autre état de l'atmosphère qui soit lui aussi compatible avec le spectre observé ; le choix des variables pertinentes et physiquement vraisemblables importe donc autant que la justesse des algorithmes.

Le point commun à toutes les méthodes présentées ci-après repose sur le calcul préliminaire d'une série de spectres synthétiques, suivi de la comparaison de tous les spectres de la série avec un spectre observé, et la détermination par interpolation de la valeur du ou des paramètres donnant le meilleur accord avec le spectre observé. De telles méthodes réclament en général un temps de calcul important[1], mais il est ici compensé par le fait qu'une même série de spectres synthétiques peut être calculée une fois pour toutes et servir dès lors à l'interprétation d'un nombre arbitraire de spectres observés. Cette propriété rend ce type d'algorithme extrêmement intéressant pour le traitement *en masse* de nombreux spectres, comme par exemple tous ceux issus de l'instrument VIRTIS/*Venus Express* pour lequel ce travail de thèse entend mener un rôle préparatoire. Les méthodes présentées dans ce chapitre ont été intégralement mises au point dans ce but au cours de la thèse par l'auteur, en collaboration étroite avec Bruno Bézard.

Implémentation

Pour le cas le plus simple qui fait l'objet de cette section, il convient seulement de calculer au préalable une série $T_i(\lambda)$ de spectres synthétiques, associés à différentes valeurs p_i d'un

[1] croissant linéairement avec le nombre de spectres de la série en l'absence de parallélisation

paramètre[2] atmosphérique p – par exemple un facteur multiplicatif appliqué au profil vertical d'une espèce minoritaire. Pour trouver la valeur P de p donnant le meilleur accord avec le spectre observé $E(\lambda)$, il faut trouver un estimateur de cet accord. Étant données les incertitudes inhérentes à la calibration de nos spectres, l'estimateur choisi devra être davantage sensible à la *forme* du spectre plutôt qu'à la valeur exacte du flux spectral. Un choix possible est alors de calculer l'estimateur F_i de la façon suivante :

$$F_i = \int_U [T_i(\lambda) - \beta_i \cdot E(\lambda)]^2 \, d\lambda$$

U désigne un intervalle spectral pertinent pour le paramètre atmosphérique considéré, sa détermination faisant l'objet de la section 8.1.3. β_i désigne un facteur scalaire d'ajustement dont l'objet est de minimiser F_i en compensant les erreurs absolues sur les flux. Il permet également de prendre en compte de manière approximative l'effet principal des variations d'opacité nuageuse entre les spectres observés, à savoir la variation importante du flux spectral moyen reçu. Insistons cependant dès à présent sur le caractère approximatif de ce traitement, car la réponse spectrale d'une variation d'opacité nuageuse n'est pas uniforme sur l'intégralité de la bande à $2,3$ μm, mais il s'avère raisonnable dans un premier temps si l'intervalle U est assez étroit. Un algorithme amélioré incluant un traitement plus réaliste des variations d'opacité nuageuse est présenté à la section 8.2.2.

Par définition de β_i, il vient directement $\partial F_i / \partial \beta_i = 0$, ce qui nous donne la valeur de β_i :

$$\beta_i = \frac{\int_U E(\lambda) \cdot T_i(\lambda) \, d\lambda}{\int_U E^2(\lambda) \, d\lambda}$$

Une détermination alternative de β_i, β'_i, est donné par la caractérisation suivante, dite caractérisation *linéaire*[3] : $\int_U [T_i(\lambda) - \beta'_i \cdot E(\lambda)] \, d\lambda = 0$, d'où $\beta'_i = \frac{\int_U T_i(\lambda) \, d\lambda}{\int_U E(\lambda) \, d\lambda}$. En pratique, β'_i et β_i ont des valeurs très voisines sauf lorsque E est de mauvaise qualité, ce qui fait de leur éventuel désaccord un diagnostic pratique pour disqualifier certaines observations. Si la caractérisation quadratique de β_i conduit à une surestimation ou sous-estimation systématique de E par rapport à T_i, il est possible de modifier la valeur de β_i en conséquence, en modifiant la valeur de β_i selon une moyenne pondérée entre son estimation linéaire – qui diminue ce genre de biais – et quadratique – qui minimise mieux F_i.

La donnée des β_i permet de calculer numériquement les F_i (en pratique, les intégrales deviennent des sommes discrètes dont le pas est la résolution spectrale). L'étape suivante consiste donc à interpoler une fonction continue $\tilde{F}(p)$ vérifiant pour tout i $\tilde{F}(p_i) = F_i$; la valeur P pour laquelle $\tilde{F}$ est minimale représentera alors notre meilleure estimation du paramètre P pour le spectre observé.

Les valeurs F_i sont tracées en fonction des p_i sur la figure 8.1. On peut y voir une croissance de part et d'autre d'un minimum, ce qui nous conforte dans le fonctionnement de notre algorithme, les valeurs extrêmes de p ne permettant pas un aussi bon accord que les valeurs moyennes plus vraisemblables. Compte tenu de la répartition des F_i sur ce graphique, il est raisonnable de prendre comme fonction interpolatrice un polynôme cubique passant par les quatre F_i les plus faibles, correspondants aux p_i les plus proches de P. Un tel polynôme figure sur le graphique 8.1, ainsi que la valeur P où il atteint son minimum.

8.1.2 Estimation de la barre d'erreur

Erreur statistique

L'erreur est estimée ici suivant le test classique du χ^2. En effet, si l'on suppose que sur les intervalles spectraux utilisés pour le calcul, la principale source de désaccord est le bruit

[2] à l'exception de la profondeur optique nuageuse, pour laquelle cet algorithme n'est pas applicable (voir section 8.2.2).

[3] par opposition à la caractérisation précédente dite *quadratique*

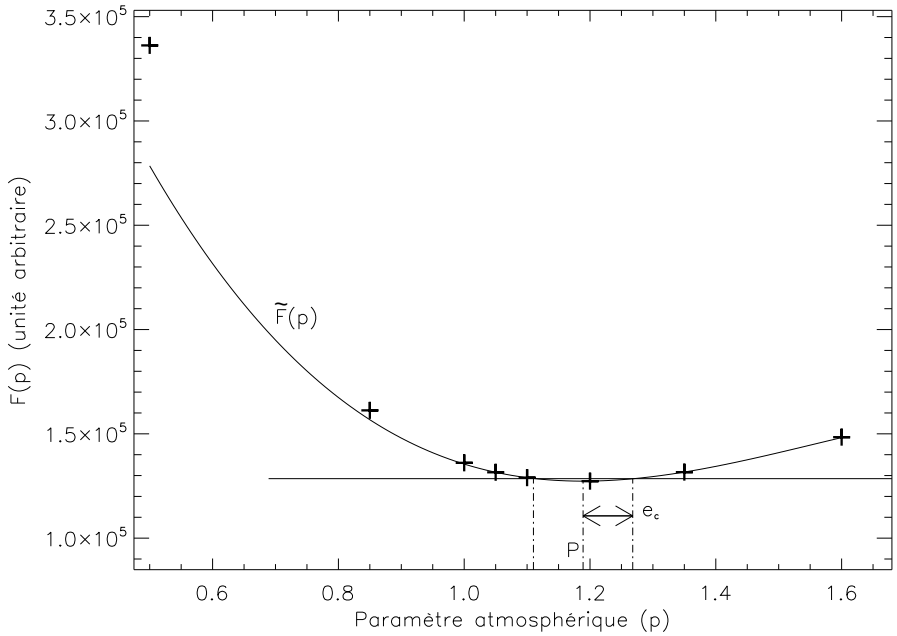


FIG. 8.1 – Représentation typique des valeurs F_i et du polynôme interpolateur $\tilde{F}$ en fonction d'un paramètre atmosphérique p. L'estimation P du paramètre, ainsi que la barre d'erreur statistique e_c est également montrée.

statistique, l'écart relatif entre le meilleur spectre synthétique $\tilde{T}$ et le spectre observé E, intégré sur les N points de l'intervalle U vaut :

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{N} \frac{\left(\tilde{T}(k) - \beta \cdot E(k)\right)^2}{\sigma(k)^2} \simeq N - 2$$

En effet, $N-2$ est le nombre de paramètres libres, étant donné que le calcul du facteur d'homothétie β revient à utiliser l'une des valeurs k pour annuler l'écart entre $\tilde{T}$ et E. Le bruit σ est supposé ici uniforme en longueur d'onde, et est calculé sur l'intervalle spectral $2,15$ - $2,2$ μm où l'on sait que le signal est nul[4]. L'intervalle de confiance standard à 68% est alors donné pour des valeurs de la somme exprimée ci dessus entre χ^2 et χ^2+1. En considérant la famille continue T_p des spectres synthétiques de paramètre p comprise au sein de l'intervalle de confiance, on obtient comme caractérisation de p :

$$\sum_{k=1}^{N} \frac{(T_p(k) - \beta_p \cdot E(k))^2}{\sigma(k)^2} \leq \frac{N-1}{N-2} \sum_{k=1}^{N} \frac{\left(\tilde{T}(k) - \beta \cdot E(k)\right)^2}{\sigma(k)^2}$$

Or, les numérateurs des sommes considérées jusqu'ici ont déjà été calculés auparavant : il s'agit des valeurs prises par les fonctions interpolées $\tilde{F}(p)$. Si l'on suppose le bruit σ constant sur l'étendue des intervalles spectraux U, une simplification supplémentaire nous amène comme caractérisation des p compris dans l'intervalle de confiance autour de P : $\tilde{F}(p) \leq \frac{N-1}{N-2}\tilde{F}(P)$. L'utilisation du développement limité d'ordre 2 de $\tilde{F}$ au voisinage de P (minimum de $\tilde{F}$) donne alors $p \in [P - \Delta P; P + \Delta P]$ avec :

$$\Delta P = \sqrt{\frac{2\tilde{F}(P)}{(N-2) \cdot \tilde{F}''(P)}}$$

[4]Il est cependant tenu compte de l'amplification du bruit induite par la correction du *flat field* : pour CO, le niveau de bruit est gardé le même, il est multiplié par une facteur $1,5$ pour H_2O et par 2 pour OCS.

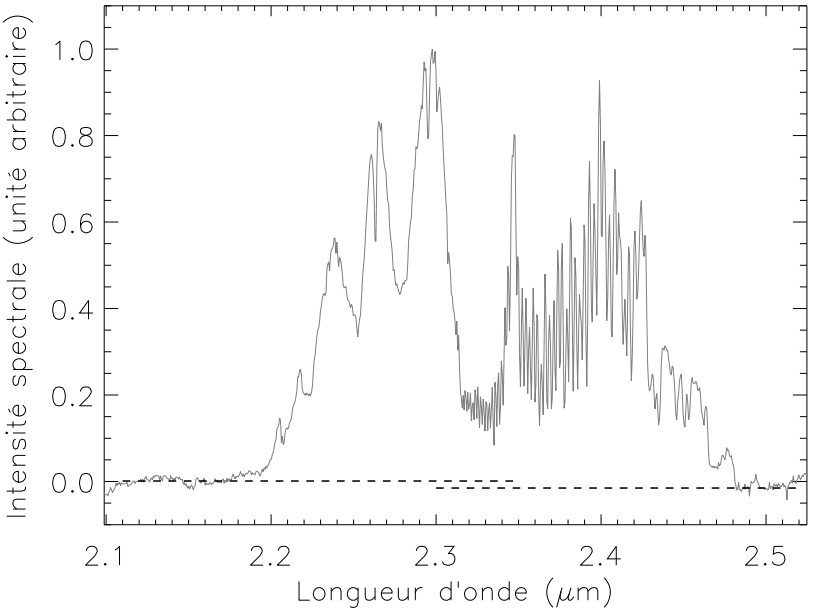


FIG. 8.2 – Représentation de la différence entre les valeurs nulles de part et d'autre de la fenêtre à $2,3\mu$m sur un spectre nocturne après traitement.

La dérivée seconde en P, $\tilde{F}''(P)$, ainsi que $\tilde{F}(P)$ sont aisément calculables, nous permettant de calculer ΔP explicitement. Une représentation graphique de ΔP est donnée sur la figure 8.1.

Erreur de zéro

L'erreur statistique que nous venons d'estimer n'est malheureusement pas la seule à considérer. En effet, la soustraction de la composante solaire diffusée des spectres thermiques s'accompagne de légers défauts, et ceux-ci peuvent conduire à une différence entre le niveau de zéro de part et d'autre de la fenêtre spectrale, notamment après correction de l'absorption tellurique. La différence peut se remarquer même sur des spectres de bon rapport signal/bruit, comme en témoigne la figure 8.2.

Or, nos méthodes, qui n'autorisent qu'un ajustement multiplicatif, s'avèrent extrêmement sensibles à une translation même modérée des spectres. Dans le cas de spectres d'excellente qualité, cette incertitude de zéro est même la cause principale d'erreur sur nos estimations. Il nous a donc été nécessaire de la prendre en compte de façon systématique de la façon suivante : pour un même spectre observé E, l'algorithme précédent est appliqué successivement à $E - e_g$ et $E - e_d$. Deux estimations différentes P_- et P_+ du paramètre P sont alors obtenues[5], avec $P_- < P_+$. La plage de paramètres valides que nous considérons alors vaut $[P_- - \Delta P; P_+ + \Delta P]$. Une précédente version de notre algorithme consistait à prendre comme intervalle de confiance $P \pm \sqrt{(\Delta P)^2 + (P_+ - P_-)^2}$, mais elle avait le défaut de centrer les résultats sur une valeur P obtenue avec une valeur de zéro fixée arbitrairement entre e_g et e_d. La version actuelle fixe plus justement l'estimation moyenne à mi-chemin entre P_+ et P_-, au prix d'une estimation pessimiste de nos barres d'erreur.

[5]Les erreurs statistiques ΔP sont bien moins affectées par la translation du spectre, aussi il est possible de les considérer constantes.

8.1.3 Intervalles utilisés

Critères de choix des intervalles

Du fait de la présence de facteurs scalaires d'ajustement entre les différents spectres synthétiques et le spectre observé dans la méthode exposée plus haut, le critère de meilleur accord entre observations et théorie porte sur la forme du spectre au sein de l'intervalle U et non sur la comparaison directe entre intensité spectrale attendue et intensité reçue. Il est par conséquent important de choisir l'intervalle U de façon à ce qu'il recouvre non seulement une fraction suffisante de la bande d'absorption du composé étudié, mais aussi une partie du spectre *indépendante* de l'estimation de ce même composé, afin de pouvoir reconnaître au sein de U les différences de formes induites par les variations d'abondance recherchées. Ainsi, pour le monoxyde de carbone, l'intervalle spectral U choisi recouvre non seulement une partie de sa bande d'absorption, entre $2,3$ et $2,35$ μm, où CO perturbe seul le spectre, mais également une partie du spectre située entre $2,27$ et $2,28$ μm. Ceci permet de mieux contraindre le paramètre d'homothétie sur l'ensemble de U, et ainsi de mieux détecter les éventuelles variations d'intensité spectrale dans la bande considérée.

Il est de fait possible au regard des rôles différents que joue l'intervalle U – à la fois région d'ajustement du paramètre d'homothétie β et région d'évaluation de l'accord entre spectres synthétiques et observés lors du calcul des F_i – de les distinguer plus nettement. Il est ainsi possible d'attribuer la première fonction à un intervalle U' afin de calculer le facteur d'homothétie, et d'évaluer ensuite les F_i sur un intervalle U distinct du précédent. Différencier U et U' s'est avéré particulièrement fructeux lorsqu'il est impossible de trouver à proximité[6] de la bande d'absorption un intervalle indépendant des autres composés : les écarts entre spectres synthétiques et observés dûs aux mésestimations d'autres paramètres atmosphériques n'ont aucune raison d'entrer en compte dans le calcul de l'accord pour le paramètre recherché. Nous avons donc procédé de la sorte pour les études sur la vapeur d'eau et le sulfure de carbonyle.

La figure 8.3 représente en conséquence les intervalles choisis pour les différents composés : U est représenté par les portions en gras, tandis que $U' \supset U$ l'est par l'intégralité du trait. On peut voir ainsi pour le monoxyde de carbone l'exclusion dans la bande spectrale entre $2,3$ – $2,35$ μm d'une région perturbée par le méthane terrestre près de $2,32$ μm, ainsi que d'une région où l'eau joue un rôle non négligeable autour de $2,35$ μm. Pour la vapeur d'eau, la largeur de la bande spectrale et la variation des propriétés optiques de CO_2 entre les deux extrémités de la bande nous a contraint à prendre un intervalle U' dépassant de U à toutes les longueurs d'onde, c'est-à-dire à la fois dans une région dominée par CO (connu à ce stade) et par OCS (encore non déterminé avec précision). Enfin, concernant le sulfure de carbonyle, l'intervalle U' ne dépasse de U qu'aux courtes longueurs d'onde, dans une région dominée par la vapeur d'eau, déterminée précédemment.

Sensibilité des estimations au choix des intervalles

Un des critères utilisés pour déterminer les intervalles U et U' consiste en l'examen de la variabilité des estimations sous l'effet d'une légère variation de U et/ou de U'. De façon générale, les variations relatives observées entre un spectre observé et un autre sont assez indépendantes des bornes choisies pour U et U'. Les abondances moyennes, quant à elles, y sont en général bien plus sensibles.

- Nos estimations du monoxyde de carbone sont peu sensibles au choix précis des limites de U et U'. Comme ces choix sont les seuls arbitraires de notre algorithme, la confiance que nous pouvons porter à la méthode choisie s'en trouve augmentée.
- La vapeur d'eau s'est au contraire avérée plus problématique, du fait de la largeur de l'intervalle nécessaire pour l'estimer. Ainsi, il n'est pas possible de se contenter de fixer

[6] La méconnaissance des varitions spectrales du continuum d'absorption de CO_2 empêche de se référer à l'intervalle $2,2$-$2,3$ μm pour les composés autres que CO.

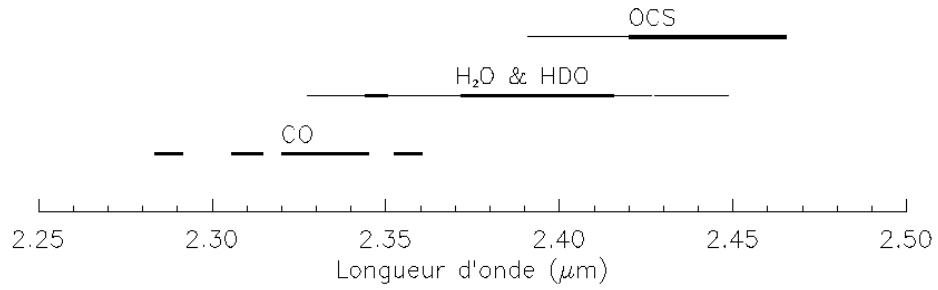


FIG. 8.3 – Intervalles spectraux utilisés calculer le facteur d'homothétie optimal. En gras, les intervalles spécifiquement utilisés pour calculer l'accord entre observations et spectres synthétiques.

le facteur d'homothétie en n'utilisant que les longueurs d'onde dominées par CO, car le continuum de CO_2 diffère d'une extrémité à l'autre de la bande spectrale de l'eau : toute modification de l'intervalle U' d'un côté ou de l'autre entraîne une compensation des différences du continuum de CO_2 par un changement parasite d'estimation de la vapeur d'eau. Étendre l'intervalle spectral U' de part et d'autre de U a permis de réduire ce problème sans l'éliminer pour autant ; il est par conséquent essentiel de garder à l'esprit que nos méthodes contraignent mieux d'éventuelles variations en vapeur d'eau d'un spectre à l'autre que l'abondance moyenne.

– La bande spectrale du sulfure de carbonyle étant plus étroite que celle de l'eau, le continuum de CO_2 pose moins de problèmes que pour cette dernière. La limite de U' aux courtes longueurs d'onde cause néanmoins quelques soucis, et il s'est avéré préférable de l'étendre assez loin, jusqu'à la limite d'influence de CO, afin de moyenner les variations du continuum de CO_2. Malheureusement, ceci accroît la dépendance des valeurs moyennes de OCS envers les estimations de la vapeur d'eau, dominante dans cette partie du spectre. Les mêmes réserves que pour la vapeur d'eau s'appliquent donc dans une moindre mesure également à OCS.

8.2 Prise en compte des perturbations

8.2.1 Motivations

Estimation des variations d'opacité nuageuse

Comme il est possible de le constater sur la figure 7.1, les variations d'opacité nuageuse entraînent, outre une variation de l'intensité moyenne déjà prise en compte par le facteur d'homothétie, une distorsion des spectres. Ces distorsions pouvant être à tort imputées à des variations d'abondances gazeuses par notre algorithme, il serait souhaitable d'en tenir compte de façon plus appropriée. Cela apporterait de surcroît un gain en précision du fait du meilleur accord obtenu entre spectres synthétiques et observés.

Recouvrement entre les bandes des espèces gazeuses

Une raison supplémentaire d'améliorer notre algorithme provient du recouvrement des bandes d'absorption des différents composés de l'atmosphère. En effet, à l'exception notable du monoxyde de carbone entre $2,3$ et $2,35$ μm, aucun composé minoritaire ne dispose d'une plage de longueurs d'onde où il serait le seul à influencer le spectre de façon notable. Il est donc nécessaire de pouvoir tenir compte des variations possibles en monoxyde de carbone lors de l'étude de la vapeur d'eau ainsi que des variations en eau lors de l'étude du sulfure de

carbonyle. L'algorithme précédemment décrit ne peut tenir compte de ces variations alors qu'il le fait de façon simplifiée pour les variations d'opacité nuageuse ; la nécessité d'algorithmes plus perfectionnés capables de résoudre ces questions en est d'autant plus évidente.

8.2.2 Modification de l'algorithme précédent

Implémentation

1. Il convient tout d'abord d'isoler le paramètre à déterminer et les différentes perturbations qui sont susceptibles d'affecter l'intervalle spectral utilisé. Ces perturbations consistent en des variations d'autres paramètres, qui doivent impérativement pouvoir être déterminées de façon indépendante. L'opacité nuageuse est toujours dans ce cas de figure, et nous préciserons par la suite comment nous l'avons déterminée.
2. L'étape suivante consiste à précalculer un tableau de spectres synthétiques, comportant autant de dimensions que de variables à prendre en compte, paramètre à déterminer inclus. Nous ferons référence à ces différents spectres synthétiques par T_{ij}, où l'indice i porte sur le paramètre à déterminer, et j recouvre autant d'indices que de perturbations à prendre en compte. Ainsi, dans le cas de figure le plus simple (une seule perturbation), les spectres T_{ij} ne diffèrent que par la valeur du paramètre recherché p_i et la valeur p'_j du paramètre perturbatif.
3. Étant donné un spectre observé E, il est possible de déterminer l'ensemble des valeurs P' des paramètres perturbatifs correspondants. Une série synthétique à une dimension $T_i(P')$ est alors interpolée linéairement à partir du tableau initial T_{ij}.
4. L'algorithme se confond alors avec celui décrit précédemment, en utilisant la série $T_i(P')$ adéquate. Il faut néanmoins tenir compte de l'incertitude sur la détermination de P' pour calculer celle sur le paramètre P recherché : en désignant par $\Delta_0 P$ l'incertitude sur P calculée selon l'algorithme primitif, on calcule la nouvelle incertitude ΔP selon l'égalité $\frac{\Delta P}{P} = \sqrt{\left(\frac{\Delta_0 P}{P}\right)^2 + \left(\gamma \frac{\Delta P'}{P'}\right)^2}$. γ est un facteur inférieur à l'unité, croissant avec l'importance de la perturbation sur la détermination de P et qu'on l'on détermine empiriquement[7].

La linéarité de l'interpolation entre deux valeurs p'_j des paramètres perturbatifs considérés ne pose pas de problème particulier – ce qui peut se vérifier a posteriori en choisissant d'autres valeurs pour les p'_j – car dans la mesure où les variations des paramètres perturbatifs sont suffisamment faibles autour de leurs valeurs moyennes, il y a quasi-linéarité de la réponse spectrale à ces variations.

On peut également noter que du fait des variations spectrales mal connues de l'opacité continue du gaz carbonique ainsi que de l'imprécision dans la détermination de l'opacité nuageuse, il est indispensable de conserver un facteur d'homothétie libre dans cette version de l'algorithme. Sa valeur se rapproche néanmoins fortement de l'unité lorsque l'opacité nuageuse fait partie des paramètres perturbatifs considérés, et un trop grand écart est souvent révélateur d'une détermination incorrecte du paramètre recherché.

Détermination de l'opacité nuageuse

L'opacité nuageuse peut s'évaluer aisément en utilisant l'intervalle spectral $2,21$–$2,26$ μm, où aucun composé minoritaire n'influence le spectre. L'intensité moyenne dans cet intervalle est calculée à l'aide des spectres calibrés, puis comparée à celle pour différents spectres synthétiques d'opacité nuageuse fixée. L'opacité nuageuse correspondant aux observations est alors interpolée à partir des deux opacités ayant donné les spectres synthétiques les plus proches, de façon linéaire sur les inverses des opacités ; l'intensité spectrale varie de façon

[7] Il vaut par exemple environ 55% pour la perturbation de CO sur H_2O, et environ 30% pour celle de H_2O sur OCS.

beaucoup plus proche de la linéarité avec l'inverse de l'opacité plutôt qu'avec l'opacité nuageuse.

Du fait de l'existence du paramètre d'homothétie qui permet de corriger les légers écarts et l'imprécision de la calibration des spectres observés, il serait délicat de calculer l'erreur liée à la détermination de l'opacité nuageuse. Les barres d'erreur apparaissant sur la figure 9.3 représentent l'incertitude liée au niveau zéro, et ne constitue donc qu'une borne inférieure sur l'erreur totale. Fort heureusement pour la suite de notre étude, une grande précision sur les opacités nuageuses n'a pas été nécessaire.

Incidence sur les temps de calcul

Un inconvénient du nouvel algorithme est l'importance du temps de calcul préliminaire pour calculer le tableau de spectres synthétiques : si l'on considère une dizaine de valeurs tabulées pour un paramètre donné réparties autour de la valeur moyenne (ce qui est le cas de figure standard dans le cas de l'algorithme simplifié), le temps de calcul serait augmenté d'un facteur 100 si l'on voulait calculer de façon aussi détaillée les effets de deux paramètres perturbatifs. La solution adoptée ici consiste à distinguer un ensemble de valeurs assez nombreuses pour déterminer le paramètre recherché avec précision – typiquement entre 5 et 10 valeurs s'étendant entre 50% et 150% de la valeur nominale – et quelques valeurs (2 ou 3) seulement pour les paramètres perturbatifs, incluant leur plage de variations. Le temps de calcul est ainsi accru au pire d'un facteur 10, et avoisine en moyenne quelques heures sur un PC de bureau standard de 2005 – ce qui n'est pas excessif au regard des quelques secondes que prend ensuite l'algorithme pour interpréter chaque spectre observé.

8.3 Détermination simultanée de deux paramètres

8.3.1 Cas d'application

Cette amélioration de l'algorithme ne permet cependant pas d'exploiter la totalité de l'information contenue dans les meilleurs spectres observés. En effet, il arrive que deux paramètres atmosphériques distincts affectent une même région du spectre sans qu'on ne puisse en évaluer un avant l'autre – ce qui permettrait d'évaluer le second en considérant le premier paramètre comme perturbateur selon l'algorithme précédent. Ce cas de figure s'est présenté à deux reprises au cours de nos travaux :

- lors de la détermination des abondances et des gradients verticaux de OCS et de CO : au sein des zones d'altitude sondées dans les bandes spectrales de ces composés, ces deux paramètres suffisent à caractériser les profils verticaux de ces gaz de façon beaucoup plus réaliste que la détermination des seules abondances[8].
- lors de la détermination du rapport D/H : on ne peut détecter d'éventuelles variations de la composition isotopique en eau séparément de la détermination de l'abondance globale en eau (tous isotopes confondus). Déterminer l'abondance seule reste néanmoins possible, à condition de supposer par exemple que le rapport isotopique est le même sur tous les spectres étudiés, tel que déterminé par de Bergh *et al.* (1991) ; mais cela pourrait conduire à attribuer à des variations d'abondance ce qui pourrait mieux s'expliquer par une altération du rapport isotopique – sans compter l'intérêt scientifique intrinsèque d'une variation locale du rapport D/H – aussi est-il préférable de vérifier la réalité d'éventuelles variations par un autre algorithme décrit ci-dessous.

[8] qui nécessite de postuler une relation du type $dq/dz(z_0) = f\,(q(z_0))$, voir sections 9.1.1 et 9.3.1.

8.3.2 Nouvel algorithme bidimensionnel

Version simplifiée

La version simplifiée de ce nouvel algorithme est l'analogue du premier algorithme décrit dans ce chapitre, au sens où il ne prend pas en compte d'éventuelles perturbations par d'autres paramètres que les deux étudiés.

1. La première étape consiste encore à calculer un tableau de spectres synthétiques T_{ij}. L'indice i reflète ici les variations du premier paramètre x selon différentes valeurs x_i, tandis que l'indice j concerne les variations du second paramètre y_j.
2. Considérons un spectre observé E. L'accord entre les différents spectres synthétiques T_{ij} et E est évalué par les valeurs $F_{ij} = \int_U [T_{ij}(\lambda) - \beta_{ij} \cdot E(\lambda)]^2 \, d\lambda$. Le scalaire d'ajustement β_{ij} peut être évalué sur un intervalle U' différent de U, comme précédemment. Afin de pouvoir comparer les résultats de cet algorithme avec les précédents, nous avons choisi les mêmes intervalles U et U' pour CO, OCS et la vapeur d'eau.
3. L'interpolation des F_{ij} en une fonction continue à deux variables $\tilde{F}(x, y)$ est alors effectuée. $\tilde{F}$ est une surface de degré 5 choisie de façon à minimiser pour tout couple (i, j) la différence $|\tilde{F}(x_i, y_j) - F_{ij}|$. Le minimum de $\tilde{F}$ est atteint pour un couple (x_0, y_0), qui nous donne donc les estimations des deux paramètres recherchés.
4. L'estimation des erreurs de zéro s'effectue de la même façon qu'auparavant. L' erreur statistique à $1{\cdot}\sigma$ est calculée comme le lieu des points (x, y) tels que $\tilde{F}(x, y) \leq \frac{N-2}{N-3} \cdot \tilde{F}(x_0, y_0)$ selon un raisonnement analogue à celui présenté plus tôt – N représente toujours le nombre de valeurs discrètes indépendantes existant sur l'intervalle U du spectre. La présence de $N - 3$ au dénominateur s'explique par le fait qu'outre le facteur β, il y a deux paramètres libres (ceux recherchés) au lieu d'un seul.

Version complète

Il est parfois nécessaire de tenir compte des perturbations pouvant affecter les estimations des deux paramètres précédents. Cela s'effectue selon la même idée générale que pour estimer un seul paramètre. Le tableau de spectres synthétiques comporte $2 + n_p$ dimensions, où n_p désigne le nombre de paramètres perturbatifs pris en compte. Ce tableau initial est ensuite projeté en un tableau à 2 dimensions une fois fournies indépendamment les estimations des paramètres perturbatifs correspondant au spectre observé. L'algorithme se poursuit ensuite de la même manière.

Un des problèmes posés par cette version sophistiquée de l'algorithme réside dans le temps de calcul nécessaire. En effet, outre les deux dimensions des paramètres à déterminer, comportant chacune au moins 7 ou 8 valeurs tabulées, les dimensions ajoutées par les perturbations portent le nombre de spectres synthétiques à précalculer à une valeur typique de quelques centaines pour 2 paramètres perturbatifs comportant 3 valeurs. Le temps de calcul avoisine alors environ une nuit, un temps de calcul significativement plus important empêcherait les ajustements nécessaires lors de la phase de mise au point et des vérifications. Nous touchons dès lors aux limites pratiques de ce type de méthode, qui permet déjà une analyse fine des spectres comme en témoigne le chapitre suivant.

Chapitre 9

Variations des abondances dans la basse atmosphère

En utilisant les divers algorithmes que nous venons de décrire, nous sommes à présent en mesure de déterminer les variations de divers paramètres atmosphériques pouvant expliquer les différences observées sur les spectres.

9.1 Monoxyde de carbone (CO)

9.1.1 Paramètre pertinent du profil vertical

En ce qui concerne le monoxyde de carbone, le paramètre à l'interprétation la plus immédiate et à l'effet le plus notable sur les spectres est sans conteste son abondance. Il faut cependant garder à l'esprit que l'observation de la fenêtre spectrale à $2,3$ μm ne peut contraindre de façon satisfaisante l'abondance que dans une plage d'altitude limitée, s'étendant au mieux de 25 à 45 kilomètres d'altitude. Compte tenu de la réponse spectrale assez limitée entraînée par une variation, même importante, du gradient vertical dans cette zone (voir figure 7.9), il est raisonnable au moins dans un premier temps de considérer comme paramètre scalaire pertinent à déterminer un facteur α d'homothétie appliqué à l'intégralité du profil, $\alpha = 1$ correspondant au profil nominal. Un appauvrissement relatif en CO *dans la zone sondée* se traduira alors par un facteur $\alpha \leq 1$, et inversement $\alpha \geq 1$ pour un enrichissement. Le profil vertical retrouvé différera donc uniformément du profil de référence à toutes les altitudes, mais ceci constitue – il est important d'insister sur ce point – une extrapolation de la tendance observée dans la plage limitée d'altitude sondée autour de $2,3$ μm, et n'a donc pas vraiment de signification en dehors de celle-ci.

Afin de prouver *a posteriori* ce fait, comparons l'effet de variations simulées de l'abondace en monoxyde de carbone à différentes altitudes sans changer le reste du profil. La figure 9.1 montre ainsi les différents profils retrouvés d'après un même spectre observé, avec la contrainte d'altérer le profil en CO par rapport au profil nominal sur un seul intervalle d'altitude ; on vérifie ainsi que la variation minimale par rapport au profil nominal a lieu au sein de l'intervalle entre 22 et 42 km d'altitude. Les variations d'abondance profonde (en dessous de 25 kilomètres d'altitude) n'auraient aucun effet sur les spectres, car elles seraient masquées par l'opacité du monoxyde de carbone situé au-dessus – elles existent peut-être, mais l'étude de rayonnement infrarouge ne peut rien nous apprendre à ce sujet. D'un autre côté, bien que nous ne puissions exclure que des variations très importantes d'abondance de CO au-dessus de 45 km soient à l'origine des variations constatées dans nos spectres, il semble bien plus raisonnable[1] d'attribuer ces variations à des changements plus modestes situés autour de 36

[1] C'est une position épistémologique connue sous le nom de *rasoir d'Occam*, consistant à chercher les causes minimales nécessaires pour expliquer les phénomènes naturels.

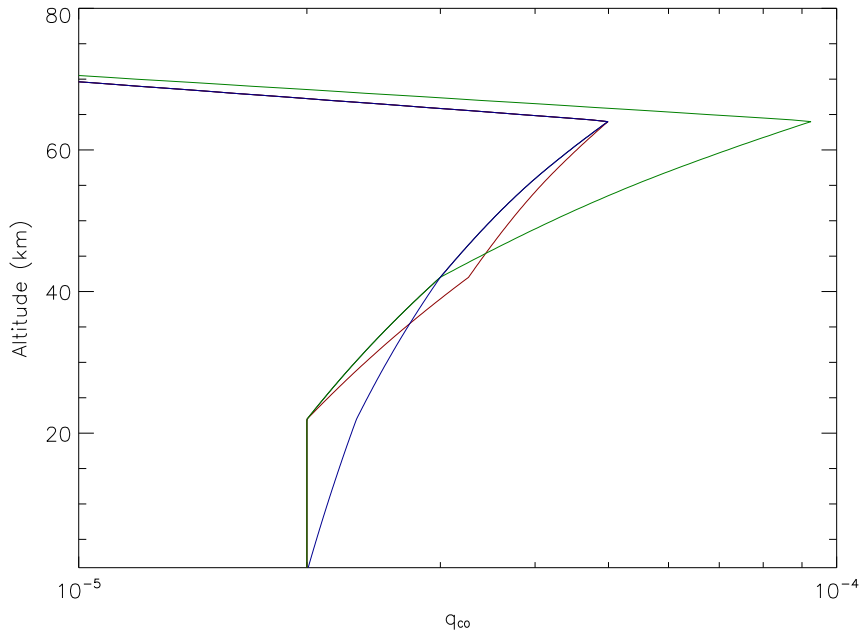


FIG. 9.1 – Profils verticaux en monoxyde de carbone : profil nominal (noir),, profil retrouvé pour la position A (cf. section 10.1.1) en altérant le profil nominal entre 0 et 42 km (bleu), *idem* entre 22 et 64 km (rouge), *idem* entre 42 et 75 km (vert).

km^2. Enfin, remarquons que pour des raisons de simplicité, le facteur multiplicatif de variation s'applique à toutes les altitudes ; l'appliquer uniquement autour de 36 kilomètres aurait inutilement compliqué l'étude pour une différence négligeable sur les spectres synthétiques utilisés dans l'algorithme.

En conséquence, plutôt que de présenter les résultats obtenus comme des variations du facteur d'homothétie appliqué au profil, ce qui n'est comme nous venons de le voir qu'une modélisation à la fois simple et raisonnable des variations locales de CO, nous les présenterons de façon mathématiquement équivalente comme des variations d'abondance à l'altitude du maximum de sensibilité (vers 36 km d'altitude pour le monoxyde carbone), ce qui par définition se conforme à notre principe d'économie de l'ampleur des variations postulées.

9.1.2 Première étude

Nous examinons ici les variations en CO de la façon la plus simple qui soit, c'est-à-dire sans tenir compte des autres gaz et en considérant uniquement l'effet moyen des variations d'opacité, conformément à notre premier algorithme. L'intérêt de présenter ces résultats approchés est de pouvoir estimer ensuite le degré de complexité algorithmique requis pour retrouver les différents paramètres atmosphériques, afin d'optimiser les temps de calculs nécessaires.

Compte tenu des difficultés observationnelles et de la sensibilité de notre algorithme, il est difficile de disposer d'une proportion suffisante de spectres exploitables parmi tous ceux issus d'une position donnée de la fente, ce qui nous est nécessaire pour ensuite discuter des éventuelles variations au sein de la série. Cela fut néanmoins possible pour deux de nos nuits d'observations, celle du 9 février 2003 et celle du 13 août 2004. Les déductions suivantes ont ainsi pu être formulées d'après les profils latitudinaux de la figure 9.2 (les barres d'erreur sont à 1.σ) :

[2]Le choix de 36 km comme altitude de référence s'explique pour deux raisons : tout d'abord par un souci de comparaison avec les travaux antérieurs qui l'aveient choisi comme altitude de référence, et plus fondamentalement car cette altitude correspond au maxmimum de la fonction de contribution.

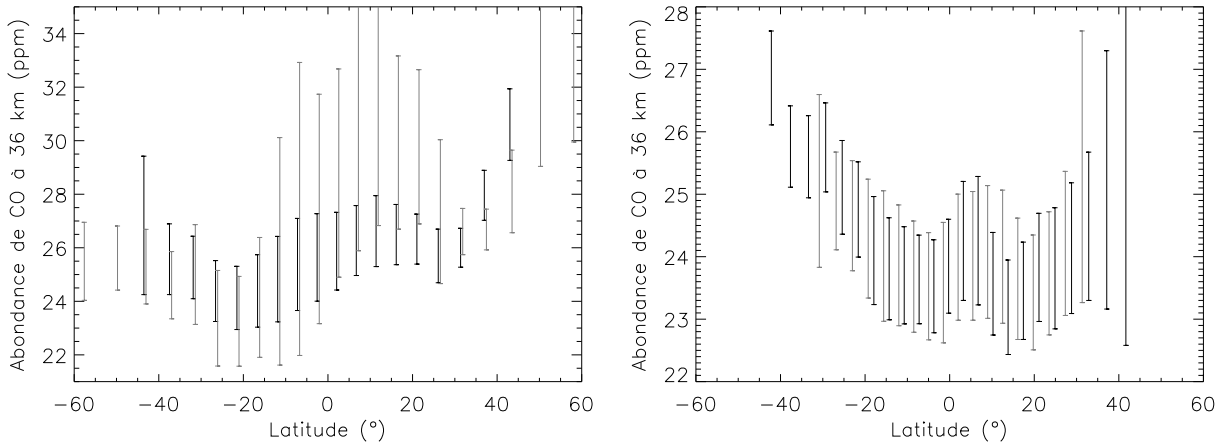


FIG. 9.2 – *À gauche :* Abondances en monoxyde de carbone en fonction de la latitude selon les observations du 9 février 2003 (noir : position 2, gris : position 3) ; *à droite :* Abondances en monoxyde de carbone en fonction de la latitude selon les observations du 13 août 2004 (noir : position 3, gris : position 4).

- Tout d'abord, les variations latitudinales observées pour deux positions différentes au cours de la même nuit sont extrêmement voisines, ce qui suggère une variabilité zonale des abondances en CO inférieure à notre limite de détection, soit quelques parties par million.
- Les deux campagnes d'observations, bien que séparées d'environ 18 mois, montrent une même tendance globale, à savoir *un enrichissement en CO des latitudes moyennes (au-delà de 20 à 30 degrés de latitude) par rapport aux régions équatoriales.* Cette tendance est plus nette dans l'hémisphère sud pour les observations de 2004, et dans l'hémisphère nord pour celles de 2003. Seuls quelques spectres pour la position 2 entre 40°S et 60°S s'accordent mal avec un enrichissement méridional.
- En revanche, aucun trait permanent concernant les variations dans la région équatoriale n'a pu être détecté. Cependant, ces régions sont assez sombres (comme en 2003) du fait d'une couverture nuageuse plus importante, ce qui dégrade la qualité de nos observations (voir figure 9.3 pour l'évolution de l'opacité nuageuse selon la latitude). Ceci est particulièrement remarquable pour la position 2 en 2003.
- Les deux séries d'observations présentent également un désaccord sur les quantités moyennes de CO à 36 km. À vrai dire, seule la position 2 autour de l'équateur pose vraiment problème, comme l'amplitude des barres d'erreur le montre. Ainsi, la position 3 en 2003 donne un moyenne de 25 ± 2 ppm à basse latitude et un enrichissement à 40°N jusqu'environ 31 ± 1 ppm, tandis que la position 3 en 2004 donne plutôt $23,5 \pm 1$ ppm autour de l'équateur et $25,5 \pm 0,5$ ppm à 40°S. L'enrichissement entre 40° de latitude et l'équateur semble être d'environ 20 ± 10 % en 2003 et 7 ± 5 % en 2004. Souvenons-nous cependant que nos méthodes de détection sont plus sensibles aux variations relatives qu'aux valeurs absolues.

9.1.3 Meilleur traitement de l'opacité nuageuse

Les variations d'opacité nuageuse au sein des spectres obtenus sur une même position de la fente sont assez importantes, comme en témoigne la figure 9.3. L'évolution latitudinale de l'opacité est très similaire sur deux positions différentes de la fente au cours de la même nuit, si l'on excepte les remontées systématiques aux positions latitudinales extrêmes : bien que très faible devant celui affectant la lumière visible réfléchie, l'assombrissement centre-bord est tout

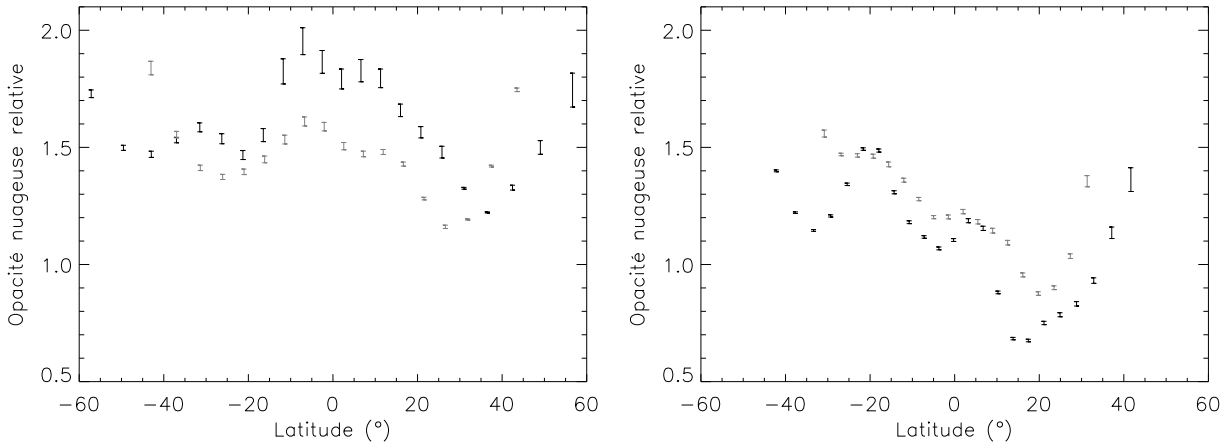


FIG. 9.3 – *À gauche :* Opacité nuageuse relative en fonction de la latitude selon les observations du 9 février 2003 (noir : position 2, gris : position 3) ; *à droite :* Opacité nuageuse en fonction de la latitude selon les observations du 13 août 2004 (noir : position 3, gris : position 4).

de même observé près du limbe de Vénus du fait de l'absorption accrue sur les longs parcours optiques au sein de l'atmosphère supérieure de Vénus. L'algorithme décrit en section 8.2.2 interprète alors à tort cette baisse de luminosité comme un épaississement des nuages inférieurs. La comparaison de ces variations avec celles reconstituées pour l'abondance de CO (figure 9.2) montre parfois de légères corrélations, en particulier quand les variations nuageuses sont importantes – comme en août 2004, autour de 20°N. Cela indique que les différences d'intensité causées par l'inhomogénéité des nuages inférieurs n'est qu'imparfaitement compensée par un simple facteur constant, et un algorithme plus avancé du type décrit en section 8.2.2 peut s'appliquer avantageusement.

L'influence des autres composés gazeux au sein de la partie de la bande de CO utilisée pour déterminer son abondance étant négligeable, le nouvel algorithme n'inclut comme donnée supplémentaire que l'opacité nuageuse, fournie par l'algorithme usuel (voir section 8.2.2). La comparaison entre le nouvel et l'ancien algorithme est représentée sur la figure 9.4.

L'effet attendu d'une telle prise en compte des différences d'opacité nuageuse va dans le sens d'une réévaluation de l'abondance en monoxyde carbone vers des valeurs plus importantes dans les zones d'opacité nuageuse plus faible que la nominale, et *vice-versa* : la signature spectrale de CO est en effet détectable à composition égale quand le parcours au sein du nuage change (voir figure 7.1), et le parcours optique moindre en cas de réduction de l'épaisseur optique des nuages inférieurs implique, à signature spectrale de CO donnée, une abondance profonde de CO légèrement supérieure.

La différence induite par le meilleur traitement de l'opacité nuageuse, bien que qualitativement en accord avec l'argument ci-dessus, n'excède toutefois sur aucune de nos séries de spectres l'étendue des barres d'erreurs, ce qui légitime *a posteriori* le traitement simplifié à la section précédente et les conclusions que nous en avons tirées. On peut tout de même constater un léger nivellement des variations autour de 10°N pour la position 3 du 13 août 2004, avec une légère remontée de CO en accord avec la valeur très faible de l'opacité nuageuse dans cette région.

9.1.4 Vérification par les rapports spectraux

La distribution spatiale du monoxyde de carbone semble donc principalement caractérisée par un enrichissement aux moyennes latitudes par rapport à la région équatoriale (0°-20°). Afin de vérifier ce résultat d'une façon indépendante de nos algorithmes, nous avons calculé deux

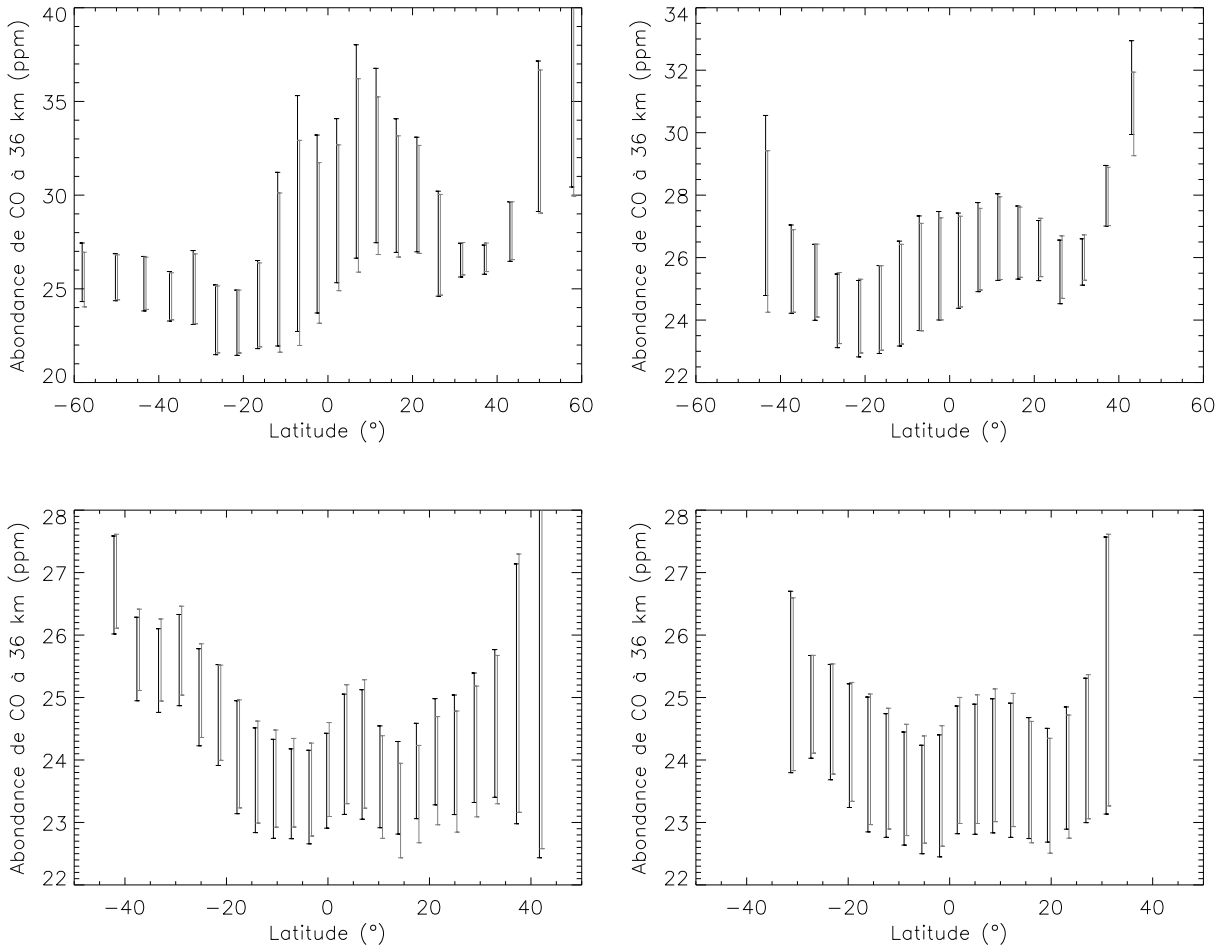


FIG. 9.4 – *En haut à gauche :* variations latitudinales du monoxyde de carbone pour la position 2 le 9 février 2003 selon l'algorithme amélioré (noir) ou l'algorithme précédent (gris) ; *en haut à droite : idem* pour la position 3 le 9 février 2003 ; *en bas à gauche : idem* pour la position 3 le 13 août 2004 ; *en bas à droite : idem* pour la position 4 le 13 août 2004.

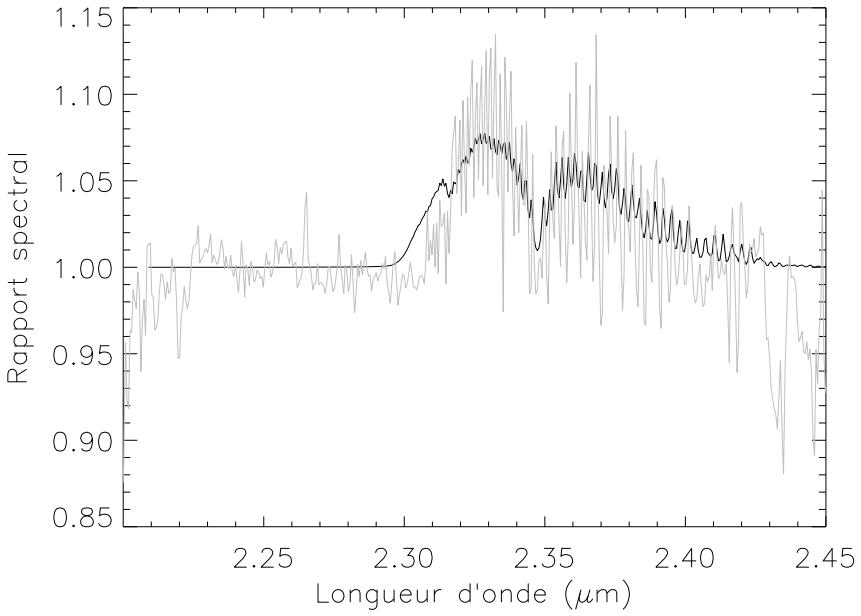


FIG. 9.5 – Rapport d'un spectre simulé avec 90 % de l'abondance nominale en CO à un spectre simulé nominal (noir) ; rapport normé d'un spectre moyenné équatorial et d'un spectre moyenné à plus haute latitude (gris).

rapports spectraux : d'une part entre spectres observés, sélectionnant parmi nos meilleurs spectres un représentant d'une région relativement appauvrie en CO et un représentant d'une région enrichie ; d'autre part entre spectres synthétiques, ne différant du modèle nominal que par les abondances moyennes du monoxyde de carbone, qui sont prises égales aux valeurs obtenues par notre algorithme pour les deux spectres observés qui forment l'autre rapport. Un accord satisfaisant entre ces deux rapports spectraux nous conforterait dans notre interprétation des différences observées sur les spectres par les variations du rapport de mélange en CO, ainsi que sur la validité de nos algorithmes avant de poursuivre leur application à d'autres composés. la figure 9.5 répond de façon très satisfaisante à nos attentes de ce point de vue. Le rapport observé diffère du rapport modélisé sur deux points : tout d'abord par la présence de bruit (d'autant plus remarquable lorsque le signal est faible, donc aux extrémités de la fenêtre spectrale), et de façon plus surprenante par la plus grande amplitude de la structure fine dans la bande de CO (entre $2,3$ et $2,4$ μm.). Cette différence et d'autres plus mineures peuvent être mises sur le compte du bruit, particulièrement important au plus profond de la bande de CO où le signal est très faible, sur le compte d'une légère différence de résolution spectrale entre les spectres synthétiques et les spectres observés, ou encore d'autres influences que la seule abondance du monoxyde de carbone[3]. Toutefois, la signature d'une variation d'abondance en CO de l'ordre de 10 % entre les deux régions latitudinales considérées est difficilement contestable. Nous pouvons donc à présent appliquer nos algorithmes avec une confiance accrue tant sur le plan qualitatif que quantitatif à d'autres situations.

[3]comme par exemple une variation du gradient vertical du profil de CO ou du profil thermique, ou encore de l'opacité nuageuse.

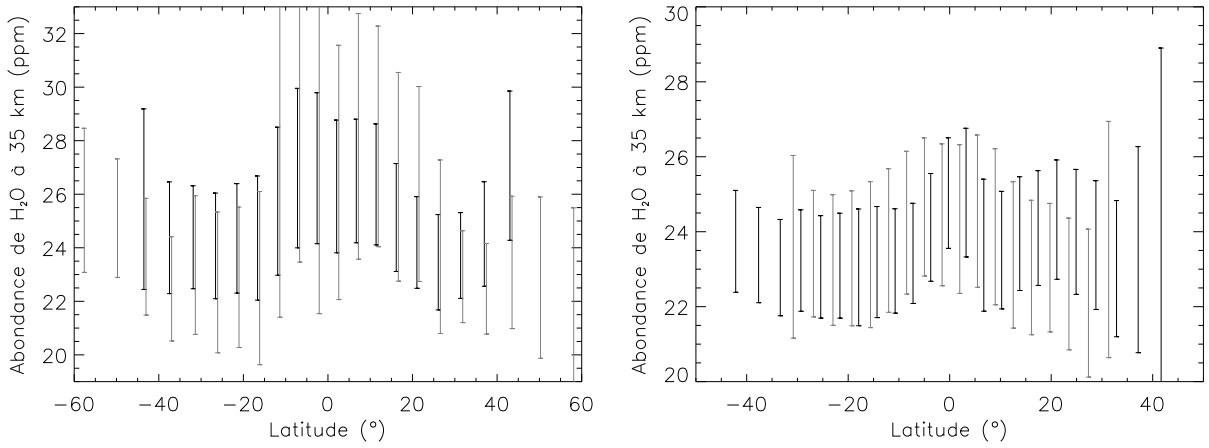


FIG. 9.6 – *À gauche :* Abondance en H_2O en fonction de la latitude selon les observations du 9 février 2003 (gris : position 2, noir : position 3) ; *à droite :* Abondance en H_2O en fonction de la latitude selon les observations du 13 août 2004 (noir : position 3, gris : position 4).

9.2 Vapeur d'eau (H_2O et HDO)

9.2.1 Étude à rapport isotopique constant

Difficultés envisageables

Le profil vertical en eau étant moins bien contraint que celui de CO ou de OCS, le choix du paramètre atmosphérique pertinent, à savoir l'abondance globale en vapeur d'eau à rapport isotopique constant, pose moins de soucis que pour les autres espèces. En revanche, plusieurs limitations empêchent l'application directe de la méthode simple utilisée à la section précédente au cas de l'eau. En effet, la bande de l'eau ne présente aucun intervalle où ce composé est le seul à influencer le spectre (voir figure 7.8). Il est toutefois possible de minimiser le nombre de composés à prendre en compte, en se limitant à une partie de la bande de l'eau. Il est par exemple judicieux de se restreindre à la portion de la bande qui subit seulement la perturbation du monoxyde de carbone[4]. Enfin, étant donnée la largeur spectrale de la bande de l'eau, le caractère non spectralement uniforme de l'opacité nuageuse devrait se révéler plus gênant qu'avec CO, aussi convient-il d'en tenir compte de façon précise. L'étendue spectrale utilisée par l'algorithme pourrait également rendre sensible la relative méconnaissance du comportement spectral de l'opacité continue du dioxyde de carbone. Différents biais peuvent donc apparaître, même s'ils devraient concerner *a priori* davantage la valeur moyenne de l'abondance en eau que les éventuelles variations locales de cette abondance.

Résultats

Les abondances en vapeur d'eau obtenues en prenant en compte les variations d'opacité nuageuse et celles du monoxyde de carbone sont représentées en fonction de la latitude sur la figure 9.6. L'abondance moyenne en eau dans la basse atmosphère semble plus basse que la valeur nominale : 26 ± 4 ppm en 2003 et 24 ± 2 ppm en 2004, à comparer aux 30 ppm communément admis (de Bergh *et al.*, 1991). Sur le plan des variations latitudinales, les deux séances d'observation tendent à montrer un léger enrichissement équatorial, qui est cependant à l'extrême limite de la détection et en tout cas bien moins avéré que les variations en monoxyde de carbone précédemment mises en évidence.

[4]Le choix de restreindre à la portion perturbée par OCS est impossible car contrairement à CO, on ne peut pas déterminer le profil vertical de OCS sans avoir une connaissance antérieure de l'abondance en eau.

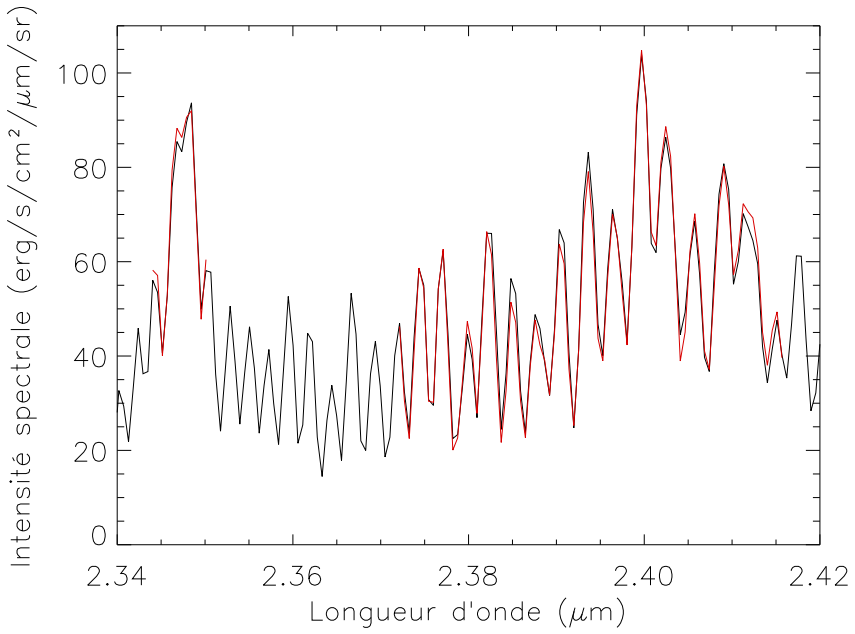


FIG. 9.7 – Spectre observé le 13 août 2004 le long de la position 3 vers 30°S (noir) et sa meilleure représentation synthétique (rouge) sur l'intervalle choisi. Noter la sous-estimation de la part du spectre synthétique aux longueurs inférieures à $2,395$ μm et la surestimation aux longueurs d'onde supérieures.

Il faut également rester prudent quant à nos conclusions sur l'abondance moyenne en vapeur d'eau. Ce résultat dépend en effet fortement des limites considérées pour l'intervalle spectral choisi (voir section 8.1.3). De plus, en altérant légèrement de façon *ad hoc* la valeur de l'opacité continue de CO_2 avec la longueur d'onde, il nous a été possible de trouver pour la nuit du 13 août 2004 une abondance en vapeur d'eau centrée sur 26 ppm et non 24 comme ici (Marcq *et al.*, 2006). Un tel ajustement de l'opacité continue du CO_2 est sans doute souhaitable pour corriger certains défauts systématiques de nos ajustements entre spectres synthétiques et observés dans la région de l'eau comme en témoigne la figure 9.7, mais nos spectres s'avèrent insuffisants pour pouvoir le faire de façon rigoureuse à moins de poser comme parfaitement connue l'abondance en vapeur d'eau par d'autres moyens que la spectroscopie infrarouge, ce qui n'est guère réaliste. Les mesures adéquates en laboratoire sont donc cruciales de ce point de vue, et des projets existent en cette année 2006 pour répondre à la demande de la communauté scientifique pour l'analyse des données de *Venus Express* (Sacha Rodin, communication privée).

Influence des perturbations

Afin de vérifier les influences des paramètres perturbatifs pris en compte dans l'étude de l'abondance en eau, nous pouvons comparer les résultats à ceux obtenus en l'absence de telles prises en compte. Nous avons donc choisi d'appliquer différents algorithmes, tenant compte ou non des variations en CO et/ou de celles de l'opacité nuageuse, aux spectres acquis le long de la position 3 du 13 août 2004 – choisie car elle a précédemment conduit aux résultats les plus précis. Au vu des résultats montrés sur la figure 9.8, nous pouvons formuler les conclusions suivantes :

– L'influence des variations du monoxyde de carbone sur les estimations des variations en eau s'avère la plus importante, et ce bien que l'on ait choisi l'intervalle de calcul de façon à minimiser cette influence. De fait, un accroissement en CO induit dans le modèle une

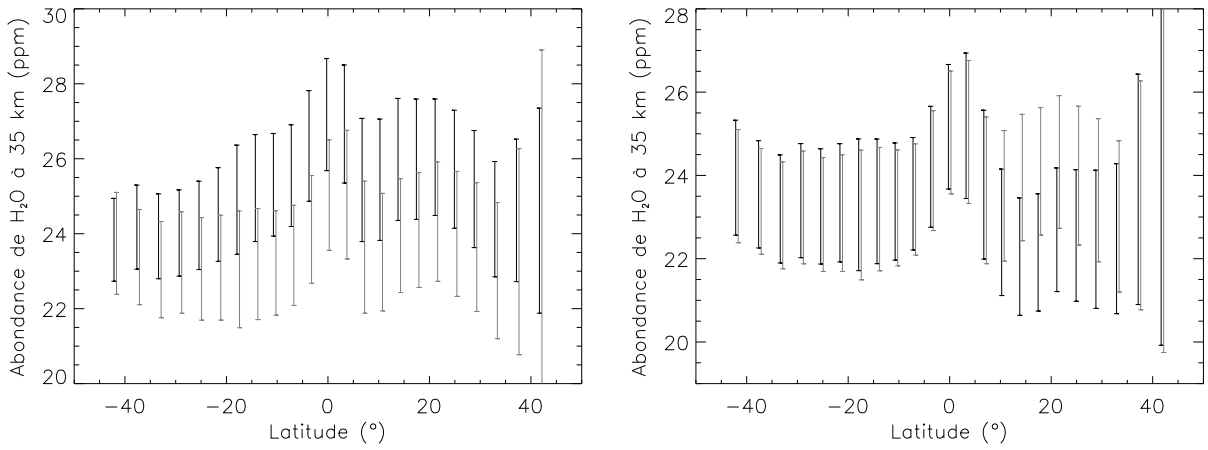


FIG. 9.8 – *À gauche :* Variations latitudinales de l'abondance en eau le long de la position 3 le 13 août 2004 sans tenir compte des variations en CO (noir) et en en tenant compte (gris) ; *à droite :* Variations en eau retrouvées à partir des mêmes spectres, mais en tenant compte (gris) ou non (noir) des variations d'opacité nuageuse.

augmentation de la pente des spectres avec la longueur d'onde au sein l'intervalle utilisé (voir figure 7.8). Quand cet effet n'est pas corrigé convenablement pour les spectres enregistrés aux moyennes latitudes méridionales, l'algorithme impute la variation de cette pente à un appauvrissement relatif en eau, ce qui est nettement visible sur le profil concerné. La possibilité d'une telle distorsion parasite du profil affaiblit en outre la crédibilité de l'enrichissement équatorial en eau mentionné précédemment, interprétable dès lors en tant que correction imparfaite des effets parasites de CO par nos méthodes. Notons enfin la plus petite taille des barres d'erreur lorsque l'on omet de tenir compte des variations en CO, ne reflètant non pas une amélioration de la qualité de l'accord entre spectres synthétiques et observés, mais plutôt l'absence de répercussion des barres d'erreur de CO – considéré alors comme fixé sans marge d'erreur – sur l'incertitude des abondances en eau.

– De façon plus surprenante, l'influence des variations d'opacité nuageuse apparaît non seulement comme assez limitée, mais semble varier de façon inégale : les zones situées entre 10°N et 30°N, où l'opacité nuageuse est plus faible que nominale (*cf.* figure 9.3) sont bien plus affectées que les zones plus sombres situées autour de 20°S. Cet effet, d'interprétation délicate, provient indirectement de l'estimation du monoxyde de carbone. Lorsque l'opacité nuageuse est traitée de façon simplifiée pour déterminer l'abondance en eau, il en est logiquement de même pour le profil de CO fourni. Dans la zone sombre, la sous-estimation du profil en monoxyde de carbone[5] fournit une perturbation de signe opposé à celle causée par la sous-estimation de l'opacité nuageuse, ce qui laisse au total un profil en eau proche de celui obtenu avec l'algorithme complet. À l'inverse, dans la zone brillante, la perturbation directe causée par la variation d'opacité nuageuse s'ajoute constructivement à celle causée indirectement par le changement d'estimation de CO, conduisant à une valeur très différente de l'abondance en vapeur d'eau. En tout cas, cela prouve qu'il est également nécessaire de tenir compte de façon précise des variations d'opacité nuageuse sous peine de déceler une corrélation infondée entre opacité nuageuse et abondance en eau.

En résumé, les profils latitudinaux en eau obtenus présentent d'autant moins de variabilité que l'on prend en compte de façon meilleure les sources de perturbation. Il est donc raisonnable d'affirmer que *dans la limite d'une précision d'environ 15 %, aucune variation latitudinale du*

[5] voir figure 9.4.

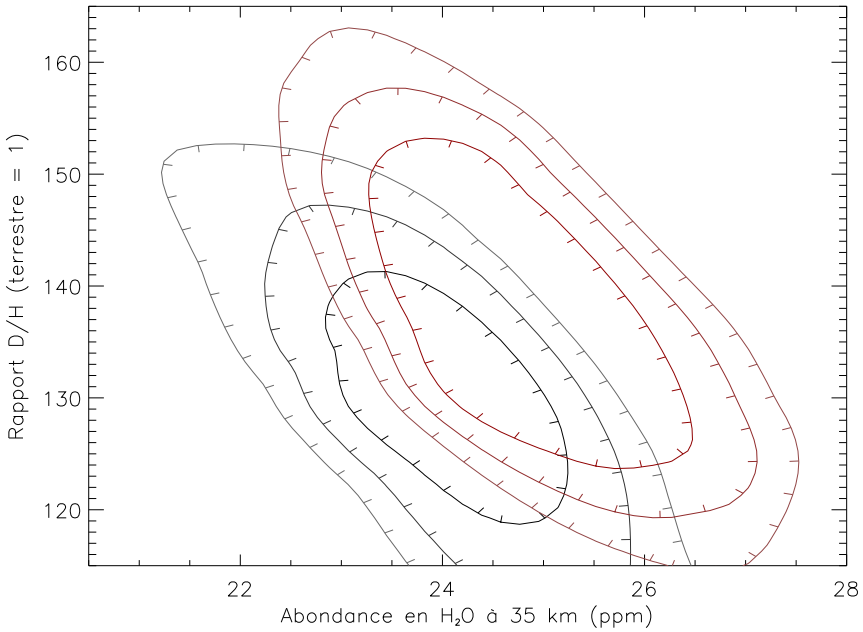


FIG. 9.9 – Contours iso-χ^2 (respectivement à $1.\sigma$, $2.\sigma$ et $3.\sigma$) de l'accord entre spectres synthétiques et spectres observés au sein de la région A (noir) ou de la région C (rouge) concernant la vapeur d'eau

rapport de mélange en vapeur d'eau n'a pu être détectée dans l'atmosphère profonde de Vénus.

9.2.2 Étude du rapport isotopique

Comme cette partie de l'étude requiert des spectres d'excellente qualité et que les variations latitudinales en vapeur d'eau, si elles existent, sont assez limitées, nous n'avons pu procéder à une telle étude que pour des régions assez étendues. Notons que la même difficulté se pose lors de la détermination des gradients verticaux, aussi la procédure est-elle expliquée en détail à la section 10.1.1. En ce qui concerne la vapeur d'eau, nous avons isolé deux régions aussi différentes que possible du point de vue de l'abondance en eau parmi les excellents spectres issus de la position 3 le 13 août 2004 : la région A, définie à la section 10.1.1 et située entre 40°S et 20°S, la plus pauvre en eau, et une autre, C, située entre 5°S et 5°N, correspondant au possible pic équatorial.

La détermination couplée de l'abondance en eau et du rapport isotopique – les deux composés H_2O et HDO influençant la même partie de la bande spectrale, il est nécessaire de tenir de ces deux paramètres simultanément – fait l'objet de la figure 9.9. On peut y constater notamment que les abondances retrouvées concordent avec les valeurs obtenues avec l'algorithme précédent, ainsi que la tendance à l'enrichissement précédemment observée dans la région C. Le recoupement entre les estimations à $1.\sigma$ ne vient toutefois pas confirmer la réalité de cet enrichissement avec certitude. Aussi est-il plus raisonnable de confirmer la conclusion précédente, à savoir *l'absence de variation latitudinale dans le rapport de mélange en eau en dehors d'une fourchette comprise entre* 22 *et* 27 *ppmv*. En ce qui concerne l'estimation du rapport isotopique de la vapeur d'eau, la forte valeur de celui-ci par rapport à la Terre se voit confirmé, et nous sommes en mesure d'en apporter une nouvelle estimation, *entre* 115 *et* 155 *fois celui rencontré sur Terre*. L'amélioration notable de la barre d'erreur comparativement aux travaux précédents est particulièrement intéressante pour mieux comprendre l'histoire passée de l'eau sur Vénus.

9.3 Sulfure de carbonyle (OCS)

9.3.1 Détermination du paramètre pertinent

Le sulfure de carbonyle est, avec le monoxyde de carbone, le seul composé pour lequel les observations infrarouges ont permis de déterminer un profil dans la basse atmosphère, et non une simple contrainte sur l'abondance moyenne. En conséquence, la question de déterminer un paramètre représentant de façon pertinente les variations des spectres se pose à nouveau.

De la même façon, il n'est possible de contraindre le profil que dans une région limitée de la basse atmosphère, située toujours aux alentours de 35 kilomètres d'altitude. On pourrait donc penser, en suivant le même raisonnement déjà appliqué pour CO, que le paramètre pertinent serait ici aussi un simple facteur d'homothétie appliqué à l'intégralité du profil vertical. Ce serait oublier une différence fondamentale entre les profils verticaux nominaux de ces deux gaz : OCS voit son abondance divisée par un facteur 100 entre 30 et 45 km d'altitude, tandis que la variation relative de CO sur cet intervalle n'est que d'environ 25 %. Si l'on se contente de multiplier le profil par un facteur constant à toutes les altitudes pour expliquer les variations, celui-ci sera déterminé principalement par la variation *relative* d'OCS nécessaire à l'altitude de maximum de sensibilité – environ 33 kilomètres pour cette espèce. Ce facteur multiplicatif, appliqué à plus basse altitude, nous conduirait à y postuler de façon non justifiée une variation *absolue* très importante du rapport de mélange – car l'abondance en OCS croît très rapidement avec la profondeur dans et immédiatement sous l'intervalle d'altitude sondé. Une telle modélisation est en désaccord avec le principe d'économie des variations que nous avions suivi pour CO, il faut donc trouver une autre variable simple pour décrire les variations d'abondance en OCS.

La forme du profil nominal nous apporte un élément de réponse. Le profil est en effet caractérisé par une rupture de pente très marquée autour de 30 kilomètres d'altitude. En dessous, le profil est uniforme, au-dessus commence la décroissance très rapide de l'abondance de ce gaz. Un moyen d'altérer la teneur en OCS de façon notable dans cette zone de décroissance – où la sensibilité des spectres est maximale – sans supposer des variations irréalistes d'abondance plus en profondeur est de prendre comme paramètre d'ajustement l'altitude délimitant la région uniforme ($dq_{\mathrm{OCS}}/dz = 0$) située en-dessous de la région où $dq_{\mathrm{OCS}}/dz < 0$. De façon équivalente et plus simple informatiquement, la variable utilisée pour caractériser les variations en sulfure de carbonyle a donc été choisie comme un facteur α appliqué aux *pressions* régnant aux points de contrôle du profil vertical situés au-dessus et au niveau de la rupture de pente. Un facteur α inférieur à l'unité dénote donc un profil où les pressions dans la zone de décroissance sont plus basses, ce qui revient approximativement[6] à une translation ascendante du profil de référence, et inversement pour $\alpha > 1$. Cependant, dans un but de comparaison avec les études précédentes et afin de faciliter les interprétations, nous présentons ici les variations de profils obtenues en termes d'abondance à 33 kilomètres d'altitude, c'est-à-dire au maximum de sensibilité.

9.3.2 Résultats

Validité du traitement des perturbations

Outre les variations d'opacité nuageuse qui affectent l'intégralité de la fenêtre à $2,3\ \mu$m, la bande spectrale d'OCS subit une forte perturbation de la part de la vapeur d'eau comme en témoigne la figure 7.8. Les effets de traitements plus ou moins poussés de ces perturbations sur les observations du 13 août 2004, choisies pour leur qualité, font l'objet de la figure 9.10.

– Tout d'abord, la prise en compte détaillée de l'opacité nuageuse conduit à des effets similaires à ceux observés pour la vapeur d'eau, avec une influence plus marquée dans

[6] Ce serait exact pour une pression évoluant de façon exponentielle avec l'altitude, ce qui est vérifié de façon satisfaisante pour un intervalle vertical de quelques kilomètres de haut.

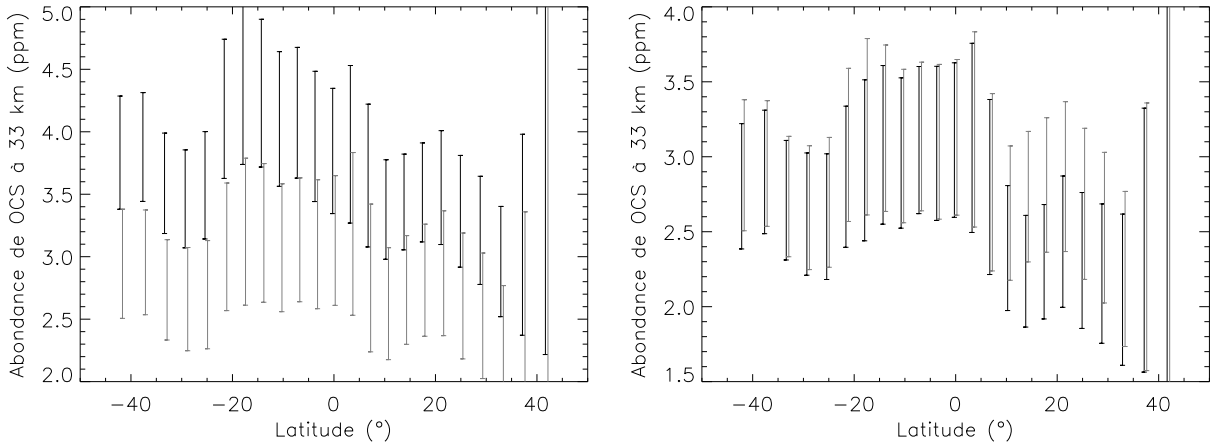


FIG. 9.10 – *À gauche :* Variations latitudinales de l'abondance en sulfure de carbonyle le long de la position 3 le 13 août 2004 sans tenir compte des variations en eau (noir) et en en tenant compte (gris) ; *à droite :* Variations en OCS retrouvées à partir des mêmes spectres, mais en tenant compte (gris) ou non (noir) des variations d'opacité nuageuse.

les régions de faible opacité. De la même manière, ceci est le résultat de l'interférence entre les effets directs de la prise en compte de l'opacité nuageuse sur la bande d'OCS, et les effets indirects de cette prise en compte sur l'estimation de l'abondance en eau[7]. En tout cas, la perturbation causée par les variations d'opacité nuageuse n'excède jamais l'étendue de la barre d'erreur, ce qui n'était pas toujours le cas pour la vapeur d'eau.

– La prise en compte des variations en vapeur d'eau a au contraire pour effet principal et majeur un enrichissement global en OCS sans altérer toutefois les variations en valeur absolue. Cela se comprend aisément : la teneur en vapeur d'eau est fixée à 30 ppm dans la zone sondée dans le cas simplifié, or nos mesures de vapeur d'eau donnent plutôt 24 ± 2 ppm pour l'intégralité de la série de spectres du 13 août, sans variations latitudinales marquées. Cela conduit donc à réestimer l'abondance en OCS de façon quasi-uniforme en latitude à environ 1 ppm supplémentaire. La signification physique de cette translation est assez contre-intuitive, car on s'attendrait plutôt à ce qu'en fixant l'abondance en eau aux 30 ppm nominaux plutôt qu'autour de 24, le surplus d'absorption par l'eau devrait se voir compensé dans notre algorithme par une diminution de l'abondance en OCS. Cet effet, dû à la liberté laissée dans l'algorithme pour ajuster finement les spectres synthétiques sur le spectre observé, montre la difficulté de contraindre le profil en OCS : tout d'abord, la méconnaissance de l'absorption continue de CO_2 empêche de se référer à la partie du spectre non soumise aux influences des autres gaz, située à l'autre extrémité du spectre – et ainsi de contraindre le facteur d'homothétie entre spectre synthétique et spectre observé ; ensuite, la prise en compte des variations en vapeur d'eau, et à travers celle-ci celles des variations en CO, dégrade la précision des estimations de façon significative.

La figure 9.11 confirme le caractère étrange du comportement de nos méthodes sur le cas d'OCS : alors que l'on s'attendrait à une amélioration de l'accord avec la prise en compte de l'abondance en vapeur d'eau mesurée précédemment, c'est le contraire qui se produit. Cependant, dans un cas comme d'ans l'autre, la différence importante entre théorie et expérience entre $2,41$ et $2,42$ μm – soit sur une partie étendue de la bande de OCS – montre qu'un ajustement du gradient vertical en OCS s'avèrera sans doute nécessaire pour parvenir à un bon accord entre théorie et observations. Il nous conforte en tout cas dans l'idée qu'il faut rester très prudents quant aux conclusions que nous pouvons tirer concernant OCS avec un

[7]et au-delà encore, de l'effet d'ordre supérieur dû à la prise en compte de la variabilité en CO *via* H_2O.

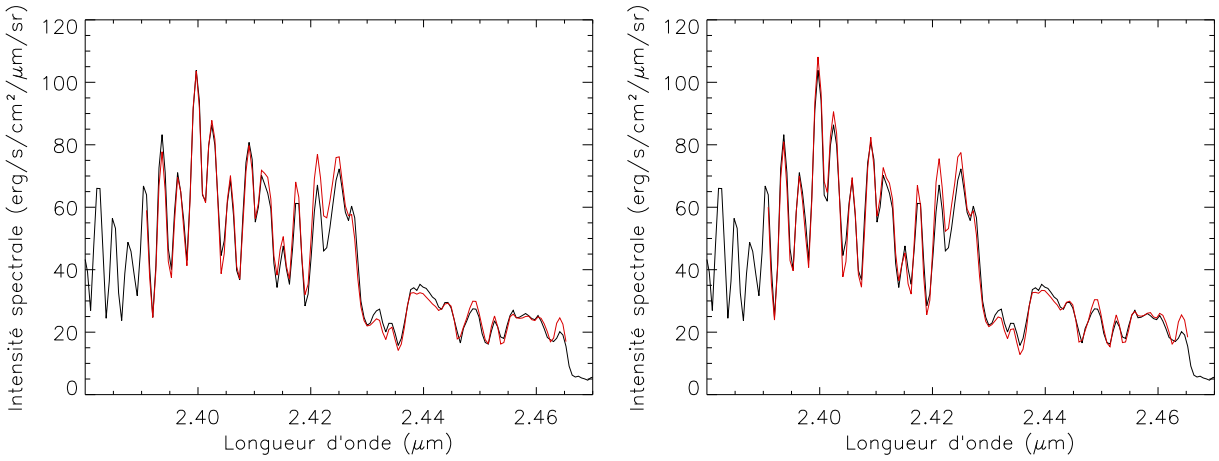


FIG. 9.11 – *À gauche :* Spectre observé le 13 août 2004 le long de la position 3 vers 30°S (noir) et sa meilleure représentation synthétique (rouge) sur l'intervalle choisi avec $q_{H_2O} = 24$ ppm ; *à droite : idem*, mais en fixant l'eau à l'abondance nominale.

algorithme réduisant la liberté du profil vertical à un seul paramètre. Ce défaut a fourni la principale motivation pour le développement des algorithmes exposés au chapitre suivant, capables de gérer simultanément une abondance et un gradient vertical.

Variabilité du profil en OCS

Compte tenu des remarques précédentes, la figure 9.12 présente les variations d'abondance en OCS déduites des spectres correspondants après prise en compte des variations d'opacité nuageuse et vapeur d'eau. Le seul trait marquant sur les quatre séries longitudinales est un appauvrissement relatif[8] aux latitudes moyennes méridionales, au moins pour les observations de meilleure qualité obtenues en 2004, ainsi qu'un appauvrissement analogue dans l'hémisphère nord sur les observations de 2003 et 2004. Les variations constatées, si elles sont confirmées, seraient très importantes en valeur relative, pouvant dépasser les 50 % sur nos données les plus fiables de 2004 ; cela se conçoit aisément puisqu'une translation même minime du profil vertical (moins d'un kilomètre) a dans la zone de décroissance des répercussions importantes sur l'abondance en OCS. Notons dès maintenant que ces zones appauvries en OCS correspondent dans les deux cas aux zones enrichies en CO, et ce bien que les bandes d'absorption des deux composés soient essentiellement disjointes.

Une réserve supplémentaire à l'égard de tout résultat quantitatif apparaît en outre : la valeur du gradient vertical en sulfure de carbonyle, extrêmement élevée en valeur relative dans la zone sondée, rend la notion même d'abondance moyenne au sein des couches atmosphériques sondées beaucoup moins pertinente que pour CO ou la vapeur d'eau. Aussi, de manière encore plus criante que précédemment, l'intérêt de notre algorithme réside bien davantage dans la détermination des variations spatiales de l'abondance en OCS plutôt que dans sa mesure moyenne globale. C'est pourquoi nous nous sommes concentrés sur les conclusions qualitatives de cette méthode plutôt que sur les quantitatives ; cette lacune est comblée dans le chapitre consacré aux déterminations couplées des gradients verticaux et des abondances, ce qui s'est avéré mieux adapté pour le cas du sulfure de carbonyle.

En conséquence, la seule déduction que nous pouvons formuler à ce stade concernant l'évolution latitudinale du profil vertical de OCS est que, *sous réserve de confirmation par des méthodes plus avancées, une anti-corrélation entre les abondances du monoxyde de car-*

[8] en fait, un abaissement de l'altitude de rupture de pente du profil vertical en OCS, compte tenu de l'hypothèse faite précédemment.

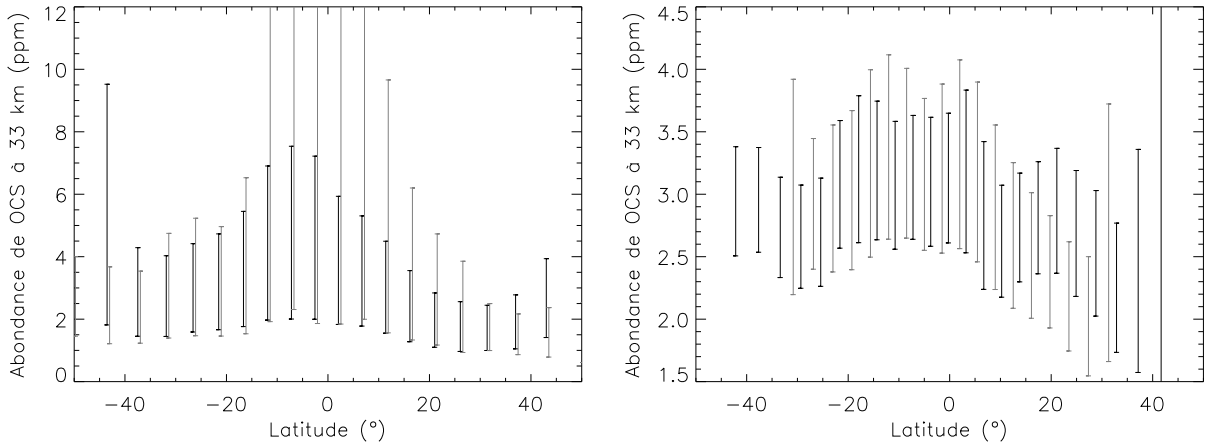


FIG. 9.12 – *À gauche :* Variations latitudinales de l'abondance en sulfure de carbonyle le long des positions 3 (noir) et 4 (gris) le 13 août 2004 ; *à droite :* variations latitudinales de OCS le long des positions 2 et 3 le 9 février 2003.

bone et du sulfure de carbonyle apparaît, notamment dans l'hémisphère sud en 2004 et dans l'hémisphère nord en 2003.

9.4 Discussion

9.4.1 Réalité de l'enrichissement en CO à haute latitude

L'augmentation de l'abondance en monoxyde de carbone observées des basses vers les hautes latitudes sur toutes nos séries de spectres pourrait être attribuée à l'absence de considération d'un effet centre-bord sur l'émission thermique de Vénus : les latitudes moyennes sont observées près du limbe, où l'angle d'émission est tel que le plus grand parcours optique dans la haute atmosphère peut renforcer l'absorption dans les bandes du monoxyde de carbone. Nous pouvons réfuter cette objection grâce aux deux arguments suivants :

- Sur un plan observationnel, deux positions différentes de la fente lors d'une même session d'observations montrent le limbe à des latitudes différentes. Si l'enrichissement en CO était un artefact dû à un effet de bord, les enrichissements de CO devraient être décalées en latitude d'une position de la fente à l'autre. Or, ce n'est pas ce que l'on observe. Par exemple, les positions 3 et 4 de la fente le 13 août 2004 donnent des abondances en CO compatibles entre elles pour l'ensemble des latitudes comme on peut le constater sur la figure 9.2.
- L'autre raison qui nous conforte dans la réalité de cet enrichissement vers les hautes latitudes est d'ordre théorique : la région d'origine de la majorité de l'émission thermique se situe entre 30 et 40 kilomètres d'altitude, comme en témoigne la figure 9.1. Les multiples diffusions au sein des nuages situés une dizaine de kilomètres plus haut entraînent entre autre un effet de moyenne des angles d'émission sur l'étendue du disque Vénusien, si bien que les éventuels effets centre-bord s'en trouvent considérablement réduits. Les effets géométriques ne pourraient alors se manifester qu'au-dessus des nuages vers 65 km d'altitude, dans des régions trop peu denses pour contribuer à l'absorption de façon significative.

9.4.2 Interprétation dynamique

En outre, l'enrichissement en monoxyde de carbone à haute latitude ainsi que l'appauvrissement corrélé en sulfure de carbonyle trouvent une explication naturelle grâce aux variations

verticales déjà connues de ces deux gaz : entre 30 et 40 km, CO voit son rapport de mélange croître avec l'altitude tandis que le sulfure de carbonyle voit décroître le sien. Dès lors, un courant atmosphérique plongeant entraîne aux altitudes sondées un mélange gazeux en provenance de régions plus élevées. La composition moyenne autour de 35 kilomètres d'altitude s'en trouve donc altérée et tend à se rapprocher de celle constatée plus haut, c'est-à-dire enrichie en CO et simultanément appauvrie en OCS. Les résultats que nous venons d'obtenir concernant l'évolution latitudinale de la composition atmosphérique semblent donc s'inscrire naturellement dans le cadre de la circulation générale de la planète, puisque de tels mouvements descendants sont attendus aux moyennes et hautes latitudes du fait de la présence connue d'une circulation de Hadley sur Vénus.

Un prolongement naturel de ces remarques serait de pouvoir dériver des contraintes quantitatives sur cette circulation verticale à partir de ce type d'observations, mais la complexité d'une telle question a dépassé le cadre de cette thèse. La question reste cependant à l'ordre du jour pour des travaux ultérieurs basés sur les observations de *Venus Express*.

9.4.3 Comparaison avec les travaux antérieurs

CO et OCS

En ce qui concerne les valeurs moyennes de l'abondance en monoxyde de carbone à 36 km, nos résultats sont compatibles avec les valeurs communément admises : nous dérivons une abondance moyenne entre l'équateur et 40° de latitude de 25 ± 3 ppm, tandis que Pollack *et al.* (1993) trouvèrent à partir de spectres similaires aux nôtres une fourchette de 23 ± 5 ppm, et Gel'Man *et al.* (1979) obtinrent 28 ± 7 ppm entre 36 et 42 kilomètres à partir de mesures *in-situ* fournies par les sondes de descente *Venera*. À propos du sulfure de carbonyle, les résultats présentés ici n'ont pas permis d'accéder à des valeurs quantitatives pertinentes pour des rapports de mélange, et nous pourrons en dire davantage à la section 10.2.3 du chapitre suivant.

Sur le plan des variations locales, les seuls résultats connus antérieurement à nos travaux furent obtenus à l'occasion du passage de *NIMS/Galileo* à proximité de Vénus en 1991. Collard *et al.* (1993) ont remarqué à cette occasion un enrichissement en CO analogue au nôtre depuis des valeurs autour de 30 ppm à 36 kilomètres d'altitude au sud de 45°N jusqu'à environ 40 ppm au nord[9]. Nos observations sont compatibles avec de telles valeurs : celles de 2003 montrent un accroissement depuis 26 ppm vers 30°N jusqu'environ 30 ppm vers 40°N, et celles de 2004 un accroissement analogue de 24 ppm à l'équateur jusqu'environ 27 ppm vers 40°S, si toutefois l'on suppose une symétrie nord-sud de l'atmosphère Vénusienne[10]. Remarquons néanmoins que nos observations depuis la Terre ne nous ont pas permis d'accéder à des latitudes plus élevées que 40° à 50°, si bien que nous ne pouvons confirmer les résultats de Collard *et al.* (1993) aux plus hautes latitudes.

H_2O et HDO

Bien que nous n'ayons pas mis en évidence de variations spatiales en vapeur d'eau comparables à celles trouvées pour les autres constituants étudiés, nous avons tout de même apporté de nouvelles contraintes sur l'abondance en vapeur d'eau de la basse atmosphère : 24 ± 4 ppm d'après nos données acquises en 2003 et 2004. De précédentes observations infrarouges dans les fenêtres à $1,18$, $1,7$ et $2,3$ μm avaient permis à de Bergh *et al.* (1995) de prescrire cette abondance à une valeur de 30 ± 15 ppm entre la surface et 40 kilomètres. Notons que nos conclusions quant à l'absence de variations spatiales de l'abondance en vapeur d'eau excédant 20% rejoignent celles obtenues par Drossart *et al.* (1993) à partir des données de NIMS/*Galileo*.

[9] en se basant sur des profils verticaux proportionnels à ceux obtenus par *Pioneer Venus* (Oyama *et al.*, 1980).

[10] ce qui semble naturel au regard de la faible obliquité de la planète.

Il est cependant à noter que les mesures in-situ (Moroz *et al.*, 1979) conduisaient à des abondances allant de 60 à 150 ppm entre 22 et 42 kilomètres d'altitude. En outre, Bell *et al.* (1991) ont trouvé sur des spectres infrarouges acquis depuis la Terre des variations horizontales en vapeur d'eau allant de 20 ppm dans les régions les plus sèches à près de 200 ppm dans une zone plus brillante. Des variations de cette amplitude auraient été aisément détectables par nos méthodes, aussi peut-on affirmer avec certitude qu'elles n'étaient pas présentes aux localisations sondées en 2003 et 2004, et que la possible variabilité spatiale en vapeur d'eau doit se doubler d'une forte variabilité temporelle.

Nos études sur la vapeur d'eau ont également porté sur le rapport deutérium/hydrogène, et ont confirmé sa valeur très élevée comparée à celle rencontrée sur Terre, 135 ± 20 fois plus élevée. Cette valeur confirme et précise la valeur précédemment obtenue par de Bergh *et al.* (1991) de 120 ± 40. Aucune variation locale n'a néanmoins pu être détectée étant donné la grande taille des éléments spatiaux sondés depuis la Terre et la précision des mesures infrarouges, mais la faisabilité d'une telle investigation n'est pas exclue ; la mission *Venus Express*, dont le champ recouvre des étendues plus petites, pourrait sans doute détecter des variations localisées supérieures à 20% du rapport D/H sur Vénus, ce qui pourrait être la signature d'un dégazage local de vapeur d'eau non enrichie en deutérium, et donc d'une activité géologique encore présente.

Chapitre 10

Variabilité des gradients verticaux de CO et OCS

10.1 Définitions préliminaires

10.1.1 Délimitations de régions caractéristiques

Au cours du chapitre précédent, nous avons entre autres résultats mis en évidence une possible anti-corrélation entre les variations latitudinales du monoxyde de carbone et du sulfure de carbonyle – du moins sur tous les spectres de rapport signal à bruit suffisant pour se prêter à une telle analyse. L'étude que nous entendons exposer à présent s'annonce plus difficile, au moins concernant le gradient vertical du monoxyde carbone dont nous avons vu la faible incidence sur les spectres relativement aux autres paramètres que nous avons étudiés. Il nous faut donc trouver un moyen d'améliorer la qualité des spectres étudiés.

Pour ce faire, nous avons procédé à une nouvelle moyenne latitudinale des spectres – la première ayant été effectuée au début du traitement, voir section 5.2.3. Évidemment, ce nouveau traitement n'apporte aucune information qui n'était pas déjà présente, mais sert à déplacer le compromis entre résolution spatiale et rapport signal/bruit au profit de ce dernier. En effet, les variations en CO et OCS notées précédemment impliquent l'existence d'au moins deux types de régions : celles comparativement plus riches en CO et plus pauvres en OCS d'une part, et celles plus pauvres en CO et plus riches en OCS d'autre part, respectivement situées à haute latitude et basse latitude. Nous avons donc délimité en suivant cette typologie deux régions sur lesquelles nous avons introduit des spectres moyennés de haute qualité, nommés A et B par la suite pour plus de commodité, et conçus à partir de nos meilleures observations – à savoir le long de la position 3 lors de la nuit du 13 août 2004. A correspond à la moyenne des spectres situés entre 40°S et 20°S, riches en CO, tandis que B consiste en la moyenne de ceux situés entre 20°S et l'équateur. Au demeurant, il se trouve que les opacités nuageuses inférieures de ces deux spectres sont voisines l'une de l'autre et proches de l'opacité nominale – en unités nominales, $1,22$ pour A et $1,14$ pour B – bien que cela n'ait pas été intentionnel. Nous pourrons donc suivre l'éventuelle variation horizontale des gradients verticaux des deux espèces au regard des variations d'abondance déjà constatées entre A et B.

10.1.2 Problèmes liés à la définition des gradients verticaux

Les familles de profils verticaux utilisées dans ce chapitre pour CO et OCS sont basées sur un principe analogue à celui exposé à la section 7.3.2, à savoir la séparation des points de contrôle des profils en deux ensembles – l'un au-dessus de 40 km et l'autre en dessous de 30 km – auxquels il est affecté deux facteurs multiplicatifs distincts a et b pour les abondances. Or, dans un double souci de compréhension physique et de comparaison avec les travaux antérieurs, il est préférable d'avoir principalement accès aux abondances $q(z_0)$ à une altitude z_0 ainsi qu'au gradient vertical à cette même altitude $dq/dz_{|z=z_0}$. Fort heureusement, il est

mathématiquement possible d'exprimer une fonction L telle que $L(q, dq/dz) = (a, b)$, même si sa longueur et sa complexité font qu'il ne nous a pas semblé utile d'inclure son expression dans ce manuscrit. Nous avons donc été en mesure de calculer nos grilles de spectres théoriques en fonction de ces paramètres physiquement pertinents, et de présenter nos résultats en fonction d'eux.

Cependant, les profils $q(z)$ utilisés dans le calcul de ces spectres synthétiques consistent encore en des fonctions affines par morceaux, $\log q(z) = \alpha \log P(z) + \beta$. Par conséquent, entre deux altitudes de contrôle données, le gradient vertical réel dq/dz ne reste pas constant au contraire du pseudo-gradient vertical $\alpha = \frac{d \log q}{d \log P}$; ils peuvent cependant être déduits l'un de l'autre selon l'expression : $\frac{dq}{dz}(z_0) = \alpha q(z_0) \frac{d \log P}{dz}(z_0)$. Dans le cas de CO, le profil nominal dans la zone sondée repose sur les points de contrôle suivants : $q_{CO}(22 \text{ km}) = 20$ ppm et $q_{CO}(42 \text{ km}) = 30$ ppm. $d \log P/dz$ et q ne variant pas beaucoup entre ces deux altitudes, la donnée d'un gradient vertical est représentative de l'intervalle sondé à $2,3$ μm et pourra caractériser pertinemment un profil donné. Par contre, les points de contrôle pour OCS, à savoir $q_{OCS}(30 \text{ km}) = 16$ ppm et $q_{OCS}(37 \text{ km}) = 0,5$ ppm, impliquent dans l'intervalle sondé une variation en abondance de OCS de près de deux ordres de grandeur sur seulement 7 kilomètres. Le gradient vertical en OCS à 33 kilomètres d'altitude, qui est l'un des paramètres de la grille synthétique, diffère donc substantiellement de celui à seulement quelques centaines de mètres d'altitude d'écart, et ce en plein cœur de la zone d'altitude sondée. Aussi, bien que nous présentions nos résultats en termes de gradients verticaux, le paramètre α, qui reste inchangé de 30 à 37 km d'altitude pour OCS, sembler garder sa pertinence.

10.2 Détermination des abondances et des gradients verticaux

10.2.1 Résultats

Différents facteurs perturbatifs ont été pris en compte pour la détermination des abondances et gradients de ces deux espèces. Pour CO, en accord avec les conclusions précédentes, la prise en compte de l'opacité se fait de façon simplifiée par simple homothétie, ce qui réduit considérablement le temps de calcul par rapport à une prise en compte détaillée de l'opacité nuageuse. Pour OCS par contre, il est indispensable de prendre en compte les variations d'opacité nuageuse et de teneur en vapeur d'eau de façon précise. Ceci conduit à un nombre initial de dimensions pour la grille des spectres synthétiques à 4 : abondance en OCS à 33 km, gradient vertical en OCS à 33 km, opacité nuageuse et abondance en H_2O.

Les couples abondance/gradient compatibles avec les observations au sein des deux zones A et B font l'objet de la figure 10.1. Les conclusions du chapitre précédent peuvent être complétées ainsi :

Monoxyde de carbone

Les abondances retrouvées en laissant une plus grande liberté au gradient vertical restent compatibles avec les valeurs correspondantes de la figure 9.2 obtenues au chapitre précédent. L'intersection nette entre le lieu des profils $(q, dq/dz)$ utilisés au chapitre précédent avec ces nouvelles estimations nous donne une garantie supplémentaire quant à la validité des résultats annoncés au chapitre précédent. L'enrichissement en CO constaté précédemment aux latitudes méridionales moyennes en août 2004, et qui a servi pour définir les régions A et B, se trouve ainsi confirmé de façon quantitative. De surcroît, les gradients verticaux associés semblent eux aussi différer entre ces deux régions. Ainsi, la région A connaît un gradient vertical plus fort, entre $0,6$ et $0,9$ ppm/km à 36 km d'altitude, que la région B ($0,2$ à $0,5$ ppm/km).

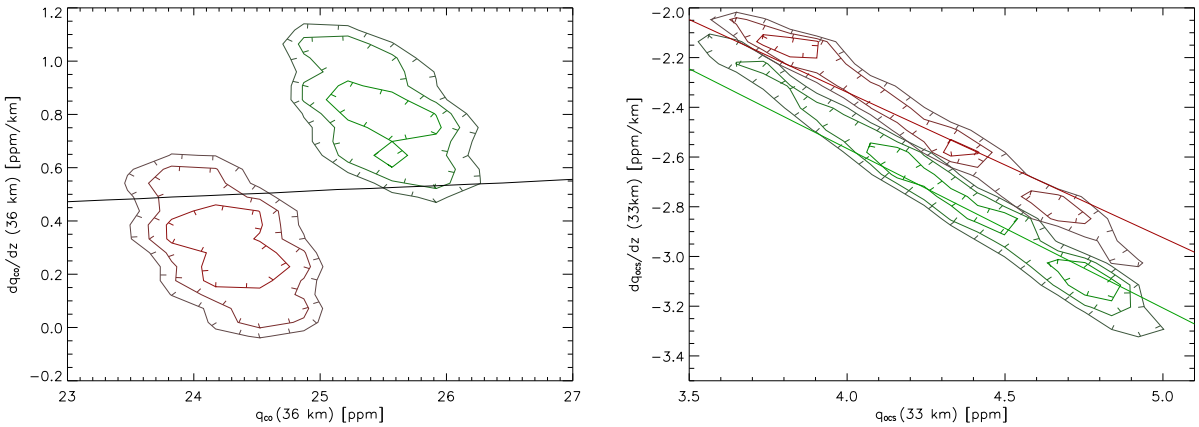


FIG. 10.1 – Contours iso-χ^2 (respectivement à $1.\sigma$, $2.\sigma$ et $3.\sigma$) de l'accord entre spectres synthétiques et spectres observés au sein de la région A (vert) ou de la région B (rouge). *À gauche :* accord concernant CO. La ligne représente le lieu des profils synthétiques en CO considérés au chapitre précédent.*À droite :* accord concernant OCS. Les lignes colorées représentent les profils synthétiques associés à un pseudo-gradient vertical logarithmique α valant respectivement $6,8$ (vert) et $6,2$ (rouge).

Sulfure de carbonyle

En ce qui concerne OCS, les artefacts d'interpolation produisent une perte apparente de connexité sur les paramètres correspondant aux meilleurs profils verticaux. Là encore, les régions A et B connaissent des profils bien distincts, même si les différences sont moins tranchées que pour le monoxyde de carbone : *si l'on suppose le gradient vertical constant en latitude*, les conclusions qualitatives du paragraphe précédent sont confirmées, à savoir un appauvrissement relatif aux moyennes latitudes ; mais l'on peut aussi interpréter les différences observées comme un gradient vertical plus marqué aux moyennes latitudes, *à rapport de mélange constant (à 33 km)*. L'abondance en OCS à 33 km est trouvée dans tous les cas comprise entre $3,5$ et 5 ppmv, et un intervalle pour le gradient vertical en OCS peut également être déduit entre -2 et $-3,2$ ppm/km. Notons au passage que conformément à notre intuition, le pseudo-gradient α semble mieux contraint que le gradient lui-même : les lignes iso-α visibles sur le diagramme de droite de la figure 10.1 en sont une preuve, nous permettant de contraindre α entre 6 et 7, avec une valeur moyenne de $6,8$ pour la région A et $6,2$ pour la région B.

Enfin, la comparaison entre les figures 10.2 et 9.11 permet de constater une amélioration substantielle de l'accord entre spectres synthétiques et spectres observés en particulier entre $2,41$ et $2,42$ μm. Ce fait nous conforte dans la plus grande confiance à accorder à nos déductions de cette section comparativement à celles du chapitre précédent en ce qui concerne le sulfure de carbonyle.

10.2.2 Interprétation dynamique

La principale conclusion qualititative de ce chapitre consiste en la mise en évidence de variations des gradients verticaux corrélées à celles précédemment constatées sur les abondances. Ainsi, le gradient vertical en CO apparaît significativement plus fort dans la région A, où CO est par ailleurs plus abondant. De même, l'observation de la figure 10.3 confirme le fait que la région A connaît un gradient plus marqué en OCS que la région B, même si les abondances correspondantes à 33 kilomètres ne diffèrent pas de façon nette.

Ces phénomènes sont cohérents avec l'explication dynamique déjà avancée auparavant concernant une circulation descendante dans la région A (moyennes latitudes), à condition

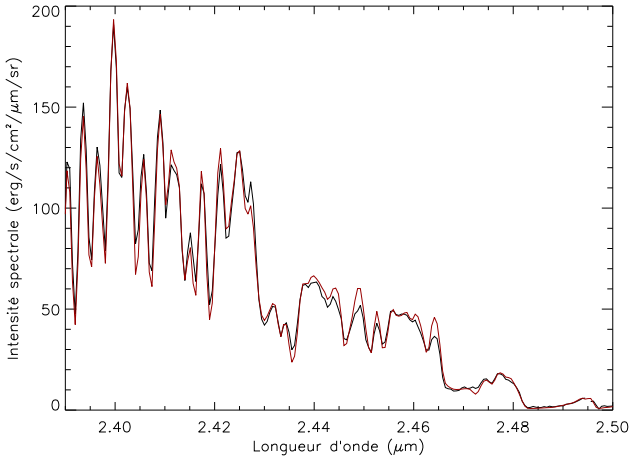


FIG. 10.2 – Spectre observé dans le région A (noir) et meilleur ajustement par un spectre synthétique (rouge).

que la vitesse moyenne de ce mouvement vertical décroisse avec la profondeur atteinte[1] au sein des couches sondées ici. En effet, un tel écoulement conduit non seulement à l'accumulation du monoxyde de carbone et l'appauvrissement en sulfure de carbonyle déjà discutés auparavant, mais l'apparente « compression »des profils verticaux qui résulte de cette accumulation tend à renforcer en valeur absolue les gradients verticaux préexistants, ce que l'on constate ici.

Néanmoins, tout comme la variabilité des abondances nous renseignait précédemment de façon qualitative sur l'existence d'une circulation verticale, la variabilité des gradients vertiaux ne nous apporte ici que des informations de nature qualitative sur la structure verticale de cette circulation. D'éventuelles contraintes quantitatives devraient pouvoir être déduites prochainement grâce à des modèles numériques de circulation générale (GCM), tel que celui en cours de développement au laboratoire de météorologie dynamique (LMD), avec lequel une collaboration est d'ores et déjà prévue (Lebonnois *et al.*, 2005).

10.2.3 Comparaison avec les travaux antérieurs

La seule autre étude des gradients verticaux de CO et de OCS entre 30 et 40 kilomètres d'altitude a été menée par Pollack *et al.* (1993). Mais l'extrapolation des profils verticaux considérés aux altitudes voisines permet une comparaison fructueuse avec d'autres études, notamment concernant le monoxyde de carbone.

CO

Le gradient vertical en CO à 36 km d'altitude dérivé au cours de ce travail se trouve dans l'intervalle $0,5 \pm 0,4$ ppm/km. Cette valeur se trouve être inférieure d'une facteur 2 à celui dérivé par Pollack *et al.* (1993). Néanmoins, l'extrapolation des profils verticaux moyens obtenus[2], montrée sur la figure 10.4 montre le meilleur accord de notre profil moyen avec les travaux précédents, notamment avec ceux obtenus par Oyama *et al.* (1980) à basse altitude. De plus, la valeur de ce gradient donnée dans Taylor *et al.* (1997) ($0,6 \pm 1,4$ ppm/km) s'accorde mieux avec la nôtre. Cette meilleure précision sur le gradient vertical de CO comparé à Pollack *et al.* (1993) est probablement due à la meilleure résolution spectrale dont nous disposons sur nos spectres.

[1] On adopte ici un point de vue lagrangien, d'interprétation plus aisée.
[2] Pollack *et al.* (1993) utilise la même linéarité en $\log P - \log q$ que la nôtre.

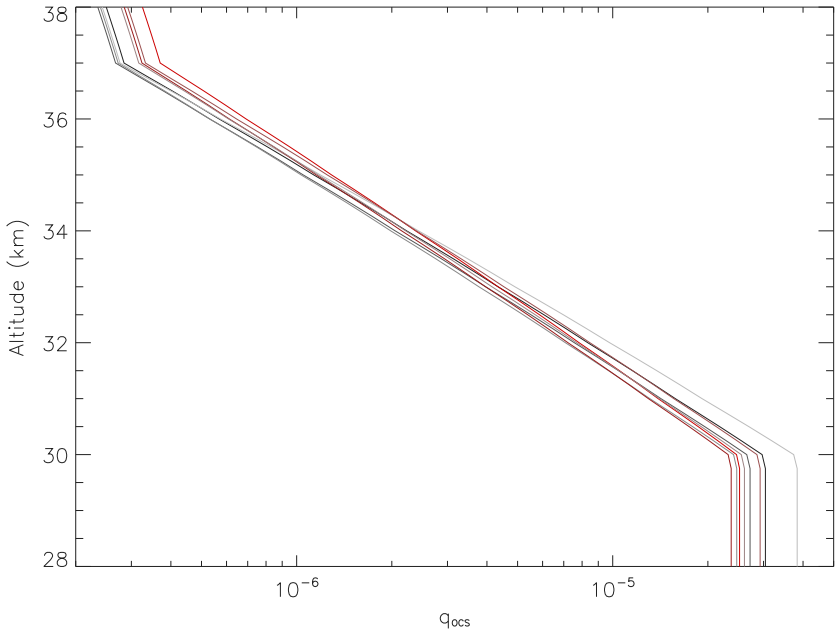


FIG. 10.3 – Profils verticaux en sulfure de carbonyle compatibles avec les observations de la région A (noir) et la région B (rouge).

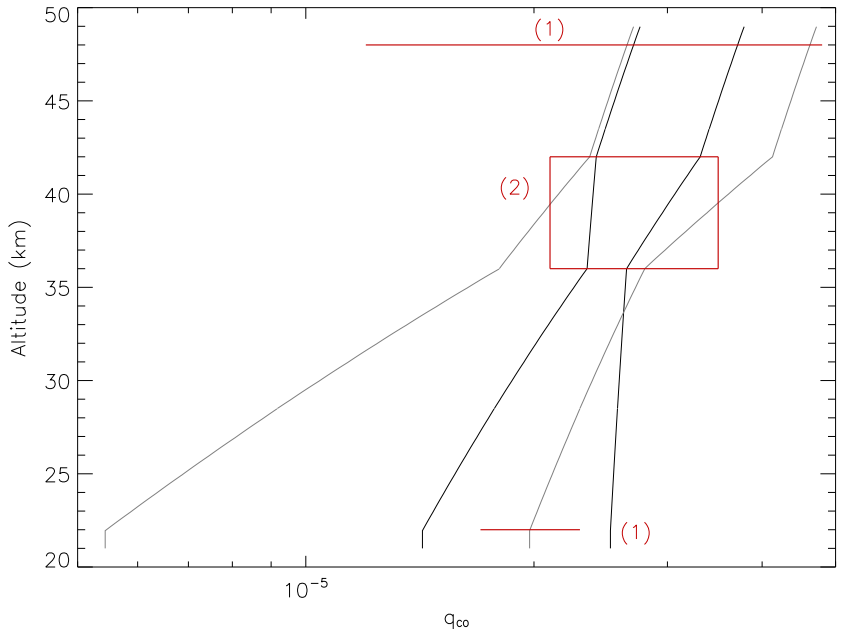


FIG. 10.4 – Profils verticaux (avec leur incertitude) du monoxyde de carbone obtenus selon Pollack *et al.* (1993) (gris) et selon nos propres travaux (noir). Des mesures *in situ* du rapport de mélange figurent également en rouge : (1) pour Oyama *et al.* (1980) ; (2) pour Gel'Man *et al.* (1979).

OCS

Le gradient vertical moyen que nous avons dérivé pour OCS est compris entre -2 et $-3,2$ ppm/km à une altitude de 33 km, tandis que l'abondance trouvée à cette même altitude est comprise entre $3,5$ et 5 ppm. L'estimation du rapport de mélange est donc compatible avec celle donnée par Pollack *et al.* (1993) de $4,4 \pm 1$ ppm ; en revanche le gradient vertical qu'ils donnent, $-1,58 \pm 0,3$ ppm/km, est environ moitié moindre. Une des conclusions de Pollack *et al.* (1993), à savoir l'opposition entre les gradients vertiaux de CO et de OCS, semble invalidée ici. Au demeurant, la forte variation du gradient vertical de OCS avec l'altitude par rapport à celui de CO rend non significative une telle constatation, car il est toujours possible le cas échéant de se placer à une altitude où ces gradients seraient opposés. Un des articles publiés au cours de cette thèse (Marcq *et al.*, 2006) dérive par ailleurs des gradients qui peuvent être opposés pour CO et OCS à la même altitude de 36 kilomètres.

Il est par ailleurs intéressant de noter que le gradient vertical et l'abondance en sulfure de carbonyle dérivés dans Marcq *et al.* (2006) de façon identique à ceux présentés ici ne correspondent pas à ceux obtenus par extrapolation des valeurs présentées ici ; l'abondance à 36 km dérivée par Marcq *et al.* (2006) est ainsi plus importante qu'attendue, et le gradient vertical plus faible. Mais nous touchons là aux limites inhérentes à nos méthodes, en particulier sur la forme postulée linéaire en $\log q - \log P$ du profil vertical en OCS entre 30 et 36 kilomètres, hypothèse qui serait sans doute à revoir si l'on désirait mener une investigation plus détaillée. Une telle étude est hélas hors de notre portée actuelle compte tenu des données observationnelles dont nous disposons, tant depuis la Terre qu'*in situ*.

Cinquième partie

Résultats préliminaires issus de *VIRTIS/Venus Express*

Chapitre 11

Présentation succinte de la mission

La dernière partie de ce rapport est consacrée aux travaux les plus récents effectués depuis le début de la mission *Venus Express* en avril 2006. Ce chapitre est destiné à familiariser le lecteur avec le déroulement de cette mission et l'instrumentation utilisé, tandis que le suivant traitera des résultats provisoires obtenus à ce jour.

11.1 Historique

11.1.1 L'héritage de *Mars Express* et *Rosetta*

Venus Express est la première mission de l'agence spatiale Européenne (ESA) à destination de Vénus. Elle marque également la fin d'une longue période de désaffection envers cette planète qui n'avait plus été l'objectif premier d'une mission spatiale depuis la fin de la mission *Magellan*. L'attente scientifique était par conséquent considérable : si l'on excepte le survol de Vénus en 1991 par NIMS/*Galileo*, aucune sonde n'avait disposé par le passé de l'instrumentation adéquate pour observer les fenêtres infrarouges nocturnes, puisque leur intérêt scientifique n'a été bien compris que dans la seconde moitié des années 1980, soit bien après la conception des missions *Venera* et *Pioneer Venus*. Or ces fenêtres constituent un vecteur d'investigation irremplaçable quant à la troposphère inférieure de la planète, comme en témoigne nombre d'études menées depuis vingt ans citées ici, parmi lesquelles celles dont le présent rapport fait l'objet. L'essor de la planétologie comparée grâce aux nombreuses données en provenance des missions martiennes nécessitait en outre un effort analogue sur Vénus afin de pouvoir étudier les évolutions, les ressemblances et les différences des trois planètes telluriques majeures.

Le projet de mission qui allait devenir *Venus Express* fut sélectionné en octobre 2002 parmi des divers projets concurrents destinés à employer le savoir-faire et les instruments developpés pour deux missions précédentes de l'ESA, *Mars Express* et *Rosetta*. Ce double héritage explique en grande partie deux caractéristiques majeures du développement de la mission : son extrême brièveté – 33 mois seulement se sont écoulés entre sa sélection et sa validation – et son coût très réduit (220 millions d'euros seulement).

11.1.2 Caractéristiques propres

La plate-forme de base est directement héritée de *Mars Express*. Il y eut cependant lieu de procéder à des adaptations majeures nécessitées par la plus grande proximité au Soleil.

- La conception thermique a dû être intégralement revue, en particulier un nouvel habillage réfléchissant de couleur dorée, ainsi qu'une adaptation des radiateurs.
- Les panneaux solaires ont vu leur surface réduite du fait de l'ensoleillement plus important, et la composition a été changée (AsGa) du fait de la température de fonctionnement plus importante.

– Comme le transfert depuis la Terre s'effectue vers une planète intérieure, il a fallu davantage de carburant pour freiner de l'orbite de croisière interplanétaire à l'orbite de travail.
– Enfin, la Terre est une planète extérieure vue de Vénus, ce qui nécessite l'implémentation d'une seconde antenne pour assurer les communications dans toutes les configurations orbitales rencontrées entre le Soleil, Vénus et la Terre.

La sonde prend ainsi une forme parallélépipèdique dont les instruments occupent une seule face, mesurant $1,5 \times 1,8 \times 1,4$ m. Le pointage des instruments, solidaires du châssis, se fait par orientation de la sonde toute entière. La masse au décollage est de 1270 kg, dont 570 kg de carburant et 93 kg pour les instruments. La sonde dispose grâce à ses panneaux solaires d'une puissance électrique de 1100 W, et d'une mémoire de masse de 12 Gb pour stocker les différentes mesures avant leur envoi (environ 2 Gb de données par jour vers la station terrestre de Cebreros en Espagne[1]). Le centre d'opérations de la sonde se situe comme pour toutes les missions planétaires de l'ESA à l'ESOC de Darmstadt, en Allemagne.

11.1.3 Un début de mission prometteur

La sonde fut lancée avec succès le 9 novembre 2005 à 3h33 UTC par une fusée *Soyouz-Fregat* du consortium *Starsem* depuis la base de Baïkonour au Kazakhstan. Le trajet entre la Terre et Vénus fut direct sans assistance gravitationnelle, et prit 153 jours. L'insertion sur l'orbite de transfert eut lieu sans accroc le 11 avril 2006. Le vaisseau resta ensuite en orbite de transfert jusqu'au 6 mai 2006, au cours de laquelle son apocentre passa progressivement de 350000 km à 66000 km suite à diverses manoeuvres de ralentissement. Divers instruments ont alors pu profiter de l'éloignement exceptionnel de la sonde pour étendre le champ visible à l'ensemble de la planète, comme nous le reverrons par la suite. La durée prévue de la mission est de 500 jours terrestres, soit environ 2 jours Vénusiens, mais pourra sans doute être étendue selon l'état des réserves de carburant[2].

L'orbite de travail est quasi-polaire. Le péricentre se trouve à une latitude de 80°N, et se trouve à une altitude de 250 km. La période de cette orbite est synchrone avec le jour solaire terrestre de 24 heures, ce qui permet d'opérer la sonde aisément depuis la Terre en ne nécessitant par exemple qu'une seule antenne de réception au sol. Une orbite se divise en deux phases principales : une phase de communication avec la Terre, à proximité de l'apocentre, et une phase dédiée aux observations. Selon les cas considérés, les observations peuvent avoir lieu au péricentre en orientation nadir, ou plus tard au limbe, où quelques instruments peuvent également tirer profit d'occultations solaires et/ou stellaires.

11.2 Instruments embarqués

Des sept instruments que comporte la sonde, seul PFS n'est pas opérationnel du fait d'un blocage mécanique. Cette section traitera succintement des divers instruments et leurs objectifs scientifiques, à l'exception de VIRTIS, auquel la section suivante sera entièrement dédiée du fait de son importance pour nos travaux.

11.2.1 PFS

Ce spectromètre infrarouge hérité de *Mars Express* (Planetary Fourier Spectrometer) aurait couvert l'intervalle compris entre $0,9$ et 45 μm à une résolution spectrale de 2 cm^{-1} sur deux canaux différents. Ses objectifs, repris en partie par l'instrument VIRTIS suite aux problèmes majeurs rendant cet instrument inutilisable, consistaient :

[1] Une antenne à New Norcia en Australie sera également utilisée par l'instrument VeRa, et il existe une antenne de secours aux États-Unis.

[2] qui se trouve être excellent du fait de l'absence de problème majeur lors des phases de mise en orbite

- à sonder l'atmosphère au nadir afin d'inverser le profil de température de la surface à 100 km d'altitude ;
- à analyser la distribution des composés mineurs de l'atmosphère – objectif repris intégralement par VIRTIS ;
- à mieux connaître les propriétés des aérosols des nuages ;
- à étudier l'équilibre radiatif de la planète ;
- et enfin à étudier la circulation atmosphérique à différentes échelles.

Vittorio Formisano, de l'IFSI-CNR de Rome (Italie), est le P.I. (Principal Investigator) de l'instrument.

11.2.2 SPICAV/SOIR

SPICAV (SPectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Venus) est l'hériter de l'instrument SPICAM à bord de *Mars Express*, avec cependant l'ajout d'une voie supplémentaire nommée SOIR (Solar Occultation at InfraRed). Ce spectro-imageur dispose de 3 voies : outre SOIR, destiné à observer le Soleil au limbe de la planète entre $2,3$ et $4,2$ μm à une résolution spectrale de 15000, un canal ultraviolet recouvre l'intervalle $0,11 - 0,31$ μm à une résolution spectrale de 300, et enfin un canal infrarouge de $0,7$ à $1,7$ μm à une réoslution spectrale de 1300.

La particularité de cet instrument est de pouvoir non seulement observer au nadir la lumière solaire réfléchie par la surface, mais surtout d'observer l'atmosphère au limbe, permettant ainsi une étude efficace des hautes couches de l'atmosphère (profil thermique, composition, circulation) grâce au parcours optique important ainsi obtenu. L'instrument est en outre capable de suivre le coucher ou le lever d'une étoile ou du Soleil, et d'analyser l'absorption induite par la haute atmosphère de Vénus au cours du mouvement apparent de l'astre considéré.

L'instrument a pour P.I. Jean-Loup Bertaux du Service d'aéronomie du CNRS à Verrières-le-Buisson (France).

11.2.3 VMC

VMC (Venus Monitoring Camera), provenant en partie de l'instrument HRSC de *Mars Express* et de l'instrument OSIRIS de *Rosetta*, est l'instrument dont le champ de vision est le plus étendu de tous les instruments embarqués. Il dispose en outre de capacités spectrales limitées grâce à différents filtres UV, visibles et proche-infrarouge. Seul instrument capable d'embrasser la totalité de la planète à l'apoastre, ses images fournissent le contexte global dans lequel s'inscrivent les autres observations ainsi qu'une partie importante de l'intérêt de la mission pour le grand public. Le filtre ultraviolet permettra de suivre la dynamique globale des nuages supérieurs, tandis que le filtre infrarouge permettra de mesurer du côté nuit l'émission thermique de la surface, cruciale pour la recherche d'une éventuelle activité géologique. Enfin, un suivi global de la fluorescence de la haute atmosphère – et donc de sa dynamique – sera possible grâce aux filtres visible et UV.

Le P.I. de cet instrument est Wojciech Markiewicz du MPI-AE de Katlenburg-Lindau (Allemagne).

11.2.4 MAG et ASPERA-4

Seuls instruments n'étudiant pas directement le rayonnement électromagnétique émis ou réfléchi par Vénus, ils ont pour rôles respectifs de mesurer la champ magnétique autour de Vénus et d'analyser le plasma chargé et neutre rencontré par la sonde.

ASPERA-4

ASPERA-4 (Analyser of Space Plasmas and EneRgetic Atoms), issu de l'instrument ASPERA-3 de *Mars Express*, consiste en quatre senseurs étudiant respectivement :

- la distribution angulaire des particules neutres,
- leur distribution en vitesse et en masse,
- la composante chargée du plasma par spectrométrie de masse
- l'énergie des électrons.

Ces analyses du milieu dilué situé à proximité de Vénus permettront de mieux appréhender l'interaction entre l'exosphère de Vénus et le vent solaire, ainsi que l'échappement atmosphérique grâce aux mesures de la distribution spatio-temporelle du plasma.

Cet instrument a pour P.I. Stanislav Barabash de l'*Institute of Space Physics* de Kiruna (Suède).

MAG

Ce magnétomètre permettra de mesurer l'intensité et la direction du champ magnétique environnant la sonde. Outre l'exploration du milieu dilué chargé environnant Vénus et de son interaction avec le vent solaire selon un approche complémentaire à celle d'ASPERA, il serait à même de détecter une activité orageuse au sein des nuages.

Son P.I. est Tielong Zhang de l'IWF de Graz (Autriche).

11.2.5 VeRa

Davantage une expérience héritée de *Rosetta* qu'un instrument à part entière, l'équipement de VeRa consiste en oscillateur extrêmement stable, utilisé pour mener diverses expériences de radio-sondage entre la sonde et les stations de réception terrestres. L'analyse du trajet des ondes radio à travers l'atmosphère de Vénus, voire après réflexion sur la surface solide permettront d'avoir accès aux propriétés de cette surface, ainsi qu'à une étude du profil thermique de l'atmosphère au-dessus des nuages, incluant la ionosphère grâce aux effets de mirage.

Bernd Haüsler de l'*Universität der Bundeswehr* à Munich (Allemagne) en est le P.I.

11.3 Le spectro-imageur VIRTIS

11.3.1 Description générale

Le chapitre suivant se basant uniquement sur les données issues de cet instrument, nous en donnons ici une description plus détaillée que pour les autres. VIRTIS (Visible and InfraRed Thermal Imaging System), provenant de l'instrument homonyme de la mission *Rosetta*, est un spectro-imageur comportant 3 canaux dont les caractéristiques principales sont résumées dans le tableau 11.1. Parmi ces canaux, deux sont capables d'accéder aux émissions infrarouges nocturnes de Vénus ; leur description détaillée fait l'objet des sections suivantes. Deux P.I. se partagent la responsabilité de l'instrument : Giuseppe Piccioni, de l'IASF-CNR de Rome (Italie) pour les voies M, et Pierre Drossart du LESIA à l'observatoire de Paris-Meudon (France) pour la voie H. Le lecteur intéressé par davantage d'informations pourra consulter l'article de Coradini *et al.* (1998) portant sur l'instrument de *Rosetta*, dont proviennent les données techniques présentées ici.

La strucure globale de cet instrument de 23 kg se décompose en :

- une partie accueillant l'ordinateur embarqué et l'alimentation électrique, parties, peu sensibles à la température,
- l'électronique des détecteurs ainsi que les machines de Stirling destinées au refroidissement des détecteurs.

Canal	M–VIS	M–IR	H
Intervalle spectral (μm)	$0,25-1$	$1-5$	$2-5$
Résolution spectrale ($\frac{\lambda}{\delta\lambda}$)	$100-200$	$100-200$	$1000-2000$
Champ (mrad)	$64\times0,25$	$64\times0,25$	$0,45\times1,25$
Résolution spatiale (mrad)	$0,25$–1	$0,25$–1	1
Taille de la fente	40 μm $\times$10 mm		28 μm$\times$142 μm

TAB. 11.1 – Caractéristiques des trois canaux de VIRTIS

– rigidement fixé au-dessus, un compartiment refroidi radiativement à 130 K et isolé thermiquement du reste du système. Ce compartiment contient les systèmes optiques des trois voies. Les axes optiques des trois voies sont tous trois orthogonaux à la paroi nadir de la sonde.

11.3.2 Les voies infrarouges

La voie M–IR

L'optique de cette voie, partagée avec celle de la voie M-VIS, consiste en un télescope de Shafer : il s'agit d'un télescope constitué de cinq miroirs (ici en aluminium) tous sphériques, d'un type particulièrement adapté pour les systèmes embarqués, car le premier miroir prend en charge le balayage spatial. Suit un spectromètre de Offner, formé d'un miroir relais et d'un réseau de diffraction sphérique convexe tous deux faits de verre. Seules les surfaces détectrices diffèrent : tandis que la voie visible utilise un CCD en silicium, la voie infrarouge utilise d'un plan focal en tellurure de mercure et cadmium (HgCdTe) refroidi à 70 K. Cette surface compte 256×432 pixels de 38 μm de côté. Le courant d'obscurité est de 72000 électrons par seconde, et la moyenne quadratique du bruit à 280 électrons.

La dispersion spectrale s'effectue le long des 432 pixels de largeur, tandis que la dimension verticale demeure spatiale. Le balayage assuré par l'optique permet alors de reconsituer aisément des cubes spectraux[3]. On peut ainsi clairement voir sur la figure 11.1 les différentes fenêtres spectrales où l'émission nocturne nous parvient.

La voie H

L'optique propre à cette voie est constituée principalement d'un spectromètre à réseau échelle. La lumière incidente est recueillie puis collimatée par deux miroirs paraboliques hors de l'axe optique, puis dirigée sur un prisme pour une première dispersion. Un réseau plan réfléchit ensuite cette lumière et disperse les longueurs d'onde en différents ordres jusqu'à la surface détectrice. Une tel système, dit à dispersion croisée, permet d'obtenir une bonne résolution spectrale compte tenu de la place réduite disponible à bord.

La voie H emploie en effet le même type de détecteur que la voie M-IR. Ses caractéristiques sont en tous points semblables, à l'exception de la valeur du courant d'obscurité, qui est ici de 18000 électrons par seconde. Le signal reçu diffère cependant de façon notable comme il apparaît sur la figure 11.1, car il n'y a aucune dimension spatiale : les ordres de dispersion 8 à 15 de s'alignent selon 8 segments de 3 pixels de large et 432 de long répartis sur l'ensemble de la surface détectrice. Les 8 spectres ainsi obtenus (voir tableau 11.2) sont ensuite lus et envoyés séparément vers la Terre grâce un masque logiciel[4].

[3] Ainsi nommés car on peut les considérer comme un empilement d'images monochromatiques à différentes longueurs d'onde.

[4] Il existe néanmoins un mode de secours qui envoie les données brutes reçue sur le détecteur, mais il est bien moins efficace en termes de débit utile de données.

Numéro d'ordre	Intervalle balayé (μm)
0	$4,012 - 4,985$
1	$3,440 - 4,286$
2	$2,968 - 3,690$
3	$2,675 - 3,341$
4	$2,409 - 3,019$
5	$2,188 - 2,733$
6	$2,002 - 2,503$
7	$1,850 - 2,312$

TAB. 11.2 – Ordres de dispersion de VIRTIS-H

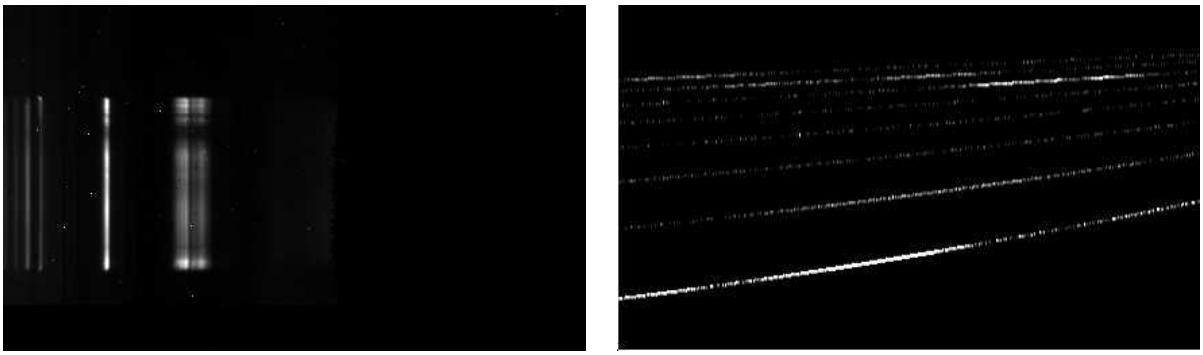


FIG. 11.1 – *À gauche* : Plan focal obtenu lors d'une observation nocturne menée avec VIRTIS-M IR . *À droite : idem*, mais avec VIRTIS-H.

Chapitre 12

Découvertes et confirmations

Cet ultime chapitre traite des premiers résultats obtenus grâce aux observations VIRTIS/*Venus Express*. Il s'est donc déroulé moins de cinq mois entre le début de la mission et la fin de la rédaction de ce mémoire. La possibilité d'obtenir si tôt des informations pertinentes s'annonce extrêmement prometteuse pour la suite. Il faut néanmoins les considérer comme provisoires et avec prudence, compte tenu de ces circonstances.

12.1 Étude du monoxyde de carbone avec la voie M-IR

12.1.1 Algorithme et observations

Observations utilisées

En ce qui concerne la voie basse résolution, nous nous sommes concentrés sur les données reçues lors de l'orbite de transfert. En effet, il s'agit de la seule phase de la mission qui permette à VIRTIS-M d'observer la totalité du disque en une seule observation.

Les deux cubes spectraux utilisés ont été acquis respectivement les 12 et 13 avril 2006, non loin de l'apoastre de la première orbite. Ces vues, centrées sur le pôle sud, permettent d'avoir accès aux régions à haute latitude qui ne peuvent jamais être observées de façon satisfaisante depuis la Terre. Le détecteur était cependant plus chaud que lors du régime normal de fonctionnement du fait de la position inhabituelle de la sonde, ce qui augmente légèrement le niveau de bruit des spectres obtenus. Ceci s'avère peu gênant étant donnée la résolution spectrale moyenne du canal utilisé.

Qualité de l'accord observations/simulations

La calibration absolue des spectres M-IR n'est pas encore disponible à l'heure actuelle, aussi seul l'algorithme simplifié exposé en section 8.1 est applicable. Concernant le monoxyde de carbone, aucune perturbation par un autre gaz n'a dû être prise en compte.

L'accord entre spectre observé en un pixel donné et le modèle apparaît très satisfaisant sur la figure 12.1. Les barres d'erreur seront cependant assez larges étant donné le nombre réduit de longueurs d'onde indépendantes disponibles dans la bande de CO (une dizaine). La résolution spectrale du spectre synthétique semble toutefois légèrement plus grande que celle du spectre observé, mais ceci ne devrait guère s'avérer gênant, au moins pour le monoxyde de carbone dont la bande est aisément identifiable. Il est par contre douteux de pouvoir contraindre[1] de la même façon la vapeur d'eau et le sulfure de carbonyle à partir du seul pic visible autour de $2,4$ μm.

[1] Notons au passage que l'équipe autour de P.Irwin et C.Tsang travaille actuellement à la dérivation tous ces paramètres simultanément à partir de ces mêmes spectres grâce à l'inverseur non-linéaire NEMESIS (Tsang *et al.*, 2005)

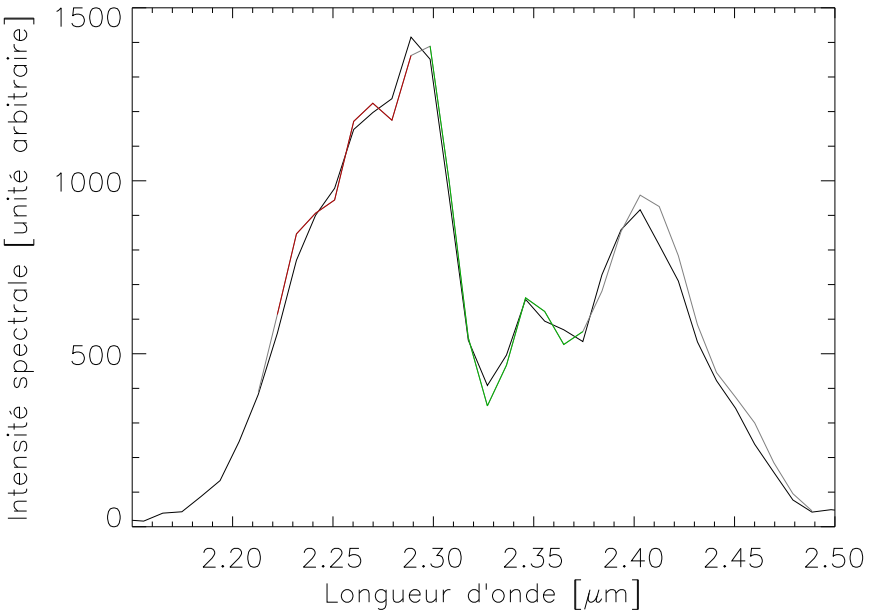


FIG. 12.1 – Accord obtenu entre un spectre nocturne observé lors de l'orbite de transfert avec le canal M-IR (noir) et le meilleur spectre synthétique correspondant (gris, rouge sur l'intervalle d'homothétie, vert sur l'intervalle de calcul).

Problèmes nouveaux

Deux problèmes pourraient néanmoins se poser pour la justesse de l'estimation de l'abondance du monoxyde de carbone. Le premier a déjà été rencontré au cours de la thèse : il s'agit des observations effectuées très près du limbe (à moins de 10° de latitude ici), où il serait possible de surestimer légèrement son abondance profonde. Au contraire, l'hypothèse d'uniformité du profil thermique utilisée dans nos travaux précédents à basse et moyenne latitude pourrait s'avérer non justifiée près du pôle, où la météorologie complexe du collier polaire s'accompagne forcément d'altérations du profil thermique.

Un réchauffement ou un refroidissement généralisé de même intensité à toute altitude n'altère guère la forme du spectre, mais seulement la puissance totale émise. Mais une altération du gradient thermique vertical autour de 35 kilomètres déplace la fonction-poids des altitudes sondées via le changement relatif d'une couche à une autre des températures de brillance. Dans le cas d'espèces ayant un gradient vertical marqué comme CO ou OCS, cela peut conduire à des changements dans l'estimation du rapport de mélange, comme en témoigne la figure 12.2. Celle-ci montre le rapport entre deux spectres ne différant du modèle nominal que par une altération du gradient vertical similaire à celle attendue entre régions à basse et à haute latitude – le spectre au numérateur ayant un gradient dT/dz à 95% de la valeur nominale et le dénominateur 105%. La ressemblance entre ce rapport et ceux montrés sur la figure 9.5 doit nous inciter à la plus grande prudence près du vortex polaire, surtout à basse résolution spectrale comme celle utilisée sur VIRTIS-M. De telles variations du gradient thermique aux altitudes considérées sont toutefois improbables aux latitudes moyennes et basses, comme en témoigne les profils thermiques mesurés par les sondes atmosphériques de la mission *Pioneer Venus* (Sromovsky *et al.*, 1985).

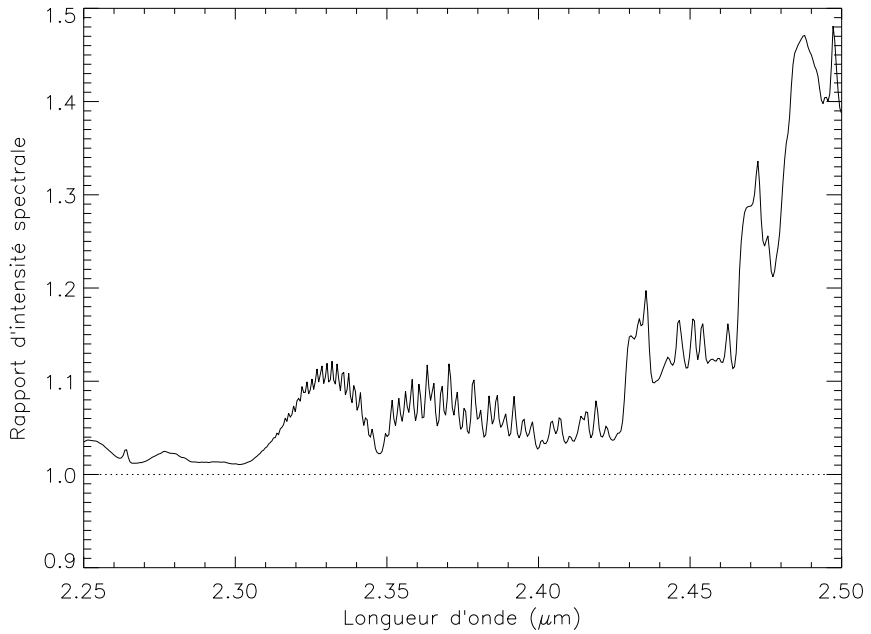


FIG. 12.2 – Rapport de deux spectres simulés ne différant que par la valeur du gradient vertical de la température entre 30 et 40 kilomètres d'altitude.

12.1.2 Résultats préliminaires

Cartes

Les cartes d'abondance du monoxyde de carbone (figure 12.3) obtenues confirment l'enrichissement des régions équatoriales vers les régions à haute latitude. Il semble toutefois que l'abondance en CO ne croisse pas jusqu'au pôle, mais culmine aux alentours de 60°S. Il faut toutefois rester prudent du fait des nombreux problèmes existants pour reproduire correctement les spectres dans la région polaire, du fait de leurs possibles spécificités telle qu'une répartition différente des modes des aérosols, ou encore la différence de profil thermique mentionnée plus haut.

Les cartes d'opacité nuageuse correspondantes font l'objet de la figure 12.4. On peut y remarquer notamment l'opacité importante des régions polaires, responsable en grande partie des difficultés rencontrées pour y dériver l'abondance en CO. Une autre constatation rassurante est de constater qu'il n'y a pas de corrélation systématique dans un sens ou dans l'autre entre ces cartes et les cartes d'abondances de CO de la figure 12.3. De façon encore plus intéressante, les quelques corrélations localisées que l'on peut constater sur les cartes du 12 avril ne sont pas situées exactement aux mêmes endroits sur les deux types de cartes : les variations maximales en CO se trouvent près des bords entre régions d'opacité nuageuse inférieure très différentes. Il se peut donc que l'on détecte des enrichissements ou des appauvrissement dûs à des courants verticaux à échelle régionale prenant place au bord de régions nuageuses sans que l'on puisse savoir s'il y a un lien de causalité et le cas échéant quel est il. Une telle conclusion requiert cependant confirmation sur davantage d'observations avant d'être pouvoir être affirmée avec certitude

.

Profil latitudinal

Le profil latitudinal de la figure 12.5, obtenu par coupe sur l'une des cartes précédentes, confirme ces remarques : l'abondance en monoxyde de carbone y culmine vers 60°S, et la faible

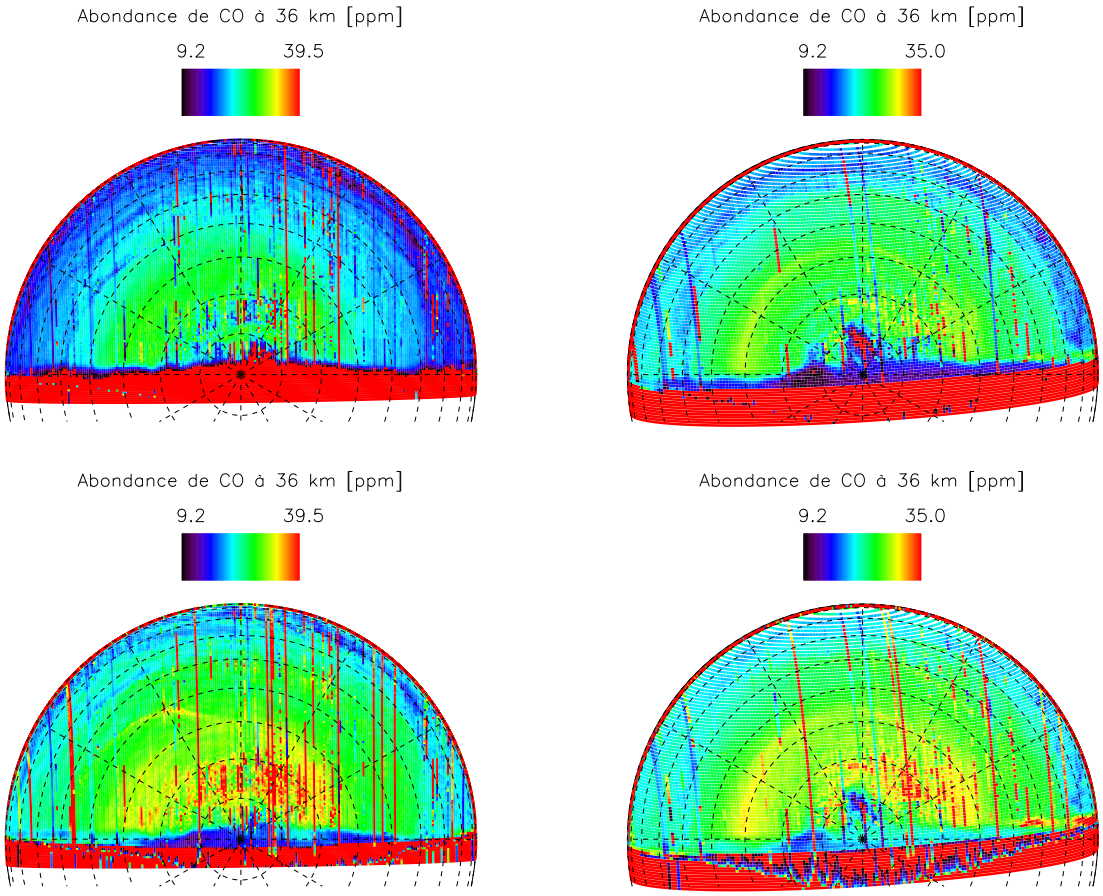


FIG. 12.3 – Cartes d'abondance en monoxyde de carbone obtenues les 12 (à gauche) et 13 avril 2006 (à droite) lors de l'orbite d'insertion. L'erreur est donnée par la différence entre les cartes du haut (limite inférieure) et du bas (limite supérieure).

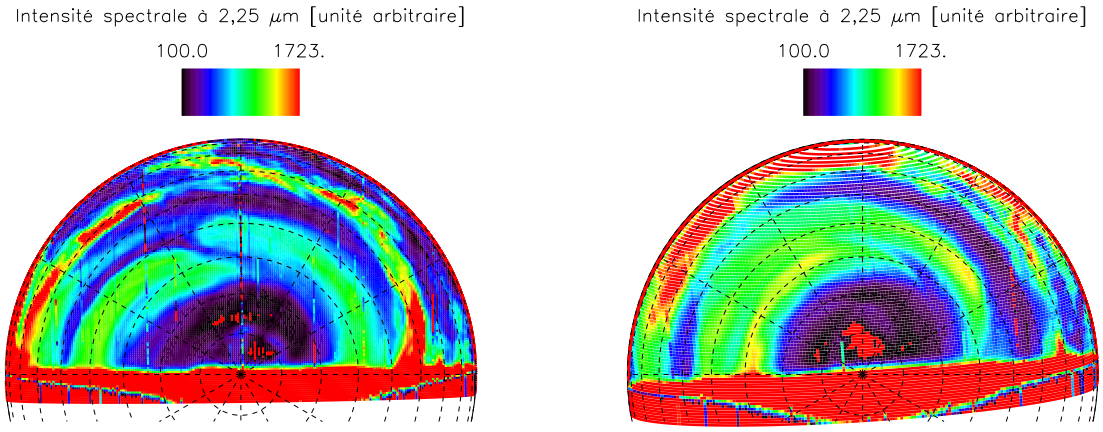


FIG. 12.4 – Cartes de l'opacité nuageuse les 12 (à gauche) et 13 avril 2006 (à droite), obtenues lors de l'orbite d'insertion de *Venus Express*.

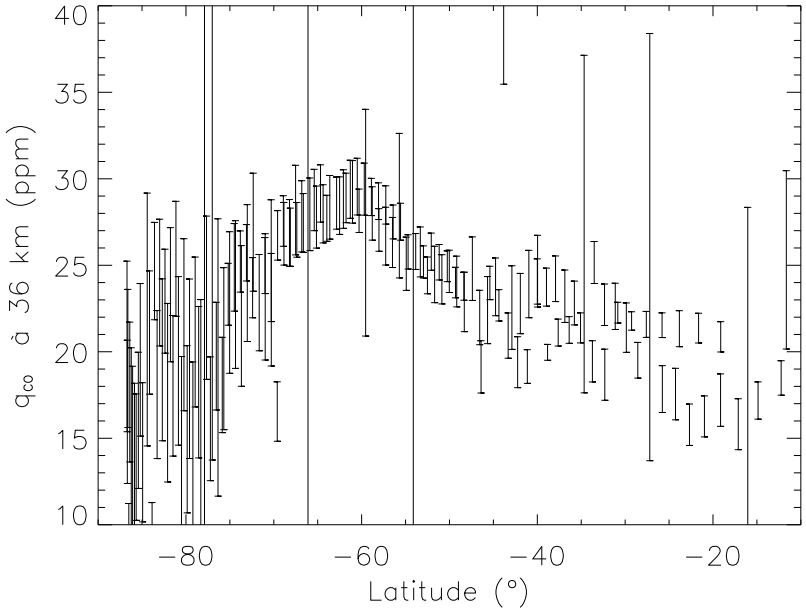


FIG. 12.5 – Coupe latitudinale issue des observations M-IR du 13 avril 2006.

précision dans la région polaire est apparente. L'abondance en CO passe d'une moyenne autour de 18 ppm vers 20°S à 27 ppm à 60°S. Ces valeurs semblent cependant plus basses en moyenne que celles dérivées dans la partie précédente, au moins dans les régions où la comparaison directe est possible. Au vu des résultats obtenus sur la voie H donnant des valeurs équatoriales en CO comprises entre 25 et 30 ppm, il semble que notre algorithme tend à sous-estimer la valeur des abondances pour les spectres de la voie M-IR. Il reste cependant que la détection d'un enrichissment relatif en CO des latitudes équatoriales vers les hautes latitudes est bien plus assurée : non seulement peut-on rappeler que nos méthodes détectent avec davantage de certitude les variations relatives que les valeurs exactes des abondances, mais ce résultat concorde au moins qualitativement avec les conclusions de Collard *et al.* (1993) obtenues avec NIMS/*Galileo* et les nôtres obtenus à partir des spectres acquis sur Terre avec SPEX à l'IRTF.

12.2 Détermination des abondances avec la voie H

12.2.1 Spectres utilisés

Les observations issues de voie à haute résolution ressemblent bien davantage aux spectres traités dans le cadre de cette thèse. Une différence notable dont on peu tirer partie est la présence de plusieurs spectres de différentes ordres par localisation sondée, présentant un important recouvrement. Ainsi, pour l'intervalle qui nous intéresse ($2,2$ à $2,5$ μm), les ordres 5 et 6 tels que définis sur le tableau 11.2 sont utilisables avec profit.

Les spectres utilisés ont été acquis au début de la mission scientifique proprement dite, sur des orbites de travail nominales telles que décrites au chapitre précédent. Issus des orbites 60 (20/21 juin 2006) et 74 (3/4 juillet 2006), ils ont été choisis pour leur rapport signal à bruit très satisfaisant, de l'ordre de 10 à 1 pour les spectres individueles avant tout lissage. La figure 12.6 montre la trace au niveau du sol de la planète des endroits visés par l'instrument. On peut constater l'excursion en latitude importante de l'orbite 60, mais assez modeste de l'orbite 74 : bien que ces orbites soient très similaires, les positions respectives de la sonde lors du fonctionnement de VIRTIS diffèrent sur les deux orbites. Les excursions en longitude sont elles aussi différentes : limitées pour l'orbite 60 et importantes pour l'orbite 74. Notons au

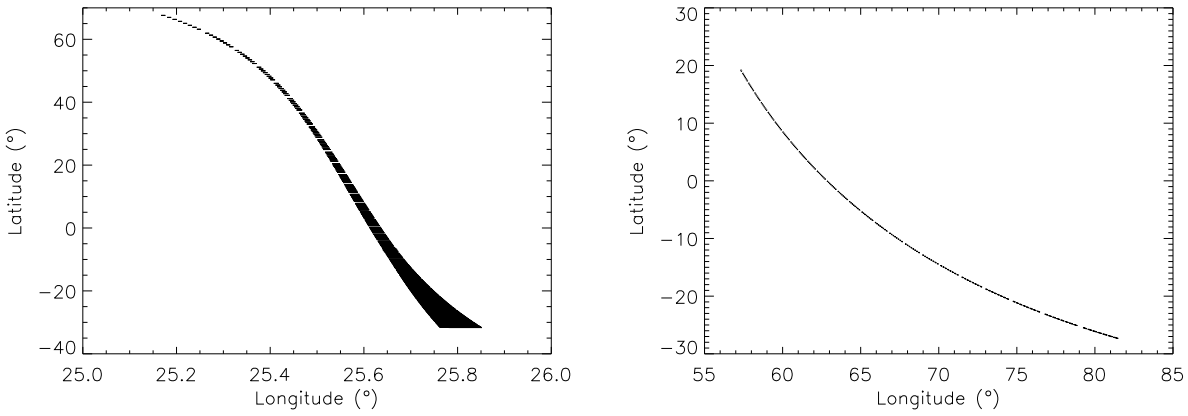


FIG. 12.6 – *À gauche :* Localisations des spectres nocturnes utilisables acquis avec VIRTIS-H le long de l'orbite 60 (20/21 juin 2006) ; *à droite : idem*, mais pour l'orbite 74 (3/4 juillet 2006).

passage l'effet de perspective visible aux extrémités, lorsque les positions visées s'approchent du limbe.

12.2.2 Méthode de détermination

Algorithmes

Outre l'intérêt d'une plus grande résolution spectrale, la calibration en intensité est déjà disponible pour cette voie, ce qui permet d'appliquer des algorithmes plus évolués que celui utilisé pour la voie M-IR. Ainsi, il a été possible de tenir compte des perturbations liées aux variations d'opacité nuageuse pour déterminer l'abondance de CO et de H_2O, ainsi que de celles liées aux variations de CO pour déterminer l'abondance en eau. En ce qui concerne OCS, nous avons eu à ce jour le temps d'implémenter seulement l'algorithme simplifié.

Pour CO et H_2O, deux ordres du spectromètre sont utilisés. Pour des raisons de cohérence, il a été souhaitable de choisir pour l'algorithme des intervalles spectraux les plus similaires possibles dans les deux cas. Or, l'ordre 5 ne permet pas d'utiliser l'intervalle $2,2$–$2,3$ μm dans notre algorithme, comme on peut aisément le constater sur la figure 12.7 par exemple. Nous avons donc dû modifier les intervalles utilisés pour déterminer CO et H_2O par rapport aux choix décrits à la section 8.1.3. L'algorithme simplifié utilisé pour déterminer OCS ne permet pas se choisir pour intervalle d'homothétie une partie du spectre dominée par la vapeur d'eau, d'où un choix d'intervalles U et U' unique. Le caractère expérimental des résultats concernant OCS est donc pour le moment encore plus marqué que pour les autres espèces.

Accord entre observations et simulations

L'accord entre modèle et observations pour les deux ordres considérés fait l'objet de la figure 12.7. La difficulté aux courtes longueurs d'onde pour le spectre d'ordre 5, provenant de problèmes rencontrés lors de la calibration aux limites spectrales des différents ordres, est clairement visible. L'accord au-delà demeure cependant très satisfaisant. Pour l'ordre 6, l'accord semble même meilleur aux courtes longueurs d'onde que pour les spectres acquis à l'IRTF ; cela montre que la méconnaissance de l'opacité continue de CO_2 n'est pas comme on le supposait la source majeure de désaccord entre théorie et observations, mais qu'il s'agit plutôt de la vapeur d'eau terrestre.

La figure 12.8, tout en montrant la bonne qualité de l'accord entre spectres synthétiques et spectres observés pour les deux ordres, montre toutefois que la méconnaissance de l'opacité conitnue du dioxyde de carbone – sans doute visible sur la transition progressive entre une

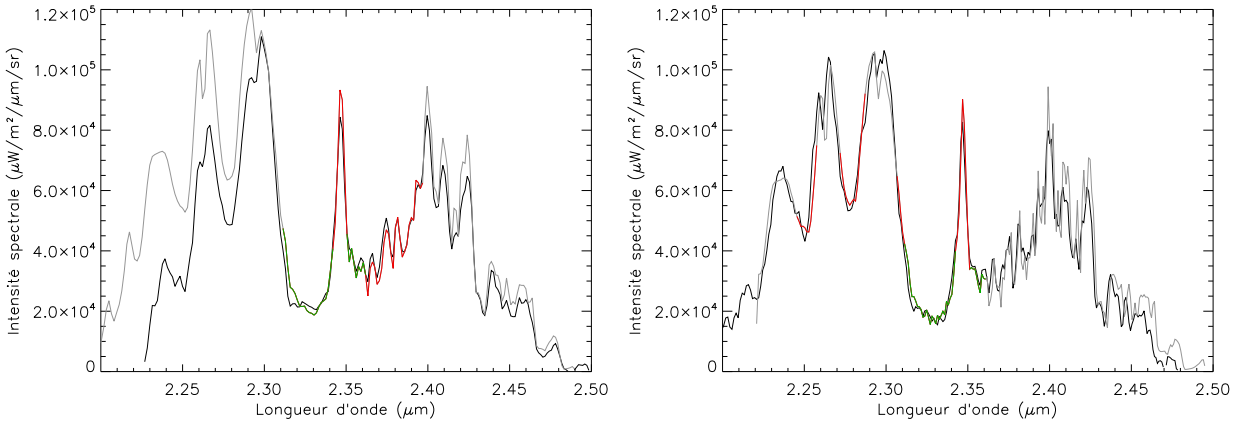


FIG. 12.7 – *À gauche :* accord entre un spectre observé le 20 juin 2006 sur l'ordre 5 de VIRTIS-H et le meilleur spectre synthétique (en rouge sur l'intervalle d'homothétie, en vert sur l'intervalle du calcul, en gris ailleurs) ; *à droite : idem*, mais sur l'ordre 6 du même spectre.

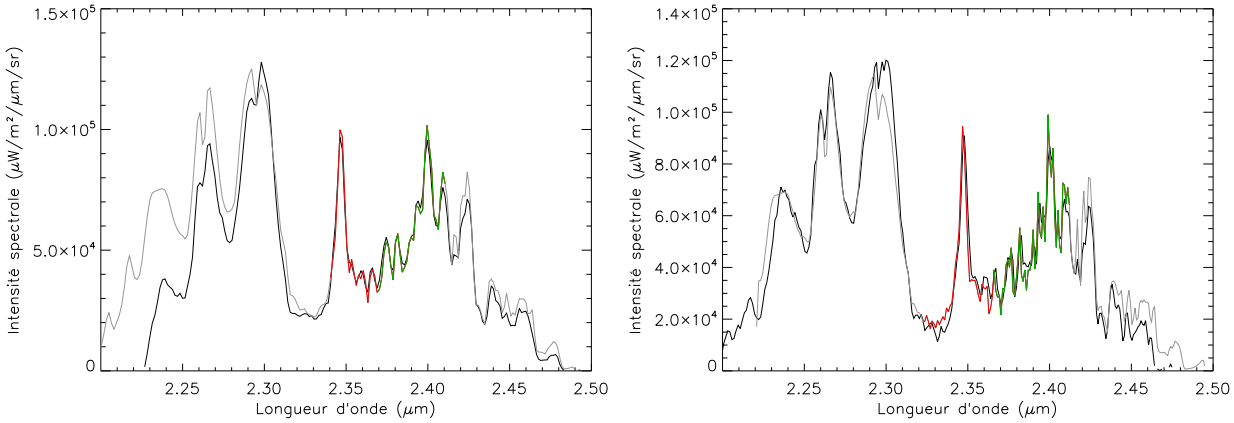


FIG. 12.8 – *À gauche :* accord entre un spectre observé le 3 juillet 2006 sur l'ordre 5 de VIRTIS-H et le meilleur spectre synthétique (en rouge sur l'intervalle d'homothétie, en vert sur l'intervalle de calcul, en gris ailleurs) ; *à droite : idem*, mais en utilisant l'ordre 6 du spectromètre.

sous-estimation aux courtes longueurs d'onde et une surestimation à l'autre extrémité de la part du spectre synthétique optimal – demeure une question à résoudre pour progresser dans l'interprétation de l'émission infrarouge nocturne concernant le profil vertical en vapeur d'eau. Enfin, l'accord entre spectres synthétiques et spectres observés dans la bande du sulfure de carbonyle (où seul l'ordre 6 est utilisable) est de très bonne qualité comme il est possible de le constater sur la figure 12.9, meilleure qu'attendue compte tenu de la simplicité de l'algorithme.

L'accord globalement très satisfaisant obtenu entre modèle et observations nous permet donc d'appliquer nos algorithmes à la grande quantité de spectres fournis par ces deux orbites (plusieurs centaines) pour obtenir dans un délai raisonnable les abondances désirées pour ces trois gaz.

12.2.3 Profils latitudinaux

CO

Les profils latitudinaux en monoxyde de carbone ainsi obtenus, et montrés sur la figure 12.10, peuvent sembler à première vue de mauvaise qualité. Nous disposons en effet

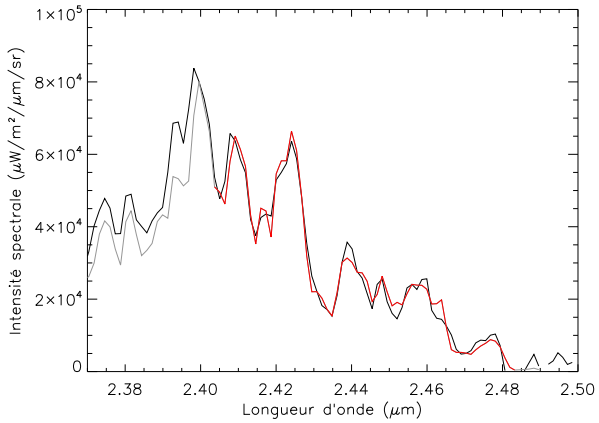


FIG. 12.9 – Accord entre un spectre observé le 20 juin 2006 sur l'ordre 5 de VIRTIS-H et le meilleur spectre synthétique (en gris et rouge sur l'intervalle utilisé pour déterminer OCS).

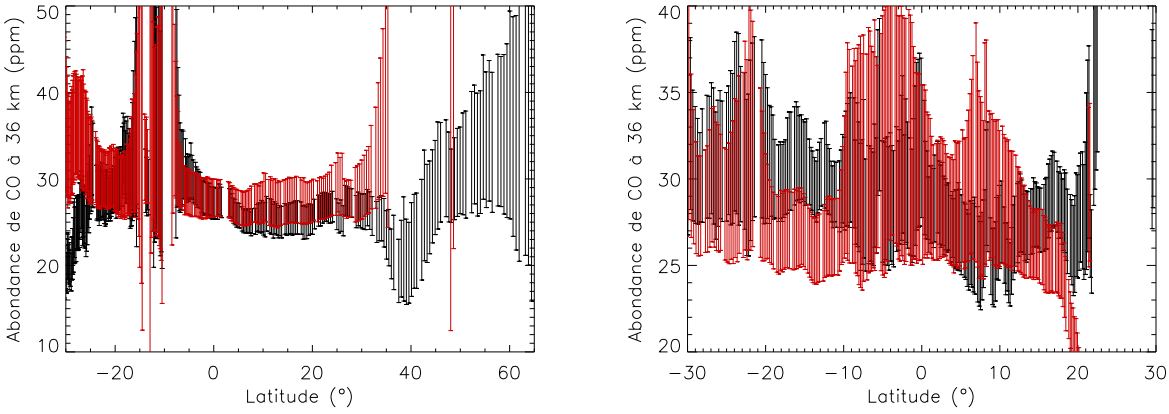


FIG. 12.10 – *À gauche :* profils latitudinaux en CO obtenus au cours de l'orbite 60 en utilisant l'ordre 6 du spectromètre (noir) ou l'ordre 5 (rouge) ; *à droite : idem*, mais sur l'orbite 74.

d'un échantillonage plus faible que pour les spectres acquis au sol, ce qui augmente l'étendue des barres d'erreurs. Un autre problème de ces spectres est que le rapport signal à bruit est hautement variable, du fait des différences importantes d'épaisseur optiques des nuages inférieurs. S'il est parfois très bon, comme pour l'orbite 60 entre 0° et 20°N, il peut diminuer fortement vers des valeurs qui ne permettent plus une détermination satisfaisante des abondances.

Un bon diagnostic d'une telle dégradation du signal consiste en des évolutions en sens contraires des estimations données avec l'ordre 5 – qui divergent vers les grandes valeurs de CO quand la qualité décroît – et l'ordre 6 où cette estimation diverge vers les faibles valeurs. La comparaison des variations permet ainsi de rejeter les variations apparentes autour de 40°N sur l'orbite 60 ou bien 20°N sur l'orbite 74 sont ainsi rejetées comme non pertinentes. Au contraire, la coïncidence des estimations et la petitesse des barres d'erreurs dans les régions où les spectres sont d'excellente qualité nous permettent de valider nos méthodes de détermination. L'accumulation constante des données permettra donc dans un proche avenir de disposer de contraintes satisfaisantes sur l'abondance de CO dans une large plage de latitudes, même si cela ne sera sans doute possible qu'en combinant les meilleurs résultats obtenus pour un grand nombre d'orbites.

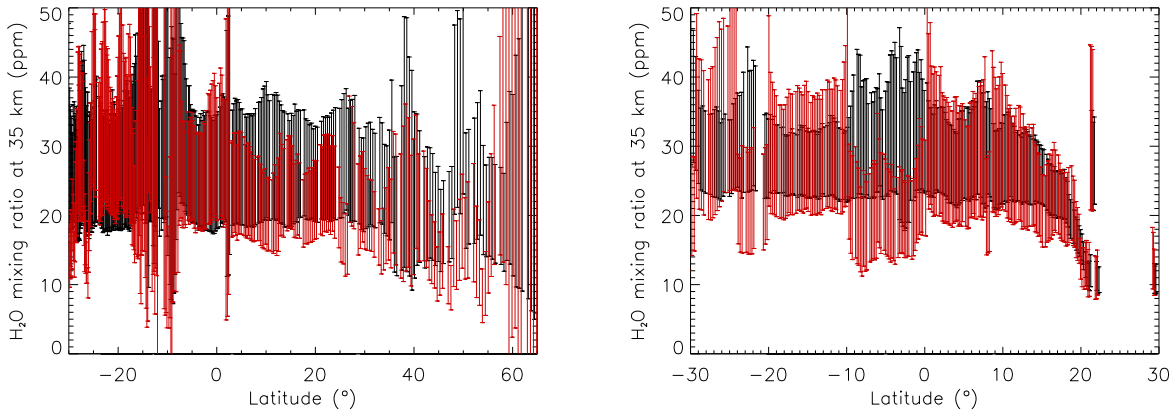


FIG. 12.11 – *À gauche :* profils latitudinaux en vapeur d'eau obtenus au cours de l'orbite 60 en utilisant l'ordre 6 du spectromètre (rouge) ou l'ordre 5 (noir) ; *à droite : idem*, mais sur l'orbite 74.

H_2O

Les mêmes remarques s'appliquent au cas de la vapeur d'eau (voir figure 12.11) : les estimations selon les ordres 5 et 6 coïncident mieux que pour CO – ce qui se comprend étant donné la plus grande proximité de la bande de CO de l'extrémité à courte longueur d'onde de l'ordre 5. Les divergences des estimations dans les zones à faible signal sont toutefois mieux centrées que pour CO, ce qui empêche de les reconnaître aussi aisément ; il est cependant possible de se référer à celles détectées grâce au monoxyde de carbone, car il serait étonnant qu'un spectre donne de bons résultats pour la vapeur d'eau s'il n'a pu en donner pour CO. L'appauvrissement très net, visible sur les 2 ordres autour de 20°N lors de l'orbite 74, semble étrange et nécessitera un examen détaillé des spectres concernés pour éliminer toute source d'artefact avant de pouvoir se prononcer à son sujet.

OCS

Les profils latitudinaux obtenus pour le sulfure de carbonyle, visibles sur la figure 12.12, ne permettent de déceler à ce jour aucune variation latitudinale. Les meilleurs spectres donnent toutefois des abondances en OCS compatibles – le paramètre d'ajustement étant ici l'altitude de rupture du profil, comme lors des premières études avec les spectres de l'IRTF – ce qui permettra sans doute de détecter d'éventuelles variations quand nous disposerons de davantage d'observations de bonne qualité en davantage d'endroits.

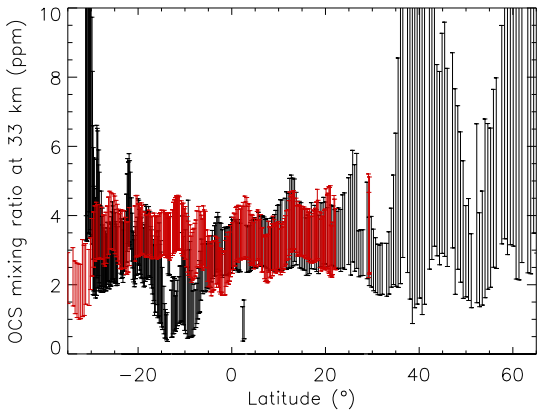


FIG. 12.12 – Profils latitudinaux obtenus avec l'ordre 5 de VIRTIS-H lors de l'orbite 60 (noir) et de l'orbite 74 (rouge).

Conclusion

Bilan

Le contexte scientifique dans lequel s'inscrit cette thèse est bien évidemment marqué par le début de la mission *Venus Express*. L'objectif affirmé de notre travail était de préparer l'exploitation des données issues de VIRTIS-H par l'acquisition et l'interprétation de données similaires, en résolution spectrale notamment, acquises avec *SpeX* à l'IRTF. En conséquence, les résultats que nous avons obtenus concernant les variations en latitude des profils verticaux du monoxyde de carbone et du sulfure de carbonyle ont dépassé nos attentes premières. L'intérêt scientifique intrinsèque de nos travaux apparaît désormais nettement : nous avons en effet réalisé la première étude systématique des variations des profils verticaux de quatre composés mineurs (CO, OCS, H_2O et HDO) au sein de l'atmosphère profonde de Vénus à partir d'observations menées sur Terre – la mise en évidence d'une variation locale en vapeur d'eau décrite par Bell *et al.* (1991) étant restée un cas isolé.

En effet, les études précédentes utilisant des observations depuis le sol traitaient de la basse atmosphère en spectroscopie pure, c'est-à-dire sans imagerie et donc en moyennant spatialement les résultats obtenus. Ces travaux ont fourni le point de départ des nôtres (Pollack *et al.*, 1993; Bézard *et al.*, 1990; Bézard *et al.*, 1993; de Bergh *et al.*, 1995, 1991), nous fournissant les abondances moyennes des consituants minoriatires et même en ce qui concerne Pollack *et al.* (1993) des estimations des gradients verticaux moyens de CO et de OCS. Notons au passage que nous avons également apporté de nouvelles contraintes sur l'abondance et le rapport isotopique moyens de la vapeur d'eau dans la basse atmosphère, venant préciser celles obtenues par de Bergh *et al.* (1995) et de Bergh *et al.* (1991).

Inversement, les études spatiales effectuées depuis la découverte de l'intérêt scientifique de l'émission infrarouge nocturne de Vénus à la fin des années 1980 ont été peu nombreuses, puisqu'à notre connaissance seul le survol par NIMS/*Galileo* a fourni quelques résultats à ce sujet. Malgré la résolution spectrale assez basse de NIMS et la faible durée d'observation, la découverte par Collard *et al.* (1993) d'un enrichissement à haute latitude du monxyde de carbone a représenté un résultat majeur dans le domaine recouvert par cette thèse. Nos résultats s'inscrivent dans la continuité des leurs, puisque nous avons détecté les prémices de cet enrichissement à moyenne latitude – sans pouvoir les confirmer à haute latitude – et repris l'explication dynamique formulée alors afin de justifier également les variations anti-corrélées que nous avons détectées pour le sulfure de carbonyle – ainsi qu'une explication de même nature à propos des variations locales des gradients verticaux de CO et OCS, encore jamais détectées à ce jour.

En définitive, si l'on devait résumer les apports des travaux présentés dans ce mémoire, ils seraient à mon avis de deux natures différentes. Tout d'abord, l'intérêt de la spectro-imagerie infrarouge à haute résolution pour l'étude des variations spatio-temporelles de l'atmosphère et son apport à l'étude de la chimie et de la circulation de la basse atmosphère s'en trouve confirmé face aux tenants de l'imagerie pure – ou tout au moins de résolutions spectrales plus basses ; il aurait en effet été impossible de contraindre d'autres espèces que le monoxyde de carbone par ce biais, et avec moins de précision à rapport signal/bruit égal. D'autre part, nos travaux montrent la possibilité d'étudier de façon pertinente le rayonnement des fenêtres

infrarouges de Vénus depuis la Terre et pas seulement depuis l'espace. Le rapport entre observations depuis l'espace et observations au sol n'est donc pas un rapport d'obsolescence, mais plutôt de complémentarité. Les missions spatiales permettant d'avoir accès à des régions invisibles depuis la Terre, avec une précision spatiale inégalable et sans perturbation causée par l'atmosphère terrestre notamment pour l'étude de la vapeur d'eau ; les observations au sol ont pour elles l'avantage de s'affranchir des contraintes temporelles pour un suivi à long terme, ainsi que de disposer d'instruments au sol plus performants, permettant ainsi un gain en résolution spectrale et en qualité du signal. La possibilité de mener ces deux types d'observations au cours de la mission *Venus Express* constitue assurément un atout majeur pour valider de façon croisée les conclusions obtenues par l'une ou l'autre de ces sources.

Perspectives

Les perspectives dans le domaine des observations infrarouges de Vénus et de leur interprétation scientifique sont plus riches que jamais. Non seulement l'arrivée de la mission *Venus Express* nous prodigue d'ores et déjà une quantité importante de données de toutes natures, y compris spectrales dans les fenêtres infrarouges, et issues de toutes les régions de la planète, mais les outils permettant l'intégration de telles données au service d'une étude globale de l'atmosphère de Vénus deviennent actuellement opérationnels. Il s'agit de modèles de circulation générale (GCM), comparables à ceux dont nous disposons d'ores et déjà pour la Terre et pour Mars. Leur adaptation au cas de Vénus n'a pas été chose facile, à cause des nombreuses particularités de l'atmosphère Vénusienne, mais ces difficultés sont pour la plupart surmontées, et celui du LMD est pour l'heure quasiment opérationnel grâce aux efforts de l'équipe menée par S. Lebonnois.

Au vu des résultats obtenus au cours de la thèse, les données de VIRTIS permettent d'envisager l'étude détaillée de la dynamique des vortex polaires, notamment par le biais de la distribution spatiale de CO, mais aussi de préciser et de mieux quantifier l'anti-corrélation entre CO et OCS ainsi que de possibles variations en H_2O reliées à la dynamique[2]. Outre la poursuite de ces objectifs, il apparaît que l'interprétation quantitative de nos résultats obtenus à partir de quelques nuits d'observation à haute résolution spectrale sur Terre ne peut se faire sans une modélisation de la circulation atmosphérique de la planète, en particulier de ses courants verticaux. L'intégration des espèces minoritaires comme traceurs – passifs dans un premier temps – possibles de cette circulation est actuellement en cours dans le modèle du LMD (travail de thèse d'A.Crespin), et permettra sous peu de valider au moins qualitativement la tendance la mieux établie parmi les variations spatiales de composition, à savoir l'enrichissement en monoxyde de carbone à haute latitude autour de 35 km d'altitude.

Si une telle interprétation est souhaitable pour extraire le contenu scientifique de quelques spectres, elle s'avérera plus que cruciale dans l'exploitation de la masse de données attendue de la part de la mission *Venus Express*, et en particulier ici des données issues de VIRTIS. La dérivation de paramètres atmosphériques à partir de telles données est possible comme en témoigne la dernière partie de ce mémoire, et leur intégration dans un modèle de circulation fournira à la fois une interprétation dynamique[3] quantitative des résultats, ainsi que des contraintes utiles lors de la phase de développement de ce modèle.

Enfin, outre l'impact attendu sur l'étude de la dynamique grâce au couplage entre résultats issus de la spectro-imagerie infrarouge et les modèles numériques de circulation, un traitement de masse et automatisé des spectres basé sur celui développé au cours de cette thèse a toute sa place dans une surveillance[4] des anomalies de composition (en vapeur d'eau, SO_2 et rapport D/H) traduisant une activité géologique de la planète. Un tel événement serait une confir-

[2]Notons néanmoins que les variations en eau pourraient aussi être d'origine géologique.

[3]et à terme, géochimique quand le modèle porra prendre en compte la chimie des traceurs.

[4]tout au long de la mission et au-delà grâce aux données acquises sur Terre dont nous avons montré l'apport scientifique possible

mation éclatante de l'activité géologique de la planète et de l'intérêt de la spectro-imagerie, mais reste peu probable au cours des 500 jours prévus de la mission. Soyons néanmoins certains qu'à l'image de toutes les missions spatiales passées, *Venus Express* amènera son lot de découvertes et de surprises auxquelles l'étude du rayonnement infrarouge thermique nocturne contribuera très certainement.

Annexe A

Reproduction de l'article de Marcq *et al.* (2005)

Afin de faciliter le renvoi du lecteur vers nos propres travaux, nous avons fait figurer dans les pages suivantes la reproduction de l'article Marcq *et al.* (2005), paru dans le numéro *179* de la revue *Icarus* en décembre 2005.

Available online at www.sciencedirect.com
SCIENCE DIRECT®
Icarus 179 (2005) 375–386
ICARUS
www.elsevier.com/locate/icarus

Latitudinal variations of CO and OCS in the lower atmosphere of Venus from near-infrared nightside spectro-imaging

Emmanuel Marcq [a,*], Bruno Bézard [a], Thérèse Encrenaz [a], Mirel Birlan [a,b]

[a] *LESIA, UMR-CNRS 8109, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France*
[b] *IMCCE, Observatoire de Paris, 77 avenue Denfert-Rochereau, F-75014 Paris, France*

Received 29 March 2005; revised 14 June 2005

Available online 24 August 2005

Abstract

Spectro-imaging of Venus' nightside in the 2.3-μm window provides a powerful means of probing the lower atmosphere in the 25–40 km altitude range. We present observations recorded at the NASA/IRTF in February 2003 and August 2004, using the SpeX spectro-imager in the 2.1–2.5-μm region. Abundances of CO and OCS have been derived as a function of latitude for different longitudes. The CO abundance increases by about 15% between the equatorial region and higher latitudes (±40°). No longitudinal or temporal variations are observed. The OCS abundance shows the opposite variation in observational sets with sufficient S/N. These variations and anticorrelation are consistent with upwelling motions in the equatorial region and downwelling at higher latitudes.
© 2005 Elsevier Inc. All rights reserved.

Keywords: Abundances, atmospheres; Infrared observations; Spectroscopy; Venus, atmosphere

1. Introduction

The use of Venus' nightside thermal infrared emission in atmospheric studies started in 1984, when Allen and Crawford (1984) discovered a surprisingly high amount of infrared emission escaping from Venus's nightside in two spectral windows, a narrow one around 1.74 μm and a broader one centered at 2.3-μm. This emission is due to thermal radiation from the hot sub-cloud atmosphere leaking through the overlying sulfuric cloud layers. Its origin was established from various factors (Crisp et al., 1989; Krasnopolsky, 1986), including the absence of polarization, lack of systematic dependence with distance to the terminator, and the agreement with simulated thermal spectra (Kamp et al., 1988; Bézard et al., 1990). In particular, the 2.3-μm window shows signatures from various absorbers and provides a unique way of probing the lower atmosphere under the cloud deck in the altitude range 25–40 km above the surface.

Kamp et al. (1988) also noticed for the first time that spatial variability of this emission could be explained by variations of the cloud optical depth (with a roughly wavelength independent factor) and possibly by variations in the abundance of minor constituents (affecting only parts of the spectral window). Estimates of mixing ratios for minor species (CO, H_2O, HDO, OCS, SO_2, HF) were derived from these data (Kamp and Taylor, 1990; Bézard et al., 1990; de Bergh et al., 1995; Pollack et al., 1993). On the basis of high spatial resolution spectra acquired by the Near-Infrared Mapping Spectrometer (NIMS) instrument during Galileo's Venus' fly-by in 1990, Collard et al. (1993) found evidence for a northern enhancement in CO, although this conclusion still requires confirmation, especially because of the poor spectral resolution ($R = 100$) of the NIMS spectra. Furthermore, Pollack et al. (1993) pointed out a vertical anticorrelation between CO and OCS, CO mixing ratio increasing with altitude by analyzing moderate resolution spectra recorded at the Anglo-Australian Telescope (AAT).

A long-term monitoring of Venus' lower atmosphere is now becoming especially timely, in the perspective of the *Venus Express* mission, to be launched in 2005. The VIRTIS

* Corresponding author. Fax: +33 1 45 07 71 10.
E-mail address: emmanuel.marcq@obspm.fr (E. Marcq).

0019-1035/$ – see front matter © 2005 Elsevier Inc. All rights reserved.
doi:10.1016/j.icarus.2005.06.018

instrument aboard Venus Express will observe the near-IR spectrum at a very high spatial resolution, with a spectral resolving power of 1500 in the 2–5 μm range. Such a monitoring has to be prepared by a ground-based campaign. We have taken advantage of the high performances of the IR spectro-imager SpeX based at the NASA Infrared Telescope Facility (IRTF) which are best suited for probing the lower atmosphere.

This work intends to continue the previous investigations by studying the composition and spatial variations of Venus' lower atmosphere through spectro-imagery. We first present in this article our raw observations (Section 2), and how we processed them (Section 3). The way we extract opacity and mixing ratios from our spectra is discussed in Section 4, and our results are finally presented in the last section.

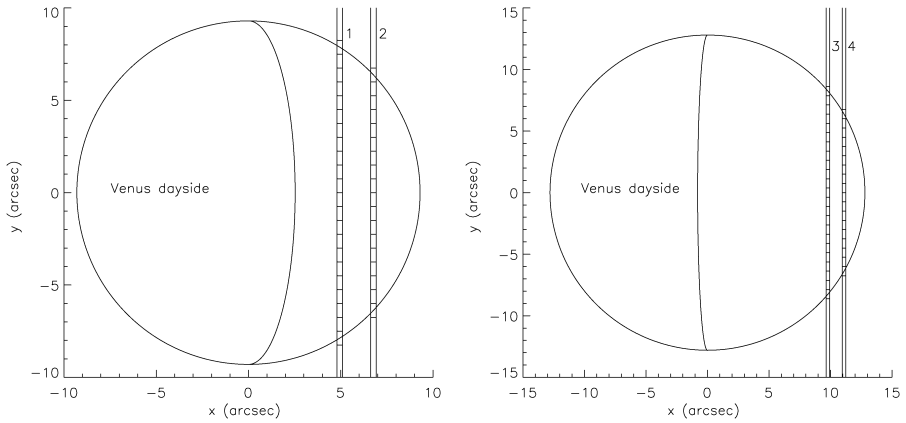
2. Observations

The observations were acquired at the NASA Infrared Telescope Facility (IRTF) in Hawaii, with the SpeX imaging spectrometer (Rayner et al., 2003), using a (0.3×60)-arcsec slit at a resolving power of $R = 2000$, over the 1.92–2.48-μm range (order 3) which covers the whole spectral window. We aligned the slit in the N–S direction over the nightside of Venus. The CCD pixel size was 0.15×0.15 arcsec. We had two observing runs extending from 2003/02/09 to 2003/02/12 and from 2004/08/10 to 2004/08/13, both from the LESIA Remote Observation Center in Meudon, France. Considering the relatively short durations of Venus observations (2 h before sunrise) and the needed exposure times, we were able to take spectra at 6 different positions on Venus' nightside during the first campaign, and 3 positions during the second. The four positions—two during the first campaign and two during the second—that yielded usable data are shown in Fig. 1 and Table 1. We also had to take spectra with the slit located on a dayside position for each observation night (twice for the data that could processed, before and after nightside observations), as well as spectra of a calibration IR star, for reasons explained thereafter. Since Venus was about 18.6 arcsec wide during the first run, and 25.6 arcsec during the second, the spectra cover the entire planet from south to north for the discrete longitudinal positions of the slit (cf. Fig. 1).

3. Data processing

3.1. Preliminary processing

Firstly, we interpolated the missing points due to the damaged pixels on the CCD. Then, to improve the S/N ratio,



(a) (b)

Fig. 1. (a) Venus as seen from the IRTF on 9 February 2003. The positions of the (0.3×60)-arcsec slit on the nightside are shown. Venus' diameter was about 18.6 arcsec. The latitudinal binning is also shown. The morning terminator is also shown. (b) Venus as seen from the IRTF on 13 August 2004. The positions of the (0.3×60)-arcsec slit are also shown. Venus' diameter was about 25.6 arcsec. The latitudinal binning is also shown, as well as the morning terminator.

Table 1
Observations

Slit pos.	Date (UTC)	Time (UTC)	No. of shots	Exposure time (s)	Seeing (arcsec)
1	2003/02/09	15:46–16:26	20	15	0.74
2	2003/02/09	16:37–17:33	28	20	0.74
3	2004/08/13	15:37–15:48	4	20	0.9
4	2004/08/13	14:46–15:28	12	25	0.9

we averaged all the spectra acquired at the same location, allowing for some translation to superimpose the brightest latitudes (integrated over the whole spectral range). The difference between all translations never exceeded the estimated seeing (see Table 1), so that we did not introduce any additional error with this simple criterion. The way we estimated the seeing is explained in the calibration subsection.

Then, to improve the S/N ratio, we turned our 2D latitude–wavelength spectra into sets of 1D spectra sharing the same slit position, binning our latitudinal coverage of the planet by averaging vertically over the extent of the seeing (5 CCD pixels here, that is 0.75 arcsec). Each of the obtained spectra corresponds to a venusian location 0.3 arcsec (slit width) wide in equatorial longitude and 0.75 arcsec wide in latitude. Because of the maximum spatial resolution that we achieve ($\sigma \sim 1$ arcsec), we can neglect the axial tilt, and consequently have a straightforward relation between the location on the slit and the venusian latitude. The result of our latitudinal binning is also shown in Fig. 1.

Consequently we now have a set of spectra at full spectral resolution with sufficient S/N ratio throughout several areas on Venus, on which the following stages can operate.

3.2. Removal of diffused sunlight

Fig. 2a shows an example of a raw spectrum: various phenomena (such as light diffusion in the telescope or in the venusian upper atmosphere) cause a pollution of our thermal spectra by diffused sunlight coming from the Venus dayside, and both thermal and diffused components are present in the raw spectrum. To remove the diffused component, we first have to isolate it. That is done by averaging vertically the spectra acquired on the Venus bright side, which consist almost entirely in reflected sunlight. This mean spectrum is then modified to account for the possible difference in airmass between the acquisition of this sunlight and the acquisition of the nightside spectra we want to correct. For the spectra discussed thereafter, we could acquire two diffused spectra (an early one F_1 and a late one F_2), and interpolated

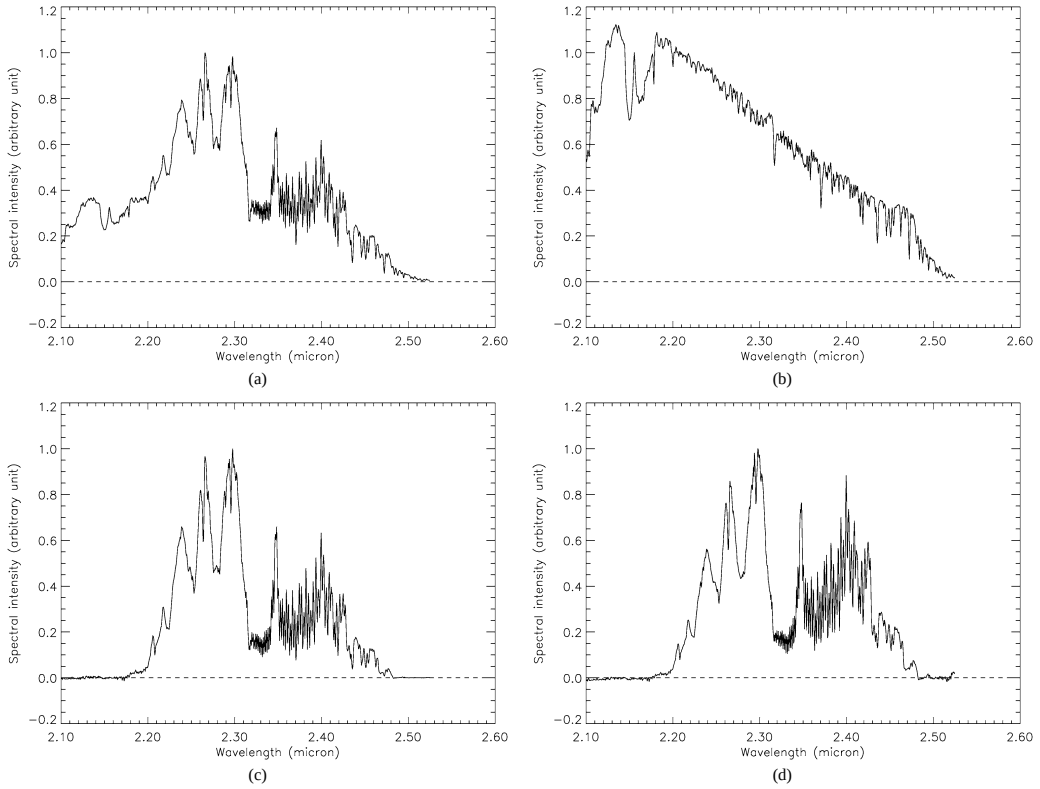


Fig. 2. (a) Example of a raw spectrum taken on position 3 in K-band. (b) Spectrum of the diffused sunlight taken during the same night on the dayside of Venus. (c) Result of the removal of diffused sunlight from the spectrum shown in (a). Note the cancellation of the flux under 2.2 µm. (d) Result of the telluric correction. Note the differences compared to (c), especially at higher wavelengths.

our diffused spectra F following a power law:

$$F(\lambda) = F_1(\lambda)\left[\frac{F_2(\lambda)}{F_1(\lambda)}\right]^{(\mu_1-\mu)/(\mu_1-\mu_2)},$$

assuming the air absorption of light follows a simple law $F(\lambda) = F_0(\lambda)\exp(-\tau(\lambda)\mu)$ with μ being the relative airmass and F_0 the incoming flux outside Earth's atmosphere.

For the positions in which we could only acquire a single diffused spectrum F_*, we assumed that the optical depth $\tau(\lambda)$ was the same as in the previous nights, and then proceeded to our correction of the diffused sunlight using the formula

$$F = F_*\left(\frac{F_2}{F_1}\right)^{(\mu_*-\mu)/(\mu_1-\mu_2)}.$$

Unfortunately, the resulting quality of these spectra prevented us to obtain reliable results after their analysis. Hereafter, we will only consider spectra for which two samples of pure diffused, dayside spectra were acquired (one before and one after the nightside observations). An example of diffused spectrum is shown in Fig. 2b.

Removal of the diffused component from our nightside spectra was simply obtained through a linear combination of these spectra with our diffused sunlight sample spectrum. The relative coefficient was found using the fact that no thermal emission exists in a CO_2 band located between 2.06 and 2.18 µm (just before our window), as well as in another smaller band just after our window between 2.496 and 2.52 µm. We thus removed the diffused sunlight by canceling the integrated flux in these ranges (cf. Fig. 2c), so that we are left with pure thermal emission from the nightside.

3.3. Telluric correction

The thermal spectra still need to be corrected for telluric absorption. To proceed, we compare the diffused sunlight used just before with a solar spectrum: the light reflected by Venus' cloud top undergoes very little gaseous absorption compared to the thermal component, so we can assume that any difference between reflected sunlight and solar spectra recorded in space is due to the terrestrial atmosphere, especially methane and water vapor lines. We consequently multiplied our nightside spectra by the ratio (solar spectrum)/(acquired diffused sunlight), normalized so that the maxima (i.e., where Earth atmosphere does not induce further absorption) are equal to 1. The result is shown in Fig. 2b.

After this processing, we obtain spectra with various S/N ratio. The best spectra were often acquired far from the terminator, so that the amount of diffused sunlight to remove is small. This effect even led us to reject some spectra at longitudinal positions too close to Venus' dayside. The quality of spectra is also decreasing with their proximity to the limb because of the limb darkening, but this latter effect could not dismiss entire longitudinal positions, only some of the highest latitude spectra for each longitudinal position of the slit.

3.4. Absolute calibration

In order to convert relative CCD charge units to absolute fluxes, we used two calibration stars (HR6147 during the 2003 campaign, $\pi 4$ Orionis during the 2004 one), whose magnitudes in K-band are known from stellar databases. Since the slit is narrower than the seeing (see Table 1), we must account for the fact that we do not retrieve the whole flux from this star. The first stage is thus to estimate the seeing σ at a specific wavelength ($\lambda_0 = 2.296$ µm here) using the best Gaussian fit to our stellar average spectrum. The height of the slit being much larger than σ, the fraction of stellar flux acquired is then given by

$$I = \frac{\int_{-a/2}^{a/2}\exp(-x^2/\sigma^2)\,dx}{\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-x^2/\sigma^2)\,dx}$$

with a being the slit width. It is then easy to compare the expected flux integrated spatially at λ_0 with the actual measurement, and thus derive the conversion factor between SpeX units and intensity units. Of course, this conversion factor is a function of the exposure time, very different for the star and various locations on Venus' nightside. Note however that this absolute calibration is of little relevance for the work presented here, as can be seen in the following sections.

4. Modeling

4.1. Description of our model

Synthetic spectra were calculated using a line-by-line radiative transfer program. A delta-Eddington adding algorithm (Crisp, 1986) was used to solve the transfer equation with both gaseous and particle opacity. The outgoing intensity, given by $1/\pi$ times the upward flux at optical depth zero, is assumed to be independent of the emission angle. We used an atmospheric grid of 90 layers equally spaced by 1 km from the ground up to 90 km. The temperature profile is based on Venera and Pioneer probe data, as tabulated by Seiff (1983) for 0°–30° latitude. We used the simplified cloud models from Crisp (1986) which consist of discrete cloud and haze layers distributed between 30 and 90 km. Mie scattering parameters correspond to 75% H_2SO_4 aerosol particles with a size distribution characteristic of the so-called Modes 1, 2, 2′, and 3 (see Crisp et al., 1989, for details). The integrated cloud opacity in the middle and lower cloud region (below 57 km) is kept as a free parameter, adjusted to reproduce the intensity level in the CO_2-dominated region (<2.3 µm).

Gaseous opacities from CO_2, CO, H_2O, HDO, OCS, SO_2, and HF were included in the calculations. For CO_2

Table 2
Nominal atmospheric model

CO_2	CO	H_2O	OCS	SO_2	HF	D/H
0.965 (uniform)	20 ($z < 22$ km)	30 ($z < 48$ km)	16 ($z < 30$ km)	130 ($z < 48$ km)	0.006 (uniform)	127 (constant)
	30 (42 km)	3 ($z > 65$ km)	0.5 (37 km)	0.05 (70 km)		
	50 (64 km)		0.005 (64 km)			
	2 (75 km)					
	1000 (100 km)					

allowed transitions, we used the high-temperature database HITEMP described in Pollack et al. (1993). We assumed a Lorentz halfwidth of $0.10(T/296)^{-0.75}$ cm^{-1}/atm and a sub-Lorentzian lineshape beyond 3 cm^{-1} from line center, with the same χ factor as in Pollack et al. (1993). Line strengths, energy levels, and intensities for the other molecules were extracted from the Geisa97 databank (Jacquinet-Husson et al., 1999). Parameters for broadening of CO lines by CO_2 were taken from Rosenmann et al. (1988). For H_2O broadening, we used a sub-routine provided by R.H. Tipping (private communication) and also applied the results to HDO transitions assuming a D/H ratio equal to 120 times the terrestrial value (de Bergh et al., 1995). In the lack of appropriate data for SO_2 and OCS, we used constant halfwidths at 296 K of 0.10 and 0.09 cm^{-1}/atm, respectively, with a temperature exponent of -0.83. These values are appropriate for air-broadening (Sumpf, 1997; Bouanich et al., 1987). A Voigt profile up to 120 cm^{-1} was assumed for all molecules except CO_2. Spectra are calculated at a step of 0.002 cm^{-1}, and then convolved at the instrument resolution.

Spectroscopic observations of the nightside emission clearly show that an additional "continuum" opacity is needed to reproduce the shape of the CO_2 bands shortward of 2.3 µm (Bézard et al., 1990; Pollack et al., 1993). This opacity likely originates from extreme far wings of strong permitted CO_2 bands and/or from collision-induced CO_2 bands, and thus varies as the squared density. Laboratory measurements at room temperature indicate that collision-induced bands dominate in the core of the 2.3-µm window (Tonkov et al., 1996). In the lack of such measurements at temperatures relevant to the 2.3-µm window (400–500 K), we have used a constant absorption coefficient equal to 4×10^{-8} cm^{-1}/amagat^2. This value allows us to reproduce the CO_2 spectrum between 2.23 and 2.30 µm (de Bergh et al., 1995). It also agrees with the absorption coefficient inferred in Tonkov et al. (1996) at room temperature around 2.27 µm.

Gas mixing ratios (ppm, except for CO_2) in our nominal atmospheric model are given in Table 2.

These abundance profiles agree with the values recommended by Taylor et al. (1997) from various spectroscopic investigations of the nightside emission. Note that the CO profile, of particular interest here, is the one recommended by von Zahn et al. (1983) and based, for the lower atmosphere, on the Pioneer Venus gas chromatograph measurements (Oyama et al., 1980).

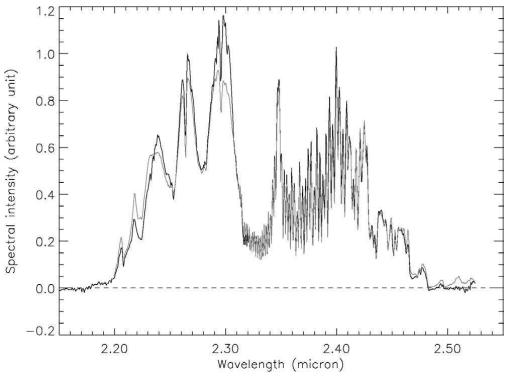


Fig. 3. Superimposition of a nominal synthetic spectrum (grey line) with the spectrum shown in Fig. 2d (black line).

4.2. Strategy

Fig. 3 shows a comparison between a synthetic spectrum based on the above nominal model and an observed spectrum. The agreement between both is excellent, except in the 2.2–2.3-µm interval, which is dominated by the CO_2 opacity. The discrepancy may result from our assumption of a grey CO_2 continuum opacity in the whole window. Nevertheless, we can now investigate the effects of changing in atmospheric parameters such as cloud opacity and gaseous abundances using the nominal model as a baseline. Fig. 4 shows synthetic spectra matching the nominal values except for 3 parameters: the cloud opacity (Fig. 4a), the CO abundance (Fig. 4b) and the OCS abundance (Fig. 4c). An interesting property is that in the 2.2–2.25-µm interval, no compositional variation affects the spectrum. Furthermore, the effect of a change in cloud opacity results in a roughly uniform variation of the spectral intensity received, unlike the effect of gas abundances which are localized in narrow spectral absorption bands. These facts lead us to adopt the following strategy for data analysis:

- We first determine the cloud opacity by comparing the observed spectrum averaged over the 2.2–2.5-µm interval with several prescribed cloud thicknesses in our model. The final result is thus simply given by performing a logarithmic interpolation.
- Once the effect of cloud opacity variation is known and taken into consideration—as explained in the next

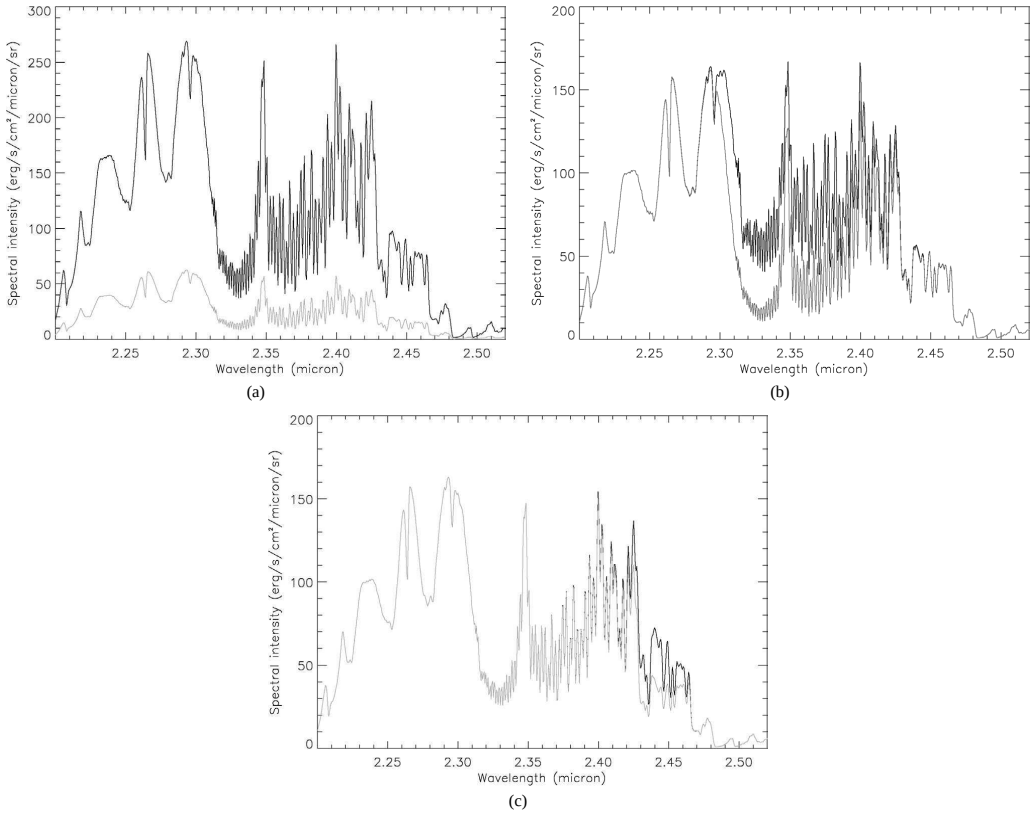


Fig. 4. (a) Synthetic spectra calculated with twice the nominal cloud opacity (grey line) and half the nominal cloud opacity (black line). Cloud opacity affects almost uniformly the whole window. (b) Synthetic spectra calculated with twice the nominal CO abundance (grey line) and half the nominal CO abundance (black line). The influence of CO is obvious and of particular interest between 2.3 and 2.35 µm. (c) Synthetic spectra calculated with twice the nominal OCS abundance (grey line) and half the nominal OCS abundance (black line). The influence of OCS is much more limited than that of CO and extends between 2.43 and 2.47 µm.

paragraph—the next most sensitive parameter to take into account is the CO abundance profile.

- Finally, we can consider the effect of OCS abundance profile, albeit with a lower precision due to its smaller impact on the spectra.

4.3. Synthetic and observed spectra ratios

Spectral variations in an absorber's abundance are more easily seen by rationing observed spectra. Fig. 5 shows the ratio of two spectra recorded on slit position 3 respectively located near 30° S and 10° S. We compared this ratio to the ratio of two synthetic spectra differing only in the CO abundance, which keep the nominal profile shape by multiply it by numerical constants: 1 for the numerator spectrum and 1.1 for the denominator one. We can see that the variations observed in the 2.3–2.35-µm range are similar for observed and synthetic spectra, thus pointing out spatial variations of CO abundance. The algorithm used to look for such compositional variations throughout our spectra is described below.

4.4. Shape fitting

To determine the various gaseous abundances, we concentrated on spectral ranges where one absorber dominates, e.g., 2.3–2.35 µm for CO and 2.42–2.47 µm for OCS. Because cloud opacity acts as a "grey" filter on the spectrum, we adopted the following "*shape fitting*" method.

- Computation of sets of synthetic spectra with nominal cloud opacity and various gas abundances profiles. Each spectrum within a single set is associated with a numerical parameter p_i, such as an abundance multiplicating factor or the pressure level for a cut-off. These parame-

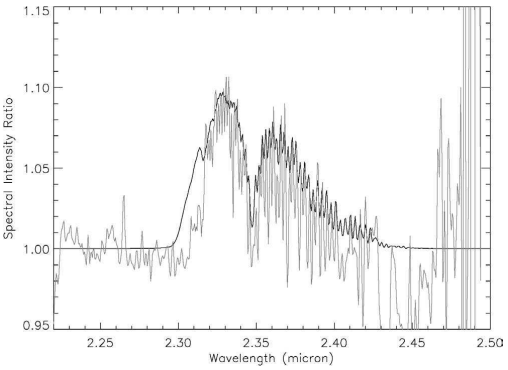


Fig. 5. Ratio of a synthetic spectrum with the nominal CO abundance to that which CO enriched by 10% (black curve), and ratio of two spectra extracted from the slit position 3 respectively located near 30° S and near 10° S (grey curve)—normalized in the 2.2–2.3-µm range. Note the similar structure in the 2.3–2.42-µm region.

ters take values that surround the nominal abundances profiles from Table 2, and are able to account for the slight variations we observed in Venus' spectra. The various sets and their physical significance will be discussed thereafter. From now on, we consider that we have chosen a given set of synthetic spectra.

- Computation, for each synthetic spectrum, of the residual function $F_i = \int [S_i(\lambda) - a_i E(\lambda)]^2 \, \mathrm{d}\lambda$, where S_i is the ith synthetic spectrum and E the observed one. a_i, which is linked to the cloud attenuation, is chosen to minimize F_i. It is thus given by $a_i = (\int S_i(\lambda) \, \mathrm{d}\lambda)/\int E(\lambda) \, \mathrm{d}\lambda$. The integration interval is chosen larger than the absorber band, so that we are able to detect shape differences (absolute differences are not meaningful because of the scaling parameter a_i).
- A typical example of the F_i versus p_i function is shown in Fig. 6. We can see that there is an optimal parameter value that minimizes F_i. Given the asymmetrical shape of the curve around its minimal value with respect to this parameter (cf. Fig. 6), we fit this set of points by a third-order polynomial $\tilde{F}(p)$ using the four best values of p_i. The abscissa of the minimum of this interpolated polynomial is our estimate P of the parameter.

4.5. Error estimations

We have two independent sources of error: an uncertainty on our zero level, and inherent experimental noise.

4.5.1. Zero level

Due to uncertainties in the removal of the diffused sunlight (Section 3.2), the spectrum does not exactly reach zero at both the low-wavelength and high-wavelength sides of the 2.3-µm window (e.g., Fig. 7). Noting z_l and z_r the averaged residual intensity in the two regions, we shifted the spectrum by $\pm|z_l - z_r|/2$ and solved for the best fitting parameter. The

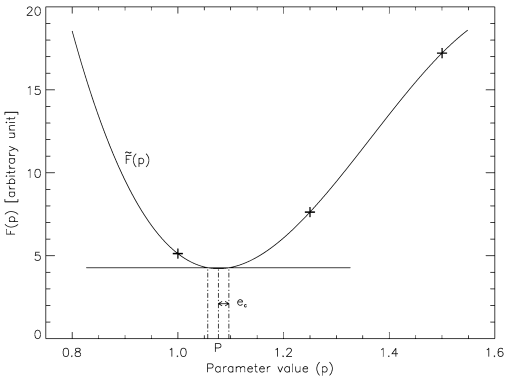


Fig. 6. Typical plot of the residuals F_i for various values p_i of an atmospheric parameter p. The cross signs show actual calculations. The curve is the cubic polynomial that includes the 4 smallest values of F. The horizontal segment shows the maximum allowed discrepancy at the $1-\sigma$ confidence level. Its intersections with the polynom, shown with dashed lines, determine our intrinsic error e_c.

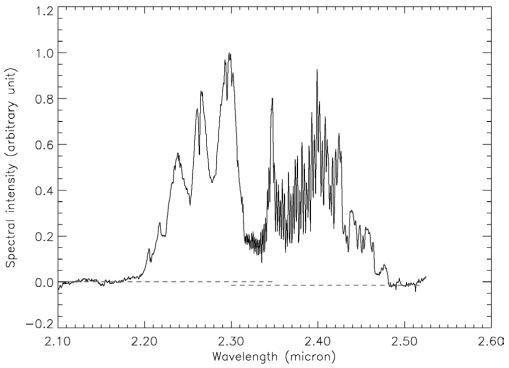


Fig. 7. Example of a zero level disagreement between the left end and the right end of one of our spectra. The two dashed lines, representing these two zero levels, do not exactly match.

difference between the two retrievals yields the uncertainty e_0 on the estimate P.

4.5.2. Random noise

The noise uncertainty e_c on parameter P at the $1-\sigma$ level derives from an increase of the χ^2 function by 1. Assuming that $\tilde{F}(P)/(N-2)$ yields the square of the noise level, e_c is then given by the equation $\tilde{F}(P \pm e_c) = \tilde{F}(P) \times (N-1)/(N-2)$, where N is the number of independent data points in the spectral interval used to calculate F_i. N is usually about 100, so the acceptable range is quite narrow around the parameter estimate, and we can use the minimum-tangent parabola to compute a centered validity interval, which directly yields e_c (cf. Fig. 6).

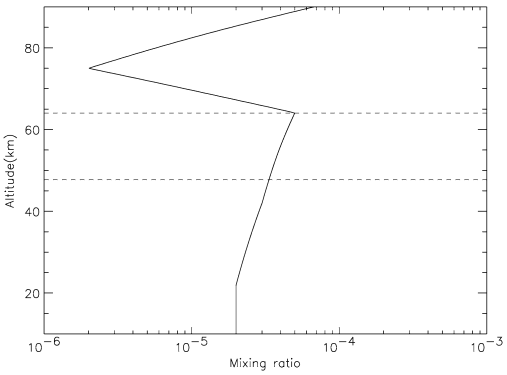


Fig. 8. Plot of the CO reference profile. The horizontal lines represent the lowest altitudes for allowed variations in *CO/Under* and *CO/Over* sets.

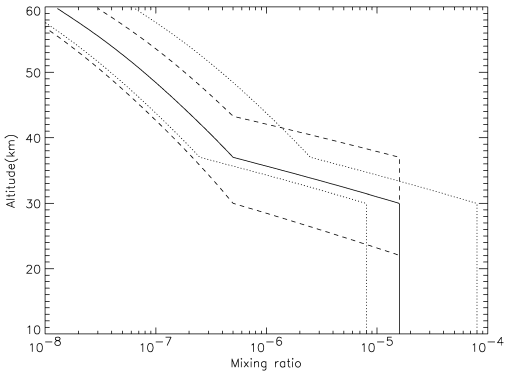


Fig. 9. The solid curve stands for the OCS reference profile. The two dotted lines represent the profile variations we consider in the *OCS/Nominal* set, whereas the dashed lines represent the profile variations considered in the *OCS/Altitude* set.

The total error we take into account is simply $\sqrt{e_0^2 + e_c^2}$, since these two kinds of error are not related to each other.

4.6. Synthetic spectra sets

4.6.1. CO

Here are the variation sets considered to match the spectra in the CO band.

- *Nominal*: The parameter p of this set is just a multiplicating factor on the abundances of the nominal CO profile, affecting all pressure levels. The shape fitting results in a global CO abundance estimate. $p = 1$ recovers the nominal profile.
- *Under*: Here, p has the same meaning as in the nominal set, but is only affecting abundances above the bottom of the clouds ($P < 1390$ mbar, $z > 48$ km).
- *Over*: Same as above, but only above the cloud tops. ($P < 110$ mbar, $z > 63$ km).
- *Uniform*: CO vertical profile is assumed to be uniform with the CO mixing ratio independent of height in this set. p is proportional to the mixing ratio, with $p = 1$ matching the CO nominal abundance in the region where most of the emission originates ($z \sim 25$–30 km).

CO nominal profile and the pressure levels mentioned above are shown on Fig. 8.

4.6.2. OCS

In the case of OCS, we define the following variation sets:

- *Nominal*: p has here exactly the same significance as for *CO/Nominal*.
- *Altitude*: p is proportional to the pressure "cut-off" level of OCS (the atmospheric level above which OCS abundance falls off). $p = 1$ corresponds to the nominal OCS profile.

Fig. 9 shows the extreme profiles in the OCS sets discussed above.

5. Analysis and results

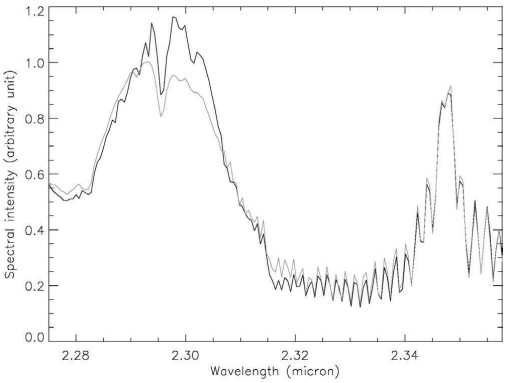
5.1. Choice of vertical profiles for a given slit position

First, we determine for a specific location (chosen for the excellent quality of its spectrum) which kind of variation sets should be considered. Next, we examine the spatial variations on the entire slit position 3—in which the specific location is situated—when the study of a single spectrum does not discriminate between the possible sets.

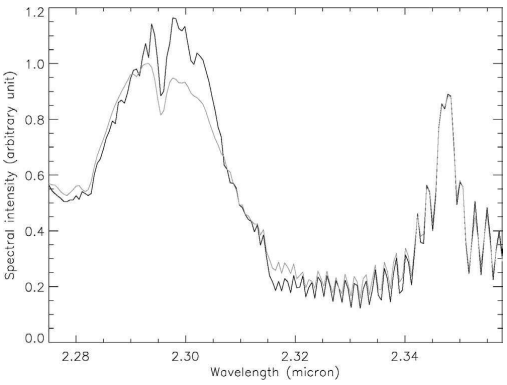
Let us remind that it is impossible with our spectra window alone to derive complete abundance profiles for all vertical levels. As shown in Pollack et al. (1993), we can only derive gaseous abundances and/or vertical gradients for specific altitudes (between 25 and 40 km). The following discussions about variation bring more confirmations of this fact.

5.1.1. CO

- Calculations with the *Over* set leads to unphysical results, such as a CO mixing ratio above the clouds greater than 1. This means that deeper variations of CO are required to fit our observations.
- Figs. 10a and 10b show the fits for *Nominal* and *Uniform* sets, respectively. The *Under* fit cannot be distinguished from the *Nominal* one, so we did not include its plot. *Uniform* does not reproduce the actual variations in the absorption branch as well as *Nominal* does: the small variations in the 2.32–2.34-μm region are underestimated by approximatively a factor of 2 for the *Uniform* fit, so that we can dismiss it. Note that this result was already known (Pollack et al., 1993), and that



(a)



(b)

Fig. 10. (a) Comparison of an observed spectrum (grey line) with its best fit using the *CO/Nominal* set in the considered window (black line). The *CO/Under* fit cannot be distinguished from the *CO/Nominal* one, and is not plotted here. (b) Same as (a) but using the *CO/Uniform* set. Here, the quality of the fit is poorer than the previous one, especially in the 2.32–2.34-µm range.

our checking of the adequacy of the *Uniform* profiles is merely a testing of our ability to detect actual vertical variations for CO mixing ratio.

- Nevertheless, it is impossible with the same argument to know for sure if CO nominal profile should vary from the base of the clouds (*Under*) or deeper than that (*Nominal*).

We plotted on Fig. 11 the resulting profiles with their uncertainties for our test location assuming the CO/*Under* set (plain) or CO/*Nominal* (dashed). The CO abundances obtained from microwave measurements on the whole venusian disk (Lellouch et al., 1994) are superimposed. We can therefore see that none of our profiles seem to match the uppermost measurements published in Lellouch et al. (1994). Nevertheless, we can see that the error on CO abundances

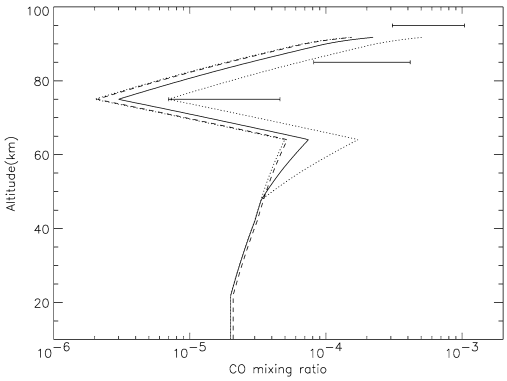


Fig. 11. Vertical CO profiles corresponding to the fits for *CO/Nominal* and *CO/Under* with their respective $1-\sigma$ error. The dashed lines represent the *CO/Nominal* profile estimate boundaries, whereas the solid lines stand for *CO/Under*. The three horizontal segments give the CO abundance estimate from microwave measurements (Lellouch et al., 1994). Note the high CO abundances required and high uncertainty of our fits for higher altitudes.

grows rapidly with the altitude above which we start to make CO varying. In other words, since deep variations on CO abundances completely dominate our spectra, we cannot tell anything conclusive about CO abundances above the clouds, and consequently are not in conflict with the previous high-altitude measurements.

Another consequence of the very low sensitivity of our spectra to uppermost CO variations is the dismissal of CO/*Under*, which needs dramatic variations of CO abundances in and above the clouds (up to a factor of 10 between extremal locations) to reproduce changes in our observed spectra from a location to another, whereas these changes are accounted for in a much more plausible way—that is, much closer to the reference profile—when we allow deeper variations with the CO/*Nominal* set. We therefore adopt this latter set to match our spectra.

5.1.2. OCS

We show on Fig. 12 the OCS fit for the *Altitude* set. The *Nominal* fit is not plotted because it cannot be distinguished from the latter. We also have plotted on Fig. 13 the vertical profiles corresponding to these fits. The OCS/*Nominal* requires a change of 20% compared to the reference value, while the OCS/*Altitude* needs a change in the OCS cut-off altitude of about a kilometer, which seems easier to explain assuming vertical movements in Venus' atmosphere.

5.2. Latitudinal variations

Considering the *Altitude* profile set for OCS and the *Nominal* profile set for CO, we show below the latitudinal variations observed on the four different longitudinal positions of the slit.

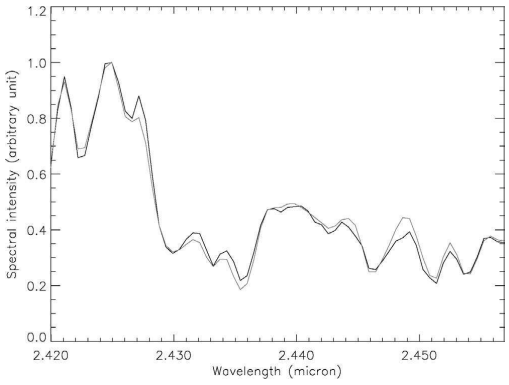


Fig. 12. Same as Fig. 11a, but for the *OCS/Altitude* set and in the spectral window used for OCS measurements. *OCS/Nominal* yields a very similar fit.

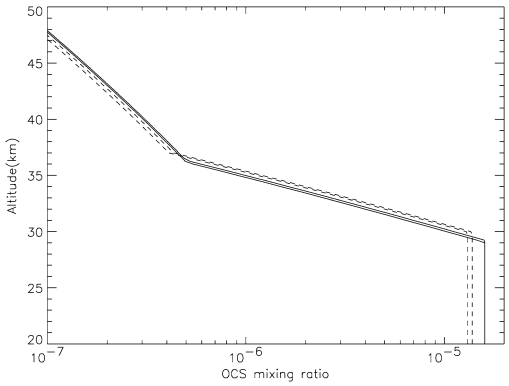


Fig. 13. Vertical OCS profiles corresponding to the fits for OCS with their $1-\sigma$ error. The dashed lines represent the *OCS/Nominal* profile estimates, whereas the solid lines stand for *OCS/Altitude*.

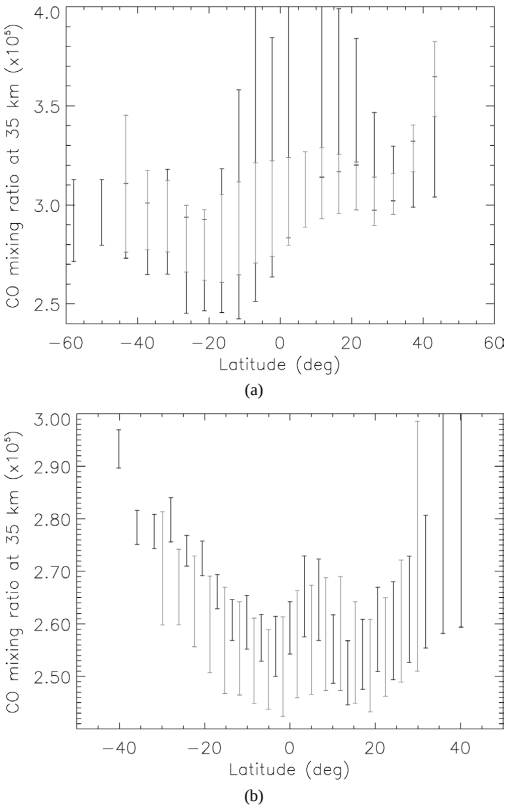


Fig. 14. (a) Latitudinal variations of CO mixing ratios on slit position 1 (black) and slit position 2 (grey). (b) Same as (a) but for slit position 3 (black) and slit position 4 (grey).

5.2.1. CO

Figs. 14a–14b show the four plots for the two first and last positions of the slit, respectively. The observed variations extend to about 20% of the nominal abundance. We observe mainly an enhancement towards high latitudes (past 35°) and a strong longitudinal correlation during the same night—as can be expected from the rapid rotation of venusian atmosphere, yielding a zonal averaging.

We may wonder if the enhancement towards high latitudes could be a limb-effect: higher latitudes are closer to the limb of the observed disk, and thus correspond to larger airmasses enhancing the atmospheric path above the clouds. However, due to the large optical depths of the clouds, the outgoing intensity for any line of sight is mostly related to the upward flux below the clouds where most of CO and OCS absorption is taking place. Fig. 14b shows that the extreme latitudinal positions—very close to the disk's border—for slit position 4 are in perfect match with their slit position 3 counterparts, which are much more inside the disk. We can consequently dismiss the center–edge bias, and consider that this higher latitude enhancement is real. Past space-based observations at even higher latitudes by Galileo NIMS (Collard et al., 1993) pointed out such a variation, but only for the Northern hemisphere.

5.2.2. OCS

Fig. 15 shows the corresponding plots for OCS, assuming the *Altitude* profiles set. The quality of these fits is not as good as the CO fits, due to the smaller impact of OCS in both spectral extent and magnitude. Consequently, the only clear pattern we were able to distinguish is a relatively low column density at the southernmost latitudes for slit position 3 (about 20%), that we can compare with the CO enhancement observed at the same places.

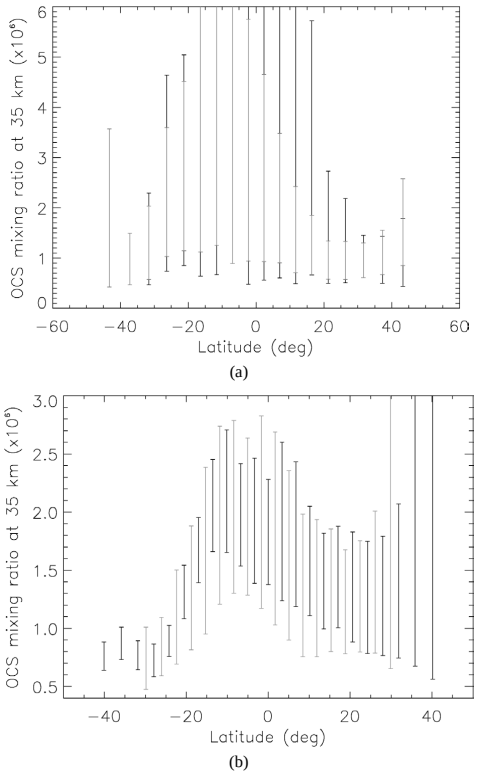


Fig. 15. (a) Latitudinal variations of OCS mixing ratios on slit position 1 (black) and slit position 2 (grey). (b) Same as (a) but for slit position 3 (black) and slit position 4 (grey).

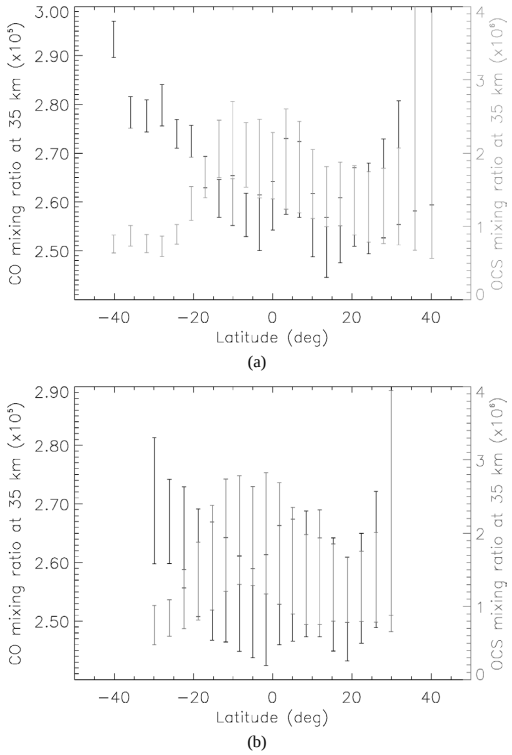


Fig. 16. (a) Mixing ratios of CO (black) and OCS (grey) on slit position 3 with respect to the latitude. Note the anticorrelation observed in southern latitudes. (b) Same as (a) but for slit position 4. The southern anticorrelation can be still observed.

5.3. CO/OCS profiles correlation during 2004 campaign

As shown in Figs. 14a and 15a, positions 1 and 2 yield OCS and CO abundances with large error bars. This is mainly due to their proximity to the terminator and their long exposure time, which increased the pollution by diffused sunlight and the difficulty of its removal. Therefore, the correlation between CO and OCS will be studied only from positions 3 and 4.

The abundances at 35 km of CO and OCS show a latitudinal correlation between the cut-off pressure level of OCS and the CO mixing ratio (Fig. 16). In other words, the more CO we have in the atmosphere, the less OCS we find. Such an anticorrelation was already known in the vertical dimension: OCS mixing ratio decreases with altitude in the 25–40 km range, whereas CO mixing ratio increases with altitude (Pollack et al., 1993). This behavior has been interpreted as a result of a thermochemical and dynamical balance between CO, OCS and other constituents of the atmosphere (Krasnopolsky and Pollack, 1994).

Consequently, the regions in which we found both a high CO mixing ratio and a lower cut-off altitude for OCS may be regions where there is a downward atmospheric motion, bringing CO-rich, OCS-poor gas to lower levels.

6. Conclusion

- First of all, the analysis of our spectra is consistent with small abundance variations around the nominal profiles of CO and OCS (Taylor et al., 1997) in the 25–40 km region. These slight variations—about 15% or less—allow us to fit all our experimental spectral sets.
- Longitudinal and temporal variations of the profiles are not observed within error bars. A contrario, latitudinal variations in gas abundances have been detected in the lower venusian atmosphere.
- At least in the southern hemisphere, there is a enhancement in CO of about 15% toward higher latitudes (30° S and more).

- This enhancement seems to be anticorrelated with the OCS cut-off altitude. This could be due to some vertical movements in the atmosphere beneath the clouds, more specifically downward movements at mid-to-high latitudes regions, possibly related to convection cells.
- In conclusion, this work shows that ground based studies of horizontal variations in Venus' lower atmosphere through nightside K-band spectro-imagery are possible, and will be important to complement the VIRTIS observations aboard the *Venus Express* spacecraft. Since the removal of diffused sunlight is a major source of error in our studies, space studies which are not subject to such a "light pollution" should achieve a much better precision, and possibly extend the field of study to other minor constituents (H_2O, SO_2, D/H ratio).

Acknowledgments

We thank all our support astronomers from IRTF for their crucial assistance during the remote observations: Paul Sears, Bill Golish and Schelte J. "Bobby" Bus.

References

Allen, D.A., Crawford, J.W., 1984. Cloud structure on the dark side of Venus. Nature 307, 222–224.

Bézard, B., de Bergh, C., Crisp, D., Maillard, J.-P., 1990. The deep atmosphere of Venus revealed by high-resolution nightside spectra. Nature 345, 508–511.

Bouanich, J., Walrand, J., Alberty, S., Blanquet, G., 1987. Diode-laser measurements of oxygen-broadened linewidths in the ν_1 band of OCS. J. Mol. Spectrosc. 123, 37–47.

Collard, A.D., Taylor, F.W., Calcutt, S.B., Carlson, R.W., Kamp, L.W., Baines, K.H., Encrenaz, T., Drossart, P., Lellouch, E., Bézard, B., 1993. Latitudinal distribution of carbon monoxide in the deep atmosphere of Venus. Planet. Space Sci. 41, 487–494.

Crisp, D., 1986. Radiative forcing of the Venus mesosphere. I. Solar fluxes and heating rates. Icarus 67, 484–514.

Crisp, D., Sinton, W.M., Hodapp, K.-W., Ragent, B., Gerbault, F., Goebel, J.H., 1989. The nature of the near-infrared features on the Venus nightside. Science 246, 506–509.

de Bergh, C., Bézard, B., Crisp, D., Maillard, J.P., Owen, T., Pollack, J., Grinspoon, D., 1995. Water in the deep atmosphere of Venus from high-resolution spectra of the nightside. Adv. Space Res. 15, 79–88.

Jacquinet-Husson, N., Arié, E., Ballard, J., Barbe, A., Brown, L.R., Bonnet, B., Camy-Peyret, C., Champion, J.P., Chédin, A., Chursin, A., Clerbaux, C., Duxbury, G., Flaud, J.M., Fourrié, N., Fayt, A., Graner, G., Gamache, R., Goldman, A., Golovko, V., Guelachvili, G., Hartmann, J.M., Hilico, J.C., Lefèvre, G., Naumenko, O.V., Nemtchinov, V., Newnham, D.A., Nikitin, A., Orphal, J., Perrin, A., Reuter, D.C., Rosenmann, L., Rothman, L.S., Scott, N.A., Selby, J., Sinitsa, L.N., Sirota, J.M., Smith, A.M., Smith, K.M., Tyuterev, V.G., Tipping, R.H., Urban, S., Vanarasi, P., Weber, M., 1999. The 1997 spectroscopic GEISA databank. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 62, 205–254.

Kamp, L.W., Taylor, F.W., 1990. Radiative-transfer models of the nightside of Venus. Icarus 86, 510–529.

Kamp, L.W., Taylor, F.W., Calcutt, S.B., 1988. Structure of Venus's atmosphere from modeling of nightside infrared spectra. Nature 336, 360–362.

Krasnopolsky, V.A., 1986. Photochemistry of the atmospheres of Mars and Venus. In: von Zahn, U. (Ed.), Photochemistry of the Atmospheres of Mars and Venus. Also Physics and Chemistry in Space, vol. 13. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York/Tokyo, p. 181.

Krasnopolsky, V.A., Pollack, J.B., 1994. H_2O–H_2SO_4 system in Venus' clouds and OCS, CO, and H_2SO_4 profiles in Venus' troposphere. Icarus 109, 58–78.

Lellouch, E., Goldstein, J.J., Rosenqvist, J., Bougher, S.W., Paubert, G., 1994. Global circulation, thermal structure, and carbon monoxide distribution in Venus' mesosphere in 1991. Icarus 110, 315–339.

Oyama, V.I., Carle, G.C., Woeller, F., Pollack, J.B., Reynolds, R.T., Craig, R.A., 1980. Pioneer Venus gas chromatography of the lower atmosphere of Venus. J. Geophys. Res. 85, 7891–7902.

Pollack, J.B., Dalton, J.B., Grinspoon, D., Wattson, R.B., Freedman, R., Crisp, D., Allen, D.A., Bézard, B., de Bergh, C., Giver, L.P., Ma, Q., Tipping, R., 1993. Near-infrared light from Venus' nightside—A spectroscopic analysis. Icarus 103, 1–42.

Rayner, J.T., Toomey, D.W., Onaka, P.M., Denault, A.J., Stahlberger, W.E., Vacca, W.D., Cushing, M.C., Wang, S., 2003. SpeX: A medium-resolution 0.8–5.5 micron spectrograph and imager for the NASA Infrared Telescope Facility. Publ. Astron. Soc. Pacific 115, 362–382.

Rosenmann, L., Hartmann, J., Perrin, M., Taine, J., 1988. Accurate calculated tabulations of IR and Raman CO_2 line broadening by CO_2, H_2O, N_2, O_2 in the 300–2400-K temperature range. Appl. Optics 27, 3902–3907.

Seiff, A., 1983. Thermal structure of the atmosphere of Venus. In: Bougher, S.W., Hunten, D.M., Phillips, R.S. (Eds.), Venus. Univ. of Arizona Press, Tucson, pp. 215–279.

Sumpf, B., 1997. Determination of line intensities in the $\nu_1 + \nu_3$ band of SO_2 by applying a tunable diode laser spectrometer. J. Mol. Spectrosc. 186, 249–255.

Taylor, F.W., Crisp, D., Bézard, B., 1997. Near-infrared sounding of the lower atmosphere of Venus. In: Hunten, D.M., Glin, L., Donahue, T.M., Moroz, V.I. (Eds.), Venus II. Univ. of Arizona Press, Tucson, pp. 325–351.

Tonkov, M.V., Filippov, N.N., Bertsev, V.V., Bouanich, J.P., van Thanh, N., Brodbeck, C., Hartmann, J.M., Boulet, C., Thibault, F., Le Doucen, R., 1996. Measurements and empirical modeling of pure CO_2 absorption in the 2.3-μm region at room temperature: Far wings, allowed and collision-induced bands. Appl. Optics 35, 4863–4870.

von Zahn, U., Kumar, S., Niemann, H., Prinn, R., 1983. Composition of the Venus atmosphere. In: Bougher, S.W., Hunten, D.M., Phillips, R.S. (Eds.), Venus. Univ. of Arizona Press, Tucson, pp. 299–430.

Annexe B

Reproduction de l'article de Marcq *et al.* (2006)

Le lecteur trouvera dans les pages suivantes une reproduction de l'article Marcq *et al.* (2006) extrait du numéro spécial de la revue *Planetary and Space Science* dédié à la planète Vénus, paru en novembre 2006.

Available online at www.sciencedirect.com
ScienceDirect
Planetary and Space Science 54 (2006) 1360–1370
Planetary and Space Science
www.elsevier.com/locate/pss

Remote sensing of Venus' lower atmosphere from ground-based IR spectroscopy: Latitudinal and vertical distribution of minor species

E. Marcq[a,*], T. Encrenaz[a], B. Bézard[a], M. Birlan[a,b]

[a]*LESIA, UMR-CNRS 8109, Observatoire de Paris, 5 Place Janssen, F-92195 Meudon, France*
[b]*IMCCE, Observatoire de Paris, 77 Avenue Denfert Rochereau, F-75014 Paris, France*

Accepted 10 April 2006
Available online 10 August 2006

Abstract

We present an investigation of the lower atmosphere in the 25–40 km altitude range from data of Venus' night side in the 2.3-μm region. We used observations recorded at the NASA/IRTF in August 2004 with the SpeX spectro-imager. The previous conclusions of Marcq et al. [2005, Latitudinal variations of CO and OCS in the lower atmosphere of Venus from near-infrared nightside spectro-imaging, Icarus 179, 375–386] about CO and OCS abundance latitudinal variations are confirmed with a better accounting for cloud opacity variations; in particular, an enhancement of $12 \pm 4\%$ in CO at 36 km is found at 40°S with respect to the equator. There is also a depletion of OCS southward of 20°S, that may be correlated with the CO increase. Information on the vertical gradients of the CO and OCS profiles was derived, yielding the following mixing ratios in the probed altitude range: CO (30 km) = 22.5 ± 3.5 ppm, CO (36 km) = 24 ± 2 ppm; OCS (30 km) = 5−20 ppm, OCS (36 km) = 0.55 ± 0.15 ppm. The study was also extended to H_2O and no latitudinal variations are found beyond our error bars (26 ± 4 ppm at 35 km).
© 2006 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Keywords: Abundances; Atmosphere; Infrared observations; Spectroscopy; Venus; Atmosphere

1. Introduction

The study of Venus' nightside near infrared thermal emission began in 1984 when Allen and Crawford (1984) discovered a strong nocturnal emission from Venus inter alia in a broad band around 2.3-μm. Its nature was rapidly established based on its physical properties as well as radiative transfer modeling (Crisp et al., 1989; Krasnopolsky, 1986): thermal radiation from the hot layers of the lower atmosphere (in an altitude range of about 25–40 km) is able to escape through the huge amount of CO_2 and the thick overlying cloud layers thanks to the sub-Lorentzian behavior of the CO_2 lineshape.

The scientific interest of this new spectral window was obvious, allowing both tracking of cloud circulation through the imaging of cloud opacity variations (Carlson et al., 1991) and compositional study through spectroscopy and comparison with radiative models (Bézard et al., 1990; Kamp and Taylor, 1990). These latter studies (Pollack et al., 1993; Bézard et al., 1990; Kamp and Taylor, 1990; de Bergh et al., 1995) provided abundance estimates for many minor species such as H_2O/HDO, HF, HCl, SO_2 and even constraints of the vertical profiles of CO and OCS. In particular, opposite vertical gradients for CO and OCS were derived yielding a vertical anti-correlation between these two species (Pollack et al., 1993). Observations at higher spatial resolution achieved during the *Galileo*/NIMS fly-by of 1990 brought evidence for a northern high-latitude CO enrichment (Collard et al., 1993).

In anticipation of the *Venus Express* mission, we have been acquiring for two years spectra of Venus in the 2.3-μm region using the spectro-imager SpeX based at the NASA infrared telescope facility (IRTF). These spectra enabled us to study the latitudinal variations of CO and OCS thanks to their high spatial and spectral resolution. The first analysis of these data by Marcq et al. (2005) tends to confirm Collard et al. (1993)'s results, by showing a mid-to-high latitude enrichment in CO for both hemispheres as well as a latitudinal anti-correlation between CO and OCS.

*Corresponding author. Tel.: +33 1 4507 7730; fax: +33 1 4507 7110.
E-mail address: emmanuel.marcq@obspm.fr (E. Marcq).

0032-0633/$ - see front matter © 2006 Elsevier Ltd. All rights reserved.
doi:10.1016/j.pss.2006.04.024

This article presents the new developments we have achieved, mainly a better accounting for cloud opacity, a study of the H_2O abundance, and new methods to derive constraints on the vertical profiles of CO and OCS.

2. Data reduction

2.1. Preliminary steps

The data acquisition and reduction procedures follow the methods described in Marcq et al. (2005), summarized hereafter for the reader's convenience.

We acquired our observational data from the remote observation center of Meudon Observatory on August 13, 2004. The remote telescope was the infrared telescope facility (IRTF, Hawaii) owned by the NASA, and we used the SpeX spectro-imager (Rayner et al., 2003). These observations are a subset of the data presented in Marcq et al. (2005): due to their excellent quality, these spectra enabled a more advanced processing which is the motivation for this paper. Consequently, the physical parameters of these observations are the same as in Marcq et al. (2005). Table 1 and Fig. 1 present a brief summary.

To remove the light diffused in the telescope coming from Venus' day side, we proceed exactly as in Marcq et al. (2005), especially to account for the terrestrial airmass variations:

- Acquisition of two spectra (at different terrestrial airmasses) on Venus' day side $F_1(\lambda)$ and $F_2(\lambda)$.
- For each night side series acquired with an airmass μ, use of a solar diffused spectrum $F(\lambda)$ given by $F(\lambda) = F_1(\lambda)[F_2(\lambda)/F_1(\lambda)]^{(\mu_1-\mu)/(\mu_1-\mu_2)}$.
- Removal of the diffused sunlight from the night side spectra in such a way that the corrected signal is zero between 2.06 and 2.18 μm and between 2.482 and 2.489 μm because no detectable thermal emission escapes Venus in these regions of strong atmospheric absorption.

Table 1
Observational parameters

Resolving power	2000	
Slit size	$0.3'' \times 60''$	
Spectral range	1.92–2.48 μm (mode 3)	
CCD pixel size	$0.15'' \times 0.15''$	
Venus diameter	$24.68''$	
Venusian phase (°)	92.5	
	Slit pos. 1	Slit pos. 2
Time (UTC)	15:37–15:48	14:46–15:28
Number of shots	4	12
Exposure time (s)	20	25
Seeing ($''$)	0.9	0.9

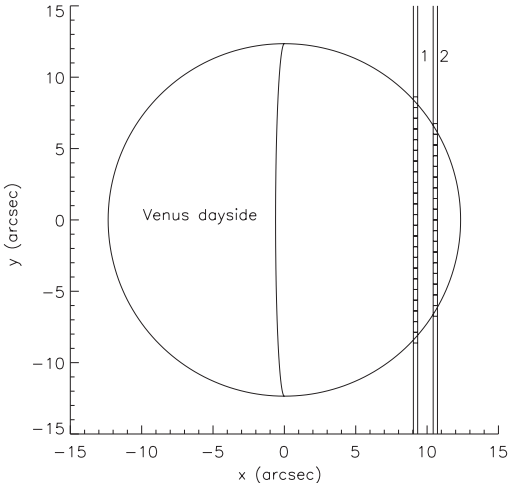


Fig. 1. Venus as seen on 2004/08/13. The latitudinal binning discussed in 2.1 is also shown.

It is advised to refer to Fig. 3 of Marcq et al. (2005) for a better illustration of this part of the processing.

We then turn our 2-D spectra (a spatial dimension along the direction of the slit, and a spectral dimension proportional to the wavelength in the perpendicular direction) into a set of 1-D spectra by proceeding to a latitudinal binning. This binning extends on a width of 5 pixels (0.75 arcsec), a value close to the estimated seeing, ($\sigma \simeq 0.9$ arcsec). The binning is shown on Fig. 1.

We deal with the effect of telluric absorption in the following way: our diffused sunlight sample is compared with a theoretical solar spectrum. Any difference is due to terrestrial absorption, and is subsequently corrected in all our spectra. Here also, an illustration of this correction is shown in Fig. 3 of Marcq et al. (2005).

2.2. Influence of observational parameters on the spectra's quality

We acquired similar spectral data during three different observation campaigns occurring during Venusian quadratures: the first in February 2003, the second in August 2004 and more recently in November 2005; a fourth campaign is scheduled in March 2006. As a consequence, we have been able to precise empirically the observational procedures and conditions which ensure an optimal quality for this kind of spectral data.

- The main source of degradation comes from the removal of diffused sunlight. We observed a strong negative correlation between the quality of the processed spectrum and the amount of diffused sunlight in the raw

spectrum. This implies that positions of the slit far away from the terminator often yield better spectra, and conversely spectra acquired close to the terminator almost never gave any useful information.

- Concerning the optimal date for observations, this could lead to consider that any date between the quadratures and the opposition is a favorable time. Yet the best date for observing lies around the quadrature, because of limitations of the instrument (angular proximity of the Sun, and useful slit height limited to 30 arcsec). Nevertheless, a Venusian phase slightly greater than 90 should be preferred to a smaller phase.
- Still for the same reason, a narrow seeing reduces the problem of diffused sunlight. Evening observations are therefore of lesser quality than morning ones in most cases.
- Another trouble caused by the removal is that the samples of diffused sunlight must be acquired in conditions close to the nightside spectrum being processed. This puts a limitation to exposition durations on the night side, and also requires frequent acquisitions of diffused spectra.
- Since Rayleigh scattering by terrestrial atmosphere is weak in the near IR, observations during daytime have also been attempted, although with mixed results: the bad seeing is a source of difficulty, but the opportunity to observe Venus close to the meridian (with a minimal terrestrial airmass along with its minimal temporal derivative) allows longer exposure times.

As an illustration, the spectra described in this paper were acquired with a short exposure time (about 15 min), faraway from the terminator, with a good seeing (the Sun was just rising) and while Venus' phase was close to 90°.

2.3. Absolute calibration

This stage was optional in our previous studies (Marcq et al., 2005), but has become crucial for the present analysis: the cloud opacity variations were formerly considered as a wavelength-independent scaling factor, so the processing did not need any information on the actual spectral intensities—only the spectra's shape mattered. Since we take into account the effects of cloud opacity variations in a more realistic, wavelength-dependent way, we need to know the cloud optical depth, which requires to calibrate our observed spectra in terms of physical units instead of relative units. The calibration method has thus been improved as follows: the relative fraction I of the calibration star (π4 Orionis) light that is actually received by the CCD detector—because the slit is usually narrower than the seeing—is no longer estimated using a Gaussian fit. Instead, we compute the total amount of stellar light received along the slit T and the amount of light R which is received on the slit pixels closer than 0.3 arcsec (width of the slit) to the maximum. This yields to a more straightforward estimation of $I = R/T$, assuming only an isotropic seeing on the detector. Considering this assumption and the other sources of uncertainty (accuracy of the stellar magnitude in the K-band especially), we expect a precision of about 10% on the spectral intensities, which is adequate for our purposes.

3. Synthetic spectra

3.1. Model description

The line-by-line radiative transfer program we use to fit our spectra is the same as described in Marcq et al. (2005) and employed in previous studies (Crisp, 1986; Crisp et al., 1989; Pollack et al., 1993; Bézard et al., 1990). We will therefore focus the discussion on the parameters we can adjust to reproduce at best the variations the observational spectra.

The simple cloud model consists in discrete layers of Mie-scattering 75% H_2SO_4 − 25% H_2O particles with a size distribution following the modes 1, 2, 2′ and 3 described in Pollack et al. (1993), with modal radii of 0.3, 1, 1.40 and 3.65 μm, respectively. The particle scale height and optical depth for each particle modes are described in Crisp et al. (1989). The free parameter we use to adjust the intensity of our spectra is the integrated cloud opacity below 57 km.

Our model includes the gaseous opacities of CO_2, CO, H_2O, HDO, OCS, SO_2 and HF. The nominal vertical mixing ratios profiles, shown in Table 2, agree with Taylor et al. (1997), vonZahn et al. (1983) and Oyama et al. (1980) for the CO profile.

The constituents whose profile variations will be considered in our fittings are CO, OCS and H_2O, due to their prominent influence in our spectral window (see Section 3.2).

Table 2
Nominal gaseous abundance profiles (ppm, except for CO_2 and D/H)

CO_2	CO	H_2O	OCS	SO_2	HF	D/H
0.965	20 ($z<22$ km)	30 ($z<48$ km)	16($z<30$ km)	130 ($z<48$ km)	0.006	127
(Uniform)	30 (42 km)	3 ($z>65$ km)	0.5 (37 km)	0.05 (70 km)	(Uniform)	(Constant)
	50 (64 km)		0.005 (64 km)			
	2 (75 km)					
	1000 (100 km)					

The following parameters are assumed to be constant and fixed in our further spectral fittings. In other words, we chose not to look for their spatial variations.

- The D/H ratio is assumed to be equal to 127 times the terrestrial value (de Bergh et al., 1991).
- Vertical profiles of SO_2, HF and CO_2 are fixed to the nominal model in Table 2.
- The temperature profile was taken from Seiff (1983), based on Venera and Pioneer measurements for 0–30° latitude.
- The CO_2 continuum opacity (Pollack et al., 1993; Bézard et al., 1990) was measured only at room temperature (Tonkov et al., 1996), and is still badly constrained at the pressures and temperatures met in the Venusian lower atmosphere. In a first step, we used a constant-with-wavelength value ($3.5 \times 10^{-8}\,cm^{-1}\,amagat^{-2}$). We also tried to use our spectra to give new constraints on its value (see Section 4.4.3).

3.2. Overview of the 2.3 μm window

We present below the effects of changing the nominal parameters of our Venusian model on the spectrum in the 2.3-μm region.

3.2.1. Cloud opacity effects

Fig. 2 shows the ratio of two spectra with a strong difference in cloud opacity. The general increase from 2.2 to 2.46 μm reflects the increasing absorption of H_2SO_4. Below 2.46 μm, the ratio is only weakly affected by the gas absorption bands because the emission originates from levels much deeper and hotter than the H_2SO_4 cloud deck. The CO and OCS bands are still discernable as the cores of the absorption features penetrate slightly into the lower cloud layer. In contrast, beyond 2.46 μm, near the edge of the transparency window, this ratio decreases as the region of emission overlaps the lower cloud due to stronger gaseous opacity.

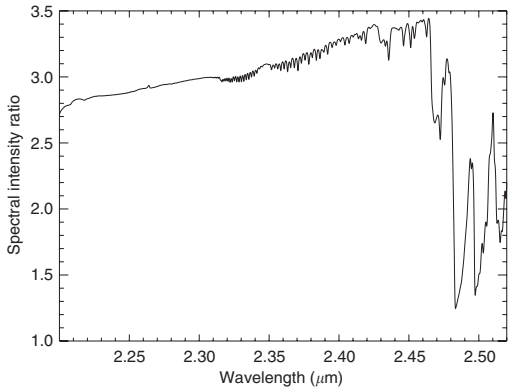


Fig. 2. Ratio of a synthetic spectrum with a halved cloud opacity to a spectrum with nominal cloud opacity. The ratio is everywhere above unity. The slow increase with wavelength from 2.2 to 2.46 μm is due to the increasing absorption by H_2SO_4 particles. The CO and OCS bands are slightly visible.

3.2.2. Effects of an abundance change of CO, OCS and H_2O

Fig. 3 shows, respectively, the effects of a global (i.e. vertically uniform) increase/decrease in the CO, OCS and H_2O abundances. We can see here that the effects of gaseous absorptions only affect limited spectral intervals, in which a gas dominates the shape of the spectrum. This is especially true for CO (between 2.3 and 2.35 μm) and OCS (between 2.42 and 2.47 μm), but the spectral range for H_2O intersects those of both CO and OCS, so that we will have to be particularly careful when trying to retrieve water abundances. Other illustrations of the effects of CO and OCS are shown in Fig. 5 of Marcq et al. (2005).

3.2.3. Effects of a gradient change of CO and OCS

Pollack et al. (1993) showed that this spectral window is not only sensitive to CO and OCS global abundances, but also to their vertical gradients. Fig. 4 shows the effect of a change in the vertical gradients of CO and OCS, respectively, *keeping their abundances to the nominal values at the reference levels*—close to an altitude of 35 km for CO and 33 km for OCS, where the spectral sensitivity is maximal. The effects are noticeable especially for OCS and differ from those caused by the uniform changes discussed above. Pollack et al. (1993) already used the strong sensitivity of the 2.3-μm window to the vertical gradients of CO and OCS to constrain the vertical profiles in the 25–40 km region and found evidence for a vertical anti-correlation between CO and OCS—OCS mixing ratio decreases with altitude whereas CO mixing ratio increases with an opposite vertical gradient. There are chemical arguments to explain these opposite vertical gradients (Krasnopolsky and Pollack, 1994): CO is created through photolysis of CO_2 in the mesosphere, whereas it is oxidized by sulphur minerals on the surface (mainly pyrite) and by some gaseous species such as SO_2 and SO_3 in the troposphere. On the contrary, the main source for OCS is the reaction of CO and CO_2 with minerals on the surface, and its main sink is located in the middle troposphere, where it reacts with SO_3 to form CO_2 and $(SO)_2$.

4. Results

4.1. Influence of cloud opacity on the abundance estimates

4.1.1. Fitting method

In this part, we will use a fitting algorithm very close to the one described in Marcq et al. (2005). Nevertheless, as mentioned in Section 3.2.1, the spatial variations in cloud opacity imply variations in our spectra that are not exactly wavelength independent. This may cause our former fits to overestimate our CO abundance guess in the clearest spots

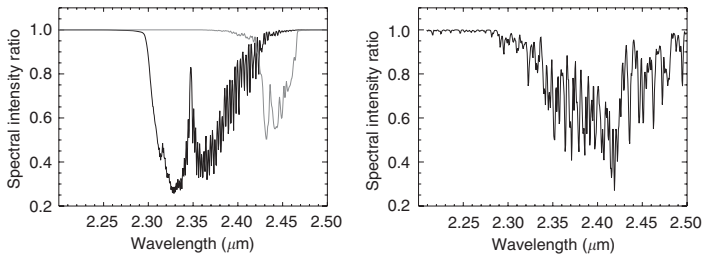


Fig. 3. Ratio of a doubled abundance synthetic spectrum by a halved one for CO (left, black), OCS (left, gray) and H_2O (right). Note the limited range of influence (absorption bands).

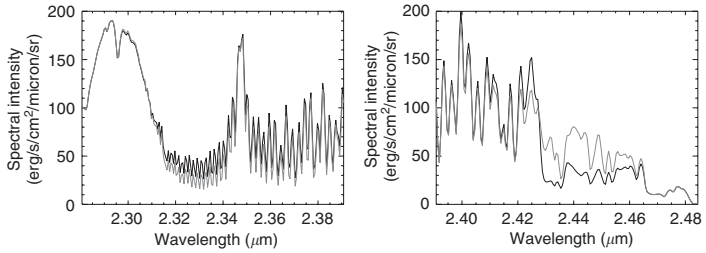


Fig. 4. Left: Synthetic spectrum with no vertical gradient in CO (black) and with a five times nominal vertical gradient for CO (gray). Right: Synthetic spectrum with a halved vertical gradient for OCS (black) and with a doubled vertical gradient for OCS (gray).

and *a contrario* to underestimate it in the darkest spots. We consequently improved our fitting algorithm so that we take the effects of cloud opacity in a more realistic way:

(1) First, we have to estimate the cloud opacity in our location. This is done by interpolating between synthetic spectra computed with reference atmospheric parameters except for the lower cloud opacity. The integrated spectral intensity between 2.209 and 2.264 μm provides our interpolation variable, since the flux in this spectral interval, dominated by CO_2 absorption, is only sensitive to cloud opacity.
(2) We compute a bidimensional set of synthetic spectra $S_{i,j}$ matching the reference parameters except for the cloud opacity (varying with the index j) and the profile of the gas we want to study (varying with the index i). The vertical profiles computed for CO or OCS are described in Marcq et al. (2005) and called, respectively, CO/*Nominal*—in which the vertical profiles are proportional to the reference profile—and OCS/*Altitude*—in which the profiles only differ by vertically translating the OCS reference profile.
(3) We collapse this 2-D synthetic array into a 1-D array S'_i by a linear interpolation on the cloud opacity j-axis for the opacity value derived in (1).
(4) We then use exactly the same algorithm as in Marcq et al. (2005), which we sum up here: The quadratic residual F_i between our observed spectrum $E(\lambda)$ and each S'_i is minimized using a free scaling parameter a_i over a spectral interval including the band of the studied gas. We then perform a third-order polynomial interpolation of the F_i versus α_i plot, where α_i is a physical parameter related to a synthetic spectrum S'_i. The minimum value of our interpolation yields our estimate α for this physical parameter, and thus our profile estimate (see for illustration Fig. 7 in Marcq et al., 2005).
(5) The estimation of the error has slightly changed since the previous version of the algorithm. It is based on the same two sources: the uncertainty on the zero level which yields an error e_0 computed as in Marcq et al. (2005) and the noise uncertainty e_c, also computed as before. But the total error is now given by the following method: the two retrievals of α used to compute e_0 are stored, and $e_c/2$ is now added to the greatest value and subtracted to the smallest value. The difference between these extremal retrievals of α yields our estimation of the error.

Let us now compare our new fitting algorithm with its primitive version (Marcq et al., 2005).

4.1.2. Comparison with the former procedure

Fig. 6 shows the latitudinal variation of CO and OCS abundance estimates with and without taking into consideration the variation in cloud opacity. The latitudinal variation of the cloud opacity is shown in Fig. 5. Our first statement is that no correlation between cloud opacity and CO/OCS abundances can be pointed out, whereas the southern anti-correlation between CO and OCS discussed in Marcq et al. (2005) is still clearly visible. On the other hand, the better accounting of the cloud opacity variations has no impact on our retrievals beyond our error bars (Fig. 6), even though the opacity variations observed on Fig. 5 are significant; the simple treatment of Marcq et al. (2005) is therefore legitimated at least concerning CO and OCS. The case of H_2O will be discussed in Section 4.4.2.

4.2. Abundance/gradients fits

In this part, we shall investigate the sensitivity of our spectra to the vertical gradients of CO and OCS (see Section 3.2.3).

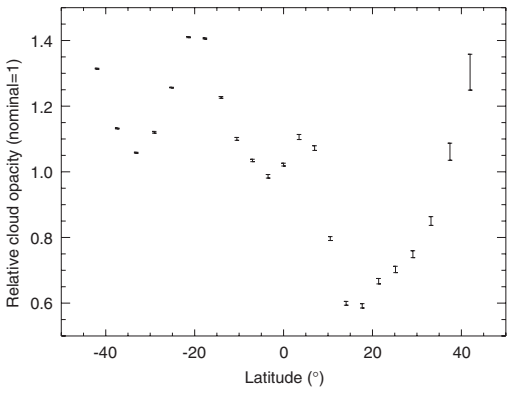


Fig. 5. Latitudinal variations of the lower cloud opacity along slit position 1.

4.2.1. Method

In order to investigate the possibility of both determining abundances and vertical gradients, we proceeded this way:

(1) Computation of a 2-D grid $S_{i,j}$ of synthetic spectra matching the nominal parameters except for the investigated gas: its vertical profile was divided in two parts (below 30 km and above 40 km), and each part had its abundances multiplied by a different factor. These factors were computed so that our synthetic spectra had various abundances at the reference level (abundance x_i) and/or various vertical gradients at the reference level (gradient y_j).
(2) For each couple (i,j), we calculated the residual function $F_{i,j} = \int [S_{i,j}(\lambda) - a_{i,j}E(\lambda)]^2 \, d\lambda$ with $E(\lambda)$ being the observed local spectrum. In this method, the influence of cloud opacity is assumed to be "gray" and the scaling factor $a_{i,j}$ takes it into account on its own: we saw in Section 4.1.1 that this simple method did not deteriorate our abundance estimates. $a_{i,j}$ is chosen to minimize $F_{i,j}$, and is consequently given by $a_{i,j} = \left(\int S_{i,j}(\lambda)E(\lambda)\,d\lambda\right)/\left(\int E^2(\lambda)\,d\lambda\right)$, and the integration interval for all integrals written here includes the absorption band of the studied gas as well as parts unaffected by the gas (in order to properly scale our fittings).
(3) Interpolation of a smooth quintic surface $\tilde{F}(x,y)$ such as for each (i,j), we have $\tilde{F}(x_i,y_j) = F_{i,j}$. Then, contour plots are drawn around the estimated $1-\sigma$ error interval which is given by $\min_{x,y}[\tilde{F}(x,y)] \times (N-2)/(N-3)$ with N being the number of independent points in the spectral fitting interval.

We applied this algorithm to two different spectra. The first one, designed by A, is defined as the average of the observed spectra along slit position 1 between 40°S and 20°S, where the CO mixing ratio is higher than average and the OCS mixing ratio lower. The second one, named B, consists of observed spectra averaged along slit position 1 between 20°S and the equator, where CO is depleted and

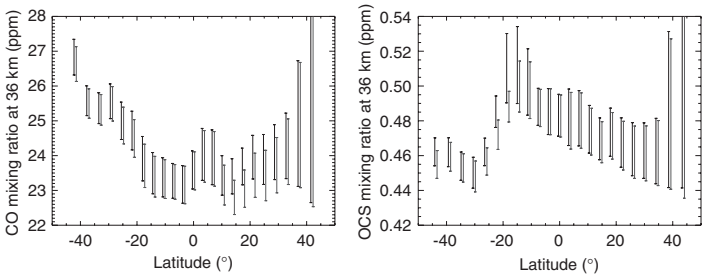


Fig. 6. Latitudinal variations of CO (left) and OCS (right) abundance estimates along the slit position 1 whether cloud opacity is taken into account precisely (black) or following the method of Marcq et al. (2005) assuming a gray cloud opacity (gray).

OCS more abundant. Incidentally, A and B have mean lower cloud opacities close to the nominal (respectively, 1.22 and 1.14 times the nominal value). These two spectra are designed to investigate the main feature we discovered in our previous studies (the CO/OCS anti-correlation) with an improved S/N ratio.

4.2.2. CO

The result is shown in Fig. 7. We can see that the precision in the gradient estimation is much lower than for the abundance determination at 36 km. This was expected from the synthetic spectra shown in Fig. 4, where very different gradients in CO led to limited changes. This means that we cannot derive a precise value of the CO gradients with our spectral data alone, but the mixing ratios are well constrained. Numerically, we find a CO mixing ratio between 25 and 27 ppm at 36 km in global average, and a vertical gradient (still at 36 km) between 0.3 and 0.9 ppm/km.

The differences in the CO profiles for A and B locations, that could already be seen in our mixing ratio determinations (see Section 4.1.2), are confirmed here, as well as a similar qualitative difference for the gradients: A is richer in CO than B at our reference altitude and also has a stronger vertical gradient. This pattern is consistent with a upward circulation in the B region, bringing gas from the deep, CO-poor, layers and producing a CO profile more uniform, i.e. with a lower vertical gradient.

Fig. 7 also tells us that the precise value of the vertical gradient does not affect too strongly our mixing ratio determination at 35 km: for example, in location A, assuming a doubling of the vertical gradient of CO would make our abundance estimate decrease by about only 10%. We could also interpret this anti-correlation between the assumed gradient and the mixing ratio retrievals as the need changing the altitude we choose for computing the CO mixing ratio and vertical gradient so that the new abundance and gradient estimates are now totally uncorrelated. This can be done since the CO abundance in the layers surrounding our former reference level can be estimated using the former abundance and the vertical gradient estimates. Assuming the new level is close enough to the first reference level (so that second-order vertical derivatives can be neglected), we find that a translation of about one kilometer upwards yield such a decorrelation, yielding an alternate reference altitude of 37 km.

It is also interesting to note that the set of various synthetic CO profiles used in Section 4.1.2 and in Marcq et al. (2005) (CO/*Nominal*), based on a global synthetic profile multiplication, lie on the plotted line of Fig. 7, where both CO vertical gradient and CO abundance vary proportionally. The sharp intersection between this line and the iso-$\tilde{F}$ contours ensures a reasonable accuracy on these previous mixing ratio estimations.

4.2.3. OCS

A first remark that can be issued considering the OCS plot in Fig. 7 is that the y-axis is not proportional to a concentration gradient as it was for CO. This comes from the definition of our profiles, which consists in the junction of linear segments in $\log(P)$ vs. $\log(q)$, where P stands for the pressure and q for the mixing ratio—exactly like the profiles used by Pollack et al. (1993). For CO, the computation of a gradient was meaningful, since we had in the probed altitude segment $[z_0 = 22\,\mathrm{km}, z_1 = 42\,\mathrm{km}]$ $\mathrm{d}(\log q_{\mathrm{CO}})/\mathrm{d}(\log P) \ll 1$. The linearity for the logarithms yielded a first order linearity for the profiles in q vs. z, which made our gradient calculation in the probed altitude $z = 36\,\mathrm{km}$ relevant. For OCS, the gradient is much stronger, and we lose about two orders of magnitude in OCS mixing ratio between 30 and 37 km. The approximation we made for CO is not valid anymore, and the only relevant parameter for characterizing the vertical variation of our profiles is the logarithmic slope : $\mathrm{d}(\log q_{\mathrm{OCS}})/\mathrm{d}(\log P)$.

Nevertheless, it can be seen on Fig. 7 that we find no difference in the OCS mixing ratio at 36 km between locations A and B—from 0.45 to 0.60 ppm—but a significant difference in the pseudo-gradient, which seems stronger in the A location: $\mathrm{d}(\log q_{\mathrm{OCS}})/\mathrm{d}(\log P)$ in the 30–37 km interval between 5.2 and 6 for A, and between 4 and 5 for B. In order to facilitate the interpretation, we have plotted in Fig. 8 the best-fitting profiles at the A and B locations using the 2-D-method described here and the

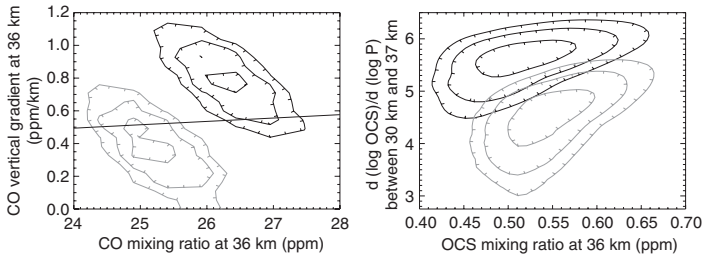


Fig. 7. Left: Contours iso-$\tilde{F}$ for CO. The black contours represent, respectively, the 1.σ, 3.σ and 5.σ error levels for the A region (40°S–20°S), whereas gray contours stand for the B region (20°S–0). The black line lies along the 1-D fit using the CO/*nominal* set of Marcq et al. (2005). Right: Same contour plots for OCS.

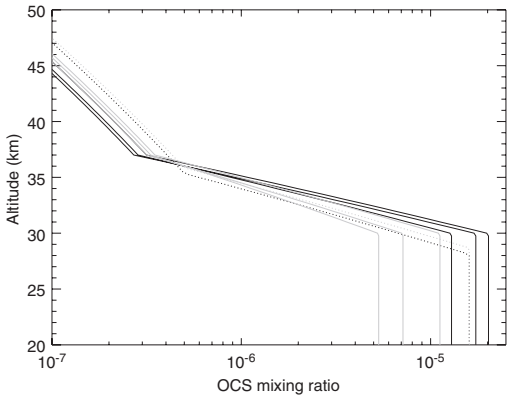


Fig. 8. Best fitting vertical profiles for OCS in the regions *A* (black) and *B* (gray). The solid lines represent equally good fits of the spectra achieved with the 2-D method, and the dotted lines stand for the best fits using the *OCS/altitude* 1-D set (see 4.1.2).

1-D-method described in Section 4.1.2. Here again, the pattern of the profiles is consistent with an upward circulation in the *B* region (low latitudes), where the profile is less steep than in the *A* region. Note that the OCS mixing ratios in our 2-D fittings are best constrained near 36 km.

Finally, we did not overplot the *OCS/altitude* line in the OCS subplot of Fig. 7, because these profiles have anchor points at altitudes different from the profiles from our QJ;2D-grid. This is not the case for the profiles of the *CO/nominal* family which are a subset of the profiles of the present 2-D CO grid.

4.3. Comparison with previous profile retrievals

4.3.1. Global results for CO

Table 3 displays some of the estimates of CO and OCS profiles in the 25–40 km region obtained from in situ probes and ground-based studies. Wherever a direct comparison is possible, a excellent agreement is obtained, but for the gradient in CO: our retrieval is twice smaller than the value from Pollack et al. (1993). Nevertheless, the error bars overlap slightly even for this value.

It can be noted that assuming the linearity of our CO profiles in $\log(P)$ vs. $\log(q)$, the extrapolation of our best fitting profile from 36 km to an altitude of 22 km yields a mixing ratio in the 13–23 ppm interval. Since Pollack et al. (1993) uses the same logarithmic linearity in their profiles as ours, a similar extrapolation can be performed, and yields a CO mixing ratio at 22 km between 5 and 20 ppm. Therefore, our profile seems to be in better agreement with the results from the *Pioneer Venus* measurements (Oyama et al., 1980), possibly thanks to our narrower spectral resolution.

Table 3
CO and OCS profile estimations from various sources

Reference	Gas	Mixing ratio (ppm)	Gradient (ppm/km)	Altitude (km)
Oyama et al. (1980)	CO	30 ± 18		42
	CO	20 ± 3		22
Gel'Man et al. (1979)	CO	28 ± 7		36–42
Pollack et al. (1993)	CO	23 ± 5	$+1.2 \pm 0.45$	36
Pollack et al. (1993)	OCS	4.4 ± 1.0	-1.58 ± 0.3	33
This paper	CO	24 ± 2[a]	$+0.6 \pm 0.3$	36
	OCS	0.55 ± 0.15[b]	-0.28 ± 0.1[c]	36

[a]Latitudinal average. See Section 4.3.2 for details about local variations.
[b]From bidimensional retrievals.
[c]Corresponds to $\mathrm{d}(\log q_{\mathrm{OCS}})/(\mathrm{d}\log p) = 5 \pm 1$.

4.3.2. Local enrichment in CO

Up to Marcq et al. (2005) and the present paper, the only attempts to detect horizontal variations in CO were performed during the *NIMS/Galileo* fly-by of 1991. Most notably, Collard et al. (1993) noticed an increase in CO at 36 km from roughly 30 ppm south of 45N to about 40 ppm northwards, assuming vertical profiles proportional to the measurements of *Pioneer Venus* (Oyama et al., 1980). The small obliquity of the planet leads us to consider a symmetrical atmospheric composition in respect to the equator. With this assumption, we derive figures consistent with the aforementioned values: an increase in CO mixing ratio at 36 km from about 23 ± 1 ppm near the equator up to 26 ± 1 ppm near 40S can be seen. However, it is worth noting that our spectra cover a latitudinal range narrower than *NIMS/Galileo*, therefore we can neither confirm nor disprove the measurements by Collard et al. (1993) at latitudes higher than 40.

4.4. H_2O profile constraints

4.4.1. Fitting method

The fitting procedure for the water abundance is somewhat different from the case of CO or OCS for two main reasons. Firstly, there is no part of the H_2O spectral band unaffected by other constituents: the short-wavelength side is strongly affected by CO, whereas OCS influences the spectrum on the other side of the H_2O band, as can be seen on Fig. 3. The other potential concern is the width of the H_2O spectral fitting interval we use, which is broader than those of CO and OCS: the distortions of the spectra over such a wide spectral interval because of the cloud opacity variations should affect water fittings in a much more serious way than for our previous fittings, notwithstanding the possible variations in CO_2 continuum absorption over a wide spectral interval.

Because of these difficulties, we use for H_2O a fitting algorithm derived from the method described in Section 4.1.1: the pre-computed synthetic spectra now lie in a four-dimensional array where the following atmospheric parameters vary: opacity, CO abundance, OCS

cut-off altitude level and finally H_2O abundance. Once estimates for the first three parameters are provided, we collapse this array into a one dimensional one—just letting the H_2O abundance dimension parameter varying and fixing the other parameters to their prescribed estimates through a linear interpolation. After this step, the fitting is carried on as described in 4.1.1 or in Marcq et al. (2005). The errors due to the zero-level adjustment, noise and the uncertainty on the needed CO and OCS estimates yield our global error bars.

In order to study the actual influence of the other atmospheric parameters on our H_2O fittings, simplified versions of this algorithm have also been implemented, in which we may ignore the variations in CO, OCS or cloud opacity. Their results are discussed in next section.

4.4.2. Latitudinal abundance variations

Fig. 9 shows the results of these fits along slit position 1. The first remark is that no clear variations in H_2O abundance are visible: a constant value of the water mixing ratio of 26 ± 4 ppm at 35 km lies within our error bars.

We can also notice, concerning the sensitivity of our water retrievals to the other atmospheric parameters:

- The CO dimension of our algorithm cannot be removed, which was expected due to the important overlapping of the CO and H_2O bands. The fitting spectral intervals consequently overlap, which was necessary to keep the overlapping between water and OCS fitting intervals to a limited extent. The strong influence of CO on the H_2O retrievals also induces a propagation of the CO uncertainties to the water retrievals, which is noticeable in the relatively large error bars in Fig. 9 (Up).
- The OCS dimension should be taken into consideration, but to a lesser extent and to achieve a greater precision. This result was expected too, since we chose the fitting intervals for H_2O and OCS so that their overlapping was minimal.
- The cloud opacity dimension exhibits a surprising behavior if we compare Fig. 9 with Fig. 5: it seems that its influence is noticeable only in the brightest areas (between 5°N and 30°N)—where cloud opacity is smaller than the nominal value; the darkest spots behave, as far as water spectral band is concerned, as if their cloud opacity was close to the nominal. This latter effect is actually quite complex: when we set the cloud opacity to its nominal value (i.e. we ignore the cloud opacity variations), we proceed in the same way for the CO and OCS abundance determinations needed by the H_2O fitting routine. The resulting small changes in CO and OCS abundance determinations shift the H_2O abundance estimation in a direction opposite to that resulting from setting the cloud opacity to the nominal value. In contrast, in the brightest spots, CO and OCS do not depart as much from the nominal model as in the southern hemisphere, so the only visible differences are due to the strong cloud opacity

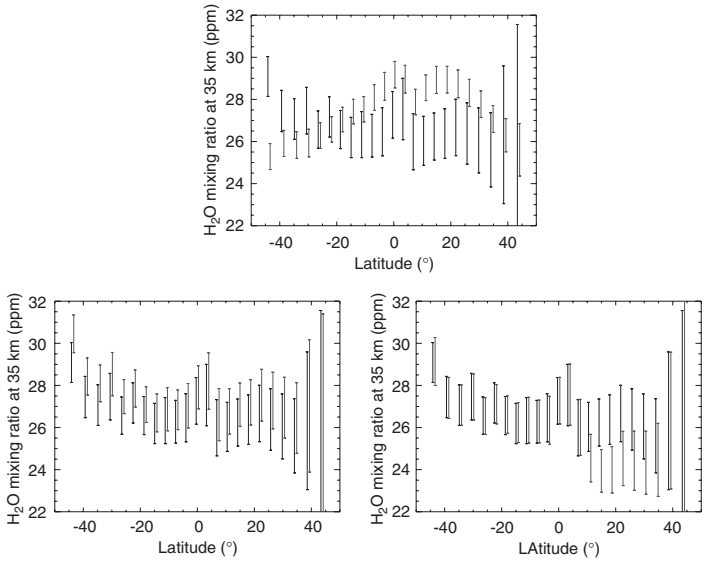


Fig. 9. Up: Latitudinal variations of the H_2O abundance at 35 km on slit position 1 of CO abundance using the algorithm described in Section 4.4.1 (black) and without accounting for CO variations (gray). Down-left: Same as the upper plot (black) but without accounting for OCS variations (gray). Down-right: Same as the upper plot (black), but without accounting for cloud opacity variations (gray).

variations. Thus, accounting for the cloud opacity variations is essential to our algorithm, since a spurious correlation between water abundance and cloud opacity could be inferred if we dismiss them. This apparent correlation does not appear when taking properly the cloud opacity into account, which shows the limits of an oversimplified fitting algorithm: within the water band, the non-gray effects due to a smaller cloud opacity are mistakenly assumed to be due to a water depletion.

A last statement can be issued concerning the water abundance variations found by Bell et al. (1991): a bright spot—with a very low cloud opacity—was found to be very wet (as much as 200 ppm at 40 km instead of about 30 ppm). Considering our error level on the H_2O abundance, we could not have missed such a water-enhanced spot if it had occurred during our observations. Our data do not show evidence for H_2O variations in excess of about 20%.

4.4.3. CO_2 continuum opacity

When examining the best fits in the H_2O region, we noticed some systematic disagreements not due to water opacity, especially in the 2.36–2.40 μm interval, where the best fits always underestimate the observed spectra (see Fig. 10, left). Such deviations are likely to be due to a bad adjustment of the CO_2 continuum absorption. Laboratory measurements exist at room temperature (Tonkov et al., 1996) but not at the temperature probed in the 2.3-μm window (≈ 500 K). Considering the lack of appropriate measurements, we assumed at first a constant binary absorption coefficient for CO_2 (3.5×10^{-8} cm^{-1} amagat^{-2}) in our spectral modelings, a value intermediate between those used in Pollack et al. (1993) and de Bergh et al. (1995), although such an assumption lacks any physical justification.

To improve the overall quality of the fittings and correct the systematic underestimation mentioned previously, we adopted a wavelength-dependent value for the CO_2 continuum absorption shown in Fig. 11. Its variations were determined empirically, by lowering it in the spectral intervals where systematic underestimation in the fittings was encountered and vice-versa. When using these new values, the fittings improve as expected (see Fig. 10, right), yet only slightly. Nevertheless, these empirical propositions to constrain the CO_2 continuum absorption underline the critical need for laboratory measurements at the temperature and pressure conditions met in Venus' troposphere.

5. Conclusion

These new results can be compared to the ones published in Marcq et al. (2005) as follows:

- The main conclusions of Marcq et al. (2005) about CO and OCS latitudinal variations are confirmed using more advanced fitting methods, especially concerning the influence of cloud opacity variations on the spectral shapes.
- The relative sensitivity of the spectra in the 2.3-μm region to the vertical gradient of CO is much lower than for OCS. Our findings validate the choice of the vertical profile variation set used for CO abundance estimation, and provided also constraints on the CO and OCS

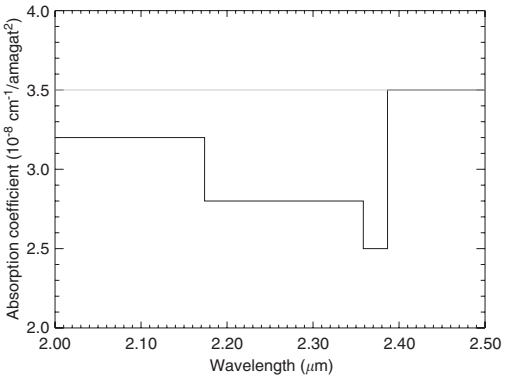


Fig. 11. Variation of CO_2 continuum absorption used in Marcq et al. (2005) (gray) and proposition of a more accurate version (see Fig. 10) (black).

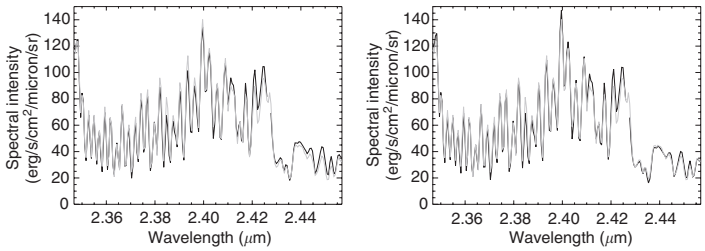


Fig. 10. Left: An observed spectrum on slit position 1 in the H_2O band (gray) and its best fit in CO, OCS, H_2O and cloud opacity (black) using the old version of CO_2 continuum absorption. Right: Same as previous, but using the new version of CO_2 continuum absorption. Note the better global agreement with the observed spectrum.

vertical gradients and abundances that do not depend on our profile assumptions, and which globally agree with the values found in Pollack et al. (1993).

- A similar study was conducted for H_2O showing no evidence for latitudinal variations. Nevertheless, the quality of our spectra enabled us to propose a more precise description of the still badly known CO_2 2.3-μm continuum absorption in the (P, T) conditions met in the lower Venusian atmosphere.

Our next observation campaigns will extend to the 1.74-μm window which should provide constraints on the water abundance at deeper levels (*circa* 20–25 km). Finally, the *Venus Express*/*VIRTIS* mission will record numerous spectra at a higher spatial resolution (and similar spectral resolution) on Venus' dark side in the 2.3-μm window. The absence of telluric absorption and diffused sunlight will yield a significant improvement over ground-based observations which should therefore improve the constraints on the horizontal distributions of CO, OCS and H_2O using algorithms similar to those exposed herein.

Acknowledgments

We thank all our support astronomer and telescope operators from IRTF who contributed in the success of our remote observations: Paul Sears, Bill Gollish and Schelete J. Bus.

References

Allen, D.A., Crawford, J.W., 1984. Cloud structure on the dark side of Venus. Nature 307, 222–224.

Bell, J.F., Lucey, P.G., Ozoroski, T.A., Sinton, W.M., Crisp, D., 1991. Spectroscopic observations of bright and dark emission features on the night side of Venus. Science 252, 1293–1296.

Bézard, B., de Bergh, C., Crisp, D., Maillard, J.-P., 1990. The deep atmosphere of Venus revealed by high-resolution nightside spectra. Nature 345, 508–511.

Carlson, R.W., Baines, K.H., Kamp, L.W., Weissman, P.R., Smythe, W.D., Ocampo, A.C., Johnson, T.V., Matson, D.L., Pollack, J.B., Grinspoon, D., 1991. Galileo infrared imaging spectroscopy measurements at Venus. Science 253, 1541–1548.

Collard, A.D., Taylor, F.W., Calcutt, S.B., Carlson, R.W., Kamp, L.W., Baines, K.H., Encrenaz, T., Drossart, P., Lellouch, E., Bézard, B., 1993. Latitudinal distribution of carbon monoxide in the deep atmosphere of Venus. Planet. Space Sci. 41, 487–494.

Crisp, D., 1986. Radiative forcing of the Venus mesosphere. I—Solar fluxes and heating rates. Icarus 67, 484–514.

Crisp, D., Sinton, W.M., Hodapp, K.-W., Ragent, B., Gerbault, F., Goebel, J.H., 1989. The nature of the near-infrared features on the Venus night side. Science 246, 506–509.

de Bergh, C., Bézard, B., Owen, T., Crisp, D., Maillard, J.-P., Lutz, B.L., 1991. Deuterium on Venus—Observations from Earth. Science 251, 547–549.

de Bergh, C., Bézard, B., Crisp, D., Maillard, J.P., Owen, T., Pollack, J., Grinspoon, D., 1995. Water in the deep atmosphere of Venus from high-resolution spectra of the night side. Adv. Space Res. 15, 79–88.

Gel'Man, B.G., Zolotukhin, V.G., Lamonov, N.I., Levchuk, B.V., Lipatov, A.N., Mukhin, L.M., Nenarokov, D.F., Rotin, V.A., Okhotnikov, B.P., 1979. Analysis of chemical composition of Venus atmosphere by gas chromatography on Venera 12. Cosmic Res. 17, 585–589.

Kamp, L.W., Taylor, F.W., 1990. Radiative-transfer models of the night side of Venus. Icarus 86, 510–529.

Krasnopolsky, V.A., 1986. Photochemistry of the atmospheres of Mars and Venus. In: von Zahn, U. (Ed.), Photochemistry of the Atmospheres of Mars and Venus. Also Physics and Chemistry in Space, vol. 13. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, p. 181.

Krasnopolsky, V.A., Pollack, J.B., 1994. H_2O–H_2SO_4 system in Venus' clouds and OCS, CO, and H_2SO_4 profiles in Venus' troposphere. Icarus 109, 58–78.

Marcq, E., Bézard, B., Encrenaz, T., Birlan, M., 2005. Latitudinal variations of CO and OCS in the lower atmosphere of Venus from near-infrared nightside spectro-imaging. Icarus 179, 375–386.

Oyama, V.I., Carle, G.C., Woeller, F., Pollack, J.B., Reynolds, R.T., Craig, R.A., 1980. Pioneer Venus gas chromatography of the lower atmosphere of Venus. J. Geophys. Res. 85, 7891–7902.

Pollack, J.B., Dalton, J.B., Grinspoon, D., Wattson, R.B., Freedman, R., Crisp, D., Allen, D.A., Bézard, B., De Bergh, C., Giver, L.P., Ma, Q., Tipping, R., 1993. Near-infrared light from Venus' nightside—A spectroscopic analysis. Icarus 103, 1–42.

Rayner, J.T., Toomey, D.W., Onaka, P.M., Denault, A.J., Stahlberger, W.E., Vacca, W.D., Cushing, M.C., Wang, S., 2003. SpeX: A medium-resolution 0.8–5.5 micron spectrograph and imager for the NASA infrared telescope facility. Publ. Astron. Soc. Pac. 115, 362–382.

Seiff, A., 1983. Thermal structure of the atmosphere of Venus. In: Bougher, S.W., Hunten, D.M., Phillips, R.S. (Eds.), Venus. University of Arizona Press, Tucson, pp. 215–279.

Taylor, F.W., Crisp, D., Bézard, B., 1997. Near-infrared sounding of the lower atmosphere of Venus. In: Hunten, D.M., Glin, L., Donahue, T.M., Moroz, V.I. (Eds.), Venus II. University of Arizona Press, Tucson, pp. 325–351.

Tonkov, M.V., Filippov, N.N., Bertsev, V.V., Bouanich, J.P., van-Thanh, N., Brodbeck, C., Hartmann, J.M., Boulet, C., Thibault, F., Le Doucen, R., 1996. Measurements and empirical modeling of pure CO_2 absorption in the 2.3-μm region at room temperature: far wings, allowed and collision-induced bands. Appl. Opt. 35, 4863–4870.

von Zahn, U., Kumar, S., Niemann, H., Prinn, R., 1983. Composition of the Venus atmosphere. In: Bougher, S.W., Hunten, D.M., Phillips, R.S. (Eds.), Venus. University of Arizona Press, Tucson, pp. 299–430.

Bibliographie

Adams, W. S. et Dunham, T. (1932). Absorption Bands in the Infra-Red Spectrum of Venus. *PASP*, 44:243–+.

Allen, D. A. (1987). The dark side of Venus. *Icarus*, 69:221–229.

Allen, D. A. et Crawford, J. W. (1984). Cloud structure on the dark side of Venus. *Nature*, 307:222–224.

Basilevsky, A. T., Head, J. W., Schaber, G. G. et Strom, R. G. (1997). The Resurfacing History of Venus. *In* Bougher, S. W., Hunten, D. M. et Philips, R. J., éditeurs : *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, pages 1047–+.

Bell, J. F., Lucey, P. G., Ozoroski, T. A., Sinton, W. M. et Crisp, D. (1991). Spectroscopic observations of bright and dark emission features on the night side of Venus. *Science*, 252:1293–1296.

Bézard, B., de Bergh, C., Crisp, D. et Maillard, J.-P. (1990). The deep atmosphere of Venus revealed by high-resolution nightside spectra. *Nature*, 345:508–511.

Bézard, B., de Bergh, C., Fegley, B., Maillard, J.-P., Crisp, D., Owen, T., Pollack, J. B. et Grinspoon, D. (1993). The abundance of sulfur dioxide below the clouds of Venus. *Geophys. Res. Lett.*, 20:1587–1590.

Birlan, M., Barucci, A. et Thuillot, W. (2004). Solar system observations by remote observing technique : useful experience for robotic telescope strategies. *Astronomische Nachrichten*, 325:571–573.

Bullock, M. A., Grinspoon, D. H. et Head, J. W. (1993). Venus resurfacing rates : Constraints provided by 3-D Monte Carlo simulations. *Geophys. Res. Lett.*, 20:2147–2150.

Carlson, R. W., Baines, K. H., Kamp, L. W., Weissman, P. R., Smythe, W. D., Ocampo, A. C., Johnson, T. V., Matson, D. L., Pollack, J. B. et Grinspoon, D. (1991). Galileo infrared imaging spectroscopy measurements at Venus. *Science*, 253:1541–1548.

Carlson, R. W., Kamp, L. W., Baines, K. H., Pollack, J. B., Grinspoon, D. H., Encrenaz, T., Drossart, P. et Taylor, F. W. (1993). Variations in Venus cloud particle properties : A new view of Venus's cloud morphology as observed by Galileo Near-Infrared Mapping Spectrometer. *Planet. Space Sci.*, 41:477–485.

Coffeen, D. L. (1968). A Polarimetric Study of the Atmosphere of Venus. *Ph.D. Thesis*.

Colin, L. (1983). *Basic facts about Venus*, pages 10–26. Venus.

Collard, A. D., Taylor, F. W., Calcutt, S. B., Carlson, R. W., Kamp, L. W., Baines, K. H., Encrenaz, T., Drossart, P., Lellouch, E. et Bézard, B. (1993). Latitudinal distribution of carbon monoxide in the deep atmosphere of Venus. *Planet. Space Sci.*, 41:487–494.

Connes, P., Connes, J., Kaplan, L. D. et Benedict, W. S. (1968). Carbon monoxide in the Venus atmosphere. *ApJ*, 152:731–743.

Coradini, A., Capaccioni, F., Drossart, P., Semery, A., Arnold, G., Schade, U., Angrilli, F., Barucci, M. A., Bellucci, G., Bianchini, G., Bibring, J. P., Blanco, A., Blecka, M., Bockelee-Morvan, D., Bonsignori, R., Bouye, M., Bussoletti, E., Capria, M. T., Carlson, R., Carsenty, U., Cerroni, P., Colangeli, L., Combes, M., Combi, M., Crovisier, J., Dami, M., DeSanctis, M. C., DiLellis, A. M., Dotto, E., Encrenaz, T., Epifani, E., Erard, S., Espinasse, S., Fave, A., Federico, C., Fink, U., Fonti, S., Formisano, V., Hello, Y., Hirsch, H., Huntzinger, G., Knoll, R., Kouach, D., Ip, W. H., Irwin, P., Kachlicki, J., Langevin, Y., Magni, G., McCord, T., Mennella, V., Michaelis, H., Mondello, G., Mottola, S., Neukum, G., Orofino, V., Orosei, R., Palumbo, P., Peter, G., Pforte, B., Piccioni, G., Reess, J. M., Ress, E., Saggin, B., Schmitt, B., Stefanovitch, Stern, A., Taylor, F., Tiphene, D. et Tozzi, G. (1998). VIRTIS : an imaging spectrometer for the ROSETTA mission. *Planet. Space Sci.*, 46:1291–1304.

Crisp, D., Allen, D. A., Grinspoon, D. H. et Pollack, J. B. (1991a). The dark side of Venus - Near-infrared images and spectra from the Anglo-Australian Observatory. *Science*, 253:1263–1266.

Crisp, D., McMuldroch, S., Stephens, S. K., Sinton, W. M., Ragent, B., Hodapp, K.-W., Probst, R. G., Doyle, L. R., Allen, D. A. et Elias, J. (1991b). Ground-based near-infrared imaging observations of Venus during the Galileo encounter. *Science*, 253:1538–1541.

Crisp, D., Sinton, W. M., Hodapp, K.-W., Ragent, B., Gerbault, F. et Goebel, J. H. (1989). The nature of the near-infrared features on the Venus night side. *Science*, 246:506–509.

Cruikshank, D. P. (1983). *The development of studies of Venus*, pages 1–9. Venus.

de Bergh, C., Bézard, B., Crisp, D., Maillard, J. P., Owen, T., Pollack, J. et Grinspoon, D. (1995). Water in the deep atmosphere of Venus from high-resolution spectra of the night side. *Advances in Space Research*, 15:79–88.

de Bergh, C., Bézard, B., Owen, T., Crisp, D., Maillard, J.-P. et Lutz, B. L. (1991). Deuterium on Venus - Observations from earth. *Science*, 251:547–549.

Donahue, T. M., Grinspoon, D. H., Hartle, R. E. et Hodges, R. R. (1997). Ion/neutral Escape of Hydrogen and Deuterium : Evolution of Water. *In* Bougher, S. W., Hunten, D. M. et Philips, R. J., éditeurs : *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, pages 385–+.

Drossart, P., Bezard, B., Encrenaz, T., Lellouch, E., Roos, M., Taylor, F. W., Collard, A. D., Calcutt, S. B., Pollack, J. et Grinspoon, D. H. (1993). Search for spatial variations of the H_2O abundance in the lower atmosphere of Venus from NIMS-Galileo. *Planet. Space Sci.*, 41:495–504.

Fegley, B., Klingelhöfer, G., Lodders, K. et Widemann, T. (1997). Geochemistry of Surface-Atmosphere Interactions on Venus. *In* Bougher, S. W., Hunten, D. M. et Philips, R. J., éditeurs : *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, pages 591–+.

Galilei, G., Garbasso, A. G. et Abetti, G. (1929). *Le opere Di Galileo Galilei*, volume 19. Firenze, G. Barbera, 1929-39.

Gel'Man, B. G., Zolotukhin, V. G., Lamonov, N. I., Levchuk, B. V., Lipatov, A. N., Mukhin, L. M., Nenarokov, D. F., Rotin, V. A. et Okhotnikov, B. P. (1979). Analysis of chemical composition of Venus atmosphere by gas chromatography on Venera 12. *Cosmic Res.*, 17:585–589.

Gierasch, P. J., Goody, R. M., Young, R. E., Crisp, D., Edwards, C., Kahn, R., Rider, D., del Genio, A., Greeley, R., Hou, A., Leovy, C. B., McCleese, D. et Newman, M. (1997). The General Circulation of the Venus Atmosphere : an Assessment. *In* Bougher, S. W., Hunten, D. M. et Philips, R. J., éditeurs : *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, pages 459–+.

Grinspoon, D. H., Pollack, J. B., Sitton, B. R., Carlson, R. W., Kamp, L. W., Baines, K. H., Encrenaz, T. et Taylor, F. W. (1993). Probing Venus's cloud structure with Galileo NIMS. *Planet. Space Sci.*, 41:515–542.

Hartmann, J. M., Rosenmann, L., Perrin, M. Y. et Taine, J. (1988). Accurate calculated tabulations of CO line broadening by H_2O, N_2, O_2, and CO_2 in the 200-3000-K temperature range. *Appl. Opt.*, 27:3058–+.

Hashimoto, G. L. et Imamura, T. (2001). Elucidating the Rate of Volcanism on Venus : Detection of Lava Eruptions Using Near-Infrared Observations. *Icarus*, 154:239–243.

Jacquinet-Husson, N., Arié, E., Ballard, J., Barbe, A., Brown, L. R., Bonnet, B., Camy-Peyret, C., Champion, J. P., Chédin, A., Chursin, A., Clerbaux, C., Duxbury, G., Flaud, J. M., Fourrié, N., Fayt, A., Graner, G., Gamache, R., Goldman, A., Golovko, V., Guelachvili, G., Hartmann, J. M., Hilico, J. C., Lefèvre, G., Naumenko, O. V., Nemtchinov, V., Newnham, D. A., Nikitin, A., Orphal, J., Perrin, A., Reuter, D. C., Rosenmann, L., Rothman, L. S., Scott, N. A., Selby, J., Sinitsa, L. N., Sirota, J. M., Smith, A. M., Smith, K. M., Tyuterev, V. G., Tipping, R. H., Urban, S., Vanarasi, P. et Weber, M. (1999). the 1997 Spectroscopic GEISA Databank. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 62:205–254.

Kamp, L. W. et Taylor, F. W. (1990). Radiative-transfer models of the night side of Venus. *Icarus*, 86:510–529.

Kamp, L. W., Taylor, F. W. et Calcutt, S. B. (1988). Structure of Venus's atmosphere from modelling of night-side infrared spectra. *Nature*, 336:360–362.

Krasnopolsky, V. A. (1983). Lightnings and nitric oxide on Venus. *Planet. Space Sci.*, 31:1363–1369.

Krasnopolsky, V. A. et Pollack, J. B. (1994). H_2O-H_2SO_4 system in Venus' clouds and OCS, CO, and H_2SO_4 profiles in Venus' troposphere. *Icarus*, 109:58–78.

Lebonnois, S., Hourdin, F., Eymet, V., Fournier, R. et Dufresne, J.-L. (2005). A new Venus General Circulation Model, in the context of the Venus-Express mission. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 37:742–+.

Livingston, W. et Wallace, L. (1991). *An atlas of the solar spectrum in the infrared from 1850 to 9000 cm*$^{-}$1 *(1.1 to 5.4 micrometer).* NSO Technical Report, Tucson : National Solar Observatory, National Optical Astronomy Observatory, 1991.

Marcq, E., Bézard, B., Encrenaz, T. et Birlan, M. (2005). Latitudinal variations of CO and OCS in the lower atmosphere of Venus from near-infrared nightside spectro-imaging. *Icarus*, 179:375–386.

Marcq, E., Encrenaz, T., Bézard, B. et Birlan, M. (2006). Remote sensing of Venus' lower atmosphere from ground-based IR spectroscopy : Latitudinal and vertical distribution of minor species. *Planet. Space Sci.*, 54:1360–1370.

Meadows, V. S. et Crisp, D. (1996). Ground-based near-infrared observations of the Venus nightside : The thermal structure and water abundance near the surface. *J. Geophys. Res.*, 101:4595–4622.

Moroz, V. I., Moshkin, B. Y., Ekonomov, A. P. E., Sanko, N. F., Parfentev, N. A. et Golovin, Y. M. (1979). The spectrophotometric experiment on board the Venera-11, Venera-12 probes : Some results from the analysis of the Venus day-sky spectrum. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 80:14004–+.

Newman, M. et Leovy, C. (1992). Maintenance of strong rotational winds in Venus' middle atmosphere by thermal tides. *Science*, 257:647–650.

Oyama, V. I., Carle, G. C., Woeller, F., Pollack, J. B., Reynolds, R. T. et Craig, R. A. (1980). Pioneer Venus gas chromatography of the lower atmosphere of Venus. *J. Geophys. Res.*, 85:7891–7902.

Pollack, J. B., Dalton, J. B., Grinspoon, D., Wattson, R. B., Freedman, R., Crisp, D., Allen, D. A., Bézard, B., De Bergh, C., Giver, L. P., Ma, Q. et Tipping, R. (1993). Near-infrared light from Venus' nightside - A spectroscopic analysis. *Icarus*, 103:1–42.

Rayner, J. T., Toomey, D. W., Onaka, P. M., Denault, A. J., Stahlberger, W. E., Vacca, W. D., Cushing, M. C. et Wang, S. (2003). SpeX : A Medium-Resolution 0.8-5.5 Micron Spectrograph and Imager for the NASA Infrared Telescope Facility. *PASP*, 115:362–382.

Russell, H. N. (1899). The Atmosphere of Venus. *ApJ*, 9:284–+.

Sagan, C. (1962). Structure of the lower atmosphere of Venus. *Icarus*, 1:151–169.

Seiff, A. (1983). Thermal structure of the atmosphere of Venus. *In* Bougher, S. W., Hunten, D. M. et Phillips, R. S., éditeurs : *Venus*, pages 215–279. University of Arizona Press, Tucson.

Shapiro, I. I. (1967). Resonance Rotation of Venus. *Science*, 157:423–425.

Sill, G. T. (1973). Sulfuric Acid in the Clouds of Venus. *BAAS*, 5:299–+.

Sromovsky, L. A., Revercomb, H. E. et Suomi, V. E. (1985). Temperature structure in the lower atmosphere of Venus - New results derived from Pioneer Venus entry probe measurements. *Icarus*, 62:458–493.

Taylor, F. W. (1990). *The Venusian polar dipole*, pages 93–97. Middle Atmosphere of Venus.

Taylor, F. W., Crisp, D. et Bézard, B. (1997). Near-Infrared Sounding of the Lower Atmosphere of Venus. *In* Hunten, D. M., Glin, L., Donahue, T. M. et Moroz, V. I., éditeurs : *Venus II*, pages 325–351. University of Arizona Press, Tucson.

Tonkov, M. V., Filippov, N. N., Bertsev, V. V., Bouanich, J. P., van-Thanh, N., Brodbeck, C., Hartmann, J. M., Boulet, C., Thibault, F. et Le Doucen, R. (1996). Measurements and empirical modeling of pure CO_2 absorption in the $2.3 - \mu$m region at room temperature : far wings, allowed and collision-induced bands. *Appl. Opt.*, 35:4863–4870.

Tsang, C. C. C., Taylor, F. W., Irwin, P. J. et Wilson, C. F. (2005). Radiative Transfer Modeling of the Near-Infrared Emission Windows in the Venusian Atmosphere. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 37:750–+.

Young, A. T. (1973). Are the Clouds of Venus Sulfuric Acid ? *Icarus*, 18:564–+.

Yung, Y. L. et Demore, W. B. (1982). Photochemistry of the stratosphere of Venus - Implications for atmospheric evolution. *Icarus*, 51:199–247.