



**HAL**  
open science

# Étude des nuages de Vénus par polarimétrie avec les données de l'instrument SPICAV-IR à bord de Venus Express

Loïc Rossi

► **To cite this version:**

Loïc Rossi. Étude des nuages de Vénus par polarimétrie avec les données de l'instrument SPICAV-IR à bord de Venus Express. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université de Versailles-Saint Quentin en Yvelines, 2015. Français. NNT : 2015VERS041V . tel-01327236v2

**HAL Id: tel-01327236**

**<https://insu.hal.science/tel-01327236v2>**

Submitted on 9 Dec 2016

**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.

UNIVERSITÉ DE VERSAILLES SAINT-QUENTIN-EN-YVELINES

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE VERSAILLES

## THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE VERSAILLES SAINT-QUENTIN-EN-YVELINES

Spécialité : Astronomie et Astrophysique

par

LOÏC ROSSI

# Étude des nuages de Vénus par polarimétrie avec les données de l'instrument SPICAV-IR à bord de *Venus Express*

soutenue le 24 septembre 2015 à Guyancourt devant le jury composé de :

Pr. Valérie Ciarletti	Présidente
Dr. Franck Montmessin	Directeur
Dr. Emmanuel Marcq	Directeur
Dr. Pierre Drossart	Rapporteur
Dr. Sébastien Lebonnois	Rapporteur
Dr. Valérie Wilquet	Examinatrice
Dr. Jérémie Lasue	Invité





# Résumé

Vénus, bien que de taille et de masse très similaire à la Terre, se révèle en fait un monde infernal où la température de surface atteint 700 K et la pression s'élève à 92 bars. De plus, l'atmosphère est principalement composée de dioxyde de carbone (à plus de 90 %). Bien que le corps solide ait une période de rotation très lente et rétrograde, l'atmosphère est elle en superrotation avec une période de quatre jours environ au sommet des nuages, avec des vents zonaux pouvant atteindre 100 m/s. Observée dans le visible, Vénus ne laisse pas voir sa surface, cachée sous d'épais nuages d'acide sulfurique qui couvrent en permanence l'intégralité de la planète. Ces nuages jouent un rôle très important dans l'atmosphère vénusienne car ils sont fondamentaux dans le bilan radiatif de la planète de par leur opacité et leur albédo élevé mais aussi dans les cycles chimiques de nombreuses espèces, notamment celui du soufre.

Arrivée en orbite en avril 2006, la mission européenne *Venus Express* avait pour objectif d'étudier en détail l'atmosphère de la planète. Parmi ses instruments se trouvait le spectromètre SPICAV dont le canal infrarouge permettait de mesurer le degré de polarisation linéaire de la lumière diffusée par les nuages. Cette thèse vise à l'exploitation de données acquises par SPICAV-IR qui a fonctionné jusqu'à la fin de la mission *Venus Express* en 2014. Nous présentons la planète Vénus et plus particulièrement les propriétés des nuages qui l'entourent. Nous nous intéresserons à la polarisation produite par la diffusion de la lumière dans les nuages avant d'expliquer comment SPICAV-IR la mesure. Nous présentons notre modèle de transfert de rayonnement prenant en compte la polarisation et nous analyserons les gloires observées par SPICAV-IR afin de caractériser les propriétés des nuages. Enfin, nous nous intéresserons à la variabilité spatiale des brumes situées au dessus des nuages.

# Abstract

Venus is quite similar to Earth in terms of mass and radius, but it appears to be a hellish planet with surface temperature reaching 700 K and pressures up to 92 bars. The atmosphere is mostly composed of carbon dioxide and despite a slow retrograde rotating solid body, the atmosphere is in superrotation with a period of about four days and zonal winds reaching 100 m/s at cloud top level. In visible light, the surface is always hidden by thick decks of clouds mostly made of sulfuric acid. These clouds are very important in venusian climate as they play a key role in the radiative balance of the planet because of their opacity and their high albedo and also in the chemical cycles of sulfur especially.

In orbit since 2006, the European space agency's probe *Venus Express* had the objective to study the atmosphere and clouds of Venus. Amongst its instruments was the SPICAV spectrometer which infrared channel had the ability to measure the degree of linear polarisation from the light scattered by the clouds. This thesis aims to study these observations acquired by SPICAV-IR until the end of the mission in 2014. We will introduce the planet Venus with a particular focus on the cloud layers. We will then cover the principles of the polarisation of light through scattering by cloud particles before we introduce the measurement of polarization by our instrument. We also introduce the radiative transfer model taking into account polarization and apply it to the observations of a phenomenon called *glory* which allows to characterize the properties of the cloud droplets. We will then investigate the variability of the haze layers lying above the main cloud deck.

# Remerciements

So long, and thanks for all the fish.

---

Douglas Adams

S'il est un chapitre de cette thèse qui sera lu avec attention par un public large, bien au delà de la communauté scientifique, c'est bien celui-ci. D'avance, je présente mes excuses à celles et ceux que j'oublierai et qui auront pourtant grandement contribué au succès de ce travail. N'hésitez pas à m'envoyer vos réclamations.

Commençons par le début : mes parents. Sans eux je ne serai pas là. Pas là tout court, évidemment, mais aussi pas là où j'en suis dans ma carrière. Ils m'ont toujours soutenu tant matériellement que moralement et je sais que ce n'est pas forcément évident, donc merci à eux.

Merci également à Caroline. On a galéré ensemble en prépa, mais aussi en thèse, et on s'est beaucoup soutenu mutuellement à travers ces vents contraires, mais je pense que le résultat est à la hauteur de l'effort fourni !

Merci à mes ami-e-s, fort nombreuses et nombreux. Dans le domaine, merci à Cateline dont j'ai failli partager le labo. A posteriori, je me dis qu'il est mieux pour notre productivité qu'il n'en ait pas été ainsi ! Merci à Clément qui nous a toujours tenu en haleine avec ses histoires extraordinairement racontées, aussi banales fussent-elles (on se souviendra longtemps de l'histoire de la rage de dents).

Au sein du labo, la liste est longue ! Merci à Constantino, mon premier co-bureau qui a été d'une très agréable compagnie et grâce à qui j'ai pu apprendre le fonctionnement du labo et toutes les petites choses utiles. Nos discussions ont toujours été intéressantes. Merci aussi à Thomas, qui avec Constantino, m'a refilé plusieurs délicieuses patates chaudes comme les réunions Jeunes Impec ou le conseil de labo. Ces deux choses furent une expérience très intéressante et j'ai beaucoup appris grâce à ça. Plus tard, Tino et Thomas sont partis, mais ont été remplacés par d'autres. Merci à Sabrina, co-burette de longue date qui traîna autour de mon bureau pour ses stages avant de finir par prendre place dedans. Il y a tant à dire tant on s'est bien amusés. Sabrina, tu es une brillante scientifique, je suis convaincu que tu iras loin.

Plus largement, merci à la brochette de précaires planéto : Alizée, Anthony, Aurélien, Benjamin, Grégoire, Ludivine, Maëva, Oza, Sarah, Sophie. Ainsi que les terrestres : Dounia, François, Meriem, Nadia, Nawal, Quitterie, Renaud, Ruben, Thomas. Le LATMOS a la chance d'avoir une équipe de doctorants soudée et j'espère que cela durera !

Merci aussi aux moins précaires et en premier lieu à Emmanuel, mon directeur, avec qui j'ai pris un immense plaisir à travailler. Ton esprit vif et tes conseils m'ont beaucoup aidé à progresser et le niveau d'encadrement (ni trop, ni pas assez) était juste ce qu'il me fallait pour devenir un

chercheur autonome. Merci infiniment. Merci aussi à Franck, qui a encadré la thèse officiellement et qui, bien que n'étant pas facile à attraper, m'a soutenu et donné de précieux conseils pour la suite. Merci au reste de l'équipe IMPEC : Alice, Anni, Anny-Chantal, Cyril, Guy, Nathalie. Vous avez une bien belle équipe, jeune et dynamique, où il fait bon travailler. Les discussions que j'ai pu avoir avec chacun-e d'entre vous, qu'elles portent sur la science ou non, m'ont toujours apporté quelque chose. Merci aussi aux collègues en France, notamment au LMD et au LESIA.

Merci à mes collègues à l'étranger, Anna notamment sans qui je n'aurais pas eu mes données ! Merci également à l'équipe Bruxelloise du IASB avec qui on a bien rigolé. Je pense aussi à Colin, accordéoniste méconnu, vénusien rigolo par excellence.

Merci aux collègues qui ont participé avec moi à l'aventure Elbereth : ce fut une expérience très enrichissante et amusante, grâce à vous.

Merci à mes amis hors de la physique : les filles de la SF, qui m'ont aidé à me changer les idées en regardant de la bonne (ou mauvaise) SF tous les quinze jours. J'ai vraiment passé de bons moments avec vous, SF ou pas. Merci à Stéphanie, avec qui je me suis beaucoup amusé et avec qui j'ai beaucoup réfléchi aussi. Merci à Guillaume, mon plus vieil ami avec qui j'ai passé des moments formidables.

Enfin, merci à celle qui m'a le plus aidé au jour le jour, qui m'a supporté quand je devenais irascible à la fin de la rédaction et qui m'a toujours encouragé. Celle sans qui je me sentirais bien seul et bien bête : ma chère et tendre, Éléna.

## **Remerciements officiels**

Je souhaite également remercier mon financeur, le laboratoire d'excellence *Exploration Spatiale des Environnements Planétaires* (LabEx ESEP N° 2011-LABX-030). Je remercie l'État et l'ANR dans le cadre du programme *Investissements d'avenir* et à travers l'initiative d'excellence PSL\* (ANR-10-IDEX-0001-02).

Ces travaux ont également été soutenus par l'action COST MP1104 *Polarization as a tool to study the solar system and beyond*.

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>1</b>	<b>La planète Vénus</b>	<b>19</b>
1.1	Vénus, la petite sœur de la Terre . . . . .	19
1.1.1	Un astre errant . . . . .	19
1.1.2	Les passages devant le Soleil . . . . .	20
1.1.3	L'exploration spatiale . . . . .	21
1.2	Caractéristiques physiques . . . . .	26
1.2.1	Caractéristiques générales . . . . .	26
1.2.2	Géologie et évolution . . . . .	26
1.2.3	Atmosphère . . . . .	27
1.3	À retenir . . . . .	33
<b>2</b>	<b>Les nuages et brumes de Vénus</b>	<b>35</b>
2.1	Généralités sur les nuages . . . . .	35
2.2	Structure verticale . . . . .	37
2.2.1	Aperçu général . . . . .	37
2.2.2	Distribution en tailles des particules nuageuses . . . . .	38
2.2.3	Nuages et brumes inférieurs (30-50 km) . . . . .	39
2.2.4	Couche intermédiaire (50-56 km) . . . . .	40
2.2.5	Nuage supérieur (56-70 km) . . . . .	41
2.2.6	Brumes supérieures (70-90 km) . . . . .	43
2.3	Variabilités . . . . .	44
2.3.1	Variations latitudinales . . . . .	44
2.3.2	Variations en heure locale . . . . .	46
2.3.3	Variations temporelles . . . . .	47
2.3.4	Autres variabilités . . . . .	47
2.4	L'absorbant UV . . . . .	48

2.5	À retenir . . . . .	50
<b>3</b>	<b>Polarimétrie et processus polarisants</b>	<b>51</b>
3.1	Historique . . . . .	52
3.2	Description . . . . .	53
3.3	Paramètres de Stokes . . . . .	55
3.3.1	Notation de Stokes . . . . .	55
3.3.2	Rotations des axes de référence . . . . .	57
3.3.3	Matrices de Müller, matrices de phase . . . . .	58
3.4	Diffusion Rayleigh . . . . .	58
3.4.1	Principe . . . . .	58
3.4.2	Fonction et matrice de phase . . . . .	61
3.5	Diffusion de Lorenz-Mie . . . . .	62
3.5.1	Principe . . . . .	62
3.5.2	Matrice de phase . . . . .	64
3.5.3	Diffusion par une distribution de particules . . . . .	65
3.5.4	Distribution de taille de particules . . . . .	67
3.6	Principales caractéristiques de la polarisation par diffusion . . . . .	68
3.6.1	La gloire . . . . .	70
3.6.2	Effets de propriétés des particules sur la gloire . . . . .	71
3.7	Cas de particules non-sphériques ou non homogènes . . . . .	72
3.8	À retenir . . . . .	73
<b>II</b>	<b>Observations et modèles</b>	<b>75</b>
<b>4</b>	<b>Polarimétrie avec SPICAV-IR</b>	<b>77</b>
4.1	SPICAV à bord de <i>Venus Express</i> . . . . .	77
4.1.1	De SPICAM à SPICAV . . . . .	77
4.1.2	SPICAV : trois spectromètres pour étudier Vénus . . . . .	78
4.1.3	SPICAV-IR . . . . .	79
4.2	Polarimétrie avec SPICAV-IR . . . . .	82
4.2.1	Mesure du degré de polarisation linéaire . . . . .	82
4.2.2	Calibration et incertitudes de mesure . . . . .	82
4.2.3	Observations avec SPICAV-IR . . . . .	83
4.3	Observations polarimétriques SPICAV-IR . . . . .	85
4.3.1	Couverture spatiale des observations . . . . .	85

4.3.2	Cartes de polarisation . . . . .	87
4.3.3	Gloires . . . . .	88
4.4	À retenir . . . . .	89
<b>5</b>	<b>Modèle de transfert de rayonnement</b>	<b>95</b>
5.1	Le modèle de transfert de rayonnement . . . . .	95
5.1.1	Processus général . . . . .	96
5.1.2	Calcul de la diffusion simple de Mie . . . . .	97
5.1.3	Calcul du transfert de rayonnement . . . . .	100
5.2	Modèle(s) de nuages . . . . .	105
5.2.1	Modèles à une couche . . . . .	106
5.2.2	Modèles à deux couches . . . . .	108
5.3	Sensibilité du modèle aux paramètres des nuages . . . . .	108
5.3.1	Paramètres « sensibles » . . . . .	109
5.3.2	Diffusion Rayleigh par le gaz . . . . .	118
5.3.3	Notre choix de modèle . . . . .	118
5.3.4	Effets géométriques . . . . .	118
5.4	Procédure de détermination des paramètres des nuages . . . . .	120
5.4.1	Hypothèses simplificatrices . . . . .	120
5.4.2	Procédure . . . . .	121
5.5	À retenir . . . . .	122
<b>III</b>	<b>Résultats</b>	<b>123</b>
<b>6</b>	<b>Détermination des paramètres physiques des nuages</b>	<b>125</b>
6.1	Ajustement des gloires . . . . .	125
6.1.1	Gloires sélectionnées . . . . .	126
6.1.2	Ajustements . . . . .	126
6.1.3	Analyse . . . . .	130
6.2	Mesure de la densité de colonne des brumes . . . . .	137
6.2.1	Observations sélectionnées . . . . .	137
6.2.2	Mesures . . . . .	137
6.2.3	Analyse . . . . .	141
6.2.4	Discussion . . . . .	145
6.3	Améliorations possibles . . . . .	145
6.4	À retenir . . . . .	146

<b>7 Conclusion et perspectives</b>	<b>147</b>
7.1 Conclusions . . . . .	147
7.2 Perspectives . . . . .	148
7.2.1 Étude de la polarisation dans la bande de CO <sub>2</sub> à 1,4 μm . . . . .	148
7.2.2 Particules hétérogènes . . . . .	152
7.3 Pour aller plus loin . . . . .	153
<b>IV Annexes et bibliographie</b>	<b>155</b>
<b>A Tutorial on SPICAV-IR data processing and the modeling</b>	<b>157</b>
A.1 How to use the spicavpol modules? . . . . .	157
A.1.1 How to read the data? . . . . .	157
A.1.2 How to plot the data? . . . . .	159
A.2 How to create a model? . . . . .	159
<b>B Tables complémentaires</b>	<b>163</b>
<b>C Reproduction de l'article Rossi et al. 2015</b>	<b>167</b>

# Table des figures

1.1	Images de Vénus en UV et en visible . . . . .	22
1.2	Images de la surface de Vénus, prises par les sondes <i>Venera</i> . . . . .	22
1.3	Instruments de <i>Venus Express</i> . . . . .	25
1.4	Quelques exemples de structures géologiques à la surface de Vénus. . . . .	28
1.5	Pression et température de l'atmosphère de Vénus en fonction de l'altitude. . . . .	29
1.6	Variations du SO <sub>2</sub> au dessus des nuages. . . . .	30
1.7	Structure thermique de Vénus . . . . .	32
1.8	Images VIRTIS du vortex polaire sud. . . . .	33
1.9	Principaux régimes dynamiques dans l'atmosphère de Vénus. . . . .	34
2.1	Principales réactions de chimie du soufre. . . . .	36
2.2	Structure et température des nuages de Vénus en fonction de l'altitude. . . . .	37
2.3	Structure verticale des nuages de Vénus mesurée par <i>Pioneer Venus</i> . . . . .	38
2.4	Densités volumiques des différents modes en fonction de l'altitude. . . . .	39
2.5	Mesures d'altimétrie des nuages de Vénus. . . . .	45
2.6	Images VMC de Vénus en UV . . . . .	49
3.1	Polarisation elliptique. . . . .	54
3.2	Polarisation rectiligne. . . . .	54
3.3	Polarisation circulaire gauche. . . . .	55
3.4	Paramètres décrivant l'ellipse de polarisation. . . . .	56
3.5	Signe des paramètres de Stokes selon différentes situations. . . . .	57
3.6	Géométrie de la diffusion par un dipôle. . . . .	60
3.7	Efficacité de diffusion en fonction du paramètre de taille pour différentes valeurs de $v_{\text{eff}}$ . . . . .	66
3.8	Efficacité de diffusion en fonction du paramètre de taille pour différentes valeurs de $n_i$ . . . . .	67
3.9	Fonction de distribution en taille de particules . . . . .	68

3.10 Degré de polarisation linéaire après diffusion simple de lumière incidente non polarisée. . . . .	69
3.11 Des gloires photographiées sur Terre. . . . .	70
3.12 Degré de polarisation linéaire pour des particules prolates . . . . .	72
4.1 Schéma optique de SPICAV-IR . . . . .	80
4.2 Exemple d'acquisition SPICAV-IR pour l'orbite 801-6 . . . . .	81
4.3 L'orbite de travail de <i>Venus Express</i> . . . . .	84
4.4 Géométrie d'observation . . . . .	84
4.5 Les différents mode d'observation de SPICAV-IR . . . . .	85
4.6 Angle d'émission des observations SPICAV-IR en fonction de l'heure locale et de la latitude. . . . .	86
4.7 Diamètre de la zone couverte par le champ de vue de SPICAV-IR en fonction de l'heure locale et de la latitude. . . . .	87
4.8 Numéro d'orbite des observations SPICAV-IR en fonction de l'heure locale et de la latitude. . . . .	88
4.9 Cartes de polarisation de Vénus en fonction de l'heure locale à diverses longueurs d'onde . . . . .	89
4.10 Mesures de polarisation de Vénus en fonction de l'angle de phase à diverses longueurs d'onde . . . . .	91
4.11 Mesure polarimétrique pour l'orbite 1478-8 . . . . .	92
4.12 Mesure polarimétrique pour l'orbite 2700 . . . . .	92
4.13 Gloire observée en spot-tracking . . . . .	93
4.14 Gloire « double » observée par SPICAV-IR en <i>spot-tracking</i> . . . . .	93
4.15 Gloire photométrique observée par VMC . . . . .	94
4.16 Position des gloires SPICAV-IR . . . . .	94
5.1 Processus global de détermination de la polarisation produite par le modèle. . . . .	97
5.2 Angles de rotation entre les plans méridiens locaux et le plan de diffusion . . . . .	100
5.3 Illustration du principe du <i>Doubling-Adding</i> . . . . .	102
5.4 Différents modèles rencontrés dans la littérature. . . . .	106
5.5 Dépendance du modèle vis à vis de $n_r$ dans le nuage. . . . .	109
5.6 Dépendance du modèle vis à vis de $n_i$ dans le nuage. . . . .	110
5.7 Dépendance du modèle vis à vis de $r_{\text{eff}}$ dans le nuage. . . . .	110
5.8 Dépendance du modèle vis à vis de $v_{\text{eff}}$ dans le nuage. . . . .	111
5.9 Dépendance du modèle vis à vis de l'épaisseur optique $\tau_c$ du nuage. . . . .	112

5.10	Dépendance du modèle vis à vis de l'épaisseur optique $\tau_{\text{upper}}$ de la couche supérieure de nuages, dans le cas d'un modèle à deux couches. . . . .	112
5.11	Dépendance du modèle vis à vis du poids bimodal $b_w$ . . . . .	113
5.12	Comparaison de l'influence du poids bimodal $b_w$ et de $\tau_h$ . . . . .	114
5.13	Dépendance du modèle vis à vis de l'épaisseur optique $\tau_h$ de la couche de brumes. . . . .	115
5.14	Dépendance du modèle vis à vis du rayon efficace $r_h$ des particules de brume. . . . .	115
5.15	Dépendance du modèle vis à vis de la variance efficace $\nu_h$ des particules de brume. . . . .	116
5.16	Dépendance du modèle vis à vis de l'indice de réfraction des brumes $n_r^h$ . . . . .	117
5.17	Dépendance du modèle vis à vis de l'indice de réfraction imaginaire des brumes $n_i^h$ . . . . .	117
5.18	Illustration du champ de vue de SPICAV-IR . . . . .	119
5.19	Simulation de l'effet du champ de vue de SPICAV-IR sur la gloire. . . . .	120
5.20	Indices de réfraction de l'eau et d'acide sulfurique . . . . .	121
6.1	Exemple d'ajustement d'une gloire . . . . .	127
6.2	Configuration géométrique d'une observation en <i>spot-tracking</i> . . . . .	131
6.3	Résultats pour quelques gloires doubles . . . . .	131
6.4	Rayons efficaces en fonction de la latitude . . . . .	132
6.5	Indices de réfraction à 1, 101 $\mu\text{m}$ en fonction de la latitude . . . . .	133
6.6	Indices de réfraction des particules en fonction de l'heure locale. . . . .	133
6.7	Variance efficace des particules en fonction de la latitude . . . . .	135
6.8	Rayons efficaces en fonction du numéro d'orbite . . . . .	135
6.9	Indice de réfraction à 1, 101 $\mu\text{m}$ en fonction du numéro d'orbite. . . . .	136
6.10	Densité de colonne des brumes en fonction de la latitude . . . . .	139
6.11	Variations latitudinales de $C_h$ : comparaison matin/soir . . . . .	140
6.12	Carte de la densité de colonne (en log) en fonction de l'heure locale et de la latitude . . . . .	141
6.13	log de la densité de colonne en fonction du numéro d'orbite et de la latitude . . . . .	141
6.14	Évolution temporelle de $C_h$ . . . . .	142
7.1	Degré de polarisation en fonction de la longueur d'onde pour un angle de phase de $15^\circ$ . . . . .	150
7.2	Degré de polarisation observé dans la bande spectrale pour l'orbite 1478-8 . . . . .	150
7.3	Degré de polarisation en fonction de l'angle de phase, observé pour différentes longueurs d'onde ; hors et dans la bande du $\text{CO}_2$ . . . . .	151
7.4	Degré de polarisation calculé pour différentes valeurs de $z_{\text{top}}$ . . . . .	152
7.5	Degré de polarisation calculé pour différentes valeurs de $H$ . . . . .	152



# Liste des tableaux

1.1	Liste de missions spatiales à destination de Vénus. . . . .	23
1.2	Héritage de Venus Express . . . . .	24
1.3	Comparatif de quelques paramètres physiques de Vénus et de la Terre . . . . .	26
1.4	Compositions atmosphériques de la Terre et de Vénus . . . . .	28
2.1	Liste d'observations polarimétriques de Vénus . . . . .	42
3.1	Quelques exemples de vecteurs de Stokes pour des cas simples de polarisation. . .	57
4.1	Longueurs d'onde des DOTS disponibles pour SPICAV-IR . . . . .	81
5.1	Liste de modèles de nuages utilisés dans d'autres études . . . . .	106
5.2	Paramètres du modèle pour chaque couche . . . . .	119
6.1	Paramètres fixes et variables de notre ajustement . . . . .	127
6.2	Table des observations de gloires . . . . .	128
6.3	Paramètres du nuage et des brumes fixés pour la détermination de la densité de colonne des brumes. . . . .	138
6.4	Paramètres du nuages et des brumes dans quelques travaux précédents . . . . .	143
B.1	Liste des orbites utilisées pour les mesures de densité de colonne des brumes dans l'hémisphère nord. . . . .	163
B.2	Liste des orbites utilisées pour les mesures de densité de colonne des brumes dans l'hémisphère sud. . . . .	165



**Première partie**

**Introduction**



# Chapitre 1

## La planète Vénus

### Sommaire

---

<b>1.1 Vénus, la petite sœur de la Terre</b> . . . . .	<b>19</b>
1.1.1 Un astre errant . . . . .	19
1.1.2 Les passages devant le Soleil . . . . .	20
1.1.3 L'exploration spatiale . . . . .	21
<b>1.2 Caractéristiques physiques</b> . . . . .	<b>26</b>
1.2.1 Caractéristiques générales . . . . .	26
1.2.2 Géologie et évolution . . . . .	26
1.2.3 Atmosphère . . . . .	27
<b>1.3 À retenir</b> . . . . .	<b>33</b>

---

## 1.1 Vénus, la petite sœur de la Terre

### 1.1.1 Un astre errant

Dans le ciel terrestre, l'astre le plus brillant après le Soleil ou la Lune est la planète Vénus. On comprend alors aisément que celle-ci ait fait l'objet d'attentions dès l'Antiquité. Visible un peu avant le lever du Soleil ou peu après son coucher, Vénus a parfois été prise pour deux astres distincts : les Grecs anciens parlaient ainsi de *Phosphoros* le matin (les Romains parlaient de *Lucifer*, le porteur de lumière) et de *Hesperos* (*Vesper* en latin) le soir. Après avoir compris que les deux astres n'en étaient qu'un, les Grecs l'appelèrent Aphrodite, comme la déesse de l'amour. Dénomination qui sera reprise par les Romains qui l'appelleront Vénus<sup>1</sup>. De nos jours encore, dans la culture

---

1. Notons d'ailleurs que Vénus est la seule planète du Système solaire à être nommée comme une divinité féminine. Seules les planètes naines comme Cérés ou Éris, des satellites naturels ou des astéroïdes compensent un Système autrement très masculin.

populaire occidentale, Vénus est souvent dénommée *l'étoile du berger*, ce qui ne va pas sans créer une légère confusion chez certains quant à son caractère planétaire et non stellaire.

La planète a eu une influence notable dans la façon de mesurer le temps des civilisations antiques puisque les Babyloniens semblaient clairement capables de prédire les mouvements de la planète, comme en témoigne la tablette d'Ammissaduqa, portant un texte datant du XVII<sup>e</sup> siècle avant notre ère, sur laquelle sont indiquées les dates de premières et dernières visibilité avant le lever ou après le coucher du Soleil (levers et couchers héliques) sur une période de 21 ans. De même, les Mayas basaient une partie de leur calendrier sur la période synodique de Vénus<sup>2</sup>.

Ce mouvement apparent de la planète peut dérouter l'observateur puisque Vénus vue depuis la Terre semble s'éloigner du Soleil, pour rester ensuite quasiment stationnaire avant de se rapprocher à nouveau du Soleil ; le même mouvement se répétant de l'autre côté du Soleil. Ce déplacement apparent est causé par la position de Vénus dans le Système solaire comme deuxième planète en distance au Soleil, ce qui en fait une planète dite « intérieure ». Vénus ne s'éloigne donc jamais beaucoup du Soleil, son élongation angulaire maximale à celui-ci ne dépassant pas 47,8°. La planète décrit des phases observées dès le XVII<sup>e</sup> siècle par Galilée qui, pointant sa lunette vers Vénus en 1610, eut la surprise de constater qu'elle « imitait la Lune »<sup>3</sup> !

### 1.1.2 Les passages devant le Soleil

L'étude de la périodicité et de l'orbite de Vénus par Kepler dès 1627 mit en évidence la possibilité de passages de la planète devant le disque solaire. Et l'on comprendra moins d'un siècle après que l'observation chronométrée précise de ce phénomène depuis deux positions bien connues sur Terre pouvait permettre de mesurer la distance Terre-Soleil, l'unité astronomique, étalon indispensable pour mesurer le Système solaire.

Le premier passage prédit eut lieu en 1631 mais ne fut pas observé. Le suivant, en 1639, fut observé par Jeremiah Horrocks qui put ainsi estimer la taille de Vénus ainsi que l'unité astronomique. En 1716, Edmund Halley proposa une méthode pour mesurer la distance Terre-Soleil à l'aide d'un passage de Vénus. Il faudra attendre le passage suivant en 1761 pour que des expéditions d'observations soient organisées et que de premières mesures rigoureuses soient faites, permettant de mesurer l'unité astronomique avec une précision satisfaisante.

Les passages suivants eurent lieu en 1769 ; 1874 et 1882 ; puis 2004 et 2012 ; suivant une périodicité complexe<sup>4</sup> liée aux périodes respectives de Vénus et de la Terre et de l'inclinaison de l'orbite de Vénus.

2. La période synodique est le temps mis par une planète pour reprendre la même position par rapport au Soleil, vue depuis la Terre. Dans le cas de Vénus, elle est d'environ 584 jours. Voir à cet égard le Codex de Dresde, un des rares ouvrages Maya étant parvenu jusqu'à nous.

3. Galilée a en fait employé une expression plus subtile, et donc moins risquée à l'époque : *Cynthiae figuras aemulatur mater amorum* : la mère des amours (Vénus) imite les figures de Diane (la Lune).

4. Les passages se produisent par paires de huit ans, séparées par 121,5 et 105,5 ans.

C'est lors du passage de 1761 que le Russe Mikhaïl Lomonossov fait état d'un phénomène singulier : lors de la sortie de Vénus du disque solaire, il observe un arc lumineux hors du disque solaire, phénomène qu'il interprète comme étant la réfraction de la lumière solaire à travers une atmosphère que posséderait Vénus. Il serait donc le premier à avoir observé l'atmosphère de Vénus<sup>5</sup>.

D'autres observations feront état de la présence d'une atmosphère autour de Vénus. D'une part, la diffusion de la lumière dans l'atmosphère entraîne une légère erreur d'estimation dans la phase de Vénus au moment de la quadrature, donnant l'impression que celle-ci a lieu une semaine en avance : c'est l'effet Schröter<sup>6</sup> (Mallama, 1996). Russell (1899) mentionne des observations de quelques-uns de ses contemporains étant parvenus à voir la quasi-totalité de l'atmosphère sous forme d'un arc ou d'une auréole. Notons que l'auréole de Lomonossov est encore utilisée de nos jours durant les passages pour étudier l'atmosphère de Vénus (Tanga et al., 2012).

### 1.1.3 L'exploration spatiale

Une nouvelle ère de l'exploration de Vénus s'ouvre en même temps que celle de l'exploration spatiale. Dans ce domaine les Soviétiques seront les premiers à tenter l'envoi d'une sonde vers Vénus<sup>7</sup> en 1961 avec *Venera 1* qui passa non loin de la planète. Malheureusement, le contact ayant été perdu en chemin, aucune donnée ne fut envoyée. Les Américains furent les premiers à parvenir à réaliser un survol de Vénus avec la sonde *Mariner 2*, lancée en 1962. La sonde put faire des mesures radiométriques de Vénus et confirma que la température de surface était très élevée et que les nuages couvraient intégralement sa surface. La rotation rétrograde de la planète fut aussi confirmée (Goldstein, 1964).

Par la suite, *Venera 4* fut la première sonde à transmettre des données depuis l'atmosphère d'une autre planète en 1967. La sonde montra que l'atmosphère était majoritairement composée de dioxyde de carbone et d'azote et qu'elle contenait très peu d'eau. Le premier atterrissage sur la surface fut réalisé par la sonde soviétique *Venera 7*. La sonde transmet des données depuis la surface pendant 23 minutes avant de succomber sous les effets conjugués de la température et de la pression.

Sur son chemin vers Mercure, la sonde américaine *Mariner 10* transmet en février 1974 les premières images de Vénus en ultraviolet, révélant des structures nuageuses complexes, là où le domaine visible est peu informatif (figure 1.1). Les premières images de la surface vinrent des sondes *Venera 9* et *10*, lesquelles furent suivies par d'autres images des sondes *Venera 13* et *14*. *Venera 13* sera d'ailleurs la sonde ayant résisté le plus longtemps aux conditions de l'atmosphère

5. Notons que cette observation est contestée, les effets d'auréole et de « goutte noire » décrits par beaucoup d'observateurs étant en fait liés à des effets instrumentaux. Lire à cet effet Pasachoff and Sheehan (2012).

6. Johann Hieronymus Schröter (1745-1816), astronome allemand qui observa ce phénomène en 1793.

7. Ce sera d'ailleurs la première sonde interplanétaire.

vénusienne avec 127 minutes de transmission.

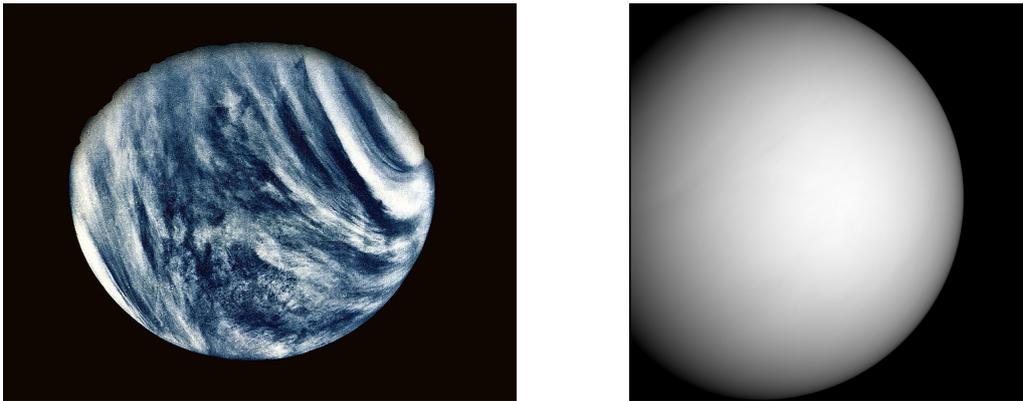


FIGURE 1.1 – À gauche : Vénus vue dans l’ultraviolet par la sonde américaine Mariner 10. À droite : Vénus vue en vraies couleurs par la sonde Messenger sur son chemin vers Mercure. (Images Messenger, NASA/JHAPL) Cette image donne une idée de ce que verrait un astronaute en approche de Vénus. Dans l’image UV, des structures sont visibles, trahissant la dynamique de l’atmosphère, là où les images visibles ne montrent presque rien d’autre que des nuages uniformes.

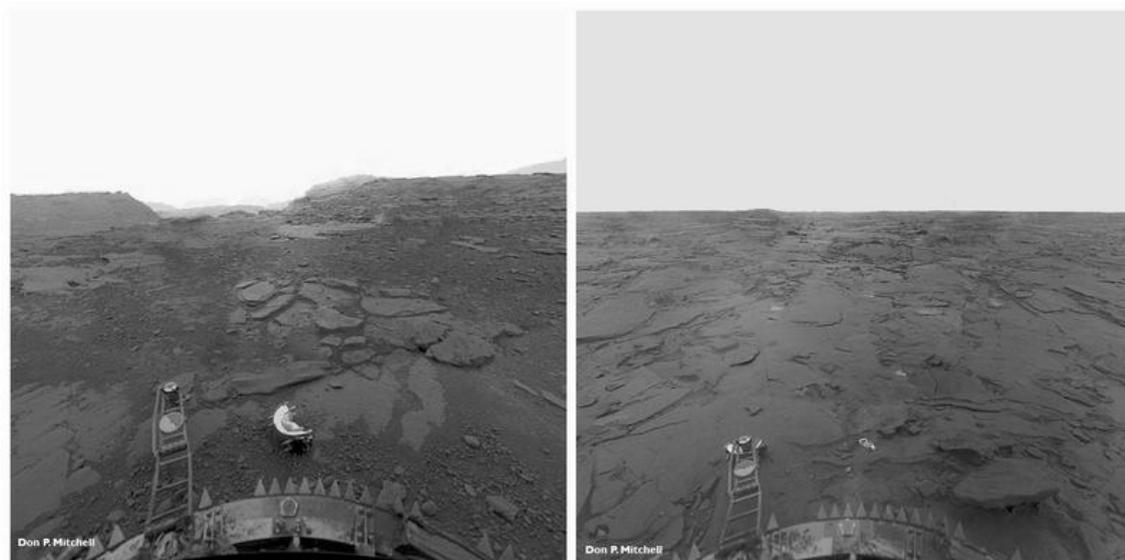


FIGURE 1.2 – Images de la surface de Vénus, prises par la sonde *Venera 13* en 1982. Elles montrent une surface sèche de type volcanique. (Images retraitées par Don P. Mitchell qui a redressé la perspective d’origine<sup>8</sup>.)

En 1978, les États-Unis envoyèrent la sonde *Pioneer Venus* qui enregistra de nombreuses images (dont des mesures polarimétriques, nous y reviendrons) et largua des pénétrateurs atmosphériques. La sonde orbitale fonctionna jusqu’en 1992. L’URSS marqua un dernier coup d’éclat avec les missions *Vega 1* et *2* qui libèrent des ballons dans l’atmosphère, lesquels purent faire de nombreuses mesures dans la haute atmosphère pendant quelques jours.

Lancée en 1990, la mission *Magellan* procéda à la cartographie presque complète de la surface

8. Don P. Mitchell a réalisé un énorme travail de retraitement des images de Vénus prises par les sondes soviétiques ainsi que de documentation de ces missions, disponibles sur son site : [http://mentallandscape.com/V\\_Venus.htm](http://mentallandscape.com/V_Venus.htm)

de Vénus, apportant de nombreuses informations quant à la topographie, la géologie de la planète ainsi qu'à l'histoire de la surface.

Enfin, l'agence spatiale européenne lança en novembre 2005 la mission *Venus Express* qui étudia l'atmosphère de Vénus et permit de nombreuses nouvelles découvertes. Mentionnons aussi la mission japonaise *Akatsuki*, lancée en 2010, qui a manqué son insertion en orbite vénusienne suite à un problème technique et se trouve actuellement en orbite solaire. Un nouvel essai est prévu pour la fin de l'année 2015.

Année	Mission	Pays	Remarques
1961	<i>Venera 1</i>	URSS	Première tentative de mission vers Vénus
1962	Mariner 2	États-Unis	Première mission vers Vénus
1965	<i>Venera 2</i>	URSS	
1965	<i>Venera 3</i>	URSS	Probable impact incontrôlé sur la surface
1967	<i>Venera 4</i>	URSS	Première sonde à pénétrer dans l'atmosphère
1967	Mariner 5	États-Unis	
1969	<i>Venera 5 et 6</i>	URSS	Atterrisseurs
1970	<i>Venera 7</i>	URSS	Premier atterrissage ; transmission pendant 23 minutes
1972	<i>Venera 8</i>	URSS	Transmission pendant 50 minutes
1974	Mariner 10	États-Unis	Survol en route vers Mercure
1975	<i>Venera 9 et 10</i>	URSS	Premiers orbiteurs ; premières images de la surface
1978	Pioneer Venus	États-Unis	Plusieurs pénétrateurs atmosphériques ; fin en 1992
1978	<i>Venera 11 et 12</i>	URSS	
1982	<i>Venera 13 et 14</i>	URSS	127 et 57 minutes de transmission depuis la surface
1983	<i>Venera 15 et 16</i>	URSS	Cartographie radar
1985	Vega 1 et 2	URSS	Ballons
1990	Magellan	États-Unis	Cartographie radar
1990	Galileo	États-Unis	Survol en route vers Jupiter
2006	MESSENGER	États-Unis	Survol de Vénus en route vers Mercure
2006	<i>Venus Express</i>	Europe (ESA)	
2010	<i>Akatsuki</i>	Japon	Insertion en orbite manquée, nouvel essai en 2015

TABLE 1.1 – Missions spatiales vers Vénus. Les missions ayant connu un échec sont en italique. L'année indiquée est celle du survol ou de l'insertion en orbite.

### La mission *Venus Express*

Parce que c'est la mission qui nous intéresse dans cette thèse, mais aussi parce que c'est la dernière mission en date à avoir visité Vénus, nous ne pouvions manquer de consacrer un passage à cette mission européenne.

Décidée en 2003, la mission *Venus Express* fut la première mission européenne vers Vénus et la deuxième mission planétaire de l'agence spatiale européenne (la mission *Venus Express* initiale est abondamment décrite par les articles de Svedhem et al. (2007, 2009) auquel le lecteur est invité à se référer). Lancée en 2006, soit seulement trois ans après sa validation, *Venus Express* dut sa rapide et économique conception à la réutilisation de concepts d'instruments déjà existants, issus des développements de *Mars Express* et *Rosetta* (cf. table 1.2). La structure de la sonde reprit d'ailleurs celle de *Mars Express*, avec quelques modifications pour prendre en compte les différences de

température et d'ensoleillement de l'orbite vénusienne .

L'instrument...	est devenu :
RSI	VeRa
VIRTIS	VIRTIS
OSIRIS + HRSC	VMC
ROMAP	MAG
PFS	PFS
SPICAM	SPICAV+SOIR
ASPERA	ASPERA

TABLE 1.2 – *Venus Express* est issue du riche héritage des missions *Rosetta* et *Mars Express*. Les instruments *Mars Express* sont indiqués en rouge et les instruments *Rosetta* sont indiqués en bleu.

Mesurant  $1,5 \times 1,8 \times 1,4$  m et ayant une masse de 1270 kg, la sonde fut lancée depuis Baïkonour (Kazakhstan) par un lanceur Soyuz-Fregat le 9 novembre 2005. Après un voyage de 153 jours sans assistance gravitationnelle, la sonde put s'insérer en orbite vénusienne le 11 avril 2006<sup>9</sup>.

Les instruments de *Venus Express* étaient au nombre de sept, avec des imageurs, des spectromètres et des expériences radio et plasmas. Étaient donc à bord, les instruments suivants, listés avec leurs principaux objectifs :

**ASPERA (PI : S. Barabash, Suède)** *Analyser of Space Plasmas and Energetic Atoms*

- Interactions vent solaire/atmosphère
- Étude des plasmas et des atomes neutres autour de Vénus

**MAG (PI : T. Zhang, Autriche)** *Magnetometer*

- Interactions vent solaire/atmosphère
- Mesure de la direction et de l'intensité du champ magnétique
- Étude de la magnétosphère, de l'ionosphère

**PFS (PI : V. Formisano, Italie)** *Planetary Fourier Spectrometer* (IR 0,9 – 45  $\mu\text{m}$ )<sup>10</sup>

- Étude de la température de l'atmosphère
- Mesure des composés chimiques
- Étude des aérosols et nuages

**SPICAV (PI : J.-L. Bertaux, France)** *Spectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Venus* (UV 110 – 320 nm ; NIR 0,7 – 1,7  $\mu\text{m}$  ; Canal SOIR : 2,3 – 4,2  $\mu\text{m}$ )

- Profils verticaux (aérosols, température, espèces chimiques)
- Mesures polarimétriques
- Étude des nuages

**VeRa (PI : B. Häusler, Allemagne)** *Venus Radio Science*

- Étude de l'ionosphère, de l'atmosphère et de la surface

9. Le lecteur pourra trouver des informations plus détaillées sur l'orbite de *Venus Express* dans le chapitre 4.

10. L'instrument PFS n'a malheureusement jamais fonctionné. Ou plutôt il a fonctionné, mais le système permettant de passer de l'observation de Vénus à celle de la lampe de calibration est resté bloqué sur cette dernière...

- Sondage radio de l'atmosphère

**VIRTIS (PIs : P. Drossart, France et G. Piccioni, Italie)** *Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer* (0,25 – 5  $\mu\text{m}$ )

- Spectrométrie haute résolution et spectro-imagerie
- Sondage des couches profondes des nuages
- Étude thermique de la surface
- Dynamique atmosphérique

**VMC (W. Markiewicz, Allemagne)** *Venus Monitoring Camera* (365, 513, 965 et 1010 nm)

- Imagerie globale de Vénus
- Suivi dynamique de l'atmosphère
- Étude de l'absorbant UV
- Caractérisation des nuages

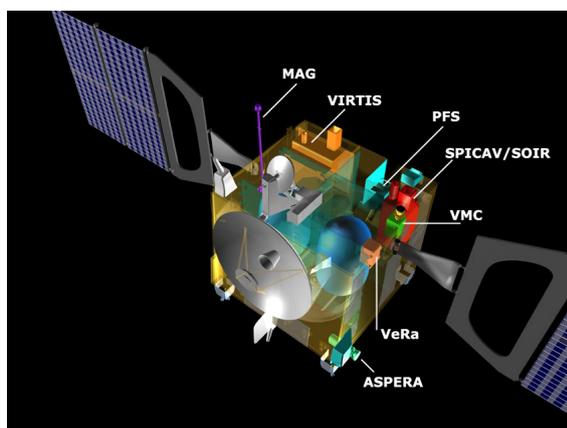


FIGURE 1.3 – Illustration et positionnement des instruments de *Venus Express*. Figure tirée de Svedhem et al. (2009).

Alors que la mission était initialement prévue pour deux jours sidéraux de Vénus (soit 486 jours), elle fut étendue deux fois. Dans la dernière année (2014), une expérience d'aéro-freinage fut tentée avec pour but de réduire l'altitude de péricentre de l'orbite, testant ainsi une technique pouvant être utilisée pour de futures missions, mais aussi de faire des mesures de densité à des altitudes difficilement sondables autrement. L'opération fut un succès, avec un péricentre descendu jusqu'à 130 km et une période orbitale passant de 24 h à 22 h 50. La suite des opérations prévoyait de rehausser une dernière fois le péricentre avant de laisser l'orbite décroître seule jusqu'à ce que la sonde s'écrase sur Vénus. Malheureusement, la dernière levée du péricentre ne se passa pas comme prévu et le carburant fut épuisé pendant la manœuvre, entraînant une mise en sécurité de la sonde avec un pointage approximatif vers la Terre, limitant la transmission des éléments de télémétrie. Malgré plusieurs tentatives, la sonde ne put être récupérée et la mission fut déclarée achevée en janvier 2015. L'onde porteuse de la sonde fut suivie jusqu'à une altitude de 120 km

avant d'être définitivement perdue mi-janvier 2015<sup>11</sup>.

## 1.2 Caractéristiques physiques

### 1.2.1 Caractéristiques générales

Vénus est la deuxième planète en termes de distance au Soleil, située sur une orbite à environ 0,72 UA de celui-ci. La planète effectue donc une révolution en 224 j. Par certains côtés, Vénus est une jumelle de la Terre. Leurs diamètres sont sensiblement les mêmes : 12100 km pour Vénus, et 12740 pour la Terre. Toutes deux planètes telluriques, toutes deux dotées d'une atmosphère, mais les ressemblances s'arrêtent là.

En effet, tandis que sur Terre un jour sidéral dure un peu moins de 24 h, sur Vénus il dure 243 j, soit plus que l'année vénusienne ! Et cette rotation s'effectue de surcroît de façon rétrograde par rapport aux autres planètes du Système solaire<sup>12</sup>. L'atmosphère de Vénus est également irrespirable pour les humains et beaucoup plus dense que celle de Terre. Contrairement à la Terre, l'axe de rotation de Vénus est quasiment perpendiculaire au plan de l'orbite, entraînant une absence de saisons. Enfin, Vénus ne possède aucun satellite naturel. La table 1.3 montre quelques éléments de comparaison des caractéristiques de Vénus et de la Terre.

Caractéristique	Vénus	Terre
Distance au Soleil	0,72 UA	1 UA
Rayon (km)	6051	6378
( $R_{\oplus}$ )	0,95	1
Masse (kg)	$4,87 \times 10^{24}$	$5,97 \times 10^{24}$
( $M_{\oplus}$ )	0,82	1
Obliquité (°)	177,36	23,4
Période de rotation	243 j	23h56min
Période de révolution	224,7 j	365,25 j
Pression de surface	92 bar	1 bar
Température de surface	733 K	288 K

TABLE 1.3 – Comparatif de quelques paramètres physiques de Vénus et de la Terre. Hunten et al. (1983)

### 1.2.2 Géologie et évolution

La planète Vénus, en tant que corps solide, semble très similaire à la Terre, tant en termes de composition, de densité et d'activité interne (pour autant que les observations et les modèles de formation des planètes du Système solaire l'indiquent). Les mesures prises depuis la surface par les sondes *Venera* indiquent que les roches de la surface sont analogues à des roches basaltiques,

11. Le public et les chercheurs ont pu suivre les derniers instants de *Venus Express* à travers les articles d'un blog de l'ESA : <http://blogs.esa.int/rocketscience/tag/vex/>

12. à la notable exception d'Uranus (dont l'axe de rotation est quant à lui presque incliné à 90°, le plaçant dans le plan de l'orbite).

témoignant de leur nature volcanique. La surface vénusienne semble dépourvue de tectonique des plaques, ce qui est explicable par une très faible quantité d'eau dans le manteau et l'absence d'eau liquide en surface. De fait, aucune hydratation des roches n'est possible, rendant les mécanismes de subduction inopérants. Notons aussi que Vénus ne possède aucun champ magnétique propre, contrairement à la Terre.

La surface de Vénus a été étudiée par radar depuis le sol, mais surtout par la mission Magellan qui a cartographié la quasi-totalité de la planète. Ces observations ont révélé de nombreuses structures géologiques, généralement liées à une activité volcanique passée. Le premier constat à faire concernant la surface est qu'elle est très peu cratérisée, et diverses mesures témoignent d'un épisode global de renouvellement de la surface il y a environ 500 millions d'années. Les structures observées sont principalement des grands volcans boucliers ; des coronæ, structures de grandes dimensions (plusieurs centaines de kilomètres d'envergure) ; mais aussi des structures plus insolites comme des *arachnoïdes*, structures évoquant des toiles d'araignées, causées par la pression interne s'exerçant sur la croûte qui s'est alors fracturée. Le bestiaire est complété par des *tiques*, structures volcaniques similaires à des caldera, mais dont le pourtour présente de éboulements créant les pattes des « tiques ». Enfin, les images radars révèlent également des *farra*, épanchements de lave dont la forme évoque des pancakes et dont elles ont pris le nom<sup>13</sup>. Ces structures sont sans doute créées par des écoulements d'une lave riche en silice, plus visqueuse, qui s'est donc moins étendue avant de refroidir.

La question d'un volcanisme actif aujourd'hui sur Vénus reste sans réponse, malgré des observations qui maintiennent l'hypothèse crédible (cf. Smrekar et al., 2010; Shalygin et al., 2015, et section 1.2.3). Quoi qu'il en soit, l'épisode de récent resurfaçage ainsi que les structures volcaniques pourraient avoir été générés par un épisode de volcanisme intense, probablement causé par une hausse de la température et de la pression contenue sous la croûte qui aurait cédé brutalement, agissant comme une « soupape » d'évacuation de la chaleur interne pour une planète sans tectonique des plaques.

### 1.2.3 Atmosphère

L'atmosphère de Vénus est bien plus dense que celle de la Terre et fait de la planète un endroit fondamentalement hostile à la vie telle que nous la connaissons : la pression y atteint 92 bars à la surface et la température de surface atteint les 700 K. Le principal composant de l'atmosphère est le dioxyde de carbone qui représente plus de 95% de l'atmosphère. Viennent ensuite de l'azote (3,5%) puis du dioxyde de soufre (150 ppm), le reste étant des gaz nobles et d'autres gaz mineurs. À cette température et cette pression, le CO<sub>2</sub> est dans un état de fluide super-critique, avec

---

13. *farrum*, (pl. *farra*) vient du latin et désigne le blé, et par extension des galettes.

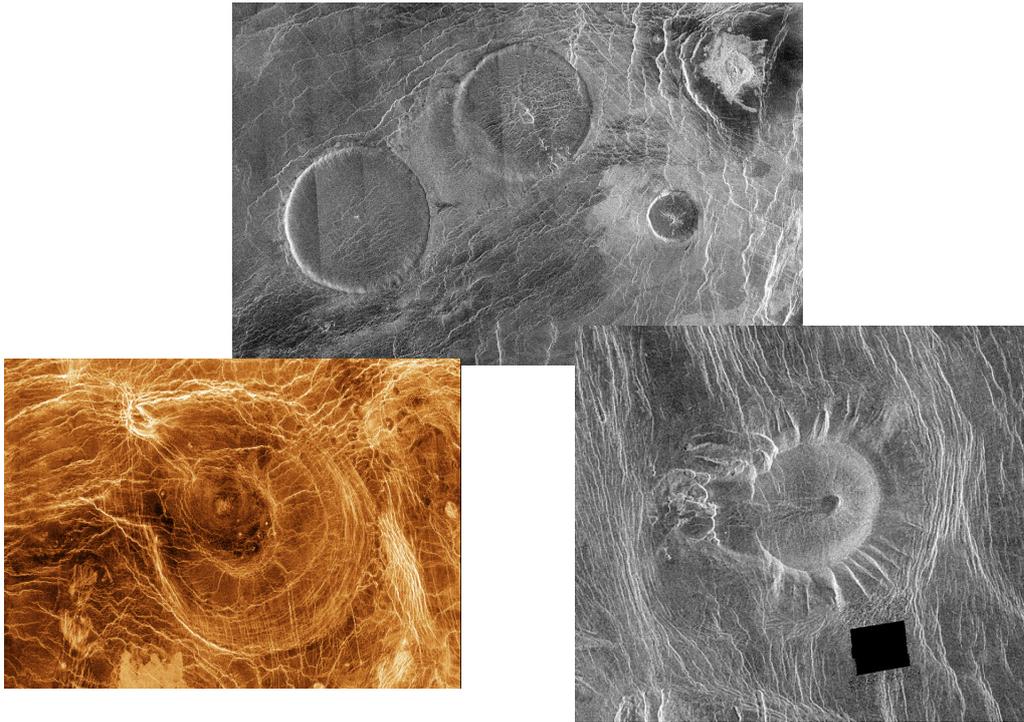


FIGURE 1.4 – **En haut** : Des *farra* (vrai nom des « pancakes ») nommés *Carmenta Farra* observés par Magellan dans la région de Eistla Regio. Le plus grand des trois farra a un diamètre de 62 km et une hauteur d'environ 1 kilomètre. **À gauche, en bas** : Un arachnoïde sur Vénus observé par Magellan. **À droite, en bas** : Une « tique » observée par Magellan, dont la principale structure fait environ 60 km de diamètre. (Images Magellan, NASA/JPL)

Espèce	Vénus	Terre
CO <sub>2</sub>	96,5 %*	0,04 %
N <sub>2</sub>	3,5 %*	78,1 %
SO <sub>2</sub>	130 ppm <sup>†</sup>	< 0,2 ppb
Ar	70 ppm*	0,93 %
H <sub>2</sub> O	30 ppm <sup>†</sup>	entre 1 et 4 %
CO	23 ppm <sup>†</sup>	0,1 ppm

TABLE 1.4 – Compositions atmosphériques de la Terre et de Vénus. \* : D'après Hunten et al. (1983). † : D'après Taylor et al. (1997).

des propriétés intermédiaires entre un gaz et un liquide. Du fait de ces conditions de pression, la surface de Vénus est plus proche du fond des océans terrestres que de la surface de notre planète. C'est au niveau des nuages de Vénus, vers 50 km d'altitude, que les conditions de pression et de température sont analogues à celle de la Terre (voir section 1.5).

Notons que cette pression bien plus importante sur Vénus a pour conséquence que seulement 3,5 % de N<sub>2</sub> dans une atmosphère à 92 bars représentent tout de même trois fois plus de diazote que sur Terre.

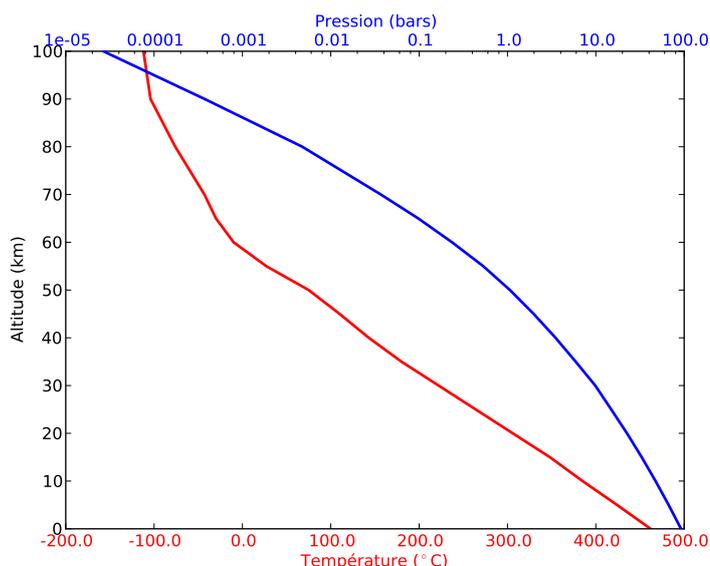


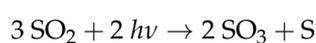
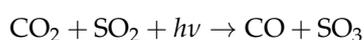
FIGURE 1.5 – Pression et température de l’atmosphère de Vénus en fonction de l’altitude. La pression de 1 bar est atteinte vers 50 km d’altitude et la température atteint une trentaine de degrés vers 55 km. (Loïc Rossi, CC-BY-SA)

### Composition gazeuse

La composition de l’atmosphère de Vénus n’a pas toujours bien été connue, l’observation visible ne révélant pas beaucoup d’informations à cause des épais nuages. Cependant, en 1932, Adams et Dunham parviennent à détecter des signatures spectrales ne provenant pas du spectre solaire. Grâce à une expérience de laboratoire avec un tube de CO<sub>2</sub> sous pression, ils purent confirmer que le spectre observé correspondait bien au CO<sub>2</sub>.

Il est à noter que malgré des conditions de formation analogues, la Terre et Vénus diffèrent considérablement quant à la quantité de CO<sub>2</sub> disponible dans l’atmosphère : pourquoi y a-t-il si peu de dioxyde de carbone sur Terre ? L’explication tient en ce que la Terre possède des océans, lesquels ont permis au CO<sub>2</sub> de réagir pour former des carbonates (calcaire, craie, entre autres). Il y a ainsi un inventaire comparable de CO<sub>2</sub> sur Terre et sur Vénus, mais la moitié du CO<sub>2</sub> terrestre est piégé sous forme solide. De plus la vie sur Terre consomme du CO<sub>2</sub> pour le transformer en O<sub>2</sub>, marquant davantage la différence.

Outre le CO<sub>2</sub> l’atmosphère de Vénus contient des quantités importantes de dioxyde de soufre (SO<sub>2</sub>) sous les nuages (Bézar and de Bergh, 2007, 130 ± 50 ppmv) lequel a une implication dans la chimie atmosphérique à travers des réactions impliquant S, SO<sub>3</sub>, CO et CO<sub>2</sub> :



Par ailleurs,  $\text{SO}_3$  réagit à son tour avec  $\text{H}_2\text{O}$  pour former de l'acide sulfurique ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) qui forme les gouttelettes des nuages. Nous y reviendrons dans le chapitre suivant.

Le  $\text{SO}_2$  a également ceci de particulier qu'il semble fortement varier en quantité avec le temps. Les observations depuis le sol, les fusées et la mission *Pioneer Venus* ont en effet pu mettre en évidence d'importantes variations de la quantité de  $\text{SO}_2$  au dessus des nuages qui peut aller de 0,1 à 1 ppmv. Ces observations mettent en évidence une variabilité du  $\text{SO}_2$  sur des échelles de quelques heures (Encrenaz et al., 2012, 2013) à plusieurs années (voir figure 1.6 et Esposito et al. (1988); Marcq et al. (2013)).

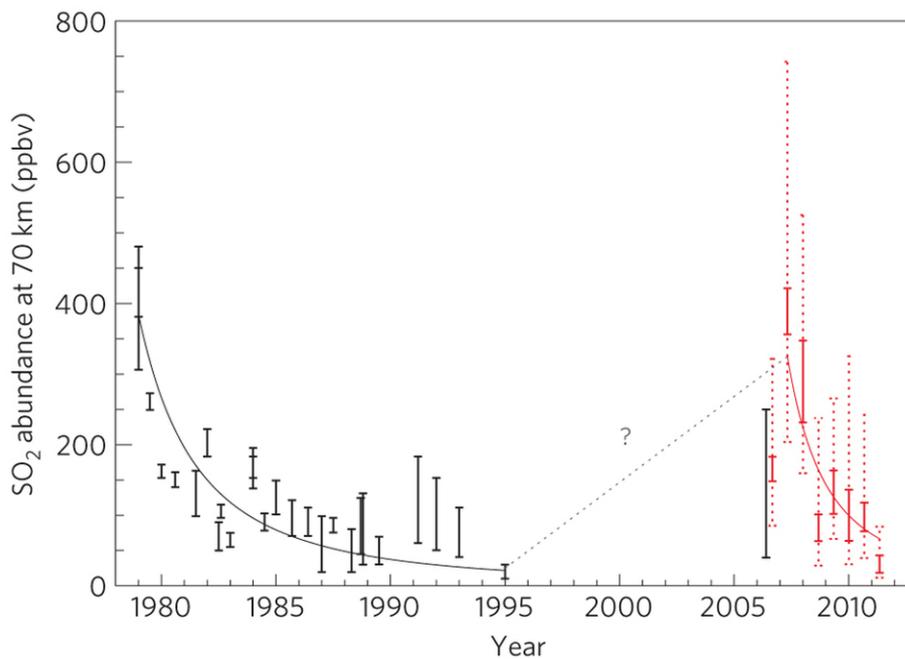


FIGURE 1.6 – Variations temporelles de la quantité de  $\text{SO}_2$ . Les données en noir sont issues de missions pré-*Venus Express*. Les données rouges proviennent elles de mesures *Venus Express*. Les traits pleins indiquent l'incertitude à  $1\sigma$ , les traits pointillés montrent la dispersion des mesures dans l'intervalle considéré. Figure issue de Marcq et al. (2013).

Sa distribution spatiale est également très variable, les détections de  $\text{SO}_2$  pouvant être assez spatialement concentrées (Encrenaz et al., 2012, 2013). Les moyennes sur quelques mois révèlent également une variation latitudinale : si la quantité de  $\text{SO}_2$  est faible, celui-ci semble réparti de façon homogène en latitude ; en revanche si sa quantité est importante, il sera présent en plus grand quantité près de l'équateur que près des pôles. Ceci laisse penser à un enrichissement de l'atmosphère au dessus des nuages par un processus dynamique qui apporterait du  $\text{SO}_2$  provenant du dessous des nuages, lequel serait ensuite photodissocié à mesure qu'il est transporté loin de l'équateur par la circulation de Hadley (Marcq et al., 2013), voir aussi Stolzenbach et al. (2015 en préparation).

Notons cependant que, comme sur Terre, une éruption volcanique importante pourrait également apporter de grandes quantités de dioxyde de soufre dans la haute atmosphère. Cependant,

aucune preuve d'un volcanisme actif sur Vénus n'a encore été établie et cette hypothèse reste encore spéculative sans d'autres observations plus directes. On trouve aussi dans l'atmosphère des espèces comme CO, OCS ainsi que de l'eau sous les nuages. Au dessus, on trouvera également du CO, du SO<sub>2</sub> et de l'eau, mais en moindre quantité qu'en dessous. Enfin, il est à remarquer que comme la Terre et Mars, Vénus possède une couche d'ozone. Celle-ci est ténue et peu étendue verticalement, mais elle est tout de même détectée sur des mesures SPICAV-UV (Montmessin et al., 2011). Les quantités observées sont par ailleurs compatibles avec des mécanismes de destruction par des composés chlorés, accentuant encore la similitude avec l'ozone terrestre.

### Dynamique atmosphérique et structure thermique

L'atmosphère de Vénus, tout comme celle de la Terre, est constituée de plusieurs couches où la température varie de façon différente avec l'altitude. Entre la surface et une altitude d'environ 65 km se trouve la troposphère de Vénus, où la température varie avec l'altitude suivant un gradient  $dT/dz \simeq -9\text{K/km}$ , proche de la valeur adiabatique. Au dessus, et jusqu'à environ 110 km, s'étend la mésosphère où le gradient de température est plus faible en valeur absolue et où des variations locales peuvent être observées, notamment en fonction de la latitude (Seiff et al., 1985; Tellmann et al., 2009). Ainsi, au dessus de 70 km d'altitude, la température de la mésosphère croît avec la latitude croissante, contrairement à ce que l'ensoleillement plus important près de l'équateur pourrait laisser penser (Zasova et al., 2007). Ceci pourrait s'expliquer par la branche descendante de la cellule de Hadley (voir ci-après) provoquant une compression adiabatique (Piccialli, 2010). Notons que l'atmosphère est relativement stable hormis dans certaines plages d'altitude au milieu des nuages ( $\sim 52$  km) et vers 25-30 km d'altitude, où l'atmosphère devient convective sur quelques kilomètres d'épaisseur (Seiff et al., 1985; Hinson and Jenkins, 1995; Tellmann et al., 2009).

Le profil latitudinal de température est également marqué à 65 km d'altitude par des colliers polaires froids ( $T \simeq 210$  K dans le collier contre 250 K au pôle, Piccioni et al., 2007) aux environs de 60° de latitude nord et sud. Au delà de 70° on rencontre des vortex polaires géants (Taylor et al., 1979; Piccioni et al., 2007; Titov et al., 2008). Ces vortex permanents présentent une structure qui n'est pas sans rappeler celle des cyclones terrestres et qui ont été observés en détail par VIRTIS à bord de *Venus Express*, et antérieurement par *Pioneer Venus* comme illustré sur la figure 1.8.

Enfin, encore plus haut se trouve la thermosphère où la température reste relativement constante avec l'altitude au delà de 140 km, mais présente de grandes variabilités temporelles, particulièrement selon le cycle jour/nuit. La dynamique atmosphérique vénusienne est dominée par deux processus : d'une part les vents zonaux rétrogrades qui peuvent atteindre des vitesses de  $100 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  dans la haute troposphère de Vénus ; et d'autre part la circulation de Hadley transpor-

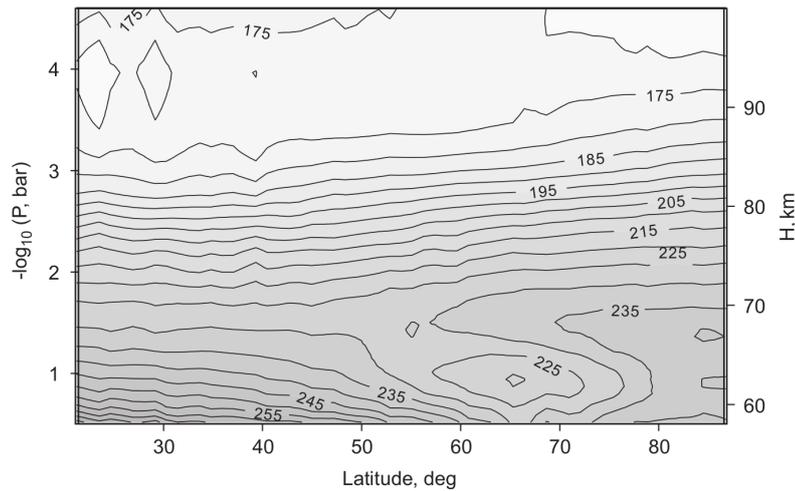


FIGURE 1.7 – Structure thermique de Vénus en fonction de la latitude et de l'altitude telle que mesurée par la sonde *Venera 15*. Figure tirée de Zasova et al. (2007).

tant la matière de l'équateur vers les pôles. Notons à ce titre qu'en raison de sa faible vitesse de rotation, la force de Coriolis est très faible sur Vénus. Le gradient de pression et la force centrifuge s'équilibrent : Vénus est dans le régime cyclostrophique. Une conséquence directe de ceci est que la cellule de Hadley peut s'étendre quasiment jusqu'au pôle. Outre les vents zonaux importants, on trouve aussi dans la haute atmosphère de Vénus (à partir 110-120 km d'altitude, Sornig et al., 2008, 2012) une circulation subsolaire-antisolaire (SS-AS) liée au chauffage de l'atmosphère par un rayonnement solaire deux fois plus important au niveau de l'orbite de Vénus que sur Terre. L'air ainsi chauffé est alors transporté vers le point antisolaire. Cette circulation donne d'ailleurs naissance à des phénomènes de *nightglow* où des atomes (d'oxygène par exemple) sont transportés par la circulation SS-AS et se recombinaient pour former une molécule excitée qui va émettre du rayonnement en repassant à un niveau d'énergie inférieur (Soret et al., 2014). La figure 1.9 illustre ces différents processus dynamiques.

L'étude des vents zonaux et méridionaux est d'une grande importance dans la compréhension de la dynamique atmosphérique vénusienne et des observations sont régulièrement menées depuis le sol ou depuis l'espace. Le décalage Doppler des raies solaires réfléchies par les particules des nuages Vénusiens sont une méthode, complétée par l'étude visuelle des structures nuageuses et de leur déplacement. (Widemann et al., 2007, 2008; Machado, 2013)

### Échappement atmosphérique et évolution climatique

Vénus est une planète étonnamment aride. Formée dans des conditions tout à fait analogues à la Terre et Mars, elle ne possède pourtant quasiment pas d'eau : tout au plus quelques dizaines de parties par million en volume dans l'atmosphère. L'essentiel de l'eau est ainsi sous forme de vapeur ou sous forme liquide associée au  $\text{SO}_2$  pour former les gouttelettes d'acide sulfurique des

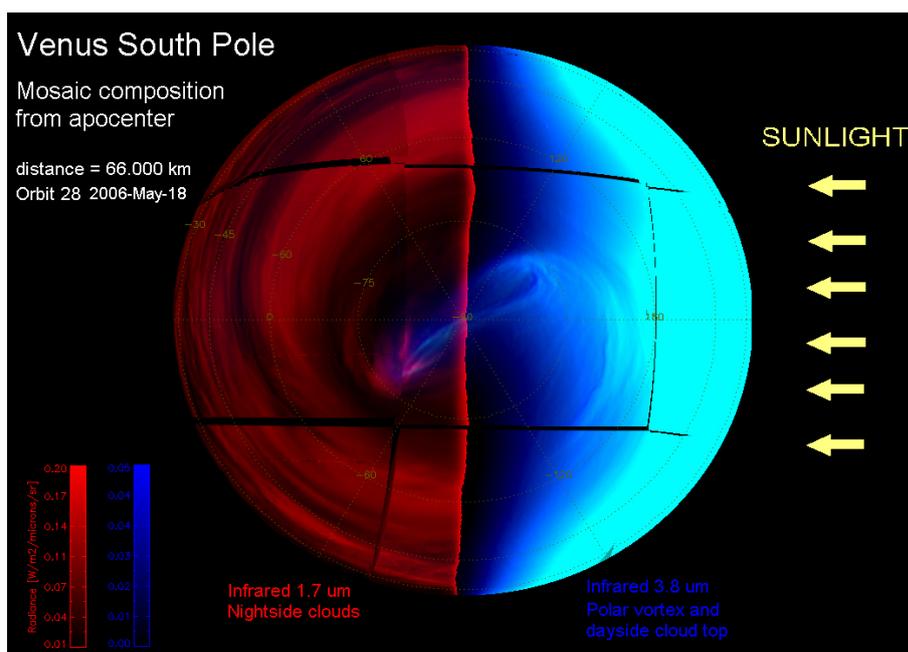


FIGURE 1.8 – Images VIRTIS montrant le vortex polaire sud côté jour et côté nuit, à différentes longueurs d’onde.

nuages.

L’étude du rapport entre la quantité d’eau lourde et la quantité d’eau légère est très intéressante à des fins de planétologie comparée et d’étude de l’évolution de la planète. En effet, l’eau lourde (HDO) va s’échapper moins efficacement que H<sub>2</sub>O car le deutérium a une masse atomique double de celle de l’hydrogène. Ce dernier sera donc perdu en premier lors de l’échappement atmosphérique et tout déséquilibre dans le rapport isotopique (le rapport D/H) sera un indice d’un tel échappement. Les mesures du rapport D/H pour Vénus indiquent qu’il est au moins cent fois plus important que celui mesuré sur Terre (DE BERGH et al., 1991), ce qui tend à confirmer que l’eau sur Vénus s’est en grande partie échappée. De plus, des mesures de *Venus Express* révèlent que le rapport entre les atomes d’hydrogène et d’oxygène observés dans le plasma vénusien est de l’ordre de 2:1, soutenant l’hypothèse d’un échappement lié à l’eau (Barabash et al., 2007). Il est cependant difficile de dire si cet état observé correspond à l’état résiduel d’une quantité d’eau initiale similaire à la Terre, ou à un état stationnaire où de l’eau serait continuellement apporté par des comètes.

### 1.3 À retenir

- La planète Vénus est la cousine infernale de la Terre ;
- L’atmosphère de Vénus est très dense et composée majoritairement de CO<sub>2</sub> et la chimie du soufre y joue un rôle important ;

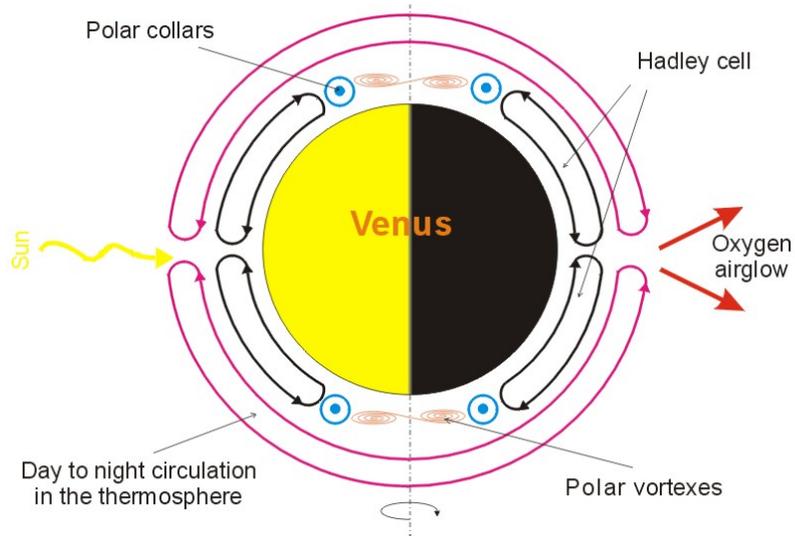


FIGURE 1.9 – Schéma indiquant les principaux régimes dynamiques à l’œuvre dans l’atmosphère de Vénus. On y retrouve les cellules de Hadley, les cols polaires, le vortex polaire ainsi que la circulation subsolaire/anti-solaire. Crédit : Ruslik0, CC-BY-SA.

- La température de surface est de près 700 K avec une pression de surface de 90 bars ;
- La superrotation fait que l’atmosphère tourne en 4 jours, bien plus vite que le corps solide, les deux tournant en sens rétrograde.

## Chapitre 2

# Les nuages et brumes de Vénus

### Sommaire

---

<b>2.1 Généralités sur les nuages</b> . . . . .	<b>35</b>
<b>2.2 Structure verticale</b> . . . . .	<b>37</b>
2.2.1 Aperçu général . . . . .	37
2.2.2 Distribution en tailles des particules nuageuses . . . . .	38
2.2.3 Nuages et brumes inférieurs (30-50 km) . . . . .	39
2.2.4 Couche intermédiaire (50-56 km) . . . . .	40
2.2.5 Nuage supérieur (56-70 km) . . . . .	41
2.2.6 Brumes supérieures (70-90 km) . . . . .	43
<b>2.3 Variabilités</b> . . . . .	<b>44</b>
2.3.1 Variations latitudinales . . . . .	44
2.3.2 Variations en heure locale . . . . .	46
2.3.3 Variations temporelles . . . . .	47
2.3.4 Autres variabilités . . . . .	47
<b>2.4 L'absorbant UV</b> . . . . .	<b>48</b>
<b>2.5 À retenir</b> . . . . .	<b>50</b>

---

### 2.1 Généralités sur les nuages

Dans le chapitre précédent nous avons vu que Vénus était entourée d'une épaisse couche nuageuse rendant sa surface inaccessible aux observateurs en lumière visible. Le constituant principal de ces nuages était alors inconnu, mais le premier candidat était bien évidemment l'eau liquide, à l'image de la Terre. Dès lors, on imaginait volontiers Vénus comme une planète au climat tropical,

où les nuages viendraient dissimuler une jungle épaisse (Arrhenius and Fries, 1918). Pourtant, le chapitre précédent aura convaincu le lecteur qu'il n'en est rien.

S'ils ne cachent donc aucune jungle humide, les nuages n'en sont pas moins essentiels dans le bilan radiatif vénusien. Pollack et al. (1980) ont en effet établi que la température de surface de Vénus est maintenue par un important effet de serre dont les principaux responsables sont  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$ . Il a également calculé que les nuages avaient un effet non négligeable de par leur opacité dans l'infrarouge : toutes choses égales par ailleurs, la température de surface serait plus basse d'environ 100 K sans eux. De plus, bien que recevant jusqu'à  $3140 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  du Soleil, les nuages ne laissent passer qu'environ 1 % de ce flux incident, avec des valeurs au sol de l'ordre de  $10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  (Avduevsky et al., 1973). Ceci correspondant à un ensoleillement tel qu'on pourrait l'avoir sur Terre par temps d'orage.

L'importance radiative des nuages est donc claire, mais la chimie atmosphérique est aussi fortement liée aux nuages. En effet, les nuages jouent un rôle important dans le cycle chimique du soufre, comme l'ont montré Zhang et al. (2010, 2012). Le soufre, sous forme de  $\text{SO}_2$  est photodissocié et forme du  $\text{SO}$ , lequel est à son tour transformé en acide sulfurique en réagissant avec de l'eau (voir figure 2.1). C'est cet acide qui, à des concentrations variables, va constituer l'essentiel des aérosols des nuages de Vénus. L'évaporation des gouttes à la base des nuages va ensuite restituer le soufre sous forme gazeuse.

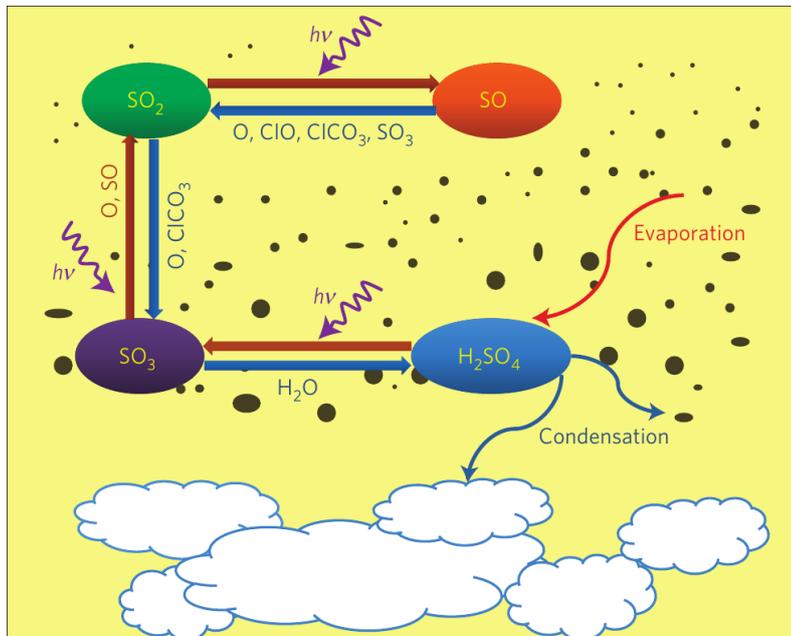


FIGURE 2.1 – Illustration montrant les principales réactions de chimie du soufre dans l'atmosphère de Vénus et sa participation dans la formation d'acide sulfurique. Figure tirée de Zhang et al. (2010).

## 2.2 Structure verticale

### 2.2.1 Aperçu général

Les études réalisées sur les nuages ont été faites depuis la Terre, principalement par polarimétrie, mais aussi à l'aide des données des sondes soviétiques *Venera* et enfin par des pénétrateurs atmosphériques de la sonde américaine *Pioneer Venus*. Les plus récentes données à notre disposition sont celles obtenues par la sonde européenne *Venus Express*, complétées d'observations au sol. Les données depuis l'orbite et depuis la Terre sont malheureusement assez limitées, surtout concernant les couches les plus basses des nuages. Les couches supérieures sont en effet une barrière relativement opaque, qui laisse peu d'informations passer vers le haut de l'atmosphère. Seules quelques fenêtres de longueurs d'onde laissent percevoir les plus basses couches nuageuses. De fait pour la partie inférieure de l'atmosphère et des nuages, les mesures *in-situ* sont primordiales. Malheureusement, ces données sont assez parcellaires et ne représentent qu'un petit nombre de profils, avec une extension verticale variable.

Les différentes observations ont permis de déterminer que les nuages apparaissent nettement vers 48 km et s'étendent jusqu'à environ 70 km (voir figure 2.2 et 2.3). Des brumes sont observées à partir de 30 km et semblent être présentes dans tout le nuage, s'étendant jusqu'à environ 90 km d'altitude. La structure verticale est assez stratifiée, remarquablement stable (hormis une partie convective entre 49 et 55 km d'altitude) avec des particules de différentes tailles selon l'altitude. Nous allons étudier plus en détail cette stratification ci-après.

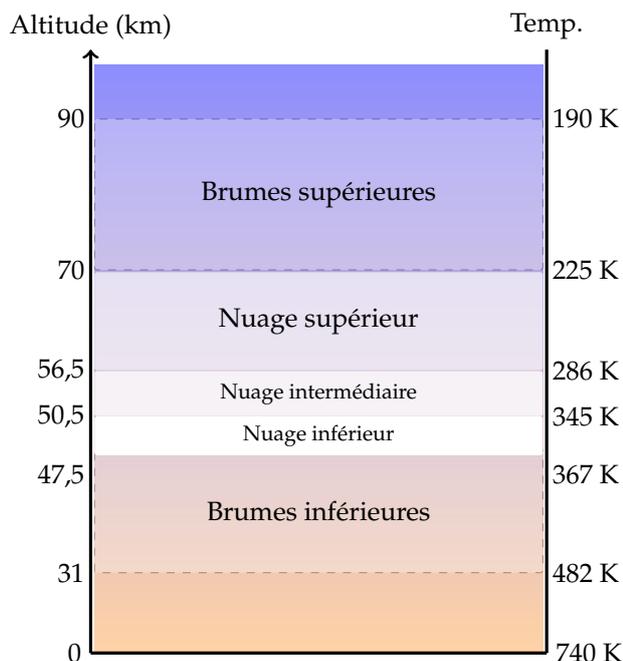


FIGURE 2.2 – Structure et température des nuages de Vénus en fonction de l'altitude. Sur cette figure les opacités relatives des trois couches de nuages sont respectées. (Loïc Rossi, CC-BY-SA)<sup>1</sup>

On remarquera également que même si cette structure varie un peu en fonction de la latitude ou avec le temps, les différents profils verticaux pris par les sondes *in-situ* sont tous d'une similarité remarquable (Knollenberg et al., 1980), indiquant que la structure présentée ici est représentative de l'ensemble des nuages entourant la planète.

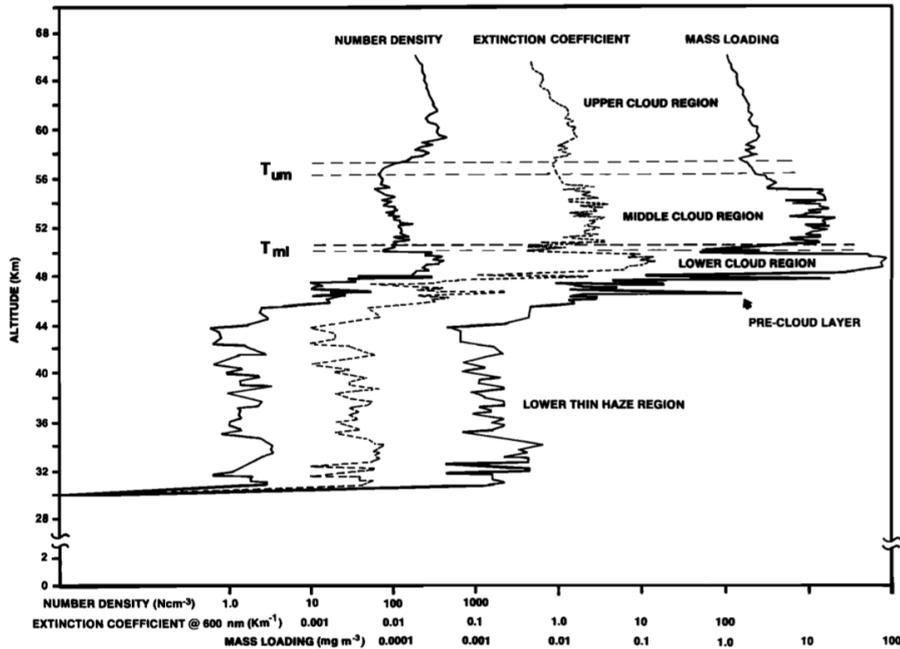


FIGURE 2.3 – Structure verticale des nuages de Vénus telle que mesurée par l'instrument LCPS à bord de la sonde atmosphérique de *Pioneer Venus*.  $T_{um}$  représente la transition entre le nuage supérieur et le nuage intermédiaire,  $T_{mi}$  la transition entre le nuage intermédiaire et le nuage inférieur. Figure tirée de Knollenberg and Hunten (1980)

## 2.2.2 Distribution en tailles des particules nuageuses

La description des aérosols communément utilisée (et que nous utiliserons par la suite) repose sur l'existence de modes statistiques (Esposito et al., 1983; Knollenberg et al., 1980). On parle en général des modes 0, 1, 2, 2' et 3 pour désigner des tailles de particules croissantes. Notons que ces modes et leurs délimitations sont sujets à débat, en particulier concernant les modes 0 et 3 dont l'existence même est mise en doute comme nous le verrons.

**Mode 0** Ce mode correspondrait à des particules de rayon très faible ( $\bar{r} \sim 0,06 \mu\text{m}$ ), présentes dans les hautes couches du nuage. Ce mode est cependant peu mentionné et est surtout évoqué afin de combler une lacune apparente d'opacité infrarouge, laquelle peut être comblée par une contribution plus importante du mode 3 à des altitudes inférieures.

**Mode 1** Ce mode représente des particules dont le rayon est d'environ  $0,25 \mu\text{m}$ . Ces particules sont des gouttelettes composées d'acide sulfurique de concentration variable, mais la va-

1. Cette figure a été réalisée à l'aide de TikZ, bibliothèque de tracé graphique pour le compositeur  $\text{\LaTeX}$  (Tantau, 2013).

leur de 75 % est fréquemment trouvée. Ces particules constituent l'essentiel des brumes inférieures et supérieures.

**Mode 2** concerne des particules plus grandes, sphériques, de rayon efficace  $1,05 \mu\text{m}$ . À notre connaissance, ces particules sont aussi composées d'une solution d'acide sulfurique avec des concentrations d'au moins 75 %. Notons que c'est sans doute le mode dont l'existence est la moins controversée et la mieux contrainte, principalement grâce aux études polarimétriques et photométriques.

**Mode 2'** Le mode 2' serait une variante du mode 2 avec un rayon modal  $\bar{r} = 1,4 \mu\text{m}$ . Il est lui aussi composé d'acide sulfurique. On trouve principalement ce mode dans le nuage intermédiaire. Notons que ce mode n'est pas unanimement reconnu, davantage de particules de mode 2 pourraient tout aussi bien reproduire les observations.

**Mode 3** C'est le mode le moins bien contraint, dont la composition et la forme exactes (sphérique ou non) sont inconnues. Il aurait un rayon modal d'environ  $3,65 \mu\text{m}$ , mais son indice de réfraction et sa nature sont sujets à discussion. Il pourrait être composé de gouttelettes sphériques, mais d'indices de réfraction suspectement bas ( $n_r \simeq 1,33$  laissant l'eau comme candidat potentiel) ; ou être d'indice de réfraction proche des autres modes, mais il devrait alors être non-sphérique, sans doute solide et cristallin. Esposito et al. (1983) listent des candidats parmi lesquels figurent des cristaux de  $\text{NOHSO}_4$ . Ces cristaux pourraient d'ailleurs adsorber de l'acide sulfurique rendant la cohabitation possible entre les deux (Sill, 1983).

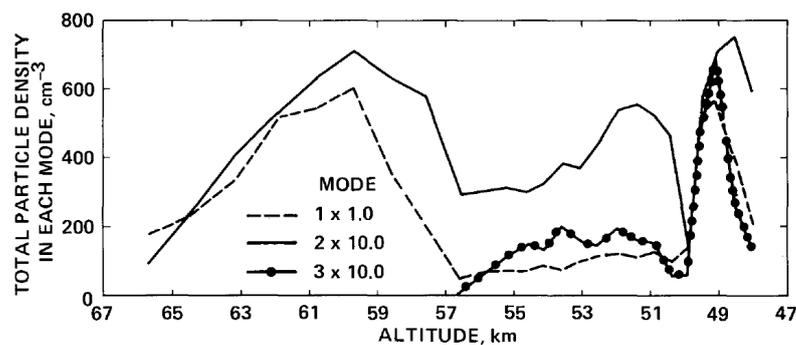


FIGURE 2.4 – Densités volumiques des différents modes en fonction de l'altitude par la sonde atmosphérique *Pioneer Venus*. Figure tirée de Ragent et al. (1985), elle-même basée sur Knollenberg and Hunten (1980).

### 2.2.3 Nuages et brumes inférieurs (30-50 km)

Les mesures *in-situ* indiquent que les nuages commencent à apparaître vers 30 km d'altitude (Knollenberg et al., 1980), sous forme de brumes inférieures. Certaines mesures montrent la présence de couches « pré-nuages » entre 10 et 30 km (Knollenberg et al., 1980). En revanche, il semble

établi que l'atmosphère de Vénus est claire sans trace d'aérosols en deçà de 10 km d'altitude. Le nuage inférieur à proprement parler s'étend de 47 à 50 km. Celui-ci est composé des trois principaux modes (1, 2 et 3) et semble représenter l'essentiel de l'opacité totale du nuage avec des valeurs d'épaisseur optique comprises entre 6 (Marov et al., 1980, mesures Venera) et 12 (Knollenberg and Hunten, 1980, mesure PVO). Cette partie du nuage est très dense avec une densité volumique avoisinant les  $600 \text{ cm}^{-3}$  pour le mode 1 et  $50 \text{ cm}^{-3}$  pour les modes 2 et 3.

Comme dit plus haut, il s'agit de la seule couche où le mode 3 domine. Détecté par les mesures *Venera* et *Pioneer Venus*, il correspond à une détection de particules fortement absorbantes et relativement grandes. Ce sont ces particules qui expliquent la forte opacité du nuage inférieur. Knollenberg and Hunten (1980) y voient une structure cristalline solide, Esposito et al. (1983) y voient des condensats de HCl, FeCl ou encore de  $\text{NOHSO}_4$ . Cimino (1982) et Grinspoon et al. (1993) ont eux rapporté qu'un candidat absorbant moins que  $\text{H}_2\text{SO}_4$  ne peut pas reproduire les opacités observées, tandis que des particules solides non-absorbantes enrobées dans une solution liquide d'acide sulfurique pourraient reproduire les observations si tant est que le cœur occupe un volume suffisamment important de l'aérosol<sup>2</sup>. Toon et al. (1984) ont quant à eux suggéré que ce mode 3 n'existe tout simplement pas : ils mettent en avant des incohérences de mesures entre les différents canaux du spectromètre LCPS et suggèrent que ce mode pourrait en fait être une mauvaise interprétation de la queue de la distribution de particules du mode 2. S'il est un point sur lesquels les auteurs s'accordent c'est sur la nécessité de confirmer ou d'infirmer cette détection avec de nouvelles mesures *in-situ*.

Vers 50 km se produit la transition vers le nuage intermédiaire (Knollenberg and Hunten, 1980; Knollenberg et al., 1980) et ce sur une altitude d'environ 1 km.

#### 2.2.4 Couche intermédiaire (50-56 km)

La couche intermédiaire est composée des modes 1, 2 (et/ou 2') et 3. Le mode 3 y étant cependant bien moins abondant (Knollenberg and Hunten, 1980). Cette couche est moins dense que la couche inférieure, mais étant assez étendue verticalement, son épaisseur optique reste importante ( $\tau \simeq 11$  dans le visible, Knollenberg and Hunten, 1980). La densité volumique reste quant à elle relativement uniforme avec l'altitude.

Cette couche est aussi le lieu où le nuage est convectif, ce qui contraste avec la grande stabilité des autres couches. La zone d'instabilité est cependant assez réduite en altitude entre 49 et 55 km, et seulement par zones de quelques centaines de mètres d'altitude (Knollenberg et al., 1980; Zasova et al., 2007; Tellmann et al., 2009; Hinson and Jenkins, 1995).

Le mode 2 se distingue plus du mode 1 en termes d'abondance et c'est la couche la plus

---

2. L'idée de particules avec un cœur ou une enveloppe de soufre reviendra dans la suite de cette thèse, mais pour le nuage supérieur.

haute où le mode 3 apparaît. La transition entre le nuage intermédiaire et le nuage supérieur se produit vers 56 km d'altitude, sur un peu moins d'un kilomètre (Knollenberg and Hunten, 1980; Knollenberg et al., 1980).

### 2.2.5 Nuage supérieur (56-70 km)

Le nuage supérieur est celui qui va le plus nous intéresser dans le cadre de cette thèse, et ce pour plusieurs raisons : d'une part c'est la partie sondée par les observations polarimétriques SPICAV-IR mais aussi parce que c'est, avec les brumes supérieures, une des parties du nuage les mieux contraintes par des observations. Ces nuages sont le lieu d'apparition de structures dynamiques comme des ondes de gravité, donnant à ces nuages vénusiens une allure quelque peu terrestre (cf. Piccialli et al., 2014).

Dans cette partie, les modes 1 et 2 sont les seuls présents, portant l'épaisseur optique de la couche à des valeurs comprises entre 6 et 8 dans le visible. La densité volumique croît à nouveau avec les altitudes croissantes, principalement à cause du mode 1 dont la densité augmente d'un ordre de grandeur par rapport à la couche précédente (Esposito et al., 1983) pour atteindre son maximum à  $1000 \text{ cm}^{-3}$  vers 60 km (Knollenberg and Hunten, 1980). La densité atteint ainsi des valeurs analogues à celles de la couche inférieure, mais le coefficient d'extinction est aussi plus faible, expliquant une épaisseur optique moindre. Grinspoon et al. (1993) ont par ailleurs estimé que dans le nuage supérieur le mode 1 contribuait pour environ 15 % de l'opacité.

C'est ici que les données polarimétriques ont le plus contribué à notre connaissance. De nombreuses observations depuis le sol furent conduites dès 1929 (Lyot, 1929), puis dans les années 1950-1980. La table 2.1 liste des observations polarimétriques de Vénus effectuées depuis le sol mais aussi depuis l'orbite avec les données de l'instrument *Orbiter Cloud Photopolarimeter* (OCP) (Travis, 1979; Russell et al., 1977). Les données les plus récentes sont issues de SPICAV-IR, instrument à bord de *Venus Express* qui sera présenté plus longuement dans le chapitre 4 et dont les données seront analysées dans les chapitres suivants.

Enfin, les données photométriques de la caméra VMC à bord de *Venus Express* apportent aussi des informations importantes sur le nuage supérieur sur la taille et la composition des particules du nuage (Markiewicz et al., 2014; Petrova et al., 2015b; Shalygina et al., 2015; Petrova et al., 2015a).

Référence	Dates		Lieu d'observation	Angles de phase		Longueurs d'onde (nm)	Local	Disque	Remarques
	début	fin		min	max				
Lyot (1929)	1922-05-13	1924-07-06	Meudon	2	176	555	×		Polarimètre visible
Lyot (1929)	1922-05-20	1924-05-24	Meudon	2	164	555		×	
Dollfus and Coffeen (1970)	1950-09-24	1969-04-09	Meudon	1,5	176,5	338		×	
Dollfus and Coffeen (1970); Lane (1979)	1967-01-01	1969-09-03	É.-U.	1,5	166	364, 400, 440, 527, 617, 840, 950, 1050	×	×	
Coffeen and Gehrels (1969); Lane (1979)	1959-04-23	1968-01-06	É.-U.	7	160	340, 365, 445, 520, 550, 655, 685, 740, 875, 990	×	×	
Dollfus et al. (1979); Santer and Herman (1979); Santer and Dollfus (1980)	1950-10-04	1977-09-15	Meudon, Pic-du-Midi	1,5	176,5	364, 430, 527, 564, 580, 620	×		
Forbes (1971)	1966-02-20	1970-10-24	É.-U., Chili	29,3	143,7	1250, 1650, 2200, 3600	×		
Gehrels et al. (1979)	1975-01-25	1975-10-02	É.-U.	26,6	117,9	365 à 952 + 1200, 1600, 2200	×	×	
Sato et al. (1980)	1977-05-19	1979-05-23	Japon	36	111	1000, 1250, 1650, 2250, 3600, 4800			
Nagata et al. (1984)	1981-12-01	1982-12-01	Japon	18	171	2200 à 5000			
Hapke (1976)	1974-02-05		Vénus (Mariner 10)	28		355	×		Pas de mesure absolue de polarisation.
Kawabata et al. (1980)	1978-12-04	1979-08	Vénus (OCPP/PVO)	0	145	270, 365, 550, 935	×	×	
Sato et al. (1996)	1978-12-04	1992-08-01	Vénus (OCPP/PVO)	0	145	270, 365, 550, 935	×	×	

TABLE 2.1 – Tableau recensant quelques références contenant des observations polarimétriques de Vénus. Sont indiqués les dates et lieu d'observation, les angles de phase couverts ainsi que les longueurs d'onde utilisées. La colonne *Local* indique si des observations résolues du disque ont été effectuées et la colonne *Disque* indique si les observations sont effectuées pour l'intégralité du disque.

### 2.2.6 Brumes supérieures (70-90 km)

Les brumes supérieures sont composées essentiellement de particules du mode 1 avec une densité volumique de  $500 \text{ cm}^{-3}$ . Cette couche a une épaisseur optique relativement faible avec valeurs inférieures à l'unité, mais cette dernière varie fortement avec la latitude, comme nous le verrons.

De façon étonnante, les brumes ne furent pas tout de suite mises en évidence depuis la Terre, y compris dans les observations polarimétriques. Ainsi les travaux polarimétriques basés sur des observations intégrées sur le disque (Hansen and Arking, 1971; Hansen and Travis, 1974) ne relèvent aucunement la présence de brumes et pour cause : les observations ne laissent aucun indice quant à leur présence. On peut expliquer cela de deux façons : d'une part il est possible que les observations depuis la Terre aient été conduites lors d'une période où les brumes étaient rares et donc peu détectables (Esposito et al., 1983); mais on peut aussi imputer cette absence à l'intégration de la polarisation sur le disque de Vénus. En effet, Kawabata (1981) a montré que dans le cas d'un modèle d'une Vénus avec des zones polaires plus riches en brumes, un modèle de polarisation intégrée pouvait ne donner aucune trace de ces zones polaires dans le degré de polarisation, à condition que la latitude où le changement de régime se produit soit suffisante<sup>3</sup>. Ceci étant, des observations depuis la Terre résolues spatialement ont permis de mettre en évidence une polarisation anormale aux pôles, y compris à des longueurs d'onde où la diffusion Rayleigh est négligeable, et donc de conclure à la présence de brumes sub-micrométriques (Dollfus et al., 1979; Lane, 1979; Santer and Herman, 1979; Santer and Dollfus, 1980).

Les observations polarimétriques effectuées à l'aide de l'instrument OCPP sur *Pioneer Venus* et analysées par Kawabata et al. (1980); Sato et al. (1996) ont permis de déterminer que les brumes étaient bien composées de petites particules (mode 1 avec  $r_{\text{eff}} \simeq 0.25 \mu\text{m}$ ). Ces particules sont aussi visibles sur des observations spatiales, notamment par des images au limbe prises par *Pioneer Venus* (Lane and Opstbaum, 1983), qui ont obtenu des résultats compatibles avec les valeurs trouvées précédemment par Kawabata et al. (1980).

Plus récemment ce sont les observations au limbe par occultation solaire à l'aide du canal SOIR de *Venus Express* (Wilquet et al., 2009, 2012) qui permettent d'étudier les brumes jusqu'à une centaine de kilomètres d'altitude. Wilquet et al. ont pu aussi déterminer que les brumes étaient composées de particules du mode 1 ( $r \sim 0,1 - 0,2 \mu\text{m}$ ) mais aussi de particules de mode 2 ( $r \sim 0,4 - 1 \mu\text{m}$ ), contrairement à ce qui était observé dans les résultats précédents (Esposito et al., 1983).

---

3. Kawabata estime même la latitude en question à  $50^\circ$ , ce qui est cohérent avec la fait que les propriétés du nuage changent fortement au delà de  $50^\circ$ , en particulier en termes d'altimétrie et d'épaisseur optique.

## 2.3 Variabilités

Bien que la structure des nuages de Vénus soit remarquablement similaire d'une observation à l'autre, des variations temporelles et spatiales sont tout de même observées sur de multiples échelles.

### 2.3.1 Variations latitudinales

#### Altimétrie des nuages

L'altitude du sommet et de la base des nuages a fait l'objet d'études par diverses méthodes et toutes ont mis en évidence une variabilité avec la latitude. Ainsi, les études polarimétriques ont permis de mesurer la pression au sommet des nuages à l'aide de la polarisation générée par la diffusion Rayleigh dans l'UV. Hansen and Travis (1974) estiment à  $50 \pm 25$  mb (65-70 km) la pression au sommet du nuage (estimation à l'échelle de la planète). Des mesures plus locales effectuées par Kawabata et al. (1980) indiquent que l'altitude du nuage principal est située aux alentours de 40 mb près des pôles tandis que le niveau où  $\tau = 0,8$  est déjà atteint à 28 mb près de l'équateur, ce qui donne une différence d'altitude de 1 à 1,5 échelles de hauteur entre l'équateur et les pôles. Utilisant les données de l'instrument VIRTIS (*Venus Express*) dans l'IR et l'UV, Ignatiev et al. (2009) ont estimé la pression au sommet du nuage à l'aide de la bande d'absorption du  $\text{CO}_2$  à  $1,5 \mu\text{m}$ . L'altitude des nuages est assez uniforme sur l'ensemble de la planète pour les basses latitudes avec une valeur de  $74 \pm 1$  km (altitude où  $\tau = 1$  à  $1,5 \mu\text{m}$ ). Cette altitude décroît rapidement à partir de  $50^\circ$  de latitude pour atteindre 65 à 68 km d'altitude au niveau du vortex polaire, soit une différence de une à deux échelles de hauteur (voir figure 2.5). Cottini et al. (2012) ont également réalisé des mesures similaires avec VIRTIS, mais vers  $2,5 \mu\text{m}$ . Ils trouvent une altitude de  $69 \pm 2$  km à basses latitudes et environ 62 km près des pôles. Haus et al. (2014) ont également employé des mesures VIRTIS à  $1 \mu\text{m}$  et ont mesuré une altitude relativement stable à 70 km jusqu'à  $50^\circ$  de latitude à partir d'où l'altitude décroît très vite pour atteindre 61 km aux pôles. Enfin, les mesures par occultation solaire avec SOIR ont permis de mesurer l'altitude où l'opacité tangentielle unité est atteinte. Wilquet et al. (2012) trouvent ainsi à  $\lambda = 3 \mu\text{m}$ , une altitude de  $82 \pm 1$  km à l'équateur et  $73 \pm 2$  km aux pôles. Ce comportement semble en accord avec l'advection générée près des pôles par la circulation de Hadley, laquelle viendrait contraindre le haut du nuage vers de plus faibles altitudes.

Notons aussi que l'altitude de la base du nuage change aussi d'altitude en fonction de la latitude. Ainsi Barstow et al. (2012) ont pu mesurer que l'altitude de la base du nuage croissait entre les pôles et  $50^\circ$  de latitude pour atteindre un maximum à 46 km avant de diminuer vers les pôles pour atteindre 42 km. Cimino (1982) a observé le même genre de variation avec une base

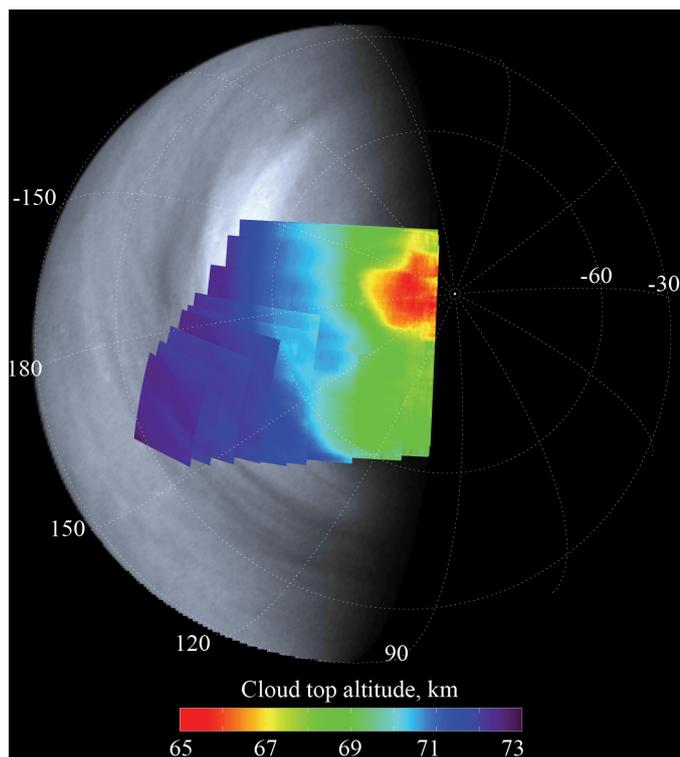


FIGURE 2.5 – Mesures d’altimétrie des nuages, superposées à des images VMC. Figure tirée de Ignatiev et al. (2009).

du nuage plus basse au niveau des pôles.

### Épaisseur optique / densité de colonne

La densité de colonne des brumes a pu être mesurée par les mesures polarimétriques OCPP et sa variation latitudinale ainsi étudiée. Kawabata et al. (1980) ont montré que l’épaisseur optique des brumes était de 0,06 à 365 nm au niveau de l’équateur mais que cette dernière atteignait 0,8 près des pôles. Si l’on traduit cela en termes de densité particulaire de colonne à partir de la section efficace des particules décrites par Kawabata et al., calculée par la théorie de Mie, on trouve des valeurs entre  $0,23 \mu\text{m}^{-2}$  près de l’équateur et plus de  $3 \mu\text{m}^{-2}$  aux pôles. Knibbe et al. (1997) a lui aussi mesuré des variations de l’épaisseur optique des brumes  $\tau_h$  à 550 nm entre 0,1 à l’équateur et 0,6 aux pôles.

Nous reviendrons plus en détails dans la partie résultats sur la question de la variation de la densité de colonne des brumes.

### Concentration en acide sulfurique

L’instrument VIRTIS a aussi permis de mesurer la quantité de vapeur d’eau dans l’atmosphère et la concentration en acide sulfurique des particules de mode 2 (Cottini et al., 2012). Les concentrations sont comprises entre 75 et 85%, avec une variation dans la plage 80-83% entre 40°S et

40°N. Les concentrations mesurées baissent fortement avec la latitude croissante pour atteindre des valeurs autour de 75% vers 60° de latitude avant de remonter un peu près des pôles. Les mesure photométriques VMC tendent aussi à montrer des indices de réfraction plus faibles entre 40 et 60° de latitude sud qu'ailleurs ( $\simeq 1,44$  contre  $\simeq 1,46$ ) (Petrova et al., 2015b; Shalygina et al., 2015), ce qui indique une variation dans la concentration d'acide sulfurique et potentiellement la présence d'autres contaminants : la possibilité d'aérosols comprenant un noyau de soufre à indice de réfraction élevé n'est pas à exclure (Petrova et al., 2015b). Notons cependant que Barstow et al. (2012) trouvent une concentration en acide passant de 80 % aux basses latitudes à 90 % au delà de 60°S, ce qui est quelque peu en contradiction avec les résultats ci-dessus. On peut trouver une possible explication en remarquant que les longueurs d'ondes utilisées par Barstow et al. sondent plus profondément dans le nuage que les mesures VMC<sup>4</sup>. Des mesures effectuées par Arney et al. (2014) montrent une asymétrie entre l'hémisphère sud où les concentrations seraient de l'ordre de 76 % tandis qu'elles atteindraient 82 % dans l'hémisphère nord. Là encore, ces mesures sont effectuées à des longueurs d'onde sondant assez profondément ( $\sim 40$  km).

### Taille des aérosols

La taille des particules du nuage supérieur est aussi concernée par des variations latitudinales : le rayon efficace retrouvé à l'aide des courbes de phase photométriques VMC semble plus grand à basses latitudes ( $r_{\text{eff}} \sim 1,2 \mu\text{m}$ ) que près du pôle sud ( $r_{\text{eff}} \sim 0,9 \mu\text{m}$ ) (Shalygina et al., 2015; Petrova et al., 2015b). De même, l'étude des données polarimétriques de *Pioneer Venus* par Knibbe et al. (1997) montre des rayons des particules du mode 2 variant entre 0,85  $\mu\text{m}$  et 1,15  $\mu\text{m}$ , les particules les plus petites se trouvant surtout aux hautes latitudes. Wilson et al. (2008) observent que les particules du nuage semblent plus grandes dans le vortex polaire qu'ailleurs, indiquant que cela pourrait être expliqué par un mouvement d'air ascendant, permettant de former de plus grosses particules. Les auteurs notent cependant qu'un changement de composition des aérosols pourrait aussi expliquer les variations de radiances à 1,74 et 2,30  $\mu\text{m}$ .

Les observations VIRTIS menées par Haus et al. (2014) mettent également en évidence une augmentation de la taille moyenne des particules des nuages des latitudes moyennes vers les pôles et l'équateur. Les nuages seraient ainsi plus épais optiquement près de l'équateur et des pôles qu'aux latitudes entre 30 et 60°.

### 2.3.2 Variations en heure locale

La dépendance en heure locale est moins évidente à contraindre, mais les mesures de *Venus Express* permettent tout de même d'identifier quelques tendances. Les modèles appliqués aux

4. Les mesures de concentration en vapeur d'eau effectuées par Barstow et al. sont à 50 km d'altitude, soit au moins 10 à 15 km plus bas que ce que la photométrie ou la polarimétrie sondent.

mesures photométriques VMC requièrent plus de brumes de mode 1 le matin que l'après-midi ou le soir (Shalygina et al., 2015). D'autre part, les observations par occultation effectuées avec SOIR/VEX, Wilquet et al. (2012) montrent que l'extinction tangentielle à 80 km est plus élevée d'un facteur 2,5 sur le terminateur côté soir par rapport à celui du matin. Les mesures d'altimétrie des nuages effectuées avec VIRTIS par Cottini et al. (2015) mettent elles en évidence une légère augmentation du plafond du nuage vers 12 h pour des latitudes moyennes.

De telles variations pourraient être expliquées par la variation d'efficacité des processus photochimiques à l'origine des brumes, eux-mêmes liés à la dynamique de la superrotation rompant la symétrie matin/soir ; ou encore par un temps de coagulation des gouttelettes plus important durant la nuit. Cependant, le comportement en heure locale est difficile à mettre en évidence, surtout parce qu'il est facilement soumis à des biais observationnels, notamment dans le cas de *Venus Express* où l'orbite est polaire, rendant difficile une comparaison directe des deux terminateurs.

### 2.3.3 Variations temporelles

Nous avons mentionné dans le chapitre précédent que des variations à long terme avaient cours dans l'atmosphère de Vénus et en particulier la concentration de SO<sub>2</sub> au dessus des nuages. Le soufre étant un précurseur des aérosols composants les nuages, on pourrait attendre une corrélation entre la concentration de SO<sub>2</sub> et les propriétés des nuages. Les données de *Pioneer Venus* ainsi que les données *Venus Express* devraient pouvoir apporter quelques éléments.

Nagata et al. (1984) ont pu observer des variations de la polarisation de Vénus sur des échelles de 4 à 5 jours, lesquelles sont sans doute liées à la rotation de l'atmosphère en 4 jours. Depuis la Terre également, Dollfus et al. (1979) ont pu observer Vénus durant plusieurs années. Sur la période couverte par l'étude (1950-1977), la polarisation près des pôles varie fortement. Le rayon des particules mesuré près des pôles varie entre 0,75 et 1,65  $\mu\text{m}$  avec un minimum pour l'année 1959, où la polarisation observée requiert des particules de rayon  $r < 0,3 \mu\text{m}$ .

Les observations polarimétriques OCPP ont également mis en évidence une variation à long terme des propriétés des brumes. Knibbe et al. (1998) et Braak et al. (2002) ont ainsi pu calculer la densité de colonne des particules de brumes en fonction du temps. Ils observent une très nette baisse de la densité de colonne entre  $\sim 0,8 \mu\text{m}^{-2}$  en 1980 et  $\sim 0,1 \mu\text{m}^{-2}$  en 1990.

### 2.3.4 Autres variabilités

D'autres variabilités plus localisées sont observées sur Vénus. On pourra notamment se référer aux travaux de Barstow et al. (2012) avec VIRTIS qui ont mesuré des concentrations d'acide sulfurique plus importantes ( $\sim 90$  à  $100$  %) là où les nuages sont plus optiquement épais, alors que les nuages plus fins optiquement ont des concentrations plus proche de la moyenne ( $\sim 75$

à 85 %). Ce même phénomène est aussi constaté par Arney et al. (2014) avec des observations depuis la Terre.

## 2.4 L'absorbant UV

La plus évidente des variabilités est celle observée dans l'UV où des structures brillantes et sombres sont visibles sur Vénus (figure 2.6). Cette absorption ne pouvant pas être causée par l'acide sulfurique, un mystérieux absorbant UV reste à identifier... Plusieurs candidats ont été proposés :  $S_x$ , FeCl,  $Cl_2$ ,  $SCl_2$ , mais tous ne sont pas également crédibles. D'une part, les composés chlorés sont possibles, mais les concentrations requises sont bien supérieures à ce qui peut vraisemblablement être produit par photochimie (Krasnopolsky, 2006). Toon et al. (1982) défend l'idée d'un absorbant UV composé de polysoufre ( $S_8$  par exemple). Celui-ci satisferait à plusieurs critères :

- le soufre a l'indice de réfraction élevé requis pour reproduire les mesures du néphélomètre de *Pioneer Venus* ;
- des particules de soufre pourraient servir de noyau de nucléation pour les aérosols du nuage ;
- le soufre est associé chimiquement au dioxyde de soufre et pourrait donc expliquer la corrélation entre le  $SO_2$  et les zones sombres en UV (Lee et al., 2015) ;
- des composés de soufre auraient une absorption dans l'ultraviolet.

Notons aussi que certaines observations récentes de gloires<sup>5</sup> photométriques effectuées par VMC (Markiewicz et al., 2014) nécessitent des modèles où l'indice de réfraction des particules est plus élevé qu'attendu pour de l'acide sulfurique. Une solution suggérée par Petrova et al. (2015b) serait d'ajouter à la gouttelette d'acide sulfurique un noyau à haut indice de réfraction ( $n_r \simeq 1,95$ ) qui permettrait de mieux reproduire les courbes de phases observées. Le soufre serait une possibilité.

En termes de polarisation, Esposito and Travis (1982) ont étudié les données *Pioneer Venus* pour tenter de voir si une corrélation existait entre les zones brillantes/sombres et la polarisation. Ils ont pu trouver qu'une corrélation inverse entre polarisation et albédo UV existait : l'épaisseur optique des brumes dans les zones brillantes est supérieure à celle dans les zones sombres. De plus, les zones sombres ont une altitude un peu inférieure (d'environ un kilomètre) que les zones claires. Les auteurs tempèrent tout de même : les brumes seules n'expliquent pas les variations dans l'UV. Les brumes augmentent bien la polarisation de la lumière diffusée, mais elles n'expliquent pas l'opacité supplémentaire dans l'infrarouge<sup>6</sup>. Aussi, cette anti-corrélation entre

5. Pour en savoir plus sur les gloires, le lecteur est invité à consulter le chapitre 3.

6. Le contraste observé requiert une variation d'épaisseur optique au moins six fois plus grande que celle générée par la brume.

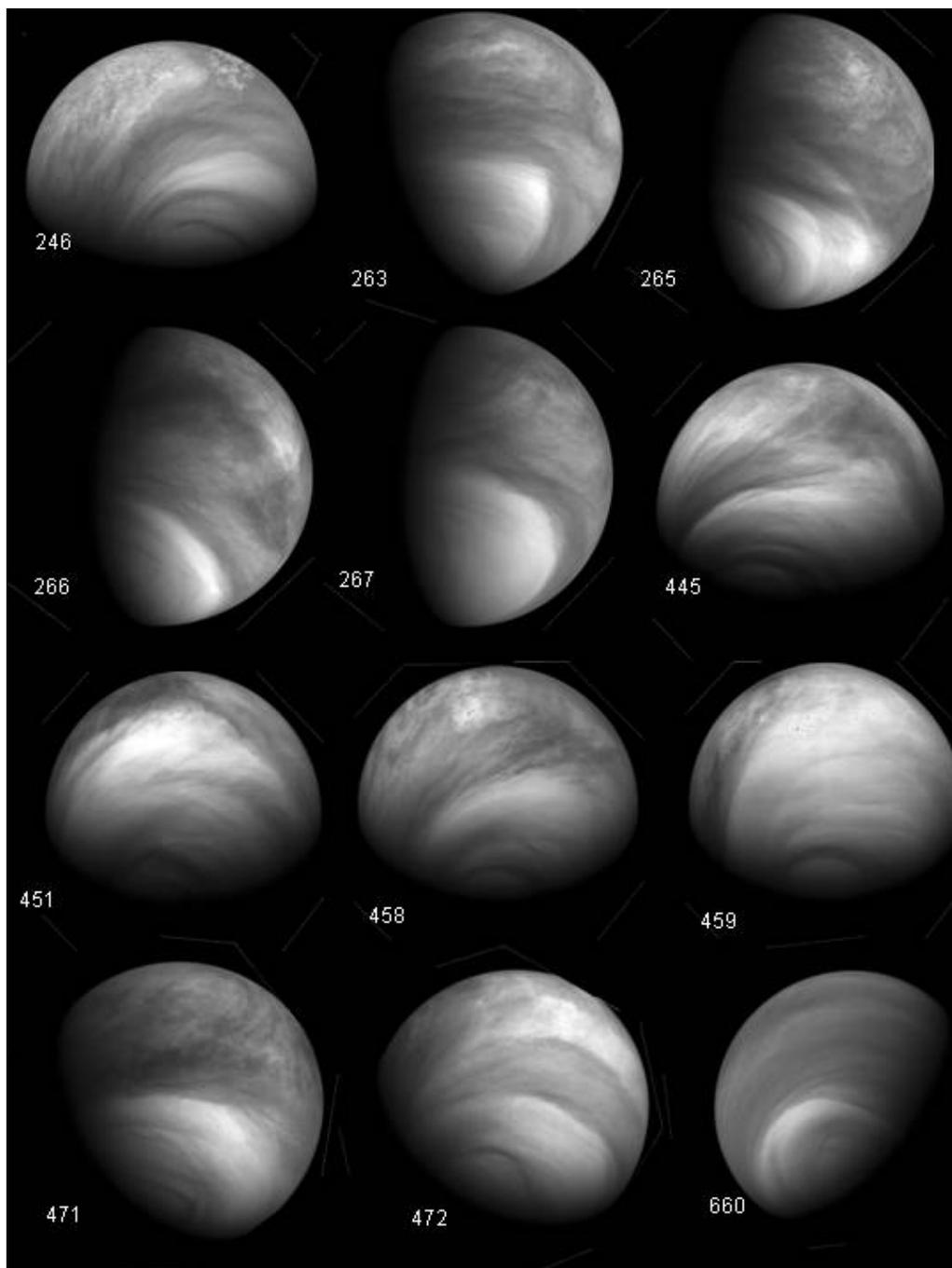


FIGURE 2.6 – Images VMC de Vénus montrant les structures créées par l'absorbant UV. On voit également très bien la variabilité de ces mêmes structures d'une orbite à l'autre.

la brume et les marques UV ne serait qu'un indice pointant vers un phénomène dynamique où l'absorbant serait transporté vers le haut du nuage pendant que les brumes seraient réduites en extension verticale.

Illustrant le fait que le sujet de l'absorbant UV est complexe, les travaux de Cottini et al. (2015) à l'aide des données VIRTIS semblent au contraire indiquer que les zones sombres en UV coïncident avec des zones où le nuage est plus dense (avec un plafond plus haut), tandis que les zones claires sont situées plus bas ou sont moins denses. De même, depuis le sol, Dollfus et al. (1979) n'ont pas pu établir de façon concluante un quelconque lien entre les polarisations anormales et les marques UV. Gehrels et al. (1979) constate lui que la polarisation UV est plus positive dans les zones sombres, et remarque que l'absorbant UV polarise peu par rapport aux aérosols connus, ce qui exclut la possibilité d'un gaz.

Pour progresser dans la caractérisation de cet absorbant, il faudra sans doute de nouvelles mesures *in-situ* et combiner davantage les données spectropolarimétriques et d'imagerie pour mieux contraindre sa composition et sa dynamique.

## 2.5 À retenir

- Les nuages de Vénus entourent complètement la planète masquant la surface dans les longueurs d'onde visibles ;
- Les nuages ont un effet important sur le bilan radiatif et sur la chimie de la planète ;
- La structure verticale des nuages est fortement stratifiée ;
- Les nuages sont composés de trois principaux modes de tailles de particules, majoritairement composés d'acide sulfurique ;
- les nuages présentent d'importantes variabilités, en particulier latitudinales ;
- un mystérieux absorbant UV reste à identifier.

## Chapitre 3

# Polarimétrie et processus polarisants

If light is man's most useful tool, polarized light is the  
quintessence of utility

---

William Shurcliff, 1962

### Sommaire

---

<b>3.1 Historique</b> . . . . .	<b>52</b>
<b>3.2 Description</b> . . . . .	<b>53</b>
<b>3.3 Paramètres de Stokes</b> . . . . .	<b>55</b>
3.3.1 Notation de Stokes . . . . .	55
3.3.2 Rotations des axes de référence . . . . .	57
3.3.3 Matrices de Müller, matrices de phase . . . . .	58
<b>3.4 Diffusion Rayleigh</b> . . . . .	<b>58</b>
3.4.1 Principe . . . . .	58
3.4.2 Fonction et matrice de phase . . . . .	61
<b>3.5 Diffusion de Lorenz-Mie</b> . . . . .	<b>62</b>
3.5.1 Principe . . . . .	62
3.5.2 Matrice de phase . . . . .	64
3.5.3 Diffusion par une distribution de particules . . . . .	65
3.5.4 Distribution de taille de particules . . . . .	67
<b>3.6 Principales caractéristiques de la polarisation par diffusion</b> . . . . .	<b>68</b>
3.6.1 La gloire . . . . .	70
3.6.2 Effets de propriétés des particules sur la gloire . . . . .	71
<b>3.7 Cas de particules non-sphériques ou non homogènes</b> . . . . .	<b>72</b>
<b>3.8 À retenir</b> . . . . .	<b>73</b>

---

### 3.1 Historique

En 1669, Rasmus Bartholin<sup>1</sup> publie ses observations des propriétés optiques du Spath d'Islande. Il avait remarqué qu'un rayon réfracté par un tel cristal produisait deux rayons, un rayon « ordinaire » et un rayon « extraordinaire ». Les deux rayons ayant des propriétés différentes : c'est la découverte de la biréfringence. Huygens<sup>2</sup> étudiera aussi la double réfringence des cristaux de spath et observera que l'intensité de la lumière transmise par deux cristaux dépend de l'orientation de ces derniers. Il y a donc une rupture d'invariance dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation : ce sont là les premières bases de la polarisation.

Notons qu'il est tout fait à possible que les Vikings aient utilisé des cristaux biréfringents pour repérer la direction du Soleil par temps couvert, afin de pouvoir ensuite utiliser correctement un gnomon (Horváth et al., 2011), indiquant une utilisation de la polarisation du ciel comme moyen d'orientation, à l'instar de certains animaux.

François Arago (1786-1853) s'intéressera lui à la polarisation de la lumière solaire diffusée dans le ciel. Dans la même période, Malus<sup>3</sup> publie en 1809 des travaux sur la polarisation de la lumière par réflexion : il avait observé que la lumière du Soleil couchant, réfléchiée par les vitres du palais du Luxembourg, changeait d'intensité quand elle était observée à travers un cristal biréfringent que l'on faisait tourner. En 1810, il publie ses travaux sur la biréfringence, qui lui valent le prix de l'Académie des Sciences. Il est le premier à employer le terme de *polarisation*.

Dans la lignée des observations de Malus, David Brewster (1781-1868) établit en 1815 les lois de la polarisation par réflexion, avec notamment l'angle qui porte son nom : l'angle de Brewster<sup>4</sup>

Augustin Fresnel (1778-1827) observera que les faisceaux ordinaires et extraordinaires produits par biréfringence ne peuvent pas interférer entre eux (car de différentes polarisations), ce qui lui permettra d'établir que la lumière est une onde transverse, et non longitudinale.

En 1845, Michael Faraday (1791-1867) réalise une expérience où il fait traverser un faisceau de lumière polarisée linéairement dans un matériau exposé à un champ magnétique orienté dans la direction de propagation de la lumière. Faraday observe que la direction de polarisation à la sortie du matériau est changée, prouvant l'effet d'un champ magnétique sur la lumière, dont on saura plus tard qu'elle est bien une onde électromagnétique.

La synthèse de ces divers travaux sur la lumière et la polarisation viendra avec James Clerk Maxwell (1831-1879) qui achèvera de construire la théorie électromagnétique avec les équations de Maxwell publiées sous diverses formes entre 1865 et 1873.

Pieter Zeeman (1865-1943) découvrira en 1896 l'élargissement et la polarisation des raies d'émission.

1. Rasmus Bartholin (1625-1698), médecin danois.

2. Christian Huygens (1629-1695), astronome, physicien et mathématicien néerlandais.

3. Étienne Louis Malus (1775-1812), ingénieur, physicien et mathématicien français.

4. L'angle de Brewster est l'angle d'incidence sous lequel un rayon incident non polarisé aura sa composante réfléchiée totalement polarisée (parallèlement à la surface).

sion spectrales sous l'effet d'un champ magnétique. D'autre part, John William Strutt, aussi appelé Lord Rayleigh (1842-1919), publie en 1871 ses travaux sur la diffusion de la lumière par de petites particules, expliquant ainsi la couleur et la polarisation du ciel. Toujours concernant la diffusion, Gustav Mie (1869-1957) établira la solution des équations de Maxwell dans le cas de la diffusion par particules sphériques de rayon quelconque, ce régime se situant entre le régime de Rayleigh et l'optique géométrique.

## 3.2 Description

La lumière est une onde électromagnétique transverse se propageant dans le vide à la vitesse  $c$ . Les champs électriques et magnétiques d'une onde plane progressive monochromatique (OPPM) sont en tout point orthogonaux et liés mathématiquement *via* les équations de Maxwell. Cela permet, conventionnellement, de décrire l'onde uniquement par son champ électrique  $\mathbf{E}$ . Dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation, un observateur peut voir le champ  $\mathbf{E}$  osciller et former (ou non) des motifs particuliers. C'est la trace du champ électrique qui décrit la polarisation de la lumière.

Plus spécifiquement, décrivons une OPPM de longueur d'onde  $\lambda$  se déplaçant dans un repère  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ , selon l'axe  $\vec{e}_z$ . On considèrera son vecteur d'onde  $\vec{k}$  et sa pulsation  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ . On peut alors écrire, dans le plan  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$  passant par  $M(0,0,z)$  :

$$\mathbf{E}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} E_x e^{i(kz - \omega t)} \\ E_y e^{i(kz - \omega t)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i(kz - \omega t + \phi_x)} \\ E_{0y} e^{i(kz - \omega t + \phi_y)} \end{pmatrix}$$

où  $E_i$  est l'amplitude complexe,  $E_{0i}$  est l'amplitude réelle et  $\phi_i$  est la phase de l'OPPM selon l'axe  $\vec{e}_i$ . À des fins de simplification, on peut considérer  $\phi_x$  comme référence de phase et noter  $\phi = \phi_y - \phi_x$  la différence de phase entre les deux composantes. On notera alors :

$$\mathbf{E}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{i(kz - \omega t)} \\ E_{0y} e^{i(kz - \omega t + \phi)} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

La partie réelle de cette expression donne le champ  $\mathbf{E}$  physique, on obtient :

$$\mathbf{E}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} E_{0x} \cos(kz - \omega t) \\ E_{0y} \cos(kz - \omega t + \phi) \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

C'est une forme de paramétrisation d'une ellipse, qui est le cas le plus général de polarisation (fig. 3.1). De ce cas général, des cas particuliers peuvent être identifiés :

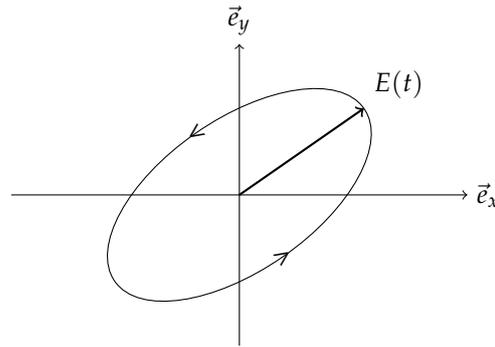


FIGURE 3.1 – Polarisation elliptique. L'ellipse représente la trajectoire de l'extrémité de  $\mathbf{E}$  pendant une période.

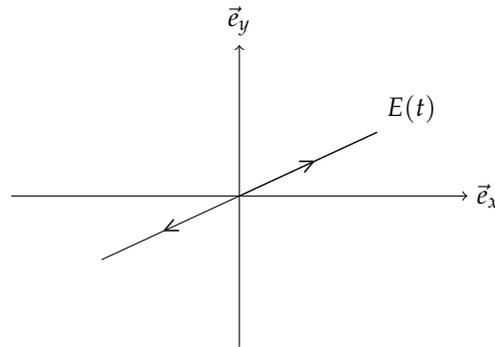


FIGURE 3.2 – Polarisation rectiligne.

si  $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$  alors

$$\mathbf{E}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} E_{ox} \cos(kz - \omega t) \\ E_{oy} \sin(kz - \omega t) \end{pmatrix}$$

et on a alors une ellipse dont les axes principaux coïncident avec  $\vec{e}_x$  et  $\vec{e}_y$  ;

si  $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$  et  $E_{ox} = E_{oy}$  alors l'ellipse devient un cercle, on parle de polarisation circulaire (figure 3.3).

si  $\phi = 0$  alors l'ellipse est dégénérée selon une droite, on parle alors de polarisation rectiligne (figure 3.2) ;

Selon le signe de la phase  $\phi$ , la polarisation peut être elliptique gauche ( $\phi > 0$ ) ou droite ( $\phi < 0$ )<sup>5</sup>.

5. Il faut ici remarquer que ces notations dépendent de la convention choisie ! On peut considérer le point de vue de la source ou le point de vue de l'observateur. Sauf mention contraire la convention utilisée ici et dans la suite de ce manuscrit est le point de vue de l'observateur. On peut se souvenir de la convention en pointant le pouce vers la source et en regardant quelle est la main dont les doigts enroulés reproduisent le sens de rotation du vecteur électrique. Si c'est la main gauche, la polarisation est gauche et réciproquement.

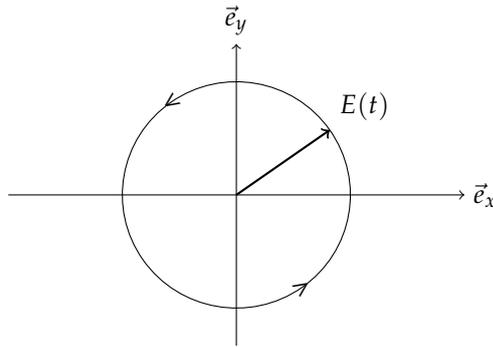


FIGURE 3.3 – Polarisation circulaire gauche.

### 3.3 Paramètres de Stokes

Introduits par George Stokes<sup>6</sup>, les paramètres de Stokes sont une représentation mathématique de la polarisation de la lumière. Une des grandes forces de la notation de Stokes est qu'elle permet de décrire des états de lumière partiellement polarisée.

#### 3.3.1 Notation de Stokes

Les paramètres de Stokes sont au nombre de 4 : I, Q, U et V. On note généralement ces paramètres sous forme vectorielle :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Dans le repère  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$  utilisé précédemment, pour une onde électromagnétique plane, on définit les paramètres de Stokes comme suit, à partir de la notation complexe  $\vec{E}$  du champ électrique :

$$\begin{aligned} I &= E_x E_x^* + E_y E_y^* \\ Q &= E_x E_x^* - E_y E_y^* \\ U &= 2\text{Re}(E_x E_y^*) \\ V &= -2\text{Im}(E_x E_y^*) \end{aligned} \quad (3.4)$$

où  $E_i^*$  est le complexe conjugué de la quantité  $E_i$ .

Avec ces définitions, on comprend aisément que I représente tout simplement l'intensité scalaire du faisceau lumineux considéré. De façon générale, on peut écrire :

$$I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2 \quad (3.5)$$

6. George Gabriel Stokes (1819-1903), physicien et mathématicien irlandais.

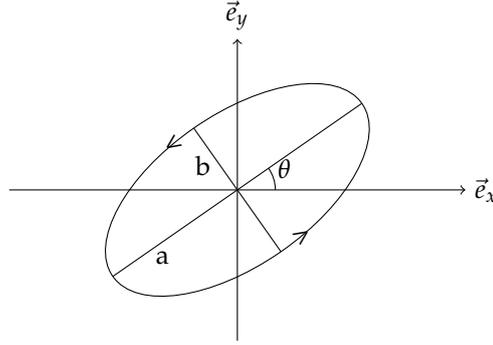


FIGURE 3.4 – Paramètres décrivant l'ellipse de polarisation. On note  $a$  le demi grand-axe,  $b$  le demi petit-axe,  $\theta$  l'angle entre  $\vec{e}_x$  et le grand axe, et  $h$  est le sens d'orientation de l'ellipse (+1 si la polarisation est elliptique droite, -1 sinon).

On définit  $I_p$ , l'intensité polarisée par :

$$I_p^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (3.6)$$

Si on considère un faisceau de lumière polarisée de façon elliptique, on peut lier les propriétés de l'ellipse aux paramètres de Stokes. Ainsi, pour une ellipse décrite selon les conventions de la figure 3.4 on aura :

$$\begin{aligned} I_p &= a^2 + b^2 \\ Q &= (a^2 - b^2) \cos(2\theta) \\ U &= (a^2 - b^2) \sin(2\theta) \\ V &= 2abh \end{aligned} \quad (3.7)$$

Et inversement, connaissant les paramètres de Stokes, on peut remonter à l'ellipse de polarisation. En effet si l'on note  $L = Q + iU$ , on a :

$$\begin{aligned} a &= \sqrt{\frac{I_p + |L|}{2}} \\ b &= \sqrt{\frac{I_p - |L|}{2}} \\ \theta &= \frac{\arg L}{2} \\ h &= \text{sgn}(V) \end{aligned} \quad (3.8)$$

On a aussi pour l'angle entre le grand axe de l'ellipse et l'axe  $\vec{e}_x$  :

$$\tan 2\theta = U/Q \quad (3.9)$$

Le vecteur de Stokes permet ainsi de décrire simplement divers états de polarisation, complète ou non. Quelques cas simples sont mentionnés dans la table 3.1.

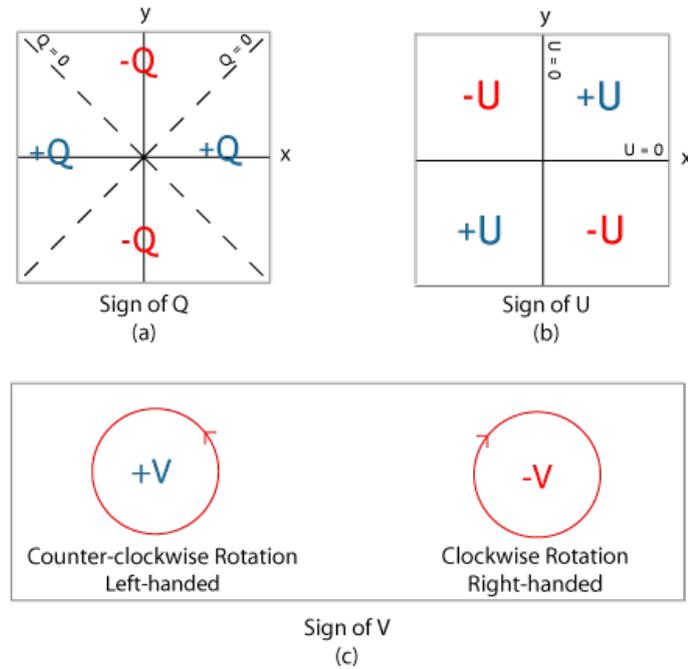


FIGURE 3.5 – Signe des paramètres de Stokes selon différentes situations. On voit que les paramètres  $Q$  et  $U$  décrivent intégralement la polarisation linéaire tandis que  $V$  est requis pour décrire une polarisation circulaire ou elliptique. (Dan Moulton CC-BY-SA)

Non polarisée	$(1,0,0,0)$
Rectiligne horizontale	$(1,1,0,0)$
Rectiligne $\pm 45^\circ$	$(1,0, \pm 1,0)$
Circulaire droite	$(1,0,0,1)$

TABLE 3.1 – Quelques exemples de vecteurs de Stokes pour des cas simples de polarisation.

### Degré de polarisation linéaire

Souvent la polarisation la plus simple à mesurer est la polarisation linéaire. On définit ainsi le degré de polarisation linéaire :

$$P_\ell = \frac{-Q}{I} = \frac{P_\perp - P_\parallel}{P_\perp + P_\parallel} \quad (3.10)$$

où  $P_\parallel$  est la composante de polarisation parallèle au plan de référence considéré et  $P_\perp$  la composante perpendiculaire à ce plan. Dès lors, si on a affaire à une polarisation dont le champ électrique est perpendiculaire au plan de référence, on aura  $P_\ell = +100\%$ , et si le champ électrique est dans le plan de référence, on aura  $P_\ell = -100\%$ . C'est cette quantité, avec  $I$ , que SPICAV-IR pourra mesurer comme nous le verrons dans le chapitre 4.

### 3.3.2 Rotations des axes de référence

Comme les définitions énoncées plus haut tendent à l'indiquer, la mesure de la polarisation va être sensible au paramétrage du plan de référence. Ainsi, si on prend comme référence un repère

tourné d'un angle  $\gamma$  par rapport au repère d'origine, le vecteur de Stokes sera transformé par la relation :  $\mathbf{S}' = \mathbf{L}(\gamma)\mathbf{S}$ , où  $\mathbf{S}$  est le vecteur d'origine,  $\mathbf{S}'$  le nouveau vecteur et avec :

$$\mathbf{L}(\gamma) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\gamma & \sin 2\gamma & 0 \\ 0 & -\sin 2\gamma & \cos 2\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

On notera que  $\mathbf{L}(\gamma_2)\mathbf{L}(\gamma_1) = \mathbf{L}(\gamma_1 + \gamma_2)$  et que  $\mathbf{L}^{-1}(\gamma) = \mathbf{L}(-\gamma)$ , comme attendu.

### 3.3.3 Matrices de Müller, matrices de phase

La notation de Stokes présente un autre avantage. Pour rendre compte de processus optiques courants, il suffira de multiplier le vecteur de Stokes initial  $\mathbf{S}$  par une matrice  $4 \times 4$ . Ainsi le vecteur de Stokes après une diffusion sera simplement  $\mathbf{S}' = \mathbf{P}\mathbf{S}$ , où  $\mathbf{P}$  est la matrice de phase de la diffusion. C'est aussi le cas pour des dispositifs optiques (analyseur, lame à retard), auquel cas on parle de matrice de Müller<sup>7</sup>. Par défaut, une telle matrice comporte 16 termes. Heureusement, dans beaucoup de situations seuls quelques uns de ces termes sont non-nuls (Hansen and Hovenier, 1974) ou sont liés par des relations mathématiques simples, comme ont pu le montrer Hovenier et al. (1986).

## 3.4 Diffusion Rayleigh

### 3.4.1 Principe

La diffusion Rayleigh modélise la diffusion par des particules de taille très inférieure à la longueur d'onde du photon diffusé. Si on définit le paramètre de taille  $x = 2\pi r/\lambda$ , le régime de Rayleigh correspond au cas où  $x \ll 1$ <sup>8</sup>. C'est typiquement le cas d'un photon UV, visible ou IR diffusé par le gaz constituant une atmosphère planétaire.

Lorsque l'onde électromagnétique arrive au sein d'un milieu neutre, celle-ci induit un moment dipolaire en déplaçant le barycentre des nuages électroniques par rapport aux noyaux des atomes. Ce moment dipolaire va dépendre du champ électrique incident :

$$\mathbf{p}_0 = \alpha \mathbf{E}_0 \quad (3.12)$$

avec  $\alpha$  la polarisabilité du milieu, qui s'exprime sous la forme :

7. Hans Müller (1900-1965), physicien suisse-américain qui a développé ces matrices et leur donné leur nom.

8. Une seconde condition de validité au régime de Rayleigh doit être remplie : il faut que  $|m|x \ll 1$  avec  $|m|$  le rapport entre l'indice de réfraction du diffuseur et celui du milieu extérieur.

$$\alpha = \frac{3}{4\pi N} \frac{n_r^2 - 1}{n_r^2 + 2} \quad (3.13)$$

où  $N$  est le nombre de diffusants par unité de volume, et  $n_r$  l'indice de réfraction du milieu<sup>9</sup>.

Ce dipôle va alors rayonner à son tour à la même fréquence, mais en diffusant cette onde dans toutes les directions.

On considère une onde électromagnétique incidente, décrite par son champ électrique  $\mathbf{E}_0$ . Cette onde va générer une onde diffusée que l'on va noter  $\mathbf{E}$ . On va ici s'intéresser à ce qui se passe dans la zone de rayonnement, c'est à dire quand  $r \gg \lambda$ , où  $r$  est la distance entre le dipôle et l'observateur et  $\lambda$  est la longueur d'onde de l'onde incidente. Dans cette situation, le champ électrique produit est (Liou, 2002) :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c^2 r} \frac{\partial^2 \mathbf{p}}{\partial t^2} \sin \gamma \quad (3.14)$$

où  $\gamma$  est l'angle entre la direction du dipôle et la direction d'observation. Notons l'onde incidente sous la forme  $\mathbf{E}_0 = E_0 e^{i(kz - \omega t)}$  on aura alors :

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 e^{i(kz - \omega t)} = \alpha \mathbf{E}_0 e^{i(kz - \omega t)} \quad (3.15)$$

En utilisant les relations 3.12, 3.14 et 3.15, on obtient :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{E}_0 \frac{\alpha k^2}{r} e^{i(kz - \omega t)} \sin \gamma \quad (3.16)$$

Pour étudier la polarisation produite par la diffusion, on va décomposer le rayonnement incident en ses deux composantes de polarisation. Pour cela on va prendre le plan de diffusion comme plan de référence et donc écrire pour les composantes du champ électrique diffusé :

$$E_i = -E_{0i} \frac{\alpha k^2}{r} e^{i(kz - \omega t)} \sin \gamma_i \quad (3.17)$$

avec  $E_{\perp}$  la composante perpendiculaire du champ incident,  $E_{\parallel}$  sa composante parallèle et  $\gamma_i$  l'angle entre la direction du dipôle et la direction d'observation. Si on s'intéresse à la géométrie du problème (fig 3.6), on constate que pour la composante perpendiculaire  $E_{\perp}$ , la direction d'oscillation du dipôle est forcément perpendiculaire au plan de diffusion, et donc  $\gamma_{\perp} = \pi/2$ .

De même,  $\gamma_{\parallel} = \theta - \pi/2$ , où  $\theta$  est l'angle de diffusion<sup>10</sup>. On peut donc réécrire :

9. Notons que cette formule porte aussi le nom d'équation de Lorentz-Lorenz.

10. L'angle de diffusion est l'angle entre la direction d'incidence et la direction de diffusion. Cet angle vaut  $0^\circ$  s'il y a diffusion vers l'avant et  $180^\circ$  s'il y a rétrodiffusion.

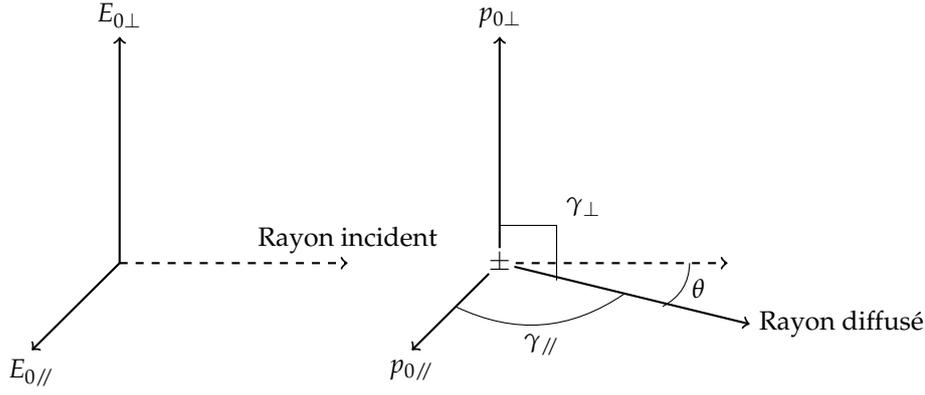


FIGURE 3.6 – Géométrie de la diffusion par un dipôle. Les composantes parallèles et perpendiculaires du champ électrique génèrent chacune un dipôle  $p_{\perp}$  ou  $p_{//}$  qui va rayonner dans la même direction.  $\theta$  est l'angle de diffusion. Le symbole  $\pm$  représente la position du dipôle.

$$\begin{pmatrix} E_{\perp} \\ E_{//} \end{pmatrix} = -\frac{\alpha k^2}{r} e^{i(kz - \omega t)} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0\perp} \\ E_{0//} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

Avec cette expression on peut maintenant calculer les intensités des deux composantes. Sachant que  $I_i = E_i E_i^*$ , on a :

$$\begin{aligned} I_{\perp} &= I_{0\perp} \frac{k^4 \alpha^2}{r^2} \\ I_{//} &= I_{0//} \frac{k^4 \alpha^2}{r^2} \cos^2 \theta \end{aligned} \quad (3.19)$$

Ces deux composantes vont nous permettre de calculer l'intensité totale :

$$I = I_{\perp} + I_{//} = (I_{0\perp} + I_{0//} \cos^2 \theta) k^4 \alpha^2 \frac{1}{r^2} \quad (3.20)$$

ce qui dans le cas de la lumière solaire où  $I_{0\perp} = I_{0//} = I_0/2$  peut se simplifier pour devenir :

$$I = I_0 \frac{\alpha^2}{r^2} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (3.21)$$

expression dans laquelle on a remplacé le nombre d'onde par son expression en fonction de la longueur d'onde :  $k = 2\pi/\lambda$ . On retrouve ainsi la dépendance de la diffusion Rayleigh en  $\lambda^{-4}$ .

Ce qui nous intéresse ici est la polarisation de l'onde diffusée. Si on reprend les expressions des composantes polarisées de l'intensité données en 3.19, on peut calculer le degré de polarisation linéaire.

$$P_{\ell} = \frac{I_{\perp} - I_{//}}{I_{\perp} + I_{//}} = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} = \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (3.22)$$

Ceci donne à la diffusion de Rayleigh une signature polarimétrique caractéristique puisqu'elle sera (1) toujours positive ; (2) elle aura un maximum pour un angle de diffusion de  $90^\circ$ . En théorie,

on voit que la polarisation pourrait atteindre +100%, alors que cela n'est pas observé dans un ciel sans nuages sur Terre. Dans notre calcul nous avons implicitement supposé que le milieu diffusant était homogène, ce qui n'est pas le cas en réalité (la polarisabilité  $\alpha$  n'est en général pas un scalaire, mais un tenseur). De plus, les diffusions multiples et la présence de diffusants hors régime Rayleigh vont changer la polarisation observée dans le ciel.

### 3.4.2 Fonction et matrice de phase

Pour simplifier les calculs et pour pouvoir traiter la diffusion multiple, on va définir la fonction de phase  $P$  qui représente la probabilité qu'un rayonnement venant d'une direction  $(\vartheta, \varphi)$  soit diffusé dans une direction  $(\vartheta', \varphi')$  :

$$dI_{\text{diff}} = I_{\text{diff}}(\vartheta', \varphi')d\Omega \propto I_{\text{inc}}(\vartheta, \varphi)d\Omega \quad (3.23)$$

où  $d\Omega$  est un élément d'angle solide et  $I_{\text{diff}}$  et  $I_{\text{inc}}$  sont les intensités diffusées et incidentes. La probabilité  $P$  intégrée sur toutes les directions de diffusion devant être 1, on a :

$$\int_{4\pi} \frac{P}{4\pi} d\Omega = 1 \quad (3.24)$$

et donc

$$dI_{\text{diff}} = \frac{1}{4\pi} P(\vartheta, \varphi, \vartheta', \varphi') I_{\text{inc}}(\vartheta, \varphi) d\Omega \quad (3.25)$$

Cette fonction est donc normalisée par définition. De façon générale on s'intéresse surtout à la fonction de phase en fonction de l'angle de diffusion, et on écrit donc  $P(\theta)$ . Dans le cas de la diffusion Rayleigh, la fonction de phase est alors (Liou, 2002) :

$$P(\theta) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta) \quad (3.26)$$

De même, on peut calculer la matrice de phase (cf. 3.3.3) correspondant à un évènement de diffusion Rayleigh. On aura ainsi (Hansen and Travis, 1974) :

$$\mathbf{P}(\theta) = \frac{3}{2} \begin{bmatrix} \frac{1}{2}[1 + \cos^2(\theta)] & -\frac{1}{2}\sin^2(\theta) & 0 & 0 \\ -\frac{1}{2}\sin^2(\theta) & \frac{1}{2}[1 + \cos^2(\theta)] & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos(\theta) \end{bmatrix} \quad (3.27)$$

### Cas anisotrope

Dans le cas où les molécules diffusantes ne sont pas isotropes, une correction doit être apportée, la matrice de phase devenant alors (Hansen and Travis, 1974) :

$$\mathbf{P}(\theta) = \Delta \frac{3}{2} \begin{bmatrix} \frac{1}{2}[1 + \cos^2(\theta)] & -\frac{1}{2} \sin^2(\theta) & 0 & 0 \\ -\frac{1}{2} \sin^2(\theta) & \frac{1}{2}[1 + \cos^2(\theta)] & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Delta' \cos(\theta) \end{bmatrix} + (1 - \Delta) \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

avec les facteurs  $\Delta = \frac{1-\delta}{1+\delta/2}$  et  $\Delta' = \frac{1-2\delta}{1-\delta}$ , où  $\delta$  est le facteur de dépolariation. Ce facteur correspond au rapport entre  $I_{//}$  et  $I_{\perp}$  à  $90^\circ$  d'angle de phase. À titre d'exemple,  $\delta$  est de l'ordre de 0,035 pour l'air. On remarquera dans l'équation 3.28 que le terme ajouté correspond à une diffusion non polarisante et isotropique, venant faire baisser le maximum de polarisation atteignable.

## 3.5 Diffusion de Lorenz-Mie

### 3.5.1 Principe

Nous venons de traiter la polarisation par des particules plus petites que la longueur d'onde. Nous allons maintenant généraliser au cas d'un diffuseur sphérique homogène de rayon quelconque. Notons son rayon  $a$ .

On va considérer un faisceau incident de lumière se propageant dans le sens des  $z$  croissants, décrit par ses deux composantes de polarisation  $E_{\perp}$  et  $E_{//}$ . On pourra alors écrire (de Rooij and van der Stap, 1984) pour les composantes du champ électrique diffusé :

$$\begin{pmatrix} E_{\perp} \\ E_{//} \end{pmatrix} = \frac{1}{ikr} e^{i(kz-kr)} \begin{pmatrix} S_1(\theta) & 0 \\ 0 & S_2(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0\perp} \\ E_{0//} \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

où  $r$  est la distance à la particule diffusante. Notons que la matrice  $2 \times 2$  n'est diagonale que parce que l'on considère des particules sphériques isotropes et homogènes. La matrice peut être quelconque dans le cas de particules de forme arbitraire, mais cela dépasse le cadre de cette thèse. Le lecteur est invité à consulter Liou (2002); Asano and Sato (1980) pour le cas de la diffusion par des sphéroïdes ou des cristaux orientés de façon aléatoire.

Les fonctions  $S_1$  et  $S_2$  sont les fonctions d'amplitude et s'écrivent sous la forme :

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)] \quad (3.30)$$

et

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\cos \theta) + a_n \tau_n(\cos \theta)] \quad (3.31)$$

où les fonction  $\pi_n$  et  $\tau_n$  sont basées sur des polynômes de Legendre :

$$\pi_n(\cos \theta) = \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \quad (3.32)$$

$$\tau_n(\cos \theta) = \frac{dP_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \quad (3.33)$$

et les coefficients  $a_n$  et  $b_n$  sont sous la forme :

$$a_n = \frac{\psi'_n(y)\psi_n(x) - m\psi'_n(x)\psi_n(y)}{\psi'_n(y)\zeta_n(x) - m\psi_n(y)\zeta'_n(x)} \quad (3.34)$$

$$b_n = \frac{m\psi'_n(y)\psi_n(x) - \psi'_n(x)\psi_n(y)}{m\psi'_n(y)\zeta_n(x) - \psi_n(y)\zeta'_n(x)} \quad (3.35)$$

avec  $\psi_n$  et  $\zeta_n$  des fonctions de Riccati-Bessel (Hansen and Travis, 1974),  $x$  le paramètre de taille, et  $y = mx$  où  $m$  est le rapport entre l'indice de réfraction complexe du diffusant et celui du milieu environnant.

La section efficace de diffusion peut alors être calculée à l'aide des coefficients  $a_n$  et  $b_n$  :

$$\sigma_s = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (3.36)$$

L'efficacité de la diffusion étant donnée par :

$$Q_s = \frac{\sigma_s}{\pi a^2} \quad (3.37)$$

On peut également déterminer la section efficace d'extinction :

$$\sigma_e = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \quad (3.38)$$

comme pour la diffusion, l'efficacité de l'extinction est définie par :

$$Q_e = \frac{\sigma_e}{\pi a^2} \quad (3.39)$$

On en déduit les sections efficaces et coefficient d'absorption avec :

$$\begin{aligned}\sigma_a &= \sigma_e - \sigma_s \\ Q_a &= Q_e - Q_s\end{aligned}\tag{3.40}$$

Et enfin, on peut obtenir la fonction de phase scalaire pour la diffusion de Mie avec :

$$p(\theta) = \frac{1}{2} (|S_1|^2 + |S_2|^2)\tag{3.41}$$

### 3.5.2 Matrice de phase

On va maintenant chercher à exprimer le vecteur de Stokes émergent après diffusion de Mie.

La transformation est de la forme

$$\mathbf{I} = \frac{\mathbf{F}}{k^2 r^2} \mathbf{I}_0\tag{3.42}$$

où  $\mathbf{F}$  est la matrice de transformation de la lumière incidente, cette dernière étant représentée par le vecteur  $\mathbf{I}_0$ <sup>11</sup>. On a par ailleurs pour cette matrice

$$\mathbf{F}(\theta) = \frac{k^2 \sigma_s}{4\pi} \mathbf{P}(\theta)\tag{3.43}$$

avec  $\mathbf{P}$ , la matrice de phase. Cette dernière n'est pas composée de 16 termes, mais est plus simple. En effet le diffusant considéré est sphérique, donc symétrique, et homogène. Grâce à cela, la matrice s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{P}(\theta) = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & -P_{34} \\ 0 & 0 & P_{34} & P_{44} \end{pmatrix}\tag{3.44}$$

Les éléments de cette matrice sont définis par les relations suivantes :

$$P_{11} = \frac{4\pi}{2k^2 \sigma_s} (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*)\tag{3.45}$$

$$P_{12} = \frac{4\pi}{2k^2 \sigma_s} (S_2 S_2^* - S_1 S_1^*)\tag{3.46}$$

$$P_{33} = \frac{4\pi}{2k^2 \sigma_s} (S_2 S_1^* + S_1 S_2^*)\tag{3.47}$$

11. Nous reprenons ici une notation souvent utilisée, notamment par van de Hulst (1981) et reprise par beaucoup d'autres. Cependant, Van de Hulst décrit  $\mathbf{I}$  comme une *intensity* alors qu'il parle en fait d'éclairement énergétique (*irradiance* en anglais). L'unité de  $\mathbf{I}$  est donc des  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ , d'où le  $1/r^2$

$$P_{34} = \frac{4\pi}{2k^2\sigma_s} (S_2S_1^* - S_1S_2^*) \quad (3.48)$$

Ainsi, à l'aide de la matrice de phase on peut déterminer le vecteur de Stokes de la lumière diffusée par *une seule* particule.

Pour déterminer la diffusion engendrée par une distribution de particules, on va devoir intégrer ce qui a été vu jusqu'ici par la fonction de distribution en taille des particules.

### 3.5.3 Diffusion par une distribution de particules

Considérons une distribution de particules de rayons suivant la distribution  $n(a)$ . Le nombre total de particules considérées est alors :

$$N = \int_0^\infty n(a)da \quad (3.49)$$

On peut alors calculer les coefficients d'extinction et de diffusion :

$$\beta_e = \int_0^\infty \sigma_e(a)n(a)da \quad (3.50)$$

$$\beta_s = \int_0^\infty \sigma_s(a)n(a)da \quad (3.51)$$

La figure 3.7 montre l'efficacité de diffusion pour une distribution de particules décrite par l'équation 3.59 avec différentes valeurs de la variance  $\nu_{\text{eff}}$  (définie ci-après). On remarquera qu'à petites valeurs de  $\nu_{\text{eff}}$  on observe un comportement oscillant, lié aux interférences normalement générées par la diffusion de Mie pour une distribution monoradiale de particules. Ces interférences sont progressivement éliminées à mesure que la variance de la distribution augmente, les minima et maxima d'interférences de particules de taille suffisamment différentes s'annulant alors. Pour toutes les variances, on remarque que l'efficacité de la diffusion tend vers 2 pour de grandes valeurs de  $x$  soit pour des particules très grandes devant la longueur d'onde. Ceci signifie que dans la limite de l'optique géométrique, une particule va diffuser selon sa section efficace égale au double de sa section efficace géométrique<sup>12</sup>.

La figure 3.8 montre l'efficacité de diffusion en fonction de la partie imaginaire de l'indice de réfraction. On constate que  $n_i$  augmentant, l'absorption de la particule augmente aussi ce qui fait

12. Tout se passe comme si le diffusant agissait comme un trou de section efficace  $\pi a^2$  sur le chemin du front d'onde lumineux, entraînant de la diffraction. La diffusion et réfraction par le diffusant lui-même ont aussi une section efficace  $\pi a^2$ . Les deux effets cumulés ont alors une section efficace de  $2 \times \pi a^2$ , expliquant pourquoi  $Q_{\text{ext}} \rightarrow 2$ . Cependant ceci n'est vrai que parce que nous nous plaçons dans la solution en champ lointain.

13. Cette figure et de nombreuses autres dans ce document ont été réalisées à l'aide de Matplotlib, formidable bibliothèque graphique pour le tout aussi fantastique langage qu'est Python (Hunter, 2007).

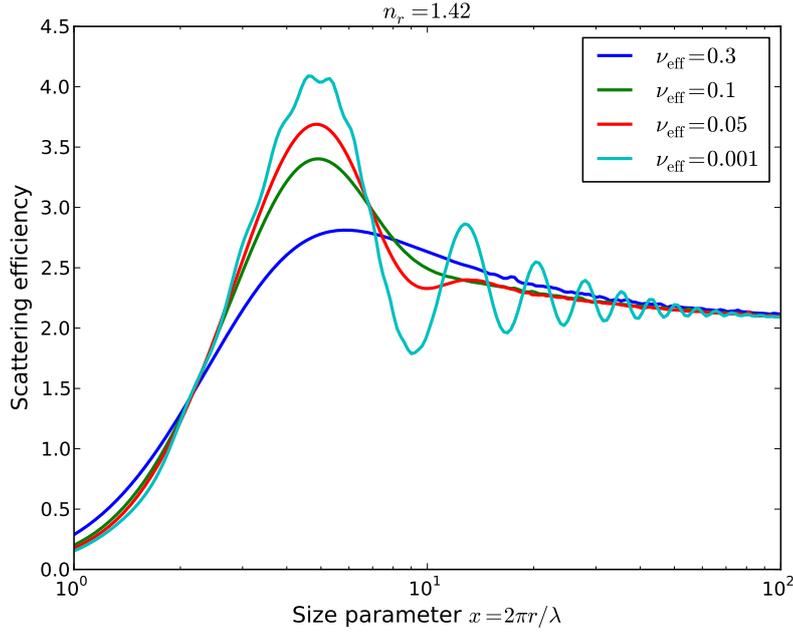


FIGURE 3.7 – Efficacité de diffusion en fonction du paramètre de taille pour différentes valeurs de  $\nu_{\text{eff}}$ . Les particules ont un indice de réfraction de 1,42 et sont distribués selon la fonction utilisée par Hansen and Hovenier (1974) et définie par l'équation 3.59.<sup>13</sup>

diminuer l'effet de la diffusion (les interférences d'ordre élevé étant annulées), et fait tendre la section efficace vers la section efficace géométrique.

L'albédo de simple diffusion, le rapport entre l'énergie diffusée dans toutes les directions et l'énergie totale retirée du rayonnement incident (Hanner et al., 1981), devient alors  $\omega_0 = \beta_s / \beta_e$ . De façon analogue, on peut calculer les éléments de la matrice de diffusion pour la distribution de particules :

$$P_{11} = \frac{4\pi}{2k^2\beta_s} \int_0^\infty (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) n(a) da \quad (3.52)$$

$$P_{12} = \frac{4\pi}{2k^2\beta_s} \int_0^\infty (S_2 S_2^* - S_1 S_1^*) n(a) da \quad (3.53)$$

$$P_{33} = \frac{4\pi}{2k^2\beta_s} \int_0^\infty (S_2 S_1^* + S_1 S_2^*) n(a) da \quad (3.54)$$

$$P_{34} = \frac{4\pi}{2k^2\beta_s} \int_0^\infty (S_2 S_1^* - S_1 S_2^*) n(a) da \quad (3.55)$$

où les fonctions  $S_i$  dépendent de  $a$ .

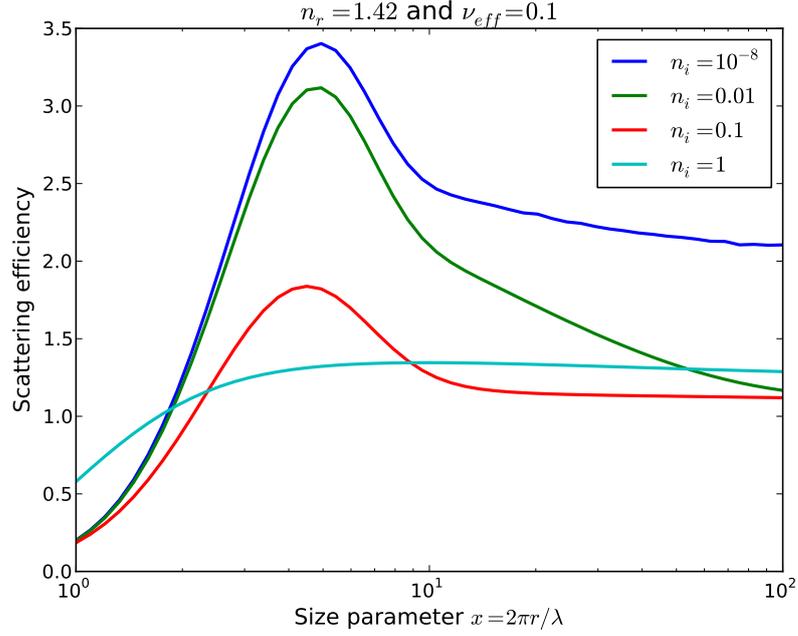


FIGURE 3.8 – Efficacité de diffusion en fonction du paramètre de taille pour différentes valeurs de la partie imaginaire de l'indice de réfraction  $n_i$ . Les particules ont un indice de réfraction réel de 1,42 et sont distribués selon la fonction utilisée par Hansen and Hovenier (1974) et définie par l'équation 3.59.

### 3.5.4 Distribution de taille de particules

Nous avons précédemment introduit la fonction de distribution en taille des particules mais sans la décrire précisément. Pour ce faire, on va s'intéresser à des quantités caractéristiques de la distribution.

On pourrait ainsi s'intéresser au rayon moyen des particules :

$$\bar{r} = \frac{\int_0^{\infty} an(a)da}{\int_0^{\infty} n(a)da} = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} an(a)da \quad (3.56)$$

toutefois, dans la pratique, cette quantité n'est pas commode : une particule telle que  $r \gg \lambda$  diffuse une quantité de lumière qui est proportionnelle à  $\pi a^2$ . De fait, on lui préférera le rayon efficace défini comme suit :

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} a\pi a^2 n(a)da}{\int_0^{\infty} \pi a^2 n(a)da} = \frac{1}{G} \int_0^{\infty} a\pi a^2 n(a)da \quad (3.57)$$

où  $G$  est la section efficace géométrique. De façon similaire, on introduit la variance efficace de la distribution <sup>14</sup> :

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} (a - r_{\text{eff}})^2 \pi a^2 n(a)da}{r_{\text{eff}}^2 \int_0^{\infty} \pi a^2 n(a)da} = \frac{1}{Gr_{\text{eff}}^2} \int_0^{\infty} (a - r_{\text{eff}})^2 \pi a^2 n(a)da \quad (3.58)$$

14. À ne pas confondre avec la variance statistique usuelle !

le terme  $r_{\text{eff}}^2$  au dénominateur permettant de rendre cette quantité adimensionnelle.

Ces définitions sont indépendantes de la distribution choisie. Par ailleurs, Hansen and Travis (1974) ont réalisé des simulations avec différentes distributions ayant les mêmes valeurs de  $r_{\text{eff}}$  et  $\nu_{\text{eff}}$ . Leurs résultats montrent que de petites différences existent dans les intensités et la polarisation ainsi calculées, mais que les structures caractéristiques sont conservées, montrant que  $r_{\text{eff}}$  et  $\nu_{\text{eff}}$  sont plus importants pour décrire la distribution que la forme de la distribution elle-même.

Dans le cadre de cette thèse, la fonction que nous avons utilisée est la même que celle utilisée par Hansen and Hovenier (1974), basée sur la fonction Gamma :

$$n(r) = C \times r^{-3+(1/\nu_{\text{eff}})} \exp \frac{-r}{r_{\text{eff}}\nu_{\text{eff}}} \times N \quad (3.59)$$

où  $C$  est une constante de normalisation telle que  $\int_0^\infty n(r)dr = N$ , où  $N$  est le nombre total de particules. Pour cette distribution, le mode statistique a pour valeur  $r_m = r_{\text{eff}}(1 - 3\nu_{\text{eff}})$  et l'écart-type vaut  $\sigma = r_{\text{eff}}\sqrt{\nu_{\text{eff}}(1 - 2\nu_{\text{eff}})}$ . C'est cette distribution que nous utilisons dans la suite de cette thèse.

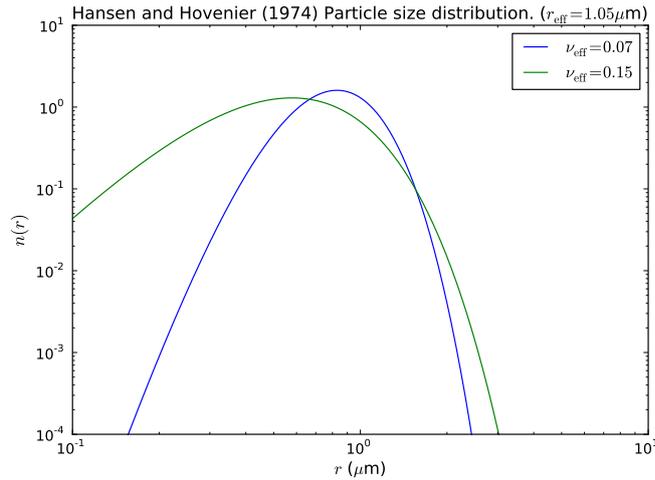


FIGURE 3.9 – Fonction de distribution en taille de particules utilisée par Hansen and Hovenier (1974), avec  $r_{\text{eff}} = 1,05 \mu\text{m}$  et deux valeurs de  $\nu_{\text{eff}}$ .

### 3.6 Principales caractéristiques de la polarisation par diffusion

Pour examiner les principales caractéristiques de polarisation suite à une diffusion de type Mie, nous avons calculé le degré de polarisation linéaire en fonction de l'angle de phase, pour différents paramètres de taille et différents indices de réfraction. Le résultat est visible sur la figure 3.10.

Regardons dans un premier temps ce qui se passe pour de petites valeurs du paramètre de taille. On est alors dans le cadre d'une diffusion de type Rayleigh, avec une polarisation posi-

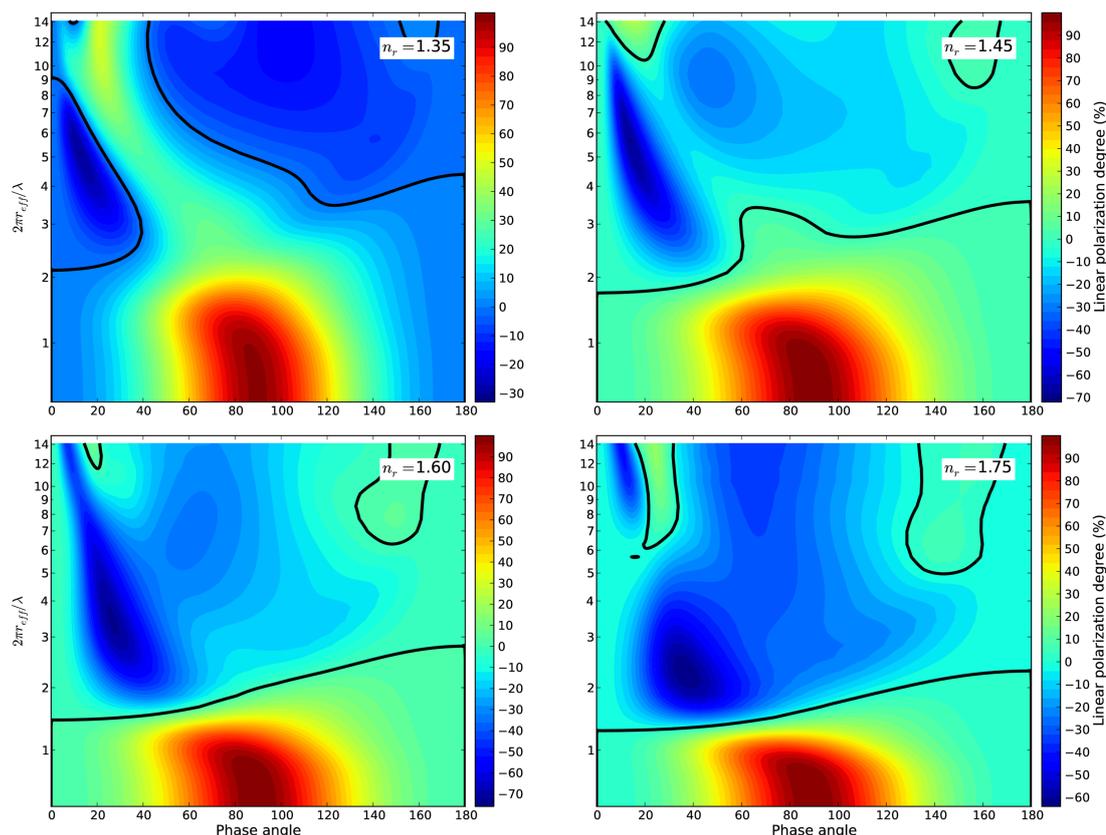


FIGURE 3.10 – Degré de polarisation linéaire après diffusion simple de lumière incidente non polarisée en fonction de l’angle de phase, du paramètre de taille et de l’indice de réfraction réel. Les particules étant non absorbantes, les indices imaginaires sont nuls. Quatre valeurs de  $n_r$  sont ici représentées : 1,35; 1,45; 1,60 et 1,75. Dans les quatre figures,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$ . L’échelle du paramètre de taille est logarithmique afin de montrer ce qui se produit pour de petites valeurs de  $x$ .

tive à tous les angles de phase et un maximum autour de  $90^\circ$  d’angle de phase. Sans surprise, on constate que ce régime est valide pour des valeurs de  $x$  petites devant 1. Cependant, on remarquera que ce régime s’étend un peu au delà pour  $n_r = 1,35$  car l’autre condition  $|m|x \ll 1$  est alors plus facile à remplir<sup>15</sup>. Au delà, pour  $x > 1$ , la dépendance angulaire de la polarisation varie avec l’indice de réfraction.

Pour des indices proches de celui de l’eau ( $n_r \simeq 1,33$ ), on retrouve en polarisation des structures connues aussi en intensité. Notamment, la bande de polarisation positive que l’on peut voir autour de  $40^\circ$  d’angle de phase pour des valeurs de  $x > 3$  n’est autre que le pendant polarimétrique de l’arc-en-ciel. À noter également, et visible à divers indices de réfraction, une structure de polarisation négative située entre 20 et  $40^\circ$  d’angle de phase qui correspond à un phénomène bien connu sur Terre : la *gloire*, que nous allons décrire ci-dessous.

15. C’est aussi pour cela que la zone Rayleigh semble plus « tassée » pour  $n_r = 1,75$ .

### 3.6.1 La gloire

La gloire est un phénomène visible sur Terre lorsque l'on fait face à de la brume, dos au Soleil, au détour d'une promenade en montagne, ou lorsqu'on passe au dessus d'un nuage en avion (voir figure 3.11).

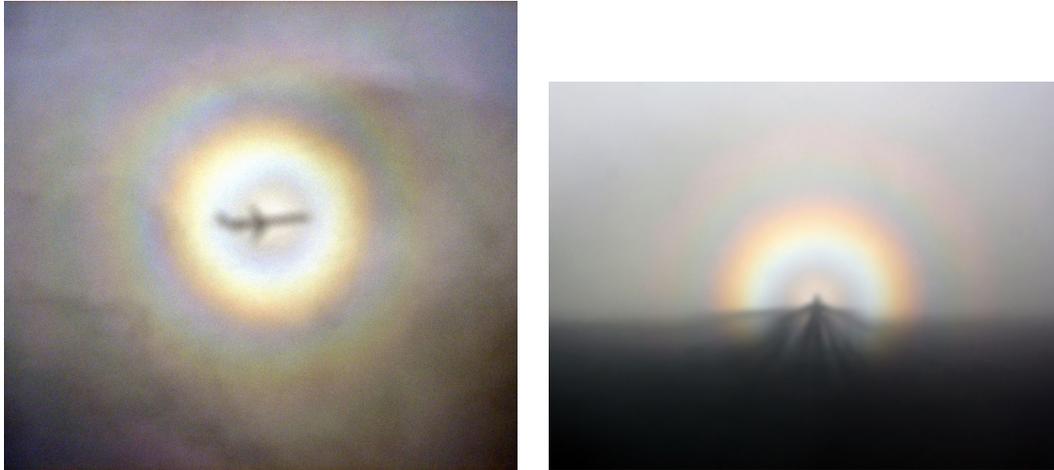


FIGURE 3.11 – Des gloires photographiées sur Terre. *Crédit : Anders Sandberg (CC-BY) et Inaglority (CC-BY-SA)*

On voit alors une sorte de halo irisé, centré autour du point antisolaire, l'effet étant souvent renforcé par la présence de sa propre ombre (ou celle de l'avion) superposée à cette « auréole »<sup>16</sup>. La gloire est un phénomène de rétrodiffusion de la lumière dans des gouttelettes sphériques, d'où sa visibilité autour du point antisolaire. D'un point de vue mathématique et théorique, la gloire est un phénomène bien modélisé, comme il a pu l'être par Laven (2003, 2005a). Cependant, il est loin d'être *compris* au sens où l'interprétation physique n'est pas évidente, comme l'a souligné Laven (2005b) :

[...] il est déconcertant que la gloire ne puisse être expliquée (même par d'éminents scientifiques) autrement qu'« avec les mains ».

[...] *it is perplexing that the glory cannot be explained (even by eminent scientists) except by "scientific arm waving."*

Plusieurs théories, plus ou moins complexes, ont été proposées pour expliquer la gloire. van de Hulst (1981) a proposé le premier une explication basée sur des ondes de surface qui permettraient à un rayon arrivant à incidence rasante sur une sphère d'être rétrodiffusé, ce que l'optique géométrique simple ne permet pas. Cependant, ces ondes ne permettent pas d'expliquer parfaitement les anneaux observés à des angles de phase légèrement plus grands que  $0^\circ$ . Nussenzveig (1979, 2002) a tenté d'expliquer la gloire par une méthode de développement en série de Debye associée

<sup>16</sup>. La gloire plus l'ombre forment ce que l'on appelle un *spectre de Brocken* du mont Brocken en Allemagne où il a été décrit pour la première fois.

à des résonances, appelé CAM (*Complex Angular Momentum*). Laven (2005b) a quant à lui proposé une interprétation plus simple basée sur des interférences entre des ondes entrant dans la goutte avec des incidences rasantes, mais issues de côtés opposés.

Toutes ces visualisations ont leurs défauts, et on retiendra de la gloire qu'elle est difficile à expliquer autrement que comme un phénomène émergent au sein de la théorie de Mie...

### 3.6.2 Effets de propriétés des particules sur la gloire

Le phénomène de gloire n'est pas indépendant du type ou de la composition des diffusants. Tout d'abord le phénomène est caractéristique de particules sphériques (voir section 3.7). Ensuite, la composition et la taille des particules diffusantes influe fortement sur la dépendance angulaire et l'intensité de la gloire. Ceci se voit dans la figure 3.10 où le minimum de polarisation associé à la gloire (entre  $20^\circ$  et  $40^\circ$ ) évolue selon la longueur d'onde et/ou le rayon des diffuseurs. Prenons le cas de particules observées à  $1,1 \mu\text{m}$  : si  $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$ ,  $x \sim 6$  et le minimum de polarisation pour  $n_r = 1.33$  se situe autour de  $10^\circ$ . Si  $r_{\text{eff}} = 0,65 \mu\text{m}$ , alors  $x \sim 4$  et le minimum de polarisation se déplace vers  $20^\circ$ . La même tendance s'observant à différents indices de réfraction.

D'autres simulations ont été faites par Laven (2005a, 2008) qui montrent l'effet de la taille des particules et de leur indice de réfraction sur les gloires. Dans ces articles, il est montré que le principal paramètre influant sur la gloire est le rayon des particules qui déplace les anneaux de la gloire, là où l'indice de réfraction joue moins fortement sur sa position. Cependant, ces simulations sont effectuées en simple diffusion et comme nous le verrons dans le chapitre 5, la diffusion multiple apporte de nouveaux paramètres influant sur les gloires.

Cette sensibilité de la gloire aux propriétés physiques des diffusants va s'avérer très utile pour caractériser les propriétés des nuages et brumes de Vénus, comme nous le verrons dans la suite de cette thèse. Notons que l'utilisation des gloires comme méthode de caractérisation des propriétés des gouttes des nuages a déjà été testée avec succès sur Terre par Bréon and Goloub (1998) depuis le satellite POLDER et par Mayer et al. (2004) depuis un avion.

Nous terminerons cette partie sur les gloires en indiquant que les modèles et simulations présentées ci-dessus supposent que le nuage diffusant est homogène à l'échelle de l'observation (un problème mentionné par Mayer et al.). Laven (2008) a justement simulé l'effet d'hétérogénéités dans les tailles des gouttelettes des nuages et est ainsi parvenu à reproduire des observations de gloires déformées, notamment lorsque celles-ci se forment sur plusieurs nuages distincts. Ceci s'avèrera important lorsque nous traiterons du cas de Vénus.

### 3.7 Cas de particules non-sphériques ou non homogènes

Le cas de diffusants non sphériques sort du cadre de la théorie de Mie. Cependant, certains travaux ont été faits pour modéliser les matrices de phase de gouttes oblates ou prolates, ou encore pour des cristaux de glace. Asano and Sato (1980) ont notamment traité du cas de sphéroïdes oblates ou prolates et ont modélisé le degré de polarisation linéaire qui en résulte (Figure 11 de l'article mentionné, reproduite en figure 3.12). On remarquera tout d'abord que le domaine où des polarisations positives sont observées est bien plus étendu que dans le cas de sphères de même indice de réfraction, notamment à angles de phase intermédiaires. De plus, la signature de la gloire est nettement moins prononcée que dans le cas de sphères. Liou (2002) présente les résultats de modèles de diffusion par des cristaux de glace, des sphéroïdes et des aérosols. Comme on peut s'y attendre, la dépendance angulaire de la diffusion est très variable selon le diffusant et en particulier les gloires et les arcs-en-ciel sont absents des courbes de phases photométriques et polarimétriques.

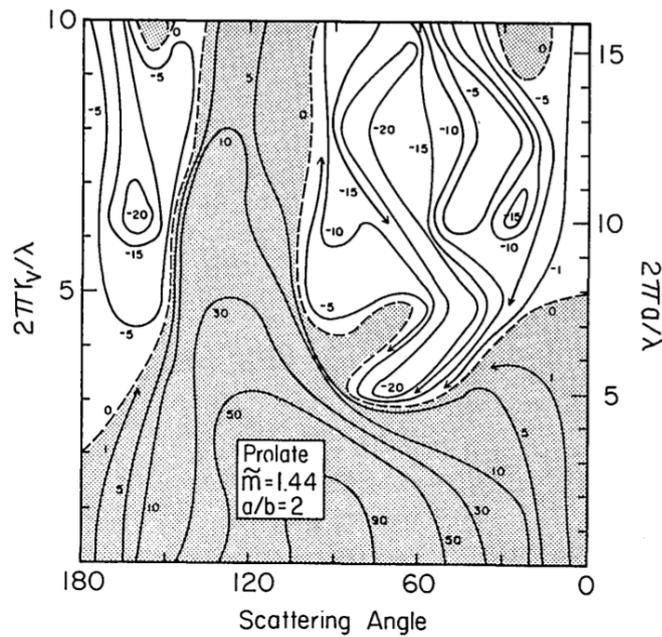


FIGURE 3.12 – Degré de polarisation linéaire en fonction de l'angle de diffusion et du paramètre de taille pour des particules prolates telles que le rapport des deux dimensions  $a/b = 2$ .  $r_v$  est le rayon de la sphère de même volume que la particule prolate. On notera l'apparition d'un « pont » de polarisation positive aux angles de phase intermédiaires qui n'existait pas dans le cas de particules sphériques (cf. fig. 3.10). Figure tirée de Asano and Sato (1980).

Notons aussi que des particules hétérogènes ou absorbantes ont un effet sensible sur la gloire et sur la polarisation. Vollmer (2005) a ainsi simulé l'effet de particules absorbantes mais aussi celui de particules avec un cœur absorbant sur lequel une solution liquide transparente serait adsorbée, ou inversement le cas de gouttes de liquide transparent entourées d'une coque solide absorbante. Les résultats révèlent que dans le cas d'un liquide absorbant, les gloires sont rapide-

ment effacées, en intensité au moins.

Dans le cadre de cette thèse, nous n'explorons pas la piste de particules non-sphériques car (i) l'observation répétée de gloires (cf. chapitre suivant) confirme le caractère sphérique des particules de mode 2 dans les nuages et (ii) les conditions de pression et de température dans les nuages de Vénus permettent de supposer des aérosols liquides et donc sphériques. Les particules non-sphériques pourraient cependant être intéressantes pour décrire le mode 3, qui pourrait être solide (cf. chapitre 2).

### 3.8 À retenir

- Les paramètres de Stokes et les matrices de phase permettent de décrire complètement la lumière partiellement polarisée et ses transformations ;
- Dans une atmosphère, les principaux processus de diffusion suivent les régimes de Rayleigh et Mie :
  - la diffusion Rayleigh polarise la lumière perpendiculairement au plan de diffusion avec un maximum positif à  $90^\circ$  d'angle de phase. Elle s'observe pour des particules très petites devant la longueur d'onde ;
  - la diffusion de Mie s'applique à des diffuseurs sphériques et génère des structures caractéristiques en polarisation, en particulier la gloire.
- La gloire est un effet de rétrodiffusion lié à des particules sphériques et dont la position angulaire dépend fortement du rayon des diffuseurs.



## **Deuxième partie**

# **Observations et modèles**



# Chapitre 4

## Polarimétrie avec SPICAV-IR

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>SPICAV à bord de <i>Venus Express</i></b> . . . . .	<b>77</b>
4.1.1	De SPICAM à SPICAV . . . . .	77
4.1.2	SPICAV : trois spectromètres pour étudier Vénus . . . . .	78
4.1.3	SPICAV-IR . . . . .	79
<b>4.2</b>	<b>Polarimétrie avec SPICAV-IR</b> . . . . .	<b>82</b>
4.2.1	Mesure du degré de polarisation linéaire . . . . .	82
4.2.2	Calibration et incertitudes de mesure . . . . .	82
4.2.3	Observations avec SPICAV-IR . . . . .	83
<b>4.3</b>	<b>Observations polarimétriques SPICAV-IR</b> . . . . .	<b>85</b>
4.3.1	Couverture spatiale des observations . . . . .	85
4.3.2	Cartes de polarisation . . . . .	87
4.3.3	Gloires . . . . .	88
<b>4.4</b>	<b>À retenir</b> . . . . .	<b>89</b>

---

### 4.1 SPICAV à bord de *Venus Express*

#### 4.1.1 De SPICAM à SPICAV

SPICAV (*SP*ectroscopy for *I*nvestigation of *C*haracteristics of the *A*tmosphere of *V*enus) n'est pas un développement original, mais plutôt l'actualisation d'un concept d'instrument déjà existant. En 1996, la Russie avait mis au point une mission à destination de Mars : *Mars 96*. Pour cette mission, le Service d'Aéronomie (ancêtre du LATMOS), en partenariat avec l'IKI (Russie) avait développé l'instrument SPICAM, spectromètre UV et IR d'une masse conséquente : 30 kg dans l'ensemble. L'instrument étant à l'époque tout à fait proportionné pour *Mars 96*, cette dernière atteignant

la masse de 6 tonnes. Cependant, la chance devait manquer aux Russes (comme cela est souvent arrivé dans leur exploration de Mars) et suite à un problème avec le 4<sup>e</sup> étage du lanceur, la mission finira dans les eaux du Pacifique, emportant avec elle l'instrument SPICAM96.

Mais tout le travail ne sera pas perdu pour autant puisque l'instrument sera amélioré et considérablement allégé pour devenir SPICAM-light affichant une masse de 5 kg. SPICAM sera finalement embarqué à bord de la mission européenne *Mars Express*, lancée en juin 2003 et arrivée en orbite martienne en décembre de la même année<sup>1</sup>. Comme souvent, un exemplaire de rechange de SPICAM est conservé, notamment à des fins de calibration et de tests. Aussi quand l'ESA décide en 2001 de réutiliser la plateforme de base de *Mars Express*, une mission vers Vénus est proposée qui réutilise des composants déjà existants. Finalement, le projet démarre en 2002, pour un lancement en 2005. Réutilisant des composants issus de *Mars Express* et *Rosetta*, la mission est développée en 33 mois (moins que pour *Mars Express*) et pour un coût de 220 millions d'euros. C'est dans cet esprit que SPICAM devient SPICAV après quelques modifications et l'ajout du canal SOIR développé par l'Institut d'aéronomie spatiale belge (IASB).

#### 4.1.2 SPICAV : trois spectromètres pour étudier Vénus

L'instrument SPICAV qui volait à bord de *Venus Express* était en fait un ensemble constitué de trois spectromètres : un canal UV ; un canal VIS-IR ; et un canal IR (Bertaux et al., 2007).

##### SPICAV-UV

Le canal UV de SPICAV est quasiment identique à celui qui est à bord de *Mars Express* sur SPICAM. Le principe est donc le même : la lumière est récupérée par un miroir parabolique lequel redirige la lumière vers une fente. Celle-ci est divisée en deux parties de différentes largeurs : fine si l'on souhaite obtenir une bonne résolution spectrale (au détriment du flux) ou large si on souhaite avoir plus de signal. Une fois cette fente passée, la lumière est dirigée vers un réseau de diffraction concave. Après dispersion elle est ensuite dirigée vers un amplificateur et le signal amplifié va éclairer un capteur CCD. La dispersion se faisant dans le sens perpendiculaire à celui de la fente, l'axe parallèle à la fente correspond à une dimension spatiale tandis que l'axe perpendiculaire à la fente donne une dimension spectrale.

SPICAV-UV a été conçu notamment pour étudier les phénomènes suivants :

- Les émissions nocturnes (*nightglow*) de NO produites après la recombinaison côté nuit d'atomes d'azote et d'oxygène produits côté jour par photodissociation de O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> et N<sub>2</sub> (Royer et al., 2010) ;

<sup>1</sup>. *Mars Express* est d'ailleurs toujours en activité au moment où ces lignes sont écrites et est maintenue au moins jusqu'en 2017.

- les émissions aurorales de l’oxygène ;
- l’*airglow* produit par l’ionisation d’éléments comme le CO<sub>2</sub> (Chaufray et al., 2012) ;
- l’étude de la couronne d’oxygène et d’hydrogène (notamment via l’émission Lyman  $\alpha$ ) ;
- l’échappement atmosphérique et le rapport D/H ;
- profils verticaux de l’atmosphère par occultation solaire ou stellaire, en particulier pour des espèces comme CO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub>, mais aussi pour obtenir des profils de température (Belyaev et al., 2012) ;
- mesures en *nadir* pour mesurer la quantité de SO<sub>2</sub> (Marcq et al., 2011, 2013).

## SOIR

Le canal SOIR (*Solar Occultation in the IR*) est une des nouveautés de SPICAV par rapport à SPICAM. Ce spectromètre IR haute résolution ( $R \sim 15000 - 20000$ ) a pour objectif de mesurer diverses espèces chimiques, la densité et la température de l’atmosphère à l’aide des occultations solaires. L’instrument s’appuie pour cela sur un AOTF<sup>2</sup> qui permet de sélectionner la gamme de longueurs d’ondes à étudier, puis un réseau de dispersion et enfin un détecteur. La combinaison AOTF + réseau permettant d’atteindre les hautes résolutions spectrales désirées.

Dans le cadre de cette thèse, seul le canal VIS-IR sera abordé en détail, le lecteur étant invité à consulter l’article de Bertaux et al. (2007) pour une description plus détaillée des différents canaux.

### 4.1.3 SPICAV-IR

Le canal de SPICAV qui va nous intéresser dans le cadre de cette thèse est le spectromètre SPICAV-IR qui opère dans le visible et l’infrarouge proche en deux bandes : de 0,65  $\mu\text{m}$  à 1,1  $\mu\text{m}$  pour la bande *short wavelength (SW)* et de 1  $\mu\text{m}$  à 1,7  $\mu\text{m}$  pour la bande *long wavelength (LW)*. SPICAV-IR met à profit la technologie du filtre acousto-optique réglable pour permettre d’atteindre des résolutions spectrales de  $\lambda/\Delta\lambda = 1500$  avec un minimum d’encombrement et de parties mobiles. SPICAV-IR était destiné à étudier l’atmosphère de Vénus avec les objectifs scientifiques suivants :

- Altimétrie du sommet des nuages ;
- mesures de la quantité de vapeur d’eau (Fedorova et al., 2008) ;
- observation du *nightglow* produit par l’oxygène et OH ;
- et observations polarimétriques, qui constituent l’objet de la thèse (Rossi et al., 2015).

---

2. La définition de l’AOTF est donnée dans la section suivante.

### Principe de l'AOTF

Un AOTF (*Acousto-optic tunable filter*) est un filtre optique basé sur un cristal biréfringent de  $\text{TeO}_2$ . Tel quel, un rayon entrant dans le cristal produirait deux faisceaux (ordinaire et extraordinaire) non diffractés le long de l'axe optique. En revanche, si on soumet le cristal à une onde acoustique à l'aide d'actuateurs piézoélectriques, cette onde modifie les indices de réfraction du cristal en créant une modulation périodique. Ceci simule l'effet d'un réseau et diffracte deux faisceaux d'une longueur d'onde spécifique liée à la fréquence de l'onde acoustique appliquée (Glenar et al., 1994). On peut ainsi couvrir toute une gamme de longueurs d'onde simplement en balayant une gamme de fréquences acoustiques, la relation étant  $\lambda \sim a/f$  avec  $a$  une constante, et  $f$  la fréquence de l'onde acoustique<sup>3</sup>.

### Chemin optique et mesures de SPICAV-IR

Dans le cas de SPICAV-IR, la lumière diffusée par la planète arrive à l'instrument via un télescope, dont l'axe optique est parallèle à celui des autres instruments observant au nadir.

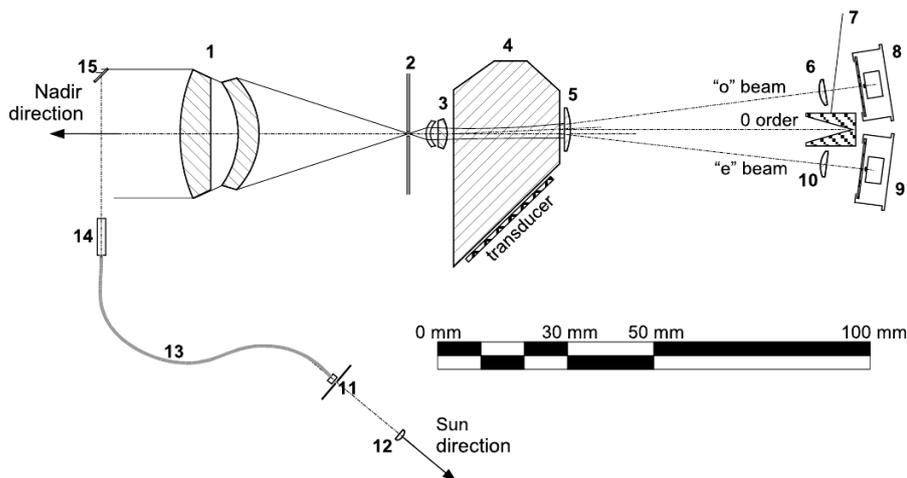


FIGURE 4.1 – Schéma optique de SPICAM-IR, SPICAV-IR ayant la même configuration : 1. Objectif du télescope ; 2. Diaphragme ; 3. et 5. Collimateurs ; 4. AOTF ; 6. et 10. Lentilles de focalisation des détecteurs ; 7. Piège de lumière pour l'ordre 0 ; 8. et 9. Photodétecteurs ; les éléments 11 à 15 correspondent à la fibre optique qui permettent à SPICAV-IR de recevoir la lumière venant du port solaire (orienté perpendiculairement au télescope principal). Figure extraite de Korablev et al. (2006)

Le champ de vue couvert par SPICAV-IR est circulaire et d'un diamètre angulaire de  $2^\circ$ . La lumière passe par un diaphragme avant d'arriver sur un premier dispositif de collimation qui va focaliser la lumière à l'entrée du filtre acousto-optique réglable. L'AOTF utilisé pour SPICAV-IR est basé sur un cristal de dioxyde de tellure ( $\text{TeO}_2$ ) équipé de deux actuateurs piézo-électriques. Les deux faisceaux produits sont déviés d'un angle de  $\pm 8^\circ$  par rapport à l'axe optique. Ils sont alors

3. En toute rigueur, il s'agit plutôt d'une relation entre le nombre d'onde et la fréquence sous la forme d'un polynôme de degré deux dont les coefficients dépendent du détecteur et du canal considéré (Korablev et al., 2012)

focalisés à leur tour sur les deux photodétecteurs. Les faisceaux non déviés sont envoyés sur un piège à lumière (Korablev et al., 2006, 2012).

Le grand intérêt de l'AOTF est qu'il permet de sélectionner rapidement n'importe quelle fréquence et donc n'importe quelle longueur d'onde. On peut ainsi réduire la durée de la mesure en sélectionnant directement les parties du spectre d'intérêt particulier. Le principal mode d'observation en nadir enregistre une fenêtre spectrale entre 1,246 et 1,477  $\mu\text{m}$ , incluant ainsi une bande d'absorption du  $\text{CO}_2$  et de  $\text{H}_2\text{O}$ . Le reste du spectre est constitué de 14 mesures du continuum de 0,65 à 1,7  $\mu\text{m}$ , chacune étant composée de 3, 5 ou 10 points pris dans une largeur spectrale de  $\sim 1$  nm. Ces groupes de points du continuum, appelés DOTS, sont moyennés pour donner 14 longueurs d'onde listées dans la table 4.1.

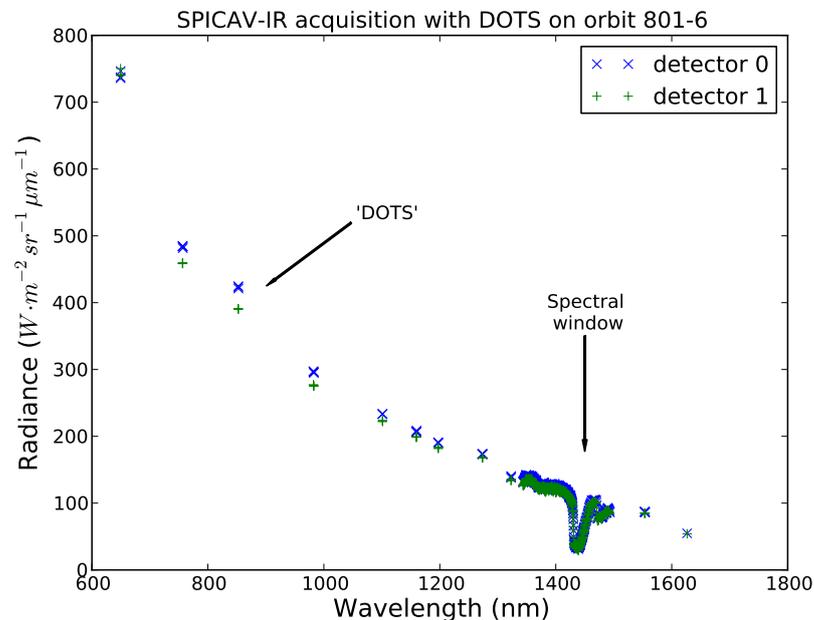


FIGURE 4.2 – Exemple d'acquisition SPICAV-IR pour l'orbite 801-6. Le signal des deux détecteurs est montré, avec les fenêtres spectrales et les points pris dans le continuum spectral. La différence de luminance mesurée par les deux détecteurs est causée par l'état de polarisation de la lumière observée.

Canal	Longueur d'onde des DOTS (nm)
SW	650;760;855;980
LW	1101;1160;1198;1242;1274;1305;1324;1515;1553;1625

TABLE 4.1 – Longueurs d'onde des DOTS disponibles pour SPICAV-IR sur les canaux SW et LW. Suite à certains problèmes de calibration (voir section 4.2.2), le DOT à 650 nm n'est pas utilisé dans cette thèse et certaines observations à 855 nm et 980 nm sont également rejetées (cf. texte).

## 4.2 Polarimétrie avec SPICAV-IR

### 4.2.1 Mesure du degré de polarisation linéaire

Comme dit plus haut, SPICAV-IR est constitué d'un AOTF qui produit deux faisceaux. Ces deux faisceaux sont polarisés perpendiculairement l'un à l'autre. L'un des deux est polarisé parallèlement au plan (xOz) de la sonde, l'autre lui est donc perpendiculaire. La polarisation étant très sensible à d'éventuelles rotations, les observations sont conduites de sorte que le plan de référence de l'instrument coïncide toujours avec le plan de diffusion (Rossi et al., 2015)<sup>4</sup>. Chaque détecteur acquiert donc un spectre dans les conditions décrites ci-dessus, ce qui permet de mesurer le degré de polarisation linéaire d'après la formule suivante :

$$P_{\ell} = \frac{P_{\perp} - P_{//}}{P_{\perp} + P_{//}} = \frac{d_1 - d_0}{d_1 + d_0} \quad (4.1)$$

où  $P_{\perp}$  et  $P_{//}$  sont les composantes de la polarisation respectivement perpendiculaire et parallèle au plan de diffusion.  $d_0$  et  $d_1$  sont les valeurs de la radiance mesurées par le détecteur 0 et 1 respectivement. Notons ici que SPICAV-IR ne mesure que des composantes linéaires de polarisation, ce qui rend la mesure des paramètres de Stokes U et V impossible.

Grâce à cette méthode, à chaque instant de mesure sont associés deux spectres : un continu plus quatorze DOTS. Ce qui donne donc une mesure de  $P_{\ell}$  à 14 longueurs d'onde pour chaque instant de mesure.

### 4.2.2 Calibration et incertitudes de mesure

Les données acquises par SPICAV-IR sont certes calibrées en radiance, mais doivent aussi l'être en terme de polarisation, ce qui nécessite de calibrer la mesure d'un détecteur par rapport à l'autre. Pour cela on peut tirer partie du fait qu'avec un angle de phase nul, le degré de polarisation doit être nul, pour des raisons de symétrie. À cette fin, des observations de Vénus ont été réalisées par *Venus Express* avec un angle de phase proche de zéro. Ces observations sont délicates à réaliser car cela signifie que la sonde doit avoir le Soleil « dans le dos » et donc subir des contraintes thermiques importantes. C'est pourquoi ces observations sont de courte durée et peu nombreuses. Des observations de ce type ont été conduites lors des orbites 464-1<sup>5</sup> et 1472-08 (cf. Korablev et al., 2012, section 3.3) avec un angle de phase égal à 0° et un angle solaire zénithal inférieur à 10° puis avec les orbites 2135-01, 2253-08, 2700-04, 2702-05, 2706-04, 2733-04 et 2735-04 avec des angles de phase supérieurs à 0,7° ou angle solaire zénithal supérieur à 20°. Pour la dernière

4. Nos mesures, à l'aide des *kernels* SPICE, montrent que l'angle entre ces deux plans ne dépasse jamais 1,8". L'essentiel des observations sont bien en deçà avec des valeurs autour de 30".

5. Nous utilisons la notation NNNN-XX pour désigner l'observation XX prise durant l'orbite NNNN.

série de mesures, cela laisse des incertitudes systématiques sur la calibration. Celle-ci est également sensible aux divers paramètres utilisés pour le spectromètre, en particulier à l'activation ou non du dispositif de refroidissement des détecteurs à l'aide d'une cellule de Peltier.

Les observations effectuées avant l'orbite 1500 n'utilisaient pas le refroidissement Peltier et ont de meilleures orbites de calibration ce qui fait que l'erreur systématique sur  $P_\ell$  est inférieure à 0,1% tandis qu'elle atteint 0,2% pour les orbites à partir de 1500 (Peltier allumé). La calibration à 980 nm sur la bande SW a une plus grande incertitude que d'autres longueurs d'onde (environ 0,3%) à cause de la température des détecteurs. Enfin, notons que la calibration étant effectuée pour la bande SW dans la gamme 690 – 1050 nm, le point spectral (DOT) à 650 nm est donc non calibré et nous ne l'utilisons pas dans cette étude. Sont aussi exclues les quelques orbites où les détecteurs sont saturés à 855 et 980 nm pour des angles solaires zénithaux inférieurs à 20°. L'incertitude statistique sur chaque point de mesure est calculée à partir de la radiance équivalente du bruit (NEB, *noise equivalent brightness*) des détecteurs à l'aide de la formule 4.2 :

$$\delta P_\ell = \sqrt{\left| \frac{\partial P_\ell}{\partial I_\perp} \right|^2 (\delta I_\perp)^2 + \left| \frac{\partial P_\ell}{\partial I_\parallel} \right|^2 (\delta I_\parallel)^2} \quad (4.2)$$

où  $\delta I_\perp$  est l'incertitude sur la composante d'intensité perpendiculaire, et  $\delta I_\parallel$  est celle sur la composante parallèle, chacune étant calculée comme la moyenne des valeurs de NEB des points composant le DOT.  $P_\ell$  étant défini comme dans la formule 4.1.

Les points d'un DOT étant moyennés, la barre d'erreur est ainsi réduite. L'incertitude ainsi obtenue dépend de la longueur d'onde et de la bande considérée, mais la valeur typique pour  $\frac{\delta P_\ell}{P_\ell}$  est de 0,1%.

### 4.2.3 Observations avec SPICAV-IR

L'orbite de *Venus Express* répond à plusieurs objectifs : à la fois avoir une bonne résolution spatiale pour étudier l'atmosphère de la planète, mais aussi pouvoir suivre l'évolution de structures à grande échelle (Svedhem et al., 2009). Aussi l'orbite de travail de *Venus Express* est une orbite elliptique excentrique quasi-polaire (latitude du péricentre : 78°N), avec une période de 24h (voir fig. 4.3). Les passages près du péricentre sont utilisés pour les observations nécessitant une grande résolution spatiale (SPICAV, VIRTIS) et les passages à l'apocentre sont utilisés pour l'imagerie (VMC et VIRTIS). Une partie de l'orbite étant utilisée pour communiquer avec la Terre.

Pour décrire la géométrie d'observation, nous allons introduire plusieurs angles (fig. 4.4).

**L'angle de phase** c'est l'angle formé par la direction Soleil, Vénus et la direction de *Venus Express*, on le notera  $\alpha$  ;

**L'angle solaire zénithal** (aussi noté SZA) c'est, vu depuis Vénus, l'angle que fait la direction

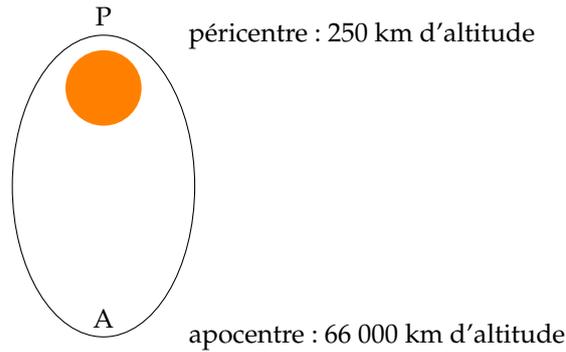


FIGURE 4.3 – L'orbite de travail de *Venus Express* : une orbite elliptique excentrique quasi-polaire (latitude du péricentre :  $78^\circ\text{N}$ ), avec une période de 24h.

du Soleil avec la direction du zénith. Il vaut  $0^\circ$  si le Soleil est au zénith,  $90^\circ$  à l'horizon. On le note  $\theta_0$  ;

**L'angle d'émission** angle entre la normale locale et la direction de l'observateur. Il est noté  $\theta$ .

**L'azimuth** c'est l'angle entre les directions projetées horizontalement du rayon incident et du rayon émergent<sup>6</sup>. On le note  $\phi - \phi_0$ .

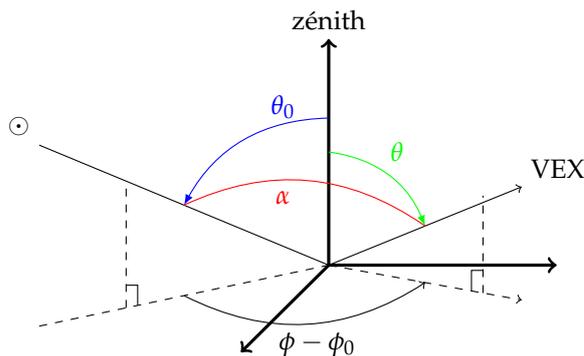


FIGURE 4.4 – Géométrie d'une observation : l'angle de phase  $\alpha$  est indiqué en rouge ; le SZA est indiqué en bleu ; l'angle d'émission est en vert et l'azimuth en noir (une des deux définitions).

Sur cette orbite, la sonde peut être commandée selon divers pointages (fig. 4.5) pour atteindre différents objectifs scientifiques.

- Le pointage basique est le pointage *nadir* où l'axe +Z de la sonde est dirigé vers le centre de la planète. Du fait de l'orbite, cela revient à scanner la planète le long d'un méridien. L'angle de phase d'observation  $\alpha$  varie donc avec l'angle solaire zénithal, lequel varie en lien avec la latitude observée et l'heure locale. L'angle d'émission étant petit (idéalement nul) ;
- Un autre pointage consiste à toujours diriger l'axe +Z vers un même point de Vénus, ce qui revient à changer d'angle de phase sans changer de latitude visée, l'angle d'émission

6. Attention, deux conventions sont possibles ! L'une fait compter l'azimuth entre le projeté du rayon incident et le projeté du rayon émergent (il vaut donc  $0^\circ$  en cas de rétrodiffusion), l'autre le compte entre la direction du rayon incident et celle du rayon émergent (le supplémentaire, qui vaut donc  $180^\circ$  en cas de rétrodiffusion).

variant donc plus largement. On parlera de *spot-tracking* ou *spot-pointing*.

- Enfin, on peut également faire des observations au limbe, soit pour mesurer l'émission de l'atmosphère côté nuit ou pour faire des profils verticaux de l'atmosphère par occultation solaire ou stellaire.
- Notons aussi que pour étudier la colonne de  $\text{SO}_2$ , certaines observations ont été implémentées afin de réaliser des *zig zag* en longitude permettant de couvrir une plus grande zone sur la planète en une seule fois.

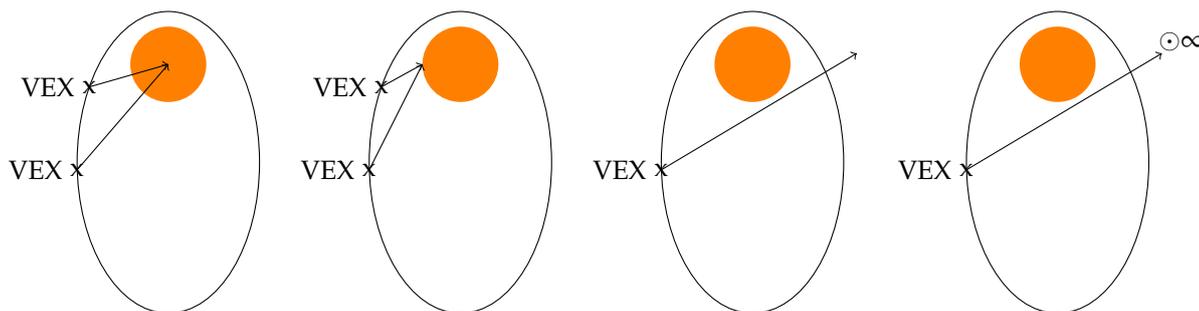


FIGURE 4.5 – De gauche à droite : observation nadir, en *spot-tracking*, au limbe et en occultation.

Toutes les observations ne sont pas équivalentes en ce qu'elles apportent comme informations sur la nature des nuages de Vénus. Ainsi les observations nadir couvrent potentiellement une large gamme d'angles de phase mais couvrent aussi une grande gamme de latitudes et sont donc surtout utilisables pour caractériser la variabilité latitudinale des nuages.

Les observations en *spot-tracking* couvrent elles une large gamme d'angles d'émission tout en donnant des informations sur une zone restreinte de Vénus. Ces observations permettent donc une caractérisation plus précise d'une zone. Enfin, les orbites en *zig-zag* permettent d'avoir une plus grande diversité d'heures locales couvertes par une seule observation et donc de caractériser une plus grande zone en une fois, ce qui est d'un intérêt certain pour mesurer la quantité de  $\text{SO}_2$  au sommet des nuages mais aussi pour mesurer les variations éventuelles de polarisation. Quant aux observations au limbe ou en occultation, nous ne les utilisons pas, d'une part parce que ces modes ne sont pas destinés à faire de la polarimétrie, mais aussi parce les performances de l'instrument ne permettent pas d'espérer mesurer une polarisation suffisamment précise avec aussi peu de flux détectable.

## 4.3 Observations polarimétriques SPICAV-IR

### 4.3.1 Couverture spatiale des observations

Suite à divers problèmes de calibration et d'implémentation des commandes, les observations avant l'orbite 400 s'avèrent inutilisables car les commandes d'acquisition optimales n'étaient pas

encore utilisées (Anna Fedorova, communication privée). Notre jeu de données s'étend donc de l'orbite 400 à l'orbite 2735, soit du 26 mai 2007 au 16 octobre 2013.

La figure 4.6 montre l'angle d'émission des observations SPICAV-IR polarimétriques en fonction de l'heure locale sur Vénus et de la latitude. La plupart des observations sont effectuées avec un angle d'émission ne dépassant pas  $30^\circ$ , ce qui reste assez faible pour que l'on puisse les regrouper sous la dénomination *nadir*.

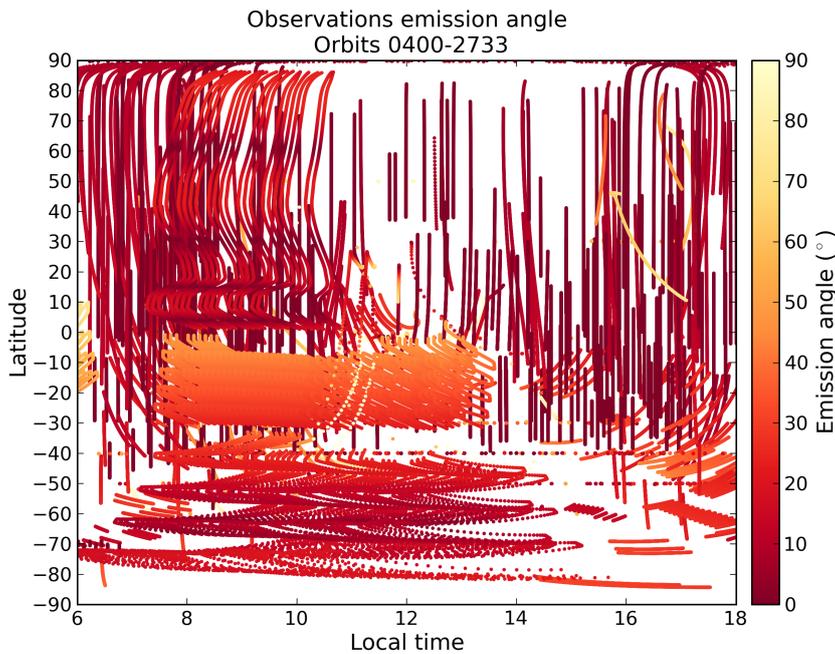


FIGURE 4.6 – Angle d'émission des observations SPICAV-IR en fonction de l'heure locale et de la latitude.

Par ailleurs, nous avons vu plus haut que l'orbite de *Venus Express* est polaire elliptique avec un péricentre près du pôle nord. La figure 4.7 montre l'empreinte au sol couverte par le champ de vue de SPICAV-IR pour l'ensemble des observations. On voit ainsi très nettement que la résolution spatiale sera plus importante aux hautes latitudes dans l'hémisphère nord et plus faible dans l'hémisphère sud. De façon générale, ces deux figures montrent que la couverture spatiale des observations est plus dense dans l'hémisphère nord.

Il faut ici remarquer que le champ de vue variant beaucoup, il est possible que des effets d'intégration sur le champ de vue (FOV) soient à prendre en compte malgré la faible ouverture ( $2^\circ$ ) de celui-ci. Cette possibilité est considérée dans le chapitre 5 portant sur le modèle de transfert de rayonnement.

Durant la mission de *Venus Express*, cette couverture spatiale des observations a également varié. En effet, dans un premier temps (jusqu'à l'orbite 2000 environ) les observations couvraient principalement l'hémisphère nord, mais dans un second temps (à partir de 2000) la couverture dans l'hémisphère sud est complétée à l'aide d'observations en zigzag. La figure 4.8 montre le

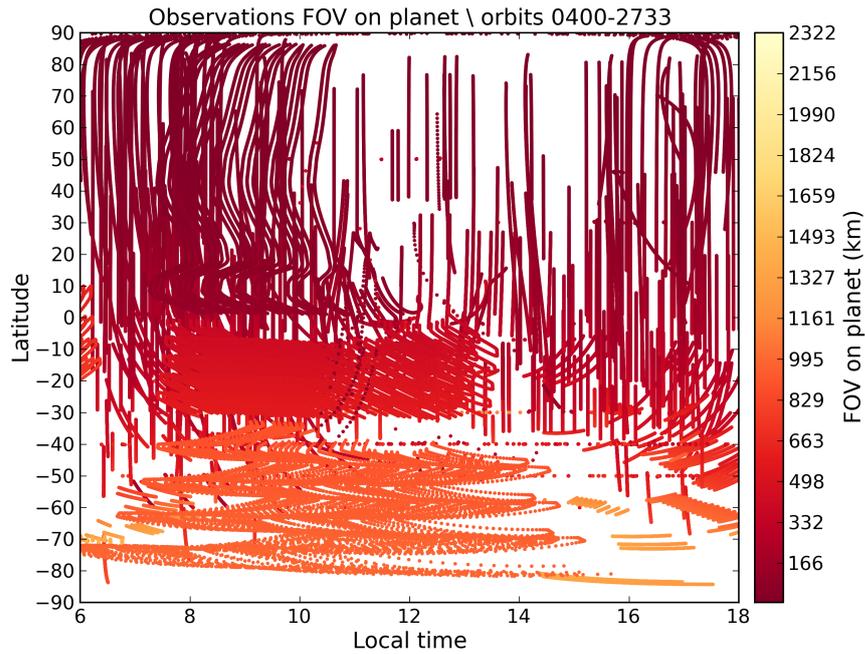


FIGURE 4.7 – Diamètre de la zone couverte par le champ de vue de SPICAV-IR en fonction de l’heure locale et de la latitude.

numéro d’orbite des observations en fonction de leur localisation spatiale en latitude et heure solaire locale.

### 4.3.2 Cartes de polarisation

Contrairement aux observations qui étaient faites par l’instrument OCPP à bord de *Pioneer Venus*, SPICAV-IR ne permet pas d’effectuer d’observations instantanées de l’ensemble des nuages de Vénus. En revanche, on peut rassembler les observations pour obtenir des cartes globales de la polarisation de Vénus. C’est ce que nous avons fait avec la figure 4.9. Chacune de ces figures montre l’ensemble des observations nadir en fonction de l’heure solaire locale et de la latitude, pour différentes longueurs d’onde. La valeur dans chaque case correspond à la médiane des données par intervalles de 15 minutes en heure locale et de 5 degrés en latitude. Seules les cases avec plus de cinq mesures indépendantes sont calculées et apparaissent donc sur cette figure.

On peut y repérer plusieurs structures :

- aux basses latitudes, on observe une polarisation négative sans grandes hétérogénéités, et ce à toutes les longueurs d’onde ;
- dans les grandes latitudes on voit au contraire une forte polarisation positive, que l’on retrouve également à toutes les longueurs d’onde.

Une autre façon de visualiser ces données est de tracer le degré de polarisation linéaire en fonction de l’angle de phase. La figure 4.10 montre les observations SPICAV-IR en nadir en fonc-

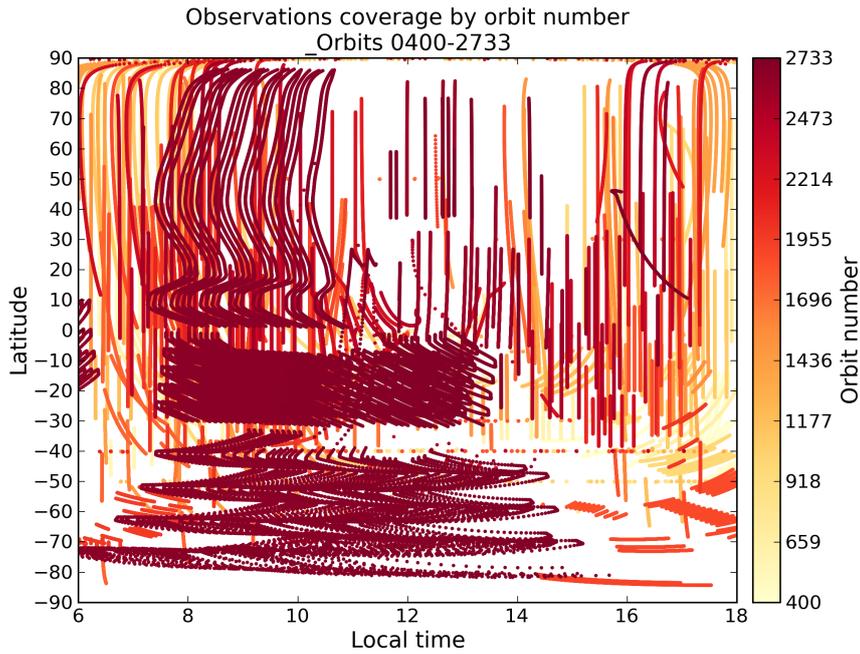


FIGURE 4.8 – Numéro d’orbite des observations SPICAV-IR en fonction de l’heure locale et de la latitude.

tion de l’angle de phase. La couleur représente la latitude d’observation. Plusieurs choses sont à remarquer :

- tout d’abord, on notera la grande dispersion des observations en termes de polarisation, signe de variabilités importantes dans les propriétés des nuages ;
- aux faibles angles de phase la polarisation est négative, avec en particulier une structure sur laquelle nous reviendrons : la gloire ;
- ensuite, on voit, comme le montraient les cartes, que les hautes latitudes sont le lieu d’une polarisation positive très importante. Aux mêmes angles de phase, des observations à basses latitudes conservent une polarisation négative, ce qui confirme la variation latitudinale de la polarisation.

### 4.3.3 Gloires

Nous avons déjà abordé la gloire dans le chapitre 3 lorsque nous avons établi qu’il s’agissait d’un phénomène observable en polarimétrie à petits angles de phase. Ainsi, SPICAV-IR observe des gloires quasiment à chaque fois que la géométrie d’observation donne accès à de petits angles de phase. Ces dernières apparaissent comme un « ventre » de polarisation négative avec des valeurs de l’ordre de quelques pourcents (de 1 à 4 % dans nos données). Les figures 4.11 à 4.14 donnent des exemples de gloires observées par SPICAV-IR.

Les gloires ne sont pas toutes homogènes et sont observées avec diverses géométries, certaines

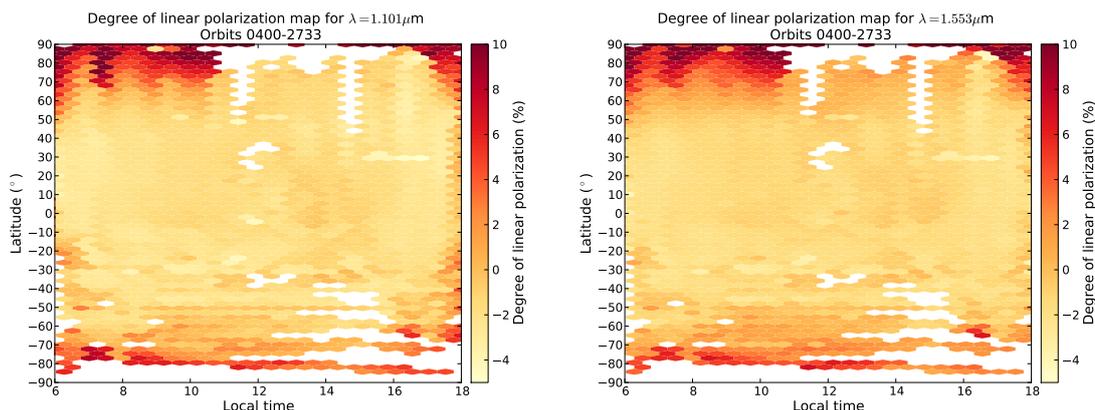


FIGURE 4.9 – Cartes de polarisation de Vénus en fonction de l’heure locale pour les longueurs d’ondes 1,101 et 1,553  $\mu\text{m}$ . À des fins de lisibilité, le degré de polarisation n’est pas indiqué au-delà de 10% bien qu’il puisse dépasser cette valeur et atteindre 20% pour certaines observations.

vues en nadir (figure 4.11), d’autres en spot-tracking (figure 4.13), ce qui va nécessiter de les analyser en prenant en compte la géométrie spécifique à chaque observation. Notons aussi certains cas où des gloires « doubles » sont observées. Par double il faut lire « observées par deux fois » : dans ces situations le faisceau balayé par SPICAV-IR lors d’une observation en spot-tracking a coupé la gloire deux fois, une fois en « entrée » et une fois en « sortie », donnant deux minima de polarisation, comme sur la figure 4.14. Enfin, les orbites de calibration donnent une opportunité de voir des gloires avec des angles de phase très faibles atteignant presque  $0^\circ$  comme on peut le voir sur la figure 4.12 pour l’orbite 2700.

Il est également très important de noter que certaines de ces gloires sont observées simultanément par SPICAV-IR en polarimétrie et par VMC en photométrie (cf. Markiewicz et al., 2014, voir aussi la figure 4.15), ce qui offre une opportunité de comparer les résultats obtenus quant aux propriétés des aérosols constituant les nuages.

Le nombre de gloires observées est très faible par rapport au nombre total d’orbites, et le nombre de gloires exploitables est encore un peu plus faible. La figure 4.16 montre les positions des gloires observées dans les données SPICAV-IR, en fonction de la latitude et de l’heure locale. Sans surprise, la plupart des observations de gloires ont lieu près du point sub-solaire, lequel sur Vénus est situé environ à 12h d’heure locale et à l’équateur.

Cependant, la répartition des observations de gloires dans diverses géométries devrait nous permettre de contraindre au premier ordre les variabilités des propriétés des nuages de Vénus.

## 4.4 À retenir

- SPICAV-IR est un spectromètre fonctionnant dans le visible et le proche infrarouge ;
- SPICAV-IR peut mesurer le degré de polarisation linéaire grâce aux propriétés de biréfrin-

- gence de l'AOTF ;
- la polarisation de la lumière diffusée par les nuages de Vénus est mesurée dans 14 longueurs d'onde discrètes ainsi que dans un intervalle spectral continu ;
  - les observations montrent d'ores et déjà une importante variabilité spatiale, en particulier latitudinale ;
  - SPICAV-IR observe à de nombreuses reprises le phénomène de gloire à petits angles de phase, tout comme VMC.

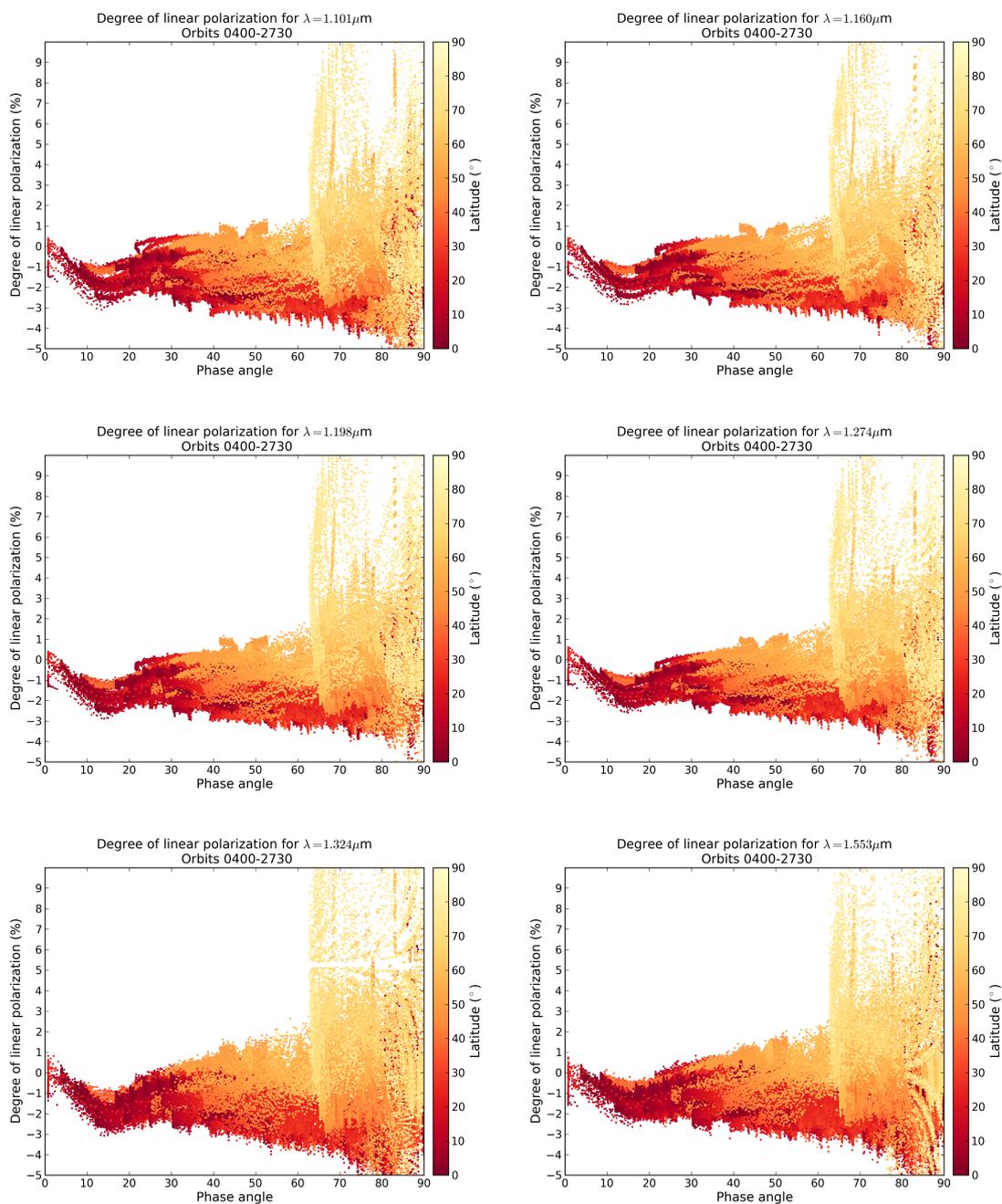


FIGURE 4.10 – Mesures de polarisation de Vénus en fonction de l'angle de phase pour les longueurs d'ondes 1,101, 1,160, 1,198, 1,274, 1,324, et 1,553  $\mu\text{m}$ . La latitude absolue (nord et sud confondus) d'observation est indiquée en couleur.

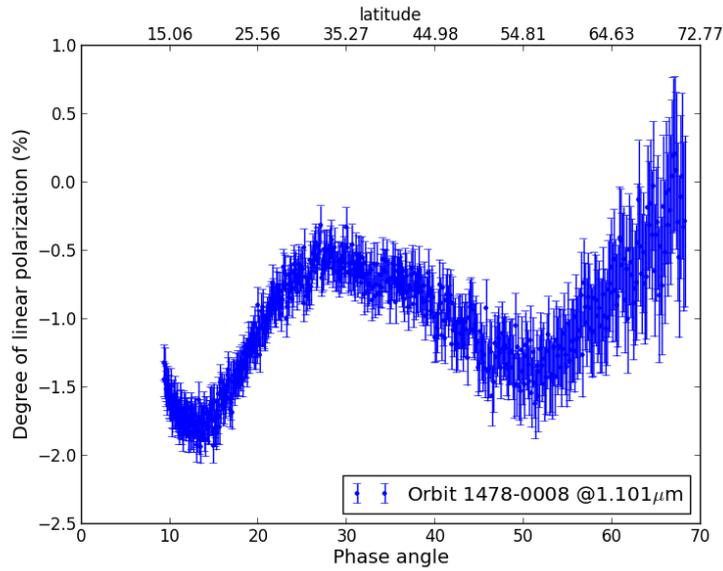


FIGURE 4.11 – Mesure polarimétrique pour l’orbite 1478-8. Le degré de polarisation linéaire est ici tracé en fonction de l’angle de phase. La latitude d’observation est indiquée sur l’abscisse du haut. Il s’agit ici d’une observation nadir avec une latitude variant en fonction de l’angle de phase. La gloire apparaît un peu avant  $15^\circ$  d’angle de phase à une valeur un peu supérieure à  $-2\%$ . Notez aussi que la polarisation change de sens de variation vers  $50^\circ$  jusqu’à redevenir positive à des angles de phase importants, indiquant une variation des propriétés du nuages en fonction de la latitude.

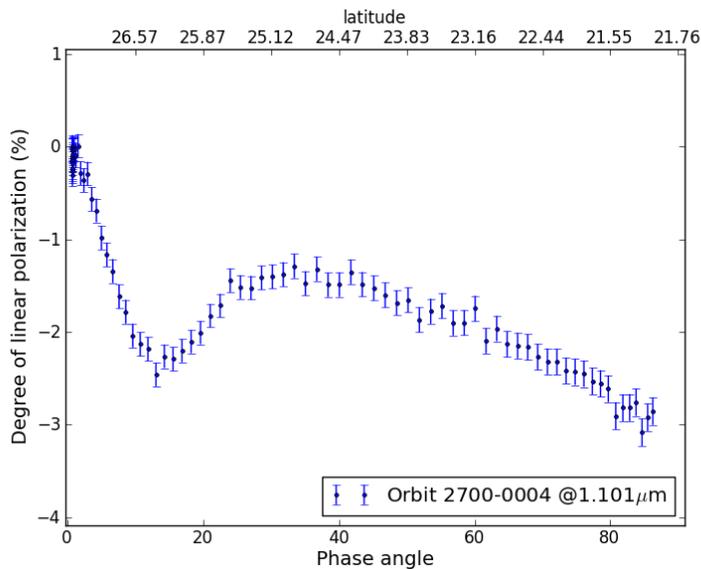


FIGURE 4.12 – Gloire observée à  $1,1 \mu\text{m}$  lors de l’orbite 2700 qui a été utilisée comme orbite de calibration.

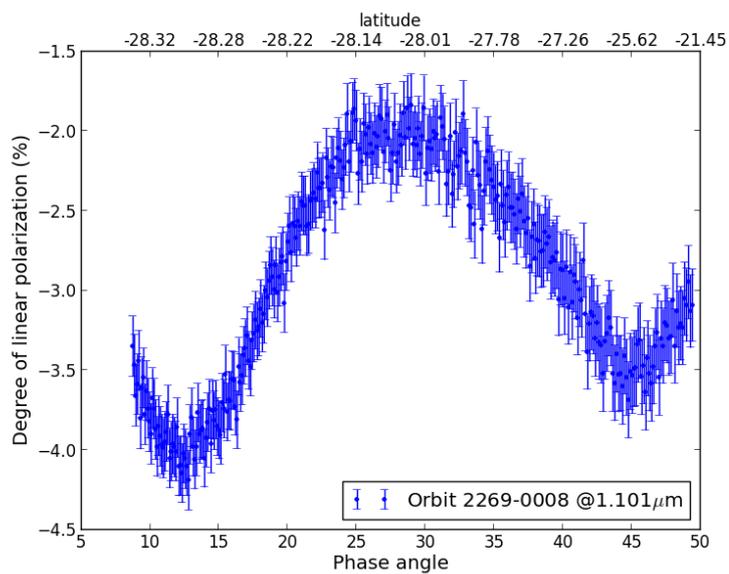


FIGURE 4.13 – Gloire observée par SPICAV-IR, avec le degré de polarisation linéaire affiché en fonction de l'angle de phase et de la latitude. Cette observation a été réalisée en mode spot-tracking comme l'indique la très faible variation de la latitude.

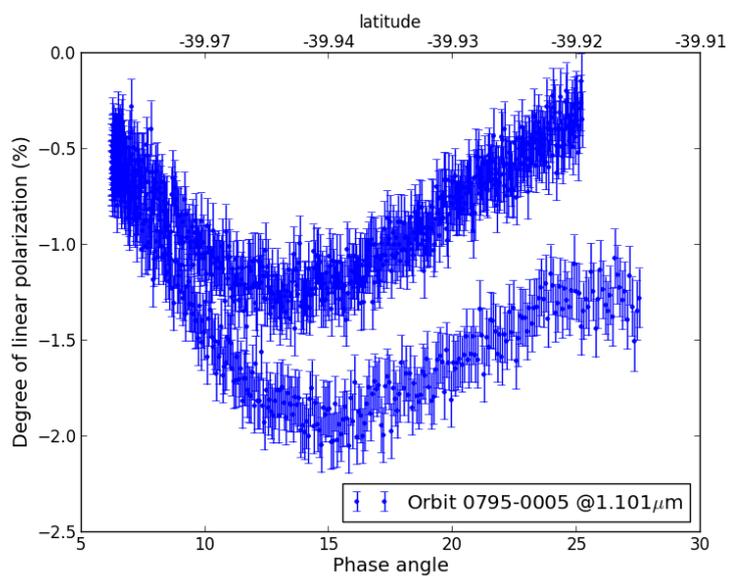


FIGURE 4.14 – Gloire « double » observée par SPICAV-IR en *spot-tracking*.

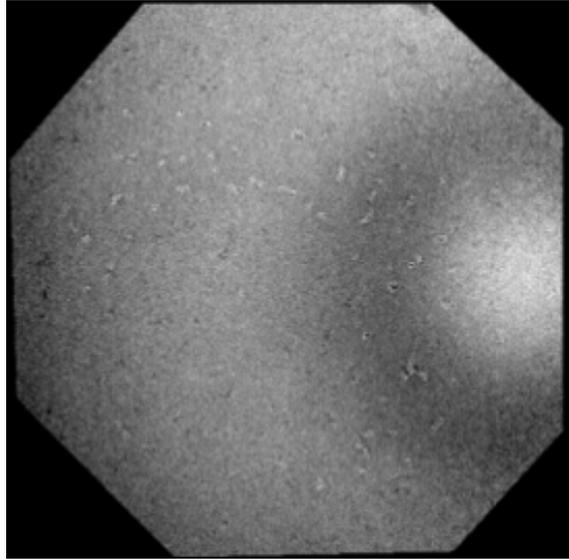


FIGURE 4.15 – Une gloire vue par la caméra VMC à bord de *Venus Express*, lors de l’orbite 1811. Il s’agit là du pendant photométrique de la gloire polarimétrique étudiée dans cette thèse.

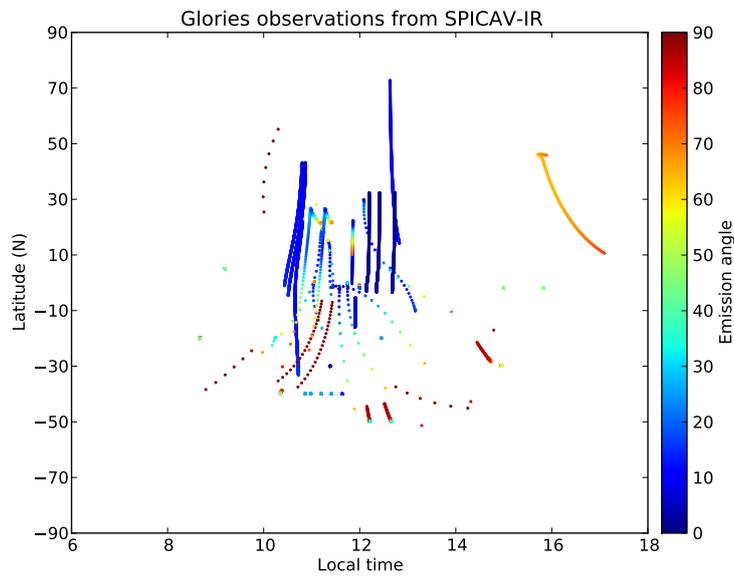


FIGURE 4.16 – Position des points d’observation des gloires SPICAV-IR, en fonction de l’heure locale et de la latitude. La couleur représente l’angle d’émission.

## Chapitre 5

# Modèle de transfert de rayonnement

### Sommaire

---

<b>5.1 Le modèle de transfert de rayonnement . . . . .</b>	<b>95</b>
5.1.1 Processus général . . . . .	96
5.1.2 Calcul de la diffusion simple de Mie . . . . .	97
5.1.3 Calcul du transfert de rayonnement . . . . .	100
<b>5.2 Modèle(s) de nuages . . . . .</b>	<b>105</b>
5.2.1 Modèles à une couche . . . . .	106
5.2.2 Modèles à deux couches . . . . .	108
<b>5.3 Sensibilité du modèle aux paramètres des nuages . . . . .</b>	<b>108</b>
5.3.1 Paramètres « sensibles » . . . . .	109
5.3.2 Diffusion Rayleigh par le gaz . . . . .	118
5.3.3 Notre choix de modèle . . . . .	118
5.3.4 Effets géométriques . . . . .	118
<b>5.4 Procédure de détermination des paramètres des nuages . . . . .</b>	<b>120</b>
5.4.1 Hypothèses simplificatrices . . . . .	120
5.4.2 Procédure . . . . .	121
<b>5.5 À retenir . . . . .</b>	<b>122</b>

---

## 5.1 Le modèle de transfert de rayonnement

Les modèles de transfert de rayonnement existants sont légion, mais seule une minorité prend en compte la polarisation de la lumière. Pourtant, négliger cet aspect peut conduire à des erreurs sur la détermination de l'intensité (Stam and Hovenier, 2005). Nous souhaitons analyser les données polarimétriques de SPICAV-IR et avons donc utilisé un modèle de transfert de rayonnement

prenant en compte la polarisation. Nous allons dans cette section présenter étape par étape comment la polarisation est calculée par ce modèle.

### 5.1.1 Processus général

Pour pouvoir simuler la polarisation issue de la diffusion de la lumière solaire dans l'atmosphère de Vénus, nous devons tout d'abord définir un modèle d'atmosphère dans laquelle le rayonnement va se propager, être diffusé, absorbé, etc. Notre programme fonctionne avec une description de l'atmosphère sous forme de couches planes infinies et parallèles, chacune d'entre elles étant homogène. Il utilise deux principales routines écrites en FORTRAN qui nous ont été gracieusement fournies par Daphne Stam. Ces routines ont été adaptées à nos besoins et compilées sous forme de modules en langage Python à l'aide du programme F2PY<sup>1</sup>.

Nous avons également créé des objets en langage Python qui permettent de décrire simplement l'atmosphère et la structure nuageuse, d'une façon qui s'articule le plus aisément possible avec le reste du code<sup>2</sup>. Plus de détails concernant certains de ces objets sont donnés en annexe A.

#### Description des couches

Chacune des couches atmosphériques est décrite par une série de paramètres décrivant les propriétés de la couche et des aérosols la composant. Les principaux paramètres sont :

$r_{\text{eff}}, \nu_{\text{eff}}$  rayon efficace et variance efficace respectivement. Le rayon efficace est exprimé en microns. La variance efficace est sans dimension ;

$n_r, n_i$  indices réels et imaginaires pour chacune des longueurs d'onde de travail ;

$\tau$  épaisseur optique de la couche, définie pour chacune des longueurs d'onde de travail ;

$\sigma_{\text{ext}}$  section efficace d'extinction, exprimée en  $\mu\text{m}^2$ . Calculée pour chaque longueur d'onde ;

$Q_{\text{ext}}$  efficacité d'extinction. Calculée pour chaque longueur d'onde ;

$b_w$  poids du second mode en cas de distribution de taille de particules bimodale. Nous considérons une fonction Gamma modifiée bimodale :

$$n(r) = \frac{C}{1 + b_w} \left( r^{\frac{1}{\nu_{\text{eff}}}-3} \exp \frac{r}{r_{\text{eff},1} \nu_{\text{eff}}} + b_w r^{\frac{1}{\nu_{\text{eff}}}-3} \exp \frac{r}{r_{\text{eff},2} \nu_{\text{eff}}} \right)$$

Les deux modes  $r_{\text{eff},1}$  et  $r_{\text{eff},2}$  ont alors la même variance  $\nu_{\text{eff}}$  ;

$b_r$  rayon du second mode ;

$C$  densité de colonne totale des particules de la couche, en  $\mu\text{m}^{-2}$  ;

1. F2PY fait partie de la bibliothèque `numpy`, très utile au calcul scientifique en Python

2. En particulier la lecture et la visualisation des données qui est également effectuée à l'aide d'un code en langage Python.

Ces différents paramètres peuvent donc être définis librement. Tous ne sont pas indépendants, ainsi certaines quantités peuvent être liées.

Notre code de transfert de rayonnement procède par étapes successives, décrites dans la figure 5.1 et ci-après.

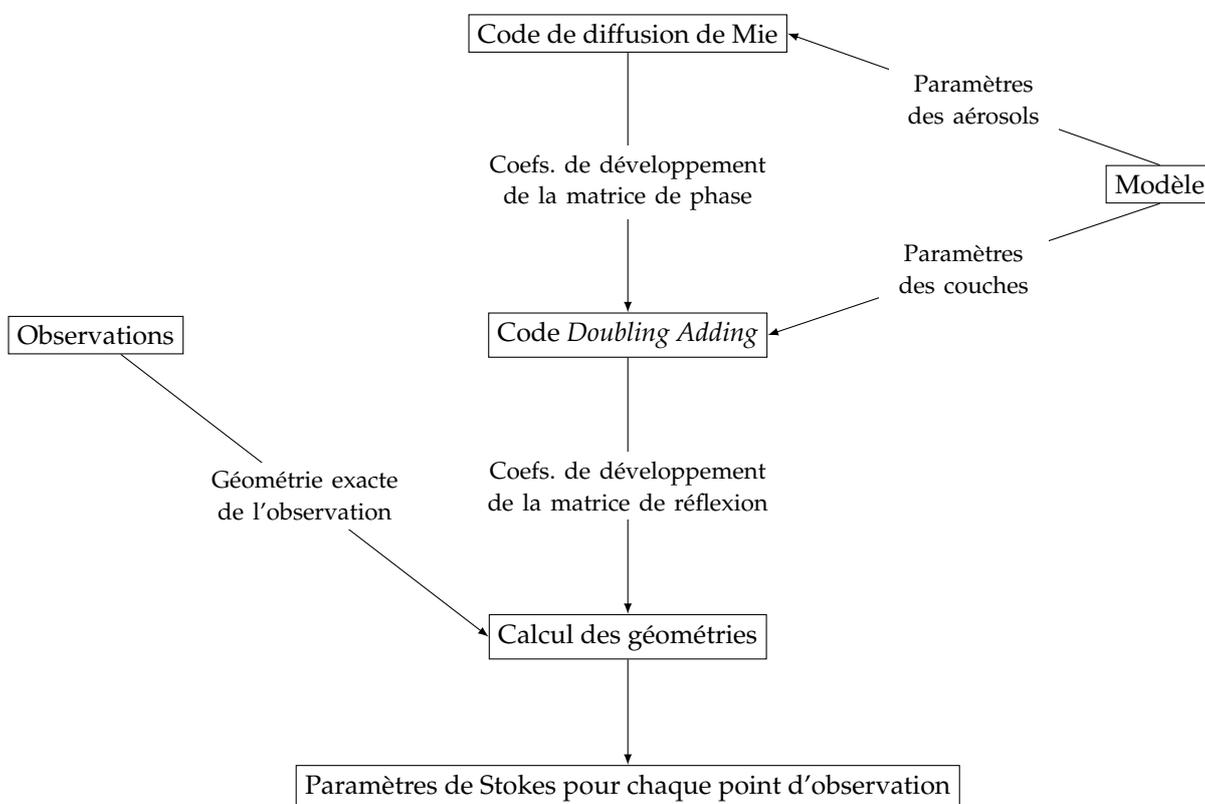


FIGURE 5.1 – Processus global de détermination de la polarisation produite par le modèle. Le processus utilise les paramètres définis par le modèle mais aussi la géométrie des observations pour calculer la polarisation du modèle pour la géométrie exacte de l'observation. Les étapes et produits intermédiaires sont indiqués le long des flèches. Le code diffusion de Mie et celui de *Doubling-Adding* sont écrits en FORTRAN et compilés sous forme de modules Python.

### 5.1.2 Calcul de la diffusion simple de Mie

Dans un premier temps, les paramètres des aérosols dans chaque couche vont être utilisés pour calculer leurs propriétés de simple diffusion. Ce calcul est effectué par un code basé sur la méthode de de Rooij and van der Stap (1984), écrit par Daphne Stam et adapté par nos soins<sup>3</sup>.

La diffusion de Mie a été rapidement présentée dans le chapitre 3, mais nous allons y revenir ici. Tout d'abord, introduisons une notation complexe de la polarisation en définissant  $\mathbf{I}$  le vecteur d'irradiance (en  $W m^{-2}$ ) défini comme :

<sup>3</sup>. Des exemples d'application de ce code dans un contexte exoplanétaire sont donnés par Stam et al. (2004, 2006); Stam (2008).

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} I_2 \\ I_0 \\ I_{-0} \\ I_{-2} \end{pmatrix} = 1/2 \begin{pmatrix} Q + iU \\ I + V \\ I - V \\ Q - iU \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Nous avons vu précédemment que pour un vecteur incident  $\mathbf{I}_0$ , on pouvait exprimer sa transformation par diffusion à l'aide de l'expression suivante :

$$\mathbf{I} = \frac{\mathbf{T}}{k^2 r^2} \mathbf{I}_0 \quad (5.2)$$

où  $k$  est le nombre d'onde et  $r$  la distance au diffusant. La matrice  $\mathbf{T}$  est la matrice de transformation. Laquelle peut à son tour s'exprimer en fonction de la matrice de phase, que nous notons ici  $\mathbf{F}$  :

$$\mathbf{T}(\theta) = \frac{k^2 \sigma_s}{4\pi} \mathbf{F}(\theta) \quad (5.3)$$

avec  $\sigma_s$  la section efficace de diffusion.

La matrice de phase peut être décomposée en fonctions sphériques sous les conditions suivantes : (i) chaque particule possède un plan de symétrie ou bien (ii) les particules et leurs particules miroir sont présentes en même nombre ou (iii) le milieu est un mélange des cas (i) et (ii).

On peut alors écrire (de Rooij and van der Stap, 1984) :

$$\mathbf{F}_{m,n}(\theta) = \sum_{l=\max(|m|,|n|)}^{\infty} \mathbf{S}_{m,n}^l \cdot P_{m,n}^l(\cos(\theta)) \quad (5.4)$$

où  $m$  et  $n$  peuvent valoir  $\pm 0, \pm 2$ . Les fonctions  $P_{m,n}^l(\cos(\theta))$  sont des fonctions sphériques généralisées (cf. l'annexe de Hovenier and van der Mee, 1983) qui répondent à l'égalité

$$P_{m,n}^l(u) = P_{n,m}^l(u) = P_{-m,-n}^l(u) \quad (5.5)$$

Les coefficients de développement obéissent à des règles de symétrie :

$$\mathbf{S}_{m,n}^l = \mathbf{S}_{n,m}^l = \mathbf{S}_{-m,-n}^l \quad (5.6)$$

On introduit également (de Rooij and van der Stap, 1984) :

$$P_l^{s,m}(u) = i^s \sqrt{\frac{(l+s)!}{(l-s)!}} P_{s,m}^l(u) \quad (5.7)$$

Dans les conditions mentionnées ci-dessus, la matrice de phase  $\mathbf{F}(\theta)$  est de la forme :

$$\mathbf{F}(\theta) = \begin{pmatrix} a_1(\theta) & b_1(\theta) & 0 & 0 \\ b_1(\theta) & a_2(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_3(\theta) & b_2(\theta) \\ 0 & 0 & -b_2(\theta) & a_4(\theta) \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

Les différents éléments de la matrice pouvant s'écrire sous la forme suivante (de Rooij and van der Stap, 1984; de Haan et al., 1987) :

$$\begin{aligned} a_1(\theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_1^l P_l^{0,0}(\cos \theta) \\ (a_2(\theta) + a_3(\theta)) &= - \sum_{l=2}^{\infty} (\alpha_2^l + \alpha_3^l) \sqrt{\frac{(l-2)!}{(l+2)!}} P_l^{2,2}(\cos \theta) \\ (a_2(\theta) - a_3(\theta)) &= - \sum_{l=2}^{\infty} (\alpha_2^l - \alpha_3^l) \sqrt{\frac{(l-2)!}{(l+2)!}} P_l^{2,-2}(\cos \theta) \\ a_4(\theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_4^l P_l^{0,0}(\cos \theta) \\ b_1(\theta) &= \sum_{l=2}^{\infty} \beta_1^l P_l^{0,2}(\cos \theta) \\ b_2(\theta) &= \sum_{l=2}^{\infty} \beta_2^l P_l^{0,2}(\cos \theta) \end{aligned} \quad (5.9)$$

où les coefficients  $\alpha_1^l, \alpha_2^l, \alpha_3^l, \beta_1^l, \beta_2^l$  sont liés aux coefficients de développement des éléments de la matrice à travers les relations

$$\begin{aligned} \alpha_1^l &= \mathbf{S}_{0,0}^l + \mathbf{S}_{0,-0}^l \\ \alpha_2^l &= \mathbf{S}_{2,2}^l + \mathbf{S}_{2,-2}^l \\ \alpha_3^l &= \mathbf{S}_{0,0}^l - \mathbf{S}_{0,-0}^l \\ \alpha_4^l &= \mathbf{S}_{0,0}^l - \mathbf{S}_{0,-0}^l \\ \beta_1^l &= \mathbf{S}_{0,2}^l + \mathbf{S}_{0,-2}^l \\ \beta_2^l &= -i(\mathbf{S}_{0,2}^l - \mathbf{S}_{0,-2}^l) \end{aligned} \quad (5.10)$$

D'autres équations décrites dans de Rooij and van der Stap (1984) permettent de passer des coefficients  $a_i, b_i$  de la matrice de phase aux coefficients  $\alpha_1^l, \alpha_2^l, \alpha_3^l, \beta_1^l, \beta_2^l$ , lesquels pourront être écrits dans un fichier de sortie ou directement passés en argument à la routine de diffusion multiple.

Ainsi, la routine de diffusion de Mie en FORTRAN va calculer la matrice de diffusion et la développer en coefficients. Ces derniers vont alors servir au module de transfert de rayonnement pour récupérer les éléments de la matrice de phase. L'intérêt de ce développement est de réduire

le nombre de termes à calculer : si les propriétés des diffusants ne sont pas trop complexes, les intégrations sur  $l$  ne nécessitent pas beaucoup de termes (dans de Rooij and van der Stap (1984), la matrice de diffusion des particules correspondant au mode 2 des nuages vénusiens peut être décrite par un développement avec  $0 < l < 66$ ). L'autre intérêt est que la matrice de phase peut être reconstituée pour n'importe quel angle de phase sans avoir besoin d'interpolation.

### 5.1.3 Calcul du transfert de rayonnement

Nous allons ici nous intéresser à la diffusion de la lumière par une atmosphère constituée de couches homogènes infinies planes et parallèles. On considère un rayon incident dont on va décrire la direction avec les angles  $\theta'$  et  $\phi'$ .  $\theta'$  est l'angle zénithal, compté depuis la direction des altitudes croissantes,  $\phi'$  étant l'azimuth du rayon, mesuré dans le sens horaire quand l'observateur regarde vers le haut<sup>4</sup>. Le rayon après diffusion se propage dans la direction  $(\theta, \phi)$ . On note le cosinus directeur  $\mu = \cos \theta$ .

La matrice de phase que l'on notera  $F(\alpha)$  est définie dans le plan de diffusion mais par la suite on va se placer dans les plans méridiens locaux, contenant la direction de propagation d'un rayon et la normale locale (voir figure 5.2).

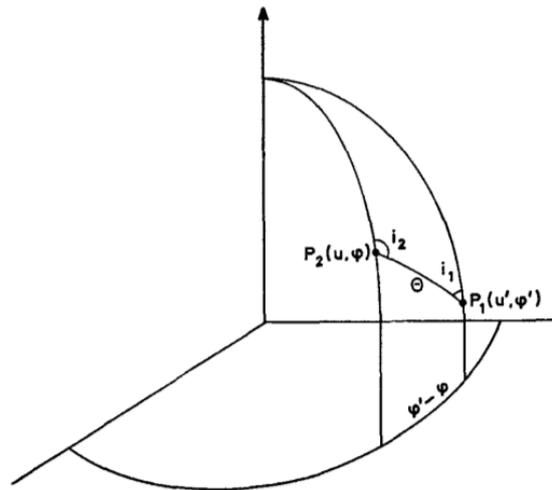


FIGURE 5.2 – Représentation des angles  $i_1$  et  $i_2$  permettant de passer d'un plan méridien local au plan de diffusion. Sur cette figure  $P_1$  représente le rayon incident et  $P_2$  le rayon émergent.  $\Theta$  est l'angle de phase. Figure tirée de Hovenier (1969).

Le passage du plan méridien local au plan de diffusion s'effectue à l'aide de l'angle  $i_1$  défini par :

$$\cos i_1 = S \frac{\cos \theta - \cos \theta' \cos \alpha}{\sin \theta' \sin \alpha} \quad (5.11)$$

4. Notons que l'origine de l'azimuth pouvant être définie arbitrairement, c'est la différence des azimuths  $\phi - \phi'$  qui va nous être utile.

et pour passer du plan de diffusion au plan méridien émergent, on utilisera  $i_2$  :

$$\cos i_2 = S \frac{\cos \theta' - \cos \theta \cos \alpha}{\sin \theta \sin \alpha} \quad (5.12)$$

avec

$$S = \begin{cases} 1 & \text{si } 0 < \phi - \phi' < \pi \\ -1 & \text{si } \pi < \phi - \phi' < 2\pi \end{cases} \quad (5.13)$$

et  $\alpha$  l'angle de phase. Ce dernier est lié à  $\theta$  et  $\phi$  à travers la relation suivante :

$$\cos \alpha = \cos \theta' \cos \theta + \sin \theta' \sin \theta \cos (\phi - \phi') \quad (5.14)$$

On peut alors définir la matrice  $\mathbf{Z}$  par rotations de  $\mathbf{F}$  :

$$\mathbf{Z}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \mathbf{L}(\pi - i_2) \mathbf{F}(\alpha) \mathbf{L}(-i_1) \quad (5.15)$$

où  $\mathbf{L}$  est la matrice de rotation définie dans l'équation 3.11.

### Méthode du *Doubling-Adding*

$\mathbf{Z}$  décrit la diffusion localement, or nous voulons déterminer la diffusion pour toute l'atmosphère. Considérons les intensités émergentes au dessus et au dessous d'une couche d'épaisseur optique  $\tau$ , notées  $I_{et}$  et  $I_{eb}$  respectivement. On peut écrire :

$$\mathbf{I}_{et}(\mu, \phi) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \mathbf{R}(\mu, \mu', \phi - \phi') \mathbf{I}_{it}(\mu', \phi') \mu' d\phi' d\mu' \quad (5.16)$$

$$\mathbf{I}_{eb}(\mu, \phi) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \mathbf{T}(\mu, \mu', \phi - \phi') \mathbf{I}_{it}(\mu', \phi') \mu' d\phi' d\mu' + \mathbf{I}_{it}(\mu, \phi) e^{-\tau/\mu} \quad (5.17)$$

où  $\mathbf{I}_{it}$  est l'intensité incidente au sommet de la couche,  $\mathbf{R}(\mu, \mu', \phi - \phi')$  est la matrice de réflexion de la couche,  $\mathbf{T}(\mu, \mu', \phi - \phi')$  la matrice de transmission de la couche. Le second terme de l'équation 5.17 correspondant à l'intensité transmise sans diffusion.

Pour la suite de cette section, nous allons introduire une notation simplifiée où l'équation 5.16 devient :

$$\mathbf{I}_{et} = \mathbf{R} \mathbf{I}_{it} \quad (5.18)$$

rendant la double intégration implicite.

On note ensuite  $\mathbf{R}^*$  et  $\mathbf{T}^*$  les matrices de réflexion et transmission quand la lumière est incidente par dessous la couche. Comme les couches sont homogènes, on a (Hovenier, 1971) :

$$\begin{aligned}\mathbf{R}^*(\mu, \mu', \phi - \phi') &= \mathbf{R}(\mu, \mu', \phi' - \phi) \\ \mathbf{T}^*(\mu, \mu', \phi - \phi') &= \mathbf{T}(\mu, \mu', \phi' - \phi)\end{aligned}\quad (5.19)$$

On peut maintenant utiliser ces notations pour décrire deux couches d'épaisseur optiques  $\tau_1$  et  $\tau_2$  chacune décrite par ses matrices  $\mathbf{R}$  et  $\mathbf{T}$ . Un rayon incident arrivant au sommet de la couche 1 peut être transmis et réfléchi par les couches 1 et 2 un nombre arbitraire de diffusions (voir fig. 5.3).

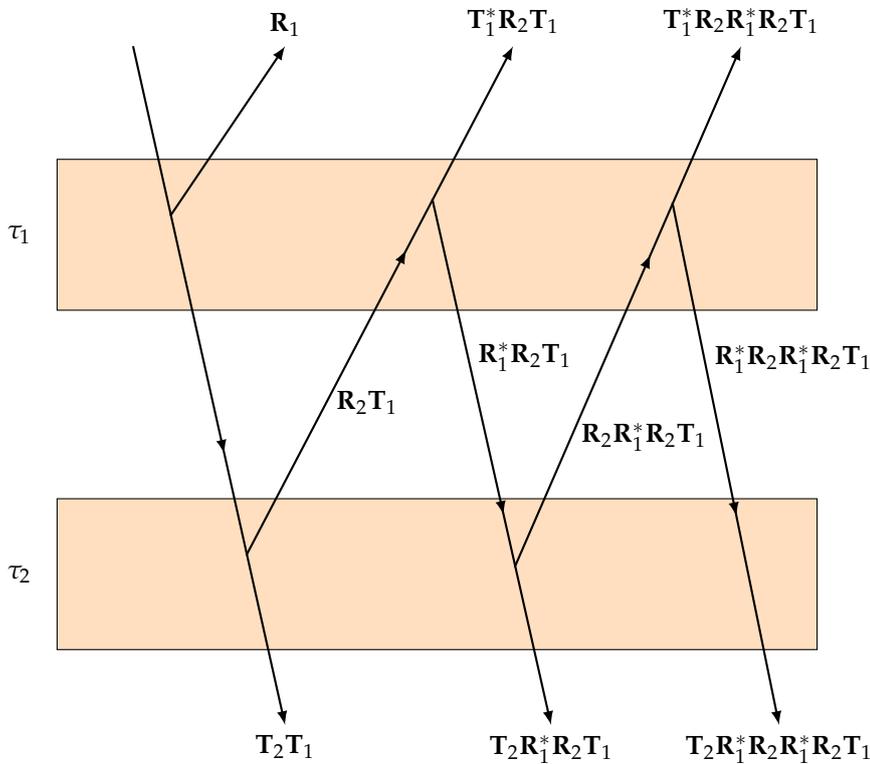


FIGURE 5.3 – Illustration du principe du *Doubling-Adding*. Les couches ont une épaisseur optique  $\tau_1$  et  $\tau_2$ . Les deux couches sont séparées verticalement pour la clarté de la figure.

Si l'on note  $\mathbf{R}_{12}$  la réflexion des deux couches combinées, on aura au sommet :

$$\begin{aligned}\mathbf{R}_{12} &= \mathbf{R}_1 + \mathbf{T}_1^* \mathbf{R}_2 \mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_1^* \mathbf{R}_2 \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2 \mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_1^* \mathbf{R}_2 \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2 \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2 \mathbf{T}_1 + \dots \\ &= \mathbf{R}_1 + \mathbf{T}_1^* \mathbf{R}_2 [1 + \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2 + (\mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2)^2 + \dots] \mathbf{T}_1 \\ &= \mathbf{R}_1 + \mathbf{T}_1^* \mathbf{R}_2 \left( \frac{1}{1 - \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2} \right) \mathbf{T}_1\end{aligned}\quad (5.20)$$

De même, pour la transmission combinée  $\mathbf{T}_{12}$  des deux couches, pour le rayonnement sous les couches :

$$\begin{aligned}
\mathbf{T}_{12} &= \mathbf{T}_2 \mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_2 \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2 \mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_2 \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2 \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2 \mathbf{T}_1 + \dots \\
&= \mathbf{T}_2 [1 + \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2 + (\mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2)^2 + \dots] \mathbf{T}_1 \\
&= \mathbf{T}_2 \left( \frac{1}{1 - \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2} \right) \mathbf{T}_1
\end{aligned} \tag{5.21}$$

Si l'on s'intéresse à ce qui se passe entre les deux couches, on peut introduire  $\mathbf{U}$  et  $\mathbf{D}$ .  $\mathbf{U}$  représente le rayonnement ascendant entre les couches et  $\mathbf{D}$  le rayonnement descendant entre les couches. Un raisonnement analogue à celui utilisé ci-dessus permet d'écrire :

$$\mathbf{U} = \mathbf{R}_2 \left( \frac{1}{1 - \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2} \right) \mathbf{T}_1 \tag{5.22}$$

$$\mathbf{D} = \left( \frac{1}{1 - \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2} \right) \mathbf{T}_1 \tag{5.23}$$

On a alors :

$$\begin{aligned}
\mathbf{R}_{12} &= \mathbf{R}_1 + \mathbf{T}_1^* \mathbf{U} \\
\mathbf{T}_{12} &= \mathbf{T}_2 \mathbf{D} \\
\mathbf{U} &= \mathbf{R}_2 \mathbf{D}
\end{aligned} \tag{5.24}$$

L'équation 5.17 nous permet de décomposer  $\mathbf{T}$  en deux contributions, diffuse et transmise :

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_{\text{diffus}} + e^{-\tau/\mu}$$

Finalement, on peut écrire les équations pour la diffusion et la réflexion (Liou, 2002) :

$$\mathbf{Q} = \mathbf{R}_1^* \mathbf{R}_2 \tag{5.25}$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{Q}(1 - \mathbf{Q})^{-1} \tag{5.26}$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{T}_1 + \mathbf{S} \mathbf{T}_1 + \mathbf{S} e^{-\tau_1/\mu} \tag{5.27}$$

$$\mathbf{U} = \mathbf{R}_2 \mathbf{D} + \mathbf{R}_2 e^{-\tau_1/\mu} \tag{5.28}$$

$$\mathbf{R}_{12} = \mathbf{R}_1 + e^{-\tau_1/\mu'} \mathbf{U} + \mathbf{T}_1^* \mathbf{U} \tag{5.29}$$

$$\mathbf{T}_{12} = e^{-\tau_2/\mu'} \mathbf{D} + \mathbf{T}_2 e^{-\tau_1/\mu} + \mathbf{T}_2 \mathbf{D} \tag{5.30}$$

où les matrices  $\mathbf{T}$  sont les matrices de transmission diffuse. Attention, la matrice  $\mathbf{Q}$  définie dans l'équation 5.25 ne doit pas être confondue avec l'élément  $Q$  du vecteur de Stokes.

Les équations 5.25 à 5.30 permettent d'ajouter deux couches d'opacité, de réflexion et de transmission connues : c'est la méthode *adding*. L'astuce supplémentaire apportée par la méthode *doubling adding* est d'utiliser deux couches identiques pour passer des propriétés d'une couche d'opacité  $\tau_0$  à une couche d'opacité  $2\tau_0$  et de poursuivre ainsi jusqu'à obtenir l'opacité désirée.

En général, on part d'une couche initiale suffisamment fine optiquement pour pouvoir négliger la diffusion multiple ou se contenter de quelques ordres de diffusion (de Haan et al., 1987; Hansen and Travis, 1974).

Si on néglige la diffusion multiple, on peut exprimer les matrices  $\mathbf{T}$  et  $\mathbf{R}$  en fonction de la matrice  $\mathbf{Z}$  de diffusion et de l'albédo de simple diffusion  $\omega_0$  (de Haan et al., 1987; Hovenier, 1971) :

$$\mathbf{R}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \frac{\omega_0}{4(\mu + \mu')} (1 - \exp[-\tau/\mu - \tau/\mu']) \mathbf{Z}(-\mu, \mu', \phi - \phi') \quad (5.31)$$

$$\mathbf{T}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \frac{\omega_0}{4(\mu - \mu')} (\exp[-\tau/\mu] - \exp[-\tau/\mu']) \mathbf{Z}(\mu, \mu', \phi - \phi') \quad \text{si } \mu \neq \mu' \quad (5.32)$$

$$\mathbf{T}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \frac{\omega_0 \tau}{4\mu^2} \exp[-\tau/\mu] \mathbf{Z}(\mu, \mu', \phi - \phi') \quad \text{sinon} \quad (5.33)$$

On peut finalement appliquer les équations d'ajout pour décrire la diffusion par une couche d'épaisseur optique quelconque.

### Développement en série de Fourier

Une fois obtenue la matrice de réflexion de l'atmosphère dans son intégralité, on peut la développer en série de Fourier. On peut écrire la matrice de réflexion  $\mathbf{R}$  sous la forme (de Haan et al., 1987, Daphne Stam, communication privée) :

$$\mathbf{R}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{\infty} (2 - \delta_{m,0}) [\mathbf{C}^{+m}(\mu, \mu', \phi - \phi') + \mathbf{C}^{-m}(\mu, \mu', \phi - \phi')] \quad (5.34)$$

où  $\delta_{m,0}$  est le symbole de Kronecker valant 1 si  $m = 0$ , et 0 sinon. Les matrices  $\mathbf{C}^{\pm m}$  s'expriment en fonction des coefficients  $\mathbf{R}^m$  :

$$\mathbf{C}^{+m}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \mathbf{B}^{+m}(\phi - \phi') \mathbf{R}^m(\mu, \mu') (\mathbf{1} + \mathbf{\Delta}) \quad (5.35)$$

$$\mathbf{C}^{-m}(\mu, \mu', \phi - \phi') = \mathbf{B}^{-m}(\phi - \phi') \mathbf{R}^m(\mu, \mu') (\mathbf{1} - \mathbf{\Delta}) \quad (5.36)$$

Dans ces expressions,  $\mathbf{1}$  est la matrice identité et les autres matrices sont diagonales :

$$\mathbf{\Delta} = \text{diag}(1, 1, -1, -1) \quad (5.37)$$

$$\mathbf{B}^{+m}(\phi) = \text{diag}(\cos m\phi, \cos m\phi, \sin m\phi, \sin m\phi) \quad (5.38)$$

$$\mathbf{B}^{-m}(\phi) = \text{diag}(-\sin m\phi, -\sin m\phi, \cos m\phi, \cos m\phi) \quad (5.39)$$

Dans le cas où le rayonnement incident est considéré comme non polarisé<sup>5</sup>, on peut réaliser les calculs uniquement en utilisant la première colonne de  $\mathbf{R}$ , ce qui simplifie l'équation 5.34 comme suit (D. Stam, communication privée) :

$$\mathbf{R}_1(\mu, \mu', \phi - \phi') = \mathbf{B}^{+0} \mathbf{R}_1^0(\mu, \mu') + 2 \sum_{m=1}^M \mathbf{B}^{+m} \mathbf{R}_1^m(\mu, \mu') \quad (5.40)$$

où l'indice 1 représente la première colonne de la matrice  $\mathbf{R}$  et des matrices coefficients  $\mathbf{R}^m$  et  $M$  représente la valeur maximale de  $m$  requise pour atteindre la précision désirée.

Si l'on dispose des coefficients  $\mathbf{R}^m$ , on peut alors remonter aux paramètres de Stokes à l'aide des équations suivantes :

$$I(\mu, \mu', \phi - \phi') = \mu' F_0 R_{11}^0(\mu, \mu') + 2\mu' F_0 \sum_{m=1}^M \cos [m(\phi - \phi')] R_{11}^m(\mu, \mu') \quad (5.41)$$

$$Q(\mu, \mu', \phi - \phi') = \mu' F_0 R_{21}^0(\mu, \mu') + 2\mu' F_0 \sum_{m=1}^M \cos [m(\phi - \phi')] R_{21}^m(\mu, \mu') \quad (5.42)$$

$$U(\mu, \mu', \phi - \phi') = 2\mu' F_0 \sum_{m=1}^M \sin [m(\phi - \phi')] R_{31}^m(\mu, \mu') \quad (5.43)$$

$$V(\mu, \mu', \phi - \phi') = 2\mu' F_0 \sum_{m=1}^M \sin [m(\phi - \phi')] R_{41}^m(\mu, \mu') \quad (5.44)$$

Dans notre modèle, les coefficients du vecteur  $\mathbf{R}_1^m$  sont calculés pour des géométries élémentaires et sont stockées dans un fichier. L'intérêt de ce développement est qu'un seul calcul des coefficients pour un modèle atmosphérique donné peut être utilisé pour toutes les géométries voulues par interpolation des coefficients pour les géométries manquantes et utilisation des équations 5.41 à 5.44.

## 5.2 Modèle(s) de nuages

Comme nous venons de le voir, notre code de transfert de rayonnement permet de simuler une atmosphère dont nous pouvons choisir le nombre de couches et les propriétés des aérosols les composant. Mais le choix d'un modèle n'est pas unique et la littérature concernant les nuages de Vénus présente une certaine diversité de modèles. Dans tous les modèles que nous allons considérer, le gaz est pris en compte, même s'il ne contribue pas toujours au rayonnement. Par la suite, le nombre de couches du modèle fait donc référence au nombre de couches d'aérosols.

Nous pourrions détailler ici des modèles représentant tous les nuages jusqu'à la surface, mais cela ne nous est pas directement utile dans le cas de la polarisation car seuls les premiers ordres

<sup>5</sup> C'est le cas du rayonnement issu du Soleil, dont la polarisation est largement inférieure à celle que nous pouvons atteindre avec SPICAV-IR (Kemp et al., 1987)

Modèle	Références
Modèle C	Hansen and Arking (1971); Kattawar et al. (1971); Hansen and Hovenier (1974); Kawabata and Hansen (1975); Mukai and Mukai (1979); Knibbe et al. (1997); Petrova et al. (2015b)
Modèle CH	Kawabata et al. (1980); Knibbe et al. (1997); Petrova et al. (2015b); García Muñoz et al. (2014)
Modèle H/C	Lane (1979); Santer and Herman (1979); Kawabata et al. (1980); Esposito and Travis (1982); Sato et al. (1996); Knibbe et al. (1997, 1998); Braak et al. (2002); Shalygina et al. (2015); Rossi et al. (2015)
Modèle C'/C	Petrova et al. (2015b)
Modèle H/CH	Kawabata et al. (1980); Mukai and Mukai (1981); Markiewicz et al. (2014); Shalygina et al. (2015)

TABLE 5.1 – Revue des différents modèles utilisés dans des études polarimétriques et photométriques. La liste n'est pas exhaustive.

de diffusion comptent et donc seul le sommet du nuage est sondé. De plus, nos observations se font côté jour où la contribution thermique venant des nuages profonds est largement dominée par la lumière solaire diffusée en altitude<sup>6</sup>

La figure 5.4 représente quelques modèles usuels trouvés dans la littérature. La table 5.1 liste des modèles et les références où ceux-ci ont été utilisés.

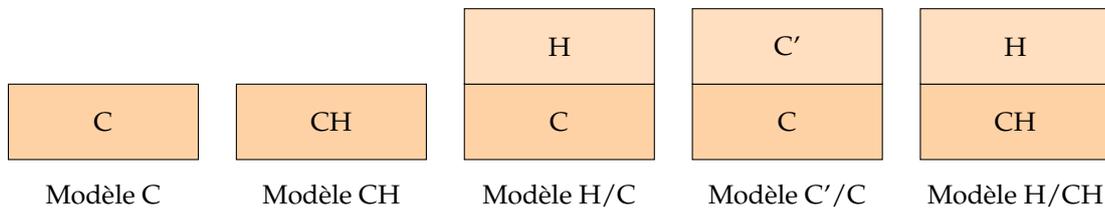


FIGURE 5.4 – Différents modèles rencontrés dans la littérature. La lettre C indique des particules de mode 2 avec  $r_{\text{eff}} \simeq 1 \mu\text{m}$ ; la lettre C' indique des particules un peu plus petites avec  $r_{\text{eff}} \simeq 0,9 \mu\text{m}$ ; la lettre H représentant les particules de mode 1 avec  $r_{\text{eff}} \simeq 0,25 \mu\text{m}$ . La notation CH signifie que les deux types de particules sont mélangés dans la même couche et H/C que les deux types sont dans des couches superposées. D'autres éléments peuvent être ajoutés dans chacune des couches selon les auteurs.

### 5.2.1 Modèles à une couche

Le modèle le plus simple que l'on puisse établir est un modèle où les nuages sont représentés avec une seule couche. C'est notamment le cas du modèle de Hansen and Hovenier (1974) qui a permis de déterminer que les nuages de Vénus étaient composés d'acide sulfurique. Dans ce genre de modèle, les paramètres sont les propriétés des aérosols, l'épaisseur optique de la couche et la contribution de la diffusion Rayleigh au sein de la couche à travers le paramètre  $f_R = \frac{k_{\text{sca},R}}{k_{\text{sca},c}}$

6. Le lecteur pourra tout de même consulter Haus et al. (2014); Barstow et al. (2012); Pollack et al. (1993); Crisp (1986) pour se renseigner au sujet de quelques modèles complets des nuages entre 40 et 90 km.

où  $k_{sca,R}$  est le coefficient de diffusion de Rayleigh et  $k_{sca,c}$  celui lié aux aérosols.

On peut aussi ajouter des particules de mode 1 dans la couche pour obtenir un modèle de type CH, auquel cas un paramètre  $f_h$  est ajouté. Ce dernier étant défini tel que :

$$\mathbf{F} = f_h \mathbf{F}_h + (1 - f_h) \mathbf{F}_c \quad (5.45)$$

où  $\mathbf{F}$  est la matrice de diffusion totale,  $\mathbf{F}_h$  et  $\mathbf{F}_c$  étant les matrices de diffusion des particules de brumes et du nuage respectivement.

Knibbe et al. (1997) donne une relation entre le facteur  $f_h$  et la densité volumique de particules :

$$f_h = \left( 1 + \frac{n_c G_c Q_{sca}^c}{n_h G_h Q_{sca}^h} \right)^{-1} \quad (5.46)$$

où  $n_i$  est la densité volumique de particules,  $G_i$  est la section géométrique des particules et  $Q_{sca}^i$  l'efficacité de diffusion. L'indice  $h$  correspondant aux brumes et  $c$  au nuage. Comme on a  $n_i = N_i/V$  avec  $N_i$  le nombre total de particules dans le volume  $V$ , et que l'on a également  $N_h = b_w N_c$ , on peut réécrire 5.46 comme suit :

$$f_h = \left( 1 + \frac{N_c \sigma_{sca}^c}{N_h \sigma_{sca}^h} \right)^{-1} \quad (5.47)$$

$$f_h = \left( 1 + \frac{N_c \sigma_{sca}^c}{b_w N_c \sigma_{sca}^h} \right)^{-1} \quad (5.48)$$

$$f_h = \left( 1 + \frac{\sigma_{sca}^c}{b_w \sigma_{sca}^h} \right)^{-1} \quad (5.49)$$

$$f_h = \frac{b_w \sigma_{sca}^h}{\sigma_{sca}^h b_w + \sigma_{sca}^c} \quad (5.50)$$

On peut ainsi lier  $f_h$  à  $b_w$  à travers l'équation 5.50 ou encore par :

$$b_w = \frac{f_h \sigma_{sca}^c}{1 - f_h \sigma_{sca}^h} \quad (5.51)$$

Pour des paramètres de nuages et de brumes utilisés par Braak et al. (2002) à 550 nm, cela donne approximativement :

$$b_w \simeq 26 \frac{f_h}{1 - f_h} \quad (5.52)$$

Ainsi pour une valeur de  $f_h(\lambda = 550 \text{ nm}) = 0,14$  (Kawabata et al., 1980) on a alors  $b_w \simeq 4,2$ .

### 5.2.2 Modèles à deux couches

Les modèles à deux couches permettent de gérer plus finement la répartition des brumes. Ainsi la couche de brumes ajoutée au dessus de la couche de nuages est définie par les propriétés de ses aérosols mais aussi par son épaisseur optique  $\tau_h$ . Notons un modèle C'/C, utilisé par Petrova et al. (2015b) où la couche supérieure n'est pas composée de mode 1, mais d'une version plus petite du mode 2 avec  $r_{\text{eff}} = 0,9 \mu\text{m}$ .

Les modèles de type H/C laissent assez de liberté sur les paramètres sans pour autant être irréalistes. Ces modèles supplantent généralement les modèles monocouches pour reproduire la polarisation observée sur Vénus comme ont pu l'établir certaines études, d'une part parce que les modèles C ne peuvent reproduire les polarisations positives observées à des angles de phase entre 45 et 90° (Lane, 1979), et parce que les modèles CH requièrent beaucoup de brumes mêlées au nuage pour reproduire<sup>7</sup> les polarisations observées aux pôles ou au terminateur d'autre part (Kawabata et al., 1980; Knibbe et al., 1997).

Enfin les modèles les plus réalistes sont les modèles de type H/CH. Ceux-ci sont plus réalistes au vu des mesures *in-situ* (cf. le chapitre 2) qui montrent que le mode 1 semble être présent partout dans les nuages en plus d'être présent sous forme de brumes au dessus. Dans ce genre de modèle, tous les paramètres énoncés peuvent être libres ou non selon le degré de complexité recherché.

#### Ajout de contaminants

Dans chacune des couches, outre les aérosols constitutifs des particules du nuage et de la brume, on peut ajouter des particules absorbantes. Cet ajout peut être une tentative de reproduire les absorptions observées en UV, avec FeCl ou des particules de soufre, ces composés étant des candidats potentiels pour le mystérieux absorbant UV. Petrova et al. (2015b,a) introduisent ainsi des particules composées d'acide sulfurique dont le cœur est composé de soufre ou de particules d'acide sulfurique autour desquelles du soufre viendrait se déposer. Ces composants permettent de porter l'indice de réfraction à des valeurs plus élevées que celles connues pour l'acide sulfurique, le soufre ayant un indice de réfraction de 1,95 à 965 nm. Nous n'explorons pas cette possibilité dans le cadre de cette thèse, mais la question est abordée dans les perspectives, chapitre 7.

## 5.3 Sensibilité du modèle aux paramètres des nuages

Nous sommes maintenant en possession d'un code de transfert de rayonnement nous permettant d'obtenir les paramètres de Stokes pour le modèle atmosphérique choisi et pour n'importe

---

7. Pas toujours avec succès par ailleurs.

quelle géométrie<sup>8</sup>. Nous allons maintenant voir quel est l'effet des paramètres décrits en début de chapitre sur la polarisation simulée par notre modèle.

### 5.3.1 Paramètres « sensibles »

Nous présentons ici les paramètres des nuages et des brumes qui ont un effet concret et significatif sur la polarisation. Dans un premier temps nous nous intéressons uniquement à une couche de nuage (mode 2) sans ajout de mode 1 et sans couche de brume au dessus. Le premier paramètre testé est l'indice réel de réfraction des particules composant le nuage. La figure 5.5 montre le résultat pour un modèle où le seul paramètre variant est  $n_r$ . L'effet d'une variation de l'indice de réfraction est de changer le niveau global de polarisation, avec des valeurs variant de plus de 0,5 % entre  $n_r = 1,44$  et  $n_r = 1,42$ . L'indice de réfraction est donc un paramètre agissant sur la polarisation, et ce à tous les angles de phase.

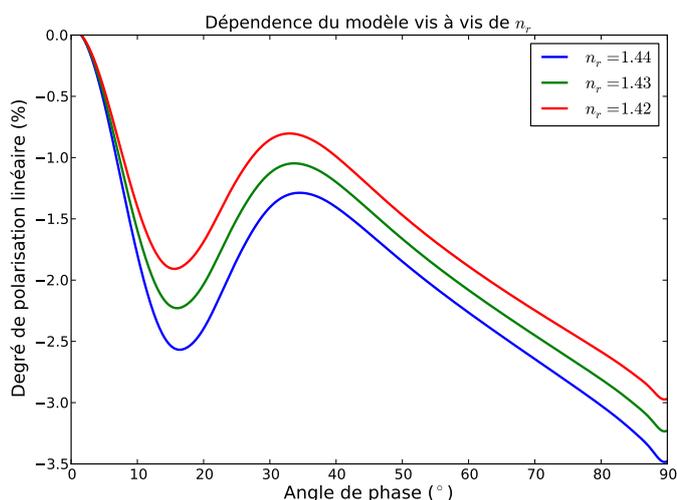


FIGURE 5.5 – Dépendance du modèle vis à vis de  $n_r$  dans le nuage. Le modèle est composé uniquement d'une couche de nuage avec  $\tau_c = 30$ ,  $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$ . La longueur d'onde est de  $1,101 \mu\text{m}$ .

Le test suivant implique l'indice de réfraction imaginaire,  $n_i$ . Cette partie imaginaire de l'indice est directement liée à l'absorptivité des aérosols et doit donc être contrainte par des méthodes photométriques. La figure 5.6 montre le résultat du modèle pour trois valeurs de  $n_i$ . On peut constater que l'augmentation de l'indice imaginaire a pour effet de faire diminuer la polarisation en valeur absolue. Ce résultat est quelque peu inattendu (Chapman et al., 1969) car plus d'absorption dans le nuage implique plus de contribution des photons diffusés peu de fois et donc une augmentation de la polarisation résultante, cependant l'absorption dans le diffusant peut aussi réduire les effets d'interférences de la diffusion de Mie et ainsi réduire l'intensité de la

8. À condition bien sûr de respecter l'approximation plan parallèle, c'est à dire de considérer des valeurs de SZA et de l'angle d'émission inférieures à  $80^\circ$ .

gloire<sup>9</sup>.

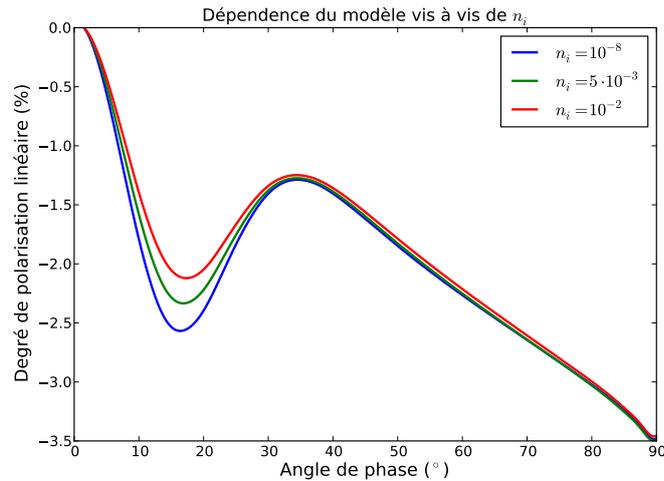


FIGURE 5.6 – Dépendance du modèle vis à vis de  $n_i$  dans le nuage. Le modèle est composé uniquement d’une couche de nuage avec  $\tau_c = 30$ ,  $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$  et  $n_r = 1,42$ . La longueur d’onde est de  $1,101 \mu\text{m}$ .

Nous testons ensuite l’effet du rayon efficace de la distribution de taille de particules,  $r_{\text{eff}}$ , le résultat étant visible sur la figure 5.7. L’effet d’une variation de  $r_{\text{eff}}$  est principalement de modifier la position angulaire de la gloire ainsi que son amplitude. De tous les paramètres testés (voir ci-après) c’est  $r_{\text{eff}}$  qui a le plus d’effet sur la position de la gloire. Appliquée à plusieurs longueurs d’onde, une estimation de  $r_{\text{eff}}$  sera donc fortement contrainte par la position angulaire de la gloire.

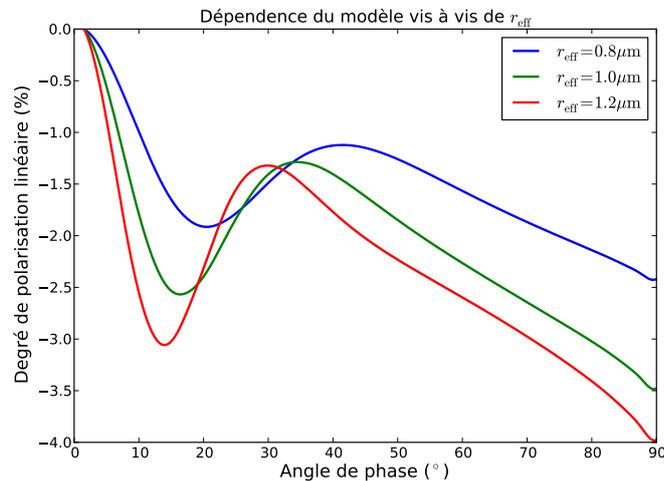


FIGURE 5.7 – Dépendance du modèle vis à vis de  $r_{\text{eff}}$  dans le nuage. Le modèle est composé uniquement d’une couche de nuage avec  $\tau_c = 30$ ,  $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$  et  $n_r = 1,42$ . La longueur d’onde est de  $1,101 \mu\text{m}$ .

La variance de la distribution en taille des particules a principalement un effet sur la forme de la gloire (fig. 5.8). Plus la variance est grande, plus la distribution est large et plus les contributions

<sup>9</sup>. Ceci correspond à ce qui avait été modélisé par Vollmer (2005), et qui explique pourquoi seule la gloire est affectée et pas le reste de la courbe de phase.

à la polarisation de diverses tailles de particules vont s'ajouter, diminuant l'amplitude de la gloire et donnant l'impression que celle-ci « s'évase » par effet de convolution.

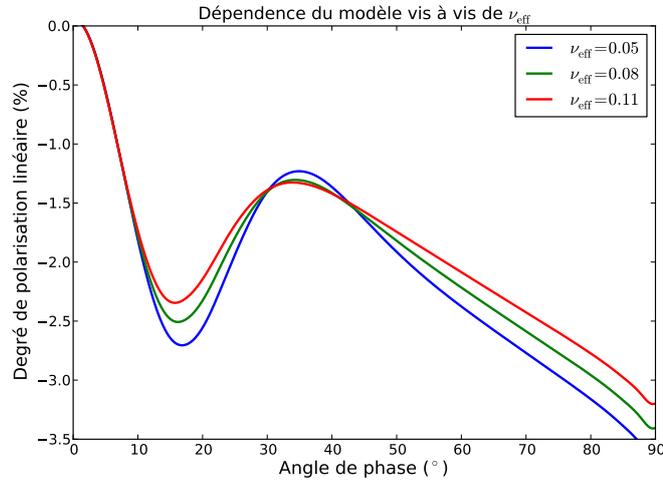


FIGURE 5.8 – Dépendance du modèle vis à vis de  $\nu_{\text{eff}}$  dans le nuage. Le modèle est composé uniquement d'une couche de nuage avec  $\tau_c = 30$ ,  $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$  et  $n_r = 1,42$ . La longueur d'onde est de  $1,101 \mu\text{m}$ .

Nous traitons ensuite l'effet de l'épaisseur optique de la couche nuageuse. La figure 5.9 montre la polarisation obtenue pour plusieurs valeurs de  $\tau_c$ , épaisseur optique du nuage. Le comportement correspond à ce qui est attendu : une couche optiquement fine va favoriser les photons diffusés un petit nombre de fois et va donc permettre d'atteindre des polarisations élevées. En revanche une opacité plus importante va faire augmenter le rapport entre la diffusion multiple et la diffusion simple, avec pour incidence une baisse du degré de polarisation. Le modèle est tout de même très sensible à ce paramètre et ce de façon analogue à ce qui se passe avec  $n_r$ . Dans la suite, nous contraignons ce paramètre dans la gamme des valeurs déterminées par Grinspoon et al. (1993) soit  $25 < \tau_c < 40$ .

On peut aussi s'intéresser à l'effet d'une structure verticale complexe des nuages. Nous avons vu dans le chapitre 2 que la taille des aérosols variait avec l'altitude, aussi nous pourrions être amené à reproduire ceci dans notre modèle. Nous avons donc testé un modèle avec deux couches de nuages (sans brumes) avec des tailles d'aérosols différentes. La couche inférieure contient des aérosols de rayon  $r_{\text{eff}} = 1,2 \mu\text{m}$  avec une épaisseur optique de  $\tau_{\text{lower}} = 15$  tandis que la couche du dessus est définie avec  $r_{\text{eff}} = 1,0 \mu\text{m}$  et une épaisseur optique variable. Dans le cas où  $\tau_{\text{lower}} = \tau_{\text{upper}} = 15$ , on n'observe aucune différence avec le cas à une couche où  $\tau = 30$  et  $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$ . C'est tout à fait normal compte tenu du fait que la polarisation est surtout sensible aux premiers ordres de diffusion, la profondeur optique d'où l'information sur la taille des particules provient est  $\tau \simeq 1$ , donnant une gloire correspondant à la valeur de  $r_{\text{eff}}$  dans la couche

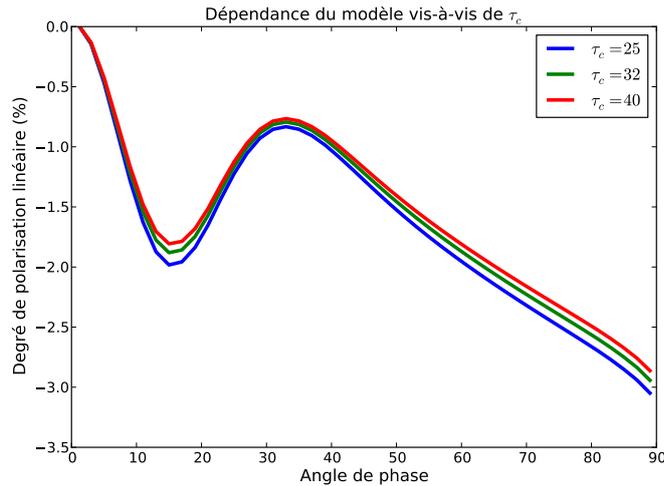


FIGURE 5.9 – Dépendance du modèle vis à vis de l'épaisseur optique  $\tau_c$  du nuage. Le modèle est composé uniquement d'une couche de nuage avec  $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$  et  $n_r = 1,42$ . La longueur d'onde est de  $1,101 \mu\text{m}$ .

supérieure<sup>10</sup>. Maintenant, si l'épaisseur optique de la couche supérieure décroît assez pour dévoiler de l'information issue de la couche inférieure on observe des variations présentées dans la figure 5.10.

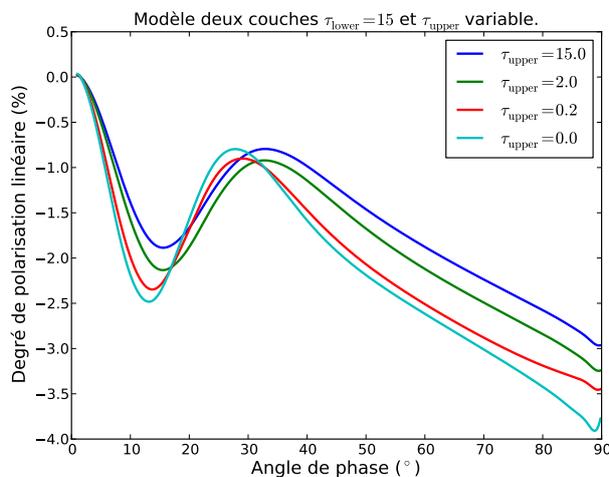


FIGURE 5.10 – Dépendance du modèle vis à vis de l'épaisseur optique  $\tau_{\text{upper}}$  de la couche supérieure de nuages, dans le cas d'un modèle à deux couches. La couche inférieure est définie par :  $r_{\text{eff}} = 1,2 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$  et  $n_r = 1,42$ . La couche supérieure est définie par :  $r_{\text{eff}} = 1,0 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$  et  $n_r = 1,42$ . La longueur d'onde est de  $1,101 \mu\text{m}$ .

On observe qu'à mesure que la couche supérieure devient optiquement fine, le niveau où  $\tau \simeq 1$  progresse vers la couche inférieure accroissant la contribution des particules de rayon plus élevé et faisant donc varier la position angulaire de la gloire. Il est tout de même remarquable que malgré une coupure nette entre les couches, la transition entre une signature polarimétrique

<sup>10</sup>. C'est pour cette raison que nous pouvons utiliser un modèle sans mode 3. Bien que contribuant à l'opacité totale du nuage, il ne contribuera pas à la polarisation car situé trop bas dans le nuage

d'un type de particules et celle de particules plus grandes est assez progressive. Cette simulation confirme que la polarisation est sensible au niveau où  $\tau \simeq 1$ . De plus, elle montre également qu'il est possible d'avoir une sensibilité à la composition verticale du nuage.

En effet le rayon des particules, indépendant de la longueur d'onde, génère une gloire à une position en angle de phase qui varie avec la longueur d'onde suivant la variation du paramètre de taille  $x = 2\pi r_{\text{eff}}/\lambda$ . Aussi sans variabilité verticale, le rayon déterminé pour une gloire observée à plusieurs longueurs d'onde devrait être unique. Si on introduit maintenant une variation de  $r_{\text{eff}}$  avec l'altitude, une variation de longueur d'onde pourrait rendre la couche supérieure plus fine optiquement, laissant les particules de la couche inférieure visibles. Un seul rayon ne permettrait alors plus de reproduire la gloire à toutes les longueurs d'onde ( $x$  changeant plus vite que du seul fait de la variation de  $\lambda$ ).

Cependant cette possibilité reste assez limitée : d'une part l'épaisseur optique d'une couche des nuages ne descend jamais en deçà de 5 (cf. chapitre 2 et Knollenberg et al. (1980)); d'autre part, pour être certain d'avoir une variabilité verticale il faudrait observer des gloires dont le rayon *mesuré* varie avec la longueur d'onde croissante. On pourra alors supposer qu'il s'agit là d'une variation verticale mise en évidence par une couche supérieure de moins en moins opaque avec la longueur d'onde croissante. Il n'est pas aisé de couvrir un intervalle de longueurs d'onde qui permette des variations suffisantes de  $\tau$  pour le nuage. Ceci met aussi en évidence la limite d'un modèle à deux couches : si l'on souhaite être plus proche de la réalité des nuages, il faut avoir une résolution verticale que seul un modèle avec bien plus de couches peut reproduire (cf. chapitre 7).

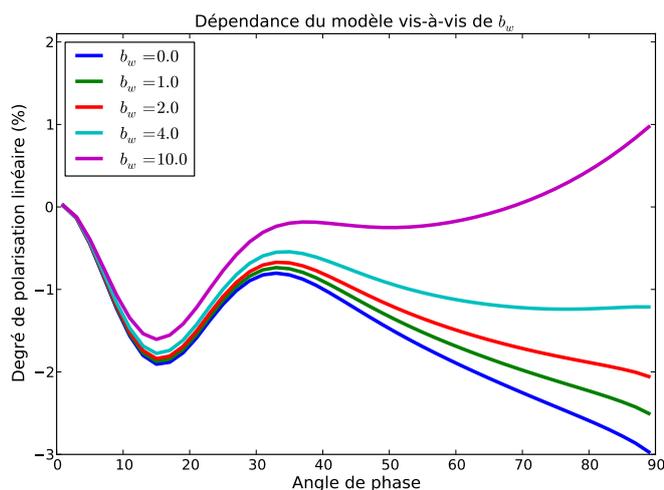


FIGURE 5.11 – Dépendance du modèle vis à vis du poids bimodal  $b_w$ . Le second mode est ici défini par  $r_{\text{eff}} = 0,25 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$ . La couche a une épaisseur optique  $\tau = 30$ ,  $r_{\text{eff}} = 1,0 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$  et  $n_r = 1,42$ . La longueur d'onde est de  $1,101 \mu\text{m}$ .

On sait que le nuage supérieur n'est pas composé uniquement de particules de mode 2 et que

le mode 1 est présent partout dans les nuages, aussi on peut s'intéresser à ce qui se produit quand on ajoute des particules de brume (mode 1) dans la couche du nuage, à l'aide d'une distribution bimodale de particule définie par le paramètre  $b_w$ . Nous obtenons la figure 5.11. L'ajout de brumes dans le nuage principal n'affecte pas tous les angles de phase, agissant principalement à  $\alpha > 35^\circ$ . Ceci peut s'expliquer par des considérations géométriques, à des angles de phase plus importants l'opacité oblique des particules submicrométriques augmente rendant celles-ci plus visibles en polarisation, là où une incidence quasi normale laisse les particules de mode 2 dominer le signal. De plus, la courbe de phase des particules de mode 1 est de type Rayleigh, avec une polarisation assez faible à des angles de phase  $< 40^\circ$ . Notons tout de même que ces brumes ajoutées contribuent peu aux angles de phase  $\alpha > 40^\circ$ , en tous cas moins que des brumes ajoutées dans une couche séparée, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.12 où nous comparons l'effet des paramètres  $\tau_h$  et  $b_w$ .

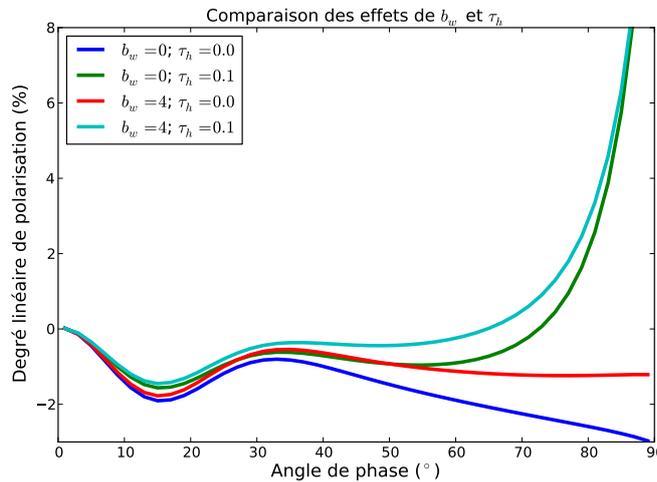


FIGURE 5.12 – Comparaison de l'influence du poids bimodal  $b_w$  et de  $\tau_h$ . Le second mode mélangé au nuage est ici défini par  $r_{\text{eff}} = 0,25 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$ . La couche de brumes supérieures a elle une variance de  $\nu_{\text{eff}} = 0,25$ , les autres paramètres étant identiques. La couche du nuage a une épaisseur optique  $\tau = 30$ ,  $r_{\text{eff}} = 1,0 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$  et  $n_r = 1,42$ . La longueur d'onde est de  $1,101 \mu\text{m}$ .

### Introduction d'une couche de brumes distincte

Nous introduisons ensuite la couche de brumes, que nous plaçons au dessus de la couche de nuages. Pour commencer, nous prenons des brumes telles que définies par Sato et al. (1996) avec  $r_{\text{eff}} = 0,25$ ;  $\nu_{\text{eff}} = 0,25$  et  $n_r = 1,42$ . Si l'on fait varier l'épaisseur optique de la couche de brume, on obtient la figure 5.13.

Cette figure montre que le nuage seul ne peut pas produire de polarisation positive, alors que les brumes (sub-micrométriques) le peuvent. Et pour accroître le degré de polarisation il faut que l'épaisseur optique des brumes soit importante.

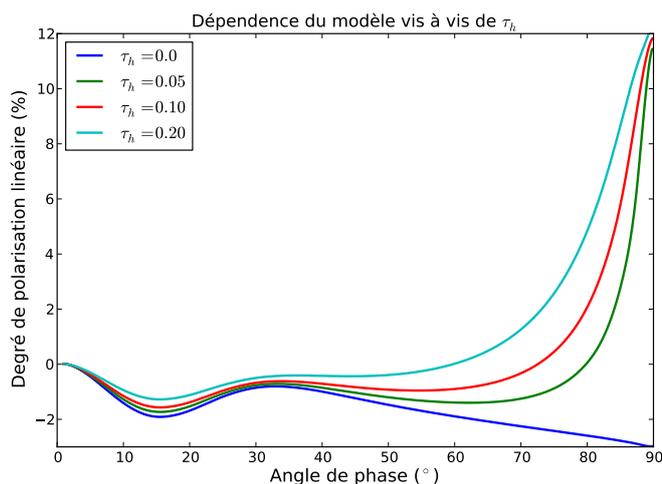


FIGURE 5.13 – Dépendance du modèle vis à vis de l'épaisseur optique  $\tau_h$  de la couche de brumes. Le modèle est composé d'une couche de nuage avec  $\tau_c = 30$ ,  $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$ . La couche de brume a pour paramètres  $r_{\text{eff}} = 0,25 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,25$  et  $n_r^h = 1,42$ . La longueur d'onde est de  $1,101 \mu\text{m}$ .

Si l'on s'intéresse à l'effet des paramètres des brumes sur la polarisation, on obtient les figures 5.14 et 5.15. Le modèle est nettement plus sensible au rayon efficace des particules de brumes qu'à leur variance. Sans surprise, plus les aérosols sont petits, plus leur comportement est proche de la diffusion Rayleigh et ils vont donc générer plus de polarisation positive aux grands angles de phase. Pour la variance, le comportement est un peu le même que pour la gloire : des contributions de plusieurs tailles de particules se mêlent, donnant une polarisation moins prononcée.

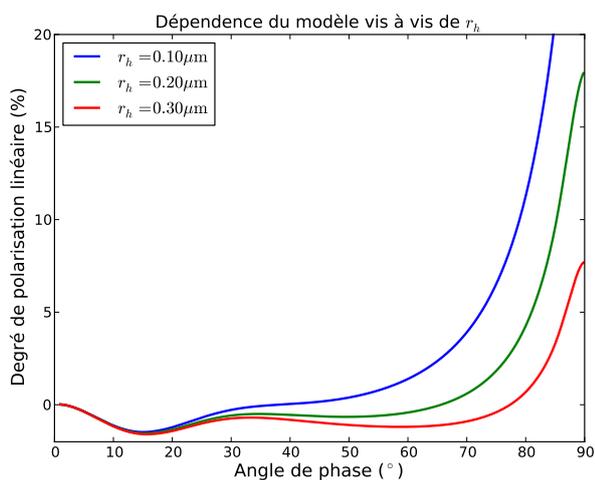


FIGURE 5.14 – Dépendance du modèle vis à vis du rayon efficace  $r_h$  des particules de brume. Le modèle est composé d'une couche de nuage avec  $\tau_c = 30$ ,  $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$ ,  $n_r = 1,42$ . La couche de brume a pour paramètres  $\tau_h = 0,1$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,25$  et  $n_r^h = 1,42$ . La longueur d'onde est de  $1,101 \mu\text{m}$ .

La figure 5.16 illustre ce qui se produit si l'on fait varier l'indice de réfraction des brumes. L'effet est assez faible, surtout dans le domaine d'indices de réfractons attendus pour de l'acide

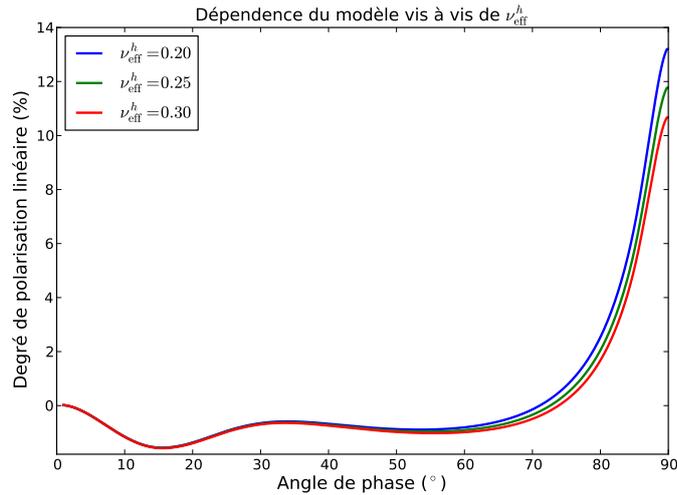


FIGURE 5.15 – Dépendance du modèle vis à vis de la variance efficace  $\nu_h$  des particules de brume. Le modèle est composé d'une couche de nuage avec  $\tau_c = 30$ ,  $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0,07$ ,  $n_r = 1,42$ . La couche de brume a pour paramètres  $\tau_h = 0,1$ ,  $r_{\text{eff}} = 0,25 \mu\text{m}$  et  $n_r^h = 1,42$ . La longueur d'onde est de  $1,101 \mu\text{m}$ .

sulfurique. L'absorption joue également un faible rôle, comme illustré par la figure 5.17.

De façon générale on voit que les brumes, de par leur petite taille, se comportent comme des diffuseurs de type Rayleigh aux longueurs d'onde qui nous intéressent. Seul leur rayon ayant un effet significatif sur la polarisation qu'ils génèrent. Ceci étant, une étude avec une plus grande couverture aux petites longueurs d'onde (UV et VIS) peut permettre de mieux contraindre les particules submicrométriques. C'est notamment ainsi que Kawabata et al. (1980); Sato et al. (1996) ont pu contraindre les paramètres de ces particules.

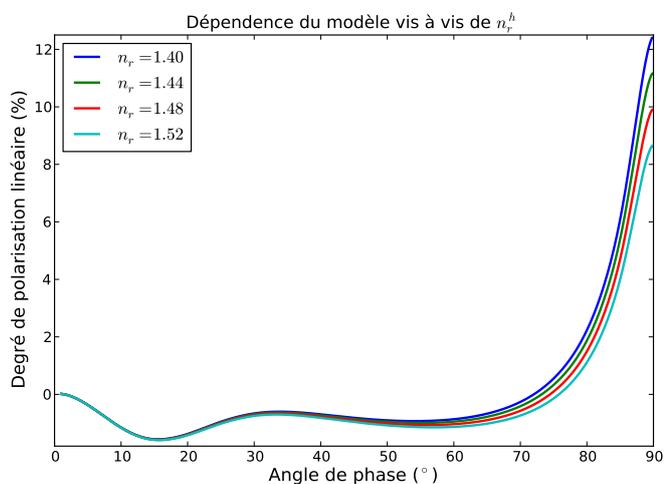


FIGURE 5.16 – Dépendance du modèle vis à vis de l'indice de réfraction des brumes  $n_r^h$ . Le modèle est identique à celui de la figure 5.15 mais avec  $\nu_{\text{eff}}^h = 0,25$ .

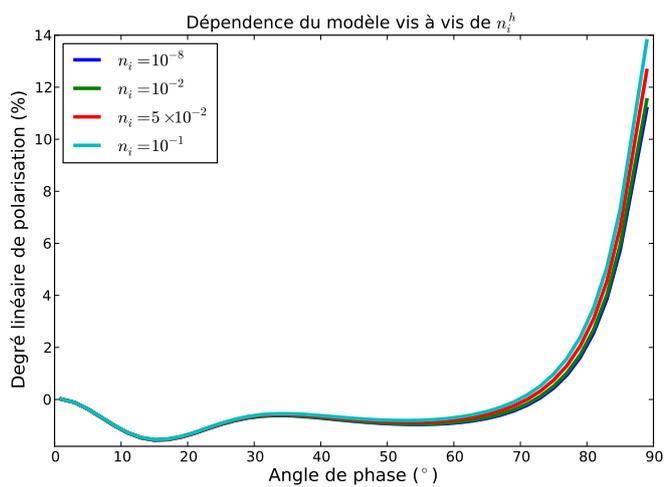


FIGURE 5.17 – Dépendance du modèle vis à vis de l'indice de réfraction imaginaire des brumes  $n_i^h$ . Le modèle est identique à celui de la figure 5.16 mais avec  $n_r^h = 1,42$ .

### 5.3.2 Diffusion Rayleigh par le gaz

Nos observations sont effectuées dans l'infrarouge tandis que les observations OCPP s'éten-  
daient aussi dans l'ultraviolet (Kawabata et al., 1980). Il y a donc un effet que nous n'aurons pas à  
prendre en compte : la diffusion Rayleigh produite par le gaz. En effet, la diffusion Rayleigh dé-  
pend de la longueur d'onde en  $1/\lambda^4$  ce qui la rend peu efficace dans l'IR. On peut lier l'épaisseur  
optique générée par la diffusion Rayleigh dans une atmosphère de  $\text{CO}_2$  pur à la pression du gaz  
à l'aide de la formule suivante (Hansen and Travis, 1974; Braak et al., 2002) :

$$\tau_R(\lambda) = \frac{1 + 0,013\lambda^{-2}}{6,17 \times 10^4 \lambda^4} P \quad (5.53)$$

où  $P$  est la pression en mbar et  $\lambda$  la longueur d'onde en microns. Pour une pression de 50 mbar  
on trouve des valeurs de  $\tau(\lambda = 0,3 \mu\text{m}) = 0,11$  et  $\tau(\lambda = 1,1 \mu\text{m}) = 5,6 \cdot 10^{-4}$ , montrant que l'opa-  
cité liée à la diffusion Rayleigh est négligeable dans l'IR : l'atmosphère y est transparente. Cet  
absence d'effet du gaz sur la polarisation en IR est aussi visible dans Knibbe et al. (1998, fig. 8) où  
des courbes de polarisation théoriques à quatre longueurs d'onde de l'UV à l'IR sont tracées pour  
différentes pressions au sommet du nuage. L'implication de ceci est que nous sommes insensibles  
à la pression du gaz au sommet des nuages et sommes donc dans l'incapacité de mesurer celle-ci,  
rendant des mesures d'altimétrie des nuages impossibles par ce biais. Notons cependant que ce  
problème peut être contourné en considérant l'absorption du  $\text{CO}_2$  dans la bande vers  $1,4 \mu\text{m}$  : le  
gaz peut alors à nouveau être considéré comme partiellement opaque et donc fournir des infor-  
mations quant à la pression et donc à l'altitude (voir à cet effet les perspectives, chapitre 7).

### 5.3.3 Notre choix de modèle

Compte tenu de la sensibilité du modèle aux différents paramètres et des précédents résultats  
obtenus avec les modèles cités ci-dessus, nous choisissons un modèle de type H/C. L'ajout du  
mode 1 dans le mode 2, comme dans le modèle H/CH, est peu significatif à petits angles de  
phase et l'augmentation de  $\tau_h$  semble bien plus efficace pour reproduire les polarisations positives  
à angles de phase intermédiaires que ne l'est l'augmentation de  $b_w$ .

Nous définissons donc une couche de nuage optiquement épaisse composée de particules de  
mode 2 au dessus de laquelle nous ajoutons une couche de brumes composée de particules de  
mode 1.

### 5.3.4 Effets géométriques

Comme mentionné dans le chapitre 4, le champ de vue de SPICAV-IR varie fortement avec la  
latitude. Or, comme l'a montré Kawabata (1981), la distance de l'observateur à Vénus et l'intégra-

Couche	Paramètres fixés	Paramètres libres
Brumes	$r_{\text{eff}} = 0,25 \mu\text{m}; \nu_{\text{eff}} = 0,25; n_r^h = n_r^c$	$C_h$
Nuage	$n_i = 10^{-8}$	$C_c; r_{\text{eff}}; \nu_{\text{eff}}; n_r^c$

TABLE 5.2 – Résumé des paramètres du modèle décrivant les paramètres libres et fixés pour chacune des couches.

tion de la polarisation sur le disque ne sont pas sans incidence. Aussi, avons nous souhaité vérifier que l'intégration de la polarisation sur le champ de vue de SPICAV-IR n'entraînait pas de variation importante de la polarisation modélisée. Pour ce faire, nous avons utilisé les *kernels* géométriques SPICE (Acton, 1996) afin de calculer les paramètres géométriques (SZA, émission, phase) de huit points sur le bord du champ de vue de SPICAV-IR. Une représentation du FOV ainsi retrouvé est visible sur la figure 5.18.

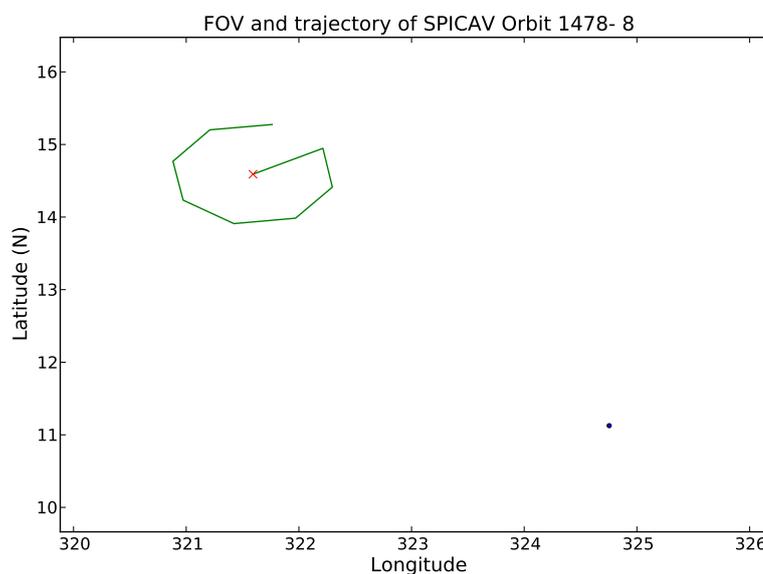


FIGURE 5.18 – Champ de vue de SPICAV-IR (en vert) instantané en fonction de la latitude et de la longitude sur Vénus. La croix rouge indique le point visé par l'instrument sur Vénus et le point bleu représente la position du point directement sous *Venus Express*.

Nous avons alors utilisé ces neuf points (huit + le centre) pour calculer la polarisation intégrée sur le FOV. Les résultats sont visibles sur la figure 5.19. On y voit la polarisation calculée avec intégration sur le FOV et sans intégration. On remarque ce calcul génère quelques écarts sur l'angle de phase calculés qui sont liés au choix du point de référence dans le FOV. Mais surtout, on notera que les écarts sur la gloire et sur les polarisations liées aux brumes sont bien en deçà de la plus petite incertitude de mesure pour l'orbite qui a servi au calculs géométriques. Nous considérons donc que l'ouverture de  $2^\circ$  du champ de vue de SPICAV-IR est assez faible pour que l'approximation du modèle en faisceau ponctuel soit utilisée dans nos modèles.

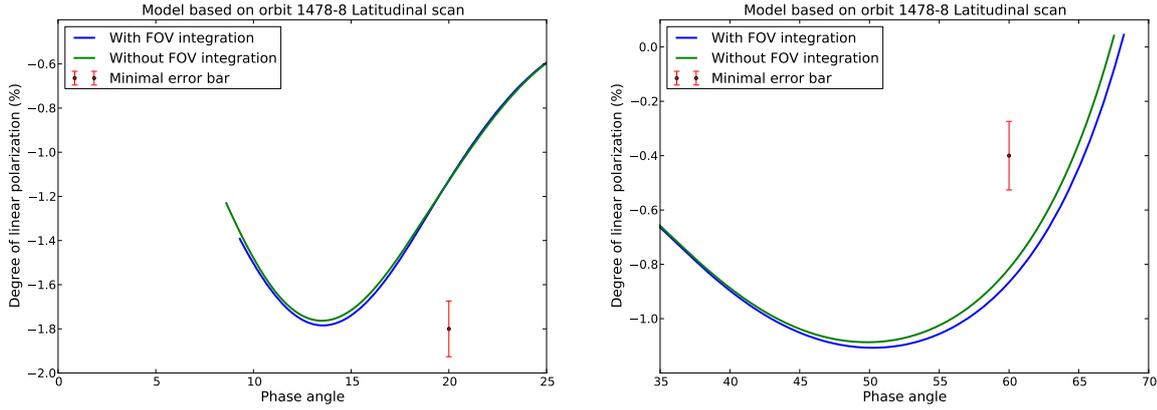


FIGURE 5.19 – Simulation de l’intégration de la polarisation sur le champ de vue de SPICAV-IR dans le cas d’une gloire (à gauche) et des brumes avec  $\tau_h = 0,1$  (à droite) simulée avec la géométrie de l’orbite 1478-8. La barre d’erreur indiquée à titre de comparaison correspond à la plus petite erreur sur les mesures de l’orbite 1478-8.

## 5.4 Procédure de détermination des paramètres des nuages

### 5.4.1 Hypothèses simplificatrices

#### Relation de dispersion

L’indice de réfraction des gouttelettes est évidemment dépendant de la longueur d’onde. Le problème que cela entraîne est que travailler avec plusieurs longueurs d’onde nécessite de connaître les indices de réfraction à ces mêmes longueurs d’onde, mais surtout de les retrouver dans le modèle pour chacune d’entre elles. Comme nous travaillons ici avec six longueurs d’onde, il nous faut six paramètres, ce qui est beaucoup. Pour simplifier, nous faisons une hypothèse : les indices de réfraction que nous recherchons sont ceux d’une solution liquide. L’hypothèse semble raisonnable sachant que les observations sont nombreuses à converger vers de l’acide sulfurique pour les nuages de Vénus. Partant de cette hypothèse, nous pouvons faire comme Hansen and Hovenier (1974) et établir une relation liant les indices de réfraction en fonction de la longueur d’onde.

Nous choisissons d’appliquer une relation de dispersion très simple sous la forme

$$n(\lambda) = n_0 + p\lambda \quad (5.54)$$

où  $n_0$  et  $p$  sont l’ordonnée à l’origine et la pente de cette relation.

Il s’avère que cette hypothèse est très raisonnable dans l’intervalle de longueurs d’onde que nous étudions puisque pour de l’eau ou de l’acide sulfurique, la dépendance de  $n_r$  en  $\lambda$  peut-être approchée par une relation affine, comme le montre la figure 5.20.

Cette hypothèse présente l’avantage de simplifier notre démarche tout en laissant ouvertes

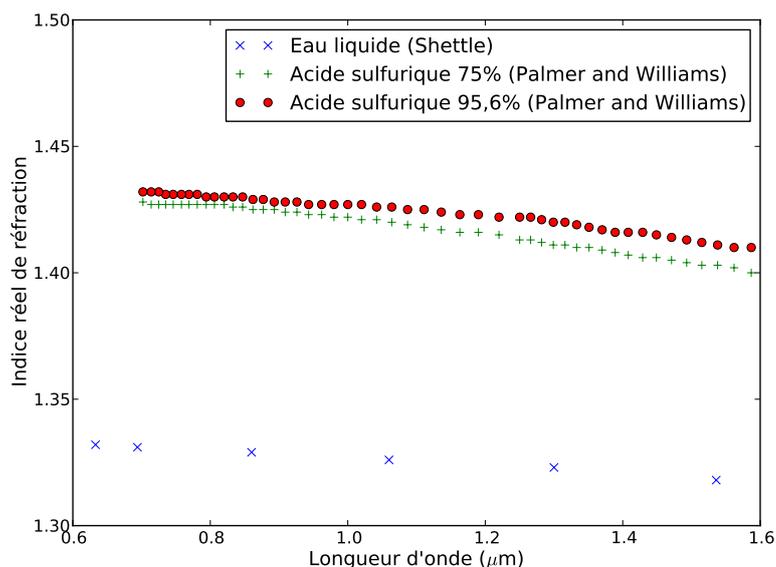


FIGURE 5.20 – Indices de réfraction de solutions d'eau pure et d'eau et d'acide sulfuriques. Sources : Palmer and Williams (1975); Hale and Query (1973).

les possibilités quant à la composition des gouttes, et notamment la concentration en acide sulfurique.

### Densités de colonne

Une autre dépendance vis à vis de la longueur d'onde peut être réduite, il s'agit de l'épaisseur optique. En effet, le code de diffusion de Mie nous donne la section efficace des particules du milieu pour chacune des longueurs d'onde. Et on peut facilement lier l'épaisseur optique à la section efficace d'extinction à l'aide de la densité particulaire de colonne à l'aide de la relation suivante :

$$\tau(\lambda, r_{\text{eff}}, \nu_{\text{eff}}) = C \times \sigma_{\text{ext}}(\lambda, r_{\text{eff}}, \nu_{\text{eff}}) \quad (5.55)$$

Avec ces deux hypothèses on a réussi à passer de  $4 \times 6$  paramètres (opacités et indices des modes 1 et 2) à seulement 3 pour chaque type d'aérosol :  $C$ , la densité de colonne ;  $p$  la pente de la relation 5.54, et  $n_0$  l'ordonnée à l'origine de cette même relation.

### 5.4.2 Procédure

Nos données sont principalement en nadir et certaines observations en *spot-tracking* viennent compléter les gloires disponibles. Ainsi à de petits angles de phase, nous pouvons contraindre les propriétés du nuage de mode 2 puisque ce sont ces particules qui dominent la polarisation. Avec des angles de phase croissants correspondent des latitudes croissantes (en nadir), et c'est aussi à

des angles de phase  $> 40^\circ$  que le mode 1 devient dominant en polarisation.

Nous adoptons donc la procédure suivante :

- nous allons utiliser les gloires observées à petits angles de phase pour déterminer les propriétés des aérosols constituant le nuage ;
- à des angles de phase plus élevés, nous obtenons des informations sur les brumes submicrométriques dont nous pouvons étudier la variabilité latitudinale et en heure locale.

## 5.5 À retenir

- Notre modèle de transfert de rayonnement permet de calculer la polarisation produite par une atmosphère définie par couches contenant différents types d'aérosols ;
- la gloire est très sensible aux paramètres du nuage, en particulier au rayon des particules ;
- l'ajout de particules du mode 1 au dessus du nuage permet d'expliquer les fortes polarisations positives observées aux grands angles de phase.

## **Troisième partie**

# **Résultats**



## Chapitre 6

# Détermination des paramètres physiques des nuages

### Sommaire

---

<b>6.1 Ajustement des gloires</b> . . . . .	<b>125</b>
6.1.1 Gloires sélectionnées . . . . .	126
6.1.2 Ajustements . . . . .	126
6.1.3 Analyse . . . . .	130
<b>6.2 Mesure de la densité de colonne des brumes</b> . . . . .	<b>137</b>
6.2.1 Observations sélectionnées . . . . .	137
6.2.2 Mesures . . . . .	137
6.2.3 Analyse . . . . .	141
6.2.4 Discussion . . . . .	145
<b>6.3 Améliorations possibles</b> . . . . .	<b>145</b>
<b>6.4 À retenir</b> . . . . .	<b>146</b>

---

## 6.1 Ajustement des gloires

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la gloire est très sensible aux paramètres des particules du nuage. Nous allons donc nous focaliser sur les gloires observées par SPICAV-IR afin de caractériser le nuage principal.

### 6.1.1 Gloires sélectionnées

Pour contraindre le plus efficacement possible les particules du nuage, nous avons besoin d'une couverture suffisante en termes d'angle de phase. Nous estimons avoir besoin d'une couverture angulaire aux abords de  $15^\circ$  car c'est entre  $10$  et  $20^\circ$  que se situent généralement les minima des gloires que nous observons. Une gloire complète s'étend généralement entre  $0$  et  $30^\circ$  d'angle de phase et c'est donc dans cette plage que nous avons focalisé nos recherches de gloires dans l'ensemble du jeu de données.

Malheureusement, les observations à des angles de phase inférieurs à  $20^\circ$  sont rares et le minimum de phase est encore plus rarement  $0^\circ$ . Nous avons ainsi identifié 28 gloires qui correspondent à ces critères et qui sont listées dans la table 6.2<sup>1</sup>.

Certaines des gloires identifiées sont également observées par l'instrument VMC sur les mêmes orbites, permettant potentiellement certaines comparaisons.

### 6.1.2 Ajustements

Pour retrouver les paramètres du nuage à partir des gloires observées, nous tirons parti du fait que SPICAV-IR mesure la polarisation dans plusieurs longueurs d'onde simultanément. Du fait des problèmes de calibration et de saturation des détecteurs mentionnés dans le chapitre 4, nous ne pouvons malheureusement pas utiliser toutes les longueurs d'onde à notre disposition. De plus, les commandes d'acquisition données à l'instrument ne comprennent pas toujours l'intégralité des DOTS, limitant encore les possibilités. Ainsi au lieu des 14 longueurs d'onde initiales, notre choix se limite finalement à 6 longueurs d'ondes : 1101 ; 1160 ; 1198 ; 1274 ; 1324 et 1553 nm.

Les données à ces longueurs d'onde sont comparées simultanément au résultat du modèle appliqué aux mêmes longueurs d'onde et pour la géométrie exacte de l'observation. Nous utilisons une fonction de minimisation par méthode des moindres carrés implémentée en Python<sup>2</sup>, utilisant la méthode de Levenberg-Marquardt (Levenberg, 1944; Marquardt, 1963).

Nous laissons certaines variables libres et nous en fixons d'autres, comme cela est résumé dans la table 6.1. Dans le cas du nuage, nous laissons le rayon efficace varier dans une gamme de valeurs qui nous placent tout de même dans des particules pouvant être classifiées comme du mode 2. La variance est libre également dans l'intervalle compris entre 0,05 et 0,30. Cette dernière valeur peut sembler élevée, mais certaines observations ne semblent être ajustables qu'avec des valeurs de la variance très supérieures à la valeur usuelle de 0,07 (Hansen and Hovenier, 1974). Enfin, les paramètres libres  $n_0$  et  $p$  mentionnés dans la table représentent en fait l'ordonnée à

1. Nous rappelons que le jeu de données que nous avons considéré ne commence qu'à l'orbite 400. Des observations de gloires sont observées avant l'orbite 400, mais on été exclues car il était évident que la condition  $P_\ell = 0$  à  $\alpha = 0^\circ$  n'était pas remplie pour ces observations, indiquant un problème de calibration.

2. la bibliothèque LMFIT utilisée est disponible à l'adresse suivante : <http://cars9.uchicago.edu/software/python/lmfit/>.

Paramètre	Variable		Fixe
	min	max	
$r_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ )	0,7	1,5	
$\nu_{\text{eff}}$	0,05	0,30	
$C_c$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ )	3	6	
$n_0$	1,33	1,5	
$p$ ( $\mu\text{m}^{-1}$ )	-0,1	-0,01	
$r_{\text{eff}}^h$ ( $\mu\text{m}$ )			0,25
$\nu_{\text{eff}}^h$			0,25
$C_h$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ )			0,1

TABLE 6.1 – Paramètres fixes et variables de notre ajustement

l'origine et la pente de la relation linéaire de dispersion de l'indice réel de réfraction  $n(\lambda) = n_0 + p\lambda$ .

Pour la couche de brumes, nous considérons des aérosols de taille connue avec  $r_{\text{eff}} = 0,25 \mu\text{m}$  et  $\nu_{\text{eff}} = 0,25$ , nous inspirant en cela des valeurs trouvées par Sato et al. (1996). L'indice de réfraction  $n_r^h$  et donc la composition sont supposés identiques à ceux des particules du nuage  $n_r^c$  : nous nous assurons qu'à toutes les étapes du calcul les valeurs de  $n_r$  du nuage soient appliquées aussi aux aérosols de la brume. Enfin, nous fixons  $C_h$  car ce paramètre est très difficilement contraint par les gloires. De plus, nos études de la densité de colonne en fonction de la latitude (cf. section suivante) montrent qu'il varie peu entre l'équateur et  $50^\circ$  de latitude.

En ce qui concerne l'opacité du nuage, nous laissons varier la densité de colonne des particules du nuage entre 3 et  $6 \mu\text{m}^{-2}$  ce qui donne des opacités à  $1,101 \mu\text{m}$  comprises entre 20 et 40 pour des particules d'un micron de rayon.

Un exemple d'ajustement est montré figure 6.1 pour l'orbite 2269, en *spot-tracking*.

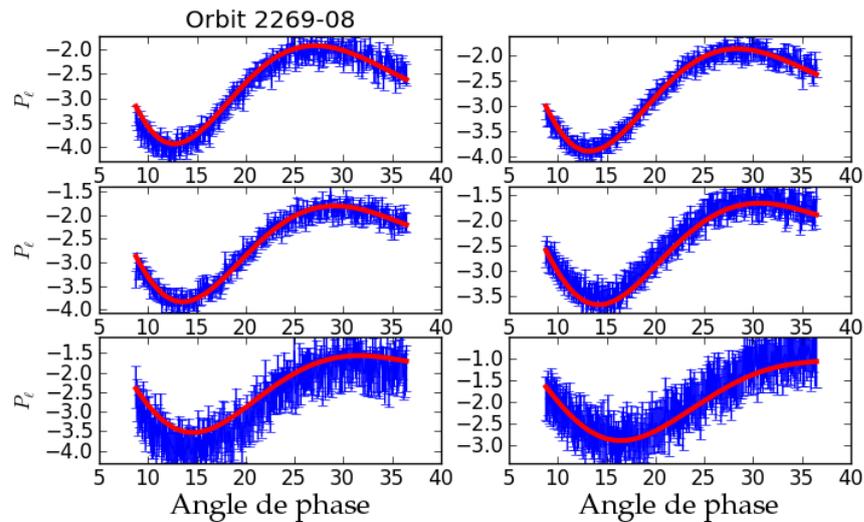


FIGURE 6.1 – Exemple d'ajustement pour l'orbite 2269 à six longueurs d'onde (de gauche à droite et de haut en bas : 1101 ; 1160 ; 1198 ; 1274 ; 1324 et 1553 nm. Les données sont en bleu avec l'incertitude de mesure et le meilleur ajustement est indiqué en rouge.

N° d'orbite	Date	Phase (°)		SZA (°)		Émission (°)		Latitude (°N)		Heure locale (h)		Type	Double	Commentaire	VMC
		Min	Max	min	max	min	max	min	max	min	max				
793-5	2008-06-22	9,22	30,69	29,55	29,56	0,04	50,42	-29,99	-29,96	11,38	11,38	ST	×		
795-5	2008-06-24	6,26	27,53	38,36	38,43	13,57	64,87	-39,98	-39,91	11,63	11,64	ST	×		
798-5	2008-06-27	5,21	44,02	41,96	48,66	35,65	87,07	-49,95	-43,41	12,51	12,66	ST	×		
800-7	2008-06-29	11,22	29,38	40,85	40,87	26,05	70,08	-39,99	-39,96	10,87	10,87	ST	×		
801-6	2008-06-30	12,83	30,16	40,26	40,29	26,07	70,04	-39,99	-39,94	10,98	10,98	ST	×		
803-6	2008-07-02	16,07	32,03	39,20	39,29	26,11	70,08	-39,98	-39,88	11,19	11,20	ST	×		
805-6	2008-07-04	19,31	34,03	38,31	38,48	26,18	70,02	-39,96	-39,78	11,41	11,41	ST	×		
1463-7	2010-04-23	8,47	35,18	21,85	43,43	8,72	14,31	-4,57	39,04	10,51	10,87	LS			UV VIS
1478-8	2010-05-08	9,30	68,23	20,54	75,28	7,17	11,34	14,19	72,77	12,63	12,83	LS			UV VIS
1687-2	2010-12-03	9,55	39,14	23,32	47,51	8,80	14,26	-1,06	43,21	10,43	10,80	LS			UV VIS
1799-4	2011-03-25	10,05	24,11	19,88	39,04	8,34	15,51	-33,13	21,96	10,65	10,81	LS	×		UV VIS
1917-2	2011-07-21	3,20	42,61	43,08	44,25	47,08	83,67	-39,87	-38,72	10,35	10,38	ST			UV
1923-4	2011-07-27	6,21	58,27	18,84	19,05	25,10	76,42	-19,96	-19,76	12,45	12,45	ST		peu de points	UV
2253-8	2012-06-21	0,68	84,87	13,73	59,70	12,34	90,01	-38,39	19,56	8,80	11,23	ST	×	peu de points	
2269-8	2012-07-07	8,76	49,52	43,06	49,92	56,73	85,45	-28,33	-21,45	14,44	14,73	ST			×
2477-7	2013-01-31	0,80	67,70	14,12	21,47	14,63	71,33	-16,32	0,44	11,03	11,21	ST		peu de points	
2479-7	2013-02-02	7,82	69,61	9,32	16,73	11,12	58,53	-4,18	15,38	11,33	11,40	ST	×	peu de points	

Suite sur la page suivante

TABLE 6.2 – Table des observations de gloires. Notez que toutes les gloires décrites ici ne présentent pas des points avant et après le minimum de la gloire. La colonne *Double* indique si la gloire est « double » (cf. section 4.3.3). La colonne *VMC* indique si la gloire est aussi observée par VMC sur la même orbite et si oui à quelles longueurs d'onde. *Type* indique si la gloire est observée en *spot-tracking* (ST) ou en scan latitudinal (LS).

Suite de la page précédente

N° d'orbite	Date	Phase (°)		SZA (°)		Émission (°)		Latitude (°N)		Heure locale (h)		Type	Double	Commentaire	VMC
		Min	Max	min	max	min	max	min	max	min	max				
2483-1	2013-02-06	2,21	44,83	9,06	45,48	3,09	89,99	-17,04	29,79	12,08	14,79	LS	×		
2591-3	2013-05-25	5,55	53,16	1,60	60,69	0,58	90,00	-45,08	55,19	9,99	14,31	LS	×	peu de points	
2597-7	2013-05-31	3,80	35,48	2,04	34,60	0,89	1,89	-3,08	32,39	12,14	12,20	LS			
2599-7	2013-06-02	7,05	35,92	5,28	35,10	0,82	1,88	-3,33	32,43	12,35	12,41	LS			
2602-3	2013-06-05	11,93	36,96	10,15	36,26	0,73	1,88	-3,43	32,42	12,68	12,74	LS			
2700-4	2013-09-11	0,74	86,97	14,40	43,92	16,90	90,00	-35,27	26,76	10,30	11,21	ST	×		
2702-5	2013-09-13	0,74	87,28	12,25	43,10	12,08	90,00	-37,48	26,67	10,71	11,43	LS	×		

suite

### 6.1.3 Analyse

Il convient de commencer par un constat d'ordre général : à chaque fois que les conditions géométriques étaient réunies, nous avons pu observer une gloire, au moins partielle. Ceci implique en particulier

- que les aérosols du nuage qui génèrent la gloire sont sphériques, faute de quoi elle ne pourrait pas être observée ;
- que les aérosols sont homogènes, au moins à l'échelle de la zone couverte par le champ de vue de SPICAV-IR. VMC observe d'ailleurs des gloires à des échelles encore plus grandes (car souvent observées à plus grande distance). Laven (2008) a simulé l'effet de distorsion de gloires causé par des discontinuités entre deux nuages composés d'aérosols de taille très différentes. L'absence de telles observations par SPICAV-IR ou VMC confirme la remarquable homogénéité de la taille des aérosols du nuage. Cependant de petites variations peuvent tout de même avoir lieu.

Enfin, nous rappelons que les gloires observées le sont sur des scans latitudinaux, mais aussi des *spot-tracking* et que les analyses qui suivent mêlent les deux types d'observations.

#### Gloires « doubles »

Il est à noter que SPICAV-IR observe certaines gloires par deux fois. Nous avons été surpris de constater que les deux « branches » observées présentaient des polarisations assez différentes. La première hypothèse que nous avons émise est que cette différence était causée par une différence de géométrie. En effet, les angles caractéristiques que sont le SZA, l'angle de phase ou d'émission varient parfois beaucoup entre une branche et l'autre. Pourtant aucun modèle n'a permis d'expliquer simultanément les deux branches observées, et ce bien que notre programme prenne en compte la géométrie exacte de l'observation. De plus, les simulations de l'effet d'intégration de la polarisation sur le champ de vue de SPICAV-IR (cf. section 5.3.4) ne révèlent aucune différence significative entre les deux branches.

La différence observée dans les propriétés du nuage entre les deux branches semble donc bien réelle, et il est donc intéressant d'essayer de déterminer la cause. En effet, les observations conduites en *spot-tracking* visent un point fixe, mais sur le géoïde de référence vénusien. Or les nuages observés se trouvent à une altitude d'au moins 65 km, entraînant donc un décalage horizontal entre les deux zones observées pour un même angle de phase sur chaque branche. Deux branches différentes d'une gloire peuvent donc apporter des informations sur la variabilité du nuage à des échelles de l'ordre de quelques dizaines, voire une centaine de kilomètres selon les angles d'observation. Aussi cela légitime notre choix de traiter les deux branches d'une observation comme deux observations distinctes, afin d'examiner une éventuelle variabilité horizontale.

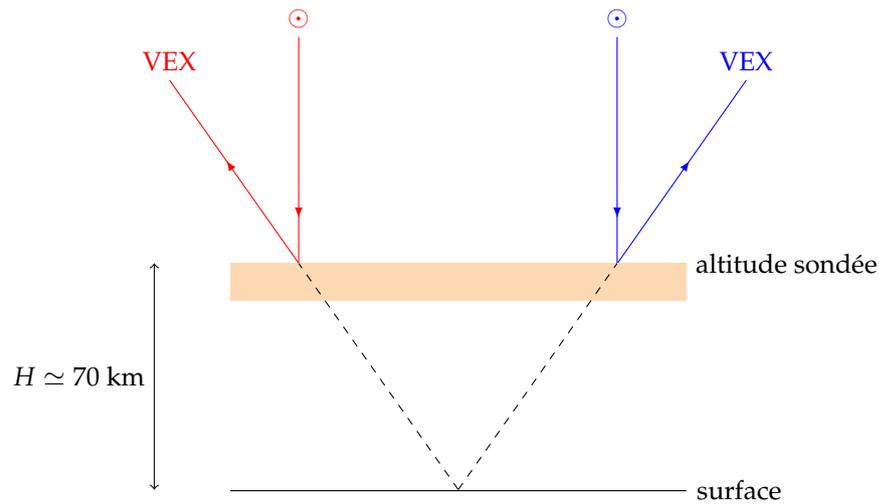


FIGURE 6.2 – Explication de la configuration géométrique d'une observation en *spot-tracking*. Même si le point visé par *Venus Express* est fixe, celui-ci est basé sur le géoïde de référence et pas sur les nuages. La position d'où la polarisation provient varie en fonction de l'angle d'émission, à cause de la différence d'altitude entre le sol et la zone contribuant au rayonnement.

Les résultats sont très intéressants : bien que pour certaines gloires doubles, les incertitudes rendent les mesures compatibles avec une valeur commune, dans d'autres cas (voir figure 6.3) les mesures présentent une différence supérieure à l'incertitude, indiquant une variation significative des propriétés des diffusants sur des distances horizontales relativement courtes (possiblement inférieures à 100 km). Il sera par ailleurs intéressant de comparer ces mesures à des mesures photométriques (par SPICAV-IR ou plus vraisemblablement VMC) afin de voir si ces variations sont liées aux zones sombres et claires en UV, où à des structures nuageuses (Piccialli et al., 2014).

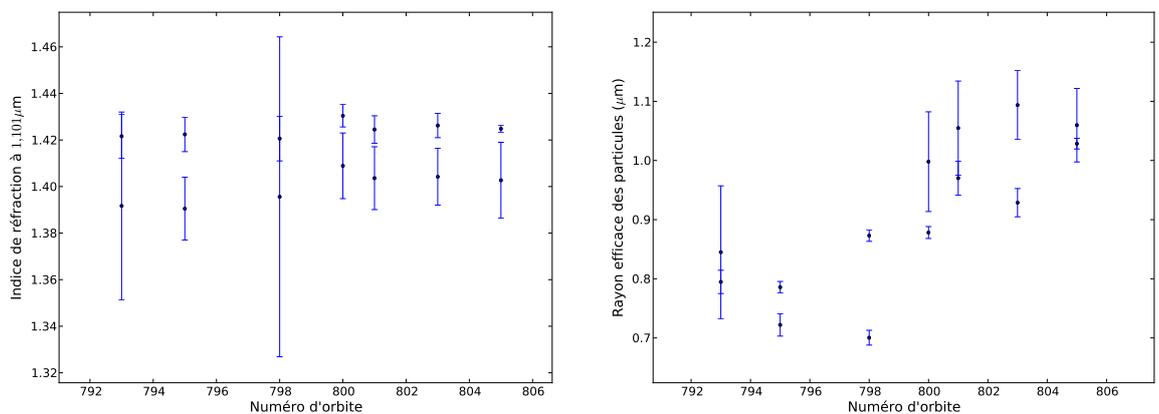


FIGURE 6.3 – Résultats d'ajustements pour quelques orbites où des gloires doubles sont observées. À gauche pour l'indice de réfraction à 1,101 μm et à droite pour le rayon efficace. Les barres d'erreur représentent l'incertitude sur le résultat de l'ajustement.

### Variabilités spatiales

Afin de déterminer si nos mesures mettent aussi en évidence une variabilité horizontale à grande échelle, nous les avons tracées en fonction de la latitude et de l'heure locale. La figure 6.4 montre le rayon efficace des particules en fonction de la latitude. On observe que les rayons efficaces moyens varient entre  $r_{\text{eff}} \simeq 0,70 \mu\text{m}$  et  $r_{\text{eff}} \simeq 1,23 \mu\text{m}$ . De plus, ces mesures sont compatibles avec un rayon moyen des particules maximal au voisinage de l'équateur et décroissant avec la latitude croissante.

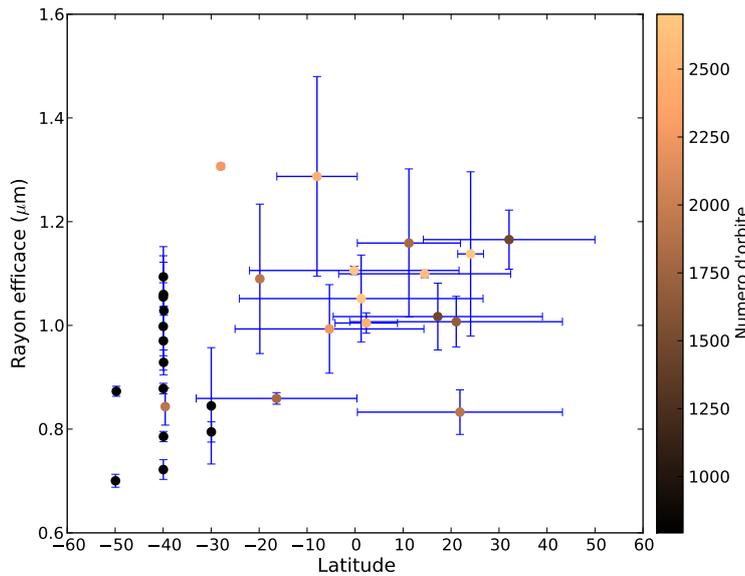


FIGURE 6.4 – Rayons efficaces des particules pour les gloires observées, en fonction de la latitude. La couleur indique le numéro d'orbite. Les barres d'erreur horizontales indiquent l'extension latitudinale couverte par l'observation. Les barres verticales sont l'erreur sur la mesure du paramètre considéré. Seuls les mesures où  $\sigma/r_{\text{eff}} < 15\%$  sont tracées.

Ces résultats sont à comparer aux observations photométriques de VMC. Shalygina et al. (2015) ont ainsi étudié les courbes de phase photométriques entre l'orbite 60 et 2352. Les rayons efficaces qu'ils mesurent varient également avec la latitude. Ainsi les rayons retrouvés près des pôles sont entre  $r_{\text{eff}} = 0,9 \mu\text{m}$  et  $1,05 \mu\text{m}$  tandis que près de l'équateur, les rayons sont plus grands, entre  $r_{\text{eff}} = 1,2$  et  $1,4 \mu\text{m}$ . De même, l'utilisation des données *Pioneer Venus* par Knibbe et al. (1997) montre également une variation de  $r_{\text{eff}}$  entre  $0,85$  et  $1,15 \mu\text{m}$ , les plus petites valeurs étant surtout identifiées près des hautes latitudes. Aussi cette tendance latitudinale observée par le passé semble être en accord avec nos observations.

De même, si l'on s'intéresse maintenant à la variabilité spatiale de l'indice de réfraction des aérosols, on peut considérer la figure 6.5. Là aussi, les mesures sont compatibles avec une variation latitudinale de l'indice de réfraction avec des valeurs plus élevées près de l'équateur ( $n_r$  pouvant atteindre  $1,45$  à  $1,101 \mu\text{m}$ ), décroissant avec la latitude croissante jusqu'à  $1,39$ .

Une fois encore, les données VMC (Shalygina et al., 2015) apportent une source de comparai-

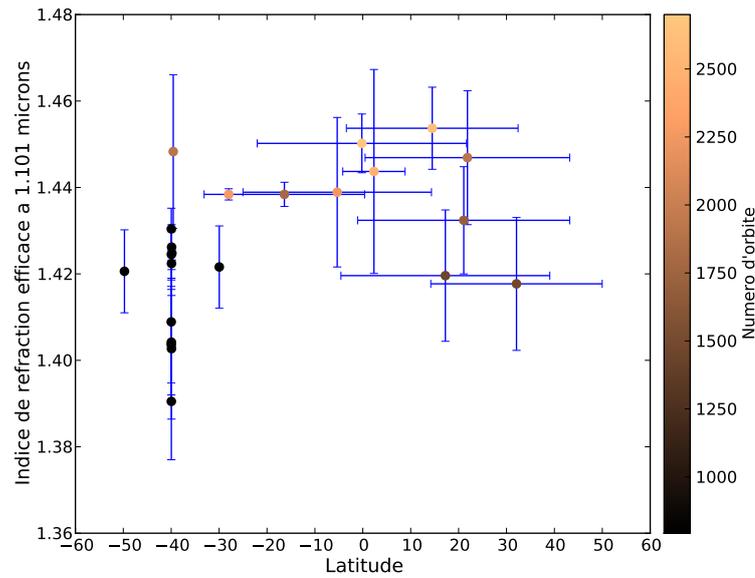


FIGURE 6.5 – Indices de réfraction à 1,101  $\mu\text{m}$  en fonction de la latitude et du numéro d’orbite. Les barres d’erreur ont la même signification que dans la figure 6.4. Seules les valeurs où  $\sigma/n_r < 2\%$  sont tracées.

son. Les indices de réfraction mesurés pour le canal NIR1 (965 nm) varient latitudinalement avec des valeurs entre 1,44 et 1,45 pour des latitudes comprises entre 40 et 60°S. Plus près de l’équateur  $n_r$  est plus élevé avec des valeurs entre 1,45 et 1,47 et avec des pointes à 1,49. Nos mesures indiquent la même variabilité latitudinale et des valeurs extrémales entre 1,39 à  $-40^\circ$  de latitude et 1,45 vers  $15^\circ$ .

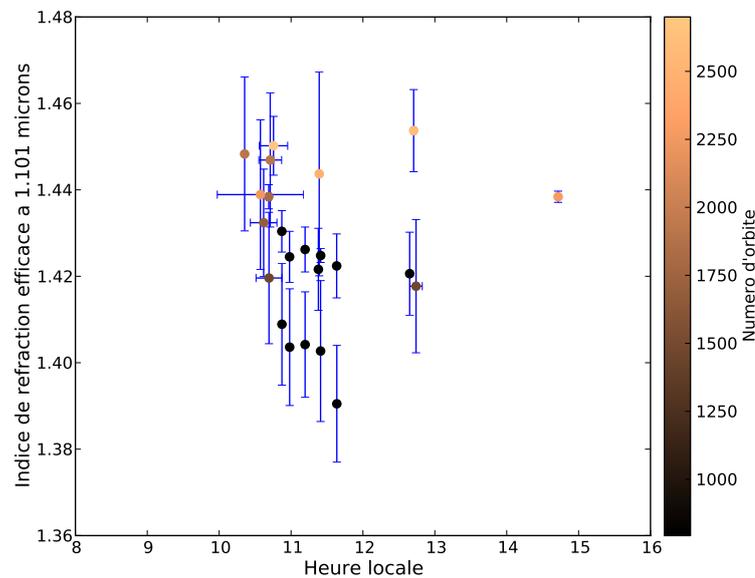


FIGURE 6.6 – indices de réfraction à 1,101  $\mu\text{m}$  des particules pour les gloires observées, en fonction de l’heure locale. Les notations sont les mêmes que pour la figure 6.5.

Comme le font remarquer Petrova et al. (2015b), un indice de 1,49 est bien trop élevé pour correspondre à une solution d’acide sulfurique ; ainsi l’indice attendu pour une concentration de

96,5 % à 965 nm est de 1,427 (Palmer and Williams, 1975). Même en considérant les variations des indices avec la température, il paraît difficile d'expliquer de tels indices de réfraction uniquement par l'acide sulfurique. La possibilité d'un contaminant tel que du soufre (indice de 1,95 ; Toon et al., 1984) dans les gouttelettes venant augmenter leur indice de réfraction n'est pas à négliger, mais dépasse le cadre de ce chapitre.

Dans le cadre de nos ajustements, nous avons laissé la variance efficace comme paramètre libre car il semblait que certaines observations requéraient des variances importantes, c'est-à-dire bien plus grande que la valeur canonique de 0,07 déterminée par Hansen and Hovenier (1974) et généralement utilisée. Nos valeurs de  $\nu_{\text{eff}}$  mesurées à partir des gloires sont représentées sur la figure 6.7. Nous constatons tout d'abord que les valeurs mesurées sont parfois très grandes, allant de 0,08 à 0,3. Ces variances sont même pour l'essentiel supérieures à 0,15. Notons que dans les mesures effectuées par Knibbe et al. (1997), les auteurs indiquent qu'ils ont parfois dû considérer des modèles avec  $\nu_{\text{eff}} = 0,17$ . De même, Shalygina et al. (2015) ont aussi du prendre des valeurs élevées de  $\nu_{\text{eff}}$  pour reproduire certaines de leurs observations VMC. Nous sommes donc invités à considérer sérieusement la possibilité qu'une variance de l'ordre de 0,07 n'est pas forcément représentative des nuages de Vénus, au moins dans certaines conditions à déterminer (époque, latitude, heure locale, etc.). Des modélisations du degré de polarisation linéaire intégrées sur l'ensemble du disque de Vénus pourraient également déterminer si le fait que Hansen and Hovenier (1974) se soient basées sur des observations intégrées ait pu biaiser leur détermination de la variance.

Si ces valeurs élevées de la variance sont confirmées, cela pourrait même remettre en cause la notion même de modes statistiques distincts pour représenter les nuages de Vénus, privilégiant un unique continuum allant des particules les plus petites typiques du mode 1 à celles plus grandes typiques du mode 2. Les occultations stellaires observées par SPICAV-IR (Luginin et al., 2015), tout comme les occultations solaires observées par SOIR (Wilquet et al., communication privée) tendent à confirmer cette hypothèse, au moins dans certains cas encore à préciser.

Il nous faut néanmoins nuancer les conclusions précédentes portant sur la variabilité latitudinale de  $r_{\text{eff}}$  et  $n_r$  : les valeurs les plus faibles des rayons et indices de réfraction sont surtout observées au début de la mission comme le montrent les figures 6.4 et 6.5. Il est donc possible que cette tendance latitudinale soit causée par un biais observationnel que nous allons tenter de contraindre dans la section suivante. Enfin, aucune tendance significative n'a pu être mise en évidence selon l'heure solaire locale, ce qui est compréhensible compte tenu de la superrotation zonale très rapide (environ quatre jours terrestres) au niveau du sommet des nuages, homogénéisant les propriétés des particules selon la longitude si les processus régissant les aérosols des nuages agissent sur des échelles de temps plus longues.

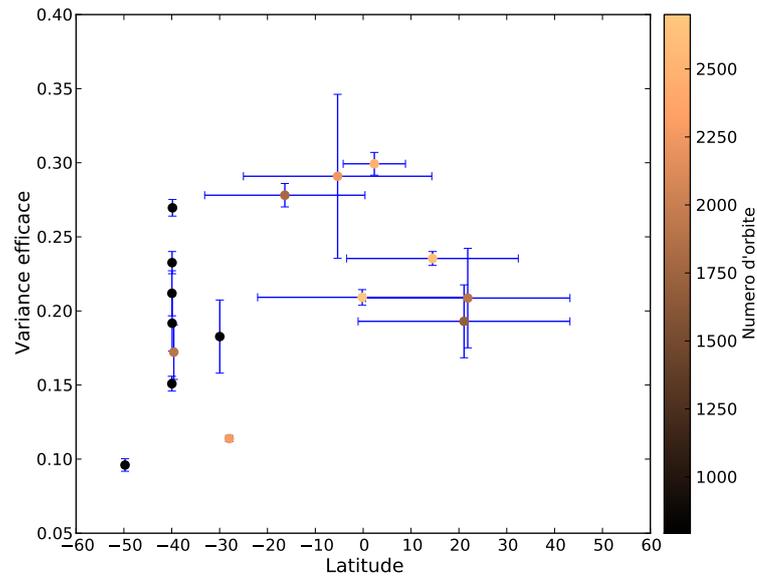


FIGURE 6.7 – Variance efficace des particules pour les gloires observées en fonction de la latitude. Les barres d'erreur ont la même signification que pour la figure 6.4. Les mesures où  $\sigma/v_{\text{eff}} < 20\%$  ne sont pas affichées.

### Variabilité temporelle

Nous cherchons maintenant à identifier une possible variabilité temporelle des paramètres du nuage au cours de la mission *Venus Express*. La figure 6.8 montre le rayon efficace des particules en fonction du numéro d'orbite. On note une tendance à la hausse au cours du temps, visible à partir de l'orbite 1400. Les mesures faites avant l'orbite 1000, bien que fortement dispersées, ne contredisent pas cette tendance séculaire.

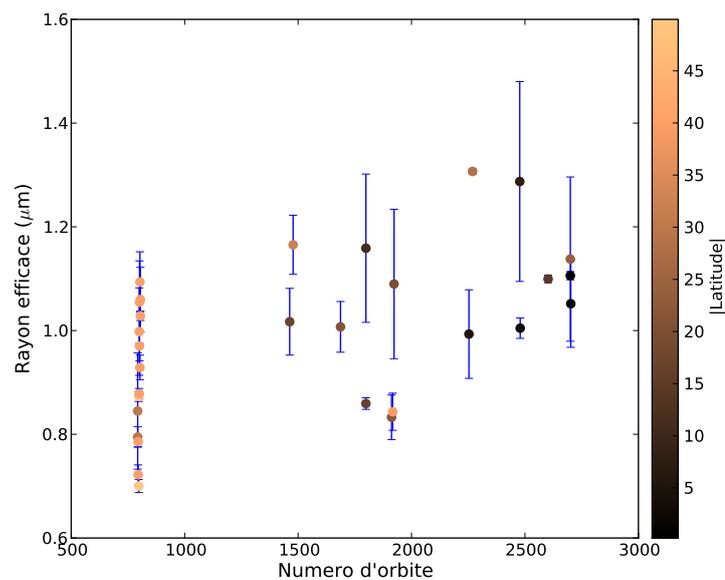


FIGURE 6.8 – Rayons efficaces des particules pour les gloires observées en fonction du numéro d'orbite. Mêmes notations que la figure 6.4 mais avec la valeur absolue de la latitude en couleur.

La même tendance est observée pour l'indice de réfraction (figure 6.9) où la valeur de  $n_r$  croît également avec le temps, indépendamment de l'intervalle de latitude considéré. Il est à noter qu'à notre connaissance aucune étude antérieure ne montre de variabilité séculaire des propriétés des aérosols du nuage, contrairement aux études qui ont pu être menées sur la variabilité des brumes (cf. section suivante).

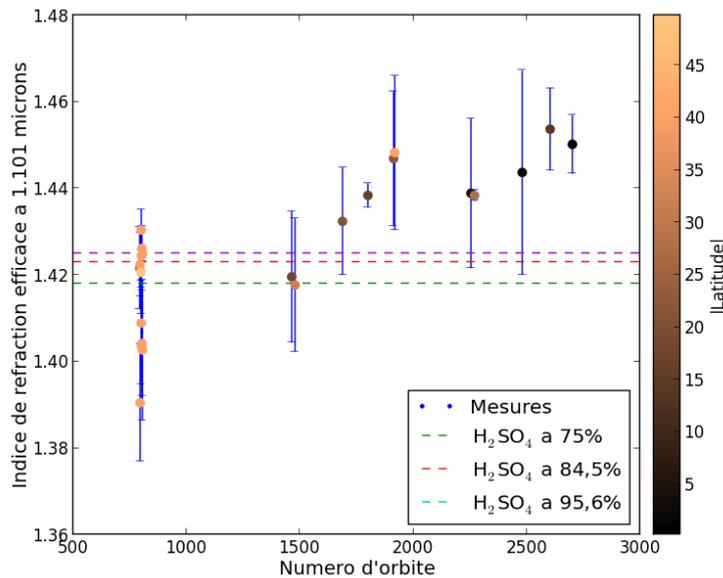


FIGURE 6.9 – Indice de réfraction des particules du nuage à 1,101  $\mu\text{m}$  en fonction du numéro d'orbite. La couleur indique la valeur absolue de la latitude. Sont aussi indiquées les concentrations attendues pour de l'acide sulfurique selon Palmer and Williams (1975).

Cette tendance semble confirmée quand on regarde la figure 6.6 où l'indice de réfraction est tracé en fonction de l'heure locale. Même s'il n'y a pas de variation significative avec l'heure locale, on note tout de même que deux groupes de mesures se distinguent avec d'une part les mesures réalisées au début de la mission qui sont en moyenne plus basses que celles obtenues pour les mesures plus tardives.

On peut tenter d'interpréter ces tendances. Il semble ainsi que les particules du nuage soient plus grosses et aient des indices de réfraction plus élevés en fin de mission. Les indices très élevés ne pouvant pas être imputés à de l'acide sulfurique seul (cf. 6.9), on peut supposer que du soufre  $S_x$  est venu contaminer les gouttes d'acide sulfurique (c'est en tout cas le candidat le plus plausible, comme souligné par Toon et al. (1982), Petrova et al. (2015b) et Shalygina et al. (2015)), augmentant ainsi à la fois leur indice et leur rayon moyen au cours du temps.

D'autres observations de *Venus Express* peuvent s'interpréter dans ce cadre : d'une part l'étude de l'albédo UV de Vénus par VMC montre une baisse de l'albédo d'au moins 25 % sur la durée de la mission et il en va de même pour le contraste entre les hautes et basses latitudes (Lee et al., 2015). D'autre part, la baisse du contraste UV de Vénus montre par ailleurs une corrélation avec la diminution de l'abondance de  $\text{SO}_2$  au sommet des nuages (Lee et al., 2015; Marcq et al., 2013).

Ces variations pourraient être liées à celles que nous observons pour les propriétés des aérosols du nuage. En effet, on peut supposer que le soufre passe de la forme gazeuse  $\text{SO}_2$  à la forme solide  $\text{S}_x$ , également plus absorbante en UV.

Afin de confirmer ces hypothèses, les mesures pourraient être affinées par des mesures de rayons et d'indices de réfraction à des hautes latitudes et par des mesures mieux réparties latitudinalement dans l'hémisphère sud où les *spot-tracking* étaient majoritaires. De même, pour mieux contraindre la variabilité temporelle, il aurait fallu disposer de mesures près de l'équateur en début de mission et des mesures à hautes latitudes plus tard dans la mission afin de lever la possible dégénérescence observée dans ces variabilités. Les orbites sélectionnées n'allant pas au delà de l'orbite 2730, il est possible que certaines observations plus tardives non encore traitées viennent apporter des informations supplémentaires.

## 6.2 Mesure de la densité de colonne des brumes

### 6.2.1 Observations sélectionnées

Comme nous l'avons abordé dans le chapitre 2, une importante variabilité est observée dans l'épaisseur optique des brumes. Nous allons donc chercher à établir si nous observons des variations en latitude ou en heure locale de leur densité de colonne.

Pour ce faire nous avons sélectionné une série d'observations ayant une bonne couverture latitudinale et permettant d'évaluer l'évolution de la densité de colonne des brumes. La liste des orbites utilisées est indiquée en annexe (tables B.1 et B.2).

### 6.2.2 Mesures

Afin de déterminer la densité de colonne des brumes, nous considérons des paramètres constants pour le nuage ainsi que pour les propriétés des aérosols de la brume. En l'absence (à ce jour) d'un modèle unifié à propos des nuages de Vénus, valable à toutes latitudes et tenant compte des résultats de *Venus Express* (y compris des nôtres), nous avons préféré utiliser pour les nuages des valeurs tirées de la littérature existante. Ces paramètres sont indiqués dans la table 6.3.

Nous avons ensuite précalculé plusieurs modèles avec des valeurs de  $C_h$  entre 0,04 et  $25 \mu\text{m}^{-2}$  et avons ensuite calculé la polarisation de ces modèles pour différentes orbites sélectionnées. La valeur de  $C_h$  qui permet le mieux de reproduire les données est interpolée dans la grille des valeurs précalculées de façon à minimiser la fonction

$$\chi^2(\lambda, C_h) = \sum_{\lambda} \left( \frac{P_{\text{obs}}(\lambda) - P_{\text{mod}}(\lambda, C_h)}{\delta P(\lambda)} \right)^2 \quad (6.1)$$

Variable	Longueur d'onde					
	1,101	1,16	1,198	1,274	1,324	1,553
$n_r^c$	1,418	1,416	1,416	1,412	1,410	1,402
$n_r^h$	1,418	1,416	1,416	1,412	1,410	1,402
$r_{\text{eff}}^c$ ( $\mu\text{m}$ )	1,05					
$v_{\text{eff}}^c$	0,07					
$C_c$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ )	3,5					
$r_{\text{eff}}^h$ ( $\mu\text{m}$ )	0,25					
$v_{\text{eff}}^h$	0,25					
$\sigma_{\text{ext}}^h$ ( $\mu\text{m}^2$ )	0,048	0,042	0,039	0,033	0,030	0,019

TABLE 6.3 – Paramètres du nuage et des brumes fixés pour la détermination de la densité de colonne des brumes.

où  $P_{\text{obs}}$  et  $P_{\text{mod}}$  sont les polarisations observées et calculées respectivement et  $\delta P$  est l'incertitude sur la polarisation mesurée. Ce processus est répété pour chacune des géométries d'observations. On obtient alors une valeur de  $C_h$  pour chaque point de mesure, ce qui nous permet de dresser des statistiques quant à la variation de la densité de colonne des particules de brume.

Notons cependant une limitation à cette méthode : nous supposons des valeurs d'indices de réfraction fixées à l'avance. Or nos simulations montrent que l'indice de réfraction plus élevé a pour principal effet de décaler la courbe de polarisation vers les polarisations davantage négatives. Aussi, si pour une orbite donnée  $n_r^{\text{obs}} > n_r^{\text{mod}}$ , alors on aura  $P_\ell^{\text{obs}} < P_\ell^{\text{mod}}$ . Notre algorithme prendrait en compte un tel désaccord en diminuant artificiellement la densité de colonne des brumes retrouvée. Il est même possible que l'écart entre l'indice de réfraction supposé et réel soit assez important pour qu'il n'y ait toujours pas d'accord avec une densité de colonne  $C_h = 0$ . De fait, les valeurs de  $C_h$  que nous déterminons sont à considérer comme des bornes inférieures, notamment pour des valeurs anormalement basses.

De façon similaire, si  $P_\ell^{\text{obs}} > P_\ell^{\text{mod}}$ , l'algorithme pourrait compenser en ajoutant artificiellement des particules de brumes, alors qu'en fait l'indice de réfraction réel est inférieur à la valeur considérée. Cependant, comme notre hypothèse sur les indices s'appuie sur une concentration d'acide sulfurique de 75 %, il nous semble difficile de considérer des indices encore plus faibles. Nous traitons donc les valeurs de  $C_h$  mesurées comme des bornes inférieures.

Intéressons nous d'abord à la variation de  $C_h$  avec la latitude, comme montrée sur la figure 6.10. Dans l'hémisphère nord, on identifie dans un premier temps une baisse de  $C_h$  avec la latitude croissante, passant de  $\simeq 0,25 \mu\text{m}$  à l'équateur à  $\simeq 0,15 \mu\text{m}^{-2}$  vers  $40^\circ$  de latitude. Ensuite  $C_h$  augmente rapidement au delà de  $50^\circ$  avec une densité de colonne près de cinq fois supérieure à  $85^\circ$  par rapport à  $50^\circ$ . On trouve ensuite une dernière zone, à proximité immédiate du pôle nord, où la densité de colonne chute presque d'un facteur 2, ce qui reste tout de même supérieur aux valeurs mesurées près de l'équateur. L'hypothèse que nous avons formulée au chapitre 4 quant au lien entre les polarisations élevées observées aux hautes latitudes et une plus grande épaisseur

optique des brumes submicrométriques est ainsi quantifiée plus précisément.

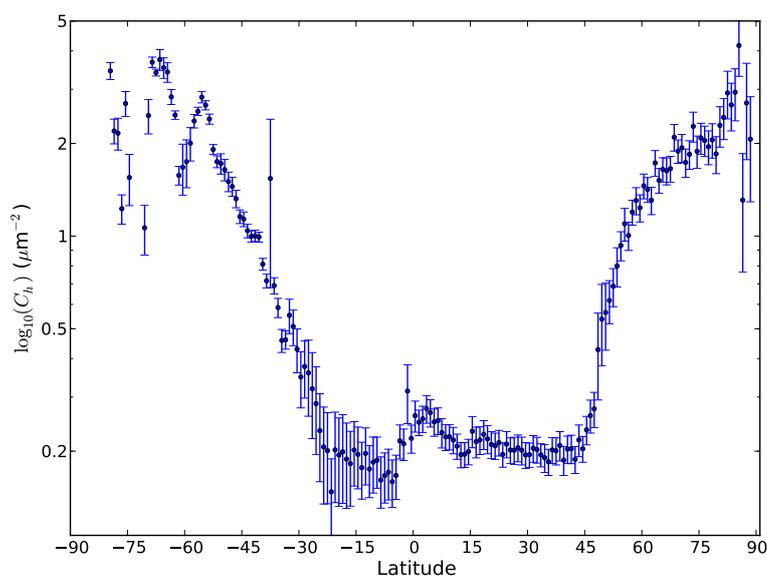


FIGURE 6.10 – Densité de colonne des brumes mesurée en fonction de la latitude. Les mesures sont moyennées par tranche de  $1^\circ$ . Les barres d'erreur représentent l'écart-type de la moyenne.

On est confronté dans l'hémisphère sud à une moindre quantité de mesures disponibles, ainsi qu'à une asymétrie matin/soir dans le jeu de données. Cependant, comme on peut le voir dans la figure 6.10, le comportement global observé dans l'hémisphère nord semble être également valable dans l'hémisphère sud avec une densité de colonne relativement stable jusqu'à environ  $-30^\circ$  où la densité de colonne atteint des valeurs analogues à celles mesurées dans l'hémisphère nord (quoique que davantage dispersées). On peut expliquer cette asymétrie de dispersion entre les deux hémisphères par l'excentricité orbitale de *Venus Express* et la latitude élevée de son péri-centre. La zone sous-tendue par le champ de vue de SPICAV-IR est ainsi plus grande dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord. De plus, l'essentiel des observations dans l'hémisphère sud consiste en des observations en *zig-zags* où l'angle d'émission peut fortement varier et atteindre des valeurs élevées, augmentant encore l'effet d'intégration du champ de vue sur une surface large.

Nous nous sommes aussi intéressés à la variation selon l'heure locale de la densité de colonne des brumes afin d'essayer de mettre en évidence d'éventuelles asymétries entre le matin et le soir. La figure 6.11 montre encore l'évolution latitudinale mais en séparant les observations prises pour des heures locales  $< 8$  h d'une part et  $> 16$  h d'autre part. Jusqu'à  $\sim 50^\circ$  de latitude, les deux séries sont similaires hormis une petite différence entre 0 et  $10^\circ$ . Mais l'écart augmente fortement quand on dépasse  $50^\circ$  avec une densité de colonne côté matin augmentant très rapidement jusqu'à environ  $2 \mu\text{m}^{-2}$  vers  $80^\circ$ . Côté soir, la variation est plus progressive mais atteint des valeurs analogues au côté matin aux alentours de  $85^\circ$  de latitude. Les deux séries semblent par ailleurs

se croiser en continuant vers les pôles, mais le moindre nombre de mesure et les incertitudes plus grandes qui en résultent ne nous permettent pas d'être définitif sur ce dernier point.

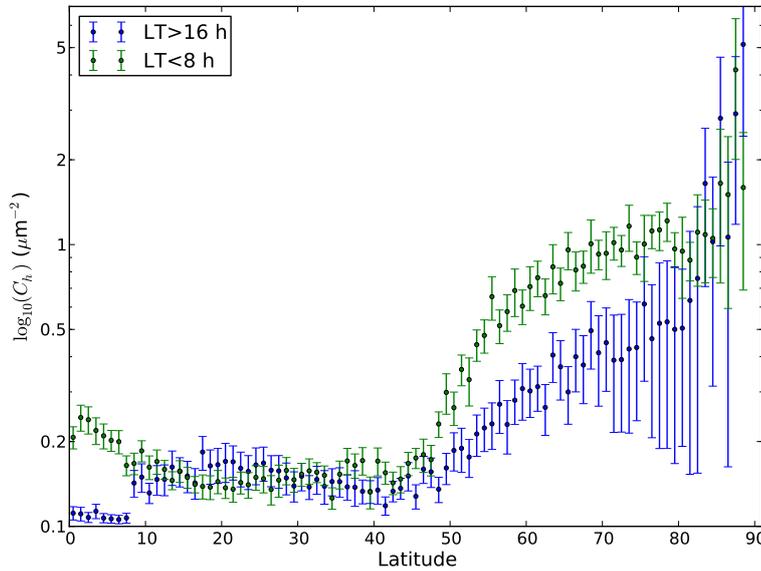


FIGURE 6.11 – Variation latitudinale de  $C_h$  pour deux sous-ensembles : en bleu pour les mesures prises le matin et en vert celles prises le soir. À basses latitudes les mesures sont similaires mais au delà de  $50^\circ$  de latitude, la densité de colonne des brumes le matin devient bien supérieure à celle mesurée le soir.

Une visualisation rassemblant toutes les observations de  $C_h$  est présentée sur la figure 6.12, où le logarithme de la densité de colonne est présenté en fonction de l'heure locale et de la latitude. On retrouve sur cette figure la forte augmentation de  $C_h$  à partir de  $50^\circ$  de latitude nord, surtout avant 12 h, et à partir de  $40^\circ$ S. La forte différence matin/soir relevée précédemment est également visible, mais on peut également remarquer que le nombre de mesures côté matin est plus important que côté soir, ce qui pourrait biaiser les densités de colonnes moyennes mesurées.

La variation séculaire de  $C_h$  au cours de la mission *Venus Express* est elle présentée sur la figure 6.13. On constate tout d'abord que les données acquises dans l'hémisphère sud sont comparative-ment peu nombreuses, et regroupées dans le temps. L'hémisphère nord est un peu mieux couvert, bien que de façon assez irrégulière au cours du temps. Les basses et moyennes latitudes (en deçà de  $50^\circ$ ) montrent déjà quelques variations, comme le montre la figure 6.14 (à gauche) où les densités mesurées fluctuent entre un minimum à  $0,1 \mu\text{m}^{-2}$  entre les orbites 1500 et 2200 et des valeurs plus importantes entre  $0,4$  et  $0,8 \mu\text{m}^{-2}$ . De même, aux hautes latitudes,  $C_h$  peut varier fortement dans le temps jusqu'à des valeurs de  $3,5 \mu\text{m}^{-2}$  autour de l'orbite 2300, montrant par ailleurs un maximum simultané avec les basses latitudes. Aucune tendance significative à la hausse ou à la baisse ne peut cependant être constatée, ce qui contraste avec la situation précédemment observée pour les nuages.

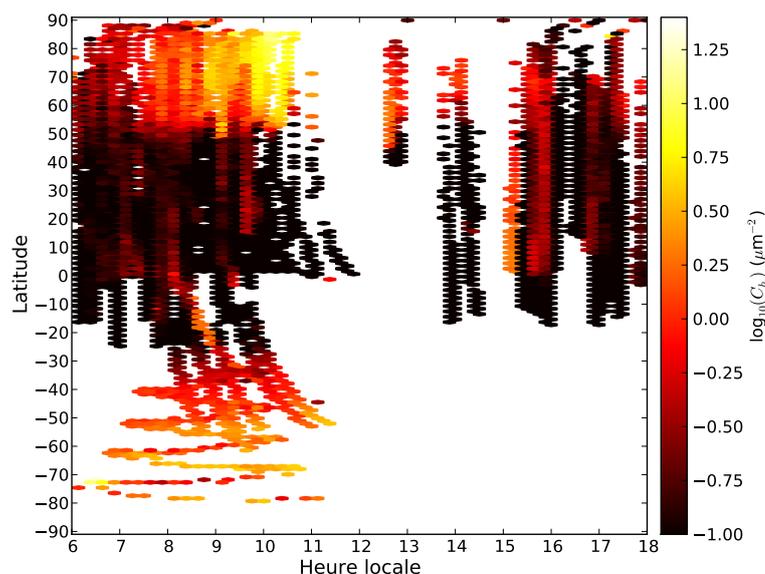


FIGURE 6.12 – Carte de la densité de colonne (en log) en fonction de l’heure locale et de la latitude. Chaque case donne la valeur moyenne d’une zone de 15 min en heure locale et 2° en latitude.

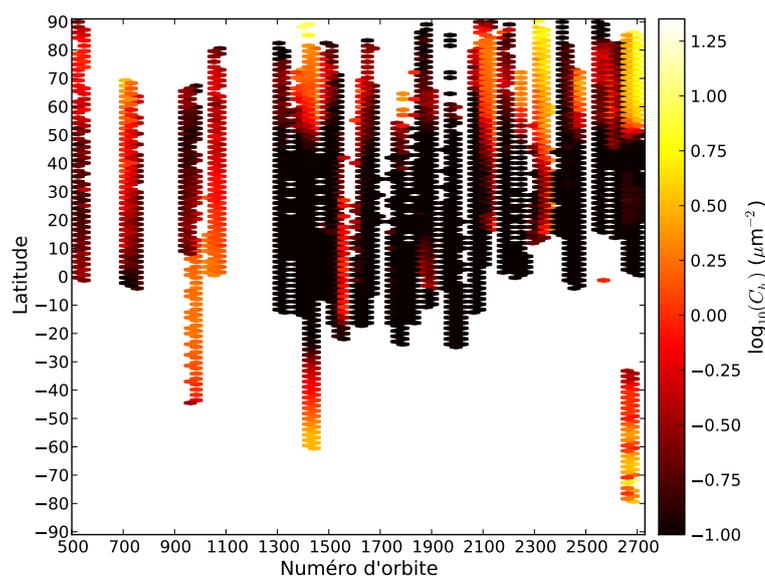


FIGURE 6.13 – log de la densité de colonne en fonction du numéro d’orbite et de la latitude. Chaque case donne la valeur moyenne d’une zone de 30 j et 2°.

### 6.2.3 Analyse

Nos mesures indiquent donc d’importantes variabilités de la densité de colonne des brumes, en particulier selon la latitude. Ces mesures peuvent être directement comparées aux mesures de  $C_h$  effectuées par Braak et al. (2002) à l’aide des mesures polarimétriques de *Pioneer Venus*. Leur méthode était très analogue à la notre : partant d’un modèle de nuage et de paramètres des particules de brumes fixés, ils ont déterminé la densité de colonne et l’altitude du sommet du nuage. Notons que leur choix de propriétés des aérosols de la brume est un peu différent,

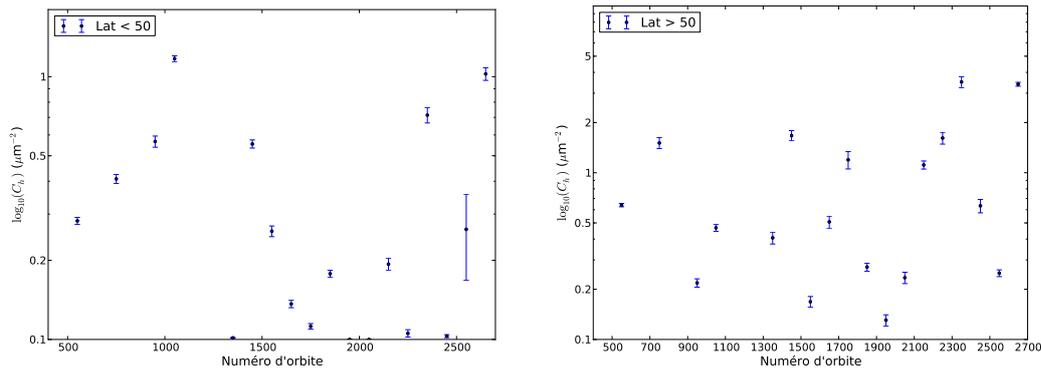


FIGURE 6.14 – Évolution de  $C_h$  avec le temps (ici le numéro d'orbite avec la correspondance une orbite/un jour). pour les latitudes inférieures à  $50^\circ$  (à gauche) et supérieures à  $50^\circ$  (à droite). Chaque point représente 100 j.

puisqu'ils utilisent une variance de la distribution en taille des particules de brume  $\nu_{\text{eff}} = 0,17$  là où nous utilisons  $\nu_{\text{eff}} = 0,25$ . Cela entraîne une variation de la section efficace des particules de brume qui peut entraîner des différences de densité de colonne avec nos propres mesures. Les quantités observées et supposées par les études précédentes sont résumées dans la table 6.4, où sont indiquées les densités de colonne dérivées et épaisseurs optiques dans les longueurs d'onde utilisées par OCPP.

La plus grande variation observée par Braak et al. (2002) est d'ordre temporel : leurs mesures de  $C_h$  pour l'ensemble de la planète révèle une baisse importante entre 1980 et 1990, passant de  $0,8 \mu\text{m}^{-2}$  à  $0,3 \mu\text{m}^{-2}$  pour l'analyse conduite à 365 et 550 nm. La baisse est plus marquée pour une analyse conduite à 365 et 935 nm ( $C_h$  moyenné varie entre  $0,7$  et  $0,1 \mu\text{m}^{-2}$ )<sup>3</sup>. La valeur la plus élevée que l'on peut relever dans l'étude de Braak et al. (2002) est  $C_h \simeq 1,25 \mu\text{m}^{-2}$ , montrant que la variabilité est importante.

Utilisant également les données OCPP, Knibbe et al. (1998) avaient précédemment relevé des variations de l'épaisseur optique de la couche de brumes entre  $\tau_h = 0,25$  à 365 nm en 1978 et  $\tau_h = 0,08$  en 1990, ce qui correspond à  $C_h = 0,74$  et  $0,23 \mu\text{m}^{-2}$  respectivement. Ces valeurs montrent que nos variations temporelles sont tout à fait analogues à celles relevées par OCPP. Cependant les données sélectionnées étant temporellement et spatialement clairsemées, il est difficile de mettre en évidence la moindre tendance à long terme avec nos mesures. On peut toutefois noter que les différences temporelles et spatiales observées sont plus marquées à hautes latitude, là où  $C_h$  est plus élevé, qu'à basses latitudes. Ce comportement est aussi visible dans les mesures de Braak et al. (2002).

Les études des variations spatiales furent plutôt conduites par Sato et al. (1996) et Kawabata et al. (1980) qui ont caractérisé les brumes à différentes latitudes et dans différents hémisphères.

3. On ne peut que s'étonner d'une telle différence de densité de colonne selon les longueurs d'onde utilisées puisque l'intérêt de raisonner avec cette quantité est justement qu'elle est indépendante de la longueur d'onde. Les auteurs attribuent cette différence à la sensibilité des mesures aux choix du modèle de référence.

Référence	Variable	Longueur d'onde		
		365	550	935
Braak et al. (2002)	$n_r^c$	1,46	1,44	1,43
	$n_r^h$	1,46	1,44	1,43
	$r_{\text{eff}}^h$ ( $\mu\text{m}$ )		0,25	
	$v_{\text{eff}}^h$		0,25	
	$\sigma_{\text{ext}}^h$ ( $\mu\text{m}^2$ )	0,338	0,252	0,100
	$C_h$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ ) max		1,25	
	$C_h$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ ) min		0,1	
	$\tau_h$ max	0,423	0,315	0,125
	$\tau_h$ min	0,034	0,025	0,010
	Knibbe et al. (1998)	$n_r^c$	1,46	1,44
$n_r^h$		1,46	1,44	1,43
$r_{\text{eff}}^h$ ( $\mu\text{m}$ )			0,25	
$v_{\text{eff}}^h$			0,25	
$\sigma_{\text{ext}}^h$ ( $\mu\text{m}^2$ )		0,338	0,252	0,100
$\tau_h$ 1978		0,250	0,186	0,074
$\tau_h$ 1990		0,080	0,060	0,024
$C_h$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ ) 1978			0,740	
$C_h$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ ) 1990			0,237	
Sato et al. (1996)		$n_r^c$	1,46	1,44
	$n_r^h$	1,450	1,435	1,430
	$r_{\text{eff}}^h$ ( $\mu\text{m}$ )		0,25	
	$v_{\text{eff}}^h$		0,25	
	$\sigma_{\text{ext}}^h$ ( $\mu\text{m}^2$ )	0,212	0,161	0,071
	$\tau_h$ nord	0,290	0,221	0,100
	$\tau_h$ sud	0,230	0,196	0,100
	$C_h$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ ) nord		1,370	
	$C_h$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ ) sud		0,792	
	Kawabata et al. (1980)	$n_r^c$	1,46	1,44
$n_r^h$		1,45	1,45	
$r_{\text{eff}}^h$ ( $\mu\text{m}$ )			0,23	
$v_{\text{eff}}^h$			0,18	
$\sigma_{\text{ext}}^h$ ( $\mu\text{m}^2$ )		0,263	0,189	
$\tau_h > 55^\circ$		0,80	0,221	
$\tau_h < 55^\circ$		0,060	0,043	
$C_h$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ ) $> 50^\circ$			3,046	
$C_h$ ( $\mu\text{m}^{-2}$ ) $< 50^\circ$			0,228	

TABLE 6.4 – Paramètres du nuages et des brumes dans quelques travaux précédents. Les valeurs en italique indiquent une valeur calculée à partir des autres variables mais pas directement donnée par les auteurs.

Sato et al. (1996) ont par exemple comparé les deux pôles de Vénus. Ils mettent en évidence une différence entre le pôle nord où la densité de colonne est de  $C_h = 1,37 \mu\text{m}^{-2}$  et le pôle sud où elle est plus faible avec  $C_h = 0,792 \mu\text{m}^{-2}$ , bien en deçà de la variabilité que nous observons :  $C_h$  dépassant rapidement  $1 \mu\text{m}^{-2}$  au delà de  $50^\circ$  de latitude. Il faut cependant noter que les mesures OCPP sont des mesures obtenues à partir de cartes et sont donc nécessairement des valeurs moyennes sur une région spatiale potentiellement étendue, là où nos mesures sont plus localisées, en particulier pour l'hémisphère nord où les mesures SPICAV-IR sont faites près du péricentre de l'orbite, et donc avec une résolution spatiale accrue. Les mesures réalisées par Kawabata et al. (1980) montrent une variation entre l'équateur et le pôle nord, avec des mesures d'épaisseur optiques des brumes à 365 nm voisines de  $\tau_h \simeq 0,06$  près de l'équateur tandis que les valeurs près des pôles atteignent près de 0,8. Traduites en densité de colonne, ces valeurs donnent une variation latitudinale entre  $C_h = 0,23 \mu\text{m}^{-2}$  près de l'équateur et  $C_h = 3,05 \mu\text{m}^{-2}$  au-delà de  $55^\circ$  de latitude. Sato et al. (1996) ont mesuré dans certains cas des opacités des brumes allant jusqu'à  $\tau_h = 0,9$  à 365 nm, équivalentes à une densité  $4,25 \mu\text{m}^{-2}$ . Là encore, nos mesures sont tout à fait compatibles avec ces valeurs, comme montré par la figure 6.10, avec des valeurs à basse latitude de l'ordre de  $0,25 \mu\text{m}^{-2}$  et dépassant  $3 \mu\text{m}^{-2}$  vers  $85^\circ$  de latitude nord.

Il est en revanche un point de nos mesures qui semble inédit, à savoir la décroissance de  $C_h$  avec la latitude entre l'équateur et  $40^\circ$  de latitude nord. Comme mentionné plus haut, cet effet pourrait en fait être lié à une variation de l'indice de réfraction des particules du nuage. Si  $n_r$  décroît avec la latitude (voir section précédente), on pourrait imaginer que la quantité de brumes requise pour reproduire les observations décroisse elle aussi (parce que le modèle suppose  $n_r$  constant). Des études similaires avec différentes hypothèses pour le nuage pourraient aider à lever cette ambiguïté.

La variabilité que nous avons mise en évidence selon heure locale semble en accord avec les mesures de  $\tau_h$  par Shalygina et al. (2015) qui nécessitent une opacité des brumes plus importantes le matin que le soir pour reproduire les observations VMC. Cependant, nos mesures semblent également en contradiction avec les résultats OCPP : Braak et al. (2002) observe une symétrie de la densité de colonne des brumes à l'échelle de la planète entre le matin et le soir ( $C_h \simeq 0,8 \mu\text{m}^{-2}$  dans les deux cas), tandis que la valeur à midi est plus basse ( $0,5 \mu\text{m}^{-2}$ ). Nous ne retrouvons pas cette structure, puisque nous avons au contraire une asymétrie entre le matin (entre 6 et 8 h) et le soir (16-18 h). On observe d'ailleurs sur la carte de la figure 6.12 un maximum net vers 10 h, aux hautes latitudes. Ces résultats sont également en contradiction avec les mesures de Wilquet et al. (2012) qui observent un coefficient d'extinction des brumes plus important le soir que le matin. Cependant les mesures de Wilquet et al. ont été effectuées par occultation solaire, exprimées en coefficient d'extinction plutôt qu'en densité de colonne et surtout concernant des altitudes plus

élevées (au-dessus de 80 km) que dans notre étude. Aussi une analyse plus poussée doit être menée avant de tirer de plus amples conclusions sur la variabilité des brumes en fonction de l'heure locale.

#### 6.2.4 Discussion

À l'aide des données polarimétriques SPICAV-IR nous avons pu déterminer les propriétés des particules composant le nuage principal mais également déterminer la densité particulaire de colonne des brumes situées au dessus du nuage. Nous mettons en évidence une variation séculaire des propriétés du nuage avec des indices de réfraction et des rayons efficaces plus importants en fin de mission. Une possible variation latitudinale de ces mêmes paramètres est aussi mise en évidence par nos mesures, en accord avec les observations précédentes.

En ce qui concerne la densité de colonne des brumes, la variabilité latitudinale est bien plus évidente dans nos mesures.  $C_h$  croît avec la latitude croissante, en accord avec toutes les mesures précédentes. Nous mettons aussi en évidence une densité de colonne de brumes plus importante le matin que le soir, ce qui ne correspond pas cette fois-ci aux autres observations disponibles.

Il est particulièrement intéressant de noter que la variabilité temporelle des propriétés du nuage ne se retrouve pas dans les mesures de  $C_h$ . Deux explications sont possibles : d'une part, le caractère temporellement parcellaire de nos observations pourrait cacher des variations à long terme (bien que nous observions une variabilité forte sur de plus courtes échelles de temps). D'autre part il est aussi possible que les processus physiques précurseurs des aérosols du nuage ou de la brume soient différents selon l'altitude. Zhang et al. (2010) ont notamment montré que les processus de photochimie liés au soufre sont différents selon qu'on se situe au dessous ou au dessus du nuage, ce que les variabilités observées de  $\text{SO}_2$  gazeux rassemblées par le groupe de travail à l'ISSI (Vandaele et al., priv. comm) montrent également. Les tendances sont différentes selon qu'on se trouve à plus ou moins de 80 km d'altitude, laissant penser que des phénomènes différents sont à l'œuvre dans les deux cas. Une telle différence pourrait s'étendre aussi à la brume et expliquer les variations séculaires différentes observées.

### 6.3 Améliorations possibles

Nous évoquons ici quelques pistes d'amélioration des résultats présentés ici. Ces options n'ont pas été considérées dans ce manuscrit faute de temps, mais pourraient l'être à l'avenir.

En ce qui concerne les ajustements des gloires, il serait intéressant d'ajouter des brumes dans le nuage (pour passer à un modèle H/CH en somme). Nous ne l'avons pas fait tant par simplicité que parce que nous ne sommes pas sûrs de pouvoir bien contraindre le poids bimodal  $b_w$  du mode

1. Cela serait néanmoins un modèle plus réaliste qui pourrait améliorer certains ajustements.

Pour la mesure de la densité de colonne des brumes  $C_h$ , il serait intéressant de combiner plus directement les résultats obtenus sur la même orbite par SPICAV-IR et VMC concernant  $n_r$  et  $r_{\text{eff}}$ . Ceci permettrait de mesurer  $C_h$  de façon plus réaliste car basée sur des hypothèses plus cohérentes vis-à-vis des mesures SPICAV-IR.

## 6.4 À retenir

- Les gloires fournissent un moyen de contraindre les paramètres physiques du nuage :
  - Les rayons efficaces semblent varier entre l'équateur et les pôles avec des rayons plus petits aux hautes latitudes ;
  - de même, les indices de réfraction sont plus élevés près de l'équateur que près des pôles ;
  - une augmentation du rayon efficace et de l'indice de réfraction des particules du nuage au cours de la mission est mise en évidence ;
  - la variance du mode 2 est généralement plus élevée que dans les études précédentes ;
  - des variations horizontales et à petite échelle (de l'ordre de 100 km) des propriétés des nuages sont mises en évidence.
- La variation spatiale des brumes a pu aussi être étudiée :
  - La densité de colonne des brumes est plus élevée à haute latitude que près de l'équateur ;
  - elle semble aussi plus élevée le matin que le soir.
- Ces résultats sont globalement en accord avec les travaux précédents.

# Chapitre 7

## Conclusion et perspectives

### 7.1 Conclusions

La polarimétrie est un outil puissant pour l'étude des atmosphères planétaires et elle a significativement contribué à l'étude des nuages de Vénus. Depuis les années 1920 et le début des observations polarimétriques depuis la Terre par Bernard Lyot, beaucoup d'autres ont suivi éclairant progressivement notre compréhension des nuages de Vénus. Les observations depuis l'orbite conduites par *Pioneer Venus* ont apporté une importante couverture spatiale et temporelle. Aujourd'hui les nouvelles observations de SPICAV-IR à bord de *Venus Express* sont un renouveau dans l'étude polarimétrique des nuages de Vénus : d'une meilleure résolution spatiale et à des longueurs d'onde jamais utilisées jusqu'ici, ces données apportent des informations précises sur la variabilité des propriétés des nuages et des brumes.

De plus, SPICAV-IR faisait partie des trop rares polarimètres embarqués dans l'espace. Pourtant, seules les observations depuis l'orbite permettent d'avoir les géométries et la résolution spatiale requises pour effectuer des mesures complètes des propriétés des atmosphères des planètes comme Vénus, Jupiter, Saturne ou encore Titan.

Dans cette thèse nous avons pu utiliser des observations uniques de gloires polarimétriques, de façon parfois simultanée avec l'instrument VMC, et avons ainsi caractérisé les aérosols des nuages et leur variabilité. Nos résultats montrent que la taille des aérosols du mode 2 semblent varier latitudinalement avec les plus grosses particules situées près de l'équateur en accord avec d'autres observations. Il convient maintenant d'essayer de mieux comprendre comment cette différence de taille de particules se produit. Nous avons également établi que les indices de réfraction des aérosols du mode 2 sont plus élevés près de l'équateur que des pôles. Ces observations sont en accord avec les observations conduites par VMC et sont aussi en accord avec les observations VIRTIS mettant en avant une quantité d'eau plus importante et des concentrations en acide

sulfurique plus faibles près des pôles.

L'ensoleillement étant plus important près de l'équateur, il est concevable que les processus photochimiques y sont plus efficaces permettant de produire plus d'acide sulfurique et de permettre la formation de plus grandes gouttelettes, plus concentrées en acide. La dynamique atmosphérique, notamment celle liée à la circulation de Hadley pourrait aussi contribuer à ces différences entre les pôles (branche descendante) et l'équateur (branche ascendante), mais une compréhension pleine des mécanismes en jeu passe aussi par des modèles de microphysique, couplés à des modèles de climat global (Lebonnois et al., 2010).

Enfin, notre étude de la densité de colonne des brumes révèle une importante variabilité tant latitudinale qu'en heure locale. Ces variations montrent que la densité de colonne des brumes croît fortement à partir de  $50^\circ$  de latitude, c'est à dire là où commence le collier polaire froid, alors qu'elle est relativement stable en deçà. Notons tout de même que de l'équateur vers  $50^\circ$ , la densité de colonne pourrait décroître. Près des pôles, au delà de  $80^\circ$  la densité de colonne baisse aussi brutalement, sans doute en lien avec le vortex polaire situé au niveau des pôles, où les effets dynamiques limitent peut-être la formation des brumes.

Le sujet de cette thèse n'est cependant pas limité à ce qui a été évoqué ici et d'autres approches peuvent étendre les possibles utilisations des données amassées par SPICAV-IR.

## 7.2 Perspectives

### 7.2.1 Étude de la polarisation dans la bande de $\text{CO}_2$ à $1,4 \mu\text{m}$

Dans toute l'étude précédente, nous ne nous sommes intéressés qu'à la polarisation mesurée aux longueurs d'onde des DOTS (cf. chapitre 4) en omettant l'information contenue dans la gamme spectrale où SPICAV-IR a une résolution plus élevée pour l'étude de la bande d'absorption du  $\text{CO}_2$  à  $1,4 \mu\text{m}$ . Il nous était en effet plus simple dans un premier temps de travailler sans absorption du gaz pour ne considérer que la polarisation issue de la diffusion conservative par les aérosols du nuage en utilisant alors les DOTS de SPICAV-IR, tels que décrits chapitre 4.

Cependant, l'absorption peut apporter des informations intéressantes sur l'atmosphère et la structure verticale des nuages. En effet, plus d'absorption du gaz implique :

- plus de polarisation en valeur absolue car l'absorption va augmenter la contribution relative du rayonnement simplement diffusé par rapport au rayonnement plusieurs fois diffusé, dépolarisé en moyenne ;
- une sensibilité à la colonne de gaz présente au dessus du nuage : plus le nuage est situé à des basses altitudes, plus la quantité de gaz absorbant sera importante et plus son effet sur l'opacité totale sera grand.

De plus, c'est une méthode déjà éprouvée dans le cas des nuages terrestres pour lesquels la bande d'absorption de l'oxygène vers 760 nm permet d'obtenir des informations sur la pression au sommet du nuage ainsi que des éléments sur la distribution verticale des aérosols. Ainsi Stam et al. (1999) montrent que la polarisation transmise par une atmosphère transparente varie très peu avec l'absorption gazeuse croissante tandis que pour une atmosphère possédant des couches de nuages ou d'autres types aérosols (des poussières par exemples) la polarisation présente une variation avec l'opacité gazeuse croissante. Cela entraîne une variation significative de la polarisation à mesure que l'on approche du centre de la bande d'absorption. Une étude similaire a été conduite par Boesche et al. (2009) avec les bandes de O<sub>2</sub> à 760 nm et de CO<sub>2</sub> à 1610 et 2060 nm pour la polarisation d'une atmosphère observée depuis l'espace. Là encore, la différence de polarisation entre la bande et le continuum environnant varie fortement selon l'altitude de la couche diffusante (nuages ou poussières). Les auteurs montrent aussi que l'effet est moins important dans la bande du CO<sub>2</sub> à 1610 nm que pour la bande à 2060 nm, la première étant moins marquée que la seconde.

Cette étude nous encourage à penser que la méthode pourrait être tout à fait applicable à Vénus où la bande du CO<sub>2</sub> à 1,43  $\mu\text{m}$  est assez marquée. De plus cette bande d'absorption a déjà été utilisée avec succès par Ignatiev et al. (2009) en photométrie pour pratiquer des mesures d'altimétrie du sommet des nuages. La polarimétrie ajouterait une sensibilité supplémentaire au type des aérosols et à leur extension verticale.

À l'heure où cette thèse est écrite, un étudiant de master, Nicolas Bott, travaille sur les données SPICAV-IR pour tenter d'appliquer cette méthode.

La figure 7.1 montre le degré de polarisation en fonction de la longueur d'onde pour l'orbite 1478-8 à un angle de phase de 15° soit dans le minimum de polarisation de la gloire. Plusieurs choses sont à remarquer : d'une part on retrouve la forme des bandes d'absorption du CO<sub>2</sub>, du CO et de H<sub>2</sub>O. D'autre part le degré de polarisation est plus négatif dans la bande qu'ailleurs et surtout plus élevé que pour les longueurs d'onde des DOTS.

La figure 7.2 montre le degré de polarisation linéaire en fonction de l'angle de phase et de la longueur d'onde pour la bande à haute résolution spectrale de SPICAV-IR. On identifie entre 10 et 20° la polarisation négative liée à la gloire et au delà de 60°, la polarisation liée aux brumes à hautes latitudes. Notons que les valeurs de polarisation sont ici au moins deux fois plus importantes en valeur absolue que celles observées à 1,101  $\mu\text{m}$ . Une autre illustration de ceci est visible sur la figure 7.3 où l'on peut voir que la gloire (polarisation négative) et les brumes (polarisation positive) sont plus marquées autour de 1,44  $\mu\text{m}$ , soit au cœur de la bande d'absorption du CO<sub>2</sub>, confirmant l'effet de l'absorption du gaz.

Pour étudier cette polarisation dans la bande d'absorption, un modèle de nuage à été mis en

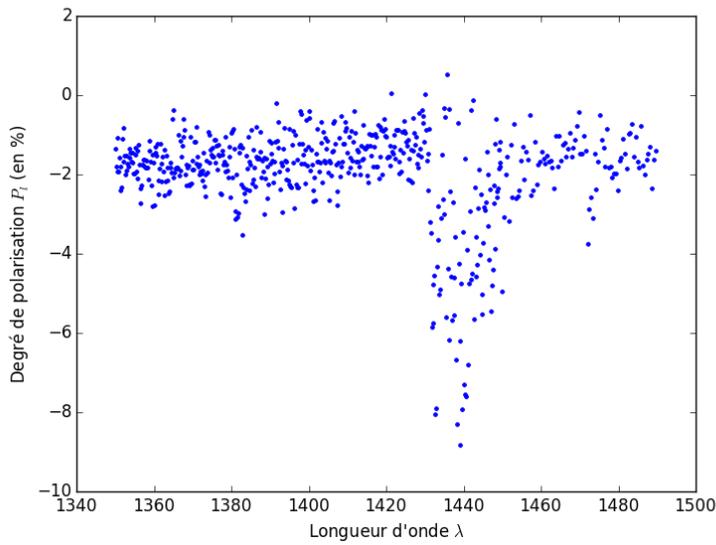


FIGURE 7.1 – Degré de polarisation en fonction de la longueur d’onde pour un angle de phase de  $15^\circ$ .

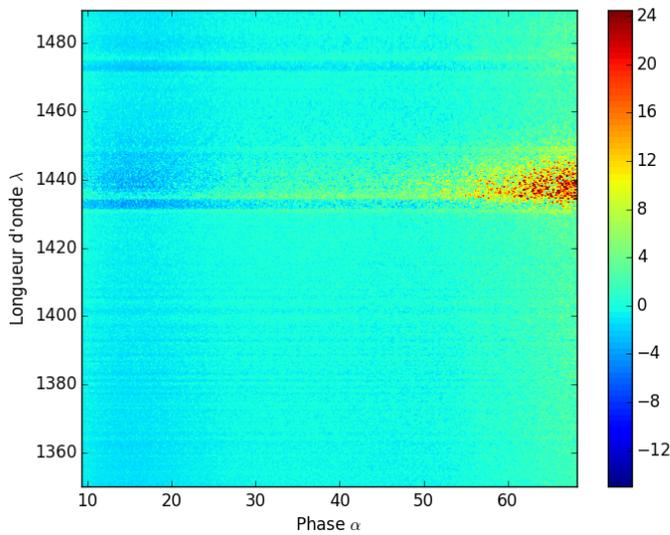


FIGURE 7.2 – Degré de polarisation observé en fonction de l’angle de phase et de la longueur d’onde (en nm) dans la zone de haute résolution spectrale de SPICAV-IR pour l’orbite 1478-8. Le degré de polarisation linéaire est indiqué en couleurs et en pourcents.

place qui soit plus réaliste que le seul modèle à deux couches. En prenant le profil vertical et la discrétisation en couches utilisée par Ignatiev et al. (2009, et A. Fedorova, communication privée) nous avons représenté la distribution verticale des nuages à l’aide d’un coefficient d’extinction sous la forme :

$$k_{\text{ext}} = k_0 e^{-z/H} \quad (7.1)$$

On peut définir  $z_{\text{top}}$  comme l’altitude pour laquelle  $\int_{z_{\text{top}}}^{\infty} k_{\text{ext}} = 1$ . On a alors :

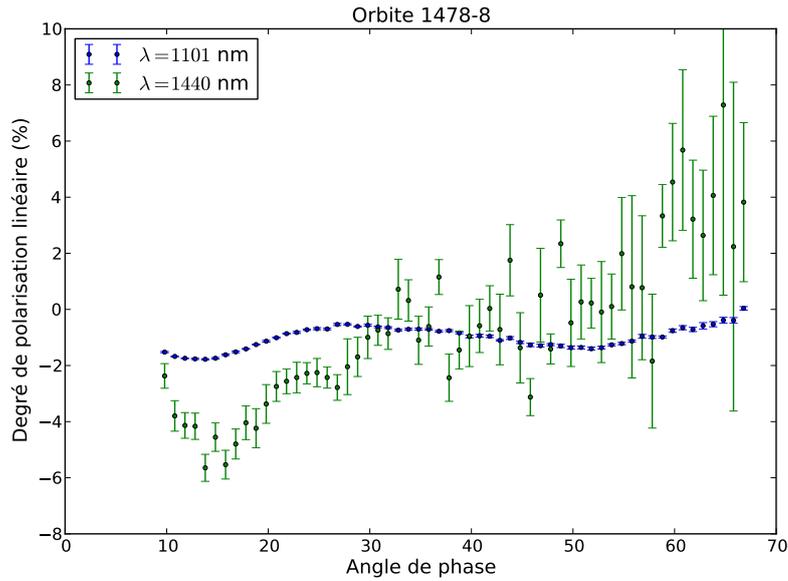


FIGURE 7.3 – Degré de polarisation linéaire en fonction de l’angle de phase, observé pour l’orbite 1478-8. Les différentes courbes montrent deux longueurs d’onde hors et dans la bande d’absorption du  $\text{CO}_2$ .

$$k_{\text{ext}} = \frac{1}{H} \exp\left(-\frac{z - z_{\text{top}}}{H}\right) \quad (7.2)$$

Alors on peut déterminer l’opacité de diffusion des aérosols pour chaque couche avec :

$$\tau_c(z_i) = k_{\text{ext}}(z_i) \times \Delta z_i \quad (7.3)$$

où  $z_i$  est l’altitude de la couche  $i$  et  $\Delta z_i$  est l’extension verticale de la couche  $i$ . La figure 7.4 montre l’effet de l’altitude  $z_{\text{top}}$  sur le degré de polarisation linéaire calculé par le modèle. Plus  $z_{\text{top}}$  est bas, plus la quantité de gaz absorbant au dessus augmente, entrainant une polarisation plus négative dans la gloire et une polarisation positive à plus grands angles de phase à mesure que l’opacité liée à la diffusion Rayleigh devient à nouveau sensible.

On peut également changer l’échelle de hauteur du nuage comme montré sur la figure 7.5. On constate que comme l’avait relevé Ignatiev et al. (2009), l’échelle de hauteur a un effet important sur le modèle, et il appartiendra à la suite de cette étude de déterminer si nous pouvons le contraindre en même temps que  $z_{\text{top}}$  ou si nous devons le fixer.

Tous ces résultats préliminaires sont très encourageants et nous espérons pouvoir contraindre au moins  $z_{\text{top}}$  et possiblement  $H$  de façon globale et réaliser des mesures d’altimétrie des nuages à l’aide des observations SPICAV-IR.

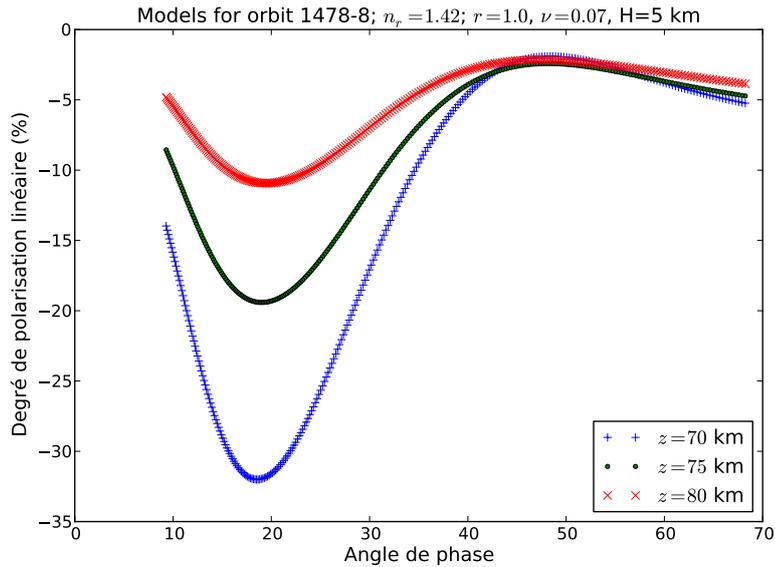


FIGURE 7.4 – Degré de polarisation linéaire calculé pour la géométrie de l’orbite 1478-8 à  $1,43 \mu\text{m}$  avec un nuage composé exclusivement par le mode 2. Les différentes courbes montrent l’effet de l’altitude du sommet du nuage  $z_{\text{top}}$ .

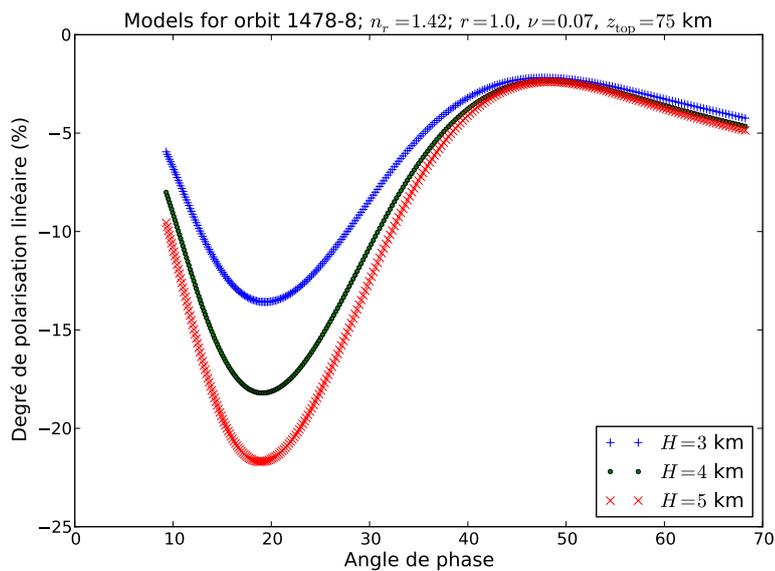


FIGURE 7.5 – Degré de polarisation linéaire calculé pour la géométrie de l’orbite 1478-8 avec un nuage composé exclusivement par le mode 2. Les différentes courbes montrent l’effet de l’échelle de hauteur  $H$ .

### 7.2.2 Particules hétérogènes

Une autre piste d’ouverture de cette thèse apporterait un nouveau lien avec la microphysique : il s’agirait de considérer non pas des aérosols homogènes composés d’une solution liquide mais des aérosols hétérogènes.

Ces aérosols pourraient donc être composés de deux phases, par exemple avec un cœur solide à haut indice de réfraction (du soufre ou du  $\text{FeCl}$  par exemple) autour duquel viendrait s’adsorber

une solution liquide d'acide sulfurique.

L'intérêt de cette étude serait multiple. D'une part, les indices de réfraction mesurés par Petrova et al. (2015b) sont parfois plus élevés qu'attendus pour des solutions d'acide sulfurique (avec des valeurs pouvant atteindre 1,49 au lieu des 1,43/1,44 attendus à 965 nm) et l'ajout d'un cœur à haut indice de réfraction pourrait reproduire les observations : Petrova et al. (2015b) proposent ainsi du chlorure de fer ( $n_r > 1,60$ ) et du soufre ( $n_r = 1,95$ ) comme contaminant. Le choix de ces candidats n'est pas anodin car FeCl et  $S_x$  sont suspectés d'être responsables de l'absorption UV. L'autre intérêt est que ces contaminants pourraient servir de noyau de condensation pour les particules du nuage (Toon et al., 1982).

Vollmer (2005) a simulé la diffusion de cœurs absorbants entourés d'eau ou de gouttes d'eau entourées d'une pellicule faite d'un matériau absorbant. Ses simulations ne prennent pas en compte des indices de réfraction proches de l'acide sulfurique et du soufre, mais surtout elles ne montrent que ce qui se produit en photométrie et en simple diffusion. De même, les essais conduits par Petrova et al. (2015b,a) ne relèvent que de la photométrie.

Il serait donc plus qu'intéressant de voir quel effet auraient des cœurs ou des enveloppes absorbantes sur la polarisation dans le cadre des nuages de Vénus.

### 7.3 Pour aller plus loin

Nous terminons en évoquant l'apport que les études polarimétriques de Vénus peuvent apporter à la détection et la caractérisation d'exoplanètes. S'il est difficile de détecter une exoplanète autour de son étoile en photométrie à cause d'un contraste très désavantageux, il en va autrement en polarimétrie puisque la lumière d'une étoile de type solaire serait non polarisée (Kemp et al., 1987) alors que la lumière diffusée par l'atmosphère de la planète le serait, soit par diffusion Rayleigh ou par diffusion de Mie (Stam et al., 2004). La polarimétrie apporterait également des informations sur l'atmosphère de la planète, puisque la diffusion Rayleigh (dans le cas d'une atmosphère claire) et la diffusion de Mie (si la planète possède des nuages) polarisent la lumière de façon très caractéristique (Karalidi, T. and Stam, D. M., 2012; Karalidi, T. et al., 2011, 2012), apportant de précieuses informations. Le travail présenté ici pourrait donc servir à l'étude de futures exo-Vénus et exo-Terres que la polarimétrie permettrait de caractériser, tout comme nous l'avons fait pour Vénus.



## **Quatrième partie**

# **Annexes et bibliographie**



## Annexe A

# Tutorial on SPICAV-IR data processing and the modeling

We present here how some basic use of the programs developed in this thesis in order to read and process SPICAV-IR data but also how to launch model computations.

We present here two useful Python objects : the Data object and the Model object.

### A.1 How to use the spicavpol modules ?

All the necessary files are in the spicavpol package. Some functions use precompiled FORTRAN codes with f2py. These are configuration dependent so you might want to recompile them using the script

```
sh ./compile_f2py_modules.sh
```

#### A.1.1 How to read the data ?

In a Python session or in a script, you'll need to import `read_spicav_ir.py`.

```
import read_spicav_ir as rd
```

The useful function is `rd.processing_orbits` which reads the data and processes it for one or several orbits :

For one orbit

```
data = rd.processing_orbit(1478,6)
```

For a list of orbits

```
data = rd.processing_orbits(orbs, seqs, list=True)
```

Where `orbs` is an array with the orbit numbers to be read and `seqs` the corresponding sequences of measure. Both arrays must have the same length. For example :

```
data = rd.processing_orbits([1478, 2269], [8,6], list=True)
```

reads observations 1478-8 and 2269-6.

You can also read all orbits in a range :

```
rd.processing_orbits(500, 0, orbit_max=1000, orbit_range=True)
```

This reads all available observations from orbit 500 to 1000. Note that the value given as a second argument can be any number if `orbit_range=True`.

### Information on the orbit

`data` or `print(data)` will give basic information about the object (orbit range, dates).

### Geometry

The geometry of the observation is stored in the `Geo` object, contained in the `Data` object. `data.geo` will yield basic geometric information. All important orbital and temporal information about the observation is stored in this object.

### Filtering

It is possible to filter data with respect to some criteria. The method `filter` allows this.

```
subdata = data.filter(criterium='phase', vmin=25, vmax=50)
```

`subdata` is a subset of the observations contained in `data`, with only points with a phase angle between 25 and 50 degrees. `subdata` is also a `Data` object with the same attributes and methods. Other filters are available, see documentation.

Some observations have a geometry that goes several times through similar phase angles and it can be helpful (or necessary) to work on those two *branches* separately. For this, one can use the method `split`.

```
branchA, branchB = data.split()
```

`branchA` and `branchB` are two `Data` objects, each containing a different branch.

### A.1.2 How to plot the data ?

To display and plot the data you can use your own script but some common visualisations are contained in the module `plotting_tools.py`

```
import plotting_tools as pt
```

The names of the functions usually follows the pattern : `pt.abscissae_ordinates_colored-data`

## A.2 How to create a model ?

The modeling module is `pymiedap.py`

```
import pymiedap as pmd
```

It contains several functions and classes to define a model atmosphere and compute the polarization of the light scattered. To create a model, use

```
modelA = pmd.Model()
```

This will generate a `Model` object. The model object contains several attributes and methods. `model.wvl_list` is an array with the list of wavelengths to be used for the computation. `model.layers` is a subclass containing all the layers of the model. Each layer is a `Layer` class object itself and has a name and properties. By default the model is initialized with four layers :

```
model.layers.-l
                \-gasbelow
                \-cloud
                \-haze
                \-gastop
```

But you are free to add or remove some by using the python command `del` or by doing

```
model.layers.mylayer = Layer()
```

Each layer has the following properties :

- `level` indicates the vertical position of the layer, 1 being the lowest layer and counting upwards.
- `type` indicates the type of aerosols. This has no proper significance but defines how some output files are named. In the basic model 'C' stands for cloud particles and 'H' for haze particles.
- `press` is a float with the value of the pressure (in bars) at the bottom of the layer.

- `psd` is the particle size distribution to use for each layer. It is a string. '2' stands for the modified Gamma distribution (Hansen et al. 1974); '3' is for a bimodal Gamma.
- `r_eff` is the effective radius of the particles (in microns)
- `v_eff` is their effective variance
- `n_r` is an array with as many elements than the number of operating wavelengths. Defines the real part of the refractive index of the particles for each wavelength.
- `n_i` is as `n_r` but for the imaginary part
- `tau` is the optical thickness of the layer. It is an array defining the optical thickness for each wavelength
- `col_dens` is the particular column density of the layer. Expressed in particles per  $\mu\text{m}^{-2}$ .
- `bimodal_weight` is the weight of the second mode relative to the other. We use the bimodal distribution defined as

$$n(r) = \frac{C}{1 + b_w} \left( r^{\frac{1}{v_{\text{eff}}}-3} \exp \frac{r}{r_{\text{eff},1} v_{\text{eff}}} + b_w r^{\frac{1}{v_{\text{eff}}}-3} \exp \frac{r}{r_{\text{eff},2} v_{\text{eff}}} \right)$$

The two modes  $r_{\text{eff},1}$  et  $r_{\text{eff},2}$  have the same variance  $v_{\text{eff}}$

- `bimodal_r` is the radius of the second mode in case of a bimodal distribution
- `sext` is the average extinction cross-section of the particles. In  $\mu\text{m}^2$ . Calculated when running the model.
- `qext` is the extinction efficiency. Calculated by the model.

Once a model has been created with all the atmosphere being described, one can calculate the model using

```
pmd.read_model(model, data)
```

The function `pmd.read_model` computes the model in relation to a given `Data` object. The model is computed for each wavelength in `model.wvl_list`. The code takes the geometry of the observation contained in `data` and this geometrical information are reproduced in the `model` object with the attributes

```
model.phase
model.sza
model.emission
```

note that by default, the computation is not performed for every measurement in the data to reduce computation time. This can be changed with the `step` argument in the function. The `set_taus` option allows to calculate the opacities based on the particular column density of a layer (thus better following the wavelength dependence) rather than on arbitrary values. Other

options allow you to define the format of the output files. For more details, please see the inline documentation.

Once the model has been computed, the values of Stokes elements I, Q and U are stored in vectors `model.I`, `model.Q` and `model.U`. Those have the same length as the geometrical vectors.



## Annexe B

# Tables complémentaires

TABLE B.1 – Liste des orbites utilisées pour les mesures de densité de colonne des brumes dans l'hémisphère nord.

0522	04	0525	04
0526	04	0529	04
0532	03	0535	03
0538	05	0541	03
0722	08	0724	08
0741	11	0742	11
0956	07	0958	08
0960	13	0974	04
1053	04	1057	04
1059	04	1080	15
1082	10	1084	10
1086	10	1087	05
1089	05	1091	05
1093	09	1094	08
1096	10	1306	04
1311	04	1323	04
1338	03	1379	08
1393	03	1411	03
1412	03	1413	03
1414	02	1415	02
1416	06	1421	07
1435	05	1449	04

Suite de la page précédente

1491	08	1505	06
1520	08	1530	08
1547	12	1619	10
1631	05	1650	05
1661	03	1674	04
1757	05	1772	08
1776	08	1785	06
1825	04	1870	03
1872	04	1885	04
1887	04	1889	04
1891	04	1898	03
1926	02	1970	02
1986	04	1991	08
1996	04	2066	04
2080	04	2105	01
2107	02	2109	02
2111	02	2120	05
2138	03	2181	04
2182	02	2183	04
2195	04	2245	01
2249	01	2313	01
2321	02	2337	03
2349	04	2407	04
2412	02	2433	02
2437	01	2439	03
2441	02	2443	02
2457	01	2461	02
2464	01	2550	05
2555	03	2560	02
2563	03	2591	03
2593	07	2595	07
2601	04	2603	05
2634	02	2638	05
2666	03	2667	03

## Suite de la page précédente

2668	03	2670	03
2671	03	2672	03
2673	03	2675	03
2676	03	2677	02
2678	03	2680	03
2681	05	2682	03
2684	03	2685	07
2686	03	2687	03
2688	03	2691	03
2692	04	2704	05
2705	04	2710	04
2713	04	2714	04
2715	04	2718	06
2728	04	2730	01

TABLE B.2 – Liste des orbites utilisées pour les mesures de densité de colonne des brumes dans l'hémisphère sud.

0528	0007	0531	0006
0534	0006	0537	0007
0540	0007	0543	0005
0797	0005	0798	0005
0978	0005	1174	0009
1432	0007	1434	0004
1437	0012	1439	0012
1441	0007	1443	0006
2666	0001	2667	0001
2668	0001	2670	0001
2671	0001	2672	0001
2673	0001	2674	0001
2675	0001	2678	0001
2680	0001	2682	0001
2684	0001	2686	0001
2687	0001	2688	0001
2689	0001	2690	0001

Suite de la page précédente

2691	0001	2693	0001
2695	0001	2697	0001
2699	0001	2701	0001
2703	0001	2704	0003
2705	0002	2707	0002
2708	0003	2709	0002
2712	0002	2713	0002
2714	0002	2715	0002
2718	0004		

## **Annexe C**

# **Reproduction de l'article Rossi et al. 2015**

Le lecteur pourra trouver ci-après la version acceptée de l'article Rossi et al. (2015), paru dans un numéro spécial de la revue *Planetary and Space Science*, consacré à l'exploration de Vénus.



## Preliminary study of Venus cloud layers with polarimetric data from SPICAV/VEEx



Loïc Rossi<sup>a,\*</sup>, Emmanuel Marcq<sup>a</sup>, Franck Montmessin<sup>b</sup>, Anna Fedorova<sup>c,d</sup>, Daphne Stam<sup>e</sup>, Jean-Loup Bertaux<sup>b</sup>, Oleg Korablev<sup>c,d</sup>

<sup>a</sup> Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, LATMOS-IPSL, 11 boulevard d'Alembert, F-78280 Guyancourt, France

<sup>b</sup> CNRS/INSU, LATMOS-IPSL, Guyancourt, France

<sup>c</sup> Space Research Institute (IKI), Moscow, Russia

<sup>d</sup> Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT), Dolgoprudny, Russia

<sup>e</sup> Faculty of Aerospace Engineering, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 18 March 2014

Received in revised form

27 June 2014

Accepted 11 November 2014

Available online 26 November 2014

#### Keywords:

Venus

Clouds

Polarimetry

Venus Express

Mie theory

Radiative transfer

### ABSTRACT

We present unique polarization data from the SPICAV-IR spectrometer onboard ESA's *Venus Express* (VEEx) spacecraft and a first retrieval of cloud parameters. The polarization data have been collected from 2006 to 2010, and cover mostly the northern hemisphere, in the 0.65 to 1.7  $\mu\text{m}$  spectral range. They contain information about latitudinal and longitudinal variations in the properties of Venus clouds and hazes, and about temporal variations in these properties. The degree of polarization measured on a few test orbits is in agreement with previous observations from the ground and from *Pioneer Venus*. Using numerical modeling to interpret the nadir observations, we retrieve mean values of  $r_{\text{eff}} \sim 1 \mu\text{m}$  and  $\nu_{\text{eff}} \sim 0.07$  for, respectively, the effective radius and variance of the cloud particle size distribution and a refractive index  $n_r = 1.42 \pm 0.02$  at  $\lambda = 1.101 \mu\text{m}$ . We also derive an upper limit  $\tau_h = 0.17$  at  $\lambda = 1.101 \mu\text{m}$  for the haze optical thickness at high latitudes. All these values are in good agreement with previous determinations.

© 2014 Elsevier Ltd. All rights reserved.

### 1. Introduction

Venus has a dense atmosphere with cloud layers between 50 and 70 km of altitude which are optically thick at most wavelengths. The study of these cloud layers is of a great importance as they are related to the dynamics and the chemistry of the atmosphere. They are also crucial in the understanding of the planet's radiative balance, and thus its climate. Historically, polarimetry has given a significant contribution to our current knowledge of the clouds. First studies date back to the 1920s with Bernard Lyot's PhD thesis (Lyot, 1929) on the polarization of planets. Other ground based observations followed, conducted during the years 1950s to 1970s (Coffeen, 1969; Dollfus and Coffeen, 1970; Forbes, 1971). Those observations were analyzed by Hansen and Hovenier (1974) with a polarized multiple scattering radiative transfer code combined with Mie theory. Their analysis yielded values for the main parameters to describe the clouds: the effective radius of the cloud particle size distribution,  $r_{\text{eff}}$ , the variance of this distribution,  $\nu_{\text{eff}}$ , and the real refractive index of the particles,  $n_r$ . Assuming the

standard size distribution described by Hansen and Travis (1974), Hansen and Hovenier (1974) found  $r_{\text{eff}} = 1.05 \pm 0.10 \mu\text{m}$  with a quite small effective variance ( $\nu_{\text{eff}} = 0.07 \pm 0.02$ ). But their main result was that the computed refractive index at 990 nm was 1.43, which is compatible with a solution of sulfuric acid at 75% concentration. Later measurements from the *Pioneer Venus* Orbiter Cloud Photopolarimeter (OCPP) (Travis, 1979) were analyzed by several authors (Kawabata et al., 1980; Sato et al., 1996; Knibbe et al., 1997; Braak et al., 2002). They showed the presence of a submicron haze layer above the main cloud layer with a similar refractive index but with much smaller particles, i.e.  $r_{\text{eff}} = 0.23 \pm 0.04 \mu\text{m}$  and a broader size distribution,  $\nu_{\text{eff}} = 0.18 \pm 0.10$ . A spatial variation in the haze optical thickness  $\tau_h$  was observed with  $\tau_h(\lambda = 365 \text{ nm})$  varying from 0.06 near the equator to 0.8 at higher latitudes (Kawabata et al., 1980; Knibbe et al., 1997, 1998; Braak et al., 2002), following the variation in cloud top altitude. Long-term temporal variability of the haze layer has also been observed during *Pioneer Venus* operations, with a decrease of the optical thickness at 365 nm from  $\tau_h = 0.25$  in 1978 to  $\tau_h = 0.1$  in 1990 (Knibbe et al., 1998).

The polarimetric data of SPICAV-IR onboard ESA's *Venus Express* mission offer the first polarimetric measurements of Venus from orbit since the end of *Pioneer Venus* (PVO) in 1992. These data allow us to constrain the cloud particle properties and

\* Corresponding author.

E-mail address: [loic.rossi@latmos.ipsl.fr](mailto:loic.rossi@latmos.ipsl.fr) (L. Rossi).

URL: <http://rossi.page.latmos.ipsl.fr> (L. Rossi).

their local and temporal variations, and, by comparing them against previous observations, such as those of *Pioneer Venus*, to investigate long term changes in the clouds and hazes of Venus.

We introduce in Section 2 the polarimetric capabilities of SPICAV-IR, then we present the global data-set up to May 2010. In Section 3, we describe the analysis of our observations, and in Section 4 the results obtained with a few particular orbits, with a distinction between lower and upper latitudes. Section 5 contains our conclusions.

## 2. SPICAV-IR polarimetric observations

### 2.1. Principle of measurement

SPICAV-IR is a spectrometer onboard *Venus Express* (Bertaux et al., 2007; Korabiev et al., 2012), measuring intensity and polarization of light scattered by the atmosphere of Venus in the 0.65–1.7  $\mu\text{m}$  range. The instrument is based on an Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) whose crystal birefringence properties produce two beams linearly polarized in perpendicular directions. Two identical bicolor sandwich detectors then measure the intensity of the ordinary and extraordinary beams in short-wavelength (SW) 0.65–1.05  $\mu\text{m}$  and long-wavelength (LW) 1.0–1.7  $\mu\text{m}$  channels.

One beam is polarized parallel to the instrument's reference plane (containing the X and Z axis of VEx), the other is polarized perpendicularly to it. The observation is conducted so that the plane of scattering of light (which contains the Sun, the observed point and the instrument) corresponds to the reference plane.

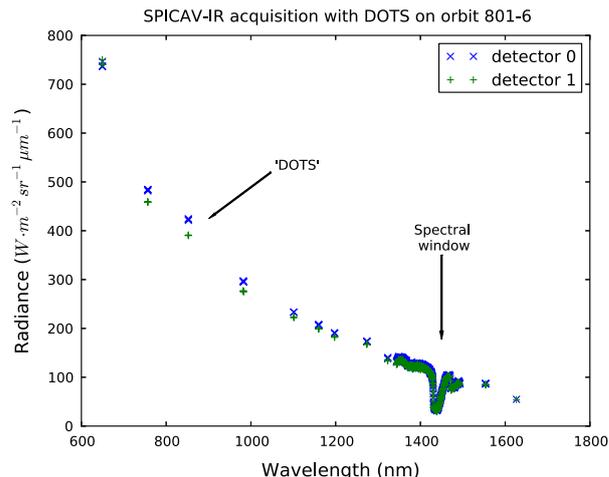
Therefore we can determine the degree of linear polarization defined as

$$P_\ell = \frac{P_\perp - P_\parallel}{P_\perp + P_\parallel} = \frac{d_1 - d_0}{d_1 + d_0} \quad (1)$$

where  $P_\perp$  and  $P_\parallel$  are the perpendicular and parallel components of polarization,  $d_0$  and  $d_1$  are the values of radiance measured by detectors 0 and 1 respectively. In terms of Stokes parameters, this is equivalent to  $-Q/I$ . Thus, if the polarization is perpendicular to the plane of reference,  $P_\ell = +100\%$ ; and if the polarization is parallel to it,  $P_\ell = -100\%$ . Note that SPICAV-IR cannot measure Stokes parameter  $U$  nor  $V$ , and thus not the total degree of polarization.

SPICAV-IR works on the principle of sequential spectral record. The main nadir observing mode records a spectrum with one spectral window in 1.246–1.477  $\mu\text{m}$  including the  $\text{CO}_2$  and  $\text{H}_2\text{O}$  absorption bands and 14 fast-recorded spectral points outside the gaseous absorption bands in the range from 0.65 to 1.7  $\mu\text{m}$  (hereafter called DOTS) (see Fig. 1). The total fluxes measured at this set of spectral points are used for the cloud and haze characterization in nadir and solar occultation mode (Korablev et al., 2012). In our polarization study, we take those sets of points and average them, which provides us with 14 wavelengths in the 0.65–1.7  $\mu\text{m}$  range (see Table 1), each DOT having a spectral width of  $\sim 1$  nm. The information contained in the absorption bands will be subject to a later study.

The cross calibration of the two detectors is provided by measurements at phase angle of zero degrees, knowing that the degree of linear polarization of this backscattered light should then be equal to zero. Calibration observations have been conducted in orbits 464-01<sup>1</sup> and 1472-08 (calibrations with these orbits were described in Korabiev et al., 2012, Section 3.3) and later in orbits 2135-01, 2253-08, 2700-04, 2702-05, 2706-04, 2733-04 and 2735-04. Orbits 464 and 1472 were performed with phase angle equals  $0^\circ$  and solar zenith angle (SZA)  $< 10^\circ$  with more than



**Fig. 1.** Illustration of SPICAV-IR acquisition from orbit 801-6. The two detectors are shown, with spectral windows and continuum spectral points. The differences in the radiances measured by the two detectors are due to the state of polarization of the observed light.

**Table 1**

Available wavelengths from SPICAV-IR dots in the SW and LW channels. Due to calibration issues (see text), we do not use DOTS at 650 nm, and exclude situations where saturation occurs at 855 nm and 980 nm.

Channel	Dots wavelengths (nm)
SW	650 760 855 980
LW	1101 1160 1198 1242 1274 1305 1324 1515 1553 1625

100 spectra recorded. The observations from orbit 2135 have been performed for phase angle  $> 0.7^\circ$  or SZA  $> 20^\circ$  which leaves some systematic uncertainties in the calibrations. The calibration of polarization was sensitive to the several parameters applied to the spectrometer like cooling of detectors with help of Peltier elements, the gain of the integrating preamplifier, etc. Orbits before 1500 were without Peltier activated and have the lowest uncertainties due to the best calibration orbits they have. The systematic error we applied on  $P_\ell$  is  $< 0.1\%$  for orbits before 1500 (Peltier off) and up to 0.2% for orbits after 1500 (Peltier on). The calibration for  $\lambda = 980$  nm of the SW channel has a large uncertainty on polarization ( $\sim 0.3\%$ ) from the temperature of detectors compared to the other wavelengths. Moreover, the calibration orbits were performed in the SW range of 690–1050 nm so  $\lambda = 650$  nm was not calibrated and we discard it from our analysis. At 855 nm and 980 nm, detector saturation occurs in some orbits for SZA  $< 20^\circ$  (low phase angles). As a consequence, we decided not to use those saturated orbits.

The uncertainty on the measure of polarization with individual DOTS points is calculated using the noise equivalent brightness of both detectors. We average several points and decrease the error due to the noise. The typical random error on  $P_\ell$  is about 0.1%, with variations depending on wavelength and channel.

### 2.2. Observations

We present here the polarization observations from SPICAV-IR up to orbit 1500. At the beginning of the mission and for all used orbits, *Venus Express* evolves on a 24 h polar orbit with its pericenter at 250 km at  $80^\circ\text{N}$ , and with the apocenter at 66,000 km (Svedhem et al., 2007). Our polarization data covers mostly the northern hemisphere, with a consistent coverage in local time as shown in Fig. 2. The Instantaneous Field of View (IFOV) of SPICAV-IR is circular

<sup>1</sup> We designate observation X in orbit N as “N-X”.

with diameter of  $2^\circ$  which gives a spatial resolution of 9 km at pericenter (see Fig. 2).

The illumination and viewing geometries for the SPICAV-IR observations are described by three angles: the local solar zenith angle  $\theta_0$ , which is the angle between the direction to the Sun and the local normal, the local emission angle  $\theta$ , which is the angle between the local normal and the direction to the spacecraft, and the azimuthal angle  $\varphi$  between the vertical planes containing the direction of the incident sunlight and the direction to the spacecraft, respectively. The phase angle  $\alpha$  is the angle between the directions to the Sun and the spacecraft, and its supplement ( $180^\circ - \alpha$ ), is the scattering angle of singly scattered light.

SPICAV-IR has various observational modes: (1) Nadir observations, where the local emission angle  $\theta \approx 0^\circ$  and thus  $\alpha \approx \theta_0$ ; and (2) Spot-tracking, where the local emission angle varies. Most of SPICAV-IR observations are latitudinal scans, which are nadir observations ( $\theta \approx 0^\circ$ ) along meridians (see Fig. 2). For these observations, phase angle  $\alpha$  is usually close to the solar zenith angle.

Fig. 3 shows maps of polarization from SPICAV-IR nadir ( $\theta < 15^\circ$ ) observations for orbits up to 1500. Each cell value is the median of all observation points within 0.25 h in local time and  $5^\circ$  in latitude. Cells with less than five data points are not considered and left blank. These maps provide a global view of the degree of linear polarization as described in Eq. (1) and allow

comparison with previous observations, in particular those of OCCP, which produced full maps of Venus.

From the maps, we can make first remarks about the polarization measured by SPICAV-IR. The polarization changes with the observation wavelength, but some patterns are similar from one wavelength to another:

- the polarization is quite uniform across the planet with the exception of the high latitudes;
- at low latitudes, the polarization is mostly negative;
- at higher latitudes it becomes positive, reaching values up to +10%;
- an average glory-related feature (see hereafter) is visible around the subsolar point, showing that the glory is visible nearly every time SPICAV-IR observes at low latitudes.

The glory is a well-known optical phenomenon in liquid water clouds and fogs on Earth caused by near-backscattering of light in spherical diffusers with a size similar to the wavelength. Despite being mathematically understood, the physical origin of the glory is not clear. The backscattering component is thought to be due to edge rays experiencing one internal reflection and surface waves (Hulst, 1981). The near-backscattering components could be generated by interferences between edge rays entering a droplet from different sides and experiencing internal reflection and surface waves (Laven, 2005; Adam, 2002), allowing observation at phase angles greater than  $0^\circ$ . The glory has its counterpart in polarization and the degree of polarization with respect to phase angle is determined by  $r_{\text{eff}}$ ,  $\nu_{\text{eff}}$  &  $n_r$  and it can therefore put constraints on the cloud composition and particle size distribution. For the rest of this study, the term “glory” will refer to the glory visible in polarization unless specified otherwise. The glory shown here on the maps is just the average of several glory observations. Giving a different view on the observations, Fig. 4 shows the degree of linear polarization as a function of phase angle from SPICAV-IR nadir observations from orbit 400–1500, at six wavelengths. On this figure the glory is visible at low phase angles ( $\alpha \sim 15^\circ$ ). The strong increase in polarization is also visible at phase angles near  $90^\circ$ . The color indicates the latitude of observation, showing the close relationship between the phase angle and the latitude in nadir observations. Fig. 4 also confirms that the high positive polarization degree is observed at high latitudes.

Nonetheless, it shows that the glory is visible in several SPICAV-IR observations. The photometric glory also appears to have been observed by the Venus Monitoring Camera (VMC), also onboard *Venus Express* (Markiewicz et al., 2007, 2014), and recently from ground- and space-based observations (García Muñoz et al., 2014).

### 3. Analysis

#### 3.1. Lorenz-mie theory

The degree of polarization of sunlight that is reflected by a cloudy planet, like Venus, depends on the microphysical parameters of the scattering cloud and haze particles, and on the distribution of the cloud and haze particles in the planetary atmosphere. While the reflected sunlight is composed of singly and multiple scattered light, the angular pattern of the degree of linear polarization is mostly determined by the angular pattern of the singly scattered light. The multiple scattered light adds mostly unpolarized light, and thus lowers the degree of polarization, while leaving the shape of the polarization curve mostly unchanged (Hansen and Travis, 1974). Because the polarization signal comes mostly from the first few orders of scattering, the altitude probed is the top of the cloud layers,

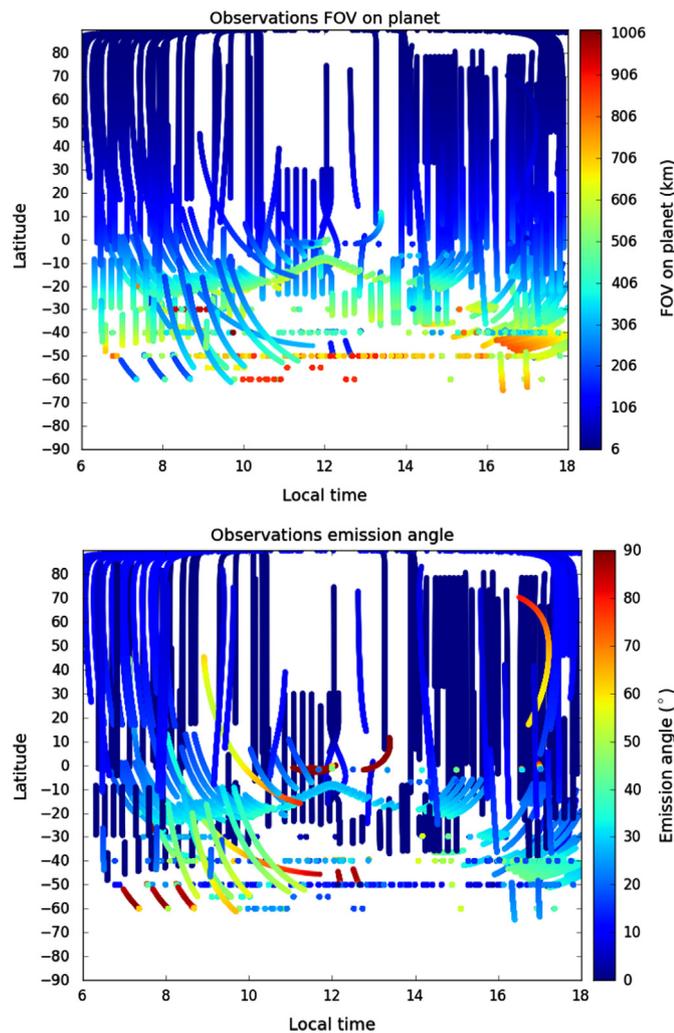
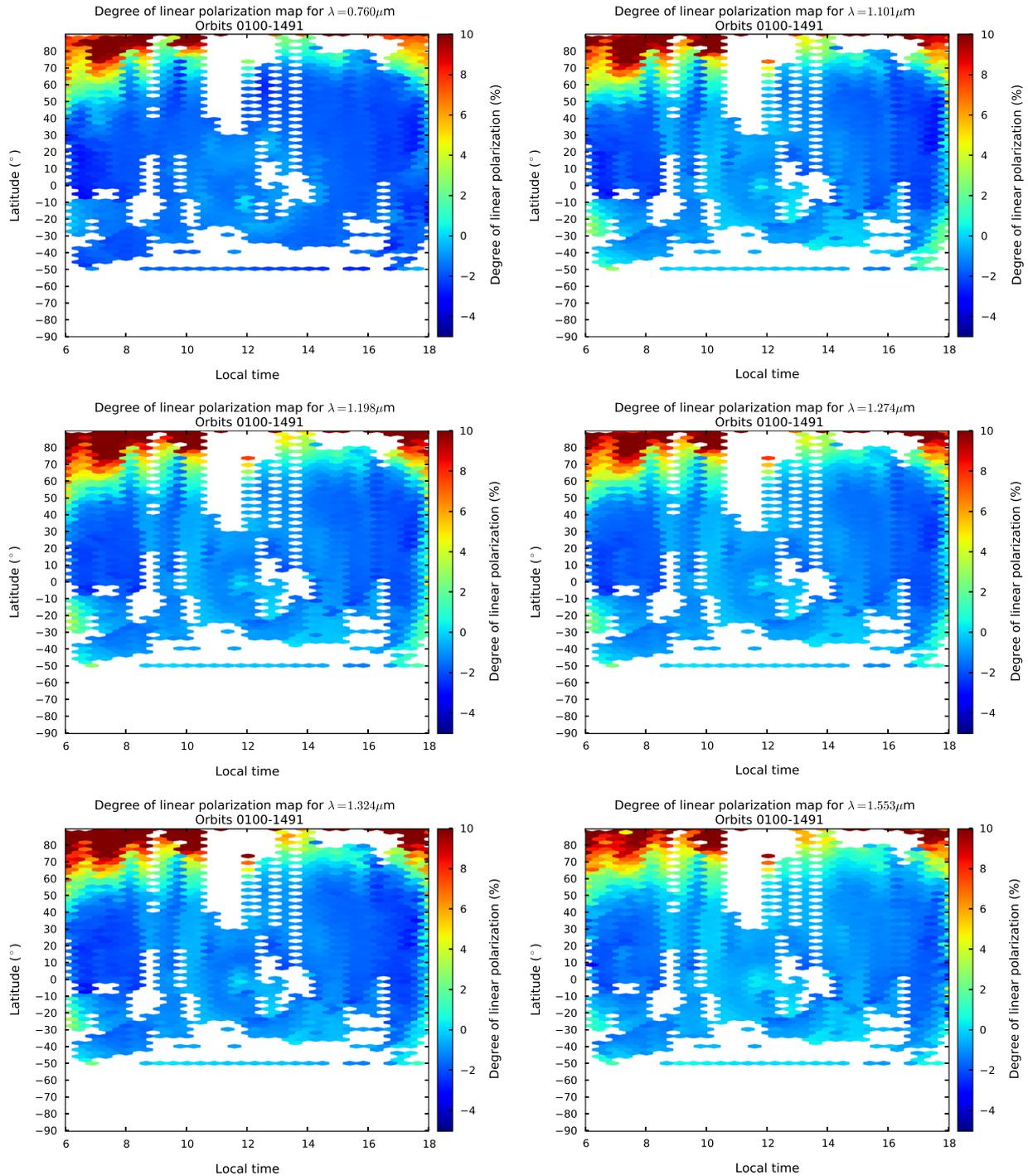


Fig. 2. Above: Projected beam diameter of SPICAV-IR FOV on the planet for orbits up to 1500. Below: Values of local emission angle of observations for orbits up to 1500.



**Fig. 3.** Averaged polarization maps from SPICAV-IR nadir observations at wavelengths 760 nm, 1.101  $\mu\text{m}$ , 1.198  $\mu\text{m}$ , 1.274  $\mu\text{m}$ , 1324  $\mu\text{m}$  and 1553  $\mu\text{m}$ . The scale for polarization has an upper limit of 10% to enhance the contrast, but values higher than 10% are observed at very high latitudes. An average glory can be seen around the subsolar point ( $0^\circ$  at noon).

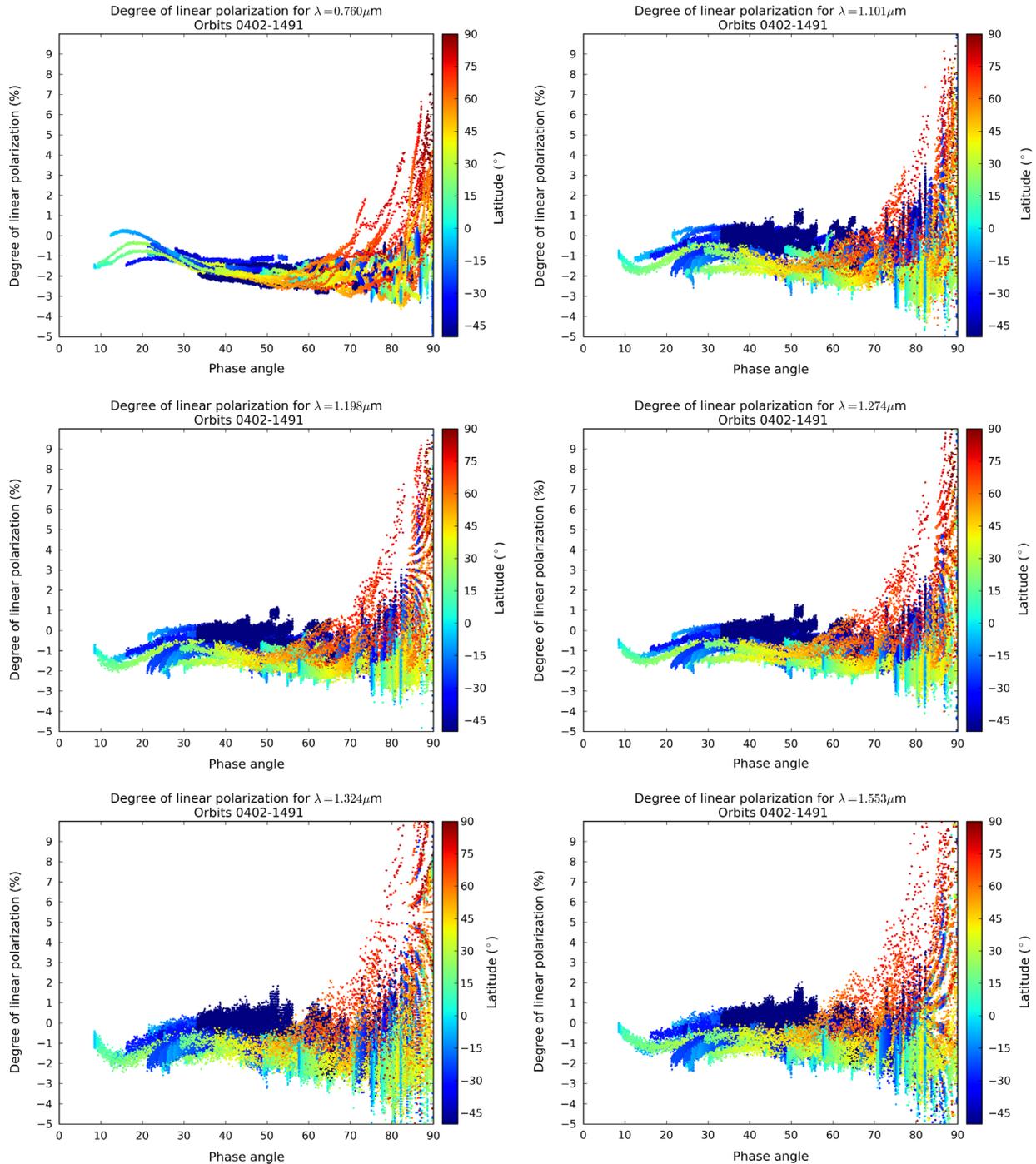
with photons from deeper in the cloud contributing weakly to the polarization.

Fig. 5 shows the degree of linear polarization of unpolarized incident light that is singly scattered by spherical particles as function of the phase angle  $\alpha$  for four values of the refractive index  $n_r$ , and for a range of particle size parameters  $x = 2\pi r_{\text{eff}}/\lambda$ , with  $\lambda$  the wavelength and  $r_{\text{eff}}$  the effective radius of the particles. These figures have been calculated using the Mie-algorithm as described by de Rooij and van der Stap (1984).

Fig. 5 clearly shows that for each of these refractive indices, for  $x \lesssim 1$ , thus for  $\lambda$  much larger than the particle size, the scattering

process exhibits Rayleigh-like properties, with a very strong positive polarization around phase angles of  $90^\circ$ . With increasing values of  $x$ , more complex polarization patterns appear, mostly with a negative polarization. The glory appears as a strong, negatively polarized feature at phase angles smaller than  $40^\circ$ .

From the single scattering results in Fig. 5, we can infer that the main contribution to the observed polarization would be the micrometer sized cloud particles as described by Hansen and Hovenier (1971), because they yield negative polarization for  $\lambda > 1 \mu\text{m}$ . The positive polarization observed at higher latitudes appears to be related to submicron particles that scatter like Rayleigh scatterers, and that



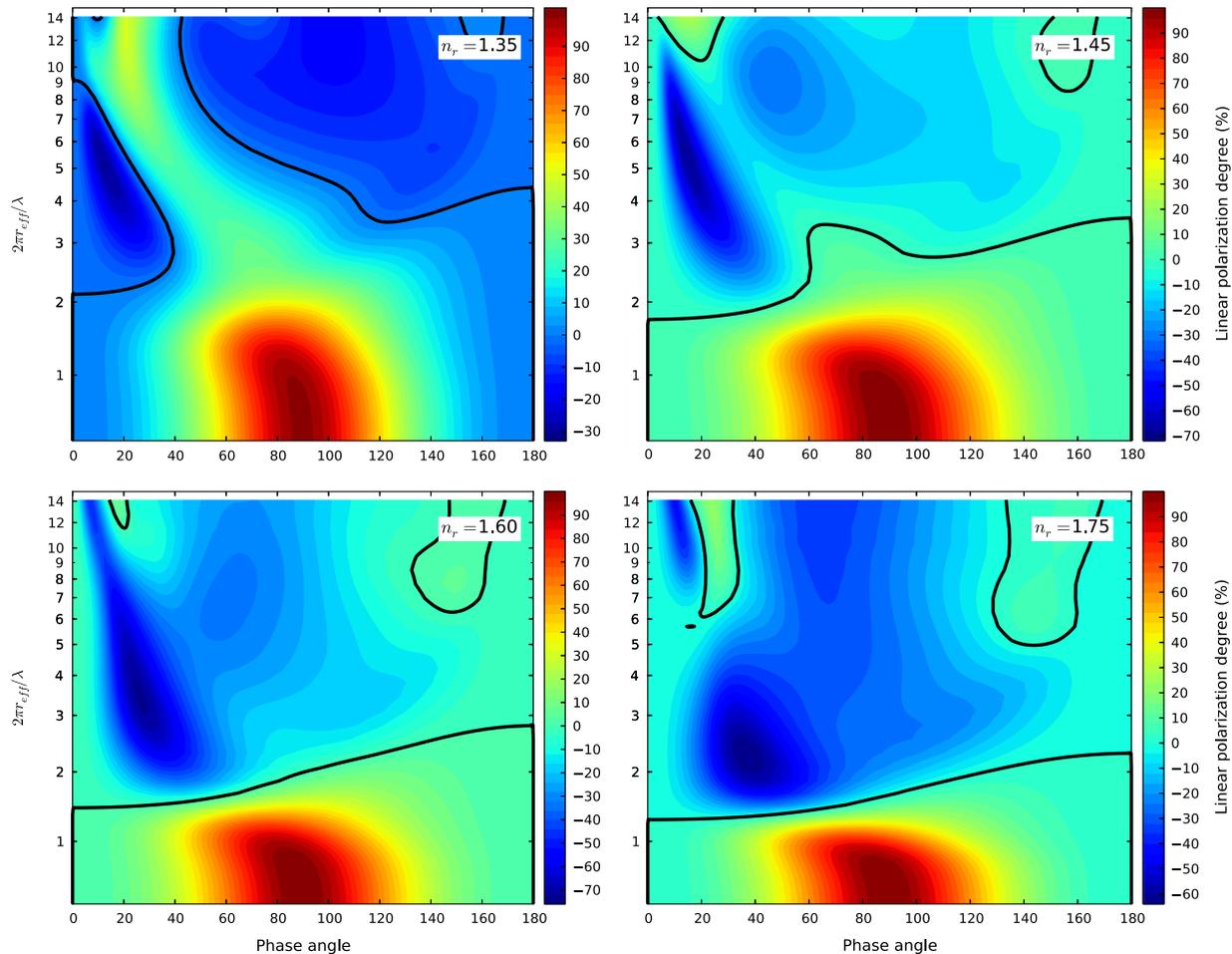
**Fig. 4.** Polarization degree with respect to phase angle from SPICAV-IR nadir observations from orbit 400 to 1500 at wavelengths 760 nm, 1.101  $\mu\text{m}$ , 1.198  $\mu\text{m}$ , 1.274  $\mu\text{m}$ , 1324  $\mu\text{m}$  and 1553  $\mu\text{m}$ . The color indicates the latitude of observation showing that the highest values of polarization are reached at high latitudes. The glory appears as a negative pit at phase angles  $\sim 15^\circ$ . (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this article.)

have been identified as haze particles observed by PVO (Travis, 1979), from ground-based observations (Santer and Dollfus, 1980) and confirmed by Kawabata et al. (1980) and Sato et al. (1996).

To simulate the observed degrees of polarization, and to put more precise constraints on the cloud and haze properties, we use a radiative transfer code that fully takes into account single and multiple scattering and polarization. We use a code that is based on the adding-doubling method (Stam et al., 1999; de Haan et al., 1987). For this code, a planetary atmosphere is described as a stack of plane-parallel layers

that contain gas molecules, and optionally, cloud and haze particles. The single scattering properties of the cloud and haze particles are calculated using Mie-theory (de Rooij and van der Stap, 1984).

The phase angle dependence of the glory's degree of polarization appears to be quite sensitive to the cloud parameters, and we decided to use the observed glories to put constraints on the cloud particles. At small phase angles, the influence of the haze is small but not completely negligible so we have to take both into account in our modeling.



**Fig. 5.** Single scattering patterns for four values of refractive index ( $n_r = 1.35, 1.45, 1.60, 1.75$ ). The x-axis is phase angle, y-axis is the size parameter in log-scale and the degree of linear polarization is indicated in color. The black line represents the zero level for polarization. For all indices, the particle size distribution considered is the standard distribution from Hansen and Travis (1974) with  $\nu_{\text{eff}} = 0.07$  (see Section 3.2). (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this article.)

### 3.2. Nominal cloud model

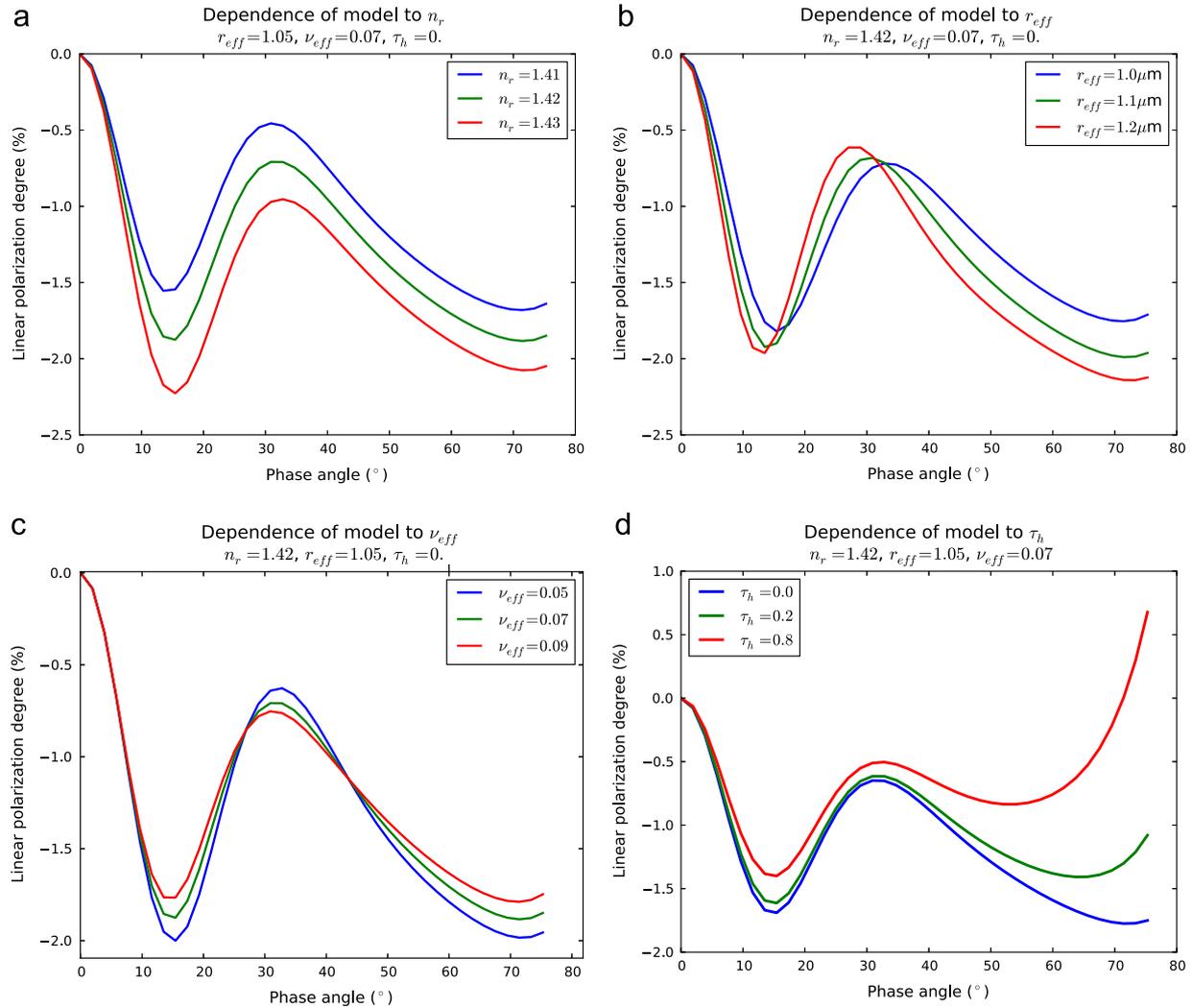
We model the Venus atmosphere under the assumption that the hazes and the clouds are two distinct layers. This is motivated by previous models using this structure (Knibbe et al., 1998; Sato et al., 1996; Braak et al., 2002). Nevertheless, the case where haze particles are mixed within the cloud layer has been investigated by Kawabata et al. (1980) and Knibbe et al. (1997) who found that models with hazes mixed within the cloud layer could also reproduce OCPP observations. The influence of different models is beyond the scope of this preliminary study. For both cloud and haze layers, we use the standard size distribution derived from the gamma distribution (Hansen and Travis, 1974):

$$N(r) = C \times r^{-3+(1/\nu_{\text{eff}})} \exp\left(\frac{-r}{r_{\text{eff}}\nu_{\text{eff}}}\right)$$

where  $C$  is a normalization constant. The normalization is chosen so that  $\int_0^{\infty} N(r)dr = 1$ . The main cloud layer is represented by an optically thick layer with  $\tau_c = 30$  (Ragent et al., 1985), for all wavelengths and a narrow distribution with  $\nu_{\text{eff}} = 0.07$ .  $r_{\text{eff}}$  and  $n_r$  are the fit parameters. The haze layer lies above the cloud layer with  $r_{\text{eff}} = 0.25 \mu\text{m}$  and  $\nu_{\text{eff}} = 0.25$ , with both layers considered to be homogeneously mixed. Our approach is to use our model on the observed glories as a way to characterize the main cloud, and on the positive polarization at higher latitudes, as a way to determine the properties of submicron hazes.

Fig. 6a–c shows the influence of  $n_r$ ,  $r_{\text{eff}}$  and  $\nu_{\text{eff}}$  on the degree of polarization of reflected sunlight according to our model, without the haze layer ( $\tau_h = 0.0$ ). In the range of refractive indices that can be expected from previous studies (Hansen and Hovenier, 1974; Kawabata et al., 1980), the glory does not change much in its position or shape, but rather in the degree of polarization that can be expected (Fig. 6a). One should note that this makes the retrieval of  $n_r$  sensitive to systematic errors in the value of  $P_\ell$ , but the use of different wavelengths and of the photometric phase function could help circumvent this issue, by putting different constraints on the value of  $n_r$  that would be independent of systematic errors on polarization.

The effective radius of the cloud particles determines the angular position of the glory (Fig. 6b) and could therefore be used to retrieve the value of  $r_{\text{eff}}$ . The influence of the variance on the particle distribution is visible in Fig. 6c: a wide particle distribution reduces the strength of the glory in polarization by mixing the polarization patterns from several particle sizes. Although the degree of polarization is reduced when increasing  $\nu_{\text{eff}}$ , the phase angle dependence of polarization is unchanged. Fig. 6d, finally, confirms what the single scattering approximation suggested: strong positive polarization at phase angles near  $90^\circ$  can only be explained by the presence of submicrometric particles, acting as Rayleigh-like scatterers. Note that at the relatively long wavelengths of SPICAV-IR, the contribution of gas molecules is negligible. The figure also shows that an increase in the haze optical depth has to be considered in order to generate polarizations up to 10%.



**Fig. 6.** (a) Illustration of the influence of  $n_r$  on the model, with  $r_{\text{eff}} = 1.05 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0.07$ , and  $\tau_c = 30$ ,  $\tau_h = 0.0$  at  $\lambda = 1.101 \mu\text{m}$ . (b) Illustration of the influence of  $r_{\text{eff}}$  on the model, with  $n_r = 1.42$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0.07$ , and  $\tau_c = 30$ ,  $\tau_h = 0.0$  at  $\lambda = 1.101 \mu\text{m}$ . (c) Illustration of the influence of  $\nu_{\text{eff}}$  on the model, with  $n_r = 1.42$ ,  $r_{\text{eff}} = 1.05 \mu\text{m}$ , and  $\tau_c = 30$ ,  $\tau_h = 0.0$  at  $\lambda = 1.101 \mu\text{m}$ . (d) Illustration of the influence of  $\tau_h$  on the model, with  $n_r = 1.42$ ,  $r_{\text{eff}} = 1.05 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0.07$  and  $\tau_c = 30$  at  $\lambda = 1.101 \mu\text{m}$ .

## 4. Results

We now apply the model to some of the glories observed by SPICAV-IR (see Table 2). We have chosen orbits which have glories as complete as possible (i.e. with the largest phase angle coverage) to improve the retrieval of the cloud parameters. We also selected orbits with high phase angle coverage to investigate the higher latitudes and the presence of hazes. These orbits are more common, as observations near  $0^\circ$  of phase angle require illumination conditions that present a thermal risk to the spacecraft. Even during calibration observations, the phase angle rarely goes below a few degrees and if so, only for a few minutes.

### 4.1. Low latitudes

The most interesting polarized feature at low latitudes is the glory, because of its sensitivity to the cloud parameters. The degree of polarization can be used to estimate the real part of refractive index  $n_r$  (see Fig. 6a), the effective radius  $r_{\text{eff}}$  of the cloud particles (Fig. 6b) and optical depth of the hazes (Fig. 6d).

Figs. 7 and 8 show the observations of SPICAV-IR in orbit 1463-7 with the degree of polarization as a function of the phase angle, at  $\lambda = 1.101 \mu\text{m}$  and  $\lambda = 1.274 \mu\text{m}$ . The solid curves represent the

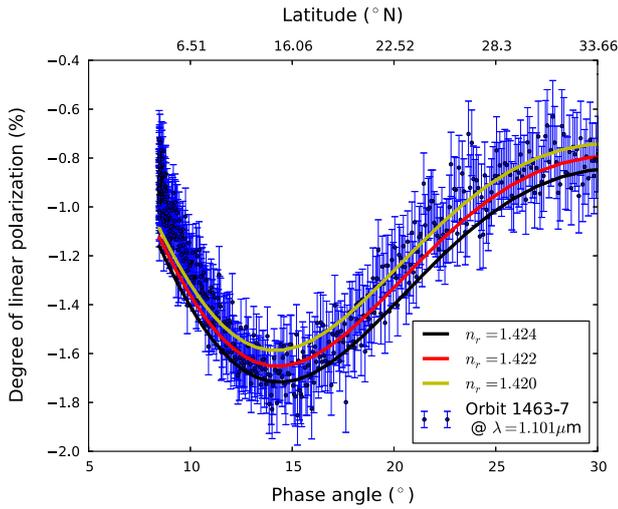
**Table 2**

Orbits with glories selected for this study.

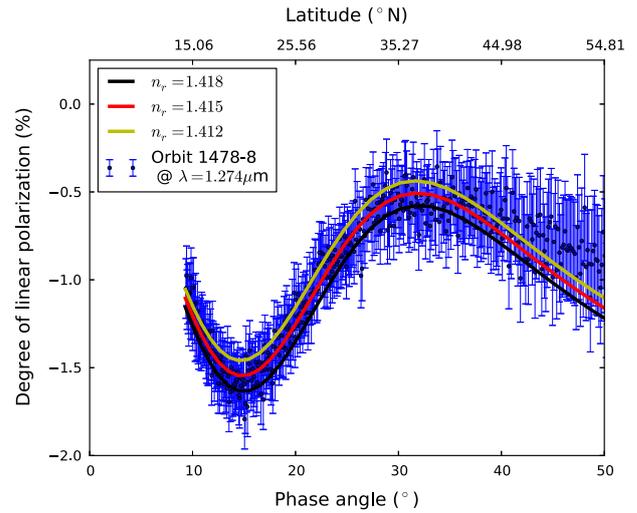
Orbit number	1463-7	1478-8
Phase angle ( $^\circ$ )	8.47–35.18	9.3–68.2
SZA ( $^\circ$ )	21.9–43.4	20.5–75.3
Emission ( $^\circ$ )	8.7–14.3	7.2–11.34
Latitude	–4.6°N–39°N	14°N–73°N
Date	2010-04-23	2010-05-08

model results for different values of  $n_r$ . The value of  $r_{\text{eff}}$  has been chosen to match the angular position of the glory. A good agreement is found for  $n_r = 1.422$ , with  $r_{\text{eff}} = 1.05 \mu\text{m}$ , for a distribution with  $\nu_{\text{eff}} = 0.12$ . The same method is applied to the orbit 1478-8 (Figs. 9 and 10), with a best match for  $n_r = 1.418$  at  $\lambda = 1.101 \mu\text{m}$  and  $n_r = 1.415$  at  $\lambda = 1.274 \mu\text{m}$  with  $r_{\text{eff}} = 1.2 \mu\text{m}$ , and  $\nu_{\text{eff}} = 0.07$ .

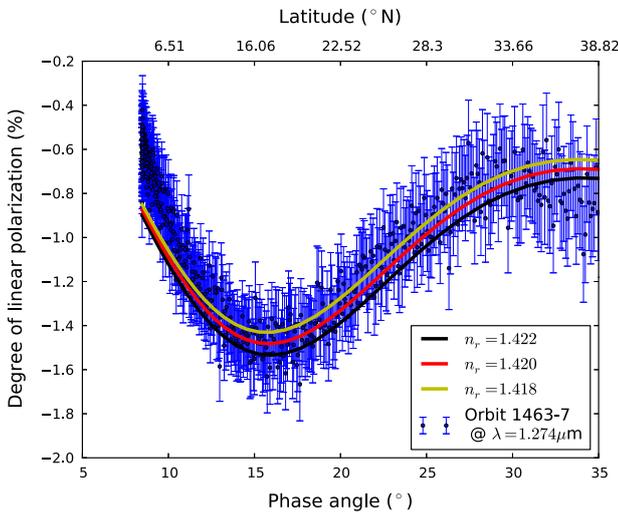
These models show an excellent agreement with the previous measurements using polarization but also with *in situ* measurements (Knollenberg and Hunten, 1980) by confirming that (i) cloud particles are spherical; (ii) their radius is  $r \sim 1.1 \mu\text{m}$ ; (iii) their refractive index  $n_r \sim 1.42$  at  $\lambda = 1.101 \mu\text{m}$ , which is compatible with a 75% concentrated  $\text{H}_2\text{SO}_4$  solution (Palmer and Williams, 1975).



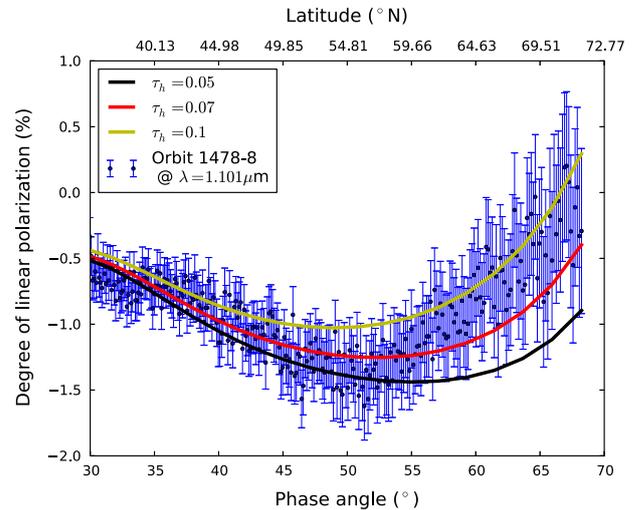
**Fig. 7.** Polarization glory from orbit 1463-7 at  $1.101 \mu\text{m}$  with models with  $n_r = 1.420, 1.422, 1.424$ ,  $r_{\text{eff}} = 1.05 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0.12$ ,  $\tau_h = 0.03$ . Latitude of observation is indicated on upper x-axis.



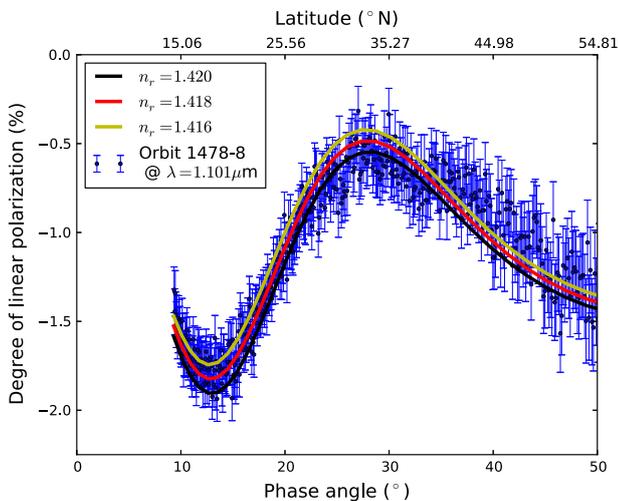
**Fig. 10.** Polarization glory from orbit 1478-8 at  $1.274 \mu\text{m}$  with models with  $n_r = 1.412, 1.415, 1.418$ ,  $r_{\text{eff}} = 1.2 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0.07$ ,  $\tau_h = 0.05$ . Latitude of observation is indicated on upper x-axis.



**Fig. 8.** Polarization glory from orbit 1463-7 at  $1.274 \mu\text{m}$  with models with  $n_r = 1.418, 1.420, 1.422$ ,  $r_{\text{eff}} = 1.05 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0.12$ ,  $\tau_h = 0.03$ . Latitude of observation is indicated on upper x-axis.



**Fig. 11.** Polarimetric observations from orbit 1478-8 at  $1.101 \mu\text{m}$  with model  $n_r = 1.418$ ,  $r_{\text{eff}} = 1.2 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0.07$ , for  $\tau_h = 0.05, 0.07, 0.1$ . Latitude of observation is indicated on upper x-axis.

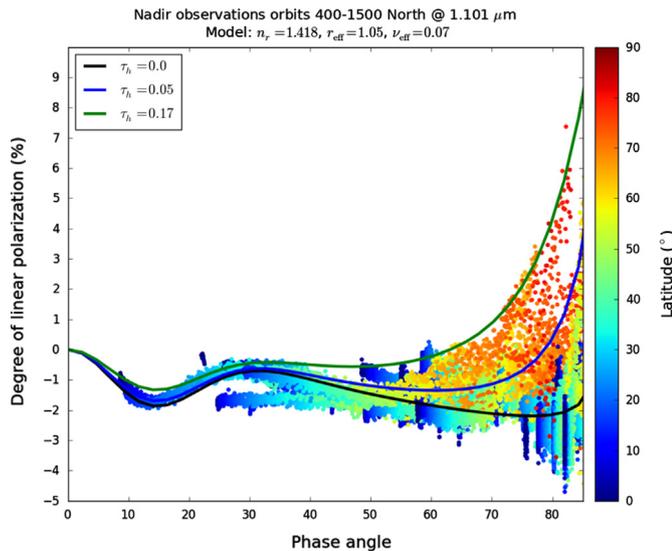


**Fig. 9.** Polarization glory from orbit 1478-8 at  $1.101 \mu\text{m}$  with models with  $n_r = 1.416, 1.418, 1.420$ ,  $r_{\text{eff}} = 1.2 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0.07$ ,  $\tau_h = 0.05$ . Latitude of observation is indicated on upper x-axis.

#### 4.2. High latitudes

At higher latitudes, the polarization degree increases rapidly, becoming positive, sometimes higher than 10%. At these phase angles, the polarization degree gives information about the amount of submicron particles, responsible for the positive polarization. We take the same values of  $n_r$ ,  $r_{\text{eff}}$  and  $\nu_{\text{eff}}$  as computed at low latitudes, for clouds and hazes, as we only desire to investigate the latitudinal variation of the haze optical thickness.

Fig. 11 shows the polarization measurement from orbit 1478-8 at  $\lambda = 1.101 \mu\text{m}$  with the model output with increasing values of  $\tau_h$ . This figure indicates that at lower phase angle, the degree of polarization is matched by a model with small haze optical thickness. On the other hand, after  $50^\circ$  of phase angle, a model with higher haze optical depth is required to match the observed polarization. For this orbit, the emission angle remains small ( $< 11^\circ$ ) so that the increase in  $\tau_h$  at higher phase angles corresponds to an increase with increasing latitude. Again, this is in agreement with previous studies which found a thicker submicron haze close to the poles (Kawabata et al., 1980; Knibbe et al., 1997).



**Fig. 12.** Polarization degree of nadir observations (emission  $< 15^\circ$ ) in northern hemisphere from orbit 400 to 1500 at  $1.101 \mu\text{m}$  with model  $n_r = 1.418$ ,  $r_{\text{eff}} = 1.05 \mu\text{m}$ ,  $\nu_{\text{eff}} = 0.07$ , and with varying haze optical depth  $\tau_h$  (0.01, 0.07, 0.17). The latitude of observation is indicated in color. (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this article.)

Using all nadir observations, we can put limits on the mean values of  $\tau_h$ . Fig. 12 shows SPICAV-IR nadir observations in northern hemisphere at  $\lambda = 1.101 \mu\text{m}$ , with the latitude of observations indicated in color. The model output for three values of  $\tau_h$  is indicated with  $n_r = 1.418$ ,  $r_{\text{eff}} = 1.05 \mu\text{m}$  and  $\nu_{\text{eff}} = 0.07$ . One can see that the polarization degree observed at higher latitudes require higher haze optical depth, while the polarization at lower latitudes does not require important amount of haze and is well reproduced by the micrometric spherical particles.

We can therefore put an upper limit to the haze optical thickness at  $1101 \text{ nm}$  at  $\tau_h \sim 0.17$  at high latitudes, which is in agreement with the retrieval of Kawabata et al. (1980) with  $\tau_h(1.101 \mu\text{m}) = 0.17$  and the high-latitude estimation of  $\tau_h(1.101 \mu\text{m}) = 0.13$  from Knibbe et al. (1997) but it is significantly larger than the average value of  $\tau_h(1.101 \mu\text{m}) = 0.07$  obtained by Sato et al. (1996) in the northern hemisphere.

## 5. Conclusion

The polarization data from SPICAV-IR provide new measurements of the degree of linear polarization at the cloud top of Venus across a broad range of solar zenith and emission angles that are not accessible with ground-based observations. The global observations up to orbit 1500 already show significant polarization patterns, with a mostly negative polarization degree at low latitudes attributed to spherical micrometric sulfuric acid cloud particles and a sharp increase towards positive polarization with increasing latitude, attributed to submicrometer sized haze particles.

The observation of the glory in all observations with the appropriate phase angle coverage shows that the spherical micrometric particles constitute most of the cloud layer on the planet. The increased positive polarization degree at higher latitudes is a significant evidence of an increase of the submicrometric haze's optical depth, on the order of 100%.

Numerical simulations show the high sensitivity of the degree of polarization of the reflected sunlight to the cloud and haze parameters, including particle effective radius and size distribution variance, refractive index, and optical thickness. To uncover

the ranges of parameters and their variation in time across the planet, with the possibility of constructing maps of refractive index, radius and variance, we need a more systematic approach than presented in this paper. This, and the connection between these parameters and the dynamical and chemical processes within Venus' atmosphere, is the subject of ongoing work.

Polarization observations by SPICAV-IR have been performed since the beginning of the Venus Express mission (2006). This provides us with several years worth of data, the analysis of which allows us to make a long-term survey to study the temporal variation of the cloud and haze parameters, especially when comparing our results with those obtained until 1990 by Pioneer Venus OCPP.

## Acknowledgments

We acknowledge support from CNRS and CNES for SPICAV/SOIR in France. We are grateful to Eric Villard and Boris Segret for the preparation and handling of calibration observations. A.F. and O.K. acknowledge support of Roscosmos (Russian Space Agency) and the Russian Government grant to the Moscow Institute of Physics and Technology No. 11.G34.31.0074. L.R. thesis is funded by the excellence laboratory *Exploration Spatiale des Environnements Planétaires*, Labex ESEP N 2011-LABX-030. L.R. acknowledges the support of the French government and the ANR within the *Investissements d'avenir* programme through the excellence initiative PSL\*(ANR-10-IDEX-0001-02). Part of this work was also supported by the COST Action MP1104 "Polarization as a tool to study the Solar System and beyond". We also would like to thank the anonymous reviewers for their useful comments that helped improve the paper.

## References

- Adam, J.A., 2002. The mathematical physics of rainbows and glories. *Phys. Rep.* 356, 229–365. [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(01\)00076-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(01)00076-X).
- Bertaux, J.L., Nevejans, D., Korabiev, O., Villard, E., Quémerais, E., Neefs, E., Montmessin, F., Leblanc, F., Dubois, J.P., Dimarellis, E., Hauchecorne, A., Lefèvre, F., Rannou, P., Chaufray, J.Y., Cabane, M., Cernogora, G., Souchon, G., Semelin, F., Reberac, A., van Ransbeek, E., Berkenbosch, S., Clairquin, R., Müller, C., Forget, F., Hourdin, F., Talagrand, O., Rodin, A., Fedorova, A., Stepanov, A., Vinogradov, I., Kiselev, A., Kalinnikov, Y., Durry, G., Sandel, B., Stern, A., Gérard, J.C., 2007. SPICAV on venus express: three spectrometers to study the global structure and composition of the venus atmosphere. *Planet. Space Sci.* 55, 1673–1700. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2007.01.016>.
- Braak, C.J., de Haan, J.F., Hovenier, J.W., Travis, L.D., 2002. Spatial and temporal variations of Venus haze properties obtained from Pioneer Venus Orbiter polarimetry. *J. Geophys. Res. (Planets)* 107, 5029. <http://dx.doi.org/10.1029/2001JE001502>.
- Coffeen, D.L., 1969. Wavelength dependence of polarization. XVI. Atmosphere of Venus. *Astron. J.* 74, 446. <http://dx.doi.org/10.1086/110823>.
- de Haan, J.F., Bosma, P.B., Hovenier, J.W., 1987. The adding method for multiple scattering calculations of polarized light. *Astron. Astrophys.* 183, 371–391.
- de Rooij, W.A., van der Stap, C.C.A.H., 1984. Expansion of Mie scattering matrices in generalized spherical functions. *Astron. Astrophys.* 131, 237–248.
- Dollfus, A., Coffeen, D.L., 1970. Polarization of Venus I disk observations. *Astron. Astrophys.* 8, 251.
- Forbes, F.F., 1971. Infrared polarization of venus. *Astrophys. J.* 165, L21. <http://dx.doi.org/10.1086/180710>.
- García Muñoz, A., Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., 2014. Glory revealed in disk-integrated photometry of venus. *Astron. Astrophys.* 566, L1. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201423531>.
- Hansen, J.E., Hovenier, J.W., 1971. The doubling method applied to multiple scattering of polarized light. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 11, 809–812. [http://dx.doi.org/10.1016/0022-4073\(71\)90057-4](http://dx.doi.org/10.1016/0022-4073(71)90057-4).
- Hansen, J.E., Hovenier, J.W., 1974. Interpretation of the polarization of Venus. *J. Atmos. Sci.* 31, 1137–1160. doi:10.1175/1520-0469(1974)031 <1137:IOTPOV >2.0.CO;2.
- Hansen, J.E., Travis, L.D., 1974. Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.* 16, 527–610. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00168069>.
- Hulst, 1981. *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications, New York.
- Kawabata, K., Coffeen, D., Hansen, J., Lane, W., Sato, M., Travis, L., 1980. Cloud and haze properties from Pioneer Venus polarimetry. *J. Geophys. Res.* 85, 8129–8140. <http://dx.doi.org/10.1029/JA085iA13p08129>.

- Knibbe, W.J.J., de Haan, J.F., Hovenier, J.W., Travis, L.D., 1997. A biwavelength analysis of Pioneer Venus polarization observations. *J. Geophys. Res.* 102, 10945–10958. <http://dx.doi.org/10.1029/97JE00312>.
- Knibbe, W.J.J., de-Haan, J.F., Hovenier, J.W., Travis, L.D., 1998. Analysis of temporal variations of the polarization of Venus observed by Pioneer Venus Orbiter. *J. Geophys. Res.* 103, 8557–8574. <http://dx.doi.org/10.1029/97JE03558>.
- Knollenberg, R.G., Hunten, D.M., 1980. The microphysics of the clouds of Venus—results of the Pioneer Venus particle size spectrometer experiment. *J. Geophys. Res.* 85, 8039–8058. <http://dx.doi.org/10.1029/JA085iA13p08039>.
- Korablev, O., Fedorova, A., Bertaux, J.L., Stepanov, A., Kiselev, A., Kalinnikov, Y., Titov, A., Montmessin, F., Dubois, J., Villard, E., Sarago, V., Belyaev, D., Reberac, A., Neefs, E., 2012. SPICAV IR acousto-optic spectrometer experiment on Venus Express. *Planet. Space Sci.* 65, 38–57. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2012.01.002>.
- Laven, P., 2005. How are glories formed? *Appl. Opt.* 44, 5675–5683. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.44.005675>, URL (<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-44-27-5675>).
- Liot, B., 1929. Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres (Ph.D. thesis), Université de Paris.
- Markiewicz, W., Petrova, E., Shalygina, O., Almeida, M., Titov, D., Limaye, S., Ignatiev, N., Roatsch, T., Matz, K., 2014. Glory on venus cloud tops and the unknown UV absorber. *Icarus*, 200–203. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2014.01.030>, URL (<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910351400061X>).
- Markiewicz, W., Titov, D., Ignatiev, N., Keller, H., Crisp, D., Limaye, S., Jaumann, R., Moissl, R., Thomas, N., Esposito, L., et al., 2007. Venus monitoring camera for venus express. *Planet. Space Sci.* 55, 1701–1711.
- Palmer, K.F., Williams, D., 1975. Optical constants of sulfuric acid—application to the clouds of Venus. *Appl. Opt.* 14, 208–219.
- Ragent, B., Esposito, L.W., Tomasko, M.G., Marov, M.I., Shari, V.P., 1985. Particulate matter in the Venus atmosphere. *Adv. Space Res.* 5, 85–115. [http://dx.doi.org/10.1016/0273-1177\(85\)90199-1](http://dx.doi.org/10.1016/0273-1177(85)90199-1).
- Santer, R., Dollfus, A., 1980. Wavelength dependence of polarization. XXXX—Venus upper atmosphere aerosol layers from polarimetry. *Aston. J.* 85, 751–764. <http://dx.doi.org/10.1086/112736>.
- Sato, M., Travis, L., Kawabata, K., 1996. Photopolarimetry analysis of the venus atmosphere in polar regions. *Icarus* 124, 569–585. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1996.0231>.
- Stam, D.M., De Haan, J.F., Hovenier, J.W., Stammes, P., 1999. Degree of linear polarization of light emerging from the cloudless atmosphere in the oxygen A band. *J. Geophys. Res.* 104, 16843–16858. <http://dx.doi.org/10.1029/1999JD900159>.
- Svedhem, H., Titov, D., McCoy, D., Lebreton, J.P., Barabash, S., Bertaux, J.L., Drossart, P., Formisano, V., Hausler, B., Korablev, O., Markiewicz, W., Nevejans, D., Patzold, M., Piccioni, G., Zhang, T., Taylor, F., Lellouch, E., Koschny, D., Witasse, O., Eggel, H., Warhaut, M., Accomazzo, A., Rodriguez-Canabal, J., Fabrega, J., Schirmann, T., Clochet, A., Coradini, M., 2007. Venus express—the first European Mission to venus. *Planet. Space Sci.* 55, 1636–1652. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2007.01.013>.
- Travis, L.D., 1979. Imaging and polarimetry with the Pioneer Venus Orbiter cloud photopolarimeter. In: Wyman, C.L. (Ed.), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, pp. 299–304.



# Bibliographie

- Acton, C. H. (1996). Ancillary data services of NASA's Navigation and Ancillary Information Facility. *Planet. Space Sci.*, 44 :65–70. 119
- Arney, G., Meadows, V., Crisp, D., Schmidt, S. J., Bailey, J., and Robinson, T. (2014). Spatially resolved measurements of h<sub>2</sub>o, hcl, co, ocs, so<sub>2</sub>, cloud opacity, and acid concentration in the venus near-infrared spectral windows. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 119(8) :1860–1891. 46, 48
- Arrhenius, S. and Fries, J. (1918). *The Destinies of the Stars*. G.P. Putnam's Sons. 36
- Asano, S. and Sato, M. (1980). Light scattering by randomly oriented spheroidal particles. *Appl. Opt.*, 19 :962–974. 62, 72
- Avduevsky, V., Marov, M. Y., Moshkin, B., and Ekonomov, A. (1973). Venera 8 : Measurements of solar illumination through the atmosphere of venus 1. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(6) :1215–1218. 36
- Barabash, S., Fedorov, A., Sauvaud, J. J., Lundin, R., Russell, C. T., Futaana, Y., Zhang, T. L., Andersson, H., Brinkfeldt, K., Grigoriev, A., Holmström, M., Yamauchi, M., Asamura, K., Baumjohann, W., Lammer, H., Coates, A. J., Kataria, D. O., Linder, D. R., Curtis, C. C., Hsieh, K. C., Sandel, B. R., Grande, M., Gunell, H., Koskinen, H. E. J., Kallio, E., Riihelä, P., Säles, T., Schmidt, W., Kozyra, J., Krupp, N., Fränz, M., Woch, J., Luhmann, J., McKenna-Lawlor, S., Mazelle, C., Thocaven, J.-J., Orsini, S., Cerulli-Irelli, R., Mura, M., Milillo, M., Maggi, M., Roelof, E., Brandt, P., Szego, K., Winningham, J. D., Frahm, R. A., Scherrer, J., Sharber, J. R., Wurz, P., and Bochsler, P. (2007). The loss of ions from Venus through the plasma wake. *Nature*, 450 :650–653. 33
- Barstow, J. K., Tsang, C. C. C., Wilson, C. F., Irwin, P. G. J., Taylor, F. W., McGouldrick, K., Drossart, P., Piccioni, G., and Tellmann, S. (2012). Models of the global cloud structure on Venus derived from Venus Express observations. *Icarus*, 217 :542–560. 44, 46, 47, 106
- Belyaev, D. A., Montmessin, F., Bertaux, J.-L., Mahieux, A., Fedorova, A. A., Korablev, O. I., Marcq,

- E., Yung, Y. L., and Zhang, X. (2012). Vertical profiling of SO<sub>2</sub> and SO above Venus' clouds by SPICAV/SOIR solar occultations. *Icarus*, 217 :740–751. 79
- Bertaux, J.-L., Nevejans, D., Korablev, O., Villard, E., Quémerais, E., Neefs, E., Montmessin, F., Leblanc, F., Dubois, J. P., Dimarellis, E., Hauchecorne, A., Lefèvre, F., Rannou, P., Chaufray, J. Y., Cabane, M., Cernogora, G., Souchon, G., Semelin, F., Reberac, A., van Ransbeek, E., Berkenbosch, S., Clairquin, R., Muller, C., Forget, F., Hourdin, F., Talagrand, O., Rodin, A., Fedorova, A., Stepanov, A., Vinogradov, I., Kiselev, A., Kalinnikov, Y., Durry, G., Sandel, B., Stern, A., and Gérard, J. C. (2007). SPICAV on Venus Express : Three spectrometers to study the global structure and composition of the Venus atmosphere. *Planet. Space Sci.*, 55 :1673–1700. 78, 79
- Bézard, B. and de Bergh, C. (2007). Composition of the atmosphere of Venus below the clouds. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :4. 29
- Boesche, E., Stammes, P., and Bennartz, R. (2009). Aerosol influence on polarization and intensity in near-infrared {O<sub>2</sub>} and {CO<sub>2</sub>} absorption bands observed from space. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 110(3) :223 – 239. 149
- Braak, C. J., de Haan, J. F., Hovenier, J. W., and Travis, L. D. (2002). Spatial and temporal variations of Venus haze properties obtained from Pioneer Venus Orbiter polarimetry. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107 :5029. 47, 106, 107, 118, 141, 142, 143, 144
- Bréon, F.-M. and Goloub, P. (1998). Cloud droplet effective radius from spaceborne polarization measurements. *Geophysical research letters*, 25(11) :1879–1882. 71
- Chapman, G., Cleese, J., Gilliam, T., Idle, E., Jones, T., and Palin, M. (1969). Low expectancy of the Spanish Inquisition in laboratory conditions. *British Journal of Pythonic Studies*, 42 :1969–1974. 109
- Chaufray, J.-Y., Bertaux, J.-L., and Leblanc, F. (2012). First observation of the Venus UV dayglow at limb from SPICAV/VEEX. *Geophys. Res. Lett.*, 39 :20201. 79
- Cimino, J. (1982). The composition and vertical structure of the lower cloud deck on Venus. *Icarus*, 51 :334–357. 40, 44
- Coffeen, D. L. and Gehrels, T. (1969). Wavelength Dependence of Polarization. XV. Observations of Venus. *AJ*, 74 :433. 42
- Cottini, V., Ignatiev, N., Piccioni, G., and Drossart, P. (2015). Water vapor near venus cloud tops from virtis-h/venus express observations 2006–2011. *Planetary and Space Science*, 113–114 :219 – 225. SI :Exploration of Venus. 47, 50

- Cottini, V., Ignatiev, N. I., Piccioni, G., Drossart, P., Grassi, D., and Markiewicz, W. J. (2012). Water vapor near the cloud tops of Venus from Venus Express/VIRTIS dayside data. *Icarus*, 217 :561–569. 44, 45
- Crisp, D. (1986). Radiative forcing of the Venus mesosphere. I - Solar fluxes and heating rates. *Icarus*, 67 :484–514. 106
- DE BERGH, C., BÉZARD, B., OWEN, T., CRISP, D., MAILLARD, J.-P., and LUTZ, B. L. (1991). Deuterium on venus : Observations from earth. *Science*, 251(4993) :547–549. 33
- de Haan, J. F., Bosma, P. B., and Hovenier, J. W. (1987). The adding method for multiple scattering calculations of polarized light. *A&A*, 183 :371–391. 99, 104
- de Rooij, W. A. and van der Stap, C. C. A. H. (1984). Expansion of Mie scattering matrices in generalized spherical functions. *A&A*, 131 :237–248. 62, 97, 98, 99, 100
- Dollfus, A., Auriere, M., and Santer, R. (1979). Wavelength dependence of polarization. XXXVII - Regional observations of Venus. *AJ*, 84 :1419–1436. 42, 43, 47, 50
- Dollfus, A. and Coffeen, D. L. (1970). Polarization of Venus I Disk Observations. *A&A*, 8 :251. 42
- Encrenaz, T., Greathouse, T. K., Richter, M. J., Lacy, J., Widemann, T., Bézard, B., Fouchet, T., deWitt, C., and Atreya, S. K. (2013). HDO and SO<sub>2</sub> thermal mapping on Venus. II. The SO<sub>2</sub> spatial distribution above and within the clouds. *A&A*, 559 :A65. 30
- Encrenaz, T., Greathouse, T. K., Roe, H., Richter, M., Lacy, J., Bézard, B., Fouchet, T., and Widemann, T. (2012). HDO and SO<sub>2</sub> thermal mapping on Venus : evidence for strong SO<sub>2</sub> variability. *A&A*, 543 :A153. 30
- Esposito, L. W., Copley, M., Eckert, R., Gates, L., Stewart, A. I. F., and Worden, H. (1988). Sulfur dioxide at the Venus cloud tops, 1978-1986. *J. Geophys. Res.*, 93 :5267–5276. 30
- Esposito, L. W., Knollenberg, R. G., Marov, M. I., Toon, O. B., and Turco, R. P. (1983). *The clouds and hazes of Venus*, pages 484–564. 38, 39, 40, 41, 43
- Esposito, L. W. and Travis, L. D. (1982). Polarization studies of the Venus UV contrasts - Cloud height and haze variability. *Icarus*, 51 :374–390. 48, 106
- Fedorova, A., Korablev, O., Vandaele, A.-C., Bertaux, J.-L., Belyaev, D., Mahieux, A., Neefs, E., Wilquet, W. V., Drummond, R., Montmessin, F., and Villard, E. (2008). HDO and H<sub>2</sub>O vertical distributions and isotopic ratio in the Venus mesosphere by Solar Occultation at Infrared spectrometer on board Venus Express. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113 :0. 79

- Forbes, F. F. (1971). Infrared Polarization of Venus. *ApJ*, 165 :L21. 42
- García Muñoz, A., Pérez-Hoyos, S., and Sánchez-Lavega, A. (2014). Glory revealed in disk-integrated photometry of venus. *A&A*, 566 :L1. 106
- Gehrels, T., Gradie, J. C., Howes, M. L., and Vrba, F. J. (1979). Wavelength dependence of polarization. XXXIV - Observations of Venus. *AJ*, 84 :671–682. 42, 50
- Glenar, D. A., Hillman, J. J., Saif, B., and Bergstralh, J. (1994). Acousto-optic imaging spectropolarimetry for remote sensing. *Appl. Opt.*, 33(31) :7412–7424. 80
- Goldstein, R. M. (1964). Symposium on Radar and Radiometric Observations of Venus during the 1962 Conjunction : Venus characteristics by earth-based radar. *AJ*, 69 :12. 21
- Grinspoon, D. H., Pollack, J. B., Sitton, B. R., Carlson, R. W., Kamp, L. W., Baines, K. H., Encrenaz, T., and Taylor, F. W. (1993). Probing Venus's cloud structure with Galileo NIMS. *Planet. Space Sci.*, 41 :515–542. 40, 41, 111
- Hale, G. M. and Querry, M. R. (1973). Optical constants of water in the 200-nm to 200- $\mu$ m wavelength region. *Applied optics*, 12(3) :555–563. 121
- Hanner, M. S., Giese, R. H., Weiss, K., and Zerull, R. (1981). On the definition of albedo and application to irregular particles. *A&A*, 104 :42–46. 66
- Hansen, J. E. and Arking, A. (1971). Clouds of Venus : Evidence for Their Nature. *Science*, 171 :669–672. 43, 106
- Hansen, J. E. and Hovenier, J. W. (1974). Interpretation of the polarization of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 31 :1137–1160. 58, 66, 67, 68, 106, 120, 126, 134
- Hansen, J. E. and Travis, L. D. (1974). Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, 16 :527–610. 43, 44, 61, 62, 63, 68, 104, 118
- Hapke, B. (1976). Photometry of venus from mariner 10. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(9) :1803–1815. 42
- Haus, R., Kappel, D., and Arnold, G. (2014). Atmospheric thermal structure and cloud features in the southern hemisphere of Venus as retrieved from VIRTIS/VEX radiation measurements. *Icarus*, 232 :232–248. 44, 46, 106
- Hinson, D. P. and Jenkins, J. M. (1995). Magellan radio occultation measurements of atmospheric waves on Venus. *Icarus*, 114 :310–327. 31, 40

- Horváth, G., Barta, A., Pomozi, I., Suhai, B., Hegedüs, R., Åkesson, S., Meyer-Rochow, B., and Wehner, R. (2011). On the trail of vikings with polarized skylight : experimental study of the atmospheric optical prerequisites allowing polarimetric navigation by viking seafarers. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London B : Biological Sciences*, 366(1565) :772–782. 52
- Hovenier, J. W. (1969). Symmetry Relationships for Scattering of Polarized Light in a Slab of Randomly Oriented Particles. *Journal of Atmospheric Sciences*, 26 :488–499. 100
- Hovenier, J. W. (1971). Multiple Scattering of Polarized Light in Planetary Atmospheres. *A&A*, 13 :7. 102, 104
- Hovenier, J. W., van de Hulst, H. C., and van der Mee, C. V. M. (1986). Conditions for the elements of the scattering matrix. *A&A*, 157 :301–310. 58
- Hovenier, J. W. and van der Mee, C. V. M. (1983). Fundamental relationships relevant to the transfer of polarized light in a scattering atmosphere. *A&A*, 128 :1–16. 98
- Hunten, D. M., Colin, L., Donahue, T. M., and Moroz, V. I. (1983). *Venus*. 26, 28
- Hunter, J. D. (2007). Matplotlib : A 2d graphics environment. *Computing In Science & Engineering*, 9(3) :90–95. 65
- Ignatiev, N. I., Titov, D. V., Piccioni, G., Drossart, P., Markiewicz, W. J., Cottini, V., Roatsch, T., Almeida, M., and Manoel, N. (2009). Altimetry of the Venus cloud tops from the Venus Express observations. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :0. 44, 45, 149, 150, 151
- Karalidi, T. and Stam, D. M. (2012). Modeled flux and polarization signals of horizontally inhomogeneous exoplanets applied to earth-like planets. *A&A*, 546 :A56. 153
- Karalidi, T., Stam, D. M., and Hovenier, J. W. (2011). Flux and polarisation spectra of water clouds on exoplanets. *A&A*, 530 :A69. 153
- Karalidi, T., Stam, D. M., and Hovenier, J. W. (2012). Looking for the rainbow on exoplanets covered by liquid and icy water clouds. *A&A*, 548 :A90. 153
- Kattawar, G. W., Plass, G. N., and Adams, C. N. (1971). Flux and Polarization Calculations of the Radiation Reflected from the Clouds of Venus. *ApJ*, 170 :371. 106
- Kawabata, K. (1981). Investigation of some of the principal geometric effects on planetary polarization. *Moon and Planets*, 24 :291–318. 43, 118
- Kawabata, K., Coffeen, D., Hansen, J., Lane, W., Sato, M., and Travis, L. (1980). Cloud and haze properties from Pioneer Venus polarimetry. *J. Geophys. Res.*, 85 :8129–8140. 42, 43, 44, 45, 106, 107, 108, 116, 118, 142, 143, 144

- Kawabata, K. and Hansen, J. E. (1975). Interpretation of the variation of polarization over the disk of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 32 :1133–1139. 106
- Kemp, J. C., Henson, G. D., Steiner, C. T., and Powell, E. R. (1987). The optical polarization of the sun measured at a sensitivity of parts in ten million. *Nature*, 326 :270–273. 105, 153
- Knibbe, W. J. J., de Haan, J. F., Hovenier, J. W., and Travis, L. D. (1997). A biwavelength analysis of Pioneer Venus polarization observations. *J. Geophys. Res.*, 102 :10945–10958. 45, 46, 106, 107, 108, 132, 134
- Knibbe, W. J. J., de Haan, J. F., Hovenier, J. W., and Travis, L. D. (1998). Analysis of temporal variations of the polarization of Venus observed by Pioneer Venus Orbiter. *J. Geophys. Res.*, 103 :8557–8574. 47, 106, 118, 142, 143
- Knollenberg, R., Travis, L., Tomasko, M., Smith, P., Ragent, B., Esposito, L., McCleese, D., Martonchik, J., and Beer, R. (1980). The clouds of Venus - A synthesis report. *J. Geophys. Res.*, 85 :8059–8081. 38, 39, 40, 41, 113
- Knollenberg, R. G. and Hunten, D. M. (1980). The microphysics of the clouds of Venus - Results of the Pioneer Venus particle size spectrometer experiment. *J. Geophys. Res.*, 85 :8039–8058. 38, 39, 40, 41
- Korablev, O., Bertaux, J.-L., Fedorova, A., Fonteyn, D., Stepanov, A., Kalinnikov, Y., Kiselev, A., Grigoriev, A., Jegoulev, V., Perrier, S., Dimarellis, E., Dubois, J. P., Reberac, A., Van Ransbeeck, E., Gondet, B., Montmessin, F., and Rodin, A. (2006). SPICAM IR acousto-optic spectrometer experiment on Mars Express. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111 :9. 80, 81
- Korablev, O., Fedorova, A., Bertaux, J.-L., Stepanov, A., Kiselev, A., Kalinnikov, Y., Titov, A., Montmessin, F., Dubois, J., Villard, E., Sarago, V., Belyaev, D., Reberac, A., and Neefs, E. (2012). SPICAV IR acousto-optic spectrometer experiment on Venus Express. *Planet. Space Sci.*, 65 :38–57. 80, 81, 82
- Krasnopolsky, V. A. (2006). Chemical composition of Venus atmosphere and clouds : Some unsolved problems. *Planet. Space Sci.*, 54 :1352–1359. 48
- Lane, W. A. (1979). Wavelength dependence of polarization. XXXV - Vertical structure of scattering layers above the visible Venus clouds. *AJ*, 84 :683–691. 42, 43, 106, 108
- Lane, W. A. and Opstbaum, R. (1983). High altitude Venus haze from Pioneer Venus limb scans. *Icarus*, 54 :48–58. 43
- Laven, P. (2003). Simulation of rainbows, coronas, and glories by use of mie theory. *Appl. Opt.*, 42(3) :436–444. 70

- Laven, P. (2005a). Atmospheric glories : simulations and observations. *Appl. Opt.*, 44(27) :5667–5674. 70, 71
- Laven, P. (2005b). How are glories formed ? *Appl. Opt.*, 44(27) :5675–5683. 70, 71
- Laven, P. (2008). Effects of refractive index on glories. *Appl. Opt.*, 47(34) :H133–H142. 71
- Laven, P. (2008). Noncircular glories and their relationship to cloud droplet size. *Appl. Opt.*, 47 :25. 130
- Lebonnois, S., Hourdin, F., Eymet, V., Cressin, A., Fournier, R., and Forget, F. (2010). Superrotation of venus' atmosphere analyzed with a full general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 115(E6) :n/a–n/a. E06006. 148
- Lee, Y., Imamura, T., Schröder, S., and Marcq, E. (2015). Long-term variations of the UV contrast on Venus observed by the Venus Monitoring Camera on board Venus Express. *Icarus*, 253(0) :1–15. 48, 136
- Levenberg, K. (1944). A method for the solution of certain non-linear problems in least squares. *Quarterly of Applied Mathematics*, 2 :164 – 168. 126
- Liou, K. N. (2002). *An introduction to atmospheric radiation*. Academic Press, Amsterdam Boston. 59, 61, 62, 72, 103
- Luginin, M., Fedorova, A., Belyaev, D., Montmessin, F., Wilquet, V., Korablev, O., Bertaux, J.-L., and Vandaele, A.-C. (2015). Study of aerosol properties in the upper haze of Venus from SPICAV IR data. EGU General Assembly 2015. 134
- Lyot, B. (1929). *Recherches sur la polarisation de la lumière des planètes et de quelques substances terrestres*. PhD thesis, Université de Paris. 41, 42
- Machado, P. (2013). *Characterization of the Dynamics of the Atmosphere of Venus with Doppler velocimetry*. PhD thesis, LESIA, CAAUL, Observatoire de Paris. 32
- Mallama, A. (1996). Schroeter's Effect and the twilight model for Venus. *Journal of the British Astronomical Association*, 106 :16–18. 21
- Marcq, E., Belyaev, D., Montmessin, F., Fedorova, A., Bertaux, J.-L., Vandaele, A. C., and Neefs, E. (2011). An investigation of the SO<sub>2</sub> content of the venusian mesosphere using SPICAV-UV in nadir mode. *Icarus*, 211 :58–69. 79
- Marcq, E., Bertaux, J.-L., Montmessin, F., and Belyaev, D. (2013). Variations of sulphur dioxide at the cloud top of Venus's dynamic atmosphere. *Nature Geoscience*, 6 :25–28. 30, 79, 136

- Markiewicz, W., Petrova, E., Shalygina, O., Almeida, M., Titov, D., Limaye, S., Ignatiev, N., Roatsch, T., and Matz, K. (2014). Glory on Venus cloud tops and the unknown UV absorber. *Icarus*, 234 :200–203. 41, 48, 89, 106
- Marov, M. I., Lystsev, V. E., Lebedev, V. N., Lukashovich, N. L., and Shari, V. P. (1980). The structure and microphysical properties of the Venus clouds - Venera 9, 10, and 11 data. *Icarus*, 44 :608–639. 40
- Marquardt, D. W. (1963). An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11(2) :431–441. 126
- Mayer, B., Schröder, M., Preusker, R., and Schüller, L. (2004). Remote sensing of water cloud droplet size distributions using the backscatter glory : a case study. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 4(5) :1255–1263. 71
- Montmessin, F., Bertaux, J.-L., Lefèvre, F., Marcq, E., Belyaev, D., Gérard, J.-C., Korablev, O., Fedorova, A., Sarago, V., and Vandaele, A. C. (2011). A layer of ozone detected in the nightside upper atmosphere of Venus. *Icarus*, 216 :82–85. 31
- Mukai, S. and Mukai, T. (1979). Interpretation of the infrared polarization of Venus. *Icarus*, 38 :90–99. 106
- Mukai, S. and Mukai, T. (1981). Infrared properties of haze particles of Venus. *Icarus*, 48 :482–487. 106
- Nagata, T., Sato, S., Mukai, T., and Mukai, S. (1984). Infrared polarization of Venus - Its periodic fluctuations and evidence for thin haze. *Icarus*, 57 :125–134. 42, 47
- Nussenzveig, H. M. (1979). Complex angular momentum theory of the rainbow and the glory. *J. Opt. Soc. Am.*, 69(8) :1068–1079. 70
- Nussenzveig, H. M. (2002). Does the glory have a simple explanation? *Opt. Lett.*, 27(16) :1379–1381. 70
- Palmer, K. F. and Williams, D. (1975). Optical constants of sulfuric acid - Application to the clouds of Venus. *Appl. Opt.*, 14 :208–219. 121, 134, 136
- Pasachoff, J. M. and Sheehan, W. (2012). Lomonosov, the discovery of Venus's atmosphere, and the eighteenth-century transits of Venus. *Journal of Astronomical History and Heritage*, 15 :3–14. 21
- Petrova, E. V., Shalygina, O. S., and Markiewicz, W. J. (2015a). {UV} contrasts and microphysical properties of the upper clouds of venus from the {UV} and {NIR} vmc/vex images. *Icarus*, 260 :190 – 204. 41, 108, 153

- Petrova, E. V., Shalygina, O. S., and Markiewicz, W. J. (2015b). The vmc/vex photometry at small phase angles : Glory and the physical properties of particles in the upper cloud layer of venus. *Planetary and Space Science*, 113–114 :120 – 134. SI :Exploration of Venus. 41, 46, 48, 106, 108, 133, 136, 153
- Piccialli, A. (2010). *Cyclostrophic wind in the mesosphere of Venus from Venus Express observations*. PhD thesis, Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig. 31
- Piccialli, A., Titov, D., Sanchez-Lavega, A., Peralta, J., Shalygina, O., Markiewicz, W., and Svedhem, H. (2014). High latitude gravity waves at the venus cloud tops as observed by the venus monitoring camera on board venus express. *Icarus*, 227 :94–111. 41, 131
- Piccioni, G. b. a., Drossart, P. b. a., Sanchez-Lavega, A. b. a., Hueso, R. b. a., Taylor, F. W. b. a., Wilson, C. F. b. a., Grassi, D. b. a., Zasova, L. b. a., Moriconi, M. b. a., Adriani, A. b. a., Lebonnois, S. b. a., Coradini, A. b. a., Bézard, B. b. a., Angrilli, F. b. a., Arnold, G. b. a., Baines, K. H. b. a., Bellucci, G. b. a., Benkhoff, J. b. a., Bibring, J. P. b. a., Blanco, A. b. a., Blecka, M. I. b. a., Carlson, R. W. b. a., Di Lellis, A. b. a., Encrenaz, T. b. a., Erard, S. b. a., Fonti, S. b. a., Formisano, V. b. a., Fouchet, T. b. a., Garcia, R. b. a., and Haus, R. (2007). South-polar features on venus similar to those near the north pole : Venus express (english). *Nature (London)*, 450(7170) :637 – 640. 31
- Pollack, J. B., Dalton, J. B., Grinspoon, D., Wattson, R. B., Freedman, R., Crisp, D., Allen, D. A., Bezar, B., DeBergh, C., Giver, L. P., et al. (1993). Near-infrared light from venus nightside : A spectroscopic analysis. *Icarus*, 103(1) :1–42. 106
- Pollack, J. B., Toon, O. B., and Boese, R. (1980). Greenhouse models of Venus' high surface temperature, as constrained by Pioneer Venus measurements. *J. Geophys. Res.*, 85 :8223–8231. 36
- Ragent, B., Esposito, L. W., Tomasko, M. G., Marov, M. I., and Shari, V. P. (1985). Particulate matter in the Venus atmosphere. *Advances in Space Research*, 5 :85–115. 39
- Rossi, L., Marcq, E., Montmessin, F., Fedorova, A., Stam, D., Bertaux, J.-L., and Korabely, O. (2015). Preliminary study of venus cloud layers with polarimetric data from spicav/vex. *Planetary and Space Science*, 113–114(0) :159 – 168. SI :Exploration of Venus. 79, 82, 106, 167
- Royer, E., Montmessin, F., and Bertaux, J.-L. (2010). NO emissions as observed by SPICAV during stellar occultations. *Planet. Space Sci.*, 58 :1314–1326. 78
- Russell, E. E., Watts, L. A., Pellicori, S. F., and Coffeen, D. L. (1977). Orbiter Cloud Photopolarimeter for the Pioneer Venus mission. In Azzam, R. M. A. and Coffeen, D. L., editors, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 112 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 28–44. 41

- Russell, H. N. (1899). The Atmosphere of Venus. *ApJ*, 9 :284. 21
- Santer, R. and Dollfus, A. (1980). Wavelength dependence of polarization. XXXX - Venus upper atmosphere aerosol layers from polarimetry. *AJ*, 85 :751–764. 42, 43
- Santer, R. and Herman, M. (1979). Wavelength dependence of polarization. XXXVIII - Analysis of ground-based observations of Venus. *AJ*, 84 :1802–1810. 42, 43, 106
- Sato, M., Travis, L., and Kawabata, K. (1996). Photopolarimetry Analysis of the Venus Atmosphere in Polar Regions. *Icarus*, 124 :569–585. 42, 43, 106, 114, 116, 127, 142, 143, 144
- Sato, S., Kawara, K., Kobayashi, Y., Okuda, H., Noguchi, K., Mukai, T., and Mukai, S. (1980). Infrared polarization of Venus. *Icarus*, 43 :288–292. 42
- Seiff, A., Schofield, J. T., Kliore, A. J., Taylor, F. W., and Limaye, S. S. (1985). Models of the structure of the atmosphere of Venus from the surface to 100 kilometers altitude. *Advances in Space Research*, 5 :3–58. 31
- Shalygin, E. V., Markiewicz, W. J., Basilevsky, A. T., Titov, D. V., Ignatiev, N. I., and Head, J. W. (2015). Active volcanism on venus in the ganiki chasma rift zone. *Geophysical Research Letters*, 42(12) :4762–4769. 2015GL064088. 27
- Shalygina, O., Petrova, E., Markiewicz, W., Ignatiev, N., and Shalygin, E. (2015). Optical properties of the venus upper clouds from the data obtained by venus monitoring camera on-board the venus express. *Planetary and Space Science*, 113–114 :135 – 158. SI :Exploration of Venus. 41, 46, 47, 106, 132, 134, 136, 144
- Sill, G. T. (1983). The clouds of Venus - Sulfuric acid by the lead chamber process. *Icarus*, 53 :10–17. 39
- Smrekar, S. E., Stofan, E. R., Mueller, N., Treiman, A., Elkins-Tanton, L., Helbert, J., Piccioni, G., and Drossart, P. (2010). Recent Hotspot Volcanism on Venus from VIRTIS Emissivity Data. *Science*, 328 :605–. 27
- Soret, L., Gérard, J.-C., Piccioni, G., and Drossart, P. (2014). Time variations of O<sub>2</sub>(a<sup>1</sup>Δ) nightglow spots on the Venus nightside and dynamics of the upper mesosphere. *Icarus*, 237 :306–314. 32
- Sornig, M., Livengood, T., Sonnabend, G., Kroetz, P., Stupar, D., Kostiuik, T., and Schieder, R. (2008). Venus upper atmosphere winds from ground-based heterodyne spectroscopy of CO<sub>2</sub> at 10μm wavelength. *Planet. Space Sci.*, 56 :1399–1406. 32
- Sornig, M., Livengood, T. A., Sonnabend, G., Stupar, D., and Kroetz, P. (2012). Direct wind measurements from November 2007 in Venus' upper atmosphere using ground-based heterodyne spectroscopy of CO<sub>2</sub> at 10 μm wavelength. *Icarus*, 217 :863–874. 32

- Stam, D. M. (2008). Spectropolarimetric signatures of Earth-like extrasolar planets. *A&A*, 482 :989–1007. 97
- Stam, D. M., De Haan, J. F., Hovenier, J. W., and Stammes, P. (1999). Degree of linear polarization of light emerging from the cloudless atmosphere in the oxygen A band. *J. Geophys. Res.*, 104 :16843–16858. 149
- Stam, D. M., de Rooij, W. A., Cornet, G., and Hovenier, J. W. (2006). Integrating polarized light over a planetary disk applied to starlight reflected by extrasolar planets. *A&A*, 452 :669–683. 97
- Stam, D. M. and Hovenier, J. W. (2005). Errors in calculated planetary phase functions and albedos due to neglecting polarization. *A&A*, 444 :275–286. 95
- Stam, D. M., Hovenier, J. W., and Waters, L. B. F. M. (2004). Using polarimetry to detect and characterize Jupiter-like extrasolar planets. *A&A*, 428 :663–672. 97, 153
- Svedhem, H., Titov, D., McCoy, D., Lebreton, J.-P., Barabash, S., Bertaux, J.-L., Drossart, P., Formisano, V., Hausler, B., Korablev, O., Markiewicz, W., Nevejans, D., Patzold, M., Piccioni, G., Zhang, T., Taylor, F., Lellouch, E., Koschny, D., Witasse, O., Eggel, H., Warhaut, M., Accomazzo, A., Rodriguez-Canabal, J., Fabrega, J., Schirmann, T., Clochet, A., and Coradini, M. (2007). Venus Express - the first European mission to Venus. *Planetary and Space Science*, 55(12) :1636 – 1652. 23
- Svedhem, H., Titov, D., Taylor, F., and Witasse, O. (2009). Venus Express mission. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :0. 23, 25, 83
- Tanga, P., Widemann, T., Sicardy, B., Pasachoff, J. M., Arnaud, J., Comolli, L., Rondi, A., Rondi, S., and Sütterlin, P. (2012). Sunlight refraction in the mesosphere of Venus during the transit on June 8th, 2004. *Icarus*, 218 :207–219. 21
- Tantau, T. (2013). *The TikZ and PGF Packages*. 38
- Taylor, F., Crisp, D., and Bezaud, B. (1997). *Near-infrared sounding of the lower atmosphere of Venus*. Venus II. 28
- Taylor, F. W., Diner, D. J., Elson, L. S., McCleese, D. J., Martonchik, J. V., Delderfield, J., Bradley, S. P., Schofield, J. T., Gille, J. C., and Coffey, M. T. (1979). Temperature, cloud structure, and dynamics of Venus middle atmosphere by infrared remote sensing from Pioneer Orbiter. *Science*, 205 :65–67. 31
- Tellmann, S., Pätzold, M., Häusler, B., Bird, M. K., and Tyler, G. L. (2009). Structure of the Venus neutral atmosphere as observed by the Radio Science experiment VeRa on Venus Express. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :0. 31, 40

- Titov, D. V., Taylor, F. W., Svedhem, H., Ignatiev, N. I., Markiewicz, W. J., Piccioni, G., and Drossart, P. (2008). Atmospheric structure and dynamics as the cause of ultraviolet markings in the clouds of Venus. *Nature*, 456 :620–623. 31
- Toon, O. B., Pollack, J. B., and Turco, R. P. (1982). The ultraviolet absorber on Venus - Amorphous sulfur. *Icarus*, 51 :358–373. 48, 136, 153
- Toon, O. B., Ragent, B., Colburn, D., Blamont, J., and Cot, C. (1984). Large, solid particles in the clouds of venus : Do they exist? *Icarus*, 57(2) :143 – 160. 40, 134
- Travis, L. D. (1979). Imaging and polarimetry with the Pioneer Venus Orbiter Cloud Photopolarimeter. In Wyman, C. L., editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 183 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 299–304. 41
- van de Hulst, H. C. (1981). *Light scattering by small particles*. Dover Publications, New York. 64, 70
- Vollmer, M. (2005). Effects of absorbing particles on coronas and glories. *Applied optics*, 44(27) :5658–5666. 72, 110, 153
- Widemann, T., Lellouch, E., and Campargue, A. (2007). New wind measurements in Venus' lower mesosphere from visible spectroscopy. *Planet. Space Sci.*, 55 :1741–1756. 32
- Widemann, T., Lellouch, E., and Donati, J.-F. (2008). Venus Doppler winds at cloud tops observed with ESPaDOnS at CFHT. *Planet. Space Sci.*, 56 :1320–1334. 32
- Wilquet, V., Drummond, R., Mahieux, A., Robert, S., Vandaele, A. C., and Bertaux, J.-L. (2012). Optical extinction due to aerosols in the upper haze of Venus : Four years of SOIR/VEX observations from 2006 to 2010. *Icarus*, 217 :875–881. 43, 44, 47, 144
- Wilquet, V., Fedorova, A., Montmessin, F., Drummond, R., Mahieux, A., Vandaele, A. C., Villard, E., Korablev, O., and Bertaux, J.-L. (2009). Preliminary characterization of the upper haze by SPICAV/SOIR solar occultation in UV to mid-IR onboard Venus Express. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :0. 43
- Wilson, C. F., Guerlet, S., Irwin, P. G. J., Tsang, C. C. C., Taylor, F. W., Carlson, R. W., Drossart, P., and Piccioni, G. (2008). Evidence for anomalous cloud particles at the poles of Venus. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113 :0. 46
- Zasova, L. V., Ignatiev, N., Khatuntsev, I., and Linkin, V. (2007). Structure of the Venus atmosphere. *Planet. Space Sci.*, 55 :1712–1728. 31, 32, 40

- Zhang, X., Liang, M. C., Mills, F. P., Belyaev, D. A., and Yung, Y. L. (2012). Sulfur chemistry in the middle atmosphere of venus. *Icarus*, 217(2) :714–739. 36
- Zhang, X., Liang, M.-C., Montmessin, F., Bertaux, J.-L., Parkinson, C., and Yung, Y. L. (2010). Photolysis of sulphuric acid as the source of sulphur oxides in the mesosphere of Venus. *Nature Geoscience*, 3 :834–837. 36, 145