



**HAL**  
open science

# Dynamique méso-échelle de l'atmosphère martienne : développement d'un modèle météorologique et analyse des observations OMEGA / Mars Express

Aymeric Spiga

► **To cite this version:**

Aymeric Spiga. Dynamique méso-échelle de l'atmosphère martienne : développement d'un modèle météorologique et analyse des observations OMEGA / Mars Express. Planète et Univers [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. NNT: . tel-00347021v1

**HAL Id: tel-00347021**

**<https://theses.hal.science/tel-00347021v1>**

Submitted on 13 Dec 2008 (v1), last revised 22 Dec 2008 (v3)

**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.

**THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET  
MARIE CURIE**

Spécialité : **Physique**

Ecole Doctorale : **Sciences de l'Environnement d'Île-de-France**

présentée par

**Aymeric SPIGA**

pour obtenir le grade de  
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

**DYNAMIQUE MÉSO-ÉCHELLE DE L'ATMOSPHÈRE  
MARTIENNE : DÉVELOPPEMENT D'UN MODÈLE  
MÉTÉOROLOGIQUE ET ANALYSE DES  
OBSERVATIONS OMEGA / MARS EXPRESS**

Manuscript soumis pour soutenance le 7 octobre 2008 devant le jury composé de :

Président :	M. <b>Vladimir ZEITLIN</b>
Rapporteurs :	M. <b>Yves LANGEVIN</b> M. <b>Stephen LEWIS</b>
Examineurs :	M. <b>Philippe DROBINSKI</b> M. <b>François LOTT</b> M. <b>Franck MONTMESSIN</b>
Directeur de thèse :	M. <b>François FORGET</b>

**Laboratoire de Météorologie Dynamique, Paris, France**  
Centre National de la Recherche Scientifique – Institut Pierre Simon Laplace  
Université Pierre et Marie Curie – Ecole Polytechnique – Ecole Normale Supérieure



# RÉSUMÉ

Notre travail de thèse a pour objet l'étude de la circulation atmosphérique méso-échelle sur la planète Mars. Les progrès de l'exploration spatiale de la planète rouge à la fin des années 90 ont en effet ouvert la voie à une analyse observationnelle des phénomènes météorologiques martiens aux échelles horizontales inférieures à la centaine de kilomètres, que des efforts de modélisation sont venus compléter.

Nous avons développé un nouveau modèle météorologique méso-échelle pour Mars en couplant une version adaptée du coeur dynamique non-hydrostatique compressible terrestre WRF aux paramétrisations physiques du modèle de circulation générale du LMD pour l'environnement martien. Afin d'assurer le réalisme de simulations en situation de topographie complexe sur une planète où l'atmosphère est très sensible au forçage solaire, nous proposons un traitement spécifique de l'insolation sur les pentes qui généralise les formules terrestres au cas d'une atmosphère chargée de poussières.

Après avoir décrit les caractéristiques de notre modèle, nous confrontons les résultats de simulations aux mesures disponibles, en nous concentrant sur les cas où la comparaison avec les résultats des modèles de circulation générale est en défaut. Les rafales de vent en fin d'après-midi dans les plaines du Nord et l'altitude des nuages de glace d'eau autour des volcans géants martiens sont correctement reproduites par notre modèle qui enrichit les diagnostics tirés des observations. Par des simulations aux grands tourbillons (LES), nous reproduisons les variations de température mesurées dans la couche limite martienne. Au cours de l'après-midi, les intenses mouvements convectifs sur les arêtes de cellules polygonales ouvertes conduisent fréquemment à la formation de vortex partageant toutes les caractéristiques des *dust devils* observés à la surface de Mars.

Comme les modèles méso-échelle martiens existants, nous diagnostiquons de puissants vents catabatiques et anabatiques le long des pentes martiennes les plus inclinées. L'amplitude des vents simulés diffère d'un modèle à l'autre; nos simulations tendent à confirmer les estimations les plus élevées. Par ailleurs, nous apportons de nouveaux éléments sur l'impact profond de ces circulations sur la structure thermique atmosphérique martienne. Dans le cas d'Elysium Mons, volcan géant isolé, nous examinons de plus les caractéristiques de la dynamique non-linéaire de sillage.

En parallèle de ces travaux de modélisation, nous avons complété les données météorologiques existantes pour Mars en rendant possible une cartographie inédite de la pression de surface à haute résolution par le spectro-imageur OMEGA à bord de Mars Express. Nous montrons que la précision de la mesure est satisfaisante et permet la détection de variations météorologiques. Nous examinons ensuite les signatures de pression observées : gradients marqués dans les moyennes latitudes, structures ondulatoires, variations au voisinage des obstacles topographiques. Des éléments d'interprétation sont proposées pour rendre compte de ces structures, qui tendent à confirmer la remarquable intensité de la dynamique atmosphérique méso-échelle martienne.





# TABLE DES MATIÈRES

<b>I</b>	<b>Principes et outils de modélisation météorologique</b>	<b>9</b>
I.1	Les modèles météorologiques . . . . .	10
I.1.1	Equations primitives du fluide atmosphérique . . . . .	10
I.1.2	Structure générale des modèles météorologiques . . . . .	11
I.1.3	Court historique des modèles météorologiques . . . . .	12
I.2	Modèles méso-échelle et modèles de circulation générale . . . . .	15
I.2.1	Domaines d'intégration . . . . .	15
I.2.2	Hydrostatisme et non-hydrostatisme . . . . .	17
I.2.2.1	Equilibre hydrostatique . . . . .	17
I.2.2.2	Stabilité de l'équilibre hydrostatique . . . . .	18
I.2.2.3	Coordonnées verticales d'Eliassen . . . . .	19
I.2.2.4	Non-hydrostatisme et coordonnées de Laprise . . . . .	20
I.2.3	Compressibilité . . . . .	22
I.2.4	Exemple des ondes de gravité . . . . .	23
I.3	Un exemple de coeur dynamique méso-échelle . . . . .	24
I.3.1	Le modèle ARW-WRF . . . . .	24
I.3.2	Les équations du modèle . . . . .	25
I.3.3	Quelques éléments sur la discrétisation des équations . . . . .	26
I.3.4	Applications du modèle . . . . .	28
I.3.5	Un modèle adaptable aux autres planètes? . . . . .	31
<b>II</b>	<b>Environnements martiens</b>	<b>33</b>
II.1	Bilan sur une colonne atmosphérique . . . . .	36
II.1.1	Bilan radiatif . . . . .	36
II.1.2	Propriétés de la surface . . . . .	36
II.1.2.1	Bilan énergétique . . . . .	36
II.1.2.2	Variations de température . . . . .	37
II.1.3	Structure atmosphérique verticale . . . . .	40
II.1.4	Influence des aérosols . . . . .	40
II.1.4.1	Cycle de l'eau et échanges de chaleur latente . . . . .	40
II.1.4.2	Importance des poussières dans le bilan radiatif . . . . .	42
II.1.4.3	Effets radiatifs des nuages de glace d'eau . . . . .	44
II.2	Quelques éléments de circulation générale . . . . .	44
II.2.1	Circulation méridienne . . . . .	44
II.2.1.1	Principes généraux . . . . .	44
II.2.1.2	Spécificités martiennes . . . . .	45
II.2.2	Perturbations des moyennes latitudes . . . . .	49
II.2.2.1	Mécanismes . . . . .	49
II.2.2.2	Perturbations martiennes et terrestres . . . . .	51
II.2.3	Marées thermiques . . . . .	51
II.2.3.1	Propriétés des ondes . . . . .	51
II.2.3.2	Influence dynamique sur Mars . . . . .	53
II.2.4	Contrôle dynamique de la topographie . . . . .	53
II.2.4.1	Ondes planétaires . . . . .	54

II.2.4.2	Ondes de marée . . . . .	54
II.2.4.3	Autres effets . . . . .	54
II.3	Météorologie locale : principaux phénomènes sur Mars . . . . .	55
II.3.1	Couche limite martienne . . . . .	55
II.3.1.1	Préliminaire . . . . .	55
II.3.1.2	Observations . . . . .	56
II.3.1.3	Modélisation . . . . .	58
II.3.1.4	« Dust devils » . . . . .	62
II.3.2	Vents de pente . . . . .	66
II.3.2.1	Mécanisme principal . . . . .	66
II.3.2.2	Influence des phénomènes de couche limite . . . . .	69
II.3.2.3	Influence de l’environnement . . . . .	71
II.3.3	Ondes de gravité . . . . .	73
II.3.3.1	Généralités . . . . .	73
II.3.3.2	Ondes de gravité de montagne . . . . .	74
II.3.3.3	D’autres sources d’ondes de gravité ? . . . . .	79
<b>III</b>	<b>Modélisation tridimensionnelle méso-échelle et micro-échelle sur Mars</b>	<b>81</b>
III.1	Modèles existants et résultats obtenus . . . . .	82
III.1.1	Contexte . . . . .	82
III.1.2	Premiers efforts . . . . .	82
III.1.3	Une variété d’applications . . . . .	85
III.1.3.1	Météorologie polaire . . . . .	85
III.1.3.2	Circulation atmosphérique autour des grands volcans . . . . .	86
III.1.3.3	Simulations aux grands tourbillons . . . . .	89
III.1.3.4	Sélection des sites d’atterrissage des missions spatiales . . . . .	91
III.2	Article : Realistic modeling of the Martian mesoscale and microscale circulation : validation and first results . . . . .	93
III.2.1	Motivations . . . . .	93
III.2.2	Résumé de l’article . . . . .	94
III.3	Introduction . . . . .	95
III.4	Model Description . . . . .	96
III.4.1	Dynamical core . . . . .	96
III.4.2	Martian physics . . . . .	97
III.4.3	Initial and boundary conditions . . . . .	98
III.4.3.1	Starting state and horizontal boundaries . . . . .	98
III.4.3.2	Nesting or single-domain strategy ? . . . . .	99
III.4.3.3	Surface fields . . . . .	99
III.4.3.4	Vertical interpolation . . . . .	101
III.5	Simulations . . . . .	102
III.5.1	Large-scale simulations . . . . .	102
III.5.2	Viking and Pathfinder Landing sites . . . . .	106
III.5.3	Valles Marineris winds . . . . .	109
III.5.4	Large-Eddy Simulations in Gusev Crater . . . . .	113
III.5.5	Tharsis clouds . . . . .	118
III.5.6	Olympus Mons: the nighttime “warm ring” . . . . .	123
III.6	Discussion . . . . .	125
III.6.1	Summary . . . . .	125
III.6.2	Perspectives . . . . .	126
III.6.3	Concluding remark . . . . .	126
III.7	Cas d’étude supplémentaire : Sillage d’Elysium Mons . . . . .	127
III.7.1	Contexte des simulations . . . . .	127
III.7.2	Effets de sillage intenses en aval d’Elysium . . . . .	127
III.7.3	Généralités sur les sillages . . . . .	129
III.7.3.1	Influence de la taille de la montagne . . . . .	130
III.7.3.2	Formation de tourbillons de sillage . . . . .	130

III.7.4	Deux régimes dynamiques pour le sillage d'Elysium . . . . .	131
III.7.5	Discussion . . . . .	136
<b>IV</b>	<b>Paramétrisation de l'insolation sur les pentes martiennes</b>	<b>139</b>
IV.1	Avant-propos . . . . .	140
IV.1.1	Motivations de l'étude . . . . .	140
IV.1.2	Résumé de l'article : Fast and accurate estimation of solar irradiance on Martian slopes . . . . .	142
IV.2	Introduction . . . . .	144
IV.3	Definitions . . . . .	144
IV.3.1	Geometry . . . . .	144
IV.3.2	Monte-Carlo reference code . . . . .	145
IV.4	Direct and reflected irradiance on slopes . . . . .	145
IV.5	Scattered irradiance on slopes . . . . .	145
IV.5.1	Background . . . . .	146
IV.5.2	Martian model . . . . .	147
IV.6	Parameterization of scattered irradiance on Martian slopes . . . . .	148
IV.6.1	Description . . . . .	148
IV.6.2	Performance . . . . .	150
IV.7	Conclusion . . . . .	151
<b>V</b>	<b>Méthode de mesure de la pression par télédétection avec l'instrument OMEGA</b>	<b>153</b>
V.1	Historique des mesures de pression atmosphérique . . . . .	154
V.1.1	Mesures in-situ terrestres . . . . .	154
V.1.2	Apport de la télédétection . . . . .	156
V.1.3	La pression à la surface de Mars . . . . .	158
V.1.3.1	Premières mesures . . . . .	158
V.1.3.2	La pression martienne comme paramètre météorologique . . . . .	159
V.1.3.3	Un outil de prédiction de la pression . . . . .	160
V.2	Mesures de la pression de surface martienne par le spectromètre OMEGA . . . . .	163
V.2.1	Description de l'instrument . . . . .	164
V.2.1.1	La sonde Mars Express . . . . .	164
V.2.1.2	L'instrument OMEGA . . . . .	166
V.2.2	Principe de la mesure . . . . .	170
V.2.2.1	Utilisation de l'absorption du CO <sub>2</sub> . . . . .	170
V.2.2.2	Spectre synthétique . . . . .	170
V.2.2.3	Obtention de la pression . . . . .	173
V.2.3	Estimation de l'incertitude sur la mesure de pression . . . . .	177
V.2.3.1	Géométrie . . . . .	177
V.2.3.2	Température . . . . .	178
V.2.3.3	Poussière atmosphérique . . . . .	179
V.2.3.4	Spectre de surface . . . . .	182
V.2.3.5	Propriétés du CO <sub>2</sub> . . . . .	185
V.2.3.6	Effets instrumentaux . . . . .	186
V.2.3.7	Bilan . . . . .	188
V.2.4	Un premier type de comparaison : mesures <i>in-situ</i> . . . . .	190
V.2.4.1	Mesures Viking et Pathfinder . . . . .	190
V.2.4.2	Variations saisonnières . . . . .	191
<b>VI</b>	<b>Cartes de pression de surface obtenues avec Mars Express/OMEGA</b>	<b>193</b>
VI.1	Remarques préliminaires . . . . .	195
VI.1.1	Sélection des observations OMEGA . . . . .	195
VI.1.2	Vérification des mesures sur deux orbites successives . . . . .	197
VI.1.3	Résumé de l'article : Remote sensing of surface pressure on Mars with the Mars Express/OMEGA spectrometer : 2. Meteorological maps . . . . .	197
VI.2	Introduction . . . . .	199

VI.3	Data processing . . . . .	200
VI.3.1	A first selection of the OMEGA observations . . . . .	200
VI.3.2	Water ice biases . . . . .	200
VI.3.3	Influence of atmospheric parameters . . . . .	201
VI.3.3.1	Dust opacity . . . . .	202
VI.3.3.2	Temperature . . . . .	202
VI.4	Extraction of the meteorological signal . . . . .	203
VI.4.1	Topographical influence on the surface pressure field . . . . .	203
VI.4.2	Topography removal . . . . .	204
VI.4.3	Registration shift correction . . . . .	205
VI.5	Case studies . . . . .	206
VI.5.1	Pressure gradients . . . . .	206
VI.5.1.1	Observation . . . . .	206
VI.5.1.2	Discussion . . . . .	206
VI.5.2	Atmospheric oscillations . . . . .	208
VI.5.2.1	Observations . . . . .	208
VI.5.2.2	Discussion . . . . .	210
VI.5.3	Wind / topography interactions . . . . .	213
VI.5.3.1	Observations . . . . .	213
VI.5.3.2	Discussion . . . . .	214
VI.6	Conclusion . . . . .	217
VI.6.1	Summary . . . . .	217
VI.6.2	Perspectives . . . . .	218
<b>VII</b>	<b>Météorologie des terrains cratérés : comparaison données/simulations</b>	<b>221</b>
VII.1	Champs de pression observé et simulé . . . . .	222
VII.1.1	Observations . . . . .	222
VII.1.2	Modélisation . . . . .	222
VII.2	Analyse de la météorologie locale . . . . .	225
VII.2.1	Variations de température . . . . .	225
VII.2.1.1	Diagnostic préliminaire . . . . .	225
VII.2.1.2	Apport du modèle méso-échelle . . . . .	225
VII.2.1.3	Conditions nocturnes . . . . .	226
VII.2.2	Nouveaux éléments d'interprétation des mesures OMEGA . . . . .	228
VII.2.2.1	Incertitudes relatives à la méthode de mesure . . . . .	228
VII.2.2.2	Effet sur l'interpolation de la pression au niveau de référence . . . . .	229
VII.2.2.3	Température, pression et équilibre hydrostatique . . . . .	229
VII.2.2.4	D'autres interprétations ? . . . . .	232
<b>A</b>	<b>Article : Identification des sources d'ondes d'inertie-gravité dans la région de la Cordillère des Andes</b>	<b>243</b>
<b>B</b>	<b>Méthodologie : Cartographie visible avec le spectro-imageur OMEGA</b>	<b>263</b>

# INTRODUCTION

Quelque soit l'échelle à laquelle elle est étudiée, Mars est une planète fascinante. Vagabonde de la nuit étoilée ou terrain de jeu de robots explorateurs, la planète rouge réserve toujours quelques surprises à qui s'en approche.

Quand elle n'est encore qu'un point dans le ciel dans l'imaginaire des hommes de l'Antiquité, sa couleur rougeâtre et sa trajectoire rétrograde intriguent. Képler perce les mystères de cette trajectoire en 1609 après une décennie<sup>1</sup> d'un travail mathématique acharné pour expliquer les observations de haute précision de Tycho Brahé. Les deux premières lois de Képler découlent de cette étude de l'orbite de Mars et conduisent au rejet définitif de la théorie géocentrique de Ptolémée.

A la même époque, la lunette de Galilée révèle enfin Mars comme un corps approximativement rond et non plus un simple point dans le ciel. Mars devient ainsi aux yeux des hommes un objet planétaire à part entière dont les observations au XVIIe et XVIIIe siècle préciseront les caractéristiques.

L'apparence contrastée de la surface de Mars est observée par Huygens cinquante ans après la découverte de Galilée en employant un télescope plus précis. En 1666, Cassini évalue la rotation propre de la planète Mars et découvre qu'elle possède des calottes polaires. Son neveu Maraldi réalise à la fin du XVIIe siècle des campagnes d'observations de Mars à chaque opposition, lorsque Mars est au plus près de la Terre, et remarque des variations temporelles de l'apparence des calottes polaires et des « taches sombres » à la surface. Les variations saisonnières des calottes martiennes sont confirmées en 1784 par les observations d'Herschel (figure 1), qui diagnostique également la finesse de l'atmosphère par ses tentatives d'occultations stellaires<sup>2</sup>. En 1809, l'astronome amateur Flaugergues note la présence de « nuages jaunes » sur Mars qui seront interprétés par la suite comme des nuages de poussières.

Peu à peu, Mars apparaît donc comme une planète « vivante ». Néanmoins, la fin du XIXe siècle est plutôt consacrée à la cartographie de Mars par l'usage de télescopes toujours plus perfectionnés. Les grandes bases de la nomenclature actuelle des régions martiennes sont ainsi définies par Schiaparelli en 1877. Les spéculations sur la présence de canaux martiens et la naissance des petits hommes verts<sup>3</sup> datent de cette époque. Antoniadi montre en 1909 que les canaux ne sont qu'illusion d'optique mais les débats persisteront jusque l'époque de l'exploration spatiale.

Dans la première moitié du XXe siècle, les scientifiques (notamment Antoniadi, Lyot, Kuiper et de Vaucouleurs) se penchent sur la physique du système planétaire martien afin de dépasser les études principalement phénoménologiques des siècles antérieurs. Les avancées en spectroscopie, polarimétrie et radiométrie transforment les programmes d'observation systématiques en véritables études quantitatives de la composition de l'atmosphère et de la surface de la planète rouge. Les estimations quantitatives de cette époque précédant l'exploration spatiale se sont révélées erronées pour la plupart ! Elles laissent néanmoins à la science martienne moderne un héritage très important : l'initiation d'un nouveau regard sur la planète Mars.

---

<sup>1</sup>Képler pensait initialement passer quelques semaines à résoudre le problème de la trajectoire de Mars ...

<sup>2</sup>Le but des techniques d'occultation est d'analyser les écarts induits par le passage d'un signal lumineux dans une atmosphère en le comparant au signal non perturbé à travers l'espace interstellaire. De telles techniques sont très puissantes car elles permettent d'observer l'atmosphère d'une planète ou d'un satellite à distance. Suivant la source lumineuse, les occultations sont dites stellaires, solaires ou radio.

<sup>3</sup>Le questionnement autour de la présence de la vie sur Mars date néanmoins de l'Antiquité. En 1698, Huygens y consacre l'ouvrage *Cosmotheoros*.

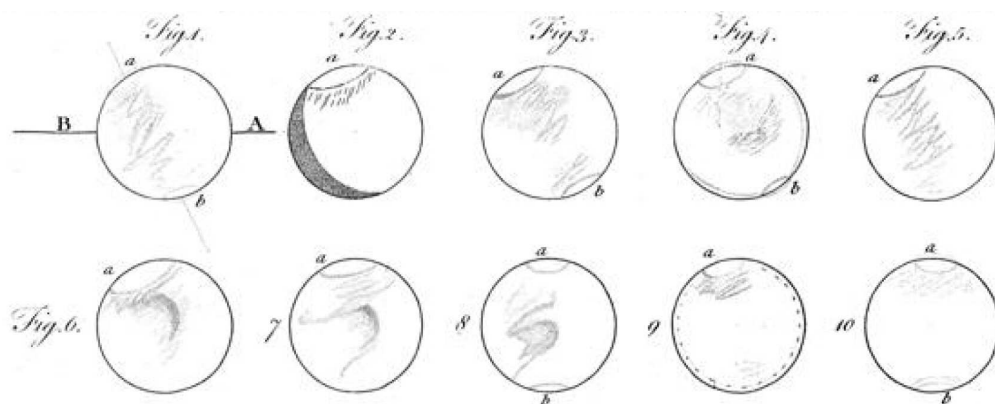


FIG. 1 – Mars dessinée par William Herschel. Figure extraite de son article paru dans le journal anglais « Philosophical Transactions » en mars 1784. Dans cet article, Herschel décrit minutieusement les variations d'apparence de Mars et confirme que l'extension des calottes polaires martiennes subit des variations saisonnières. Herschel remet les études martiennes au goût du jour, après un XVIII<sup>e</sup> siècle assez pauvre en découvertes. Avant de se consacrer aux études astronomiques à partir de 1773, Herschel est organiste, compositeur et chef d'orchestre. Il se passionne également pour les techniques de construction de télescopes d'observation ce qui le conduit à construire dès 1774 des instruments d'une précision inégalée. Il est resté célèbre pour avoir découvert Uranus en 1781 ainsi que les satellites de Saturne Mimas et Encelade en 1789.

Comme il aisé d'imaginer, l'exploration spatiale de Mars est une révolution (figure 2). Elle débute au milieu des années 60 et se poursuit dans la seconde moitié du XX<sup>e</sup> siècle pour aboutir à l'image de Mars que nous nous faisons actuellement : une « cousine » de notre Terre.

Après le survol de Mars par les sondes Mariner 4 et 6 – 7 en 1965 et 1969, la mise en orbite de Mariner 9 autour de Mars en 1971 est une grande première<sup>4</sup>. Au travers des instruments de Mariner 9, les hommes découvrent non seulement l'activité de Mars au présent : nuages, brumes, tempêtes de poussières, mais également les traces de son activité passée : lits de rivière, cratères géants, volcans éteints, terrains érodés.

A peine six ans plus tard, les sondes Viking se posent à la surface de Mars et prennent des photos qui transforment à nouveau profondément notre perception de la planète rouge. L'environnement martien devient un environnement palpable et, paradoxalement, à visage humain. D'un point de vue scientifique, les mesures des sondes Viking et de l'orbiteur qui les accompagne ont inauguré une nouvelle ère pour la géologie et la météorologie de la planète Mars.

L'exploration de Mars connaît ensuite une pause d'une quinzaine d'années durant laquelle les techniques spatiales s'affinent. Le renouveau des missions martiennes s'amorce en 1989 avec les observations des instruments de l'orbiteur Phobos-2, malgré une fin de mission anticipée. Les américains débute quant à eux la décennie par l'échec en 1993 de la mission Mars Observer qui, loin de remettre en cause l'élan d'exploration, préfigure au contraire une stratégie couronnée de succès à la fin des années 90, faite de missions plus fréquentes, plus légères et moins coûteuses.

Mars Global Surveyor se place ainsi en orbite<sup>5</sup> autour de Mars en septembre 1997 et embarque la moitié de la charge utile de Mars Observer. Initialement prévue pour durer deux ans,

<sup>4</sup>Les missions Mariner 4, 6 et 7 n'ont fait que survoler Mars. Si tel en avait été le destin de Mariner 9, la mission aurait été un échec : à son arrivée vers Mars, la sonde ne put photographier la surface à cause d'une tempête de poussière « globale » et dut attendre plusieurs mois en orbite que l'atmosphère se dégage. Les missions russes Mars 2 et 3, arrivées peu après Mariner 9 mais de durée plus courtes, n'ont pu mener leurs analyses à bien pour cette même raison. L'atterrisseur de la mission Mars 3 fut le premier engin humain à se poser à la surface de Mars mais devint muet quelques secondes après.

<sup>5</sup>La sonde expérimente la technique de l'*aerobraking* : placée sur une orbite dont le périapse est situé aux limites

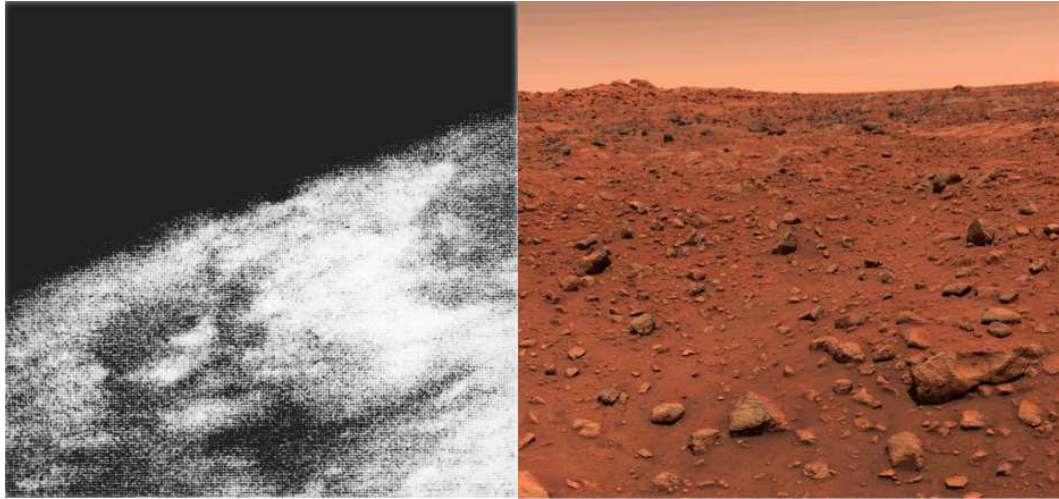


FIG. 2 – Mars vue par les premières missions spatiales. Les deux images ont été acquises à onze ans d'intervalle (juillet 1965 à gauche et juillet 1976 à droite). A gauche, l'image n'est pas de très bonne qualité mais constitue la première image obtenue en survolant Mars, annonçant le début de l'ère spatiale martienne. Sur cette image, Mariner 4 photographie en juillet 1965 les plaines situées à l'ouest d'Elysium et à l'est d'Arcadia et les limbes de la planète (la zone diffuse à gauche pourrait être constituée de nuages). A droite, est reproduite la première image acquise par l'atterrisseur Viking à son arrivée sur Mars et par la même occasion la première photographie *in-situ* d'un environnement planétaire autre que la Terre. La sonde embarquait des expériences visant à déterminer la présence de vie sur Mars : aucune trace n'a été trouvée mais le débat demeure. La confrontation des deux images illustre bien les progrès rapides de l'exploration martienne à la fin des années 60 et au début des années 70. Le récit des succès ne doit pas occulter la difficulté de la conquête de Mars : sur 16 missions russes envoyées entre 1960 et 1973, seules 3 sont un demi-succès.

la mission restera opérationnelle dix années pendant lesquelles seront notamment cartographiées à haute résolution la topographie, les propriétés thermiques et minéralogiques du sol, les anomalies magnétiques et le champ de gravité de la planète. Mars Global Surveyor est accompagnée de la mission *in-situ Pathfinder* composée d'un petit robot mobile et d'une station fixe qui, malgré sa courte durée et son objectif affiché d'essais de nouvelles technologies spatiales, n'a pas à rougir de ses résultats scientifiques. La perte des missions Mars Polar Lander et Mars Climate Orbiter en 1999 est rapidement oubliée suite au succès de la mission Mars Odyssey, qui rejoint Mars Global Surveyor en 2001 et observe notamment les glaces du sous-sol martien.

Que de chemin parcouru entre les premiers survols au milieu des années 60 et la moisson de données de Mars Global Surveyor au début des années 2000 ! La communauté des scientifiques martiens forme désormais une grande famille recomposée d'astrophysiciens, de géologues, de météorologues, de chimistes, d'exobiologistes ... Alors que Mars était vue jusqu'au début du XXe siècle comme un objet astronomique, nous la considérons désormais comme un système planétaire complet permettant de poursuivre dans de multiples disciplines les réflexions développées pour l'étude de notre Terre.

En météorologie, le XXe siècle est le siècle de l'avènement d'une représentation abstraite du système atmosphérique qui s'est révélée très féconde en conduisant, entre autres accomplissements, à

---

de l'atmosphère supérieure de Mars ( $\sim 100$  km au-dessus du sol), elle perd de l'altitude par freinage aérodynamique. Cette technique a été employée pour placer la sonde sur son orbite opérationnelle qui ne sera atteinte qu'au début de l'année 1999, après quelques péripéties liées à l'usure prématurée des fixations des panneaux solaires lors des phases de freinage.



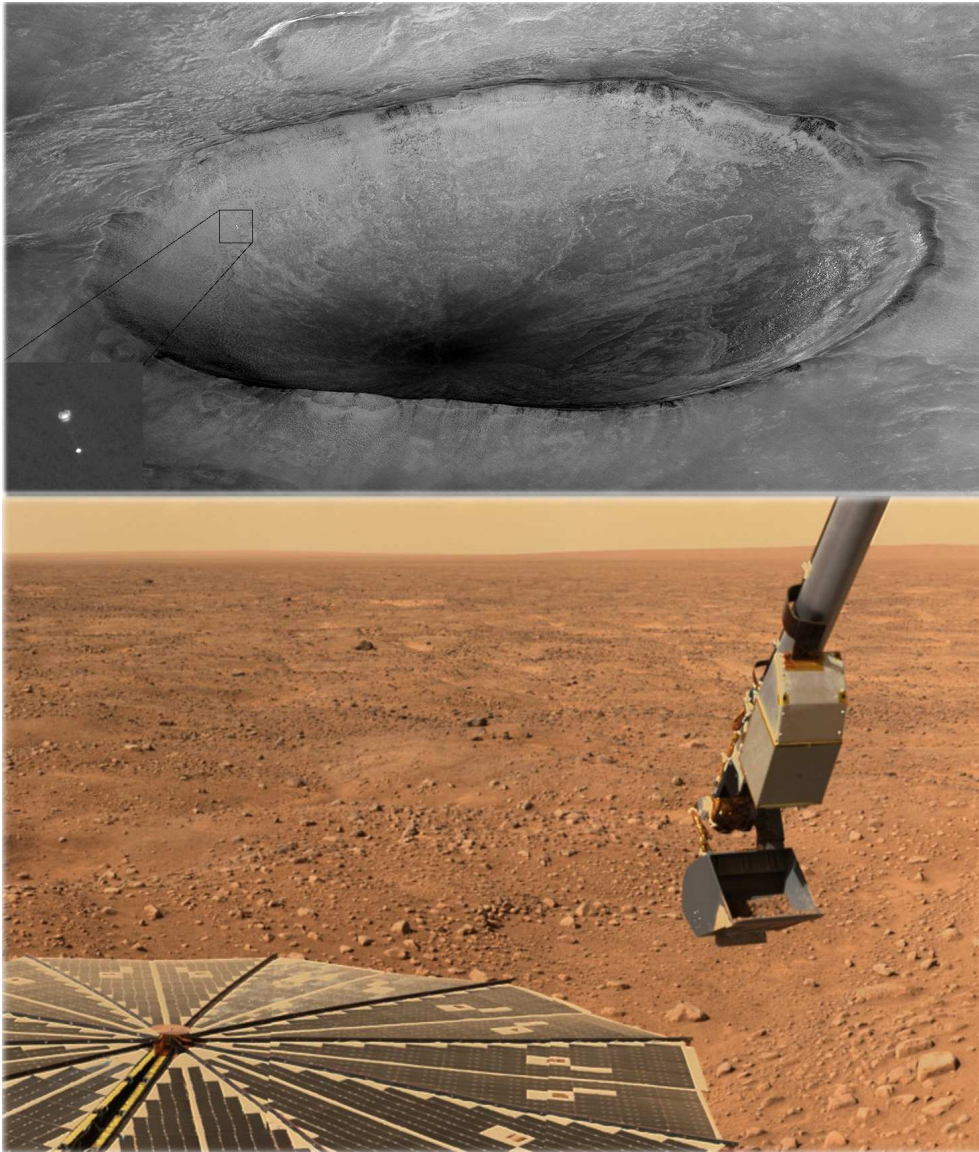


FIG. 3 – L'actualité de Mars en 2008. L'image du haut illustre la résolution vertigineuse des instruments de la sonde Mars Reconnaissance Orbiter en orbite depuis mars 2006. La photographie est acquise par la caméra HIRISE en visée oblique : le cratère mesure 10 km de large et se situe à 20 km de distance du site d'atterrissage de la sonde Phoenix, dont les détails du parachute peuvent être distingués sur l'image, quelques secondes après son ouverture à 13 km au-dessus de la surface. L'image du bas a été prise le 10 juin 2008 après 16 sols de mission par la caméra embarquée sur la sonde Phoenix et montre le paysage de la région à une latitude de 68.22N, la surface faite de polygones formés dans le sol gelé (*permafrost*) par les contractions thermiques, et le bras robotique prêt à verser un échantillon du sol martien sur les instruments d'analyse de la sonde (microscope et four).

l'invention des modèles météorologiques. Il est peu à peu apparu avec cette nouvelle représentation que le terme de « météorologie terrestre » n'est plus un pléonasme. L'expérience acquise sur Terre peut servir de base pour analyser la météorologie des autres planètes : Mars, Vénus, Jupiter, Saturne, planètes extrasolaires ... et certains satellites à l'atmosphère intrigante comme Titan.

Historiquement, les études météorologiques martiennes sont les premières à être conduites et se trouvent tout naturellement être les plus mûres à la fin du XXe siècle. La mission Mars Global Surveyor a notamment accompagné les progrès les plus récents de la modélisation climatique martienne. Les simulateurs du « climat global » de la planète Mars sont désormais parvenus à maturité et reproduisent de façon très réaliste la plupart des phénomènes météorologiques martiens sur les larges échelles horizontales.

L'exploration martienne en ce début du XXIe siècle donne l'impression de vivre un âge d'or. En août 2008, au moment où ces lignes sont écrites, la situation est tout à fait exceptionnelle. Depuis 4 ans et demi, la sonde européenne Mars Express sonde les propriétés de la surface et de l'atmosphère dans leurs moindres détails, proposant un voyage dans le passé de la planète et une plongée dans son intense activité présente. Elle est rejointe en 2006 par la sonde américaine Mars Reconnaissance Orbiter et ses instruments à la résolution vertigineuse (sa caméra peut résoudre les objets de 90 cm de large). L'effervescence est également de mise sur le sol martien. Peu après la mise en orbite de Mars Express, les robots mobiles (*rovers*) Spirit et Opportunity se posent à la surface et vivent depuis une épopée aux multiples rebondissements, une véritable aventure de découverte de l'environnement martien. Enfin, depuis le printemps 2008, la sonde Phoenix creuse de sa pelle télescopique le sol des hautes latitudes martiennes pour en analyser les secrets (figure 3).

Il est difficile de ne pas ressentir une certaine émotion face aux paysages magnifiques photographiés par les robots mobiles et à la vision désarmante d'un bras mécanique creusant une surface extra-terrestre. La beauté désolée de Mars nous rappelle également combien notre planète est précieuse. 400 ans après les travaux de Képler, Mars n'est jamais parue aussi proche des hommes mais fascine toujours autant.

Entamée en septembre 2005, la présente thèse s'est nourrie de ce contexte tout à fait exceptionnel. D'un point de vue météorologique, les instruments de la décennie actuelle suivent les pas de Mars Global Surveyor (figure 4) et révèlent peu à peu l'intensité et la diversité des phénomènes atmosphériques d'échelle régionale sur Mars : tempêtes de poussière, structures nuageuses complexes, tourbillons de couche limite, traces d'érosion éolienne ... Néanmoins, si les modèles météorologiques à l'échelle globale sont désormais des outils parvenus à maturité, la modélisation des phénomènes météorologiques de plus fine échelle reste encore en chantier sur Mars. Ce constat est le point de départ de nos travaux.

Notre objectif est l'identification et l'analyse par modélisation numérique et télédétection des phénomènes météorologiques martiens à méso-échelle, c'est-à-dire aux échelles horizontales inférieures à la centaine de kilomètres.
--

Pour répondre à cette problématique, la méthodologie employée est double : exploitation des données du spectro-imageur OMEGA à bord de la sonde européenne Mars Express et construction d'un nouveau simulateur météorologique adapté aux échelles régionales de la planète Mars.

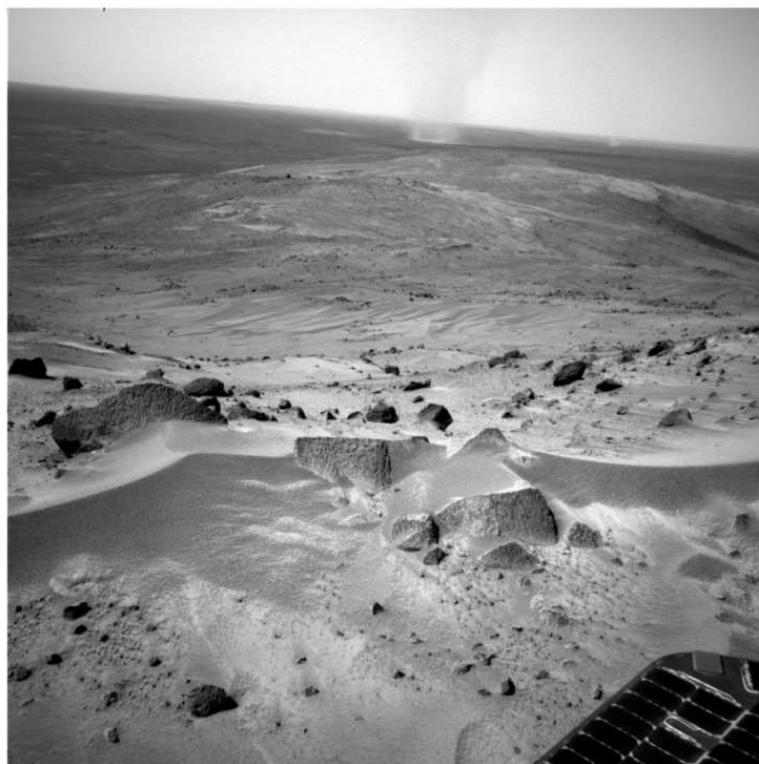


FIG. 4 – Deux exemples de phénomènes atmosphériques régionaux sur Mars. L'image du haut est une photographie de la caméra MOC de la sonde Mars Global Surveyor acquise en avril 1999 au cours d'une après-midi de l'été nord de Mars. Les nuages de glace d'eau observés se reproduisent chaque après-midi à cette saison. Leur formation est contrôlée par la circulation atmosphérique méso-échelle autour des grands volcans éteints de la région de Tharsis : Olympus, Ascraeus, Pavonis et Arsia Mons et au nord du canyon géant Valles Marineris. L'image du bas est un panorama capturé en 2005 par la caméra du robot mobile Spirit perché sur les collines Columbia. Un tourbillon de poussière (*dust-devil*) de quelques dizaines de mètres de large se profile à l'horizon et résulte des mouvements de la couche limite convective martienne.

## PLAN DU MANUSCRIT

Dans le **chapitre I**, nous proposons au lecteur une introduction aux modèles météorologiques et expliquons en particulier pourquoi des outils distincts sont nécessaires pour étudier le climat global et la météorologie régionale d'une planète. Ce chapitre nous donne l'occasion de définir et d'illustrer des concepts météorologiques importants pour la suite du propos. Les détails utiles concernant le modèle méso-échelle terrestre que nous avons adapté à la planète Mars sont également décrits dans ce premier chapitre.

A la suite de cette discussion très générale qui ne dépend pas de la planète étudiée, nous emmenons le lecteur à la découverte des climats martiens dans le **chapitre II**. L'état de la connaissance des phénomènes méso-échelle sur Mars y est décrit dans les détails. Des éléments de comparaison des météorologies terrestre et martienne sont évoqués tout au long de ce deuxième chapitre.

Au **chapitre III**, après avoir présenté les résultats d'autres projets de modélisation méso-échelle sur Mars, nous décrivons la construction de notre propre modèle, sa validation et les résultats originaux auxquels il a conduit. Nous analysons notamment avec notre modèle la circulation atmosphérique à proximité des grands obstacles topographiques martiens et la dynamique de la couche limite convective sur la planète rouge. Le développement du modèle a par ailleurs pointé l'importance d'une représentation correcte des forçages radiatifs sur les pentes. Le **chapitre IV** décrit la méthode de calcul que nous avons proposée pour représenter d'une façon très pratique et très réaliste l'éclairement de la surface par les poussières martiennes.

En parallèle d'une activité de modélisation météorologique, que peut nous apprendre l'observation des phénomènes locaux sur Mars? Est-il possible de mesurer par exemple la pression de surface à haute résolution à l'aide d'un instrument actuellement en orbite autour de Mars? Le **chapitre V** répond par l'affirmative à cette question et propose une méthode basée sur les données de l'instrument OMEGA à bord de la sonde européenne Mars Express. Le **chapitre VI** décrit les cartes obtenues et discute des interprétations possibles des structures observées. Enfin, le **chapitre VII** se propose de revenir sur l'interprétation de ces cartes en se basant sur les diagnostics de notre nouveau modèle méso-échelle.



# CHAPITRE I

## PRINCIPES ET OUTILS DE MODÉLISATION MÉTÉOROLOGIQUE

La météorologie est la science ayant pour objet l'étude des mouvements atmosphériques. Longtemps basée sur l'observation, cette science a subi une mutation profonde au cours du XIXe siècle, suite aux avancées des recherches en mécanique des fluides. L'atmosphère de toute planète peut désormais être vue comme un fluide en rotation, soumis à divers forçages externes et internes, dont il est possible d'étudier les équations de comportement. Les avancées théoriques et les travaux de modélisation atmosphérique au cours du XXe siècle sont nés de cette représentation du système atmosphérique. Les simulations numériques sont naturellement venues compléter les approches observationnelles, forgeant la science météorologique telle que nous la connaissons aujourd'hui. L'extension du domaine de la météorologie à des planètes extra-terrestres est un prolongement logique et très instructif de cette démarche à d'autres « laboratoires » naturels. Le présent chapitre propose une courte introduction aux problématiques de modélisation atmosphérique, définissant un cadre de référence pour la suite du travail. Même si la suite du propos sera focalisée sur la planète Mars, le chapitre reste empreint d'un propos très général, qui ne dépend pas de la planète étudiée.

### Sommaire

---

I.1	Les modèles météorologiques . . . . .	10
I.2	Modèles méso-échelle et modèles de circulation générale . . . . .	15
I.3	Un exemple de coeur dynamique méso-échelle . . . . .	24

---

## I.1 LES MODÈLES MÉTÉOROLOGIQUES

### I.1.1 EQUATIONS PRIMITIVES DU FLUIDE ATMOSPHÉRIQUE

Nous savons depuis l'intuition fondatrice de Vilhelm Bjerknes<sup>1</sup> en 1904 que le comportement du fluide atmosphérique est déterministe. Le problème comporte 6 inconnues fondamentales que sont la vitesse tridimensionnelle du fluide  $\mathbf{v} = (u, v, w)$ , la température  $T$ , la pression  $p$ , la densité  $\rho$ , auxquelles il est possible d'ajouter  $n_t$  rapports de mélange en traceurs  $q_i$  dont la nature dépend de l'atmosphère étudiée (vapeur d'eau, ozone,  $\text{CO}_2$  par exemple). L'évolution de ces variables est déterminée par  $6 + n_t$  équations, qui décrivent la dynamique du fluide atmosphérique dans le référentiel en rotation avec la planète

$$\text{Loi de Newton} \quad \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -2\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (\text{I.1})$$

$$\text{Equation de continuité} \quad \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (\text{I.2})$$

$$\text{Premier principe} \quad c_p \frac{DT}{Dt} = Q + \frac{1}{\rho} \frac{Dp}{Dt} \quad (\text{I.3})$$

$$\text{Equation d'état des gaz parfaits} \quad p = \rho R T \quad (\text{I.4})$$

$$\text{Bilan traceurs} \quad \frac{D(\rho q_i)}{Dt} = \rho (S_i - P_i) \quad (\text{I.5})$$

avec  $\boldsymbol{\Omega}$  le taux de rotation planétaire,  $\mathbf{g}$  la pesanteur (combinaison de l'accélération de la gravité et de la force d'inertie d'entraînement),  $R$  la constante des gaz parfaits (normalisée par la masse molaire atmosphérique),  $c_p$  la capacité calorifique,  $\mathbf{F}$  les forces de friction internes au fluide (viscosité),  $Q$  les transferts diabatiques d'énergie et  $[S_i, P_i]$  les sources et puits de traceurs.

Les équations (I.1), (I.2), (I.3), (I.5) expriment la conservation de la quantité de mouvement, de la masse, de l'énergie, et des quantités de traceurs ; l'équation d'état (I.4) permet de « fermer » le système d'équations. Rappelons que  $D\mathcal{F}/Dt$  est la dérivée lagrangienne du champ  $\mathcal{F}$  et représente les variations de  $\mathcal{F}$  en suivant une particule fluide. Elle se décompose en une dérivée eulérienne, décrivant la variation locale du champ en un point géométrique, et un terme d'advection transport qui concentre le caractère non-linéaire de la dynamique atmosphérique

$$\frac{D\mathcal{F}}{Dt} = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathcal{F} \quad (\text{I.6})$$

Le système (I.1) – (I.5) est complété de conditions aux limites au sommet et à la base du fluide atmosphérique, ainsi que d'un état initial. L'initialisation est au moins aussi fondamentale que les équations elles-mêmes : Lorenz [1963] démontre, dans une étude restée célèbre, que le comportement du fluide atmosphérique est très sensible aux conditions initiales (« chaos déterministe »).

Une formulation alternative de l'équation de conservation de l'énergie (I.3) permet de mieux distinguer les transferts adiabatiques et diabatiques de chaleur

$$\frac{Q}{T} = \frac{c_p}{\theta} \frac{D\theta}{Dt} \quad (\text{I.7})$$

où  $\theta$  est la température potentielle définie<sup>2</sup> par

$$\theta = T \mathcal{P}^{-1} \quad (\text{I.8})$$

avec  $\mathcal{P}$  la fonction adimensionnelle d'Exner telle que

<sup>1</sup>Bjerknes peut être considéré comme le précurseur de la météorologie moderne. Il soutint le lancement en Norvège d'un réseau étendu de stations d'observations météorologiques. Il fonda ensuite l'école de météorologie de Bergen, qui forma notamment Rossby, Eliassen et Fjörtoft.

<sup>2</sup>L'équation (I.8) s'obtient en combinant le premier principe (I.3) pour  $Q = 0$  avec l'équation d'état (I.4).

$$\mathcal{P} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{R/c_p} \quad (\text{I.9})$$

où  $p_0$  est une valeur de référence pour la pression.

Quantité centrale en météorologie, la température potentielle est le traceur des mouvements atmosphériques adiabatiques comme le montre clairement l'équation (I.7). Autrement dit, les mouvements adiabatiques se font à température potentielle  $\theta$  constante. La température potentielle est reliée à l'entropie spécifique  $s$  par l'expression  $s = c_p \ln \theta$  et les surfaces  $\theta = C^{\text{te}}$  sont les isentropes de l'écoulement.

## I.1.2 STRUCTURE GÉNÉRALE DES MODÈLES MÉTÉOROLOGIQUES

Tous les modèles météorologiques consistent en l'intégration numérique des équations primitives non-linéaires (I.1) – (I.5) sous les conditions à la limite de surface et de haute atmosphère. L'intégration numérique nécessite de discrétiser les équations primitives en temps et en espace. La partie des modèles qui réalise cette intégration est généralement nommée « coeur » ou « noyau » dynamique. Les nombreux coeurs dynamiques développés au cours du XXe siècle diffèrent principalement par les techniques d'intégration employées (différences finies, volumes finis, méthodes spectrales) et le choix du système de coordonnées sur lequel projeter les équations.

Simuler correctement les mouvements du fluide atmosphérique requiert de plus une bonne représentation des différents forçages ( $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{Q}$ ,  $S_i$ ,  $P_i$ ) qui s'exercent sur le fluide. La partie des modèles météorologiques qui calcule ces forçages est usuellement appelée la « physique ». L'estimation des forçages diabatiques  $\mathbf{Q}$  du fluide atmosphérique nécessite par exemple l'évaluation :

- du transfert radiatif atmosphérique, c'est-à-dire des phénomènes d'absorption, de diffusion et d'émission de rayonnement (visible, infra-rouge et ultra-violet) par les espèces en suspension dans l'atmosphère ;
- des échanges de chaleur latente lors des changements de phase des espèces atmosphériques ;
- des échanges d'énergie entre la surface et l'atmosphère.

Dans le cas où le modèle météorologique comporte des traceurs, les termes  $S_i$  et  $P_i$  doivent rendre compte des phénomènes d'émission, de sédimentation, de changement de phase ou de réaction chimique des traceurs considérés.

Par ailleurs, la discrétisation des équations primitives en temps et en espace dans le coeur dynamique impose d'inclure dans la « physique » du modèle les forçages induits par les phénomènes dynamiques non résolus. Ainsi, un espacement des points de la grille de discrétisation de l'ordre de la dizaine à la centaine de mètres permet de calculer, par l'intégration numérique des équations primitives, la dynamique des grands tourbillons turbulents responsables de la majorité du transport d'énergie et de quantité de mouvement dans les couches limites convectives. La dissipation des grands tourbillons vers les plus petits tourbillons turbulents (cascade de Kolmogorov) n'est cependant pas explicitement résolue et requiert une modélisation approchée, une « paramétrisation ». Dans le cas où la résolution du modèle est de l'ordre du kilomètre, la paramétrisation de la couche limite doit cette fois simuler les effets de dissipation, de mélange et de transport induits par l'ensemble du spectre turbulent, les grands comme les petits tourbillons.

Dans le même ordre d'idée, les échelles d'intégration temporelles et spatiales peuvent être bien supérieures aux échelles caractéristiques de certaines ondes atmosphériques dont l'influence sur la dynamique atmosphérique n'est pas négligeable. Les effets de la propagation et de la dissipation de ces ondes sur l'écoulement atmosphérique sont alors calculées approximativement par des paramétrisations dans la physique des modèles.

La physique des modèles météorologiques est donc par nature imparfaite et basée sur des hypothèses simplificatrices dictées par un arbitrage entre réalisme, conformité aux observations et efficacité numérique et computationnelle. Définir la physique d'un modèle est parfois difficile dans la *Terra Incognita* [Wyngaard, 2004], ou « zone grise », où l'échelle choisie pour modéliser un phénomène météorologique donné est à la fois trop large pour se passer de paramétrisation et trop fine pour que le phénomène soit considéré comme non résolu.



Dans la pratique, la plupart des modèles météorologiques emploient le concept de « tendances » et les forçages physiques ne sont pas calculés sous la forme  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{Q}$ ,  $S_i$ ,  $P_i$ . L'évolution des variables météorologiques (pression, température, vents, traceurs) sur un incrément de temps  $\Delta t$  est évaluée séparément par le coeur dynamique puis les paramétrisations physiques – ou inversement – avant que les deux « tendances » ne soient ajoutées

$$\mathcal{F}_{t+\Delta t} = \mathcal{F}_t + \Delta t \left( \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} \right)_{\text{dyn}} + \Delta t \left( \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} \right)_{\text{phys}} \quad (\text{I.10})$$

Les intégrations du coeur dynamique sont en général tridimensionnelles. Les paramétrisations physiques sont au contraire calculées sur une colonne verticale, qui est déplacée séquentiellement sur chacun des points de la grille horizontale.

### I.1.3 COURT HISTORIQUE DES MODÈLES MÉTÉOROLOGIQUES

Les modèles météorologiques n'incluent pas la totalité des termes des équations (I.1) – (I.5) : en fonction de l'échelle spatiale et temporelle des phénomènes modélisés, il est possible de simplifier ces équations, en ne retenant que les termes dominants aux échelles considérées. Les premiers modèles météorologiques sont nés de ce constat et des travaux théoriques dans les années 30-40 sur les échelles caractéristiques des mouvements météorologiques.

Un des nombres adimensionnels centraux en météorologie est le nombre de Rossby  $Ro$  qui définit le régime de l'écoulement de grande échelle. Ce nombre est d'autant plus petit que les effets de la rotation planétaire dominent les effets inertiels

$$Ro = \frac{U}{fL} \quad (\text{I.11})$$

où  $U$  est l'échelle caractéristique de vitesse horizontale,  $f$  est le paramètre de Coriolis en géométrie sphérique  $f = 2\Omega \sin \varphi$ , où  $\varphi$  est la latitude, et  $L$  est l'échelle caractéristique d'extension horizontale. Dans les moyennes latitudes des planètes à rotation rapide comme la Terre ou Mars, les mouvements atmosphériques lents à des échelles horizontales de l'ordre du millier de kilomètres sont régis par une forme simple de l'équation (I.1) : l'équilibre géostrophique entre le gradient de pression et la force de Coriolis<sup>3</sup>

$$2(\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{v}_H) \cdot \mathbf{z} = -\frac{1}{\rho} \nabla_H p \quad (\text{I.12})$$

Cet équilibre est le développement des équations (I.1) et (I.2) à l'ordre zéro en  $Ro$  ; il décrit un écoulement bidimensionnel, stationnaire et non divergent. A un ordre supérieur en  $Ro$ , l'évolution lente de la fonction de courant géostrophique peut être diagnostiquée par un nouvel équilibre dit quasi-géostrophique. Couplé à l'équation de conservation de la vorticité potentielle formulée par Rossby   la fin des années 1930, cet équilibre a permis   *Charney et al.* [1950] de réaliser la première pr evision numérique de l'état de l'atmosphère en accord avec les observations de l'altitude géopotentielle de l'isobare 500 hPa. Le premier modèle météorologique était n <sup>4</sup>.

Les efforts ayant suivi les travaux pionniers de *Charney et al.* [1950] sont restés dans le domaine de la météorologie synoptique, c'est- -dire la description des écoulements atmosphériques

<sup>3</sup>Sur une planète   rotation lente comme Vénus, la force de Coriolis est négligeable, et l'équilibre dominant aux grandes échelles est l'équilibre cyclostrophique

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p$$

Sur les planètes géantes comme Jupiter, les effets turbulents dans la troposphère supérieure sont comparables aux termes de l'équilibre géostrophique, ce qui conduit l'air   monter dans les régions anticycloniques (exemple de la grande tache rouge), contrastant avec les situations terrestres proches du sol où la friction induit dans le cas anticyclonique une divergence d'air donc une subsidence.

<sup>4</sup>En réalité, les premières tentatives de prévisions météorologiques dérivées d'intégrations numériques des équations primitives dataient des travaux visionnaires de Lewis Fry Richardson publiés en 1922. Ces prévisions étaient quelque peu irréalistes en raison d'instabilités numériques au cours de l'intégration (sur une maille de 200 km   l'horizontale et 4 niveaux verticaux) déclenchées par les ondes acoustiques et les ondes de gravité. En s'affranchissant du fort terme de rappel inertiel dans les équations primitives, *Charney et al.* obtiennent avec l'équation quasi-géostrophique une description diagnostique du fluide atmosphérique sans les ondes acoustiques et de gravité qui avaient rendu instable la simulation de Richardson.

de nombre de Rossby  $Ro \ll 1$ . Un des achèvements les plus marquants de la décennie 50 est la construction par le météorologue américain *Phillips* [1956] du premier modèle de circulation générale, réalisant l'intégration numérique des équations quasi-géostrophiques sur l'intégralité du globe planétaire. Dans les années 60, les modèles aux équations primitives viennent supplanter les modèles quasi-géostrophiques [*Smagorinski*, 1963] qui sont depuis utilisés comme outils d'analyse théorique des processus de grande échelle.

Le début des années 60 voit également les météorologues s'intéresser à la modélisation de l'écoulement aux petites échelles (« micro-échelle », échelles spatiales en dessous de la centaine de mètres et échelles temporelles de l'ordre de la minute). Sous l'impulsion de *Lilly* [1962, 1967] et *Deardorff* [1970], la modélisation de la convection turbulente des petites échelles se développe<sup>5</sup> par des simulations que nous nommons désormais « aux grands tourbillons » (*Large Eddy Simulations*, LES). Dans la droite lignée de ces travaux, *Deardorff* [1972] propose une paramétrisation des effets de couche limite pouvant être employée dans la physique des modèles de circulation générale.

Tous les phénomènes météorologiques caractérisés par des échelles intermédiaires entre l'échelle synoptique et la micro-échelle ont été naturellement baptisés phénomènes méso-échelle (« à moyenne échelle »). *Orlanski* [1975] rappelle que la distinction en trois classes synoptique/méso-échelle/micro-échelle ne constitue qu'une hiérarchisation phénoménologique et ne résulte pas de frontières théoriques strictes entre les échelles. La méso-échelle définit donc une large classe de mouvements atmosphériques se développant sur des échelles horizontales [100 – 1] km et des échelles temporelles [100 – 1] minutes. Les fronts météorologiques, d'une taille de plusieurs centaines de kilomètres, autant que les cellules convectives isolées, d'une taille de quelques kilomètres, sont des phénomènes méso-échelle.

Les débuts de la modélisation méso-échelle suivent de peu les développements de la modélisation micro-échelle. *Hill* [1968] décrit, pour l'étude du cycle de vie d'un front météorologique, l'usage d'un maillage à plus haute résolution niché dans une grille de plus basse résolution, une technique améliorée par la suite par *Harrison and Elsberry* [1972]. Dans le même temps, suite aux travaux théoriques de *Yanai* [1961] et *Charney and Eliassen* [1964], et sous l'impulsion des météorologues japonais [*Ooyama*, 1969] et américains [*Anthes et al.*, 1971], la modélisation des cyclones tropicaux commence à porter ses fruits, après quelques premières tentatives décevantes [*Ogura*, 1964]. Au moyen d'un modèle de cyclone intégrant les équations primitives sur des grilles multiples, *Mathur* [1974] reproduit toutes les caractéristiques d'un cyclone réel (Isbell, 1964) et précise les étapes et les mécanismes de son développement. Les premiers modèles numériques simulant la convection dans les cumulonimbus<sup>6</sup> datent de la même époque [*Miller and Pearce*, 1974; *Moncrieff and Miller*, 1976]. Par ailleurs, dans les années 70, les mesures aéroportées au voisinage des obstacles topographiques [*Lilly and Kennedy*, 1973] relancent l'intérêt pour la théorie des ondes de montagne, initiée dans les années 50 [*Queney*, 1948; *Scorer*, 1956]. Des modèles méso-échelle bidimensionnels aux équations primitives [*Mahrer and Pielke*, 1977; *Klemp and Lilly*, 1978] sont alors employés pour analyser la dynamique non-linéaire révélée dans les données.

Les premiers modèles méso-échelle restent donc des outils très liés au type de phénomène étudié. A partir du milieu des années 70, probablement encouragés par la prise de conscience autour des risques environnementaux liés à la météorologie régionale (pollution, événements extrêmes), les météorologues commencent à envisager la constitution de plateformes uniques pour simuler l'ensemble des phénomènes méso-échelle précités [*Anthes and Warner*, 1978]. Les développements se poursuivent dans le courant des années 80, en phase avec les progrès des moyens informatiques, pour aboutir aux modèles méso-échelle flexibles et complets tels que nous les connaissons actuellement [*Mesinger et al.*, 1988; *Pielke et al.*, 1992; *Dudhia et al.*, 1993], avec un coeur dynamique intégrant les équations primitives complètes et une physique rassemblant une grande variété de schémas de paramétrisation. Un exemple de résultat d'un modèle méso-échelle moderne est donné en figure I.1.

<sup>5</sup>Il est frappant de constater que ces avancées majeures se font dans un contexte où la communauté des mécaniciens des fluides se trouve quelque peu frustrée par les difficultés théoriques posées par la turbulence [*Kolmogorov, Batchelor*, Congrès de Marseille, 1961 : cité dans *Fedorovich*, 2004].

<sup>6</sup>La distinction est parfois faite entre modèles méso-échelle, de résolution horizontale entre 200 km et 2 km, et modèles explicites de nuage (*cloud-resolving models*) de résolution horizontale entre 500 m et 2 km [e.g. *Redelsperger and Lafore*, 1988]. Nous considérerons que les modèles explicites de nuage sont un cas particulier des modèles méso-échelle.

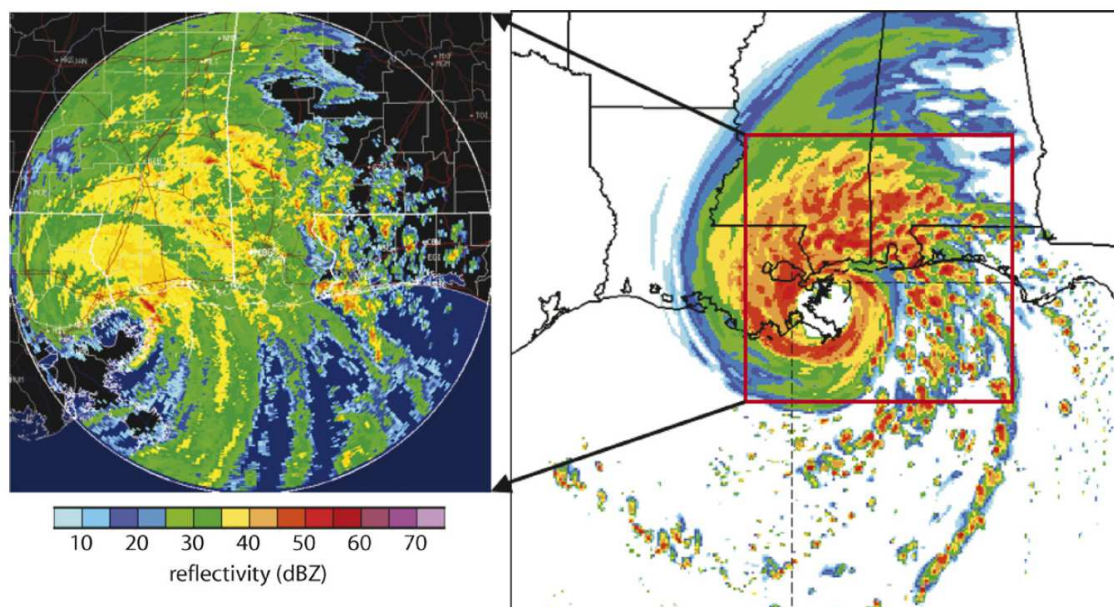


FIG. I.1 – Simulation méso-échelle ARW-WRF du cyclone Katrina, un événement météorologique de l'été 2005 particulièrement dévastateur. La réflectivité simulée (droite) est comparée à la réflectivité radar mesurée le 29 août 2005 à 14h (gauche). Les résultats de simulation ont été obtenus en définissant un domaine parent d'une résolution de 12 km dans lequel est emboîté un domaine suivant le cyclone avec une résolution horizontale de 4 km (*moving nest*). La vignette de droite reproduit la réflectivité simulée dans le domaine emboîté et montre que le modèle capture les caractéristiques essentielles du cyclone : extension, bandes, intensité, structure asymétrique. Image extraite de *Skamarock and Klemp* [2008].

Ainsi, bien que tout modèle météorologique adopte les équations (I.1)-(I.5) comme point de départ, les moyens limités de calcul numérique ont conduit au développement de simulateurs distincts pour appréhender le système atmosphérique aux différentes échelles. Chaque classe de cœur dynamique, caractérisée par diverses approximations des équations primitives, principalement (I.1) et (I.2), constitue alors un outil approprié pour représenter une classe donnée de phénomènes météorologiques. Précisons que la frontière entre les différentes classes de modèles atmosphériques tend actuellement à s'atténuer avec les moyens modernes de calcul. Les modèles de circulation générale sont désormais employés à des résolutions inférieures à la centaine de kilomètres. La figure I.2 montre le résultat d'un modèle de circulation générale utilisé à des résolutions habituellement dévolues à la modélisation méso-échelle. Par ailleurs, les coeurs dynamiques nouvelle génération, ayant pour objectif d'intégrer sans approximations les équations (I.1)-(I.5), peuvent être employés à la fois comme des modèles de circulation générale, des modèles méso-échelle, et même des simulateurs aux grands tourbillons. Il serait néanmoins prématuré de les considérer comme des « simulateurs universels », les hypothèses de travail des différents modes de fonctionnement de tels modèles restant bien distinctes.

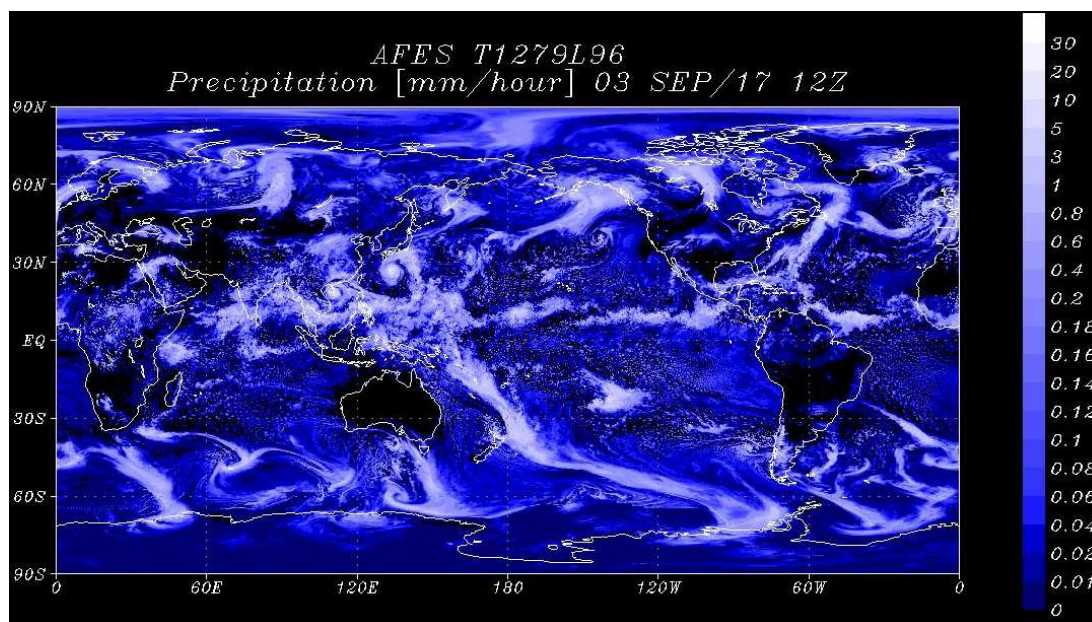


FIG. I.2 – Précipitation simulée par le modèle de circulation générale japonais du *Earth Simulator Center*, moyennée sur 3 heures. Le domaine est global, la résolution est 10 km. Noter par exemple les fronts météorologiques des moyennes latitudes, les cyclones qui s’abattent sur le Japon et les nuages associés au Gulf Stream au large des côtes nord-est des Etats-Unis. Image extraite du site internet du *Earth Simulator Center*, où une image aussi spectaculaire des courants océaniques peut être trouvée.

## I.2 MODÈLES MÉSO-ÉCHELLE ET MODÈLES DE CIRCULATION GÉNÉRALE

### I.2.1 DOMAINES D’INTÉGRATION

Dans les modèles de circulation générale, l’intégration est effectuée sur la sphère planétaire entière, à basse résolution horizontale ( $2^\circ$  en latitude/longitude est un exemple typique). Si la grille latitude-longitude a longtemps connu les faveurs des météorologues, le développement des modèles en cette fin de décennie montre un certain engouement pour des grilles plus « exotiques » qui, moyennant une algorithmique un peu plus acrobatique, permettent de s’affranchir de la singularité des pôles (voir figure I.3). Les méthodes spectrales permettent également de contourner le problème en décomposant les équations sur des harmoniques sphériques, mais la formulation de la physique du modèle est alors plus complexe.

Au contraire, les modèles méso-échelle intègrent les équations de la dynamique des fluides sur un domaine borné, centré sur une région d’intérêt pour l’utilisateur du modèle, avec une projection cartographique adaptée à la position du domaine sur la planète. Cette technique porte le nom de descente d’échelle « dynamique », par distinction avec les techniques de descente d’échelle « statistique », qui consistent en une exploration de la variabilité des climats locaux avec les régimes de temps de grande échelle. Les modèles méso-échelle (« à aire limitée » comme ils sont parfois appelés) ne sont pas les seules techniques de descente d’échelle dynamique. Une autre méthode consiste à déformer les grilles de calcul des modèles de circulation générale pour augmenter la résolution dans la région d’intérêt au détriment des autres zones de la planète.

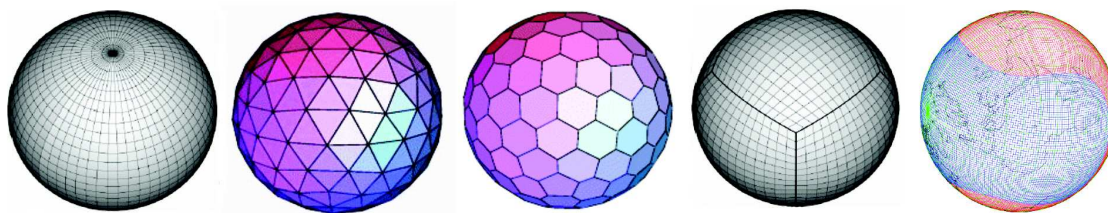


FIG. I.3 – Différentes grilles pour une projection globale des équations primitives dans un modèle de circulation générale. De gauche à droite : la grille latitude-longitude classique, la grille icosaèdre à base de triangles, la grille icosaèdre à base d’hexagones, le cube projeté sur la sphère, et la grille « Yin-Yang ». Le modèle de circulation générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMDZ) a été récemment décliné en une version icosaédrique, suite à une collaboration franco-indienne. Le nouveau coeur dynamique du GFDL (*Geophysical Fluid Dynamics Laboratory*, Princeton, Etats-Unis) inclut à la fois une projection des équations sur la grille classique et sur la grille cube-sphère. La grille « Yin-Yang » est quant à elle utilisée en toute harmonie par les météorologues japonais du *Earth Simulator Center*.

Dans les modèles méso-échelle, plusieurs domaines peuvent être « emboîtés » (figure I.4) pour atteindre une résolution plus élevée dans une région particulière du globe [Clark and Farley, 1984]. Les informations entre un domaine « parent », et un domaine « emboîté » dans ce dernier, peuvent passer

- dans un seul sens, du domaine parent au domaine emboîté, il s’agit d’une descente d’échelle pure (*one-way nesting* ou *parasitic nesting*);
- dans les deux sens, avec une rétroaction de la dynamique calculée dans le domaine emboîté vers le domaine parent (*two-way nesting* ou *interactive nesting*).

Les champs météorologiques (température, vent horizontal, traceurs) aux frontières du domaine parent supérieur sont extraits des observations, des résultats d’une simulation grande échelle, ou des « réanalyses » des grands centres de prévision par assimilation de données.

Les modèles méso-échelle réalisent donc les intégrations numériques dans des « boîtes atmosphériques » dont chacun des côtés, à part la condition au sol, est une frontière artificielle, contrairement aux modèles de circulation générale dont le sommet est la seule borne non physique. Le problème de l’initialisation et du guidage aux bornes des modèles méso-échelle, soulevé dès les premières études impliquant de tels modèles, reste un domaine de recherche particulièrement actif. La question est en effet délicate. Premièrement, les champs prescrits aux frontières du domaine doivent être exempts de tout biais, il faut donc disposer des meilleurs champs météorologiques synoptiques possibles. Ce point a été en partie résolu par l’apparition des réanalyses par assimilation de données, mais de nombreux problèmes demeurent, notamment le traitement des processus humides et le déclenchement de la convection [Diongue et al., 2002]. Deuxièmement, la performance des modèles méso-échelle est très dépendante de la stratégie employée pour guider les intégrations aux bornes du domaine et/ou à l’intérieur même du domaine [Lo et al., 2008; voir également la thèse de Tamara Salameh au LMD-X]. Troisièmement, le climat d’une région donnée est une combinaison complexe entre les forçages de grande échelle, la circulation générale de l’atmosphère et les événements météorologiques pouvant naître à plus fine échelle; à l’heure actuelle, il n’est pas prouvé que les modèles méso-échelle représentent correctement cette combinaison, quand bien même les résultats de tels modèles sont très satisfaisants.



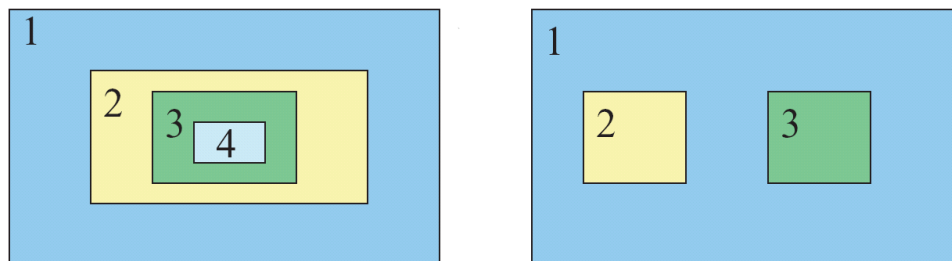


FIG. I.4 – Illustration du principe des domaines emboîtés. Chaque domaine est centré sur une zone d'intérêt pour l'utilisateur du modèle. Les équations primitives sont intégrées en chacun des domaines. A gauche, le domaine 3 est le domaine parent de 4 et son domaine parent est 2. A droite, deux domaines partagent le même domaine parent. Le domaine 1 est le domaine parent supérieur : en ses bornes, les champs météorologiques sont « forcés » à partir des observations, des résultats d'une simulation grande échelle, ou des réanalyses des grands centres de prévision par assimilation de données. Les conditions aux bornes des domaines emboîtés (2,3,4...) sont quant à elles obtenues à partir des intégrations du domaine parent correspondant. Dans le cas non-interactif (*one-way nesting*), il s'agit du seul échange entre les domaines. Dans le cas interactif (*two-way nesting*), les champs météorologiques calculés dans le domaine emboîté sont renvoyés vers le domaine parent correspondant aux points de grille coïncidants (voir figure I.5 plus loin dans ce chapitre). Image extraite de *Skamarock et al.* [2005].

## I.2.2 HYDROSTATISME ET NON-HYDROSTATISME

Dans cette partie, nous présentons une des différences les plus fondamentales entre les modèles de circulation générale et les modèles méso-échelle, ayant des conséquences jusqu'à la structure même de ces modèles.

### I.2.2.1 EQUILIBRE HYDROSTATIQUE

L'analyse dimensionnelle des équations primitives, confirmée par les observations, indique qu'aux larges échelles horizontales résolues par les modèles de circulation générale la contribution du terme d'accélération verticale  $Dw/Dt$  est négligeable devant les deux autres termes de l'équation (I.1). L'équation (I.1) selon la verticale peut alors être simplifiée en un équilibre diagnostique, dit hydrostatique, entre le gradient de pression et la pesanteur

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (\text{I.13})$$

La plupart des modèles de circulation générale simplifient ainsi l'équation du mouvement vertical par cette approximation, qui est valable lorsque l'échelle caractéristique des mouvements verticaux  $H$  est négligeable devant l'échelle caractéristique des mouvements horizontaux  $L$

$$\frac{H}{L} \ll 1 \quad (\text{I.14})$$

L'équilibre hydrostatique formule l'équivalence en tout point entre pression atmosphérique en un point d'altitude  $h$  et masse d'une colonne d'air de section unité au-dessus du point considéré, comme le montre la version intégrale

$$p = - \int_h^\infty \rho g \, dz \quad (\text{I.15})$$

En combinant l'équilibre hydrostatique (I.13) à l'équation d'état (I.4), il est possible de définir l'échelle de hauteur verticale  $H$  atmosphérique

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dz}{H} \quad \text{avec} \quad H = \frac{RT}{g} \quad (\text{I.16})$$

L'équation (I.16) est nommée indifféremment équation hypsométrique, équation de Laplace ou équation barométrique. Elle montre que la pression décroît plus rapidement avec l'altitude dans une couche d'air froid. Autrement dit, l'épaisseur  $z_2 - z_1$  d'une couche atmosphérique entre deux isobares  $p_1$  et  $p_2 < p_1$  est proportionnelle à la température

$$z_2 - z_1 = \int_{p_2}^{p_1} H \, d \ln p = \int_{p_2}^{p_1} \frac{RT}{g} \, d \ln p \quad (\text{I.17})$$

L'équation intégrale (I.17) est à la base de la réduction de la pression à un niveau de référence (le niveau de la mer pour les cartes météorologiques). Lorsque les niveaux de pression considérés sont peu éloignés, l'expression exacte de  $H$  est parfois remplacée par l'expression moyenne

$$H \sim \frac{R \langle T \rangle}{g} \quad \text{avec} \quad \langle T \rangle = \frac{\int_{p_2}^{p_1} T \, d \ln p}{\int_{p_2}^{p_1} d \ln p} \quad (\text{I.18})$$

pour simplifier les calculs.

L'équilibre hydrostatique indique une stratification du fluide atmosphérique en pression, plus qu'un état de repos comme le laisse penser son nom : un fluide en équilibre hydrostatique n'est en fait au repos que s'il est également dépourvu de gradients horizontaux de pression (il suffit de se reporter à l'équilibre géostrophique (I.12) pour le constater).

### I.2.2.2 STABILITÉ DE L'ÉQUILIBRE HYDROSTATIQUE

Comme tout équilibre, l'équilibre hydrostatique n'est pas nécessairement stable et les situations sont différentes suivant la structure thermique atmosphérique.

Un paramètre central pour décrire la stabilité de la stratification d'un fluide est la fréquence de Brunt-Väisälä  $N$  (*buoyancy frequency*). Elle décrit les oscillations adiabatiques d'une parcelle de fluide autour d'un état d'équilibre de stratification – l'équilibre hydrostatique pour la pression. La stratification est dite stable si les mouvements verticaux qui perturbent l'équilibre ont tendance à être naturellement atténués. Dans le cas atmosphérique,  $N$  s'exprime à l'aide de la température potentielle

$$N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}} \quad (\text{I.19})$$

Une stratification stable est une configuration d'énergie minimale : la température potentielle, donc l'entropie, est croissante avec l'altitude et  $N^2 > 0$ . Le cas où  $N^2$  est négatif, conséquence d'un gradient de température potentielle négatif, traduit l'instabilité statique. La configuration stable est alors rétablie par des mouvements verticaux amplifiés, d'où le nom également employé d'instabilité convective.

Une quantité adimensionnelle intéressante pour distinguer les situations d'équilibre hydrostatique est alors le nombre adimensionnel de Froude, rapport entre forces inertielles et forces de gravité

$$\text{Fr} = \frac{U}{NH} \quad (\text{I.20})$$

où  $H$  est typiquement l'échelle de hauteur hydrostatique donnée par (I.18). Un faible nombre de Froude indique un environnement très stable où les accélérations verticales sont inhibées, donc des conditions d'application de l'équilibre hydrostatique. Avec une très bonne approximation, l'écoulement de grande échelle est stratifié stable, car tout profil instable est converti en profil

stable par les mouvements d'instabilité convective sur des échelles temporelles très négligeables devant les échelles considérées.

Cette formulation de l'hydrostatisme sur la base du nombre de Froude est indissociable du facteur d'échelle horizontal/vertical généralement invoqué pour rendre compte d'une situation où l'équilibre hydrostatique peut s'appliquer [équation (I.14)]. Ainsi, une analyse dimensionnelle des équations primitives [e.g. *Bougeault and Sadourny, 2001*] montre que le rapport entre les vitesses verticales et horizontales est en réalité  $W/U = Fr H/L$  et non simplement  $H/L$ . Pour préciser l'équation (I.14), il convient donc de noter que l'équilibre hydrostatique est vérifié si

$$Fr \frac{H}{L} \ll 1 \quad (\text{I.21})$$

Dans une situation où négliger le rapport d'aspect  $H/L$  paraît tendancieux, une stratification extrêmement stable ( $N$  élevé) peut assurer l'hydrostatisme.

Le nombre de Froude  $Fr$  est à l'équilibre de stratification ce que le nombre de Rossby  $Ro$  est à l'équilibre de rotation de Coriolis. Les deux paramètres adimensionnels sont d'ailleurs formellement proches. Dans les conditions synoptiques, la cohabitation de ces deux équilibres conduit à l'échelle de déformation de Rossby  $L_R$

$$L_R = \frac{NH}{f} \quad (\text{I.22})$$

qui indique l'étendue caractéristique des structures de grande échelle, par exemple l'extension spatiale des perturbations des moyennes latitudes.

### I.2.2.3 COORDONNÉES VERTICALES D'ELIASSEN

Le fait que l'écoulement de grande échelle soit stratifié en pression au travers de l'équilibre hydrostatique revêt une importance pratique majeure dans les modèles de circulation générale. En effet, comme suggéré par *Eliassen* [1949], la pression peut alors être utilisée comme coordonnée verticale indépendante et apparaît comme une coordonnée météorologique plus naturelle que l'altitude géométrique, de par son lien avec la masse atmosphérique identifié en (I.15).

Dans le système de coordonnées verticales isobares, les équations du mouvement peuvent être formulées d'une manière très avantageuse. L'équation de conservation de la masse devient purement diagnostique, en faisant intervenir la vitesse verticale  $\omega = Dp/Dt$

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} + \nabla_p \cdot \mathbf{v}_H = 0 \quad (\text{I.23})$$

et le bilan de quantité de mouvement s'exprime très simplement

$$\frac{D\mathbf{v}_H}{Dt} + \nabla_p \Phi = -2\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{v}_H + \mathbf{F} \quad \text{avec} \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_H \cdot \nabla)_p + \omega \frac{\partial}{\partial p} \quad (\text{I.24})$$

dans la mesure où le terme de gradient de pression horizontal devient irrotationnel et dérive du géopotentiel<sup>7</sup>  $\Phi$ , défini par

$$d\Phi = g dz \quad (\text{I.25})$$

et vérifiant dans le cadre hydrostatique

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\frac{1}{\rho} \quad (\text{I.26})$$

<sup>7</sup>L'équilibre géostrophique (I.12) peut alors s'écrire sous la forme particulièrement simple

$$f \mathbf{v}_H = \mathbf{k} \wedge \nabla \Phi$$



L'utilisation des coordonnées isobares est devenu un standard pour les modèles de circulation générale de formulation hydrostatique. Les coordonnées isentropes  $\theta = C^{\text{te}}$  permettent également une formulation du type de l'équation (I.24) où le géopotentiel  $\Phi$  est remplacé par le potentiel de Montgomery  $\mathcal{M} = c_p T + \Phi$ . Néanmoins, elles peuvent rencontrer la surface, et devenir singulières lorsque l'atmosphère est instable. L'intersection des coordonnées isobares avec la surface dans les basses couches de l'atmosphère est au contraire aisée à éviter en adoptant des coordonnées  $\sigma = p/p_s$ , avec  $p_s$  la pression de surface, qui épousent les variations locales de topographie [Phillips, 1957]. Moyennant une expression de l'équation (I.23) un peu plus complexe, la condition de surface s'écrit très simplement

$$\frac{D\sigma}{Dt} = 0 \quad (\text{I.27})$$

L'emploi de coordonnées hybrides  $\sigma - p$  [Arakawa and Lamb, 1977], définissant une transition progressive entre des coordonnées  $\sigma$  proches du sol et des coordonnées isobares à plus haute altitude, est actuellement plus répandue. L'intérêt des coordonnées  $\sigma$  à haute altitude est en effet limité, voire problématique dans le cas d'un champ dont le gradient selon  $p$  est particulièrement élevé.

#### I.2.2.4 NON-HYDROSTATISME ET COORDONNÉES DE LAPRISE

Au contraire des modèles de circulation générale, les modèles méso-échelle peuvent servir à l'examen de variations météorologiques très localisées caractérisées par de fortes accélérations verticales. Dans le cas de mouvements convectifs particulièrement intenses, ou d'ondes atmosphériques d'accélération verticale conséquente, l'approximation hydrostatique se trouve clairement en défaut. A de rares exceptions près, les modèles méso-échelle sont donc de formulation non-hydrostatique, c'est-à-dire que l'équation (I.1) selon la verticale s'écrit cette fois

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (\text{I.28})$$

et  $w$  devient alors une variable prognostique du modèle, et non plus diagnostique comme en situation d'équilibre hydrostatique.

En théorie,  $p$  ne peut alors plus être utilisée comme coordonnée verticale indépendante, en raison des variations induites par l'accélération verticale qui brisent la monotonie de cette coordonnée. Les premiers modèles méso-échelle étaient donc projetés en utilisant l'altitude comme coordonnée verticale [Durran and Klemp, 1983], ce qui rendaient complexes les termes métriques dans l'équation de la vitesse verticale.

Laprise [1992] a cependant montré que l'approche avantageuse d'Eliassen [1949] pouvait se généraliser au cas non-hydrostatique. L'idée est de décomposer le signal de pression  $p$  en la somme d'une composante hydrostatique  $\pi$  telle que  $\partial\pi = -\rho g \partial z$  (équivalente à la masse d'une colonne atmosphérique de surface unité comme précédemment) et d'une composante de perturbation non-hydrostatique  $p'$ .

Kasahara [1974] avait en effet remarqué que, pour toute coordonnée verticale acceptable  $s$  (i.e. monotone en l'altitude), l'équation de conservation de la masse (I.2) peut s'écrire

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} \left( \rho \frac{\partial z}{\partial s} \right) \right]_s + \nabla_s \cdot \left( \rho \mathbf{v} \frac{\partial z}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left( \rho \frac{\partial z}{\partial s} \frac{Ds}{Dt} \right) = 0 \quad (\text{I.29})$$

ce qui indique que l'équation prognostique prend la forme de l'équation d'Eliassen (I.23) à condition que le terme  $\rho \partial z / \partial s$  soit constant. Utiliser la coordonnée verticale  $\pi$  en dynamique non-hydrostatique garantit donc que l'équation de conservation de la masse (I.2) est sous la forme simple diagnostique

$$\frac{\partial \dot{\pi}}{\partial \pi} + \nabla_\pi \cdot \mathbf{v} = 0 \quad \text{avec} \quad \dot{\pi} = \frac{D\pi}{Dt} \quad (\text{I.30})$$

valable que l'hypothèse hydrostatique soit vérifiée ou non, comme le souligne Laprise [1992].

Le système d'équations primitives projeté en coordonnées  $\pi$  constitue alors une généralisation non-hydrostatique du système d'équations primitives en coordonnées hydrostatiques d'Eliassen. L'équation du mouvement horizontal s'écrit en effet

$$\frac{D\mathbf{v}_H}{Dt} + \frac{1}{\rho} \nabla_{\pi} p + \frac{\partial p}{\partial \pi} \nabla_{\pi} \Phi = -2 \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{v}_H + \mathbf{F} \quad (\text{I.31})$$

Les équations (I.30) et (I.31) se réduisent bien aux équations d'Eliassen (I.23) et (I.24) lorsque l'approximation hydrostatique est vérifiée, c'est-à-dire  $p = \pi$ .

Ainsi, les coordonnées de Laprise permettent non seulement de bénéficier des propriétés des équations d'Eliassen dans les modèles méso-échelle non-hydrostatiques, mais également de disposer dans ces modèles d'une conversion simple entre les cadres hydrostatique et nonhydrostatique. Sur le modèle des coordonnées de Phillips, des coordonnées hybrides peuvent être définies à partir des coordonnées  $\pi$

$$\eta = \frac{\pi - \pi_t}{\mu} \quad \text{avec} \quad \mu = \pi_s - \pi_t \quad (\text{I.32})$$

en faisant intervenir les valeurs au sol  $\pi_s$  (variable en temps et en espace) et au sommet de l'atmosphère  $\pi_t$  (choisie constante).

Comme l'ont montré *Janjic et al.* [2001], les coordonnées  $\eta$  conduisent à une formulation élégante du non-hydrostatisme.

La masse d'une colonne atmosphérique de surface au sol  $S$  et d'épaisseur  $\Delta z$  peut s'écrire à la fois  $\mu \Delta \eta S$  et  $S \Delta z \rho g$  selon l'équilibre hydrostatique. L'équation hypsométrique, qui relie le géopotential  $\Phi$  à la pression hydrostatique, s'exprime alors  $\rho \partial \Phi = -\mu \partial \eta$  puis en utilisant l'identité  $\mu \partial \eta = \partial \pi$  tirée de l'équation (I.32) et l'équation des gaz parfaits (I.4)

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \pi} = -\frac{RT}{p} \quad (\text{I.33})$$

où  $p$  est le signal de pression total : composante hydrostatique plus composante non-hydrostatique. L'équation (I.33) est la version non-hydrostatique de l'équation (I.26).

L'équation du mouvement vertical (I.34), sans le terme de friction, peut alors s'obtenir en additionnant le terme de gradient de pression (géopotential) au terme relatif à l'accélération de la gravité

$$\frac{dw}{dt} = g \left( \frac{\partial p}{\partial \pi} - 1 \right) \quad (\text{I.34})$$

Il vient ensuite une relation entre pression hydrostatique  $\pi$  et pression totale  $p$

$$\frac{\partial p}{\partial \pi} = 1 + \varepsilon \quad \text{avec} \quad \varepsilon = \frac{1}{g} \frac{Dw}{Dt} \quad (\text{I.35})$$

faisant intervenir le rapport  $\varepsilon$  entre accélération verticale et accélération de la gravité. La formule de Janjic (I.35) montre clairement que l'équilibre hydrostatique (identité entre pression totale  $p$  et pression hydrostatique  $\pi$ ) n'est plus respecté lorsque l'accélération verticale n'est plus négligeable devant l'accélération de la gravité. La différence entre  $p$  et  $\pi$  aura des conséquences pratiques sur les mesures exposées au chapitre V.

### I.2.3 COMPRESSIBILITÉ

Un fluide de Boussinesq<sup>8</sup> est un fluide pour lequel les variations de densité peuvent être négligées sauf lorsqu'elles apparaissent dans des termes dont  $g$ , l'accélération de la gravité, est facteur. La plupart des phénomènes atmosphériques, qu'ils soient de grande échelle (mouvement quasi-géostrophique), de méso-échelle (fronts météorologiques, vents catabatiques, ondes de gravité) ou de micro-échelle (convection de couche limite) peuvent être considérés comme des mouvements d'un fluide de Boussinesq, pour lequel  $\rho = C^{te}$  sauf dans le terme de flottabilité verticale. L'équation de continuité s'écrit alors

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (\text{I.36})$$

Cette approximation est valable dans le cas de mouvements verticaux relativement confinés (d'extension verticale de l'ordre de  $H$ ).

La plupart des modèles météorologiques ne font cependant pas l'approximation de Boussinesq et intègrent les termes de fluctuations de densité (effets compressibles) dans l'équation de conservation de la masse (I.2). Les effets de compression d'une parcelle d'air induits par les variations de pression s'ajoutent alors aux variations de densité induites thermiquement, les seules retenues dans un fluide de Boussinesq.

En d'autres termes, rien n'empêche une réponse rapide et élastique du volume occupé par une certaine masse d'air atmosphérique à des perturbations de pression. Les ondes acoustiques sont donc les solutions des équations intégrées par le modèle et peuvent conduire éventuellement à des instabilités numériques aux pas de temps d'intégration météorologiques, alors qu'elles ne portent aucune information d'intérêt météorologique.

Une première solution est de décréter que le fluide est compressible mais anélastique [Durrant, 1989]. L'approximation anélastique autorise les variations de masse volumique sous l'influence de gradients verticaux de pression, mais néglige tout rappel élastique

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_H) = 0 \quad (\text{I.37})$$

où  $\rho_0$  ne dépend que de l'altitude de  $z$  et définit un état de base. L'utilisation d'une formulation anélastique s'accompagne de la résolution parfois délicate d'un problème elliptique<sup>9</sup> pour déterminer la pression [Pielke, 1984; Lafore et al., 1998] qui reste une variable diagnostique.

Une deuxième solution consiste à séparer les échelles de temps lors de l'intégration des équations primitives [Klemp and Wilhelmson, 1978; Skamarock and Klemp, 1992]. Les termes lents (météorologiques) sont intégrés avec un pas de temps dynamique  $\Delta t$  et les termes rapides (acoustiques) sont intégrés sur un pas de temps plus court  $\Delta \tau < \Delta t$ . Pour illustrer cette méthode, nous pouvons considérer une version unidimensionnelle des équations non-hydrostatiques compressibles (I.1) et (I.2)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial x} = -u \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{I.38})$$

$$\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t} + c_s^2 \frac{\partial u}{\partial x} = u \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial x} \quad (\text{I.39})$$

où  $c_s = \sqrt{\gamma R T}$  est la célérité des ondes sonores dans un gaz parfait [ $\gamma = c_p / (c_p - R)$ ]. Ne retenir que les termes de gauche revient à résoudre l'équation de propagation des ondes sonores dans l'atmosphère, les termes de droite étant associés aux mouvements de basse fréquence, ici l'advection-transport. La technique de séparation d'échelle consiste à discrétiser les membres de gauche des équations (I.38) et (I.39) avec un incrément  $\Delta \tau$ , en ne mettant à jour les membres de droite au cours de l'intégration que sur une échelle de temps plus longue  $\Delta t$ . Cette méthode permet d'éviter la plupart des effets indésirables provoqués par la propagation dans le domaine de simulation de modes acoustiques, solutions des équations primitives complètes. Il est cependant nécessaire d'inclure des filtres additionnels pour empêcher d'éventuelles instabilités résiduelles liées à ces modes [Skamarock and Klemp, 1992].

<sup>8</sup>Joseph Boussinesq, physicien français actif à la fin XIXe – début XXe, est l'auteur de travaux fondateurs en turbulence et en hydrodynamique.

<sup>9</sup>Un problème elliptique est la détermination d'un champ  $\mathcal{F}$  tel que  $\Delta \mathcal{F} = \mathcal{G}$  où  $\mathcal{G}$  est un champ stationnaire. Dans le problème anélastique,  $\mathcal{F}$  peut prendre la forme  $c_p \theta_0 \mathcal{P}$  et  $\mathcal{G}$  concentre les sources dynamiques de quantité de mouvement dans l'équation (I.1).

### I.2.4 EXEMPLE DES ONDES DE GRAVITÉ

Les modèles de circulation générale et les modèles méso-échelle sont donc caractérisés, comme nous venons de le rappeler, par un traitement différent des équations primitives. Nous pouvons illustrer cette différence en montrant quels types d'ondes de gravité sont résolus par ces modèles. La modélisation de ces ondes, oscillations atmosphériques apparaissant sous l'effet du rappel par les forces de flottaison, est notamment extrêmement dépendante du traitement réservé aux effets non-hydrostatiques.

Pour dériver les propriétés des ondes de gravité, les équations primitives **(I.1)**-**(I.3)**, écrites dans un repère cartésien, peuvent être linéarisées autour d'un état de base hydrostatique dont les champs météorologiques (vitesse, pression, température potentielle, densité) ne dépendent que de la coordonnée verticale  $z$  [Fritts et Alexander, 2003]. L'approximation WKB (Wentzel, Kramers et Brillouin, 1926) est effectuée, puisque les champs météorologiques de référence varient peu aux intervalles de temps considérés pour leurs perturbations, ce qui revient à négliger les variations verticales de vitesse et de stabilité de l'état de base. Nous obtenons alors le système

$$\frac{Du'}{Dt} = -\frac{\partial\Phi'}{\partial x} + f v' \quad \rightarrow \quad i\tilde{\omega}\hat{u} = ik\hat{\Phi} - f\hat{v} \quad (\text{I.40})$$

$$\frac{Dv'}{Dt} = -\frac{\partial\Phi'}{\partial y} - f u' \quad \rightarrow \quad i\tilde{\omega}\hat{v} = il\hat{\Phi} + f\hat{u} \quad (\text{I.41})$$

$$\frac{Dw'}{Dt} = -\frac{\partial\Phi'}{\partial z} + \frac{\Phi'}{H} - g\tilde{\rho}' \quad \rightarrow \quad i\tilde{\omega}\hat{w} = i\tilde{m}\hat{\Phi} + g\hat{\rho} \quad (\text{I.42})$$

$$\frac{D\tilde{\rho}'}{Dt} = -\frac{\partial u'}{\partial x} - \frac{\partial v'}{\partial y} - \frac{\partial w'}{\partial z} + \frac{w'}{H} \quad \rightarrow \quad i\tilde{\omega}\hat{\rho} = ik\hat{u} + il\hat{v} + i\tilde{m}\hat{w} \quad (\text{I.43})$$

$$\tilde{\theta}' + \tilde{\rho}' = \frac{\Phi'}{c_s^2} \quad \rightarrow \quad \hat{\theta} = \frac{\hat{\Phi}}{c_s^2} - \hat{\rho} \quad (\text{I.44})$$

$$\frac{D\tilde{\theta}'}{Dt} = -\frac{N^2}{g} w' \quad \rightarrow \quad i\tilde{\omega}\hat{\rho} = -\frac{N^2}{g}\hat{w} \quad (\text{I.45})$$

avec

$$\tilde{\rho}' = \frac{\rho'}{\langle\rho\rangle} \quad \tilde{\theta}' = \frac{\theta'}{\langle\theta\rangle} \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \langle u \rangle \frac{\partial}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial}{\partial y} \quad (\text{I.46})$$

Les relations de polarisation (équations de droite) s'obtiennent classiquement en substituant une solution de type onde monochromatique de vecteur d'onde  $(k, l, m)$  et de fréquence absolue  $\omega$ , assortie d'un terme rendant compte de la décroissance moyenne de densité sur une échelle de hauteur  $H$

$$\mathcal{F}' = \text{Re} \left[ e^{z/2H} \hat{\mathcal{F}} e^{i(kx+ly+mz-\omega t)} \right] \quad (\text{I.47})$$

avec

$$\mathcal{F}' \equiv u', v', w', \Phi', \tilde{\rho}', \tilde{\theta}'$$

Dans les relations de polarisation,  $\tilde{\omega}$  est la fréquence intrinsèque dans le référentiel lié à l'écoulement de base

$$\tilde{\omega} = \omega - k\langle u \rangle - l\langle v \rangle \quad (\text{I.48})$$

et  $\tilde{m}$  est le nombre d'onde vertical corrigé des effets de décroissance de la densité

$$\tilde{m} = m + \frac{i}{2H} \quad (\text{I.49})$$

Le système comporte tous les termes non-hydrostatiques [équation **(I.42)**] et compressibles [équations **(I.43)** et **(I.44)**]. Les modes acoustiques (de célérité  $c_s$ ), le mode de Lamb acoustique-gravité et les ondes de gravité sont les solutions de ce système. Nous avons vu que l'intégration des modes acoustiques peut être faite à part, ou qu'une approximation anélastique **(I.37)** ou de Bousinesq **(I.36)** élimine les termes de compressibilité responsables de la propagation de ces modes. Pour ne retenir que les ondes de gravité, nous considérons donc par la suite que  $c_s \rightarrow \infty$ , ce qui

permet d'éliminer au choix  $\theta$  ou  $\rho$  du système, à l'aide de l'équation (I.44). Le fait de négliger l'élasticité du fluide rend  $\rho$  ou  $\theta$  obsolète d'un point de vue météorologique : pour les applications atmosphériques, la température potentielle  $\theta$  est plus indiquée et le terme de flottaison dans l'équation (I.42) s'exprime  $g\tilde{\theta}'$ .

La relation de dispersion des ondes de gravité, valable dans le cas général non-hydrostatique, s'obtient alors à partir du système (I.40)-(I.45), et prend la forme

$$\tilde{m}^2 = \frac{N^2 - \tilde{\omega}^2}{\tilde{\omega}^2 - f^2} (k^2 + l^2) \quad (\text{I.50})$$

qui illustre clairement le fait que les ondes de gravité se propageant verticalement admettent comme fréquence intrinsèque  $\tilde{\omega}$  minimale la fréquence inertielle  $f$  et comme fréquence intrinsèque  $\tilde{\omega}$  maximale la fréquence de Brunt-Väisälä  $N$ . Le rayon de déformation de Rossby (I.22) constitue alors une échelle utile pour dimensionner l'extension horizontale des ondes de gravité : l'échelle spatiale des ondes très lentes, dites « d'inertie-gravité », est comparable à  $L_R$  et l'échelle spatiale des ondes très rapides, dites « de gravité pure », est négligeable devant  $L_R$ .

Une réorganisation de l'équation (I.50) obtenue dans le cas non-hydrostatique

$$\tilde{\omega}^2 = f^2 \frac{\tilde{m}^2}{k^2 + l^2 + \tilde{m}^2} + N^2 \frac{k^2 + l^2}{k^2 + l^2 + \tilde{m}^2} \quad (\text{I.51})$$

permet de comparer à la relation de dispersion obtenue en simplifiant l'équation (I.42) en l'équilibre hydrostatique  $i\tilde{m}\hat{\Phi} + g\hat{\rho} = 0$

$$\tilde{\omega}^2 = f^2 + N^2 \frac{k^2 + l^2}{\tilde{m}^2} \quad (\text{I.52})$$

La relation de dispersion hydrostatique (I.52) correspond donc à la relation de dispersion non-hydrostatique (I.51) simplifiée par l'approximation  $k^2 + l^2 \ll \tilde{m}^2$ . Même employé à haute résolution spatiale, un modèle météorologique basé sur l'équilibre hydrostatique ne peut donc résoudre qu'une partie du spectre des ondes de gravité atmosphériques. Historiquement, les premiers modèles méso-échelle anélastiques et non-hydrostatiques sont nés de la volonté de résoudre correctement les ondes de gravité et de la constatation que le seul raffinement d'échelle ne suffit pas.

### I.3 UN EXEMPLE DE COEUR DYNAMIQUE MÉSO-ÉCHELLE

Dans cette section, nous présentons les caractéristiques du modèle méso-échelle utilisé par la suite. Le propos est plutôt technique, mais il nous est paru intéressant de détailler quelque peu le fonctionnement du coeur dynamique d'un tel modèle. Cela nous donne l'occasion par ailleurs de rappeler quelques principes sur la construction d'un modèle et sur la stabilité des simulations météorologiques. Le but n'est pas de reproduire avec exhaustivité la description d'un modèle dont les caractéristiques sont par ailleurs bien documentées [Skamarock et al., 2005].

#### I.3.1 LE MODÈLE ARW-WRF

Le modèle méso-échelle terrestre ARW-WRF (*Advanced Research Weather Research and Forecasting model*, [Skamarock et al., 2005]) est développé majoritairement au sein de deux instituts américains : *National Center for Atmospheric Research* (NCAR) et *National Centers for Environmental Prediction* (NCEP). Ce modèle nouvelle génération est destiné à remplacer le modèle MM5 [Dudhia, 1993] en proposant notamment une architecture logicielle améliorée<sup>10</sup>, une meilleure stabilité et précision des intégrations numériques, une formulation conservative, et un jeu de paramétrisations physiques très diversifié. Le modèle est complètement parallélisé et l'emploi des ressources informatiques (processeur et mémoire vive) est optimisé. Chaque sortie d'une nouvelle version s'accompagne d'un très grand nombre de tests, et ce processus est naturellement poursuivi par la très large communauté des utilisateurs (le code est mis à disposition de tous). Des logiciels

<sup>10</sup>Le modèle est écrit en Fortran 90, avec quelques parties en langage C.

jointes au modèle permettent par ailleurs de définir les domaines de simulation (domaine simple, domaines emboîtés, domaines emboîtés interactifs) et de préparer les conditions latérales, ainsi que les données de surface, topographie et propriétés du sol. Le modèle autorise par ailleurs des conditions aux bornes périodiques, symétriques ou ouvertes pour les simulations idéalisées.

Le principe même du modèle WRF est de profiter des progrès théoriques récents sur les notions de non-hydrostatisme et de compressibilité mentionnés précédemment et de les appliquer à la construction d'un modèle météorologique dont le coeur dynamique intègre les équations primitives complètes (I.1)-(I.5). Le résultat est un simulateur atmosphérique très complet, pouvant être employé dans des situations réelles ou idéalisées. Si l'objectif premier du modèle était de simuler les phénomènes météorologiques à méso-échelle, les développements récents ont montré que le modèle pouvait également servir de simulateur aux grands tourbillons [Moeng et al., 2007] et de modèle de circulation générale [Richardson et al., 2007].

### I.3.2 LES ÉQUATIONS DU MODÈLE

Le coeur dynamique de WRF [Skamarock and Klemp, 2008] utilise la projection des équations primitives (I.1)-(I.5) sur les coordonnées verticales  $\eta$  de Laprise [1992], définies par (I.32). Les équations résultantes sont les équations d'Eliassen « non-hydrostatiques » (I.30), (I.31) et (I.34). Comme nous l'avons vu, les propriétés des coordonnées  $\pi$  font naturellement du modèle un intégrateur au choix non-hydrostatique ou hydrostatique.

Diverses possibilités existent pour projeter ensuite ces termes horizontalement, selon le cas d'étude considéré (simulations globales, équatoriales, moyennes latitudes, polaires, ou idéalisées). Cette projection est définie par un facteur cartographique  $m$ , qui est le rapport entre l'espacement de grille horizontal dans l'espace computationnel régulier et l'espacement de grille horizontal dans l'espace réel sur la sphère planétaire<sup>11</sup>.

Une des difficultés courantes des modèles météorologiques est la non-conservation de la masse ou du moment cinétique au cours de l'intégration. Adopter une formulation intrinsèquement conservative<sup>12</sup> des équations permet de limiter ce problème. Si  $\mu$  est, comme indiqué à l'équation (I.32), la masse atmosphérique d'une colonne définie sur une surface unité, les quantités massiques

$$u^* = \frac{\mu u}{m} \quad v^* = \frac{\mu v}{m} \quad w^* = \frac{\mu w}{m} \quad \omega^* = \frac{\mu \dot{\eta}}{m} \quad \theta^* = \frac{\mu \theta}{m} \quad q^* = \mu q \quad (\text{I.53})$$

sont conservées. Les équations primitives du modèle s'écrivent alors après conversion des équations (I.30), (I.31) et (I.34) sous forme conservative [Skamarock and Klemp, 2008]

$$\frac{\partial u^*}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{v}^* u) + \mathcal{P}_x(p, \Phi) = F_u \quad \frac{\partial v^*}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{v}^* v) + \mathcal{P}_y(p, \Phi) = F_v \quad (\text{I.54})$$

$$\frac{\partial \mu^*}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{v}^*) = 0 \quad \frac{\partial \theta^*}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{v}^* \theta) = F_\theta \quad \frac{\partial q^*}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{v}^* q^*) = F_q \quad (\text{I.55})$$

$$\frac{\partial w^*}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{v}^* w) + \mathcal{P}_\eta(p, \mu) = F_w \quad (\text{I.56})$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{\mu} [(\mathbf{v}^* \cdot \nabla \Phi) - g w^*] = 0 \quad (\text{I.57})$$

avec le terme d'advection

$$(\nabla \cdot \mathbf{v}^* f) = m^2 \left( \frac{\partial u^* f}{\partial x} + \frac{\partial v^* f}{\partial y} \right) + \frac{\partial \omega^* f}{\partial \eta} \quad (\text{I.58})$$

<sup>11</sup>La version la plus récente du modèle (Avril 2008) inclut des facteurs cartographiques distincts en  $x$  et  $y$ . Les équations sont un peu plus complexes que celles que nous reproduisons.

<sup>12</sup>Pour le transport des traceurs, la formulation des équations doit être définie positive pour éviter les quantités négatives. Un schéma supplémentaire, défini positif, est disponible dans le modèle ARW-WRF pour intégrer le transport de traceurs [Carpenter et al., 1990]. Les récentes améliorations du modèle font que le schéma d'advection standard est désormais défini positif [Skamarock and Weisman, 2008].

l'expression des gradients de pression

$$\mathcal{P}_x(p, \Phi) = \frac{\partial}{\partial \eta} \left( p \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( p \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right) \quad \mathcal{P}_y(p, \Phi) = \frac{\partial}{\partial \eta} \left( p \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( p \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} \right) \quad (\text{I.59})$$

$$\mathcal{P}_\eta(p, \mu) = -\frac{g}{m} \left( \frac{\partial p}{\partial \eta} - \mu \right) \quad (\text{I.60})$$

et les équations diagnostiques

$$p = p_0 \left( \frac{\rho R \theta}{p_0} \right)^\gamma \quad \text{et} \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = -\frac{\mu}{\rho} \quad (\text{I.61})$$

Pour des raisons de simplicité, nous nous sommes cantonnés à présenter les équations du modèle dans le cas d'un air sec : les véritables expressions sont corrigées des effets d'humidité.

Les termes de droite des équations (I.54)-(I.57) incluent le terme de Coriolis, les termes de courbure de la planète, ainsi que les termes de mélange turbulent et les forçages physiques. L'équation (I.57) est la seule expression non conservative, car la quantité  $\mu \Phi$  n'est pas un invariant. Par ailleurs, la formule diagnostique (I.61) ne contraint la solution que dans le cadre de l'hypothèse hydrostatique, car l'équation (I.61) remplace alors (I.56).

Comme de coutume dans les modèles météorologiques, les équations discrétisées dans le modèle sont les équations (I.54)-(I.60) formulées pour les perturbations des variables  $p$ ,  $\Phi$ ,  $\rho$  et  $\mu$  à un équilibre hydrostatique de référence ne dépendant que de la hauteur par rapport au sol. La structure des équations reste la même : seuls les opérateurs  $\mathcal{P}_x$ ,  $\mathcal{P}_y$  et  $\mathcal{P}_\eta$  sont modifiés dans la formulation perturbative, ainsi que l'équation hypsométrique (I.61). La pertinence de la formulation perturbative est assez claire dans le cas de mouvements non-hydrostatiques venant naturellement s'ajouter à des mouvements hydrostatiques à des échelles de temps plus longues et des échelles d'espace plus larges. Cependant, la raison du recours à une telle formulation reste purement numérique et liée au choix des coordonnées  $\sigma$  ou  $\eta$  : il s'agit de réduire les erreurs de troncature associées à la soustraction de deux termes éventuellement très grands dans l'expression du gradient de pression horizontal (I.59).

### I.3.3 QUELQUES ÉLÉMENTS SUR LA DISCRÉTISATION DES ÉQUATIONS

Dans le modèle, les équations (I.54)-(I.60) sont intégrées numériquement par une méthode aux différences finies. Les méthodes possibles pour discrétiser des équations conservatives d'advection comme les équations (I.54)-(I.60) sont nombreuses [Allaire, 2005]. Pour décrire plus simplement la discrétisation, considérons le cas unidimensionnel

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = 0 \quad \text{avec} \quad F = u q \quad (\text{I.62})$$

Le schéma explicite centré « saute-mouton » (*leapfrog*) est régulièrement employé dans les modèles météorologiques ; comme son nom l'indique, les données amont et aval servent à calculer la tendance courante. Une des originalités du modèle ARW-WRF est l'emploi d'un schéma de Runge-Kutta explicite d'ordre 3 pour augmenter la précision et la stabilité des intégrations. L'intégration sur un pas de temps  $\Delta t$  est séparée en trois étapes

$$q_x^* = q_x^t - \frac{\Delta t}{3 \Delta x} (F_{x+\Delta x/2}^t - F_{x-\Delta x/2}^t) \quad (\text{I.63})$$

$$q_x^{**} = q_x^t - \frac{\Delta t}{2 \Delta x} (F_{x+\Delta x/2}^* - F_{x-\Delta x/2}^*) \quad (\text{I.64})$$

$$q_x^{t+\Delta t} = q_x^t - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{x+\Delta x/2}^{**} - F_{x-\Delta x/2}^{**}) \quad (\text{I.65})$$

où  $\Delta x$  représente l'incrément d'espace. Un tel schéma de discrétisation est dit « prédicteur/correcteur » : la première estimation  $q_x^* - q_x^t$  des variations du paramètre  $q$  sur un pas de temps de  $\Delta t/3$  sert à évaluer la seconde estimation  $q_x^{**} - q_x^t$  sur  $\Delta t/2$ , avant d'être elle-même réutilisée pour évaluer la tendance finale  $q_x^{t+\Delta t} - q_x^t$ .

La discrétisation spatiale du terme de divergence du flux  $F$  peut être construite par développement de Taylor d'ordre variable. Dans le modèle, les ordres 2 à 6 sont disponibles, sachant qu'un

développement d'ordre plus grand assure une meilleure précision du résultat mais s'avère plus sensible aux instabilités numériques. Les schémas d'ordre pair sont centrés, comme le montre le développement d'ordre 4

$$F_{x-\Delta x/2} = \frac{u_{x-\Delta x/2}}{12} [7(q_x - q_{x-\Delta x}) - (q_{x+\Delta x} - q_{x-2\Delta x})] \quad (\text{I.66})$$

alors que les schémas d'ordre impair sont décentrés aval, comme le montre le développement d'ordre 3

$$F_{x-\Delta x/2} = (\text{I.66}) - \frac{|u_{x-\Delta x/2}|}{12} [3(q_x - q_{x-\Delta x}) - (q_{x+\Delta x} - q_{x-2\Delta x})] \quad (\text{I.67})$$

De part la présence du terme négatif dans le développement (I.67), le modèle méso-échelle ARW-WRF est donc naturellement diffusif si l'on choisit une discrétisation d'ordre impair [Hundsdoerfer, 1995]. Par exemple, la discrétisation (I.67) d'ordre 3 revient à résoudre avec un schéma centré l'équation d'advection (I.62) augmentée d'un terme de diffusion<sup>13</sup>

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial u q}{\partial x} = -\frac{1}{12} \frac{\partial^4 u q}{\partial x^4} (\Delta x)^3 \quad (\text{I.68})$$

Ce schéma de diffusion numérique intrinsèque est complémentaire du schéma de diffusion turbulente horizontale, nécessaire dès que la résolution spatiale diminue sans atteindre la micro-échelle ( $\Delta x > 500$  m). Le mélange turbulent selon la verticale est quant à lui généralement calculé par les schémas de couche limite dans la physique du modèle.

Le choix de la résolution horizontale  $\Delta x$  du modèle méso-échelle dépend de la taille des phénomènes météorologiques que l'on désire étudier. Ce paramètre est en général choisi par l'utilisateur. La détermination du pas de temps d'intégration dynamique  $\Delta t$  n'est alors pas libre, mais soumise à la condition de stabilité de Courant–Friedrichs–Lewy [Courant et al., 1928]

$$\|\mathbf{v}_H\| \frac{\Delta t}{\Delta x} < \frac{C_{th}}{\sqrt{3}} \quad (\text{I.69})$$

où  $C_{th}$  est la constante théorique de stabilité CFL pour une version unidimensionnelle des équations et  $\sqrt{3}$  un terme de correction tridimensionnelle. En d'autres termes, des instabilités numériques apparaissent si la vitesse du vent  $\mathbf{v}_H$  calculée sur un incrément de temps  $\Delta t$  impose un déplacement au fluide supérieur à  $C_{th} \Delta x$ .

La condition CFL est une condition nécessaire mais non suffisante de stabilité. Le membre de gauche de l'équation (I.69) est le nombre de Courant, qu'il est possible d'examiner au cours de l'intégration numérique pour détecter les situations d'instabilité numérique. Notons au passage que les équations (I.65) et (I.67) montrent que la « viscosité numérique » de la diffusion intrinsèque dans le modèle est proportionnelle au nombre de Courant  $\|\mathbf{v}_H\| \Delta t / \Delta x$  donc n'induit pas de diffusion exagérément inutile dans les conditions d'intégration très stables numériquement.

Une discrétisation de type « saute-mouton » des termes d'advection conduit à des nombres de Courant de 0.72 et 0.62 pour les ordres 4 et 6 ; ce schéma est par ailleurs conditionnellement instable ( $C_{th} \rightarrow 0$ ) pour les ordres 3 et 5. Wicker et Skamarock [2002] ont noté qu'une discrétisation de type Runge-Kutta 3 [équations (I.63) – (I.65)] conduit à des nombres de Courant  $C_{th}$  respectivement 1.61, 1.26, 1.42, 1.08 pour des développements d'ordre 3 à 6. Le modèle WRF est donc deux fois plus stable, au sens du nombre de Courant théorique  $C_{th}$ , que les modèles équivalents basés sur une discrétisation « saute-mouton » (par exemple, son prédécesseur MM5). Une analyse similaire à l'équation (I.69), en remplaçant la vitesse horizontale par la célérité des ondes acoustiques  $c_s$ , donne une condition sur le pas de temps acoustique  $\Delta \tau$  à choisir pour la séparation d'échelle décrite sur la base des équations (I.38) et (I.39).

L'étude de stabilité CFL n'inclut pas les contraintes supplémentaires induites par les calculs dans la partie physique du modèle. La confrontation à des simulations de cas réels montre que le pas de temps doit parfois être baissé quand bien même il vérifie les recommandations du critère CFL.

<sup>13</sup>Le schéma de diffusion implicite peut se trouver pris en défaut dans le cas de vent faible, ou de conditions atmosphériques particulièrement stables. Knievel [2007] a proposé un schéma de diffusion additionnel pour supprimer le bruit numérique d'échelle caractéristique  $2 \Delta x$  qui peut en résulter.



Terminons cette partie sur la discrétisation en mentionnant les travaux fondateurs d'Arakawa dans le courant des années 60 [Arakawa, 1966]. Arakawa a en effet montré qu'un choix approprié de la méthode de discrétisation horizontale des équations atmosphériques permettait de réduire les instabilités numériques et d'assurer de bonnes propriétés de conservation de l'énergie et de l'ensrophie (intégrale d'ordre 2 de la vorticité). L'un des choix les plus répandus dans les modèles météorologiques, auquel ARW-WRF ne déroge pas, est une discrétisation spatiale distincte pour les variables  $p$ ,  $\theta$ , calculées sur les points de grille, et pour les variables  $u, v, w$ , calculées sur les intervalles des points de grille (grille de type C). L'emboîtement de domaines distincts se fait tout naturellement avec une grille d'Arakawa de type C (figure I.5).

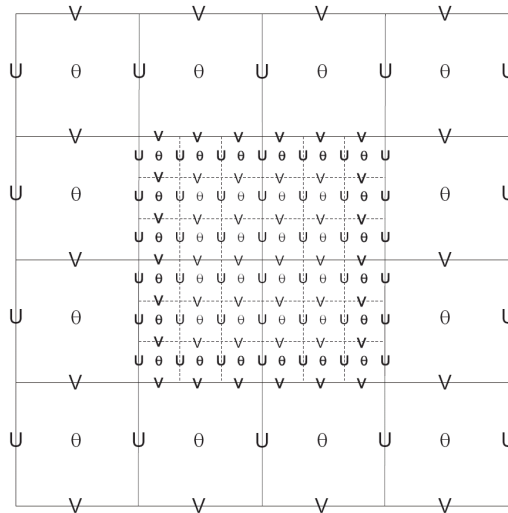


FIG. I.5 – Grille d'Arakawa de type C et domaines emboîtés (avec un rapport de résolution d'un tiers). Image extraite de Skamarock *et al.* [2005].

### I.3.4 APPLICATIONS DU MODÈLE

Comme le montrent les précédentes sections, le modèle ARW-WRF constitue un outil stable, flexible et puissant pour étudier l'écoulement atmosphérique méso-échelle terrestre. Il est désormais utilisé par de nombreux laboratoires de recherche et centres de prévision. Le modèle a permis une progression de la météorologie théorique et opérationnelle sur de nombreuses questions :

- systèmes convectifs et précipitations [Gallus and Bresch, 2006],
- cyclones tropicaux [Davis *et al.*, 2008],
- ondes de gravité [Plougonven *et al.*, 2008],
- météorologie des régions polaires [Hines and Bromwich, 2008],
- pollution et qualité de l'air [Bao *et al.*, 2008],
- circulation micro-échelle [Antonelli and Rotunno, 2007],
- échanges surface/atmosphère [Cheng and Steenburgh, 2005].

En amont de cette thèse, nous avons utilisé le modèle ARW-WRF pour examiner les sources d'ondes d'inertie-gravité dans la région de la Cordillère des Andes. Comme nous l'évoquions précédemment, les modèles non-hydrostatiques méso-échelle sont des outils numériques appropriés pour étudier un large spectre d'ondes de gravité atmosphériques. La haute résolution horizontale

et verticale offerte par le modèle permet par ailleurs de résoudre correctement les sources qui leur donnent naissance.

Afin d'illustrer les applications du modèle méso-échelle ARW-WRF, nous donnons dans ce qui suit quelques éléments de notre travail de stage de Master sous la direction d'Hector Teitelbaum et Vladimir Zeitlin. Une description complète des méthodes et des résultats obtenus se trouve dans un article, accepté en Juin 2008, dont le texte intégral est en annexe. La référence complète est : Spiga, A., H. Teitelbaum and V. Zeitlin, **Identification of the sources of inertia-gravity waves in the Andes Cordillera region**, Ann. Geophys., *in press*, 2008.

La région de la Cordillère des Andes est un cas d'étude intéressant, dans la mesure où elle concentre trois sources principales d'ondes d'inertie-gravité : présence d'obstacles topographiques [Scavuzzo et al., 1998], activité convective [Alexander and Vincent, 2000], et jets subtropicaux de haute altitude en situation d'accélération agéostrophique [O'Sullivan and Dunkerton, 1995]. Les données traduisent une activité marquée des ondes de gravité dans la région. Notamment, l'étude des profils verticaux de vent acquis par radiosondages révèle des oscillations présentant certaines caractéristiques des ondes d'inertie-gravité (après filtrage de la composante moyenne et analyse croisée par ondelettes). Une signature particulièrement utile est la quadrature de phase entre les composantes zonale  $u$  et méridionale  $v$  puisque les équations de polarisation (I.40) et (I.42) montrent que  $\hat{u}/\hat{v} \rightarrow i$  lorsque la fréquence est proche de la fréquence inertielle  $f$ .

Les images satellite et les données de réanalyse des centres de prévision permettent une analyse préliminaire des sources des ondes observées. Le complément offert par la modélisation méso-échelle est cependant bienvenu pour aider à l'identification de ces sources, particulièrement dans une région comme la Cordillère des Andes où plusieurs sources sont susceptibles d'agir. Le modèle méso-échelle WRF a ainsi été utilisé avec deux domaines emboîtés de résolution 20 km et 6 km centrés sur la région de détection des ondes. Les paramétrisations physiques complètes incluses dans le modèle ont été activées pour représenter la météorologie méso-échelle de la région de la façon la plus réaliste possible.

Nous avons ainsi identifié un cas où le jet-stream d'altitude en situation d'ajustement géostrophique est la source des ondes d'inertie-gravité observées, un cas où une onde de montagne proche du déferlement semble être la source unique et un cas pointant la source convective comme origine des ondes observées. Dans ces trois cas, le modèle méso-échelle est d'une grande utilité pour étudier la situation météorologique, identifier les ondes révélées dans les données et déterminer la source probable de ces ondes. Les détails de l'analyse sont décrits en annexe ; nous reproduisons en figure I.6 l'exemple de la mise en évidence de la source convective à l'aide du modèle méso-échelle ARW-WRF. Si l'on compare les résultats de simulations avec les images satellite, le modèle reproduit d'ailleurs assez bien les événements convectifs dans la région (l'accord n'est cependant pas parfait car la convection est paramétrisée aux résolutions horizontales choisies). Les simulations indiquent également que les autres sources possibles, jet-stream et ondes de montagne, ne semblent pas actives dans le cas considéré. Une telle situation, où une seule source d'ondes d'inertie-gravité est identifiée, n'est pas si courante : la figure I.7 décrit au contraire un cas, simulé par le modèle, où les sources topographique et convective sont simultanément en action.

La détermination des sources des ondes de gravité reste un problème complexe, objet à l'heure actuelle de toute l'attention des météorologues terrestres. L'une des raisons de cet intérêt est le forçage de l'écoulement de grande échelle par ces ondes et la paramétrisation de ce forçage dans les modèles de circulation générale, qui ne disposent pas d'une résolution temporelle et spatiale suffisante pour décrire ces événements à partir de l'intégration des équations primitives. Il reste ainsi à construire une paramétrisation des ondes générées par les sources convectives et l'accélération agéostrophique des courants-jet, sur le modèle des schémas simulant l'effet des ondes de montagne sur l'écoulement synoptique [Lott and Miller, 1997]. Etudier les caractéristiques des ondes émises par les différentes sources est donc une étape nécessaire qui préfigure une amélioration des schémas de paramétrisation.

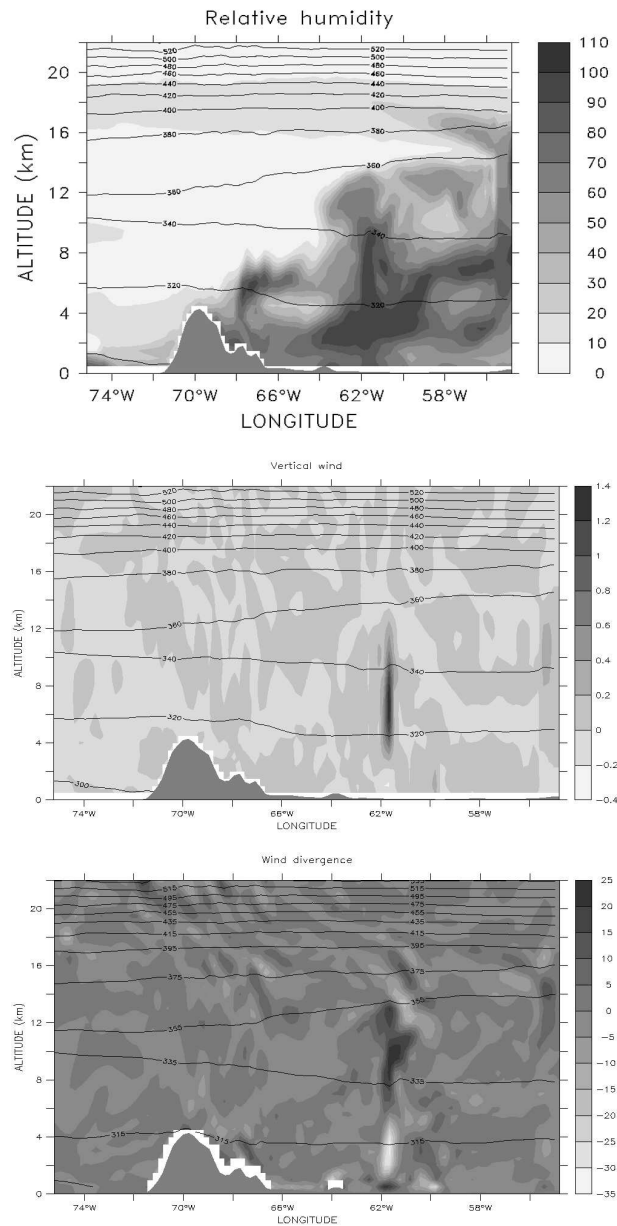


FIG. I.6 – Résultats de simulation WRF dans la région de la Cordillère des Andes le 8 février 2005 à 12 : 00 UTC (méridien Greenwich). Coupes longitude/altitude à la latitude 29.45S et contours de température potentielle (K). En haut, le champ d'humidité (%) met clairement en évidence la cellule convective isolée dont la hauteur atteint 12 km. Au milieu, le champ de vitesse verticale ( $\text{m s}^{-1}$ ) montre les fortes ascendances au sein de la cellule, qui atteignent  $1.4 \text{ m s}^{-1}$ . En bas, le champ de divergence horizontale du vent ( $\text{s}^{-1}$ ) révèle le signal des ondes de gravité émises juste au-dessus de la colonne convective (alternance de convergence/divergence à partir de 12 km d'altitude). Les ondes sont également perceptibles dans les oscillations de température potentielle et dans le champ de vitesse verticale si l'échelle noir et blanc est raffinée. L'« effet d'obstacle » semble constituer une explication appropriée de cette émission : les forts mouvements verticaux viennent générer une onde d'inertie-gravité par interaction avec une couche cisailée stratifiée stable située au-dessus de la colonne convective [Pfister *et al.*, 1993]. Noter par ailleurs que le champ de divergence au voisinage de la cellule convective montre la convergence des basses couches et la divergence au sommet du nuage.

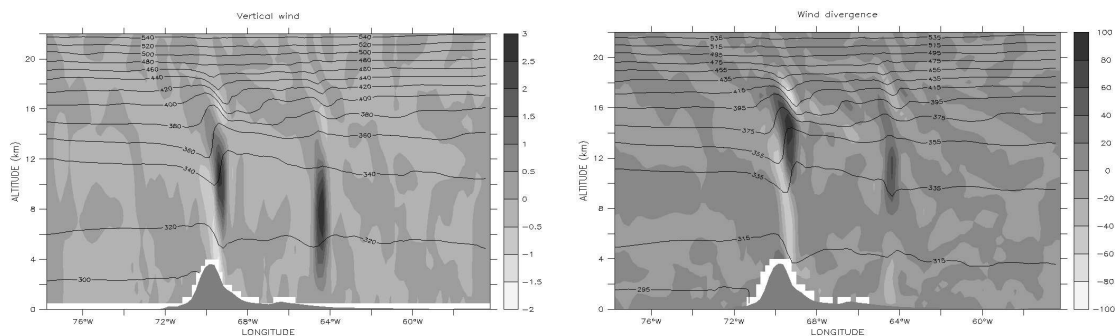


FIG. I.7 – Résultats de simulation WRF dans la région de la Cordillère des Andes le 9 janvier 2001 à 21 : 00 UTC (méridien Greenwich). Coupes longitude/altitude à la latitude 34.28S et contours de température potentielle (K). A gauche, le champ de vitesse verticale ( $\text{m s}^{-1}$ ) permet l'identification d'une cellule convective isolée (également identifiable sur une coupe d'humidité) et d'une onde de gravité de montagne qui se présente sous la forme de maxima/minima alternés et inclinés. Noter l'inclinaison des isentropes qui traduit la forte amplitude des ondes, probablement très proches du déferlement. A droite, le champ de divergence horizontale du vent ( $\text{s}^{-1}$ ) révèle le signal des ondes de gravité émises juste au-dessus de la colonne convective (situation très similaire à celle décrite par la figure I.6) et la ré-émission probable au-dessus de l'onde de montagne, à l'endroit où les isentropes sont les plus inclinées.

### I.3.5 UN MODÈLE ADAPTABLE AUX AUTRES PLANÈTES ?

En théorie, le système d'équations primitives (I.1) – (I.5) est valable en toute généralité quelque soit la planète qui abrite le fluide atmosphérique en rotation. Tout coeur dynamique développé pour les applications terrestres est donc potentiellement valide pour l'étude d'une autre atmosphère planétaire, à condition d'adapter

- les paramètres  $\Omega$ ,  $g$ ,  $R$ ,  $c_p$  et  $p_0$  [voir équation (I.9)];
- les constantes « cachées » dans les équations primitives, qui dépendent du système de projection choisi (un exemple typique étant le rayon de la planète  $a$ );
- les conditions aux limites, particulièrement de surface (topographie, nature des sols ...);
- l'état initial du modèle.

Sous réserve qu'ils aient été construits avec rigueur pour permettre une modification aisée de ces paramètres<sup>14</sup>, les modèles météorologiques sont donc des outils adaptés à l'étude du climat de toute planète dotée d'une atmosphère. Étudier la météorologie des planètes autres que la Terre consiste

<sup>14</sup>Comprendre implicitement : cette modification n'est jamais aisée. Les modèles météorologiques terrestres ont en général été construits au fur et à mesure des progrès de la discipline et n'avaient pas pour but initial de simuler la circulation atmosphérique sur les autres planètes, sauf quelques exceptions [Hourdin, 1992]. Il est donc totalement compréhensible de ne pas disposer dans les modèles d'une simple liste de paramètres qu'il suffirait de modifier pour « changer de planète ». Les modèles récents comme ARW-WRF tendent à être plus vertueux sur la question, mais nous avons constaté lors de l'adaptation du modèle qu'une vérification minutieuse du code n'est jamais inutile pour chasser les quelques constantes planétaires qui sont codées par leur valeur numérique terrestre. Le changement des conditions de surface requiert également un effort particulier. Enfin, dans les faits, la formulation de la dynamique des modèles demande un examen poussé pour s'assurer de leur généralité. Beaucoup de modèles terrestres sont notamment construits à partir d'équations de la dynamique incorporant les effets d'humidité.

donc à étendre le nombre de « laboratoires » naturels<sup>15</sup> auxquels appliquer le cadre théorique et méthodologique général conçu initialement pour l'atmosphère terrestre.

Si la dynamique d'un modèle météorologique est tout à fait générale, la physique de ce modèle est bien entendu extrêmement dépendante de la planète considérée. Pour ne citer qu'un point parmi d'autres, les calculs de transfert radiatif sur la planète choisie doivent s'adapter à une composition atmosphérique et un cycle d'insolation parfois bien différents du cas terrestre.

La construction d'un modèle météorologique utilisable pour une autre planète que la Terre peut donc en principe se résumer en deux étapes

1. extraire d'un modèle météorologique terrestre son coeur dynamique et en modifier les constantes fondamentales et les composantes purement terrestres ;
2. greffer à ce coeur une physique décrivant, de la façon la plus réaliste possible, les forçages du système climatique considéré et l'environnement particulier de la planète.

Dès les débuts de l'exploration spatiale de la planète rouge, les modèles de circulation générale martiens ont été les premiers modèles météorologiques d'une planète autre que la Terre à être construits [*Mintz, 1961 ; Leovy and Mintz, 1969*]. Par la suite, les campagnes d'observation de la planète Mars et les travaux des planétologues/météorologues de NASA Ames en Californie [*Pollack et al., 1990 ; Haberle et al., 1993*], du LMD à Paris [*Hourdin, 1992 ; Forget et al., 1999*], de l'Université d'Oxford [*Lewis et al., 1996*] et du GFDL à Princeton [*Wilson and Hamilton, 1996*] ont permis d'améliorer la physique des modèles de circulation générale martiens.

L'association de la physique martienne du LMD et du coeur dynamique du modèle méso-échelle ARW-WRF pour construire un simulateur atmosphérique martien a constitué une partie significative du présent travail de thèse. Avant de décrire ce nouveau modèle et ses principaux résultats, il nous appartient d'introduire le lecteur à l'environnement martien et aux principales caractéristiques de la circulation méso-échelle sur la planète rouge.

---

<sup>15</sup>La découverte récente de nombreuses planètes extrasolaires augmente d'autant le nombre de laboratoires naturels disponibles. Par ailleurs, la Terre dans ses conditions paléoclimatiques les plus exotiques peut également être considérée comme une autre planète ...

# CHAPITRE II

## ENVIRONNEMENTS MARTIENS

Dans ce chapitre, nous abordons l'environnement atmosphérique martien, sa circulation de grande échelle et ses phénomènes caractéristiques de plus petite échelle (micro- et méso-échelle), tels que décrits par les observations et la modélisation. Les mécanismes des principaux phénomènes méso- et micro-échelle martiens sont détaillés, en préambule de notre travail de modélisation tridimensionnelle qui fait l'objet du chapitre suivant. De façon à nous concentrer sur les manifestations météorologiques régionales les plus caractéristiques sur Mars, nous examinons plus particulièrement les phénomènes de couche limite, la dynamique des vents le long des pentes et les ondes de gravité atmosphériques. Des éléments d'analyse simples nous permettent d'entrevoir l'intensité de la circulation locale sur la planète rouge par rapport à la météorologie régionale que nous connaissons sur Terre. Tout au long du chapitre, que nous abordions la circulation des grandes échelles, les phénomènes à méso-échelle ou les mouvements de micro-échelle (turbulents), nous soulignons les différences et les ressemblances entre la planète rouge et notre planète bleue.

### Sommaire

---

<b>II.1</b>	<b>Bilan sur une colonne atmosphérique . . . . .</b>	<b>36</b>
<b>II.2</b>	<b>Quelques éléments de circulation générale . . . . .</b>	<b>44</b>
<b>II.3</b>	<b>Météorologie locale : principaux phénomènes sur Mars . . . . .</b>	<b>55</b>

---

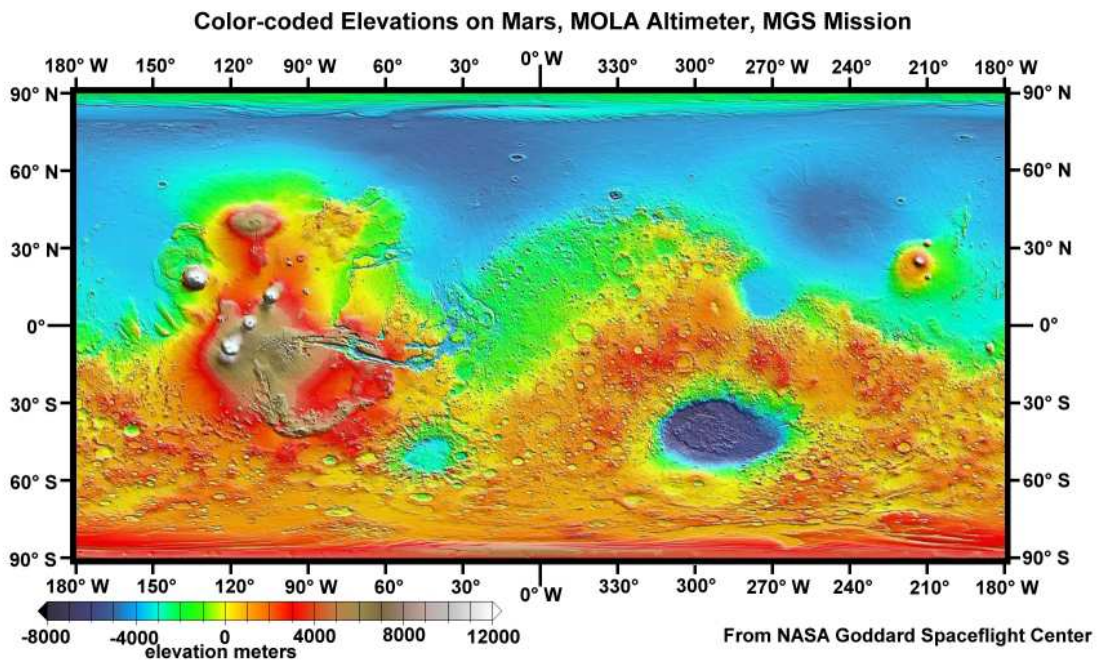


FIG. II.1 – Topographie martienne mesurée avec une précision de 30 cm par l’altimètre MOLA à bord de Mars Global Surveyor entre 1999 et 2001. La différence d’altitude moyenne (« dichotomie ») entre les basses plaines du nord et les hauts terrains cratérisés du sud apparaît clairement sur cette carte. Le « zéro » du champ topographique est défini par l’altitude moyenne, associée à une pression de 610.5 Pa. Olympus Mons et les trois montagnes Tharsis – du sud au nord : Arsia, Pavonis et Asraeus Mons – sont des volcans éteints particulièrement élevés dont les altitudes absolues sont respectivement 21.2, 17.8, 14 et 18.2 km. Aux antipodes de ces terrains, Elyseum Mons forme un pic isolé d’une altitude de 13.9 km. Ces obstacles gigantesques délimitent trois grands ensembles de plaines au nord de la planète : d’ouest en est Arcadia/Amazonis, Acidalia/Chryse, Utopia Planitia. Dans l’hémisphère sud, deux cratères d’impact sont d’extension et de profondeur particulièrement imposantes : Hellas (profond de  $\sim 8$  km et large de 2000 km) et Argyre (profond de  $\sim 5$  km et large de 1800 km). Dans les régions équatoriales à l’est du plateau de Tharsis, Valles Marineris est un gigantesque canyon de 4000 km de long, 700 km de large et jusque 7 km de profondeur. Les sondes Viking 1 et Pathfinder se sont posées sur la plaine de Chryse [30 – 60W ; 25 – 50N] à l’embouchure des vallées de débâcle Kasei Vallis à l’ouest et Ares Vallis à l’est. Viking 2 a atterri dans les plaines d’Utopia, Opportunity et Spirit respectivement dans les régions de Terra Meridiani (proche de l’équateur et du « Greenwich » martien) et Gusev Crater (cratère à une longitude de 175E sur la limite de dichotomie, à l’embouchure de la vallée fluviale Ma’adim Valles). Dernière arrivée sur Mars, la sonde Phoenix s’est posée sur l’extrémité nord d’Arcadia à une latitude d’environ 68° (en haut à gauche sur la présente carte).

TAB. II.1 – Caractéristiques orbitales et atmosphériques de la planète Mars et de la Terre [Zurek et al., 1992; Read and Lewis, 2004]

	Terre	Mars
Paramètres orbitaux		
Rayon orbital moyen $a$ ( $10^{11}$ m)	1.5	2.28
Distance du Soleil (unités astronomiques)	0.98 – 1.02	1.38 – 1.67
Excentricité	0.0017	0.093
Longitude solaire du périhélie	281°	251°
Obliquité	23.93°	25.19°
Taux de rotation $\Omega$ ( $10^{-5}$ s $^{-1}$ )	7.294	7.088
Jour solaire (s)	86400	88775
Durée de l'année (jours solaires/terrestres)	365.24	668.6/686.98
Sphère planétaire		
Rayon équatorial ( $10^6$ km)	6378	3396
Accélération de la gravité $g$ (m s $^{-2}$ )	9.81	3.72
Constante solaire moyenne (W m $^{-2}$ )	1367	589
Albédo planétaire	0.306	0.25
Température d'équilibre $T_e$ (K)	256	210
Composition atmosphérique moyenne		
CO $_2$	00.03%	95.00%
N $_2$	78.10%	02.70%
O $_2$	20.90%	00.13%
H $_2$ O	01.00%	00.03%
Ar	00.93%	01.60%
Thermodynamique de l'atmosphère		
Densité atmosphérique moyenne (kg m $^{-3}$ )	1.217	0.02
Pression de surface moyenne (hPa)	1013	6.10
Masse molaire moyenne $M$ (g mol $^{-1}$ )	27.8	43.49
Constante des gaz $R = R^*/M$ (m $^2$ s $^{-2}$ K $^{-1}$ )	287	192
Capacité calorifique à pression constante $c_p$	3.5 R	4.4 R
Echelles atmosphériques caractéristiques		
Echelle de hauteur $H = R T_e/g$ (km)	7.5	10.8
Gradient adiabatique sec $\Gamma = g/c_p$ (K km $^{-1}$ )	9.8	4.5
Fréquence de Brünt-Väisälä $N$ ( $10^{-2}$ s $^{-1}$ )	1.1	0.6
Rayon de déformation de Rossby $L_R = N H/\Omega$ (km)	1100	920



## II.1 BILAN SUR UNE COLONNE ATMOSPHÉRIQUE

Quatrième planète du système solaire, achevant sa révolution en presque deux années terrestres, Mars est deux fois plus petite que la Terre et de gravité trois fois plus faible. Son obliquité et son taux de rotation étant proches des valeurs terrestres, la planète rouge voit ses jours à peine plus longs que les jours terrestres s'organiser en des saisons voisines de celles que nous connaissons<sup>1</sup>. Le tableau II.1 donne les principaux éléments de comparaison entre les deux planètes. Dans cette première partie, nous rappelons quelques fondamentaux de l'environnement martien du point de vue d'une colonne atmosphérique.

### II.1.1 BILAN RADIATIF

Mars reçoit en moyenne deux fois moins d'insolation que la Terre. Son atmosphère est très ténue (pression de surface et densité 100 fois plus faibles que sur Terre) et principalement composée de CO<sub>2</sub>. Une telle composition rend l'atmosphère transparente dans les longueurs d'onde visible : une partie marginale ( $\sim 1\%$ ) du rayonnement solaire incident est absorbée par le CO<sub>2</sub> avant d'atteindre la surface martienne. Cette dernière est chauffée par absorption du rayonnement incident visible et se refroidit par émission thermique infra-rouge. Le flux radiatif émis par la surface dans l'infra-rouge est en partie absorbé par l'atmosphère, principalement dans la bande du CO<sub>2</sub> à 15  $\mu\text{m}$ . La vapeur d'eau est sur Mars en quantité trop insuffisante pour induire un effet radiatif tangible [Savijärvi, 1991]. Bien que l'atmosphère martienne soit constituée de 95% de CO<sub>2</sub>, l'effet de serre, c'est-à-dire la part du rayonnement infra-rouge absorbée par l'atmosphère qui est ré-émise vers la surface, est d'une amplitude très modeste sur Mars (5 K) en raison des faibles pressions et de l'étroitesse de la bande d'absorption/émission du CO<sub>2</sub> à 15  $\mu\text{m}$ . La température moyenne de la surface martienne est donc proche de la température d'équilibre  $T_e$ , contrairement au cas extrême de Vénus et son atmosphère très épaisse<sup>2</sup> de CO<sub>2</sub>.

### II.1.2 PROPRIÉTÉS DE LA SURFACE

#### II.1.2.1 BILAN ÉNERGÉTIQUE

Le bilan d'énergie à la surface s'écrit

$$F_{\text{LW}} + F_{\text{SW}} = G + H_s + \text{LE} \quad (\text{II.1})$$

où  $G$  est le flux dans le sol,  $F_{\text{SW}}$  le flux net solaire absorbé,  $F_{\text{LW}}$  le flux net infra-rouge thermique,  $\text{LE}$  et  $H_s$  respectivement les flux de chaleur latente et de chaleur sensible du sol vers l'atmosphère.

Un exemple de bilan martien est donné par la figure II.2. Contrairement aux conditions terrestres, le flux de chaleur sensible est très faible : les estimations au site Viking de Sutton *et al.* [1978] à midi durant l'été donnent  $H_s \sim 18 \text{ W m}^{-2}$ . Plus généralement,  $H_s$  varie entre 10 et 30  $\text{W m}^{-2}$  soit 10 à 15 fois moins que sur Terre. Cette différence entre les deux planètes s'explique par la capacité calorifique atmosphérique plus faible sur Mars que sur Terre et surtout le caractère très tenu de l'atmosphère martienne (le flux de chaleur sensible peut s'exprimer par  $H_s \propto \rho c_p \|\mathbf{v}_s\| (\theta_s - T_{\text{sol}})$ , où l'indice « s » indique les valeurs atmosphériques à proximité directe du sol). Le flux de chaleur latente  $\text{LE}$  est par ailleurs négligeable sur Mars [Savijarvi *et al.*, 1999], comme dans les zones terrestres les plus arides. Les régions polaires martiennes, siège de la condensation/sublimation du CO<sub>2</sub>, font cependant figures d'exception.

<sup>1</sup>Les dates martiennes se mesurent en longitude solaire aréocentrique  $L_s$ , qui mesure la position de la planète sur son orbite et dont l'origine est fixée à l'équinoxe de printemps nord. Le printemps nord, l'été nord, l'automne nord et l'hiver nord correspondent aux intervalles respectifs de  $L_s$   $[0^\circ; 90^\circ]$ ,  $[90^\circ; 180^\circ]$ ,  $[180^\circ; 270^\circ]$ , et  $[270^\circ; 360^\circ]$ .

<sup>2</sup>La pression à la surface de Vénus est 92 bars et l'atmosphère est composée en majorité de CO<sub>2</sub> (rapport de mélange de 96.5% en dessous de la couche nuageuse). Les nuages d'acide sulfurique H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> entre 45 et 70 km absorbent également dans l'infra-rouge, participant à l'effet de serre total, qui s'élève à environ 500 K.

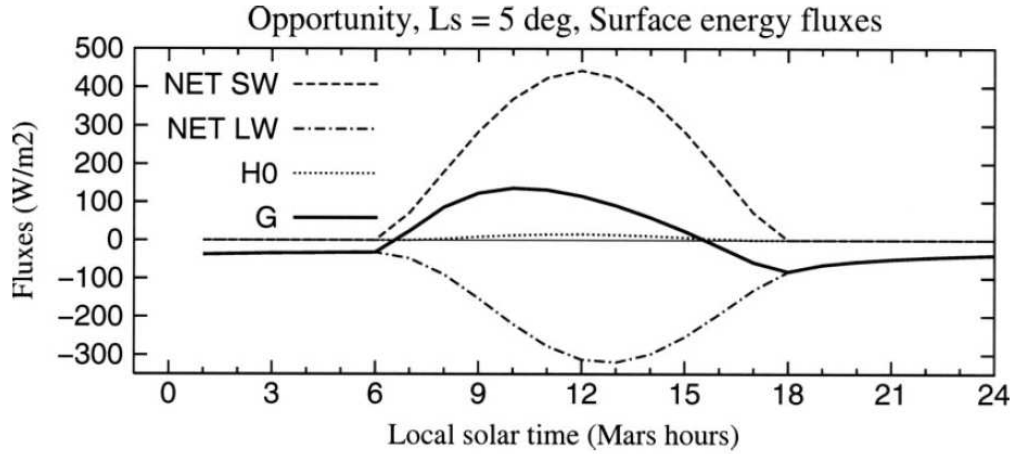


FIG. II.2 – Evolution du flux de surface ( $\text{W m}^{-2}$ ) au cours d'une journée martienne à l'équinoxe de printemps nord (site Opportunity, latitude  $2^\circ$  sud). Les valeurs sont extraites d'une simulation par un modèle unidimensionnel de transfert radiatif et correspondent à une moyenne sur l'intervalle  $L_s = 1 - 11^\circ$ . Le flux net solaire absorbé  $F_{\text{SW}}$  est représenté par des tirets et le flux net infra-rouge thermique  $F_{\text{LW}}$  est indiqué par des points et des tirets. Le flux de chaleur sensible  $H_s$ , extrêmement faible en comparaison des deux autres termes, est en pointillés. Le flux dans le sol  $G$  est calculé à partir de l'équation (II.1) : le flux de chaleur sensible très modéré conduit à une surface très proche de l'équilibre radiatif. Image extraite de *Savijärvi and Kauhanen* [2008].

### II.1.2.2 VARIATIONS DE TEMPÉRATURE

Ainsi, le flux de chaleur dans le sol, donc la température de surface, sont presque exclusivement contrôlés par l'équilibre radiatif entre rayonnement visible absorbé et émission infra-rouge par la surface. L'inertie thermique de la surface martienne étant faible, la température de surface est donc très sensible aux variations de flux solaire incident. Une conséquence importante est la relative indépendance de la température de surface sur Mars par rapport à l'altitude : les montagnes agissent comme une source de chaleur pour l'environnement atmosphérique l'après-midi.

L'inertie thermique  $I$  mesure la résistance thermique d'un milieu à un apport ou un déficit de chaleur. L'expression de  $I$  ( $\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1/2} \text{K}^{-1}$ ) s'obtient en déduisant d'une équation simple de conduction thermique de Fourier, par analyse dimensionnelle, l'épaisseur de peau thermique  $\delta$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad \rightarrow \quad \delta = \sqrt{\frac{\lambda \tau}{\rho c_p}} \quad (\text{II.2})$$

(où  $\tau$  est une constante caractéristique de temps) ce qui permet de mettre en évidence l'inertie thermique dans le terme de flux de chaleur  $\phi_c$  à la surface

$$\phi_c = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{\lambda}{\delta} \frac{\partial T}{\partial x'} = -\sqrt{\frac{\lambda \rho c_p}{\tau}} \frac{\partial T}{\partial x'} \quad \text{avec} \quad x' = x/\delta \quad (\text{II.3})$$

en ne retenant que les termes qui dépendent du milieu dans la caractérisation du flux de chaleur :

$$I = \sqrt{\lambda \rho c_p} \quad (\text{II.4})$$

Un milieu est donc de faible inertie thermique lorsqu'il ne peut stocker que de petites quantités de chaleur (faible capacité calorifique  $c_p$ ) et/ou qu'il ne peut transmettre cette chaleur que dans ses couches superficielles (faible conductivité thermique  $\lambda$ ). Les océans terrestres constituent un exemple bien connu de milieu à très forte inertie thermique, de par leur grande capacité calorifique. Autre exemple bien connu, l'inertie thermique des terrains rocheux martiens est plus élevée que l'inertie thermique des terrains poussiéreux, principalement pour des raisons de conductivité thermique. L'inertie thermique peut d'ailleurs permettre sous certaines conditions d'estimer la taille des grains dans les sols non consolidés [Presley and Christensen, 1997].

Dépourvue d'océans, Mars forme un gigantesque désert de faible inertie thermique : I dépasse rarement  $400 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  pour la plupart des sols martiens. Pour qualifier les grands ensembles sur le champ d'inertie thermique planétaire, le terme de « continents thermiques » est parfois employé. L'inertie thermique n'est pas une quantité observable directement et sa détermination requiert la combinaison de mesures de température de surface et d'un modèle simulant les variations thermiques du sol [Putzig and Mellon, 2007].

A la surface martienne, le contraste de température entre le jour et la nuit peut fréquemment atteindre 100 K. Par ailleurs, la forte excentricité de l'orbite de Mars, provoquant des changements saisonniers d'insolation de 40% (à comparer avec les 6% terrestres), induit un cycle saisonnier particulièrement asymétrique, les étés sud étant plus courts et plus chauds à la fois. La température de la surface martienne varie ainsi de 140 K dans la nuit polaire jusque 300 K dans les régions subtropicales sud à l'aphélie.

Inversement, à insolation constante, de fortes variations géographiques de la température de surface martienne peuvent résulter des variations locales des propriétés du sol, principalement l'albédo (part du rayonnement incident réfléchi par la surface), l'inertie thermique et l'inclinaison du terrain.

De telles variations diurnes, saisonnières et régionales de la température de surface ont une influence centrale sur le climat de la planète *via* le forçage radiatif dans l'infra-rouge à la base de l'atmosphère. Fenton *et al.* [2007] ont montré que les changements d'albédo à la surface de Mars depuis trente ans, principalement par redistribution de la poussière par les tempêtes, ont provoqué un forçage climatique significatif. De façon un peu théâtrale, ces mêmes auteurs concluent que Mars connaît, à l'instar de la Terre, un réchauffement climatique global !

Le forçage de l'atmosphère par les variations de température de surface est d'autant plus développé sur Mars que le temps de réponse radiatif dans l'infra-rouge y est très court, en raison de la forte concentration de  $\text{CO}_2$ , espèce radiativement très active, et le caractère ténu de l'atmosphère martienne.

A condition qu'elle abrite des particules radiativement actives, une atmosphère de pression plus faible se caractérise par une constante de relaxation radiative  $\tau_R$  plus courte [Goody and Belton, 1967]. En effet, lorsque la pression diminue, la densité diminue également mais l'énergie radiative absorbée n'est pas proportionnelle à la densité. Nous pouvons illustrer ce point avec un calcul simpl(ist)e sur une couche atmosphérique d'épaisseur  $e$ , de densité  $\rho$  et se comportant comme un corps noir de température  $T_e$  ( $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann). Le temps caractéristique  $\tau_R$  pour dissiper radiativement une perturbation thermique  $\mathcal{T} = \Delta T$  de l'équilibre radiatif de la couche avec les couches environnantes est donné par la conservation de l'énergie

$$\frac{d\mathcal{T}}{dt} + \frac{\mathcal{T}}{\tau_R} = 0 \quad \text{avec} \quad \tau_R = \frac{c_p \rho e}{8 \sigma T_e^3} \quad (\text{II.5})$$

L'expression de  $\tau_R$  traduit bien le point mentionné précédemment. Le rapport entre les constantes de temps radiatives martiennes et terrestres est donc principalement contrôlé par la différence de densité. Les valeurs du tableau II.1 donnent

$$\frac{\tau_{\text{Mars}}}{\tau_{\text{Terre}}} = \frac{(c_p \rho / T_e^3)_{\text{Mars}}}{(c_p \rho / T_e^3)_{\text{Terre}}} \sim \frac{1}{40} \quad (\text{II.6})$$

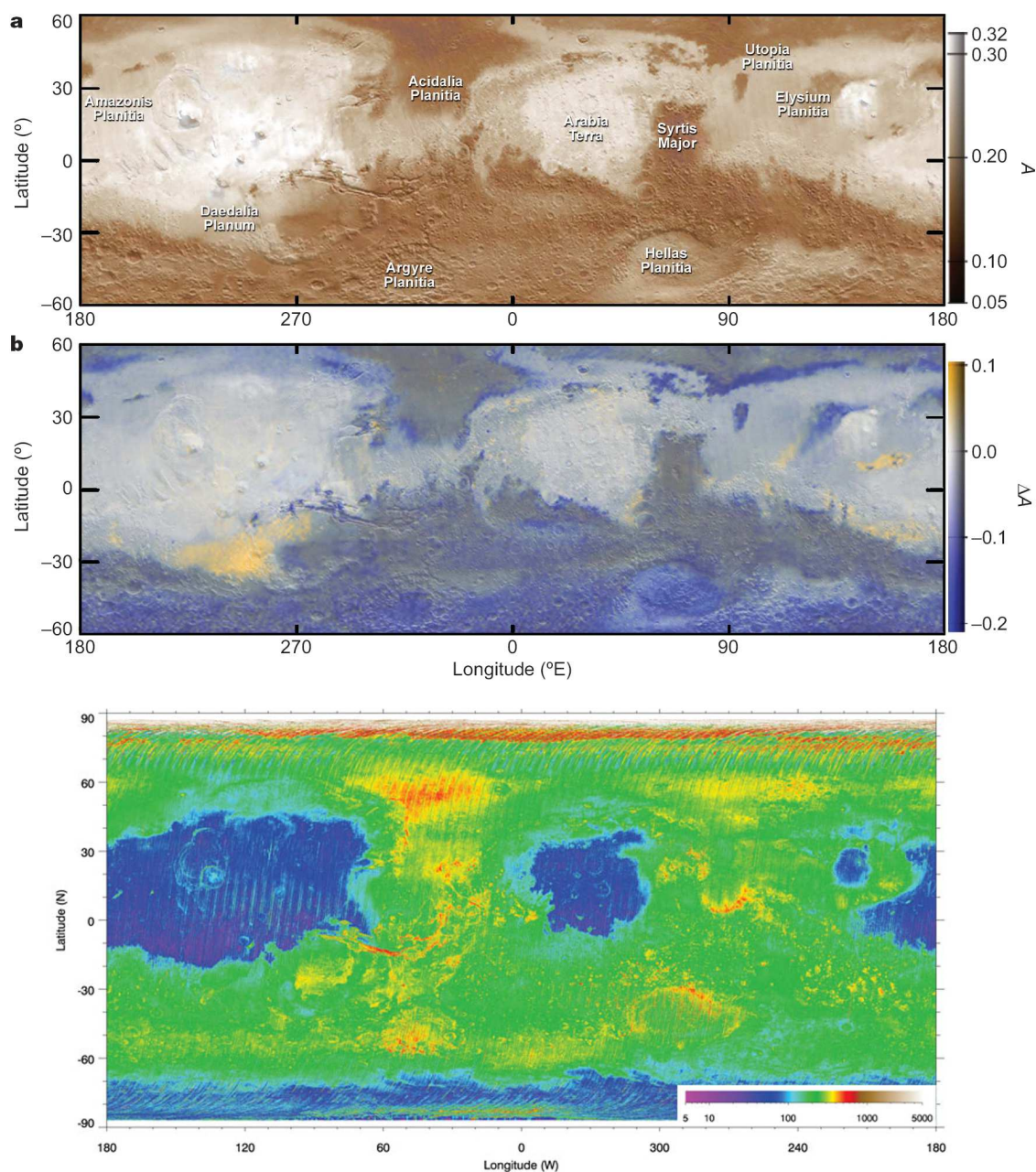


FIG. II.3 – [HAUT] Cartes d'albédo martien : (a) Albédo bolométrique mesuré par le spectromètre thermique TES sur Mars Global Surveyor (MGS), superposé à une carte topographique pour l'effet d'ombre et teinté d'ocre pour rendre la carte plus « martienne ». (b) Différences d'albédo (parfois très significatives) entre les mesures TES et les mesures Viking IRTM vingt ans plus tôt. Image extraite de *Fenton et al.* [2007]. [BAS] Carte d'inertie thermique de nuit, évaluée à partir des mesures MGS/TES. Les « bandes » que l'on distingue sur la figure correspondent à des biais de la méthode de mesure, sensible aux différences thermiques saisonnières. Le *tiu* (*thermal inertia units*, mais également Mars en anglais ancien) est une unité proposée par les auteurs de la carte pour remplacer le pourtant très charmant  $\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1/2} \text{K}^{-1}$ . Image extraite de *Putzig and Mellon* [2007].

soit un très fort amortissement radiatif dans l’atmosphère martienne, deux ordres de grandeur plus élevé que sur Terre. Dans les conditions typiques pour la basse atmosphère terrestre et martienne données par le tableau II.1,  $\tau_{\text{Mars}}$  est de l’ordre de la journée alors que  $\tau_{\text{Terre}}$  est de l’ordre du mois. L’estimation (II.6) reste illustrative plus que quantitativement valable. Cependant, par des calculs plus élaborés distinguant les molécules radiativement actives dans l’infra-rouge thermique sur Mars ( $\text{CO}_2$ ) et sur Terre ( $\text{H}_2\text{O}$ ), *Goody and Belton* [1967] évaluent  $\tau_{\text{Mars}}/\tau_{\text{Terre}}$  entre 1/5 et 1/100, ce qui ne contredit pas l’ordre de grandeur trouvé par le calcul simpliste précédent.

### II.1.3 STRUCTURE ATMOSPHERIQUE VERTICALE

La structure atmosphérique verticale (le profil de température moyen de l’atmosphère sans les variations diurnes) est déterminée par l’équilibre radiatif-convectif [*Manabe and Strickler*, 1964].

En dessous de 60 km, la structure thermique atmosphérique martienne est principalement influencée par l’absorption du rayonnement infra-rouge provenant de la surface (troposphère martienne). Le gradient de température moyen dans la troposphère martienne est  $2.5 \text{ K km}^{-1}$ , entre 2 et 3 fois plus faible que la valeur de  $6.5 \text{ K km}^{-1}$  sur Terre. La fréquence de Brunt-Väisälä N (I.19), décrivant la stabilité de la stratification atmosphérique, est cependant du même ordre de grandeur sur Mars et sur la Terre, en raison de la gravité plus faible sur la planète rouge. Les échelles de hauteur H (I.18) des deux planètes sont également comparables, la plus faible gravité sur Mars étant compensée par une masse moléculaire atmosphérique M plus importante.

Contenant de faibles quantités d’ozone, l’atmosphère martienne ne comporte pas de stratosphère, siège sur Terre d’un réchauffement par absorption de l’ozone dans l’ultra-violet. La décroissance de la température se réduit néanmoins entre 60 et 100 km d’altitude sous l’effet de l’absorption du rayonnement incident dans les longueurs d’onde proche infra-rouge. A partir d’une altitude d’environ 80 km, l’équilibre thermodynamique local n’est plus vérifié.

A des pressions inférieures à  $10^{-3} \text{ Pa}$  s’étend la thermosphère de Mars où la température augmente avec l’altitude, dominée par le chauffage ultra-violet, la conduction moléculaire et l’émission infra-rouge à  $15 \mu\text{m}$  [*Gonzalez-Galindo et al.*, 2005].

### II.1.4 INFLUENCE DES AÉROSOLS

#### II.1.4.1 CYCLE DE L’EAU ET ÉCHANGES DE CHALEUR LATENTE

La quantité de vapeur d’eau dans l’atmosphère martienne subit des variations régionales et saisonnières, en raison d’un cycle de l’eau principalement contrôlé par les calottes polaires, en particulier la calotte nord (figure II.4). Au premier ordre, ce cycle est en équilibre, la quantité d’eau sublimée des calottes polaires en été revenant s’y déposer aux autres saisons. Une petite quantité d’eau reste cependant piégée dans la calotte polaire sud et sa fine couverture permanente de  $\text{CO}_2$  à  $\sim 145 \text{ K}$ . Les calottes ne sont pas les seuls réservoirs d’eau sur Mars : le sol gelé martien interagit également avec l’atmosphère, à la fois comme source et puits de vapeur d’eau (« régolithe »). Les expériences de la sonde Phoenix à l’été 2008 ont d’ailleurs montré qu’aux hautes latitudes la glace d’eau se trouve sous quelques centimètres de poussières, confirmant le diagnostic obtenu par le spectromètre gamma de l’orbiteur Mars Odyssey dès 2001.

Le point de saturation en vapeur d’eau est aisément atteint dans l’atmosphère martienne, donnant lieu à la formation de fins nuages de glace [*Curran et al.*, 1973 ; *Kahn*, 1984]. Les quantités de vapeur d’eau en jeu dans les conditions de pression/température martienne sont cependant très faibles, représentant quelques microns précipitables<sup>3</sup> seulement. Les échanges de chaleur latente lors des changements de phase de l’eau atmosphérique sont donc très marginaux, en très fort contraste avec la situation terrestre où les processus humides sont un moteur essentiel du climat.

<sup>3</sup>Cette unité correspond à l’épaisseur qu’aurait la couche de glace si l’on condensait toute la vapeur d’eau contenue dans une colonne atmosphérique de surface unité. Nous avons donc la conversion simple  $1 \text{ pr} - \mu\text{m} = 10^3 \text{ kg m}^{-2}$ .



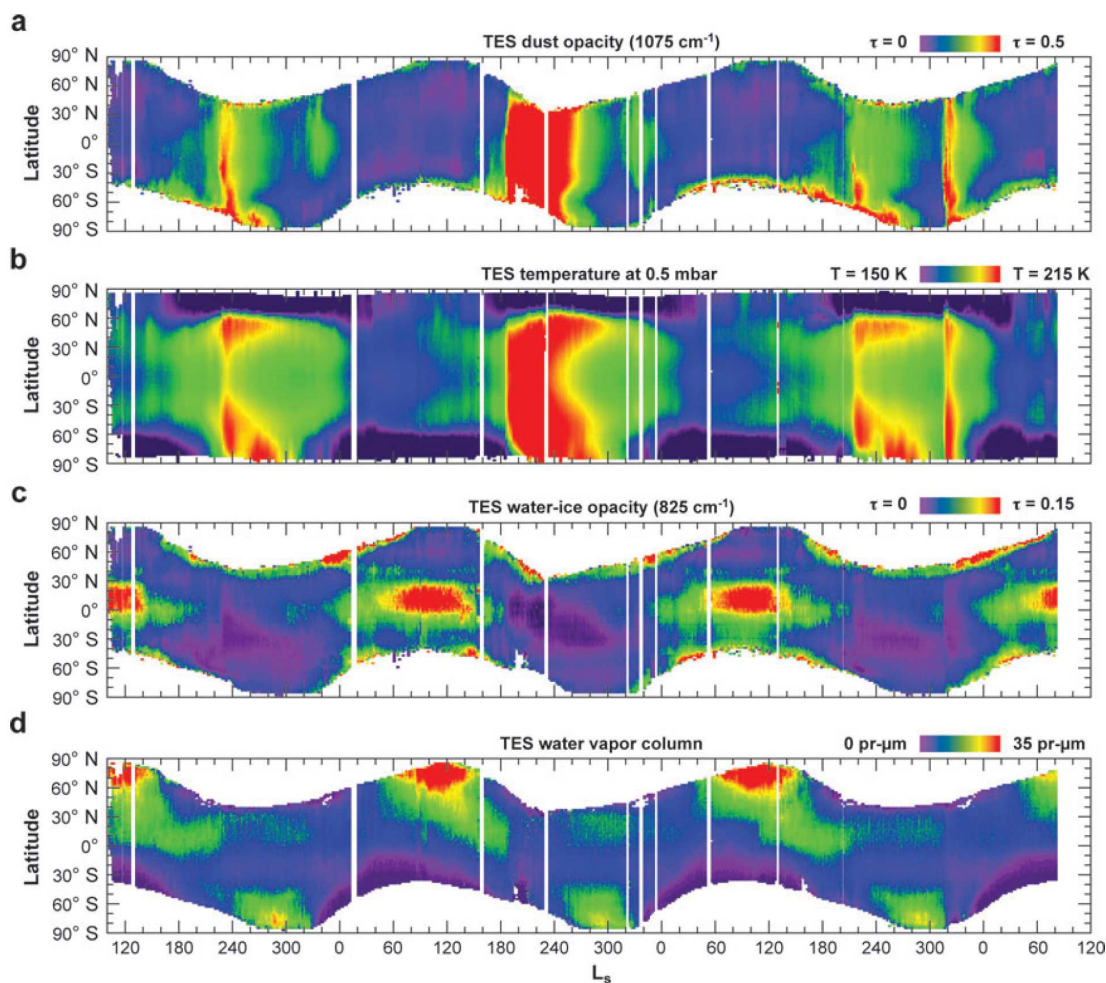


FIG. II.4 – Cycle saisonnier des aérosols sur Mars vu par MGS/TES sur trois années martiennes en fonction de la latitude (l'heure locale est toujours proche de 14 : 00). Sont reportées (a) l'opacité des poussières à  $9 \mu\text{m}$ , (b) les températures atmosphériques (K) à 50 Pa ( $\sim 25 \text{ km}$ ) (c) l'opacité des nuages de glaces d'eau à  $12 \mu\text{m}$ , et (d) la quantité intégrée de vapeur d'eau sur une colonne atmosphérique en microns précipitables. Les mesures de colonne de vapeur d'eau ont été revues en 2006 suite aux évaluations de la quantité de vapeur d'eau par les instruments de la sonde Mars Express (OMEGA, PFS, SPICAM : voir la figure V.7 plus loin dans ce document). La première année est assez typique du point de vue du cycle des poussières, mais la seconde année est traversée d'une tempête de poussières « globale ». Le chauffage par les poussières absorbantes dans les longueurs d'onde visible est bien décrit par les mesures de température. Noter l'extrême reproductibilité interannuelle du cycle des nuages de glace d'eau, et ses deux maxima d'activité caractéristiques : ceinture de nuages tropicaux en été et épais nuages proches des calottes saisonnières. Le cycle des poussières est d'ailleurs anti-corrélé avec le cycle des nuages de glace d'eau, le chauffage de l'atmosphère par les poussières étant défavorable à la formation des nuages. Image extraite de *Smith* [2008b].

Seules les régions polaires et les hautes altitudes martiennes ( $> 80$  km) sont le siège d'échanges de chaleur latente significatifs par condensation/sublimation du  $\text{CO}_2$  atmosphérique. Au niveau du bilan énergétique planétaire, les quantités d'énergie en jeu restent néanmoins marginales.

#### II.1.4.2 IMPORTANCE DES POUSSIÈRES DANS LE BILAN RADIATIF

La couverture permanente de particules de poussière microniques en suspension dans l'atmosphère martienne joue le rôle de source énergétique climatique « interne » des processus humides en météorologie terrestre. Son rapport de mélange atmosphérique pouvant varier significativement lors d'épisodes de tempêtes de poussière régionales, la poussière est la principale source de variabilité météorologique interannuelle sur Mars. Cette variabilité est particulièrement marquée certaines années, lorsque la planète peut se couvrir entièrement d'une importante quantité de poussières au cours de l'été sud. Par exemple, la tempête de poussière « globale » de 2001 résulte d'une tempête régionale dans la région d'Hellas Planitia [Cantor *et al.*, 2007], qui, pour des raisons qui restent à préciser, a pu s'étendre et modifier suffisamment la circulation générale pour provoquer d'autres « foyers » de soulèvement de poussières, notamment sur le plateau de Tharsis [Montabone *et al.*, 2005]. La raison de la variabilité interannuelle totalement irrégulière de ces événements est un mystère encore actuellement pour les météorologues martiens.

Les poussières atmosphériques absorbent le rayonnement incident dans les longueurs d'onde visibles, et chauffent localement<sup>4</sup> l'atmosphère, principalement dans la troposphère. Le chauffage atmosphérique résultant est de  $10 - 20$  K en situation de ciel clair ( $\tau \sim 0.2$ ) avec une absorption d'environ 45% de l'énergie solaire incidente. Même en condition de ciel clair, l'influence de la poussière sur la structure thermique atmosphérique est donc primordiale sur Mars. Le profil moyen sur une journée comporte ainsi une inversion à quelques centaines de mètres du sol qui n'est pas présente l'après-midi, car la couche d'inversion est instable et « mélangée » par convection. De plus, l'effet local de l'absorption du rayonnement par les poussières atténue la décroissance verticale en température observée avec pour seule source de chauffage de l'atmosphère le rayonnement infra-rouge émis par la surface.

Lorsqu'une tempête de poussière régionale ou globale injecte une grande quantité de poussières dans l'atmosphère ( $\tau = 5$ ), le réchauffement devient très intense (80 K) dans la mesure où 85% du rayonnement solaire incident est absorbé. La structure thermique atmosphérique s'en trouve alors bouleversée. Un tel chauffage par les poussières induit une inversion de température très large dont l'altitude et l'extension dépendent de la quantité de poussière atmosphérique [Forget, 1996b]. Notamment, la température maximale atteinte se situe entre 5 et 15 km pour  $\tau = 1$ , et entre 20 et 30 km pour  $\tau = 5$ . De tels réchauffements ont été bien détectés par l'instrument TES à bord de MGS, comme en atteste la figure II.4.

Bien que les poussières contribuent également à augmenter l'émissivité  $\varepsilon$  de l'atmosphère, les particules de poussière de taille micronique interagissent moins avec le rayonnement infra-rouge thermique qu'avec le rayonnement visible. Les mesures Viking [Martin, 1986; Toigo *et al.*, 2000] et plus récemment les mesures des deux rovers martiens Spirit et Opportunity [Wolff *et al.*, 2006] montrent en effet que le rapport des opacités des poussières dans le visible et dans l'infra-rouge est entre 1.5 et 3. Ainsi, les mesures de température *in-situ* de la sonde Viking lors d'une tempête de poussière traduisent un léger refroidissement de l'atmosphère dans les basses couches : l'effet d'écran des poussières (par absorption et réflexion vers l'espace du rayonnement solaire incident) domine l'émission thermique des poussières vers la surface (« effet de serre » des poussières). Si son influence sur la température proche de la surface est modérée en moyenne journalière, la poussière atténue le cycle diurne en renforçant l'effet d'écran le jour et l'émission thermique la nuit.

<sup>4</sup>Goldenson *et al.* [2008] ont récemment émis l'hypothèse que la température du gaz et des poussières pouvait être découplée au-dessus de 40 km d'altitude. L'énergie solaire absorbée par les poussières pourrait alors ne pas être entièrement transférée au gaz atmosphérique.

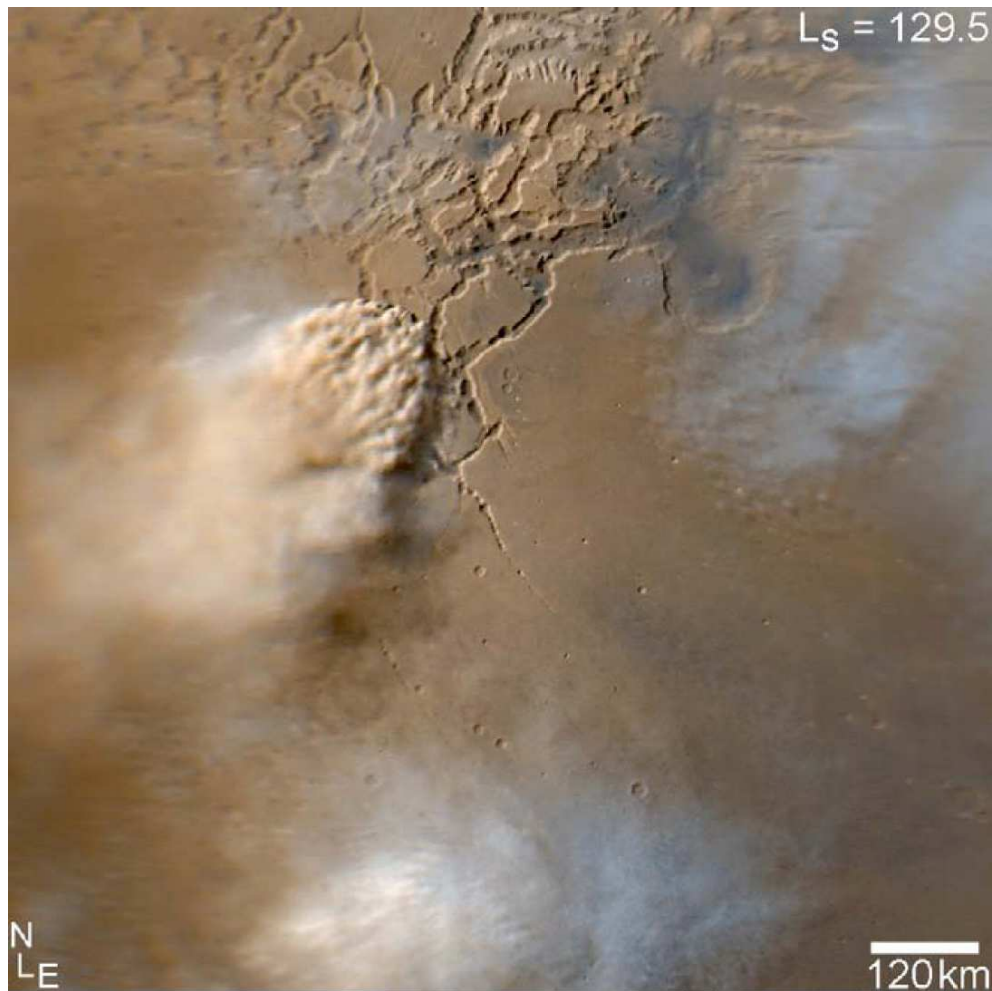


FIG. II.5 – Nuages de glace d’eau (blanc avec de légères teintes bleues) se formant au sommet d’une tempête de poussière régionale (jaune-ocre) pendant l’hiver sud dans la région de Noctis Labyrinthus. Image à la résolution de 1 km par pixel, capturée par la caméra MARCI embarquée sur le satellite Mars Reconnaissance Orbiter. Comme indiqué par la figure II.4, la présence de poussières induit un chauffage atmosphérique *a priori* peu propice à la formation de nuages. Néanmoins, une tempête de poussière locale comme celle-ci injecte une grande quantité de noyaux de condensation dans l’atmosphère, favorisant la formation de nuages par nucléation hétérogène. Image extraite de *Malin et al.* [2008].



Le ciel martien est de couleur orangée en raison de la couverture permanente de fine poussière. La couleur du ciel n'est pas influencée comme sur Terre par la diffusion de Rayleigh moléculaire, mais par la diffusion de Mie du rayonnement solaire sur les particules de poussière de taille micronique en suspension [Forget, 1996b]. L'albédo de diffusion simple  $\omega$  de la poussière martienne mesure la part de rayonnement diffusé sur le rayonnement absorbé.  $\omega$  est proche de 1 dans les longueurs d'onde visibles rouges et plus modéré dans le bleu [Ockert-Bell et al., 1997], ce qui explique la couleur orangée du ciel martien.

Le robot Spirit a par ailleurs observé de magnifiques couchers de soleil martien, et leurs halos bleutés caractéristiques. Ce phénomène s'explique par le paramètre d'asymétrie  $g$  de la poussière martienne qui traduit une diffusion vers l'avant significativement plus forte dans le bleu que dans le rouge.

### II.1.4.3 EFFETS RADIATIFS DES NUAGES DE GLACE D'EAU

Les nuages de glace d'eau ont une influence radiative dont les météorologues martiens n'ont mesuré l'importance que très récemment [Colaprete and Toon, 2000]. Les nuages les plus épais (voir la carte II.4) se trouvent dans les régions tropicales pendant l'été nord entre  $L_s = 60^\circ$  et  $140^\circ$  (nuages d'aphélie, *aphelion cloud belt*) et autour des calottes polaires saisonnières (« capuche » polaire, *polar hood*). Les nuages de glace d'eau diffusent et absorbent le rayonnement solaire et augmentent l'émissivité de l'atmosphère dans l'infra-rouge (ce dernier effet semble être celui qui domine). Localement, le nuage refroidit son environnement par une émission radiative accrue dans l'infra-rouge, provoquant les profondes inversions de température identifiées sur les profils de température mesurés par radio-occultation MGS [Hinson and Wilson, 2004]. Il en résulte un chauffage de l'atmosphère au-dessus de 1 hPa [Wilson et al., 2008] et une augmentation jusqu'à 25 K de la température de surface au cours de la nuit [Wilson et al., 2007]. Le jour, l'effet d'écran des nuages domine et provoque une baisse de 5 K des températures de surface.

## II.2 QUELQUES ÉLÉMENTS DE CIRCULATION GÉNÉRALE

Le but de cette partie n'est pas de tendre à l'exhaustivité mais de décrire les principales structures de la circulation atmosphérique martienne aux grandes échelles. Il n'est pas inutile de faire ce rappel avant de nous intéresser à la circulation régionale de la planète Mars. D'une part, la circulation méso-échelle n'est jamais totalement découplée de la circulation aux échelles synoptiques. D'autre part, présenter brièvement les différences de circulation générale entre la Terre et Mars permet une première mise en évidence de certaines particularités martiennes.

### II.2.1 CIRCULATION MÉRIDIENNE

#### II.2.1.1 PRINCIPES GÉNÉRAUX

Sur Mars comme sur Terre, les forçages radiatifs sont le moteur de la circulation de grande échelle. L'énergie radiative absorbée dans le visible par le système « surface - atmosphère » subit de plus fortes variations latitudinales que l'énergie radiative émise dans l'infra-rouge. En moyenne annuelle, il en résulte un chauffage net des régions équatoriales de la planète et un refroidissement net de ses régions polaires. Ce contraste thermique induit des contrastes latitudinaux d'échelle de hauteur  $H$ , donc, d'après l'équation hypsométrique (I.16), un gradient de pression latitudinal qui augmente avec l'altitude. Une telle force méridienne entraîne une circulation en altitude des régions équatoriales excédentaires en énergie aux hautes latitudes en déficit d'énergie. De ce transport de masse résulte une augmentation de la pression de surface aux hautes latitudes et donc une

circulation inversée proche du sol. En moyenne zonale, ces mouvements<sup>5</sup> sont conceptualisés par les « cellules de Hadley ».

La circulation précitée prend place dans un référentiel particulièrement non-galiléen : la planète en rotation sur elle-même. Le moment cinétique absolu  $\mathcal{M}$  d'une particule d'air de masse  $m$  par rapport à l'axe de rotation de la planète est en coordonnées sphériques

$$\mathcal{M} = m (a \cos \varphi)(\Omega a \cos \varphi + u) \quad (\text{II.7})$$

pour une particule située à la latitude  $\varphi$ . La conservation de ce moment cinétique impose à la particule d'air advectée vers les pôles, donc se rapprochant de son axe de rotation, d'accélérer en un vent prograde d'altitude (jets d'ouest) et à la particule d'air ramenée vers l'équateur de décélérer en un vent rétrograde de surface (alizés). La résultante  $\mathbf{F}_e$  des forces d'entraînement centrifuge et de Coriolis

$$\mathbf{F}_e = -m \left( 2\Omega \sin \varphi u + \frac{u^2 \tan \varphi}{a} \right) \mathbf{y} \quad (\text{II.8})$$

est alors dirigée vers l'équateur pour une particule animée d'un vent prograde  $u > 0$ , et s'oppose au gradient de pression ayant donné naissance à la circulation de Hadley, limitant son extension. Au-delà d'une certaine latitude, la conservation du moment cinétique autour de l'axe planétaire cesse d'être valable et les circulations non-axisymétriques prennent une part dominante dans le transport de moment cinétique. Dans ce cas, le vent ne peut plus être déterminé quantitativement par conservation du moment cinétique mais par son lien diagnostique à la structure thermique (équilibre du vent thermique)

$$-\frac{\partial \mathbf{v}_H}{\partial p} = \frac{R}{p f} \mathbf{z} \wedge \nabla_p T \quad (\text{coord. isobares}) \quad (\text{II.9})$$

qui combine l'équilibre vertical hydrostatique (I.13) avec l'équilibre horizontal géostrophique (I.12) aux moyennes latitudes. Le modèle conceptuel axisymétrique simple de *Held et Hou* [1980] se base sur cette distinction entre deux régimes de vent pour en déduire l'extension latitudinale de la cellule de Hadley  $\mathcal{L}$

$$\mathcal{L} = \sqrt{\frac{5 \Delta \theta g H}{3 \Omega^2 \theta_0}} \quad (\text{II.10})$$

En utilisant le tableau II.1, et les contrastes thermiques typiques  $\Delta \theta_T = 40$  K et  $\Delta \theta_M = 65$  K, nous obtenons  $\mathcal{L}_M \sim \mathcal{L}_T$ , soit une cellule de Hadley significativement plus étendue sur Mars de rayon deux fois plus petit que celui de la Terre.

### II.2.1.2 SPÉCIFICITÉS MARTIENNES

L'analogie entre Mars et la Terre est bien moins idéale que ne le laisse supposer l'application numérique simple ci-dessus. Les cellules de Hadley sont certes plus étendues sur Mars mais les raisonnements en moyenne annuelle masquent une réalité bien plus contrastée. Pour les obliquités actuelles de la Terre et de Mars, de valeurs voisines, le maximum d'énergie solaire reçue aux solstices se trouve au pôle d'été en raison du jour polaire permanent. Dans la troposphère terrestre, le maximum de température (équateur thermique) s'éloigne cependant peu de l'équateur en raison de l'inertie thermique élevée et de l'étendue géographique des océans. Sur Mars dont la surface est d'inertie thermique très faible, ce maximum est au contraire beaucoup plus excentré vers le pôle d'été aux solstices, comme ce qui peut être observé dans la stratosphère terrestre.

Le précédent raisonnement basé sur les équations (II.7) et (II.8) doit donc être réexaminé à l'aune de ces différences entre Mars et la Terre. Aux solstices, la structure thermique de l'atmosphère martienne est composée d'un gradient de température d'un pôle à l'autre et conduit à une circulation de Hadley interhémisphérique [*Forget et al.*, 1999]. La circulation méridienne est particulièrement intense en raison du forçage diabatique des poussières en suspension dans l'atmosphère, surtout au solstice d'hiver nord où l'opacité moyenne des poussières atteint 1 et l'insolation est maximale.

<sup>5</sup>Une méthode équivalente pour déduire la circulation des contrastes latitudinaux de température est l'application du théorème de circulation de Bjerknes (II.21) à cette situation de baroclinicité de grande échelle (voir section suivante).

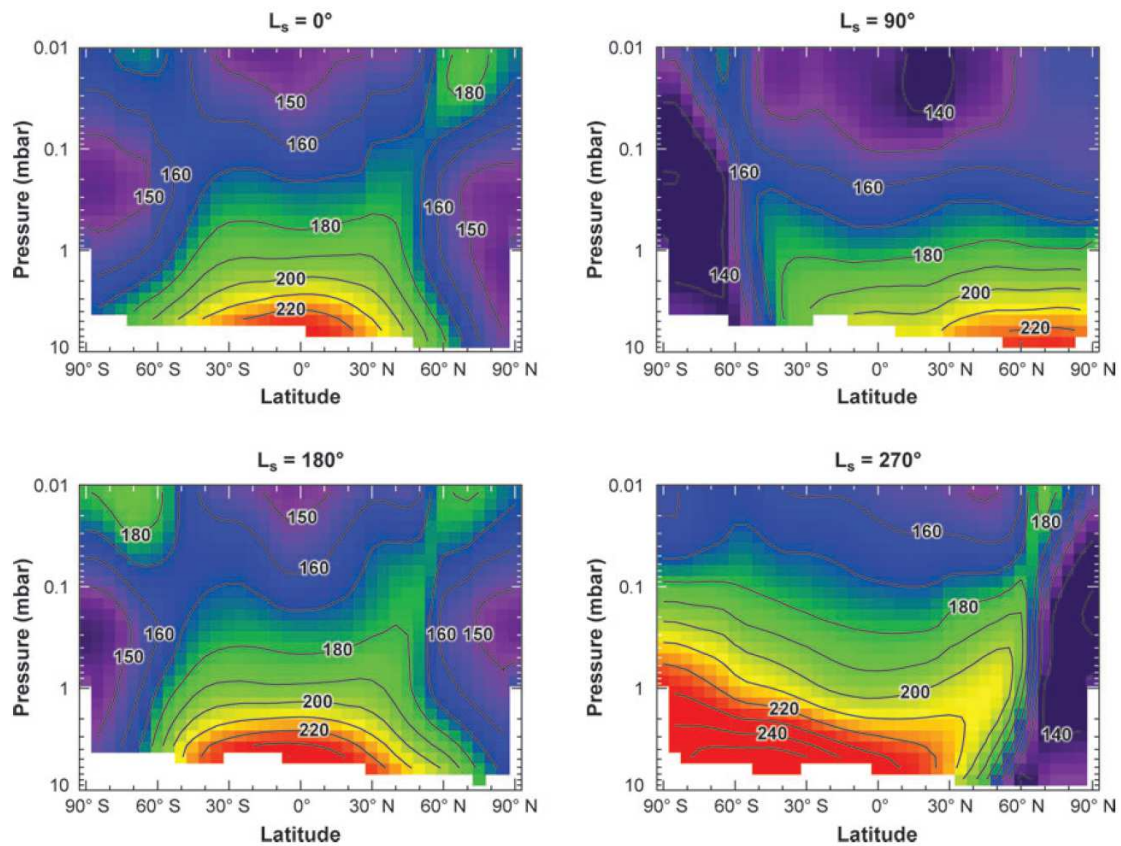


FIG. II.6 – Moyennes zonales et saisonnières des températures atmosphériques (K) aux alentours de 14 : 00, en fonction de la latitude et de la pression. Le sommet à 1 Pa correspond à une altitude approximative de 65 km au dessus de la surface. Rappelons que  $L_s = 0^\circ$  est l'équinoxe de printemps nord,  $L_s = 90^\circ$  le solstice d'été nord,  $L_s = 180^\circ$  l'équinoxe d'automne nord, et  $L_s = 270^\circ$  le solstice d'hiver nord. Le champ de température atmosphérique est approximativement symétrique par rapport à l'équateur aux équinoxes. Au contraire, les coupes de température aux solstices montrent un fort décalage de l'équateur thermique vers les hautes latitudes de l'hémisphère d'été. L'été sud est en moyenne plus chaud que l'été nord en raison de l'excentricité de l'orbite et de la couverture atmosphérique en poussières plus importante. Noter aux quatre saisons le réchauffement adiabatique de l'atmosphère induit par les subsidences de la circulation méridienne (branches descendantes des cellules de Hadley). Les latitudes polaires sont en hiver le siège de températures extrêmement basses, favorables à la condensation du  $\text{CO}_2$  atmosphérique. Image extraite de *Smith* [2008b].

Au solstice d'hiver nord, une particule de vitesse zonale nulle partant d'un point de l'hémisphère sud de latitude  $-\varphi_0$  (typiquement  $60^\circ\text{S}$ ) et parcourant la branche haute de la cellule de Hadley adopte un mouvement rétrograde  $u < 0$  jusque la latitude opposée  $\varphi_0$  par conservation du moment cinétique  $\mathcal{M}$ . Contrairement au cas terrestre, la résultante des forces d'entraînement (II.8) s'ajoute entre les latitudes 0 et  $\varphi_0$  au gradient de pression<sup>6</sup> et la circulation méridienne s'intensifie jusqu'à la latitude  $\varphi_0$ , rejetant la limite des cellules de Hadley beaucoup plus loin que sur Terre. Entre les latitudes  $-\varphi_0$  et  $\varphi_0$ , les isolignes du transport méridien de masse se confondent donc avec les isolignes du moment cinétique (figure II.7). Aux plus hautes latitudes  $\varphi > \varphi_0$ , dès que la vitesse zonale devient négative, le jet d'ouest se forme et la résultante (II.8) s'oppose aux gradients de pression comme sur Terre. Seules les « cellules de Hadley » autour des équinoxes martiens, symétriques entre les deux hémisphères, ressemblent aux équivalents terrestres.

La structure thermique de l'atmosphère évaluée par l'instrument TES (Thermal Emission Spectrometer) sur la sonde Mars Global Surveyor (MGS) traduit bien ce cycle saisonnier des régimes atmosphériques. En particulier, un réchauffement d'altitude dans la nuit polaire survient en raison de la compression adiabatique dans la branche descendante de la circulation de Hadley aux solstices [Wilson, 1997; Forget et al., 1999]. Diverses explications avaient été avancées pour expliquer ce phénomène, avant que les auteurs cités ne découvrent qu'il apparaissait naturellement sous l'effet de la circulation méridienne axisymétrique à condition de régler le « toit » des modèles de circulation générale suffisamment haut (typiquement 100 km). Les figures II.6 et II.7 résument nos propos en montrant la structure thermique saisonnière telle que mesurée par TES [Smith, 2004], et la circulation méridienne telle que simulée à l'aide d'un modèle de circulation générale [Forget et al., 1999].

La circulation méridienne est d'une importance capitale pour rendre compte du cycle de l'eau sur la planète rouge, notamment le transport à partir de la source boréale vers les plus basses latitudes dès le printemps nord (voir figure II.4). Clancy et al. [1996] ont d'ailleurs avancé l'hypothèse que la couverture nuageuse tropicale à l'aphélie résulte du refroidissement et de la saturation de basse altitude de la vapeur confinée par la branche haute de la cellule de Hadley, ce qui a été confirmé par la modélisation [Richardson et al., 2002; Montmessin et al., 2004].

Mars est le siège du phénomène exotique de « flux de condensation » [Pollack et al., 1990], qui ajoute une composante de circulation de grande échelle à la circulation méridienne mue par les contrastes thermiques. Les températures du sol tombant dans les régions polaires en hiver en dessous du point de condensation du composant atmosphérique principal, l'atmosphère martienne perd jusque 30% de sa masse au cours de l'hiver sud par condensation du  $\text{CO}_2$  sur les calottes polaires. Cette condensation du composant atmosphérique principal et la sublimation correspondante sur l'hémisphère d'été induisent respectivement une zone de dépression et une zone de haute pression très étendues qui conduisent à une circulation de grande échelle absente sur Terre.

<sup>6</sup>En réalité, dans l'équation (II.8), il ne suffit pas que la vitesse zonale  $u$  soit négative pour que  $\mathbf{F}_e$  accélère l'écoulement vers le pôle. Il faut également que l'amplitude du vent  $u$  soit inférieure à  $2\Omega a \cos \varphi$ , pour que la force de Coriolis domine la force centrifuge. Sur une planète à rotation rapide comme Mars, cette condition est largement vérifiée : pour  $\varphi = 60^\circ$ , elle revient à vérifier que  $u$  est inférieur à  $\sim 240 \text{ m s}^{-1}$  ...

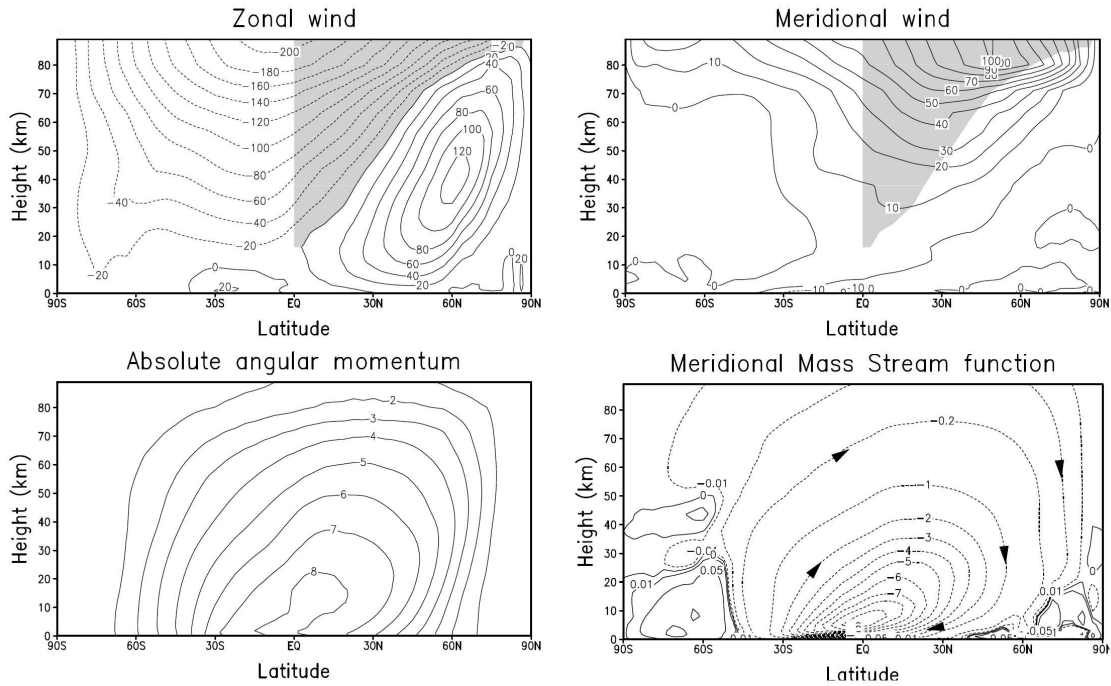


FIG. II.7 – Moyennes zonales et saisonnières (solstice d’hiver nord, entre  $L_s = 270$  et  $300^\circ$ ) des sorties du modèle de circulation générale martien du LMD : vent zonal et vent méridien ( $\text{m s}^{-1}$ ), moment cinétique absolu ( $10^8 \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) et flux de masse méridien ( $10^9 \text{ kg s}^{-1}$ ). Les zones grisées représentent les régions où la résultante des forces d’entraînement (**II.8**) accélère l’écoulement (au lieu de le ralentir comme sur Terre). La similarité des champs de moment cinétique et de flux de masse méridien jusqu’à des latitudes élevées est une spécificité des solstices martiens que l’on ne retrouve pas sur Terre. Comparer la vignette en bas à droite avec la figure II.6 (bas-droite) met clairement en évidence l’effet de chauffage/refroidissement adiabatique des subsidences/ascendances de la circulation méridienne. Image tirée de *Forget et al.* [1999].

## II.2.2 PERTURBATIONS DES MOYENNES LATITUDES

### II.2.2.1 MÉCANISMES

L'équation du vent thermique (II.9) indique que les jets d'altitude dans la branche descendante de la cellule de Hadley conduisent à un renforcement des gradients latitudinaux de température, qui ne peuvent être résorbés par la circulation de Hadley. L'écoulement zonal axisymétrique des moyennes latitudes terrestres et martiennes peut ainsi donner naissance à une circulation non axisymétrique par des instabilités barotropes et baroclines<sup>7</sup> qui dominent les transferts d'énergie aux moyennes latitudes.

Les perturbations barotropes de l'écoulement moyen se développent en extrayant de l'énergie cinétique au cisaillement horizontal de vent de cet écoulement moyen. Les tourbillons barotropes ont une structure verticale constante avec l'altitude et transportent de la quantité de mouvement selon la latitude, afin de réduire le cisaillement qui leur a donné naissance.

L'instabilité barocline résulte au contraire des gradients latitudinaux de température aux moyennes latitudes, associés à un cisaillement vertical de vent par l'équilibre du vent thermique (II.9). Les ondes baroclines générées transportent de la chaleur en latitude et en altitude pour réduire l'inclinaison des isentropes qui leur a donné naissance. Pour cette raison, le terme de « convection oblique » est également utilisé pour décrire ce phénomène, bien que la stratification ne soit pas instable. Les perturbations baroclines se développent par conversion de l'énergie potentielle disponible de l'écoulement zonal moyen en énergie cinétique.

L'énergie potentielle totale est formée de l'énergie interne et de l'énergie potentielle gravitationnelle. Le système atmosphérique ne peut cependant pas convertir toute cette énergie en énergie cinétique. Seule la part de l'énergie potentielle totale résultant d'une redistribution adiabatique des masses d'air peut être convertie en énergie cinétique et modifier la circulation. D'où le concept d'énergie potentielle disponible, introduit par Lorenz dans les années 50. L'atmosphère n'est d'ailleurs pas une machine thermique très efficace [Holton, 2004] puisque l'énergie potentielle disponible représente 0.5% de l'énergie potentielle totale et seule 10% de cette énergie est convertie dans les faits en énergie cinétique.

Une illustration du concept d'énergie potentielle disponible est donnée par un montage expérimental formé de deux colonnes de fluide de densités différentes séparées par une paroi. Ce système possède une grande quantité d'énergie potentielle disponible ; en enlevant la paroi, il va se mettre en mouvement sans apport d'énergie extérieure, en convertissant par une redistribution adiabatique des masses son énergie potentielle disponible en énergie cinétique afin de minimiser son énergie potentielle totale.

Dans l'atmosphère, des raisonnements similaires peuvent être conduits avec la température potentielle. Lorenz a en fait montré que l'énergie potentielle disponible EPD d'un volume donné d'atmosphère  $\mathcal{V}$  est approximativement proportionnel à l'intégrale volumique de la variance de température potentielle

$$\text{EPD} \propto \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}} \frac{\langle \theta'^2 \rangle}{\langle \theta \rangle^2} dV \quad (\text{II.11})$$

<sup>7</sup>Un fluide barotrope se caractérise par des isopycnes (iso- $\rho$ ) parallèles aux isobares (iso- $p$ ). Autrement dit la densité  $\rho$ , ou la température  $T$  d'après l'équation des gaz parfaits (I.4), n'est fonction que de la pression  $p$ . Dans le cas contraire, le fluide est dit barocline.

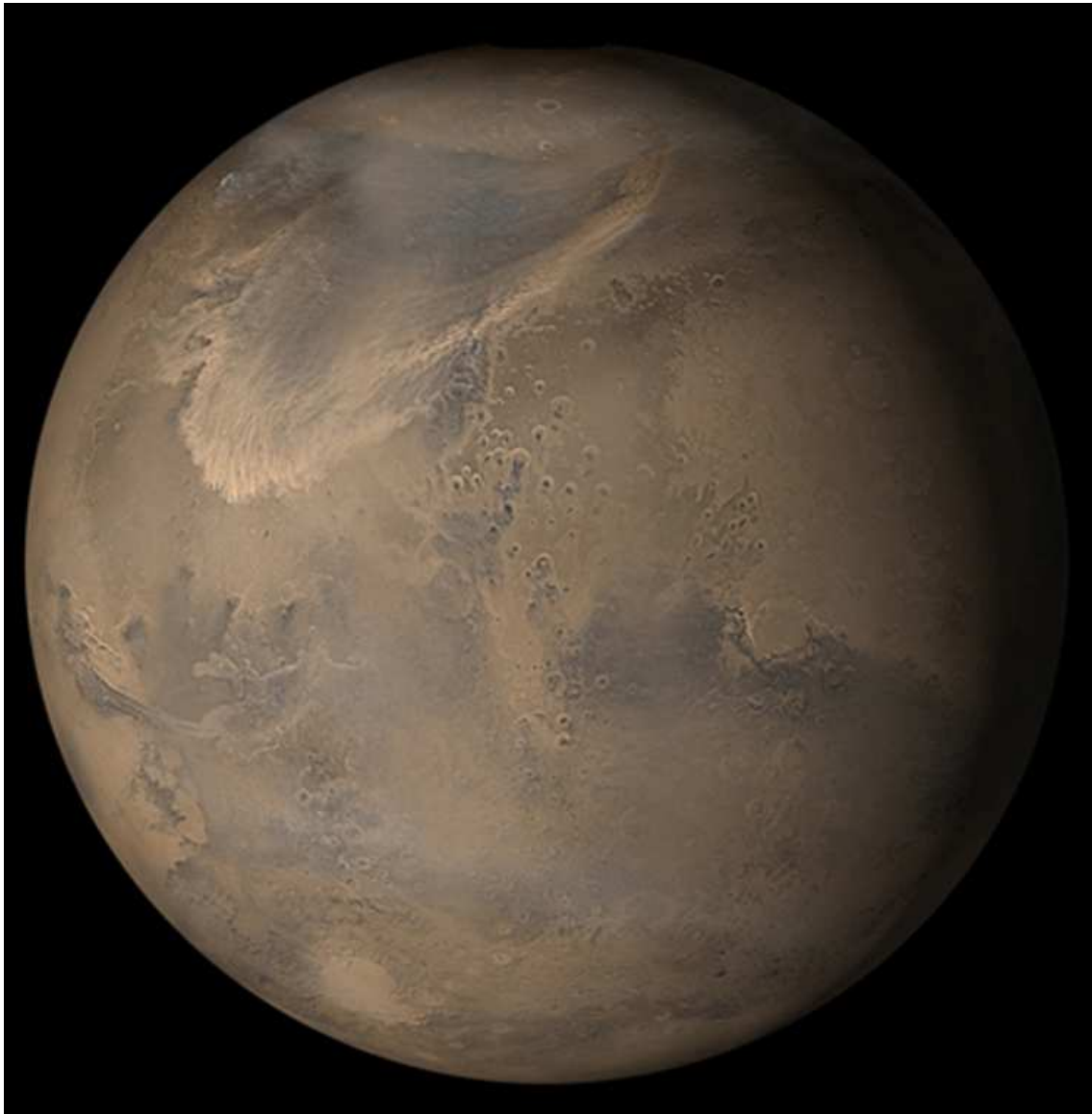


FIG. II.8 – Tempête de poussière hémisphérique observée par la caméra MOC sur Mars Global Surveyor en avril 2002 (fin de l'hiver nord martien). Les mécanismes dynamiques de ce type de tempête sont décrits dans l'étude de *Wang et al.* [2003]. La tempête consiste en un front froid linéaire qui se forme dans les hautes latitudes et s'étend ensuite jusqu'aux tropiques en transportant de grandes quantités de poussières sur son passage. Toutes les ondes baroclines ne donnent pas lieu à de tels soulèvements de poussières mais ces fronts peuvent se former par une interaction positive entre un front associé aux instabilités baroclines des moyennes latitudes et la branche retour de la cellule de Hadley contrainte par les ondes de marée thermiques. Un tel phénomène météorologique est à l'interface entre la grande échelle et la méso-échelle.

### II.2.2.2 PERTURBATIONS MARTIENNES ET TERRESTRES

Les ondes baroclines sont bien connues sur Terre et se manifestent par une succession de dépressions et d'anticyclones, qui s'observe mieux dans les moyennes latitudes de l'hémisphère sud quasiment libre de toute influence continentale. Comme la Terre, Mars est sujette à ces instabilités baroclines des moyennes latitudes. L'ordre de grandeur de la longueur d'onde caractéristique des ondes baroclines est proche du rayon de déformation de Rossby  $L_R$  (I.22). Comme le montre la table II.1, l'équilibre de rotation et l'équilibre de stratification ont des caractéristiques similaires entre les deux planètes; les valeurs de  $L_R$  pour Mars et pour la Terre sont donc très proches, ce qui indique que l'étendue des zones dépressionnaires est, du moins en principe, équivalente entre les deux planètes. Par conséquent, la différence de rayon planétaire implique que le nombre d'onde horizontal des ondes baroclines martiennes est deux fois plus faible que sur Terre (1 – 4 contre 5 – 8).

Les ondes baroclines ont pu être observées sur Mars par les sondes Viking au sol *via* le signal de pression de surface, la signature de ces phénomènes étant plus marquée au site Viking 2 situé plus au Nord (voir la figure V.4 au chapitre V). De telles ondes ont également pu être mises en évidence dans les données TES de la sonde MGS [Banfield *et al.*, 2000; Wilson *et al.*, 2002], qui montrent la structure verticale très profonde de ces ondes. Les saisons favorables pour le passage de perturbations baroclines s'étendent de la fin de l'automne au début du printemps; l'activité barocline est quasiment nulle au cours de l'été.

Les perturbations dominantes dans le signal Viking sont de périodes 2–4 sols (nombre d'onde 3) et 6–8 sols (nombres d'onde inférieurs à 2) [Barnes, 1980]. Les modèles de circulation générale ont montré que ces deux modes dominants étaient très fréquemment anti-corrélés et ont suggéré que l'écoulement adoptait un comportement chaotique alternant entre ces deux modes [Collins *et al.*, 1996], voire entre un plus grand nombre de modes distincts. Contrairement au cas terrestre, les perturbations baroclines martiennes s'enchaînent donc d'une manière très régulière et peuvent être « simplement » représentées par cette interaction erratique entre modes dominants.

Si les perturbations baroclines tendent à diminuer les contrastes latitudinaux de température entre les régions polaires et tropicales, leur développement peut s'accompagner localement de forts gradients de température (fronts météorologiques). Sur Mars, ces fronts peuvent donner lieu à de spectaculaires soulèvements de poussière [Cantor *et al.*, 2002], particulièrement développés lorsque la perturbation est synchronisée avec la propagation des ondes de marée thermiques [Wang *et al.*, 2003], comme le montre la figure II.8.

## II.2.3 MARÉES THERMIQUES

### II.2.3.1 PROPRIÉTÉS DES ONDES

Les variations diurnes de l'insolation forcent des modes d'oscillation particuliers de l'atmosphère martienne : les ondes de marée thermique se propageant vers l'ouest. De telles ondes vérifient l'équation des marées de Laplace; leur structure latitudinale ainsi que leurs propriétés de propagation verticale sont données par les fonctions propres de Hough et les paramètres propres de Lamb [Chapman and Lindzen, 1970]. Sur des planètes comme Mars et la Terre, de périodes diurnes voisines, la structure des modes de marée est similaire [Lindzen, 1970].

Le forçage thermique est néanmoins différent entre les deux planètes (nous restreignons la comparaison à la basse et moyenne atmosphère). Sur Mars, les ondes de marée thermique sont forcées par l'absorption du rayonnement infra-rouge émis par la surface martienne et l'absorption directe du rayonnement visible par les poussières, réagissant très rapidement aux variations d'insolation. La signature de ces ondes est alors particulièrement marquée dans l'atmosphère très ténue de la planète Mars [Wilson and Hamilton, 1996]. Les variations de pression de surface correspondantes sont de l'ordre de  $\pm 15$  Pa, soit 2.5% du signal de pression total. Les modes dominants martiens sont le fondamental et la première harmonique du signal d'insolation : le mode diurne et le mode semi-diurne. Les contrastes d'inertie thermique de la surface provoquent quelques variations régionales de la réponse atmosphérique en température, sans toutefois égaler les contrastes océan/atmosphère sur



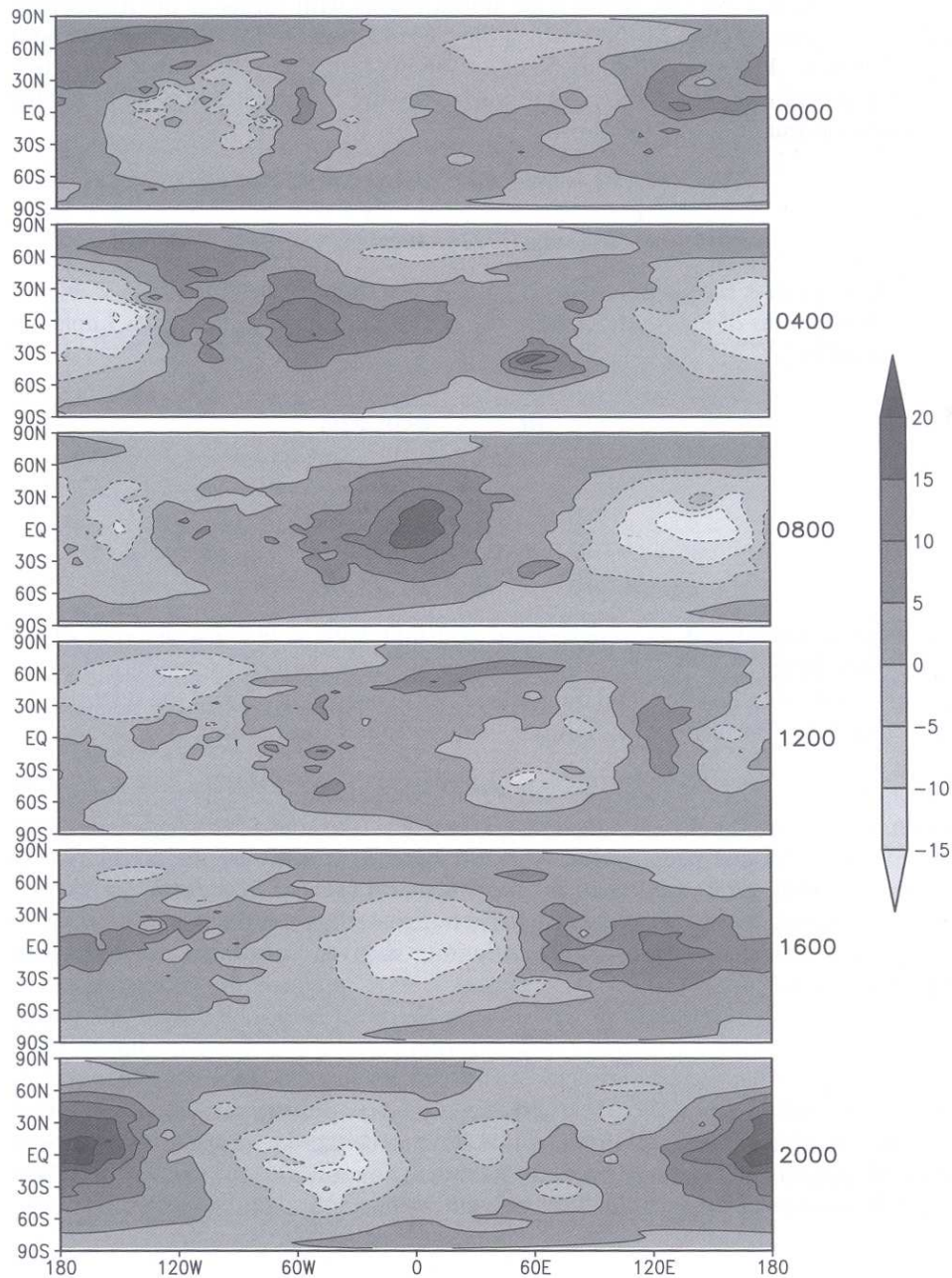


FIG. II.9 – Anomalie de pression de surface simulée par le modèle de circulation générale martien d'Oxford à l'équinoxe de printemps nord ( $L_s = 0^\circ$ ). L'anomalie de pression est obtenue en soustrayant du signal de pression de surface brut la valeur moyenne sur une journée. Le temps universel est indiqué sur la figure (temps local à la longitude  $0^\circ$ ). Le mode diurne se propageant vers l'ouest est clairement identifiable. La contribution du mode semi-diurne est également détectable par les structures de nombre d'onde longitudinal 2 qui apparaissent sur certaines vignettes. L'amplitude des ondes de marée thermique atteint près de 40 Pa crête-à-crête. La signature des ondes en pression est, en pourcentage de la pression totale, plus élevée que sur Terre. Noter le délai entre le maximum d'insolation à 12 : 00 heure locale et le maximum de pression entre 16 : 00 et 18 : 00 heures locales. Dans le cas d'une atmosphère poussiéreuse, le mode diurne subit des interférences destructives et le mode semi-diurne est renforcé : la figure ci-dessus est donc profondément modifiée. Image extraite de *Read and Lewis* [2004].

Terre. L'influence de la topographie est également primordiale et nous prenons soin de la détailler dans la section suivante.

En comparaison, les ondes de marée thermique terrestres sont d'amplitude beaucoup moins élevée que sur Mars ( $\sim 0.1\%$  du signal total de pression de surface). Le forçage thermique est sur Terre plus complexe car il diffère dans la troposphère (absorption par la vapeur d'eau) et dans la stratosphère (absorption par l'ozone). Le forçage par l'ozone conduit notamment à des interférences destructives pour le mode diurne et un renforcement du mode semi-diurne, qui devient prédominant dans le signal de marée observé à la surface. En effet, la marée semi-diurne est dominée par un mode de Hough associé à une grande longueur d'onde verticale : elle est donc particulièrement sensible à des forçages étendus en altitude. Sur Mars, dans le cas d'une atmosphère très chargée en poussières où le chauffage est réparti sur une hauteur atmosphérique équivalente à la longueur d'onde du mode diurne, ce dernier peut également subir des interférences destructives [Zurek and Leovy, 1981]. De par sa plus grande longueur verticale, le mode semi-diurne est par contre renforcé [Read and Lewis, 2004], comme ce qu'il peut advenir au mode correspondant sur Terre sous l'influence du chauffage par l'ozone. A des altitudes supérieures à 60 km, le signal des ondes de marée thermique est par ailleurs influencé sur Mars par l'absorption proche infra-rouge du  $\text{CO}_2$  atmosphérique.

### II.2.3.2 INFLUENCE DYNAMIQUE SUR MARS

Les ondes de marée thermique peuvent jouer un rôle primordial dans le maintien de la circulation méridienne d'altitude hors des latitudes subtropicales [Wilson, 1997; Forget et al., 1999] en déposant leur quantité de mouvement à l'écoulement moyen. Ces ondes se propageant vers l'ouest ont alors tendance à accélérer l'écoulement moyen zonal dans le sens rétrograde, particulièrement lorsqu'elles déferlent au cours de leur propagation verticale. L'accélération induite sur la circulation méridienne par les forces d'entraînement décrites par l'équation (II.8) est alors plus intense et se prolonge à des latitudes plus élevées qu'en l'absence d'ondes de marée thermique, car la limite où  $u$  passe d'un sens rétrograde à prograde est plus proche des pôles.

Au cours du printemps nord, un fort jet rétrograde équatorial se développe aux altitudes 50 – 60 km également sous l'effet de l'interaction entre l'écoulement moyen et les ondes de marée thermique. La situation est cependant rendue plus complexe par l'influence conjointe des modes diurnes stationnaires forcés par la topographie (ondes de Kelvin, voir partie suivante) qui ont tendance au contraire à accélérer l'écoulement, donnant lieu à un jet prograde vers 20 – 30 km. Dans le cas d'une atmosphère chargée de poussière, le jet prograde est persistant toute l'année à des altitudes de 10 – 20 km et peut atteindre des vitesses de  $40 \text{ m s}^{-1}$  [Lewis and Read, 2003].

## II.2.4 CONTRÔLE DYNAMIQUE DE LA TOPOGRAPHIE

La topographie martienne, connue avec une excellente résolution spatiale (128 pixels par degré) depuis la mission MGS et les mesures de l'altimètre laser MOLA [Smith et al., 2001], est plus contrastée que la topographie terrestre avec un écart entre la montagne la plus haute (Olympus Mons, 23 km) et le cratère le plus profond (Hellas Planitia,  $-8 \text{ km}$ ) qui dépasse trois échelles de hauteur atmosphériques (voir figure II.1 au début de ce chapitre). Une des caractéristiques principales de ce relief est la très forte asymétrie (en moyenne 5 km d'écart) entre les hauts terrains cratérisés du sud et les basses plaines du nord. Cette dichotomie, dont l'origine est encore sujette à débat, s'accompagne d'une distinction sur les échelles de temps géologiques, les plaines du nord étant des terrains comparativement moins anciens.

#### II.2.4.1 ONDES PLANÉTAIRES

Sur une planète en rotation, les ondes de Rossby (ou ondes planétaires) résultent des variations du paramètre de Coriolis avec la latitude sous la contrainte de conservation de la vorticité. Ces ondes, se propageant verticalement, sont une composante essentielle de la circulation non-axisymétrique, induisant un transport important de chaleur et de quantité de mouvement, et un forçage conséquent de l'écoulement moyen lors du déferlement. Comme confirmé par la campagne de ballons lagrangiens antarctique VORCORE [Hertzog *et al.*, 2007], le déferlement de telles ondes est responsable dans la stratosphère terrestre des réchauffements stratosphériques soudains qui perturbent très fortement le vortex polaire hivernal [Andrews *et al.*, 1987].

Les modes dominants sur Terre et sur Mars sont des modes stationnaires forcés par la topographie et par les variations des propriétés thermiques de surface. La vitesse de phase des ondes de Rossby étant dirigée vers l'ouest (par rapport à l'écoulement moyen), ces ondes ne sont stationnaires que dans le cas d'un vent moyen zonal vers l'est modéré et/ou une longueur d'onde horizontale relativement longue. Sur Mars, le forçage topographique aux basses latitudes est de nombre d'onde 2 en raison de deux structures orographiques étendues, le plateau de Tharsis et les plaines surélevées d'Arabia Terra [Hollingsworth and Barnes, 1996]. A l'influence de la topographie en tant qu'obstacle pouvant influencer l'écoulement, s'ajoute le fait que les montagnes et les cratères sont sur Mars des sources ou des puits locaux de chaleur [Nayvelt *et al.*, 1997]. Révélées par les mesures Viking, les ondes planétaires stationnaires martiennes ont été également observées dans les champs de température mesurés par radio-occultation MGS [Hinson *et al.*, 1999] et identifiées dans les structures éoliennes de surface [Nayvelt *et al.*, 1997].

#### II.2.4.2 ONDES DE MARÉE

Des ondes stationnaires diurnes et leurs harmoniques sont également contrôlées par l'interaction du forçage solaire avec les structures de grande échelle de topographie, d'albedo et d'inertie thermique [e.g. Wilson and Hamilton, 1996]. Les différents modes « propagatifs » de marée thermique peuvent ainsi entrer en résonance avec la périodicité des structures topographiques [Teitelbaum and Vial, 1991]. L'interaction de l'onde de marée thermique diurne avec le nombre d'onde 2 des structures topographiques donne ainsi lieu à un mode diurne de nombre d'onde 3 se propageant vers l'ouest et un mode diurne de nombre d'onde 1 se propageant vers l'est. Le dernier mode est une onde de Kelvin, soit une onde d'inertie-gravité piégée dans la zone équatoriale ; sur Terre ces ondes jouent un rôle majeur dans la dynamique de l'oscillation quasi-biennale de la haute troposphère – basse stratosphère. Ce mode est intense sur Mars [Wilson, 2000], particulièrement à la base de l'atmosphère, ce qui rend aisée son identification dans le signal de pression de surface (voir la figure III.6 plus loin dans ce document). Le spectre des réponses possibles d'ondes stationnaires est cependant très riche et ne se limite bien évidemment pas à l'interaction précitée.

#### II.2.4.3 AUTRES EFFETS

La topographie influence également la répartition longitudinale du vent avec des effets de courant de bord ouest [Joshi *et al.*, 1995] sur les flancs est des volcans Tharsis, par un mécanisme similaire au jet est-africain sur Terre. Par ailleurs, les perturbations baroclines ne montrent pas une structure périodique parfaite selon la longitude : les ondes transitoires s'amplifient préférentiellement dans les plaines d'Arcadia, d'Utopia et d'Acidalia [Hollingsworth *et al.*, 1996]. Cet effet est similaire à bien des égards à l'influence terrestre du contraste océan/continent.

## II.3 MÉTÉOROLOGIE LOCALE : PRINCIPAUX PHÉNOMÈNES SUR MARS

Cette section entend introduire le lecteur aux phénomènes à micro-échelle et méso-échelle sur Mars. Nous nous basons sur les études ayant précédé les récentes avancées obtenues par les modèles méso-échelle tridimensionnels, auxquelles nous avons contribué avec ce travail et qui seront présentées ultérieurement. Nous allons dans les détails de la description des phénomènes, mais cette partie n'est pas exhaustive, car historiquement, les météorologues martiens se sont concentrés sur les manifestations régionales les plus marquantes. Décrire l'analyse de la couche limite martienne, des vents de pente et des ondes de gravité suffit néanmoins largement à montrer l'intensité des phénomènes météorologiques à l'échelle locale sur Mars.

### II.3.1 COUCHE LIMITE MARTIENNE

#### II.3.1.1 PRÉLIMINAIRE

Dans la décennie précédant les premières mesures Viking au sol, les spécialistes de Mars s'étaient essayés à quelques spéculations qui se sont révélées assez justes dans l'ensemble. Les très larges variations diurnes de la température de surface et la réponse radiative très rapide des premiers niveaux de l'atmosphère dans l'infra-rouge (particulièrement dans les 500 premiers mètres au-dessus du sol) laissaient en effet penser que la couche limite pouvait passer abruptement d'un état très instable le jour à un état extrêmement stable la nuit. Ainsi, comme noté par *Gierasch and Goody* [1968], le nombre de Richardson atteint à une altitude de 1 km des valeurs très fortement négatives le jour et des valeurs très fortement positives la nuit. Ces fortes variations diurnes induisent en journée une couche limite convective qui peut s'étendre jusqu'à environ 8 km [*Pollack et al.*, 1976], soit une profondeur bien plus élevée que la couche limite terrestre (1 – 3 km en moyenne). Dans ces études préliminaires, l'influence des mouvements turbulents était cependant mal évaluée ou négligée et l'effet des poussières en suspension n'était pas considéré.

Rappelons quelques notions pour définir l'« état turbulent » de la couche limite. Dans la couche limite, les flux turbulents sont du même ordre de grandeur que les autres termes des équations primitives. Pour les mettre en évidence, il suffit de séparer les variations moyennes des fluctuations turbulentes dans les équations primitives (I.1)-(I.5) et d'opérer la décomposition des dérivées lagrangiennes suivante

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} \quad (\text{II.12})$$

ce qui conduit à la résolution des équations primitives pour les composantes moyennes, augmentées dans le membre de droite des variations des flux turbulents

$$-\frac{\partial}{\partial x} \langle u' \mathcal{F}' \rangle - \frac{\partial}{\partial y} \langle v' \mathcal{F}' \rangle - \frac{\partial}{\partial z} \langle w' \mathcal{F}' \rangle \quad \text{avec} \quad \mathcal{F} \equiv u, v, w \text{ ou } \theta \quad (\text{II.13})$$

La détermination des flux turbulents constitue la « fermeture » de ces équations, dites de Reynolds. Par exemple, les flux turbulents peuvent être modélisés par des viscosités turbulentes  $K_u, K_v, K_\theta$  par analogie avec la diffusion moléculaire où le flux est proportionnel au gradient de la quantité transportée

$$\langle w' \mathcal{F}' \rangle = -K_{\mathcal{F}} \frac{\partial}{\partial z} \langle \mathcal{F} \rangle \quad \text{avec} \quad \mathcal{F} \equiv u, v \text{ ou } \theta \quad (\text{II.14})$$

L'énergie cinétique turbulente  $e = (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle)/2$  dans la couche limite obéit à l'équation d'évolution

$$\frac{De}{Dt} = \mathcal{B} + \mathcal{M} + \mathcal{A} - \varepsilon \quad \text{avec} \quad \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \langle \mathbf{v} \rangle \cdot \nabla \quad (\text{II.15})$$

$\mathcal{B} = g \langle w'\theta' \rangle / \theta_0$  représente la conversion de l'énergie potentielle sous l'action de la flottaison (convection libre).  $\mathcal{M} = -\langle u'w' \rangle \partial \langle u \rangle / \partial z - \langle v'w' \rangle \partial \langle v \rangle / \partial z$  correspond à la production de turbulence par les instabilités dynamiques de cisaillement (convection forcée, mécanique).  $\mathcal{A}$  est le terme d'advection de  $e$  par les tourbillons et les fluctuations de pression. Toujours positif,  $\varepsilon$  est la dissipation vers les tourbillons de plus en plus petits jusqu'à atteindre l'échelle caractéristique de la viscosité moléculaire (cascade de Kolmogorov).

Le nombre de Richardson évalue l'importance de la convection libre par rapport à la convection forcée

$$\text{Ri} = \frac{-\mathcal{B}}{\mathcal{M}} \quad \text{ou} \quad \text{Ri} = \frac{g \partial \langle \theta \rangle / \partial z}{(\partial \langle u \rangle / \partial z)^2 + (\partial \langle v \rangle / \partial z)^2} \quad (\text{II.16})$$

où l'expression de droite, plus utile en pratique, s'obtient par l'équation (II.14).

Dans des conditions instables,  $\mathcal{B}$  est positif et représente une source prédominante pour  $e$  de valeur très élevée; Ri est alors négatif. Dans des conditions stables,  $\mathcal{B}$  correspond au contraire à une force de rappel vers l'équilibre stratifié, donc un puits de  $e$  convertie en énergie potentielle. Hors advection, seul  $\mathcal{M}$  peut alors constituer une source de  $e$  qui est donc faible; Ri est alors positif. La turbulence est en réalité inhibée quand  $\text{Ri} \gtrsim 0.25$ , dès lors que les puits  $\varepsilon$  et  $\mathcal{B}$  dominent la source  $\mathcal{M}$ .

Le nombre de Richardson est donc en quelque sorte une « mesure » de l'intensité de la turbulence et ses changements de signe indiquent les changements de régime turbulents. Cette quantité est donc centrale dans les schémas de paramétrisation de la turbulence. Le critère  $\text{Ri} \gtrsim 0.25$  peut par ailleurs servir à définir la hauteur de la couche limite convective.

### II.3.1.2 OBSERVATIONS

Les premières véritables mesures dans la couche limite martienne furent les données acquises par les capteurs de température et de vent des sondes Viking [Hess *et al.*, 1977] situés à 1.6 m au-dessus de la surface, où les températures montrent des variations diurnes trois fois plus élevées que dans les déserts terrestres (entre 50 et 80 K). Comme nous l'avons mentionné précédemment, le flux de chaleur sensible à la surface de jour a été mesuré au site Viking à hauteur de 2% du flux solaire [Sutton *et al.*, 1978], une valeur faible comparée aux 20% terrestres. Le flux de chaleur convectif<sup>8</sup> par unité de masse atmosphérique est cependant trois fois plus important sur Mars que sur Terre, laissant supposer une convection plus vigoureuse. Sur la base de ces évaluations, Sutton *et al.* [1978] concluent que la hauteur maximale de la couche limite se situe entre 4 et 5 km au dessus de la surface. La principale limitation de cette étude reste néanmoins le nombre d'hypothèses et d'approximations nécessaires pour obtenir le résultat, qu'elles soient observationnelles (incertitudes instrumentales) ou théoriques (lois de similitude).

Plus récemment, les multiples capteurs de température de la sonde Pathfinder [Schofield *et al.*, 1997] ont confirmé que les gradients verticaux de température atmosphérique proches de la surface peuvent être extrêmement stables la nuit et superadiabatiques le jour (5 – 10 K m<sup>-1</sup>, voir figure II.10). De plus, les mesures des instruments météorologiques sur le site Pathfinder ont permis de dériver le spectre des mouvements turbulents sur Mars, qui montre une ressemblance marquée avec le spectre terrestre, confirmant dans une certaine mesure l'emploi de lois de similitude et, s'il en était nécessaire, l'universalité d'un formalisme adimensionnel de la turbulence. Même si elles se sont révélées d'une validation difficile, les mesures de vents décrivent une variabilité importante aux petites échelles temporelles (quelques secondes), particulièrement lorsque le gradient de température proche du sol est superadiabatique, traduisant l'intensité des mouvements turbulents convectifs.

Ce n'est que très récemment que des profils de température ont été obtenus dans la couche limite martienne, au moyen de l'instrument miniTES embarqué sur les rovers martiens Spirit et Opportunity [Smith *et al.*, 2006]. Il manquait en effet aux techniques par satellite (radio-occultations, spectrométrie infra-rouge) la résolution verticale suffisante pour pouvoir mesurer la température dans les plus basses couches de l'atmosphère martienne. Proche du sol, les maxima des fonctions de poids sont trop étendus en altitude pour que la mesure soit réalisée dans des conditions optimales.

<sup>8</sup>Le flux de chaleur sensible  $H_s$  s'écrit en effet également  $\rho c_p \langle w'\theta' \rangle_0$ .

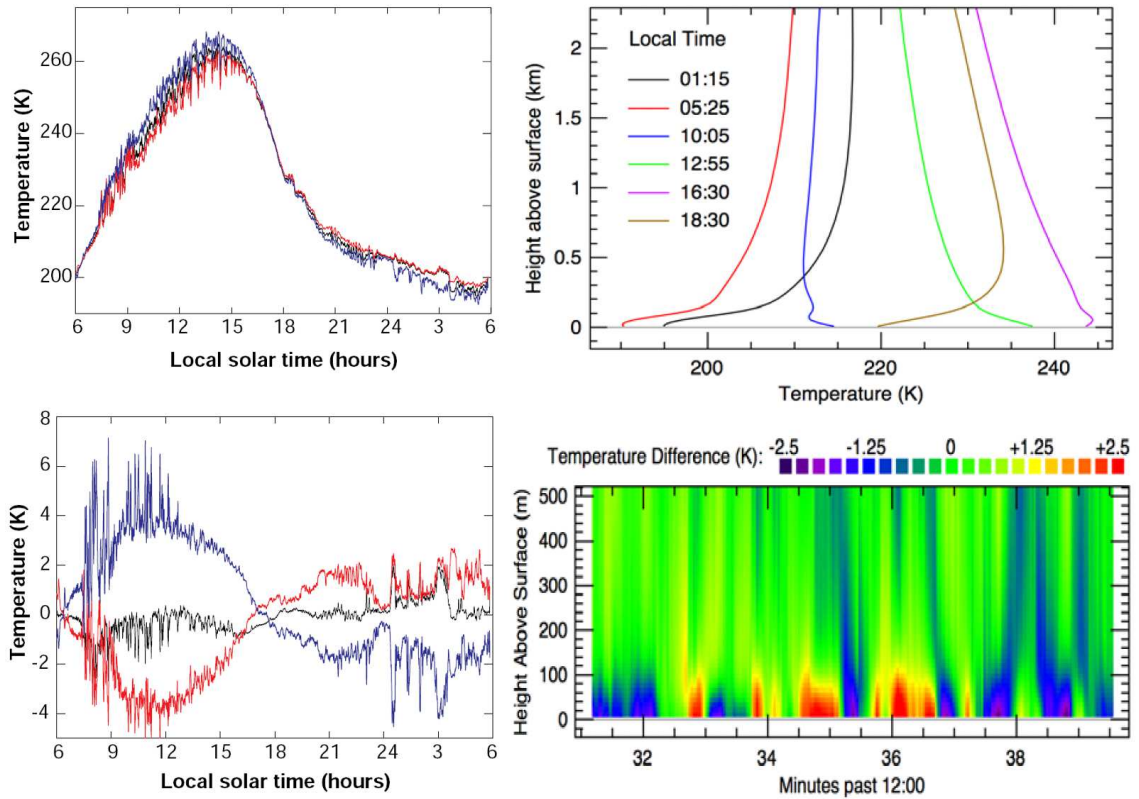


FIG. II.10 – Mesures dans la couche limite martienne. [GAUCHE] Mars Pathfinder : (haut) mesures de température – moyennées toutes les deux minutes – par les trois sondes réparties sur le mât à 1 m (rouge), 50 cm (noir) et 25 cm (bleu) au dessus des panneaux solaires (10 cm au dessus du sol) ; (bas) écarts à la moyenne des trois températures mesurées, révélant les gradients thermiques superadiabatiques en journée et très stables la nuit. [DROITE] Mars Exploration Rovers : mesures du spectromètre miniTES en pointant le ciel à partir du sol (haut) profils de température acquis en 4 sols autour de  $L_s = 5^\circ$  (Spirit), montrant les intenses variations diurnes dans les premières centaines de mètres au-dessus de la surface. (bas) fluctuations de température proche de la surface observées autour de  $L_s = 142^\circ$ , une évaluation indirecte de l'activité des grands tourbillons turbulents (un profil toutes les 2 secondes, Opportunity). Images de gauche extraites de *Schofield et al.* [1997] et images de droite extraites de *Smith et al.* [2006].

Les profils de température miniTES (du sol jusqu'à une altitude d'environ 2 km) constituent une avancée inédite dans la connaissance de la couche limite martienne. Ils permettent de quantifier l'inversion stable nocturne et la couche superadiabatique qui se met en place dès l'aube dans la première centaine de mètres au-dessus du sol, comme la montre la figure II.10. MiniTES mesure des fluctuations de température pouvant atteindre une amplitude de 8 K en début d'après-midi à une distance d'un mètre de la surface et sur des échelles de temps de 30 à 60 s [Spanovich *et al.*, 2006]. Les fluctuations de température dans les cent premiers mètres sont quant à elles, à la même heure, de l'ordre de 2 à 5 K. Ces variations traduisent la convection turbulente qui se poursuit jusqu'en fin d'après-midi (heures locales 16 : 30 – 17 : 00), avant d'être brusquement stoppée pour laisser place à l'inversion de nuit, lorsque la surface devient plus froide que l'atmosphère qui la surplombe. L'analyse des données miniTES se poursuit actuellement [Savijärvi and Kauhanen, 2008] et devrait conduire à une première évaluation des flux turbulents au sein de la couche limite martienne [Sorbjan *et al.*, 2008].

### II.3.1.3 MODÉLISATION

**FORÇAGE ÉNERGÉTIQUE** Les données Viking puis Pathfinder ont conduit les météorologues à étudier à l'aide de modèles unidimensionnels les échanges énergétiques au sein de la couche limite martienne. Rappelons que le taux de chauffage diabatique atmosphérique  $\mathcal{Q}$  de la couche limite atmosphérique par unité de temps est donné, en négligeant les échanges de chaleur latente, par

$$\mathcal{Q} = \rho c_p \int_0^{h_c} \theta' dz = H_s + \Phi_{SW} + \delta\Phi_{LW} \quad (\text{II.17})$$

avec  $h_c$  la hauteur de la couche limite,  $H_s$  le flux de chaleur sensible du sol à l'atmosphère,  $\Phi_{SW}$  l'absorption atmosphérique de rayonnement solaire incident dans la couche limite,  $\delta\Phi_{LW}$  la divergence du flux infra-rouge thermique, égale à la différence entre le flux net au sommet de la couche limite et le flux net à la surface. Dans les déserts terrestres, le flux de chaleur sensible prédomine les termes radiatifs qui sont marginaux [André *et al.*, 1978], sauf en certaines régions comme les hauts plateaux tibétains [Smith and Shi, 1992].

Sur Mars au contraire, les termes de chauffage radiatif ne sont pas négligeables, en raison de la présence dans l'atmosphère de  $\text{CO}_2$  et de poussières, espèces radiativement très actives respectivement dans l'infra-rouge et le visible. Comme nous l'avons évoqué précédemment, la contribution de l'absorption infra-rouge du rayonnement thermique incident de surface est notamment centrale à cause de la forte concentration de  $\text{CO}_2$  dans une atmosphère martienne par ailleurs très ténue. Le chauffage au bas de l'atmosphère peut donc être particulièrement élevé et variable au cours de la journée.

Ye *et al.* [1990] donnent les valeurs typiques suivantes pour les termes de l'équation (II.17) en journée :  $H_s = 10 - 25 \text{ W m}^{-2}$  (en bon accord avec les mesures Viking précitées),  $\Phi_{SW} = 3 - 6 \text{ W m}^{-2}$ ,  $\delta\Phi_{LW} = 11 - 20 \text{ W m}^{-2}$ . Ces estimations sont faites sans poussières dans l'atmosphère, donc la valeur de  $\Phi_{SW}$ , et dans une moindre mesure  $\delta\Phi_{LW}$ , sont une borne inférieure. Les valeurs de  $H_s$  sont évaluées en situation de vent développé au-dessus d'une pente, elles représentent donc au contraire une borne supérieure. Ainsi, dans la couche limite martienne les flux radiatifs sont au moins équivalents au flux de chaleur sensible. En cas de tempêtes de poussières, les flux radiatifs deviennent même prédominants. Il est donc crucial dans les modèles de couche limite martienne de représenter correctement les phénomènes radiatifs dans l'atmosphère : la seule condition de surface  $H_s$  ne suffit pas, contrairement à la plupart des cas terrestres.



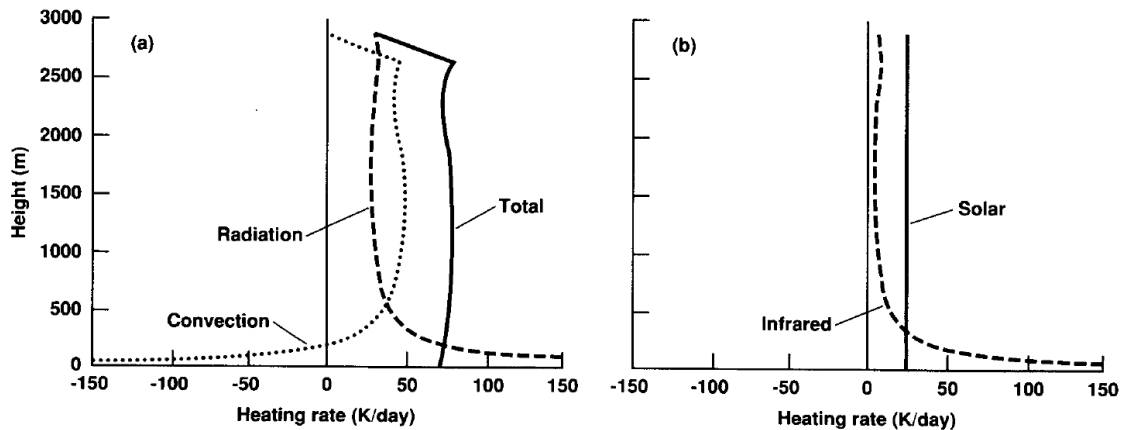


FIG. II.11 – Taux de chauffage ( $\text{K sol}^{-1}$ ) simulés par un modèle unicolonne dans les trois premiers kilomètres au-dessus du site Viking Lander 1. Les profils sont typiques d'une couche limite de début d'après-midi. A gauche, les contributions respectives des termes radiatifs et des termes convectifs sont détaillés, et montrent que la convection tend à refroidir les basses couches, en situation de fort chauffage radiatif, en transportant la chaleur plus haut dans la couche limite. A droite, les termes radiatifs sont décomposés en chauffage par absorption dans les longueurs d'onde respectivement infra-rouge et visible. La composante infra-rouge thermique domine dans les 300 premiers mètres au-dessus du sol. Image extraite de *Haberle et al.* [1993b].

**MOUVEMENTS CONVECTIFS** Le bilan d'énergie proposé par l'équation (II.17) est un bilan intégré sur toute la hauteur de la couche limite. Les études unidimensionnelles de *Haberle et al.* [1993b], *Savijarvi* [1999], *Savijarvi et al.* [2004] ont par ailleurs permis de clarifier la contribution relative des mouvements convectifs turbulents, qui redistribuent la chaleur et la quantité de mouvement dans la couche limite (figure II.11).

A partir d'environ 09 : 00, l'absorption de rayonnement infra-rouge par le  $\text{CO}_2$  (principalement) et par les poussières et la vapeur d'eau (beaucoup moins) est le principal facteur expliquant le chauffage de l'atmosphère dans les 200 premiers mètres au-dessus du sol. Le chauffage radiatif y est si fort en fin de matinée et en début d'après-midi que le transport de chaleur turbulent induit un refroidissement. Contrairement à la Terre, le maximum du flux de chaleur convectif n'est pas atteint à la surface mais dans la couche limite. Le transport de chaleur par les mouvements convectifs n'est d'ailleurs pas suffisant pour limiter le caractère superadiabatique des couches proches du sol. Comme noté par *Haberle et al.* [1993b], la convection est une réponse à la structure de la couche limite et la déstabilisation de la basse atmosphère plus qu'un facteur expliquant celles-ci. Si les flux de chaleur turbulents sont faibles dans les premières centaines de mètres, ils deviennent prédominants plus haut, montrant la contribution cruciale de la convection pour transporter la chaleur des couches radiativement chauffées proches du sol aux plus hautes altitudes, dans une couche limite en pleine croissance qui peut atteindre 6.5 km de profondeur. Le tiers du chauffage total dans cette zone de la couche limite reste cependant imputable à la radiation, principalement l'absorption de rayonnement solaire incident par les poussières atmosphériques.

A l'inverse, dès la fin de l'après-midi, le mélange turbulent refroidit les 500 premiers mètres au-dessus de la surface. Pendant la nuit, bien que le refroidissement radiatif domine, le refroidissement turbulent est également intense à proximité de la surface, renforcé par le cisaillement de vent. Le profil de température étant extrêmement stable, la couche limite est alors très mince, quelques centaines de mètres tout au plus. Au cours de la nuit, le fort cisaillement de vent conduit à une lente mise en place d'une inversion des basses couches qui peut atteindre 1 km à la fin de la nuit



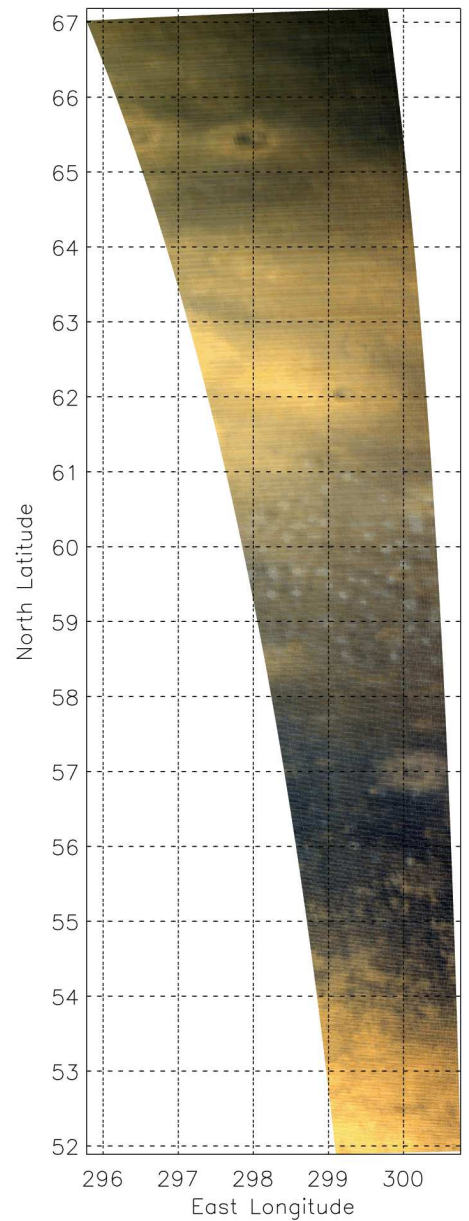
et se trouver en mesure de réchauffer légèrement les couches atmosphériques qui la surplombent. *Savijarvi* [2004] prédit par ailleurs la présence, peu avant l'aube martienne, d'un faible brouillard radiatif, qui se dissipe rapidement dès le lever du soleil.

Notons que la contribution du flux solaire absorbé par les poussières martiennes est faible mais non négligeable. La quantité de poussière atmosphérique peut d'ailleurs influencer le développement de la couche limite l'après-midi. Alors que dans des conditions de ciel clair, la couche limite martienne s'étend jusqu'à une altitude de 6 km, une atmosphère poussiéreuse ( $\tau = 1$ ) limite son extension à 3 km. Ce phénomène est la conséquence directe de l'amointrissement du flux de surface et l'augmentation du chauffage direct de l'atmosphère en présence de poussières.

**JET DES BASSES COUCHES** Après le coucher du soleil, un jet nocturne d'une vitesse entre 15 et 20 m s<sup>-1</sup> se forme 100 m au-dessus du sol [*Savijarvi and Siili*, 1993]. Ce type de vent est également présent dans certaines plaines désertiques terrestres. L'explication communément admise de ce phénomène a été formulée par *Blackadar* [1957] : les couches limites, contrôlées par un équilibre entre gradient de pression, force de Coriolis et forces de friction, peuvent produire un jet des basses couches si la viscosité turbulente varie significativement au cours de la journée. Le jet se forme en général lors de la brusque stabilisation de la couche limite au coucher du soleil, laissant les forces de pression et de Coriolis en déséquilibre : les vents sont alors accélérés au-delà de la valeur géostrophique par des oscillations inertielles. Les facteurs favorisant le phénomène sont un déséquilibre initial (vent agéostrophique), un effondrement abrupt de la couche limite mélangée et des nuits particulièrement longues [*Thorpe and Guymmer*, 1977]. Ces trois conditions sont réunies sur Mars : la convection vigoureuse de l'après-midi laisse l'atmosphère particulièrement déséquilibrée, l'effondrement abrupt de la couche limite n'est pas comme sur Terre retardé par la présence de nuages, et les nuits sont particulièrement longues (sauf dans l'été polaire et les zones équatoriales). De tels vents peuvent exister sur les terrains plats ou sur des terrains plus accidentés ; ils sont cependant entre 15 et 20% plus élevé sur une pente moyenne [*Savijarvi and Siili*, 1993].

**NÉCESSITÉ DES MODÈLES 3D** Malgré leurs mérites, les simulations unidimensionnelles ne peuvent remplacer les simulations tridimensionnelles à haute résolution, même très idéalisées. Non seulement elles imposent de poser un certain nombre d'hypothèses *ad hoc* (sur le mélange turbulent notamment) inutiles dans une simulation en convection résolue, mais elles empêchent d'accéder à l'organisation spatiale des mouvements convectifs dont attestent les nuages formés au sommet de la couche limite. De tels nuages, révélés par l'orbiteur Viking [*Briggs et al.*, 1977], constituent d'ailleurs l'une des seules manifestations de couche limite visible depuis l'orbite de Mars (figure II.12). Si l'on effectue une coupe horizontale de la vitesse verticale dans la couche limite, des cellules hexagonales d'une taille de quelques kilomètres apparaissent avec une organisation ouverte<sup>9</sup> (ascendances sur les arêtes des hexagones) ou fermée (ascendances aux centres des hexagones). Les nuages convectifs qui peuvent se former dans les ascendances se rencontrent alors souvent avec une « double périodicité », comme le montre la figure II.12. Les nuages peuvent également s'organiser en rouleaux convectifs (« simple périodicité ») en cas de fort vent [*Young et al.*, 2002]. La couche limite jouit donc d'une dynamique profondément tridimensionnelle que les modèles unidimensionnels ne peuvent atteindre.

<sup>9</sup>Sur Mars, les simulations numériques (dont celles présentées plus loin dans notre travail) semblent montrer une prépondérance des cellules ouvertes.



ORB1048\_4 Ls 113.700 Lt 13.8

FIG. II.12 – Nuages convectifs de glace d’eau dans les plaines nord de la région d’Acidalia Planitia, par une après-midi d’été. Image fabriquée par nos soins à partir des données du spectro-imageur visible et proche infrarouge OMEGA (voir en annexe). La double périodicité de la structure nuageuse résulte de l’organisation horizontale de la couche limite en cellules polygonales ouvertes (délimitées par d’étroites et vigoureuses ascendances). Les nuages convectifs se forment aux intersections des cellules de convection, dans la partie supérieure de la couche limite.

## II.3.1.4 « DUST DEVILS »

**OBSERVATIONS** Découverts sur les images de l'orbiteur Viking [*Thomas and Gierasch, 1985*], les tourbillons de poussière appelés *dust-devils* sont des phénomènes de couche limite très courants sur Mars [pour une revue, voir *Balme and Greeley, 2006*]. De nombreux *dust-devils* ont ensuite été identifiés sur les images MGS/MOC [*Malin and Edgett, 2001*] et Mars Express HRSC [*Stanzel et al., 2006*]. La figure II.13 propose quelques exemples.

La hauteur des *dust-devils* martiens varie entre une centaine de mètres et la hauteur complète de la couche limite convective (6 – 8 km) ; leur largeur atteint fréquemment la centaine de mètres, parfois le kilomètre. Les équivalents terrestres, que l'on rencontre dans les zones arides en été, dépassent très rarement une altitude de 500 m et un diamètre de plus de 10 m [*Sinclair, 1973*].

Dans certaines régions, la surface de Mars est couverte de traces laissées par ces tornades, donnant lieu à des images spectaculaires depuis l'orbite. Les traces sont de largeur variable et indicatives du diamètre des *dust-devils*, en général quelques dizaines de mètres parfois quelques centaines de mètres. L'épaisseur de poussière déplacée varie entre 1 et 100  $\mu\text{m}$ .

Les régions montrant une activité soutenue en *dust-devils* sont les basses plaines du Nord Amazonis Planitia et Casius [*Fisher et al., 2005*] ainsi que les larges cratères d'impact de l'hémisphère sud Argyre et Hellas [*Balme et al., 2003*]. Dans les tropiques sud, Solis et Cimmerium semblent être des terrains également privilégiés de formation des *dust-devils*. *Balme et al. [2003]* ont suggéré que l'abondance de poussières à la surface (au premier ordre indiquée par les régions d'albédo clair) pouvait contrôler la formation des traces au sol. Un tel raisonnement a cependant été contredit par l'identification de traces de *dust-devils* dans les terrains sombres de Nilosyrtis, au nord de Syrtis Major [*Geissler, 2005*]. La totalité des images MOC n'a cependant pu être traitée, que ce soit pour identifier les *dust-devils* eux-mêmes ou les traces qu'ils ont laissées, ce qui donne aux résultats précités un caractère provisoire. De plus, la relation entre les traces au sol et l'activité réelle des *dust-devils* reste discutable. Néanmoins, une formation préférentielle des *dust-devils* dans l'intervalle de latitude [30° – 65°] semble se dégager.

Les instruments au sol ont également détecté de tels phénomènes. En réanalysant récemment les données acquises au sol par la sonde Viking 2, *Ringrose et al. [2003]* ont montré que les mesures réalisées par les Viking étaient riches d'information sur le diamètre, la taille, la dynamique et le cycle diurne de ces phénomènes. La mission Pathfinder, bien que relativement courte (83 sols), a permis la détection de tourbillons de poussière à la fois par imagerie visible [*Metzger et al., 1999*] et par des mesures de pression, de vent et de température [*Ferri et al., 2003*]. En analysant la totalité des données Pathfinder, *Murphy and Nelli [2002]* concluent qu'au moins 2 tourbillons sont passés sur la sonde chaque jour martien, avec une forte préférence pour le début de l'après midi (12 : 00 – 13 : 00). Les dépressions constatées lors du passage des tourbillons sont entre 0.5 et 5 Pa avec une pression inférieure à 1 Pa pour la moitié des événements. Les écarts maximaux de température sont de l'ordre de 5 – 6 K. Un exemple des variations des paramètres météorologiques mesurées lors du passage d'un *dust-devil* par la sonde Pathfinder est donné en figure II.14.

Plus récemment, la caméra du rover Spirit a capturé le passage des *dust-devils* sur des images acquises toutes les 20 secondes. Un *dust-devil* a d'ailleurs nettoyé toute la poussière accumulée sur les panneaux solaires et les instruments du rover pendant l'hiver, contribuant au prolongement de la mission. Plus que l'effet d'« aspirateur » induit par le tourbillon, il n'est pas impossible que ce soit un effet triboélectrique<sup>10</sup> qui explique le nettoyage du rover dans ses moindres recoins, ce qui constituerait une nouvelle méthode d'observation des *dust-devils* à la surface de Mars lors des prochaines missions [*Rennó et al., 2003*].

<sup>10</sup>Les tempêtes de poussière peuvent induire des champs électrostatiques significatifs, par le contact des poussières entre elles et avec le sol. Les observations terrestres semblent montrer que les *dust-devils* sont chargés négativement [*Farrell et al., 2004*]. Emportant plus de poussières que leurs homologues terrestres, les *dust-devils* martiens devraient être plus chargés.

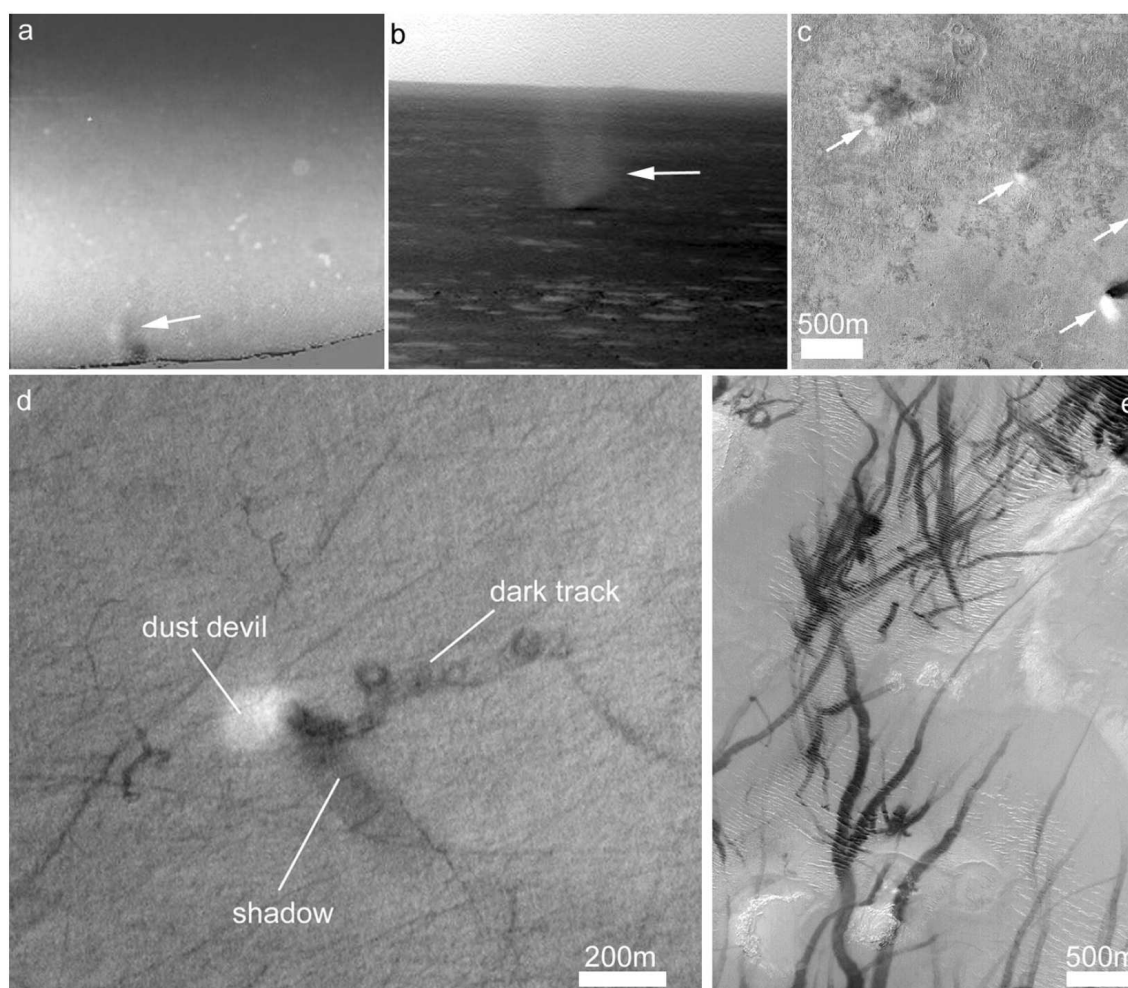


FIG. II.13 – *Dust-devils* observés sur Mars (a) par la caméra de la sonde Pathfinder, 10 – 20 m de diamètre [Metzger *et al.*, 1999]; (b) par la caméra du rover Spirit, quelques dizaines de mètres de diamètre; (c) et (d) par la caméra MGS/MOC depuis l'orbite, environ 100 m de diamètre; (e) par leurs traces sur un champ de dunes (image MOC depuis l'orbite également). De tels tourbillons de couche limite, matérialisés par le transport de poussière, sont très courants sur la planète rouge et se forment notamment dans les basses plaines du Nord (Amazonis Planitia), les larges cratères d'impact de l'hémisphère sud (Argyre Planitia), et certains terrains des tropiques sud (Cimmerium). Image extraite de Balme and Greeley [2006].

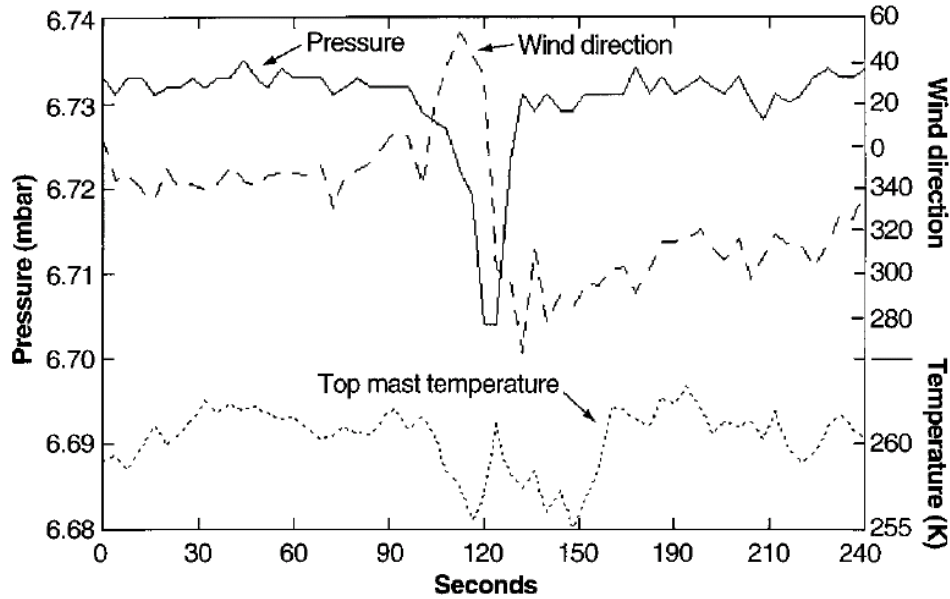


FIG. II.14 – Mesures de pression (hPa), de vent ( $\text{m s}^{-1}$ ) et de température (K) au site Pathfinder. L'échantillonnage temporel des données est de 4 s. Le passage d'un *dust-devil* à l'équilibre cyclostrophique au-dessus de la sonde se traduit par une dépression de 2.5 Pa et un refroidissement d'environ 5 K. La rotation caractéristique du vent a également été capturée par les anémomètres de Pathfinder, mais les problèmes de calibration de ces capteurs n'ont pas permis de mesurer l'amplitude du vent avec une précision suffisante. Image extraite de *Schofield et al.* [1997].

*Greeley et al.* [2006] ont analysé les observations Spirit couvrant une saison entière d'activité de tels tourbillons (été et printemps sud martiens). Les images Viking et MOC acquises sur plusieurs années martiennes montrent en effet que la saison des *dust-devils* correspond à peu près à la saison du maximum d'insolation. Sur 270 jours d'observation du rover Spirit, plus de 500 *dust-devils* de diamètre de 2 à 276 m ont pu être observés entre 09 : 30 et 16 : 30, la plupart se formant à 13 : 00 et mesurant 10 – 20 m de diamètre. Les vitesses horizontales<sup>11</sup> peuvent atteindre  $\sim 20 \text{ m s}^{-1}$  et les vitesses verticales  $\sim 9 \text{ m s}^{-1}$ .

*Greeley et al.* [2006] évaluent le flux de poussières transportées par les tourbillons à  $4 - 5 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Dans la mesure où les auteurs estiment à partir de leurs données que la zone de Gusev Crater est le théâtre du passage d'environ  $50 \text{ dust-devils km}^{-2} \text{ sol}^{-1}$ , l'atmosphère se charge d'une quantité de poussières d'environ  $19 \text{ kg km}^{-2} \text{ sol}^{-1}$ , soit l'équivalent du dixième de la quantité transportée par une tempête de poussière régionale typique [*Cantor et al.*, 2001]. *Ferri et al.* [2003] avaient par ailleurs similairement constaté que le flux de poussières induit par les *dust-devils* était un ordre de grandeur supérieur au dépôt de poussière moyen constaté pendant la mission. Les *dust-devils* sont donc une composante essentielle pour expliquer la grande quantité de poussières en suspension dans l'atmosphère de Mars.

<sup>11</sup>Il convient d'ailleurs de noter que les vitesses horizontales d'un tourbillon de poussière n'ont jamais été directement mesurées, à cause des problèmes de calibration de l'anémomètre à fil chaud embarqué sur Pathfinder. Les estimations de vents dans les études précitées ont conduit à des valeurs beaucoup plus élevées :  $40 \text{ m s}^{-1}$ , voire  $100 \text{ m s}^{-1}$  selon *Ringrose et al.* [2003]. De telles valeurs sont cependant à considérer avec prudence, dans la mesure où leur estimation est très dépendante du modèle de vortex adopté.

L'évaluation de la quantité de poussières transportée puis rejetée dans l'atmosphère par les *dust-devils* reste cependant une question ouverte à l'heure actuelle. Les deux facteurs qui expliquent un tel débat sont principalement la difficulté d'évaluer la limite de soulèvement de la poussière au sol par les vents dans l'atmosphère et les inconnues qui subsistent sur l'intensité et l'organisation des vents verticaux au sein du tourbillon. Nous ne rentrons pas dans les détails concernant le premier point qui est un sujet actuel de débat et une question difficile dans le cas de la fine poussière martienne. Par contre, le deuxième point est le type de question qui peut être abordé à l'aide de la modélisation numérique atmosphérique et nous y reviendrons ultérieurement.

**MÉCANISMES DE FORMATION** Les *dust-devils* se forment lorsque les conditions proches de la surface sont superadiabatiques et entraînent une convection intense. Il semblerait que l'amplitude du gradient superadiabatique dans les premiers mètres du sol contrôle la taille et la fréquence d'occurrence des *dust-devils*. Ces tourbillons ne constituent pas des phénomènes convectifs isolés : les simulations « grands tourbillons » que nous aborderons dans un chapitre suivant replacent ces phénomènes dans le contexte plus général de la convection de couche limite. De telles simulations étant relativement récentes, les interrogations portant sur les facteurs principaux gouvernant la taille des tourbillons, l'intensité des vents en leur sein et leur fréquence d'occurrence demeurent sans réponse pour le moment.

Savoir pourquoi certaines structures convectives s'organisent en tourbillon plutôt qu'en colonnes convectives n'étant pas animées de mouvement de rotation propre reste également une question centrale. La source de vorticité de tels tourbillons peut être multiple. Il est en tout cas certain que la rotation planétaire n'influence pas les *dust-devils*, même les plus larges ; le nombre de Rossby de ces phénomènes varie entre  $10^2$  et  $10^3$ . Bien que les inhomog nit s du terrain puissent induire la formation de ces tourbillons, le fait que ces derniers puissent se former sur des terrains très plats en situation de vent faible nécessite une autre source de vorticité. *Renno et al.* [2004] ont suggéré que les structures horizontales de vorticité qui résultent d'un contraste de température local puissent être « soulevées » et « inclinées » par les mouvements convectifs verticaux. L'une des observations qui les ont conduits   proposer ce mécanisme est la formation fréquente de *dust-devils*   la limite des champs irrigués sur Terre. Les simulations aux grands tourbillons réalisées dans des conditions idéalisées terrestres [*Kanak et al.*, 2000] et martiennes [*Toigo et al.*, 2003] ont confirmé que les *dust-devils* pouvaient se former sous la seule action de la convection dans la couche limite, les branches convergentes des cellules convectives semblant constituer des zones préférentielles de formation de ces tourbillons (voir chapitre suivant).

**MODÈLE THERMODYNAMIQUE** En mettant de côté les mécanismes qui leur donnent naissance, l'aspect « structurel » des *dust-devils* peut être décrit par un modèle thermodynamique simple [*Renno et al.*, 1998] dont les lois d'échelle se sont révélées en accord avec les tourbillons terrestres et martiens [*Renno et al.*, 2000]. Le tourbillon est vu comme une machine thermique, dont la source de chaleur est le flux de chaleur sensible   la surface, le puits de chaleur est le refroidissement radiatif des parcelles d'air sortant au sommet du vortex. Les pertes du système sont les frottements   la surface. Les caractéristiques du tourbillon peuvent être exprimées en fonction de son efficacité thermodynamique  $\eta$  (part de la chaleur reçue convertie en travail) et de la perte d'énergie par friction  $\gamma$ . La dépression au sein du tourbillon s'exprime alors

$$\Delta p \sim \frac{\gamma \eta c_p p_\infty \Delta T}{R T_\infty} \quad \text{avec} \quad \Delta T \sim \frac{c_p \eta H_s}{8 \varepsilon \sigma g h_c T_t} \quad (\text{II.18})$$

où l'indice  $\infty$  indique les valeurs d'environnement loin du tourbillon proche de la surface et  $T_t$  la température   l'altitude   laquelle les particules d'air chaud sont éjectées du tourbillon [nous avons donc  $\eta \sim (T_\infty - T_t)/T_\infty$ ]. La dépression au sein du tourbillon, et donc son intensité, dépendent de sa profondeur, *via*  $\eta$ , et de la perturbation de température  $\Delta T$  (reliée au travail disponible  $W$  pour une unité de masse d'air par  $W = \eta c_p \Delta T$ ). La source de vorticité initiale dont nous avons discuté au paragraphe pr c dent ne contrôle par conséquent que l'existence et la taille du tourbillon convectif.

Au premier ordre, le tourbillon de petite échelle considéré est en équilibre cyclostrophique (le gradient de pression équilibre la force centrifuge) et la vitesse se déduit de l'expression de la dépression (II.18) par le calcul

$$v = \sqrt{RT_\infty \frac{\Delta p}{p}} \quad (\text{II.19})$$

La vitesse au sein du tourbillon convectif ne dépend donc elle aussi que de la thermodynamique du système et pas de la perturbation initiale qui lui a donnée naissance. Proche de la surface, l'équilibre cyclostrophique n'est pas respecté à cause des frottements qui s'opposent à la vitesse : il en résulte une convergence vers le centre du vortex en dépression (mécanisme similaire au modèle d'Ekman où la force centrifuge remplace la force de Coriolis). La poussière peut ainsi être entraînée vers le centre du tourbillon, puis par les ascendances sur les « murs » de ce tourbillon, donnant naissance aux *dust-devils*.

**RÔLE DE LA POUSSIÈRE ?** L'influence du forçage radiatif de la poussière emportée par le *dust-devil* reste une question en suspens. La réponse communément admise est que la poussière entraînée par les tourbillons convectifs n'a pas le temps de chauffer le tourbillon, mais ce point n'a pas été vérifié. La réalité pourrait être tout autre puisque les mesures terrestres de *Lorenz and Myers* [2005] ont montré par imagerie thermique que les particules entraînées par les *dust-devils* sont très fortement chauffées par absorption du rayonnement visible incident. Un tel phénomène pourrait constituer une rétroaction positive pour les tourbillons. Dans les *dust-devils* martiens, qui contiennent jusque 700 fois plus de poussières que le contenu normal dans l'atmosphère martienne [Metzger et al., 1999], une telle contribution au bilan d'énergie du dust devil ne semblerait pouvoir être négligée et requiert un examen plus poussé.

## II.3.2 VENTS DE PENTE

### II.3.2.1 MÉCANISME PRINCIPAL

**ANALYSE QUALITATIVE** Nous l'avons vu, le champ de température proche de la surface est majoritairement contrôlé par les échanges de chaleur sensible et d'énergie radiative avec le sol. La structure verticale de ce champ dépend donc principalement de la distance à la surface et varie très fortement selon l'heure de la journée, sous l'influence du chauffage ou du refroidissement radiatif de la surface. Au voisinage d'un terrain incliné, en se plaçant à un niveau d'altitude constant, des contrastes horizontaux de température apparaissent ainsi entre l'air à proximité de la surface inclinée et l'air à plus grande distance, non perturbé par la pente. Une circulation locale se crée alors de façon analogue aux brises thermiques et donne naissance aux vents de pente. Si le rôle primordial des contrastes de température est compris dès les travaux précurseurs des français Saigey et Fournet vers 1840, l'interprétation dynamique correcte est fournie en 1923 par le météorologue allemand Wengler suite aux travaux de Bjerknes (1898), qui prolonge le théorème de Kelvin (1869) à un fluide barocline.

Le théorème de circulation de Bjerknes est central en météorologie. Il s'obtient en intégrant sur un contour fermé la seconde loi de Newton (I.1), en l'absence de forces de frottement. Dans la mesure où le terme de pesanteur dérive du géopotentiel, les variations de la circulation

$$C = \oint \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l} = \iint (\nabla \wedge \mathbf{v}) \cdot d\mathbf{S} \quad (\text{II.20})$$

s'écrivent uniquement en fonction du terme de production barocline

$$\frac{DC}{Dt} = - \oint \frac{dp}{\rho} = \iint \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \wedge \nabla p \quad (\text{II.21})$$

Dans le cas d'un fluide barotrope, cette équation conduit au théorème de Kelvin (conser-

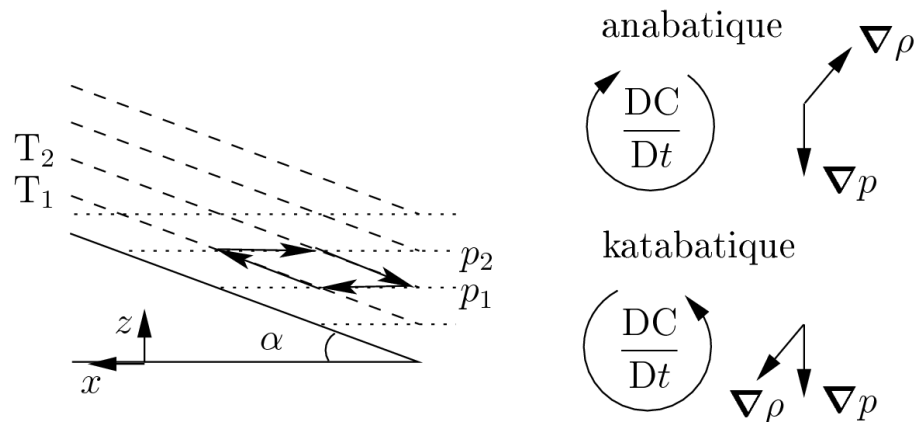


FIG. II.15 – Schéma de principe des vents catabatiques et anabatiques. À gauche de la figure, le schéma décrit l'inclinaison des isothermes résultant de l'inclinaison du terrain. Pour simplifier le schéma, la coordonnée verticale adoptée est la pression. Les flèches indiquent le contour employé pour calculer le terme de « flottaison le long de la pente » (II.24) qui donne naissance aux vents de pente. À droite de la figure, le sens d'intensification de la circulation  $C$  est indiqué par l'orientation du vecteur barocline en appliquant le théorème de Bjerknes (II.21). L'inversion nocturne proche du sol génère les vents catabatiques, qui descendent la pente, et le chauffage diurne des basses couches conduit aux vents anabatiques, qui remontent la pente.

vation de  $C$ ). Utile pour une estimation quantitative des brises thermiques, une version équivalente du théorème de Bjerknes (II.21) est obtenue en utilisant l'équation d'état (I.4)

$$\frac{DC}{Dt} = - \oint \text{RT} \frac{dp}{p} = - \oint c_p \theta d\mathcal{P} \quad (\text{II.22})$$

Si Bjerknes conçoit initialement son théorème pour expliquer la circulation générale atmosphérique et la réponse globale au contraste d'insolation, il en avait également senti ses implications les plus générales [Thorpe *et al.*, 2003] et l'appliqua notamment aux phénomènes de brises thermiques.

L'équation (II.21) n'est pas limitée à une échelle météorologique particulière ; elle nous indique que toute situation de baroclinicité induit des variations de la circulation du vent, ou de façon équivalente, de la vorticité  $\nabla \wedge \mathbf{v}$ . Le théorème de la circulation de Bjerknes n'est d'ailleurs que la formulation dynamique des concepts énergétiques d'énergie potentielle disponible : l'équation (II.22) décrit la conversion de l'énergie potentielle disponible (II.11) en énergie cinétique.

L'application qualitative du théorème de Bjerknes pour prédire la circulation le long des pentes est résumée par la figure II.15. En conditions nocturnes, les basses couches se caractérisent par une inversion de température, contrôlée par le refroidissement radiatif de la surface. Un angle significatif se forme alors entre les vecteurs  $\nabla \rho$  et  $\nabla p$  pour donner naissance à des vents descendant la pente, appelés vents « catabatiques ». L'après-midi, le gradient  $\nabla \rho$  est inversé par rapport à la nuit en raison de la température de surface particulièrement élevée ; les vents dits « anabatiques » remontent la pente. Un raisonnement équivalent est possible avec le géopotential  $\Phi$  et la température potentielle  $\theta$ .



**ANALYSE QUANTITATIVE** En choisissant le contour indiqué sur la figure II.15, nous pouvons donner une estimation quantitative de l'accélération du vent le long d'une pente d'inclinaison  $\alpha$  faible, à l'aide de la formule de Bjerknæs (II.22). Le contour est défini selon deux isothermes  $T_1$  et  $T_2$  suffisamment espacées, pour que  $\Delta T = T_1 - T_2$  représente une bonne estimation de l'inversion nocturne ou du réchauffement près du sol l'après-midi, et selon deux isobares  $p_2 < p_1$  choisies d'espacement infinitésimal et vérifiant l'équilibre hydrostatique. Un tel choix conduit à une intégration relativement simple de l'équation (II.22) en

$$\frac{DC}{Dt} = R \Delta T \ln \frac{p_1}{p_2} = \frac{g \Delta T}{\langle T \rangle} (z_2 - z_1) \quad (\text{II.23})$$

qui illustre correctement un écoulement descendant la pente pour une inversion nocturne ( $\Delta T < 0$ ) et remontant la pente au cours de l'après-midi ( $\Delta T > 0$ ).

En ne retenant que la contribution moyenne des vents de pente  $V = \langle v \rangle$  sur l'isotherme  $T_1$  la plus proche du sol (l'observation montre que la composante suivant  $T_2$  est moins intense), nous obtenons une estimation de l'accélération du vent le long de la pente

$$\frac{DV}{Dt} = \frac{g \Delta T}{\langle T \rangle} \sin \alpha \quad (\text{II.24})$$

Le terme de droite est le gradient de pression horizontal qui donne naissance aux vents, s'apparentant à un terme de « flottaison le long de la pente » (*slope-buoyancy*) [Fleagle, 1950; Mahrt, 1982; Parish, 2003]. Cette équation montre que les vents sont proportionnels à l'inversion de température, à l'accélération de la gravité et à l'inclinaison de la pente mais ne dépendent pas de la longueur de cette dernière.

Nous pouvons alors calculer, à partir de l'équation (II.24), une estimation approximative du rapport entre les vents terrestres et martiens sur une pente de même inclinaison

$$\frac{V_{\text{Mars}}}{V_{\text{Terre}}} = \frac{(g \Delta T / \langle T \rangle)_{\text{Mars}}}{(g \Delta T / \langle T \rangle)_{\text{Terre}}} \sim 3 \quad (\text{II.25})$$

avec des conditions terrestres hivernales et nocturnes à Tamanrasset dans le désert du Sahara : 22.8N, 5.43E,  $\langle T \rangle = 285$  K, inversion sur les 250 premiers mètres  $\Delta T = 5$  K, et des conditions martiennes aux mêmes coordonnées pendant l'hiver Nord :  $\langle T \rangle = 175$  K, inversion sur les 250 premiers mètres  $\Delta T = 30$  K.

Ainsi, bien que la gravité soit trois fois plus faible sur Mars, les inversions nocturnes extrêmement stables conduisent donc à des vents catabatiques significativement plus élevés que sur Terre. De même, les gradients superadiabatiques observés en journée laissent présager des vents anabatiques également plus intenses.

Les contrastes topographiques étant plus marqués sur Mars que sur Terre et l'altitude des montagnes les plus hautes dépassant l'échelle de hauteur atmosphérique, les vents de pente martiens sont donc l'une des composantes météorologiques essentielles de la planète rouge. Par définition, les vents de pente ne constituent d'ailleurs pas des phénomènes purement méso-échelle. Néanmoins, ils sont en général décrits comme tel puisque raffiner l'échelle horizontale conduit naturellement à considérer des variations topographiques plus marquées qu'en météorologie synoptique.

Bien que moins intenses que sur Mars, les vents de pente terrestres ont un impact non négligeable sur la météorologie des montagnes : modification des précipitations, variations des concentration de polluants et rôle dans le déclenchement de la convection. Ils ont donc naturellement donné lieu à une abondante littérature au cours du XXe siècle [voir e.g. la revue de *Manins and Sawford*, 1979]. Les vents catabatiques terrestres les plus puissants se développent plutôt sur les grandes terres glacées comme l'Antarctique ou le Groenland [Bromwich et al., 2001] où les gradients de température proches du sol peuvent atteindre des valeurs proches de 25 K comme sur Mars.

## II.3.2.2 INFLUENCE DES PHÉNOMÈNES DE COUCHE LIMITE

L'équation (II.24) ne décrit l'évolution des vents de pente qu'en moyenne, sous l'influence d'un gradient de température bien établi, en négligeant toute force de friction. Elle constitue une version à l'évidence très simplifiée de la loi de Newton (I.1), avec pour seul membre de droite le terme de « flottaison le long de la pente ». Le régime de l'écoulement dépend ensuite des termes qui viennent s'ajouter à ce gradient de pression [Mahrt, 1982]. Par exemple, si l'on adopte un point de vue eulérien, l'équation (II.24) est un équilibre d'advection-gravité dans lequel les forces de friction sont négligées. Lorsque l'advection domine, notamment dans le cas d'une variation très abrupte de pente en situation de fort vent catabatique, des phénomènes non-linéaires apparaissent et peuvent donner lieu à un ressaut hydraulique. Un tel phénomène survient par exemple lorsque les vents catabatiques intenses en Antarctique parviennent sur le rebord du continent [Ball, 1956].

**MODÈLE DE PRANDTL** Par ailleurs, les vents anabatiques et catabatiques se développent dans la couche limite atmosphérique, il est donc peu réaliste de ne pas inclure les effets de friction dans un modèle de ces vents, même très conceptuel. Un équilibre entre le gradient de pression précité et les forces de friction constitue le modèle décrit par Prandtl [1942] et Defant [1949]. Les effets non-linéaires d'advection sont par ailleurs négligés et les équations de Prandtl s'écrivent alors

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = \left[ \frac{g}{\theta_0} \sin \alpha \right] \theta' + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial}{\partial z} u' \quad (\text{II.26})$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = \left[ - \frac{N^2 \theta_0}{g} \sin \alpha \right] u' + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial}{\partial z} \theta' \quad (\text{II.27})$$

où  $\theta_0$  le profil vertical de référence de température potentielle et  $K$  le coefficient de mélange turbulent. Le premier terme de droite de l'équation (II.26) est l'équivalent de la « flottaison le long de la pente » de l'équation (II.24) et le premier terme de droite de l'équation (II.27) représente le chauffage (refroidissement) adiabatique induit par la descente (ascension) le long de la pente.

Les vents catabatiques doivent être distingués des vents de foehn, qui sont des vents chauds descendant les pentes, mais qui résultent d'un forçage météorologique et non d'une différence de densité suite à des variations thermiques locales. Néanmoins, le chauffage par compression adiabatique induit par les vents catabatiques n'est pas négligeable, quand bien même la descente d'air reste globalement froide. Une conséquence intéressante est la présence d'oscillations du vent catabatique [Fleagle, 1950]. Au cours de l'accélération le long de la pente, le chauffage par compression adiabatique génère un gradient de pression en sens contraire qui ralentit l'écoulement, donc diminue la friction ; le refroidissement radiatif augmente ensuite, le gradient de pression avec lui, ainsi de suite pour donner lieu à des oscillations. Bastin and Drobinski [2005] ont montré que de telles oscillations sont également observées dans le cas des vents anabatiques.

L'écoulement décrit par les équations (II.26) et (II.27) admet, dans la limite stationnaire et pour  $K$  constant<sup>12</sup>, des perturbations de la forme

$$\mathcal{F}(\zeta) e^{-\zeta} \quad \text{avec} \quad \zeta = \frac{z}{\ell} \quad (\text{II.28})$$

où  $\mathcal{F} \equiv \cos$  pour la température potentielle  $\theta'$  (l'écart de température augmente si l'on se rapproche de la surface) et  $\mathcal{F} \equiv \sin$  pour la vitesse du vent le long de la pente  $u'$  (le maximum du jet est situé au-dessus de la surface à cause des effets de friction).

<sup>12</sup>De nombreux auteurs ont repris et raffiné le modèle de Prandtl. Des résultats plus en accord avec les observations sont obtenus en considérant un profil vertical réaliste du coefficient de mélange  $K(z)$  [e.g. Ye et al., 1987].

La longueur de Prandtl  $\ell$

$$\ell = \sqrt{\frac{2K}{N \sin \alpha}} \quad (\text{II.29})$$

est une estimation de la hauteur de la couche où se développent les vents catabatiques ou anabatiques, proportionnelle à la vigueur du mélange turbulent<sup>13</sup> et inversement proportionnelle à la stabilité atmosphérique et à l'inclinaison de la pente.

**APPLICATION** Le modèle simplifié de Prandtl donne avec une bonne approximation le profil moyen des vents de pente sur Terre [Parmhed, 2004] et sur Mars [Savijärvi and Siili, 1993] dans les cas où la force de Coriolis peut être négligée<sup>14</sup>. En considérant que  $K_{\text{Mars}}$  est un ordre de grandeur plus grand que  $K_{\text{Terre}}$ , l'équation (II.29) permet d'ailleurs d'évaluer comparativement la hauteur typique de développement des vents anabatiques sur la Terre et sur Mars

$$\frac{\ell_{\text{Mars}}}{\ell_{\text{Terre}}} = \sqrt{\frac{K_{\text{Mars}} N_{\text{Terre}}}{K_{\text{Terre}} N_{\text{Mars}}}} \sim 4.5 \quad (\text{II.30})$$

Les vents anabatiques martiens sont donc beaucoup moins confinés près de la surface que leurs homologues terrestres, et bien mélangés verticalement par la couche limite martienne plus vigoureuse que son équivalente terrestre. Etant donné le déclin abrupt de la couche limite convective martienne à la fin de l'après-midi et la conversion très rapide du gradient superadiabatique de jour en l'inversion stable de nuit, la transition entre vents anabatiques et catabatiques est elle aussi très brusque.

Par ailleurs, la comparaison de la vitesse des vents opérée à l'équation (II.25) doit être revue en prenant en compte les termes de friction. L'étude idéalisée complète de Ye *et al.* [1990], validée par un modèle méso-échelle bidimensionnel, montre que le rapport  $V_{\text{Mars}}/V_{\text{Terre}}$  est approximativement de 2.4, ce qui n'invalidé pas le diagnostic général dérivé de l'équation (II.25). Dans le cas des vents anabatiques l'après-midi, les simulations effectuées par ces auteurs montrent la contribution importante sur Mars de la divergence du flux radiatif dans l'infra-rouge pour l'établissement des vents de pente, là où le flux de chaleur sensible prédomine sur Terre (voir la formule (II.17) et la figure II.16). Le flux de chaleur sensible martien peut être beaucoup plus influencé par les variations du vent le long de la pente que son équivalent terrestre : lorsque le vent s'atténue, le flux de chaleur sensible devient moins important également. La contribution de la friction explique que les vents anabatiques soient plus faibles que les vents catabatiques [Savijärvi and Siili, 1993].

**DISCUSSION** Les simulations de Ye *et al.* [1990] avaient pour principal défaut de ne pas prendre en compte le chauffage par les poussières dans les basses couches, qui peut être significatif comme décrit dans la section précédente. Les poussières agissent sur les vents de pente en influençant la stabilité statique  $N$  et la profondeur de la couche limite (donnée indirectement par  $K$  dans le modèle de Prandtl), ce qui déplace l'équilibre entre le gradient de pression et les forces de friction donné par les équations de Prandtl (II.26) et (II.27). De plus, l'impact radiatif des poussières (réflexion, émission, absorption) peut influencer le terme de « flottaison suivant la pente » en modifiant les contrastes thermiques. Remarquant que le phénomène reste très peu étudié, Haberle *et al.* [1993] montrent par un modèle unidimensionnel prenant en compte tous les forçages radiatifs que les vents de pente sont d'intensité plus faible dans une atmosphère poussiéreuse qu'en situation de ciel clair. La présence de poussières provoque selon cette étude un amoindrissement du stress de vent

<sup>13</sup>En toute rigueur, il aurait fallu employer un coefficient différent pour le coefficient de mélange de quantité de mouvement  $K_u$  dans l'équation (II.26) et le coefficient de mélange de chaleur  $K_\theta$  dans l'équation (II.27). L'expression de la longueur de Prandtl est alors

$$\ell = \sqrt[4]{\frac{4K_u^2 K_\theta^2}{N^2 \sin^2 \alpha}}$$

<sup>14</sup>Dans le cas contraire, il s'agit d'un nouveau type de régime de l'écoulement, dit d'Ekman-gravité [Mahrt, 1982], par analogie avec la spirale d'Ekman qui résulte d'un équilibre entre force de Coriolis et forces de friction. Les vents catabatiques antarctiques sont un exemple d'écoulement d'Ekman-gravité [Parish, 1984]. Le modèle de Prandtl peut être étendu à ce type d'écoulement moyennant quelques approximations [e.g. Stiperski *et al.*, 2007].

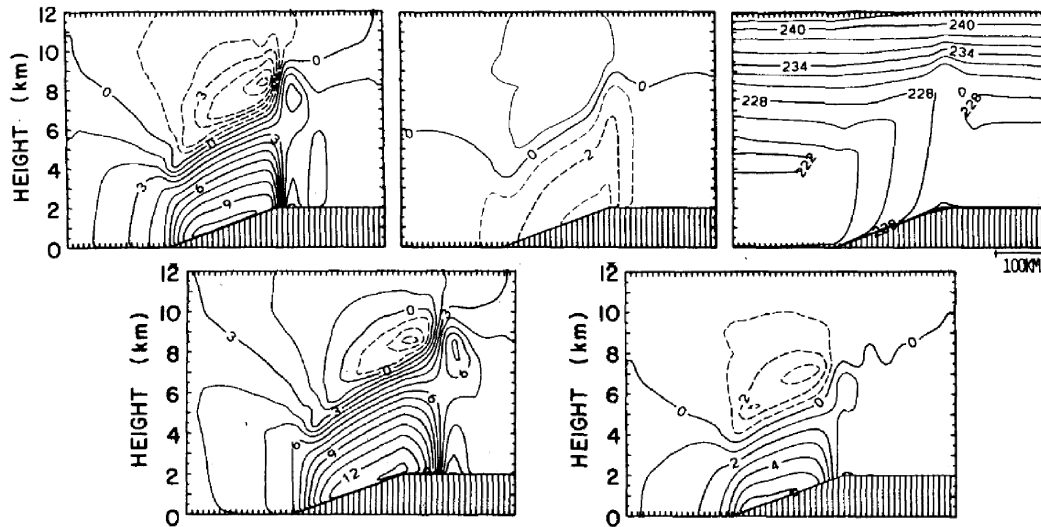


FIG. II.16 – Résultats de simulations méso-échelle bidimensionnelles le long d’une pente à 14 : 00. La différence d’altitude entre les deux plateaux est 2000 m. [HAUT] Cas de référence montrant de gauche à droite la composante du vent face à la pente ( $\text{m s}^{-1}$ ), la composante du vent perpendiculaire à la pente ( $\text{m s}^{-1}$ ) et le champ de température potentielle (K). Une composante géostrophique perpendiculaire à la pente de  $0.5 \text{ m s}^{-1}$  est imposée. [BAS] Composante du vent le long de la pente (gauche) pour un vent géostrophique de  $3 \text{ m s}^{-1}$  dirigé de gauche à droite et (droite) en éliminant les termes radiatifs. La comparaison entre les figures du bas et le cas-test du haut montre l’intensification des vents de pente par la composante de grande échelle et l’importance des termes radiatifs comme moteurs des vents dans la couche limite. Image extraite de *Ye et al.* [1990].

proche du sol, donc une rétroaction négative du soulèvement de poussières. Le fait que les vents de pente, un phénomène essentiellement bidimensionnel, soit paramétrisé dans leur modèle limite néanmoins la portée des résultats.

Le phénomène des vents de pente sur Mars lie très étroitement une circulation contrôlée par les gradients de température et la couche limite dans laquelle ils prennent place, très profonde pour les vents adiabatiques et très mince pour les vents catabatiques. Nous n’avons cependant abordé les mouvements de couche limite qu’en tant que perturbation d’une circulation thermique prédominante le long des pentes. A l’inverse, il faudrait se demander comment les mouvements convectifs le jour peuvent être influencés par l’obstacle topographique. Ce problème est resté peu abordé sur Terre et pourrait avoir un impact significatif sur les mécanismes de déclenchement de la convection. Les vents de pente peuvent par exemple favoriser une turbulence forcée en augmentant le cisaillement des basses couches.

### II.3.2.3 INFLUENCE DE L’ENVIRONNEMENT

L’inclinaison du terrain, les inversions de température et les propriétés de couche limite ne sont pas les seuls paramètres décrivant l’accélération du vent le long des pentes. La circulation locale ne peut être artificiellement séparée des conditions de grande échelle ou des conditions méso-échelle loin de la pente. Au gradient « local » de pression s’ajoute ainsi le gradient de pression « de l’environnement » qui prévaut dans la partie du fluide atmosphérique non influencée par la pente. L’équation (II.24) devient ainsi

$$\frac{DV}{Dt} = \frac{g \Delta T}{\langle T \rangle} \sin \alpha - \frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial p_\infty}{\partial x} \quad (\text{II.31})$$

Pour reprendre la description du phénomène au moyen du théorème de Bjerknes, les contrastes thermiques à méso-échelle ou à grande échelle peuvent compléter ou annihiler la baroclinicité liée aux contrastes thermiques au voisinage de la pente (le cas d'une brise thermique est schématisé par la figure II.17). Les exemples terrestres sont en fait nombreux. La présence d'un minimum dépressionnaire dans le golfe de Gênes conditionne généralement les épisodes de fort mistral (vent catabatique descendant du massif des Alpes vers la vallée du Rhône). À l'inverse, une situation très anticyclonique peut sévèrement limiter l'amplitude des vents catabatiques, au Groenland par exemple [Forget and Schmitt, 2006].

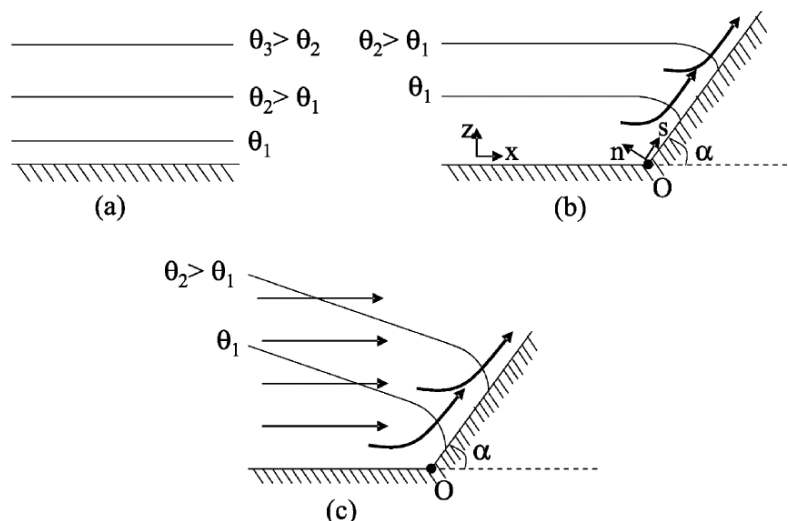


FIG. II.17 – Schéma résumant l'effet d'une brise thermique sur les vents de pente. La figure (b) est l'équivalent de la figure II.15 pour le champ de température potentielle dans le cas terrestre (gradients de température proches du sol moins marqués que sur Mars). La figure (c) montre l'effet positif de la circulation méso-échelle de brise thermique sur les vents anabatiques. Image extraite de *Bastin and Drobinski* [2005].

Sur Mars également, un contexte synoptique ou régional calme et/ou des terrains très accidentés peuvent expliquer la prédominance des vents de pente sur le climat local. Sur une pente modérée ou en cas de circulations synoptiques et régionales intenses, un renforcement ou un ralentissement des vents catabatiques et anabatiques peut cependant apparaître (se reporter à la figure II.16 pour un exemple). D'intenses brises thermiques soufflent par exemple aux abords des calottes polaires saisonnières, modifiant l'intensité des vents de pente [Siili *et al.*, 1999]. Par ailleurs, lors d'une tempête de poussière, la circulation de Hadley et la réponse de l'atmosphère sous la forme de marées thermiques s'intensifient, augmentant le gradient de pression de l'environnement dans l'équation (II.31). Il se peut donc, contrairement à ce que nous notions précédemment, que les vents de pente ne soient pas ralentis en situation de tempête de poussière, mais que la contribution du terme de « flottaison suivant la pente » soit simplement moins centrale.

Pour cette même raison de compétition entre forçage local et forçage global, il est difficile d'interpréter le cycle diurne de rotation du vent près de la surface observé aux sites Viking Lander et Pathfinder (voir au chapitre suivant la figure III.8). Par des simulations méso-échelle bidimensionnelles, *Savijarvi and Siili* [1993] expliquent ce phénomène par l'influence de la force de Coriolis sur les circulations catabatiques et anabatiques induites par la pente locale. L'accord entre les simulations et les observations est néanmoins meilleur au site Viking 2 qu'au site Viking 1, situé sous des latitudes plus faibles. Il est donc fort possible que la contribution des marées thermiques, non prises en compte dans le modèle de *Savijarvi and Siili* [1993], soit loin d'être négligeable. Notamment,

comme le montre la figure III.8, la rotation du vent au site Pathfinder de latitude proche de celle de Viking 1 est conséquente le jour mais modérée la nuit, traduisant l'influence du passage des ondes de marée thermique en journée.

Enfin, les situations de topographie réelle sont souvent plus complexes que la simple pente adoptée dans la présente discussion. Dans le cas d'une vallée, la partie supérieure de la circulation thermique prédite par le théorème de Bjerknes<sup>15</sup> doit être considérée. En effet, en prenant l'exemple des vents anabatiques, une subsidence peut alors exister au centre de la vallée et provoquer un réchauffement adiabatique, donc modifier la morphologie et l'intensité des vents proches de la pente. *Rampanelli et al.* [2004] montrent ainsi dans un cas terrestre que ce mécanisme peut constituer une rétroaction positive des vents anabatiques, et *Rafkin and Michaels* [2003] font la même constatation en étudiant la circulation dans le canyon martien Valles Marineris. Si les principes des vents de pente sont donc facilement descriptibles par des modèles idéalisés ou des simulations bidimensionnelles, décrire la circulation dans des complexes topographiques réels reste difficile sans modélisation méso-échelle tridimensionnelle complète.

### II.3.3 ONDES DE GRAVITÉ

#### II.3.3.1 GÉNÉRALITÉS

Comme décrit au chapitre précédent, les ondes de gravité sont associées aux mouvements verticaux provoqués par la force de rappel de flottaison ; de telles ondes se forment dans une atmosphère stratifiée stable. Par rapport aux conditions terrestres, la fréquence de Brunt-Väisälä est du même ordre de grandeur sur Mars, bien que légèrement plus faible, et le paramètre de Coriolis  $f$  martien est très similaire, du fait du taux de rotation similaire entre les deux planètes. Selon la relation de dispersion (I.50), les caractéristiques générales des ondes de gravité sont donc très proches sur Mars et sur Terre. En particulier, l'extension spatiale des ondes d'inertie-gravité sur les deux planètes est similaire, comme en attestent les valeurs très proches du rayon de déformation de Rossby  $L_R$  indiquées par le tableau II.1.

Les ondes de gravité peuvent être confinées verticalement ou se propager suivant les conditions imposées par les variations de stabilité atmosphérique et le cisaillement de vent. La densité de l'air diminuant en altitude, les ondes se propageant verticalement voient leur amplitude croître jusqu'au déferlement, où elles forcent l'écoulement moyen par « dépôt » de quantité de mouvement et de chaleur. L'apparition d'un niveau critique, c'est-à-dire un niveau pour lequel la vitesse de phase de l'onde devient égale à la vitesse du vent environnant, conduit à des effets similaires. Que ce soit sur Mars ou sur Terre, un tel forçage a pour effet notamment de « fermer » les jets d'ouest des moyennes latitudes de l'hémisphère d'hiver, en induisant un effet de freinage de haute altitude. Les modèles de circulation générale martiens ont donc adopté les paramétrisations des ondes de gravité développées pour la Terre [*Palmer*, 1986 ; *Lott and Miller*, 1997], ce qui a conduit à une meilleure représentation de la circulation méridienne [*Collins et al.*, 1997 ; *Forget et al.*, 1999].

Les observations d'ondes de gravité sur Mars restent peu nombreuses. Néanmoins, à des altitudes entre 60 et 100 km, de larges fluctuations de densité et de température (jusque 50%) sur des échelles verticales inférieures à 10 km ont été détectées sur les profils d'entrée de Pathfinder [*Magalhães et al.*, 1999] ou les mesures par radio-occultations MGS [*Hinson et al.*, 1999], causées vraisemblablement par les ondes de gravité et leur interaction avec l'écoulement moyen. Les données des accéléromètres de MGS et Mars Odyssey ont également révélé des fluctuations de densité de plusieurs dizaines de % sur des échelles horizontales de 20 à 200 km [*Withers*, 2006 ; *Fritts et al.*, 2006]. Les signatures de ces ondes apparaissent comme relativement plus élevées dans l'atmosphère martienne que dans la haute atmosphère terrestre, un fait qui semble confirmé par les simulations numériques [*Barnes*, 1990, *Blamont and Chassefière*, 1993]. La difficulté reste cependant de séparer la contribution des ondes de marées thermiques de celles des ondes de gravité.

<sup>15</sup>Il s'agit de la composante selon l'isotherme  $T_2$  sur le schéma II.15, que nous avons négligée pour parvenir à l'équation simple (II.24).

### II.3.3.2 ONDES DE GRAVITÉ DE MONTAGNE

Dans la troposphère martienne, les ondes de gravité peuvent être observées indirectement sur les images satellite par les nuages ondulés de glace d'eau ou de CO<sub>2</sub> dans les sillages des montagnes. De tels phénomènes sont observés depuis la mission Mariner 9 [Briggs and Leovy, 1974]; nous en donnons un exemple martien sur l'image OMEGA en figure II.18. Comme sur Terre, ces ondes de gravité sont déclenchées par l'interaction entre le vent incident et les obstacles topographiques en condition de stratification stable [Queney, 1947; voir également la revue de Durran, 2003]. L'application de la théorie des ondes de montagne à Mars a permis à Pirraglia [1976] de reproduire les structures caractéristiques (*ship-wake*) identifiées en aval des montagnes et des cratères sur les images Mariner 9.

**PARAMÈTRE DE SCORER** Sans rentrer dans les détails du vaste domaine de l'étude des ondes de montagne, nous pouvons néanmoins donner quelques éléments simples nous permettant de comparer Mars à la Terre. Considérons un écoulement  $U$ , orienté selon la direction  $x$  et constant selon l'altitude, passant sur une chaîne sinusoïdale de montagnes  $h(x) = h_0 \cos kx$ . Les ondes de montagne se développent sur des échelles de temps plus courtes que la journée, nous pouvons considérer pour simplifier que la rotation planétaire n'a pas d'influence.

La montagne force des ondes stationnaires par rapport au sol, telles que  $\omega = 0$  (autrement dit, la vitesse de phase intrinsèque des ondes est  $-U$ ). La relation de dispersion (I.50) conduit alors au nombre d'onde vertical

$$m^2 = S^2 - k^2 \quad \text{avec} \quad S^2 = \frac{N^2}{U^2} - \frac{1}{4H^2} \quad (\text{II.32})$$

$S$  est nommé le paramètre de Scorer [Scorer, 1956]. Selon l'équation (II.32), les conditions de propagation verticales des ondes de montagne ( $S > k$ ) sont d'une part, pour assurer une grande valeur de  $S$ , une stratification stable et un vent proche de la surface modéré<sup>16</sup> et d'autre part, pour assurer une valeur de  $k$  faible, de larges montagnes. Dans le cas contraire, les ondes sont évanescentes et confinées près du sol.

$\ell = 2\pi/S$  donne, pour une morphologie donnée d'obstacle topographique, une borne inférieure à la longueur d'onde horizontale des modes propagatifs selon la verticale. Les modes évanescents sont donc de longueur d'onde horizontale

$$\lambda_x < \ell \quad \text{avec} \quad \ell \sim \frac{2\pi U}{N} \quad (\text{II.33})$$

(le terme de décroissance de la densité est en fait relativement négligeable devant le terme  $N/U$ ). Pour un vent moyen de 20 m.s<sup>-1</sup>, nous avons

$$\frac{\ell_{\text{Mars}}^2}{\ell_{\text{Terre}}^2} \sim 2.8 \quad (\text{II.34})$$

ce qui indique, d'après (II.33), que l'atmosphère martienne permet (en moyenne) des modes évanescents de longueur d'onde horizontale plus grande que l'atmosphère terrestre.  $\ell_{\text{Mars}}$  et  $\ell_{\text{Terre}}$  restent cependant du même ordre de grandeur, ce qui indique une relative similarité des régimes d'ondes de montagne sur les deux planètes, pour les mêmes conditions de vent incident et de taille de l'obstacle topographique.

**INTENSITÉ DES ONDES** La condition de continuité au sol s'écrit par ailleurs

$$w'(x, 0) = (Dh/Dt)_{z=0} \sim U \partial h / \partial x = -k U h_0 \sin kx \quad (\text{II.35})$$

et en utilisant l'expression monochromatique de  $w'$  donnée par (I.47), une solution se propageant suivant la verticale s'écrit  $w'(x, z) = k U h_0 \sin(kx + mz)$ . De plus fortes perturbations de vitesse verticales sont à attendre lorsque les variations orographiques sont plus grandes, comme c'est le cas sur Mars où la hauteur des grands volcans de Tharsis ou d'Elysium Mons excède l'échelle de hauteur atmosphérique.

<sup>16</sup>L'échelle de hauteur ne doit de plus pas être trop faible, mais ce point est en général vérifié dans la plupart des atmosphères planétaires.

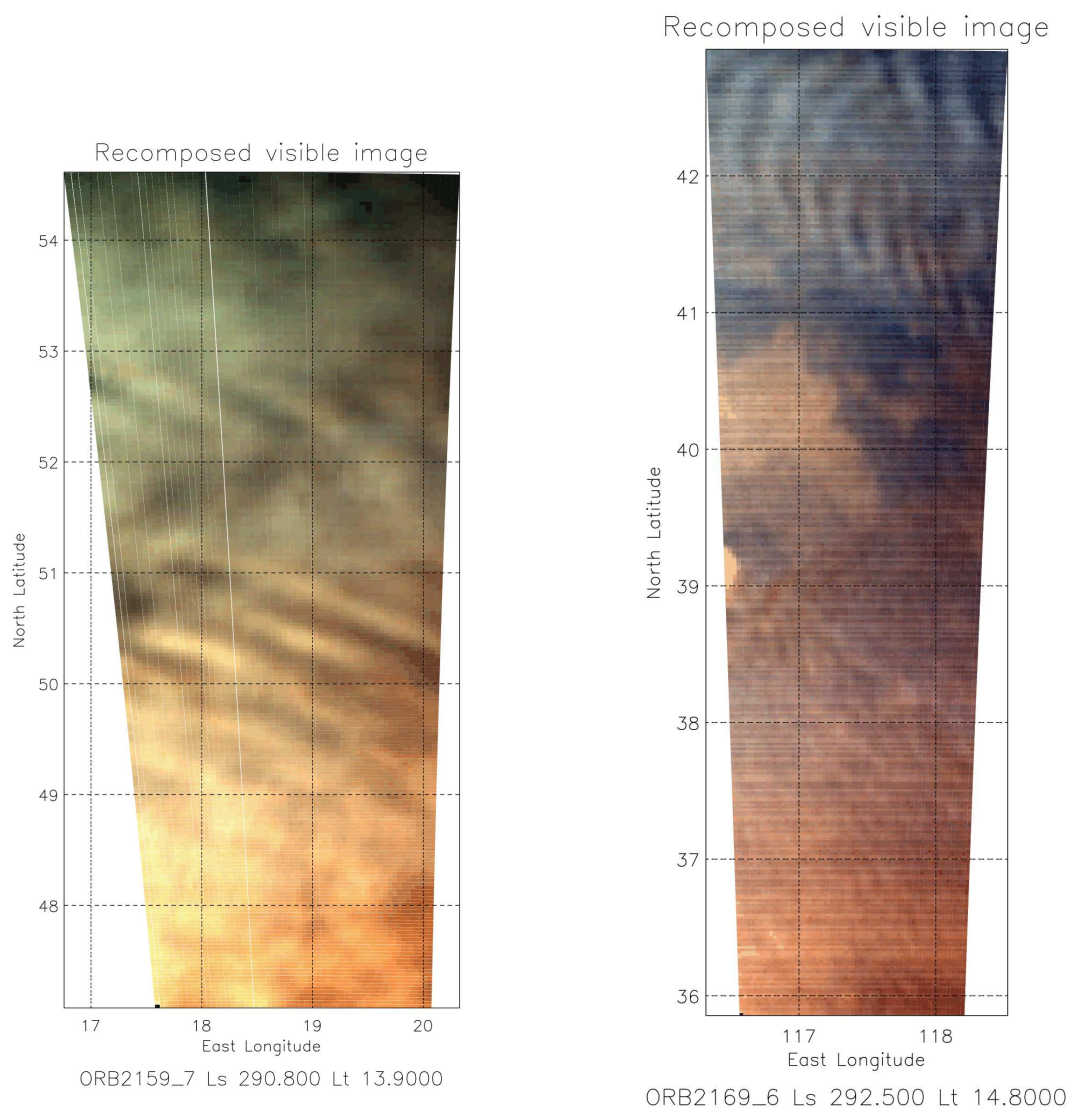


FIG. II.18 – Nuages traduisant l'activité d'ondes de gravité troposphériques sur Mars dans les plaines du nord à la fin de l'hiver. De nombreux nuages de glace d'eau se forment dans les moyennes latitudes à cette saison en suivant le rétrécissement de la calotte polaire saisonnière (voir figure II.4). Les ondes de gravité atmosphériques induisent des variations locales de température et de transport qui donnent naissance à ces structures nuageuses très courantes également sur Terre. Les sources de ces ondes sont vraisemblablement topographiques (cratères isolés). Les deux images ont été réalisées à l'aide des données du spectro-imageur OMEGA embarqué sur Mars Express.



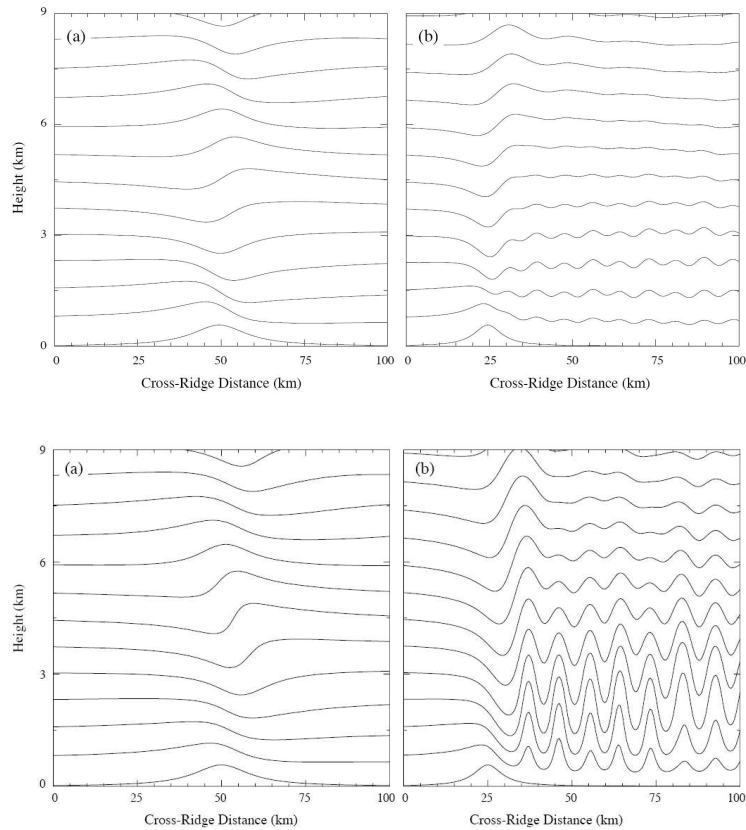


FIG. II.19 – Rappel de la forme des lignes de champs prédite par la théorie linéaire [HAUT] ou par modélisation avec les termes non-linéaires [BAS] dans le cas d’une onde de montagne stationnaire par rapport au sol : (gauche) propagation verticale pour une échelle adimensionnelle de montagne  $h_0/UN \sim 0.6$  et (droite) onde piégée pour une échelle adimensionnelle de montagne  $h_0/UN \sim 0.6$  en dessous de 3 km et 0.24 au dessus de 3 km. Les vignettes de gauche peuvent être comparées aux résultats de simulations méso-échelle présentés à la figure I.7. Images tirées de *Durran* [2003].

La discussion menée sur une rangée sinusoidale de montagnes est valable dans le cas d’une montagne isolée en raisonnant avec des séries de Fourier dont les modes se comportent individuellement comme les solutions de la chaîne sinusoidale de montagnes. La forme des lignes de champ obtenues pour une onde de gravité de montagne se propageant verticalement est rappelée sur la figure II.19 (gauche). Les lignes de champ indiquent clairement une décélération de l’écoulement du côté vent, et une accélération de l’écoulement dans le sillage de la montagne. *Smith* [1980] a donné une expression simple des perturbations de pression de surface causées par les ondes de gravité en amont et en aval d’une montagne gaussienne

$$\frac{p'_s}{\rho N U h_0} = -\frac{x}{a} \left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{-\frac{3}{2}} \quad (\text{II.36})$$

avec  $x$  coordonnée centrée sur la montagne,  $a$  la demi-largeur de l’obstacle et  $r$  la distance du centre de l’obstacle. Une telle formule peut être raffinée à des obstacles topographiques plus complexes [*Phillips*, 1984] en utilisant la transformée de Fourier orographique  $\hat{h}$

$$p'_s(x, y) = \rho N^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{i \hat{h}(k, l)}{m(k, l)} e^{i(kx+ly)} dk dl \quad (\text{II.37})$$

Dans la formule (II.36), le terme de gauche peut être vu comme la perturbation de pression adimensionnelle. Pour des situations réelles variées (différents nombres de Rossby et de Froude), *Koffi et al.* [1998] donnent un intervalle de [0.4 ; 2.5] pour les variations de ce paramètre, soit dans le cas d'une montagne terrestre de 1500 m et d'un vent incident de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ , une perturbation de pression entre 0.6 et 1.5 hPa, en bon accord avec des campagnes de mesures de pression à proximité des obstacles topographiques [*Mass and Ferber, 1990 ; Bénéch et al., 1998*].

Puisque la perturbation de pression adimensionnelle inclut tous les paramètres décrivant l'écoulement simplifié autour de la montagne, les ordres de grandeur des perturbations de pression sur Mars peuvent donc être déduits des valeurs adimensionnelles de *Koffi et al.* [1998] : entre 0.5 et 4.5 Pa pour un écoulement et une montagne similaires à ceux supposés pour la Terre. En pourcentage de la pression totale, les valeurs sont très proches entre Mars et la Terre.

Tous les résultats précités constituent la théorie linéaire, qui s'applique lorsque les déplacements horizontaux sont négligeables, autrement dit lorsque le nombre de Froude défini par l'équation (I.20) est supérieur à 1 ou de façon équivalente lorsque la « hauteur adimensionnelle » de la montagne  $h_0/UN$  est négligeable devant 1. Lorsque le nombre de Froude est inférieur à 1, des effets non-linéaires de sillage, de blocage et de points de stagnation mettent en défaut la théorie linéaire [*Smolarkiewicz, 1988*]. Comme le montre la figure II.19, les ondes sont plus intenses en situation non linéaire et induisent des perturbations plus marquées des lignes de champ. Nous reviendrons sur ces effets non-linéaires à la fin du chapitre suivant en étudiant le cas de la montagne martienne géante Elysium Mons.

**UNE APPLICATION MARTIENNE** Par un modèle simplifié à une couche comme celui décrit ci-dessus, *Pickersgill et Hunt* [1981] ont montré qu'un vent incident supérieur à  $\sim 60 \text{ m.s}^{-1}$  était nécessaire pour rendre compte des ondulations des nuages observées par l'orbiteur Viking dans le sillage d'Ascraeus Mons ( $\lambda_x \sim 40 \text{ km}$ ). Conformément au critère (II.33), les modes évanescents, dont la longueur d'onde est imposée par la morphologie de la montagne, sont amortis si la vitesse est insuffisante ( $\ell \sim 28 \text{ km}$  pour  $U = 40 \text{ m.s}^{-1}$ ). Les auteurs montrent par ailleurs que sur un volcan très élevé comme Ascraeus, la forme des lignes de champ est loin d'être aussi idéalisée que sur la figure II.19 et dépend fortement de la vitesse du vent incident. Les déplacements verticaux de ces lignes de champs au voisinage du volcan atteignent des amplitudes de 6 à 8 km.

L'application de la théorie linéaire par *Pickersgill et Hunt* [1981] aux volcans du plateau de Tharsis, de nombres de Froude inférieurs à 0.5, peut susciter l'interrogation. Cependant, l'atmosphère bien au dessus du sommet est découplée de l'atmosphère plus proche du sol où l'écoulement contourne l'obstacle plutôt que de passer au-dessus. A condition de remplacer la hauteur du volcan par une hauteur effective plus petite, la théorie linéaire peut alors approximativement s'appliquer (à nouveau, nous reviendrons sur ces questions à la fin du chapitre suivant).

**ONDES PIÉGÉES** Le cas où  $S$  est constant suivant la verticale est de toute évidence très idéalisé. Dans la plupart des applications atmosphériques réalistes,  $U$  varie au moins selon l'altitude  $z$  dans une région donnée au voisinage d'une montagne. L'équation (II.32) est dans ce cas toujours valable mais prend la forme de l'équation de Taylor-Goldstein [*Lott, 1998*].  $S$  est alors une fonction de  $z$  qui peut s'exprimer approximativement par

$$S^2 = \frac{N^2}{\bar{U}^2} - \frac{1}{4H^2} - \frac{1}{\bar{U}} \frac{d^2U}{dz^2} \quad (\text{II.38})$$

Une harmonique réunissant toutes les conditions de propagation verticale proche du sol peut alors devenir évanescence lorsqu'elle se propage en hauteur si le nombre de Scorer  $S$  diminue avec l'altitude. Ainsi, les harmoniques les plus courtes sont réfléchies vers le bas, ce qui donne naissance aux modes piégés (*trapped lee waves*, voir la partie droite de la figure II.19). Les phénomènes d'interférence constructive ou destructive déterminent la sélection finale des modes piégés par l'écoulement.

Dans le contexte de la nuit polaire martienne, *Tobie et al.* [2003] ont noté que la décroissance continue du paramètre de Scorer suivant la verticale à partir d'une altitude de 10 km induit le piégeage de nombreux modes dans les basses altitudes. Grâce à un modèle anélastique de

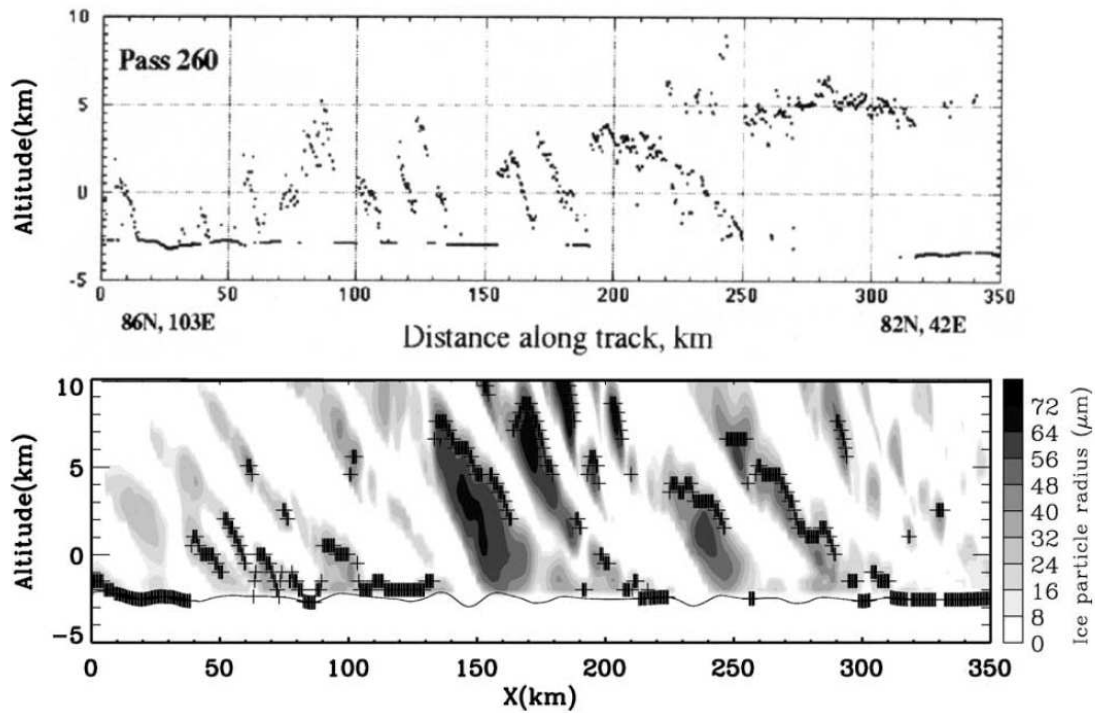


FIG. II.20 – Comparaison entre les échos de l'altimètre MOLA dans la nuit polaire martienne (haut) et les tailles des particules de  $\text{CO}_2$  simulées par un modèle méso-échelle idéalisé d'ondes de montagne couplé à une microphysique des nuages de  $\text{CO}_2$  (bas). Les croix dans le diagramme du bas représentent les échos MOLA prédits par le modèle. Dans les simulations, le vent souffle de gauche à droite à une vitesse de  $10 \text{ m s}^{-1}$  et la température de l'atmosphère est égale à la température de condensation du  $\text{CO}_2$ . La formation de nuages de  $\text{CO}_2$  contrôlés par les ondes de gravité émises par la topographie paraît constituer un scénario très adapté pour interpréter les échos irréguliers de l'altimètre MOLA. Image extraite de *Tobie et al.* [2003].

résolution des équations primitives couplé à une paramétrisation des phénomènes de microphysique et d'échange de chaleur latente, *Tobie et al.* [2003] ont ainsi donné une interprétation dynamique robuste aux nuages de CO<sub>2</sub> observés par l'altimètre laser MOLA [*Pettengill and Ford*, 2000], comme le montre la figure II.20.

**ÉCOULEMENTS RÉELS** La situation d'une montagne réelle sur Mars est probablement un peu plus complexe que sur Terre en raison de l'intensité des vents de pente et des mouvements de couche limite qui viennent se superposer aux ondes de gravité de montagne. Ces effets ont été peu étudiés, y compris sur Terre.

En particulier, le fait que la couche limite martienne puisse atteindre des hauteurs bien plus élevées que sur Terre rend plus difficile l'analyse de l'interaction entre le vent incident et un obstacle topographique « plongé » dans cette couche limite. Il semblerait d'ailleurs, d'après l'étude idéalisée de *Rafkin et al.* [2001], que même une montagne de taille modeste (1 km d'altitude) recevant un vent incident modéré (10 m.s<sup>-1</sup>) puisse causer au cours de l'après-midi une augmentation significative de la hauteur de la couche limite entre l'amont et l'aval de l'obstacle ( $\sim 1$  km). Selon ces auteurs, l'énergie des ondes de gravité est déposée au-dessus de la couche limite en aval de la montagne suite à l'apparition d'un niveau critique<sup>17</sup>. En restant ainsi confinée proche de la surface, cette énergie contribue à augmenter le mélange de chaleur et de quantité de mouvement dans la couche limite, expliquant sa plus grande profondeur en aval qu'en amont.

Pour le même obstacle, l'accélération du vent induite par les ondes en aval est particulièrement élevée dans les conditions très stables de la nuit martienne (le vent atteint  $\sim 20$  m.s<sup>-1</sup>) et vient s'ajouter à la composante catabatique. Les interactions entre les vents catabatiques et les ondes de montagne restent mal connues et font l'objet d'études encore préliminaires en météorologie terrestre [*Poulos et al.*, 2000].

### II.3.3.3 D'AUTRES SOURCES D'ONDES DE GRAVITÉ ?

D'autres sources que la topographie peuvent émettre des ondes de gravité : jets en déséquilibre agéostrophique, mouvements convectifs, cisaillements de vents, interactions onde-onde. L'impact de ces sources sur Mars n'a pas été quantifié, et les observations manquent ; le sujet est d'ailleurs encore à l'étude sur Terre (se reporter par exemple à l'article *Spiga, Teitelbaum and Zeitlin* en annexe, ainsi qu'à la fin du chapitre précédent).

Les jets de haute altitude, 2 fois plus intenses que sur Terre, pourraient constituer sur Mars une source privilégiée d'ondes de gravité. En outre, les nombreuses ondes se propageant dans l'atmosphère martienne (marées thermiques, planétaires, inertie-gravité) sont susceptibles d'interagir pour donner lieu à une émission secondaire d'ondes de gravité. Les tempêtes de poussière, siège d'un intense chauffage et probablement de mouvements verticaux développés, pourraient être des sources particulièrement actives également.

Une étude récente présente la variance en température de profils obtenus par radio-occultation [*Creasey et al.*, 2006]. Cette méthode indirecte montre que l'activité des ondes de gravité n'est pas forcément concentrée autour des obstacles topographiques, mais assez homogène en longitude, avec une préférence pour les latitudes équatoriales (figure II.21). Un tel résultat pourrait constituer la preuve que la source topographique des ondes de gravité n'est pas dominante sur Mars. Il est cependant difficile d'évaluer les biais instrumentaux de la mesure, la contribution des autres types d'ondes au signal (bien que les auteurs n'aient conservé dans le signal que les ondes de longueur d'onde verticale inférieure à 10 km afin d'éviter le signal des ondes de marée thermique) et les effets de filtrage imposés par les conditions atmosphériques pendant la propagation de l'onde. En outre, la figure II.21 paraît bien similaire à la répartition géographique des nuages sur Mars : sachant, comme nous l'avons discuté en section II.1.4, que l'effet radiatif de ces nuages peut faire apparaître des structures sur les profils de température, il convient donc de rester prudent quant à l'interprétation des cartes de *Creasey et al.* [2006].

<sup>17</sup>Pour une onde de montagne stationnaire, une rapide inversion verticale du vent horizontal est un niveau critique [e.g. *Durran*, 2003].

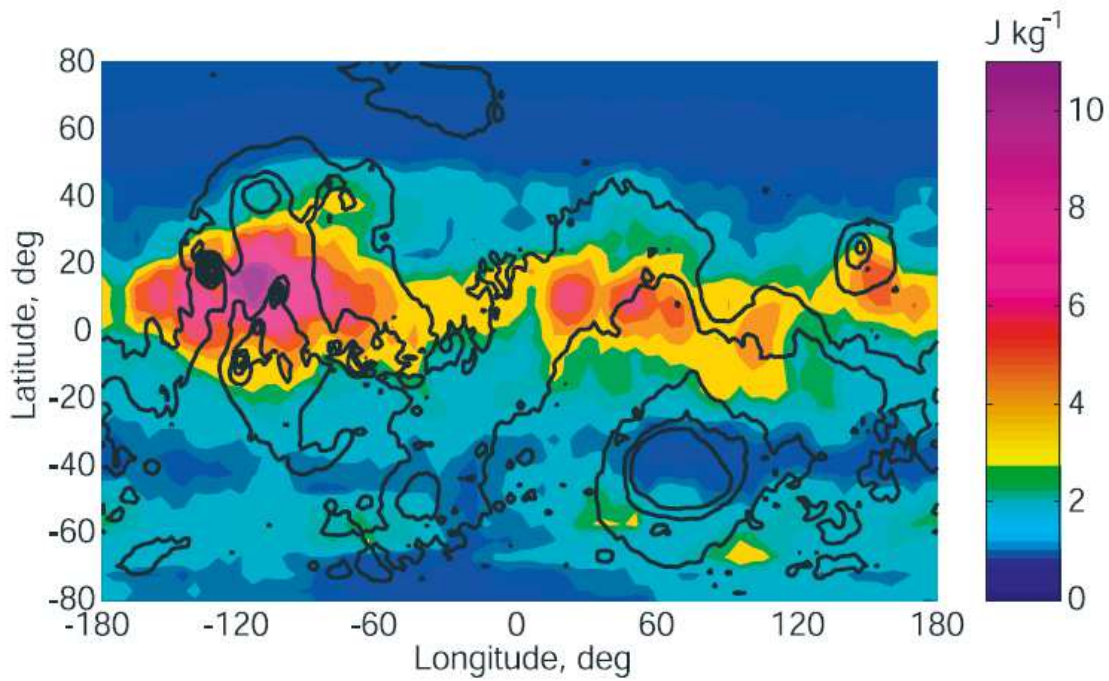


FIG. II.21 – Distribution de l'énergie potentielle  $E_p$  des ondes de gravité sur Mars par unité de masse entre les altitudes 10 et 30 km.  $E_p$  est calculé selon la formule  $g^2 \langle T'^2 \rangle / 2N^2$  avec  $T' = T'/T_0$  où  $T'$  est la perturbation, supposée représentée l'onde, et  $T_0$  le profil vertical moyen. Selon la théorie linéaire des ondes de gravité, le rapport entre énergie cinétique et énergie potentielle est constant ; l'énergie totale des ondes est donc proportionnelle à  $E_p$ . Les profils de température employés ont été acquis par la sonde MGS (occultations radio). Les oscillations de longueur d'onde verticale plus grande que 10 km ont été éliminées par filtrage passe-haut. Image extraite de *Creasey et al.* [2006].

# CHAPITRE III

## MODÉLISATION TRIDIMENSIONNELLE MÉSO-ÉCHELLE ET MICRO-ÉCHELLE SUR MARS

Dans les deux chapitres précédents, nous avons posé les bases de notre démarche avec une introduction aux outils employés (les modèles météorologiques) et à l'objet d'étude (la planète Mars et ses phénomènes météorologiques micro-échelle et méso-échelle). Nous décrivons à présent dans ce chapitre les propriétés du modèle méso-échelle martien que nous avons construit et commentons les résultats de simulations réalisées avec ce modèle, après une revue de la littérature récente sur le sujet. Nous montrons que notre modèle capture l'essentiel de la dynamique micro-échelle et méso-échelle de l'atmosphère martienne révélée par les données des missions et les résultats de simulations indépendantes déjà publiés. Nous proposons également des cas d'étude qui n'avaient pas été abordés dans la littérature existante et qui viennent compléter et enrichir la connaissance de l'intense circulation aux échelles régionales sur Mars. Le présent chapitre ne donne qu'un aperçu des possibilités d'un modèle dont les applications potentielles sont nombreuses.

### Sommaire

---

III.1 Modèles existants et résultats obtenus . . . . .	82
III.2 Article : Realistic modeling of the Martian mesoscale and microscale circulation : validation and first results . . . . .	93
III.3 Introduction . . . . .	95
III.4 Model Description . . . . .	96
III.5 Simulations . . . . .	102
III.6 Discussion . . . . .	125
III.7 Cas d'étude supplémentaire : Sillage d'Elysium Mons . . . . .	127

---

## III.1 MODÈLES EXISTANTS ET RÉSULTATS OBTENUS

### III.1.1 CONTEXTE

Les modèles de circulation générale martiens constituent à la fin des années 90 un projet mûr et permettent de dresser un portrait relativement détaillé de la météorologie martienne aux échelles synoptiques. Les travaux sur la physique de ces modèles ont par ailleurs abouti à des paramétrisations de l'environnement martien très élaborées. Suite à l'apparition au début des années 90 de simulateurs méso-échelle flexibles, stables et minutieusement testés sur Terre, il est apparu naturel de continuer le travail de modélisation météorologique sur Mars vers la méso-échelle et la micro-échelle.

La mission Mars Global Surveyor a été dès 1997 le déclencheur de l'intérêt pour les phénomènes météorologiques martiens d'échelle horizontale inférieure à la centaine de kilomètres. Comme il avait été pressenti dans les études idéalisées évoquées au second chapitre, la mission confirme que Mars est très active à méso-échelle et à micro-échelle. Les images Viking avaient déjà donné des gages de cette activité que les spectaculaires nuages de glace d'eau et tempêtes de poussière (des « dust-devils » de quelques centaines de mètres de diamètre aux tempêtes régionales) capturés par la caméra MOC sont venus confirmer. Les nombreuses structures éoliennes observées en aval des cratères et des montagnes ont également contribué à l'intérêt pour la modélisation méso-échelle, dans la mesure où certains régimes de vent associés à ces structures se trouvent en désaccord avec les prédictions des modèles de circulation générale. Enfin, MGS a facilité l'avènement de modèles méso-échelle martiens par les mesures des propriétés des sols à haute résolution : topographie, albédo, inertie thermique.

### III.1.2 PREMIERS EFFORTS

L'équipe américaine de *Rafkin et al.* [2001] est la première à proposer une adaptation au cas martien d'un modèle terrestre non-hydrostatique complètement compressible (RAMS, développé par *Pielke et al.*, 1992). Les algorithmes calculant le transfert radiatif et les transferts thermiques dans le sol sont empruntés au modèle de circulation générale de NASA Ames [*Pollack et al.*, 1990], alors que le mélange turbulent [*Deardorff*, 1972] et les échanges avec la surface [*Businger et al.*, 1971] sont calculés par les schémas de paramétrisation terrestres.

*Rafkin et al.* [2001] montrent tout d'abord que la reproduction des cycles de pression, de température et de vent au site Pathfinder est meilleure dans leur modèle méso-échelle que dans le modèle de circulation générale de NASA Ames [*Haberle et al.*, 1999], bien que les paramétrisations physiques des deux modèles comportent une majorité d'éléments communs. De plus, les champs de vents prédits par le modèle s'accordent remarquablement avec les structures d'érosion du *Big Crater* du site Pathfinder [*Kuzmin et al.*, 2001]. Enfin, *Rafkin et al.* [2001] proposent la première simulation aux grands tourbillons martiens, mettant en évidence les « rouleaux convectifs » dans la couche limite matinale et les colonnes convectives au cours de l'après-midi.

Bien que ces premiers résultats soient encourageants, les auteurs reconnaissent eux-mêmes que leur modèle nécessite quelques améliorations, qui seront décrites dans *Rafkin et al.* [2002]. D'un point de vue méthodologique, leur étude met clairement en évidence quelques aspects de modélisation méso-échelle nécessitant une attention particulière dans l'environnement martien :

- le choix des coordonnées verticales ( $\sigma - z$  dans leur étude) et les instabilités numériques possibles dans le cas de très forts gradients orographiques ;
- la fréquence de mise à jour des champs météorologiques au bord du domaine (seulement 6 h dans leur étude) qui doit être suffisante pour rendre du compte de l'intense forçage diurne, en particulier les ondes de marée thermique ;
- l'inefficacité de la diffusion turbulente dans des conditions très stables en matinée, pouvant conduire à des instabilités numériques.
- les difficultés rencontrées avec le schéma d'initialisation terrestre, basé sur une analyse isentrope, dans le cas de conditions martiennes superadiabatiques le jour et très stables la nuit.

Egalement motivés par l'analyse des phénomènes d'échelle régionale révélés par MGS, les américains *Toigo and Richardson* [2002] et *Tyler et al.* [2002] développent à leur tour leur modèle méso-échelle, tous deux basés sur le même coeur dynamique terrestre MM5 [*Dudhia et al.*, 1993], de caractéristiques très proches du modèle RAMS précité.

La physique martienne du modèle de *Toigo and Richardson* [2002] est commune à celle du modèle de circulation générale du GFDL [*Wilson and Hamilton*, 1996], à l'exception des paramétrisations de couche limite, toujours empruntées au modèle terrestre. L'influence des ondes de marée thermiques est cette fois bien représentée, avec une mise à jour des champs météorologiques aux frontières toutes les 2 heures, un standard qui sera adopté par tous les modèles méso-échelle martiens par la suite (certaines études recourant même à une mise à jour horaire des champs météorologiques de forçage). *Toigo and Richardson* [2002] ont initialement pris le parti de tester leur modèle par des simulations à la fois sur un domaine quasi-global et sur un domaine au contraire très localisé (extension d'environ 120 km) autour des sites Viking et Pathfinder.

Le premier type de simulation permet aux auteurs d'analyser l'effet des limites horizontales du domaine, du placement du sommet et de la projection cartographique sur les résultats du modèle méso-échelle lorsque sa résolution est proche de celle d'un modèle de circulation générale. L'altitude du sommet du modèle paraît l'élément le plus déterminant pour correctement représenter la circulation de Hadley, comme cela avait été noté dans les modèles de circulation générale [*Forget*, 1996]. *Toigo and Richardson* [2002] notent que cette question est moins centrale lorsqu'il s'agit d'étudier la météorologie proche de la surface, plutôt influencée par la topographie et le cycle diurne. L'un des défauts de leur analyse est l'utilisation de seulement 8 niveaux verticaux dans la simulation quasi-globale, ce qui limite les conclusions et laisse beaucoup de place aux incertitudes liées à une résolution verticale insuffisante. De plus, la propagation des ondes longitudinales de grande échelle (ondes baroclines, ondes de Kelvin) est contrainte par les conditions imposées aux limites est et ouest du domaine, ce qui ne permet qu'un diagnostic partiel des possibilités du modèle méso-échelle dans des simulations de type « modèle de circulation générale ».

Le deuxième type de simulation est assez concluant : les cycles diurnes des paramètres météorologiques aux sites Pathfinder et Viking sont bien reproduits. Les vents restent néanmoins sous-estimés, ce qui appelle un examen plus approfondi des processus de couche limite. Par ailleurs, *Toigo and Richardson* constatent que, pour rendre compte de la rotation du vent aux sites Viking et Pathfinder, la contribution des vents de pente par rapport à celle des marées thermiques a probablement été surestimée dans les modèles simplifiés de *Haberle et al.* [1993] et *Savijärvi and Siiili* [1993].

*Tyler et al.* [2002] concentrent quant à eux leurs efforts sur la reproduction des mesures Viking et Pathfinder. Si la physique de leur modèle comporte un certain nombre de points communs avec celle de *Rafkin et al.* [2001] (toutes deux sont basées sur les schémas de paramétrisation du modèle de circulation générale de NASA Ames), sa dynamique est similaire à celle de *Toigo and Richardson* [2002] : les trois modèles sont donc relativement complémentaires. Comme les auteurs précédents, *Tyler et al.* [2002] choisissent un schéma de couche limite terrestre inclus dans le modèle MM5, sur la base d'arguments de similitude entre l'atmosphère martienne et l'atmosphère terrestre. Leur modèle est par ailleurs construit sur la version hydrostatique de MM5. Ce choix différent des autres travaux est justifié par les résolutions assez larges adoptées ( $\sim 20$  km), mais les auteurs eux-mêmes reconnaissent que sur des terrains très abrupts comme Valles Marineris, l'hypothèse hydrostatique peut être remise en question.

L'originalité de l'approche de *Tyler et al.* [2002] est l'usage systématique des domaines emboîtés, avec une résolution horizontale pour le domaine parent très proche de celle des simulations du modèle de circulation générale définissant les contraintes aux frontières. En fait, l'usage du *nesting* est principalement motivé par un problème rencontré aux bornes des domaines avec la propagation rapide des ondes de marée thermiques. En météorologie terrestre, un tel phénomène n'a pas d'équivalent : le passage à travers les limites du domaine de simulation choisi d'ondes baroclines, plus lentes que les ondes de marée thermique, ne pose en général pas de problème particulier. Les tests de *Tyler et al.* [2002] montrent au contraire que les ondes de marée thermique provoquent des réflexions aux bornes est/ouest du domaine de simulation qui polluent les champs météorologiques de gradients horizontaux irréalistes. De tels effets n'ont pas été notés par les autres auteurs et



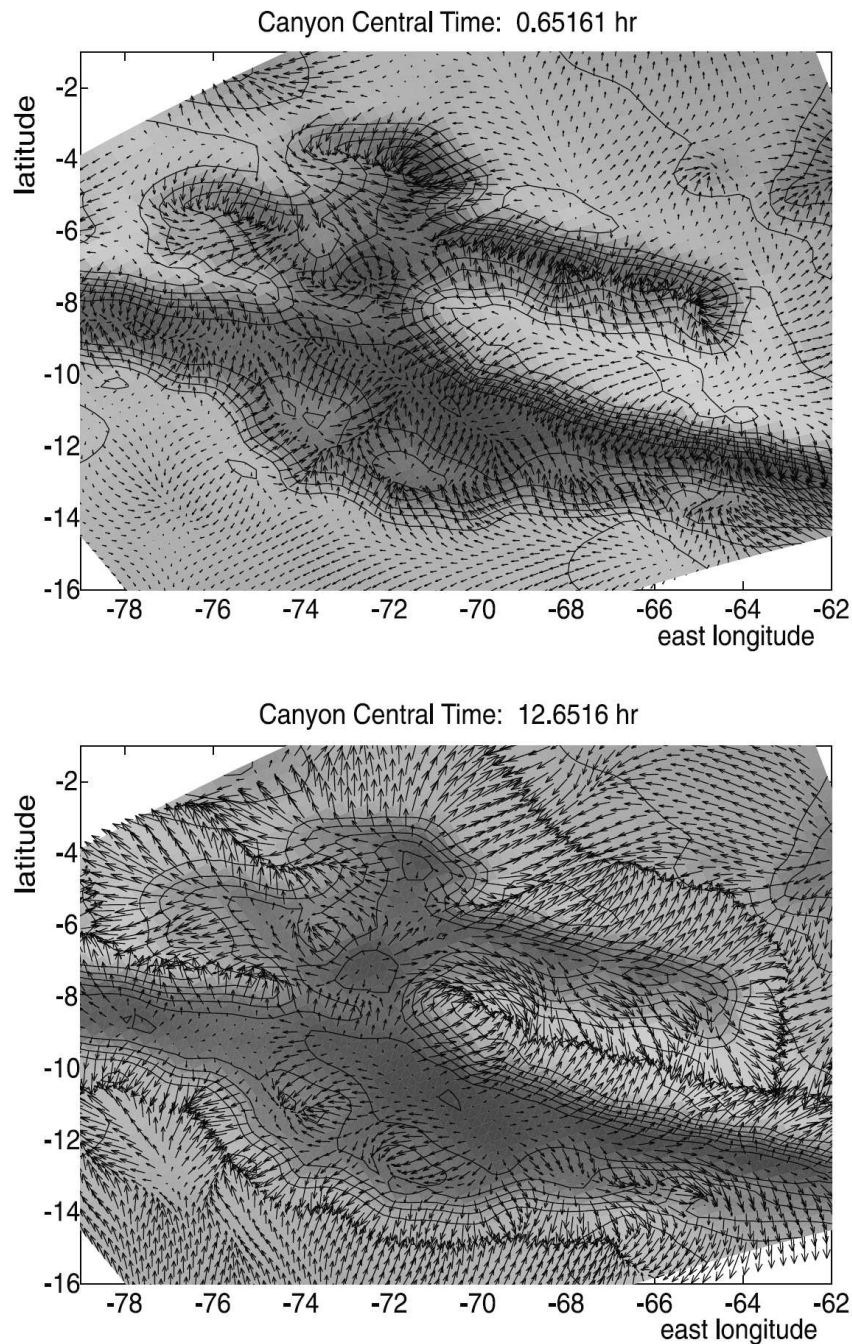


FIG. III.1 – Champ de vent horizontal ( $\text{m s}^{-1}$ ) à quelques mètres au-dessus de la surface dans la région de Valles Marineris. Résultat d’une simulation du modèle méso-échelle de *Tyler et al.* [2002] dans un domaine de résolution horizontale 20 km (les auteurs utilisent des domaines emboîtés dont un domaine parent supérieur hémisphérique). Le champ de vent est une moyenne sur les 8 derniers sols de la simulation (durée totale de 14 sols avec un début de simulation à  $L_s = 145^\circ$ ) pour une heure locale au centre du domaine d’approximativement minuit [HAUT] et midi [BAS]. La topographie est indiquée par des contours à 1 km d’intervalle et les vitesses maximales du vent atteignent  $20 \text{ m s}^{-1}$ . La nuit, les vents catabatiques puissants causent une convergence d’air à l’intérieur du canyon. Le jour, les vents anabatiques d’amplitude également soutenue induisent une divergence d’air de l’intérieur du canyon vers l’extérieur, formant des lignes de convergence de vent sur les terrains environnants. Image extraite de *Tyler et al.* [2002].

peuvent être liés à des caractéristiques spécifiques du modèle de *Tyler et al.* [2002]. Quoiqu'il en soit, le choix d'un domaine parent couvrant un hémisphère entier semble résoudre le problème.

*Tyler et al.* [2002] obtiennent une reproduction satisfaisante des cycles diurnes aux sites Viking et Pathfinder mais soulignent la sensibilité des résultats – particulièrement l'amplitude des ondes de marée diurnes et semi-diurnes – aux propriétés d'albédo et d'inertie thermique du sol. Le renforcement de la signature des ondes de marée dans le signal de pression de surface local comme conséquence d'une topographie plus finement résolue est également remarqué. Ces auteurs notent par ailleurs que l'amplitude des vents de pente est très dépendante des paramétrisations de couche limite et de la résolution verticale proche du sol. *Tyler et al.* [2002] sont les premiers à publier une carte des vents proches de la surface dans la région particulièrement accidentée de Valles Marineris et identifient des vents de pente d'amplitude  $\sim 20 \text{ m s}^{-1}$  (figure III.1). De tels mouvements amplifient les variations diurnes de la pression de surface dans ces régions. *Tyler et al.* [2002] précisent néanmoins que l'absence de prise en compte de l'inclinaison des terrains pour le calcul de l'insolation et la dynamique hydrostatique entraînent probablement une sous-estimation des vents le long des pentes.

### III.1.3 UNE VARIÉTÉ D'APPLICATIONS

#### III.1.3.1 MÉTÉOROLOGIE POLAIRE

**TEMPÊTES DE POUSSIÈRE** La première application du modèle de *Toigo et al.* [2002b] fut l'analyse des tempêtes de poussières à l'abord de la calotte polaire sud. Ces phénomènes ont été observés dans les détails par la caméra MOC et jouent un rôle non négligeable dans le bilan de quantité de poussière atmosphérique. L'intérêt du modèle méso-échelle dans ce contexte est de disposer d'une résolution horizontale suffisante pour simuler les vents proches de la surface, influencés par les contrastes thermiques locaux et la topographie. L'emploi d'une projection stéréographique polaire permet de plus d'éviter tous les problèmes rencontrés dans les modèles de circulation générale avec une projection plate carrée ou de Mercator. Avec de telles projections, le resserrement des méridiens dans les régions polaires impose l'emploi de filtres afin d'éviter un abaissement considérable du pas de temps  $\Delta t$ , indiqué par le critère CFL (**I.69**).

Conformément aux images visible des tempêtes de poussière dans la seconde moitié du printemps sud, les simulations méso-échelle indiquent que le stress du vent à cette saison est suffisant pour provoquer des soulèvements de poussière sur le bord de la calotte<sup>1</sup>, alors que les modèles de circulation générale prédisent des vents trop faibles pour soulever la poussière.

Un modèle météorologique autorise la conduite d'expériences numériques distinguant les différents facteurs en jeu dans un événement donné. *Toigo et al.* [2002b] concluent ainsi que le contraste thermique entre la calotte polaire et les terrains plus au nord non recouverts par le dépôt de CO<sub>2</sub> constitue le moteur principal des vents dans ces régions, donc des tempêtes de poussière. A cette circulation de type « brise thermique », viennent s'ajouter les vents anabatiques et catabatiques qui jouent un rôle non négligeable de renforcement des vents dans ces zones de hautes latitudes où les gradients topographiques sont conséquents. La contribution du flux de condensation est faible, mais agit dans le « bon » sens en renforçant les vents proches de la surface.

**PERTURBATIONS D'ÉTÉ** La météorologie des régions polaires a également été examinée par *Tyler and Barnes* [2005] qui concentrent leurs efforts sur l'été de la calotte polaire nord, dont l'ensoleillement est permanent et le rôle dans l'établissement du cycle de l'eau martien crucial. Dans cette région polaire, ces auteurs mettent en évidence la formation de perturbations (*transient eddies*) pendant l'été, avec des vents pouvant atteindre entre 10 et 15 m s<sup>-1</sup> non loin de la surface. Les structures sont de nombre d'onde zonal 1, d'amplitude 1 – 1.5% de la pression de surface et restent confinées dans les altitudes en dessous d'une échelle de hauteur. De telles perturbations semblent

<sup>1</sup>Les auteurs ne se posent pas la question de la disponibilité de la poussière au sol pour un soulèvement atmosphérique.

être excitées par les forts vents proches de la surface, plus particulièrement au voisinage des gradients topographiques. A la fin de l'été, l'influence des ondes baroclines est à nouveau significative et donne lieu à des perturbations plus marquées, avec des écarts de pression d'environ 2%.

### III.1.3.2 CIRCULATION ATMOSPHÉRIQUE AUTOUR DES GRANDS VOLCANS

**NUAGES EN SPIRALE** L'équipe de *Rafkin et al.* [2002] s'intéresse plus particulièrement à la circulation atmosphérique méso-échelle à proximité des grands volcans<sup>2</sup>. Le principe général qui sous-tend leur approche est l'emploi des modèles météorologiques pour révéler la structure tridimensionnelle des phénomènes apparus sur les images MOC. Comme illustré par la figure III.2, leur résultat le plus spectaculaire est la reproduction et l'analyse des nuages de poussière en forme de spirale sur les caldeira des volcans géants martiens [*Rafkin et al.*, 2002]. Le modèle méso-échelle prédit le nuage en spirale à la saison où l'observation MOC est réalisée ( $L_s = 180^\circ$ ) mais ne le reproduit pas à  $L_s = 142^\circ$ , suggérant que le phénomène est dépendant des conditions d'insolation et de la circulation saisonnière de grande échelle.

Les simulations révèlent en outre que le nuage en spirale n'est que la partie visible d'une circulation très intense le long des pentes du volcan Arsia Mons ( $42 \text{ m s}^{-1}$  environ 20 m au-dessus de la surface), qui génère un nuage de poussières en forme de « champignon » autour du volcan. La vitesse verticale au sommet est telle qu'une parcelle remontant le long de la pente peut atteindre une altitude absolue de 30 km et une température de 135 K par refroidissement adiabatique<sup>3</sup>. Cette intense circulation montre que les mécanismes d'injection de la poussière dans l'atmosphère peuvent être plus complexes qu'initialement décrits par les modèles de circulation générale.

Les observations MOC ont depuis été confirmées par les images haute résolution de la caméra MARCI sur la sonde Mars Reconnaissance Orbiter [*Malin et al.*, 2008]. Les nuages de poussière en spirale se forment sur les caldeira des quatre volcans géants de Tharsis en 2 – 3 sols, se dissipent en un seul sol et tournent dans le sens cyclonique. Les données révèlent par ailleurs que ces tempêtes peuvent survenir beaucoup plus tôt ( $L_s = 150^\circ$ ) que ne le laissaient penser les prédictions de *Rafkin et al.* [2002].

**NUAGES DE GLACE D'EAU** Comme le montre la figure 4 en introduction de ce manuscrit, la poussière n'est pas la seule espèce atmosphérique à pouvoir être transportée dans les hautes altitudes par les ascendances le long des grands volcans. Les nuages de glace d'eau au-dessus des volcans de Tharsis sont observés depuis les survols Mariner 6 et 7 [*Peale*, 1973] et probablement identifiés depuis la fin du XIXe siècle<sup>4</sup>. Les mesures combinées de la caméra MOC et du spectromètre thermique TES à bord de MGS ont permis de préciser la morphologie de ces nuages [*Wang and Ingersoll*, 2002] et leur extension verticale [*Benson et al.*, 2003]. Plus récemment, par des observations du spectromètre Mars Express/OMEGA, *Maltagliati et al.* [2008] ont identifié un enrichissement en vapeur d'eau au sommet des grands volcans.

Pour analyser les mécanismes de formation de ces nuages, *Michaels et al.* [2006] emploient une version du modèle de *Rafkin et al.* [2001] intégrant le transport de vapeur d'eau, un traitement microphysique raffiné [*Colaprete et al.*, 1999], ainsi que l'influence radiative des nuages. Après avoir vérifié que les nuages caractéristiques autour des grands volcans sont bien reproduits par leur modèle, *Michaels et al.* [2006] révèlent que, dans le cas d'Olympus Mons, la circulation le long des pentes n'est pas la seule responsable des structures nuageuses observées. La propagation

<sup>2</sup>Contrairement aux autres modèles, *Rafkin et al.* [2002] prennent en compte l'influence des pentes sur les flux radiatifs. Leur correction ne paramétrise cependant pas les variations de flux diffusé comme nous le faisons dans notre modèle (voir le chapitre suivant).

<sup>3</sup>Bien que les poussières soulevées participent dans leur modèle à l'opacité des poussières totale considérée dans le schéma de transfert radiatif, *Rafkin et al.* [2002] n'analysent pas l'influence des poussières sur la circulation atmosphérique.

<sup>4</sup>Le peintre et astronome Nathaniel E. Green avait construit son propre télescope et avait mis à contribution ses talents d'artiste pour dessiner des cartes de Mars, ainsi que d'autres planètes, faisant référence à l'époque (sa carte de Mars date de 1877, la même année que celle de Schiaparelli). Fait notable, il est l'un des premiers à suggérer que les canaux révélés par Percival Lowell n'étaient qu'illusion d'optique. Antoniadi confirme cette suggestion à l'opposition de 1909, en utilisant le télescope de Meudon.

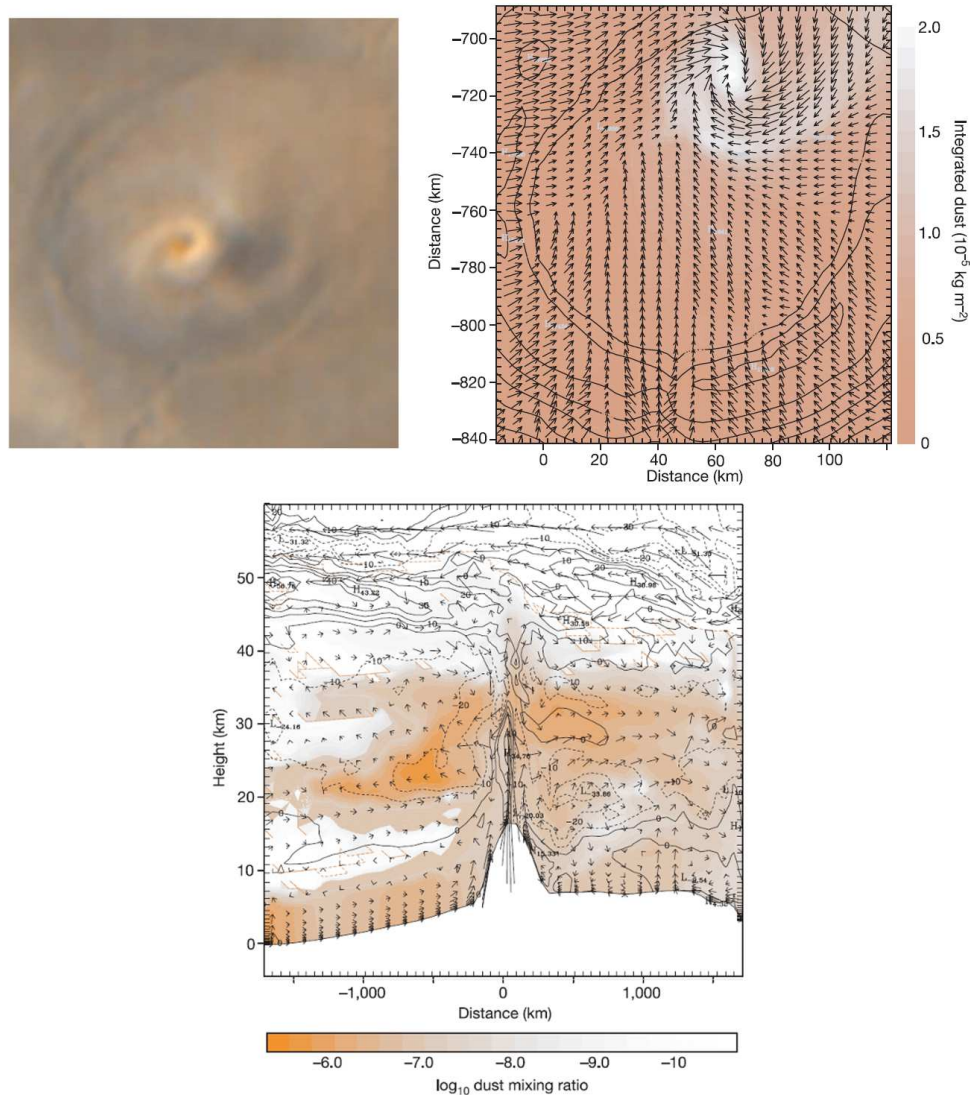


FIG. III.2 – Étude de la dynamique des nuages de poussière en spirale au-dessus des grands volcans de Tharsis par *Rafkin et al.* [2002]. En haut à gauche, l'image visible acquise par la caméra MOC à  $L_s = 180^\circ$  au dessus de la caldeira du volcan Arsia Mons. Le phénomène montre une excellente reproductibilité interannuelle puisqu'il a été vu trois années martiennes de suite (juin 2001 – cette photo, avril 2003, février 2005) à quelques sols d'intervalle. Pour analyser le phénomène avec un modèle méso-échelle transportant la poussière atmosphérique, quatre domaines emboîtés de résolution 240, 60, 15 et 3 km sont employés afin d'atteindre une excellente résolution sur la caldeira d'Arsia Mons. La figure en haut à droite montre dans le quatrième domaine la masse intégrée de poussière par  $\text{km}^3$ , avec les vecteurs-vent superposés (la valeur maximale de vent est  $42 \text{ m s}^{-1}$ ). La « spirale » visible sur les images correspond au maximum de concentration de poussière au-dessus de la caldeira. En bas, les résultats de la simulation dans le second domaine sont reproduits suivant une coupe longitude/altitude. Les couleurs représentent le logarithme du rapport de mélange en poussières, les contours correspondent au vent méridional (les lignes pleines vers le nord, et les lignes pointillées vers le sud) et les vecteurs matérialisent la combinaison de vent zonal et vertical (la vitesse maximale horizontale est  $95 \text{ m s}^{-1}$  et verticale  $9 \text{ m s}^{-1}$ ). Noter la forme en « champignon » du nuage : la circulation intense au voisinage d'Arsia Mons transporte la poussière du volcan jusqu'à des distances horizontales de plus de 1000 km. Images extraites de *Rafkin et al.* [2002].

d'ondes de gravité de montagne concourt également au transport de vapeur d'eau une dizaine de kilomètres au-dessus de l'hygropause (altitude moyenne au-delà de laquelle le rapport de mélange en vapeur d'eau diminue significativement) et aux variations de température qui donnent naissance aux nuages de glace d'eau (figure III.3).

La taille des particules de glace d'eau simulée par *Michaels et al.* [2006] dans les nuages de Tharsis peut varier entre 2 et 8  $\mu\text{m}$ . Bien que les observations typiques de nuages par l'instrument TES [*Wolff and Clancy, 2003*] aient montré des tailles plutôt dans la fourchette basse de celles de *Michaels et al.* [2006], les observations des nuages d'après-midi autour de Elyseum Mons indiquent en effet des tailles de particules plus élevées [*Glenar et al., 2003*]. Le transport de vapeur d'eau le long des pentes est d'ailleurs extrêmement puissant, puisque le flux d'eau prédit au-dessus d'Ascraeus Mons et Olympus Mons atteint  $1.9 \text{ kg sol}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ m}$ , soit le tiers du transport vertical opéré par la cellule de Hadley en moyenne zonale. *Michaels et al.* [2006] proposent une analogie entre ces circulations autour des grands volcans de la zone intertropicale martienne et les colonnes convectives tropicales terrestres, soulignant leur rôle dans le bilan énergétique atmosphérique de la planète et le bilan d'aérosols à l'échelle synoptique.

La nuit, la couverture nuageuse s'épaissit et reste confinée juste au-dessus de l'hygropause, montrant que la « pompe atmosphérique » que constituent les grands volcans l'après-midi n'agit pas. Les ondes de montagne sont toujours présentes dans les conditions nocturnes, mais les vents catabatiques limitent fortement les effets d'advection vers le haut du volcan à l'action l'après-midi.

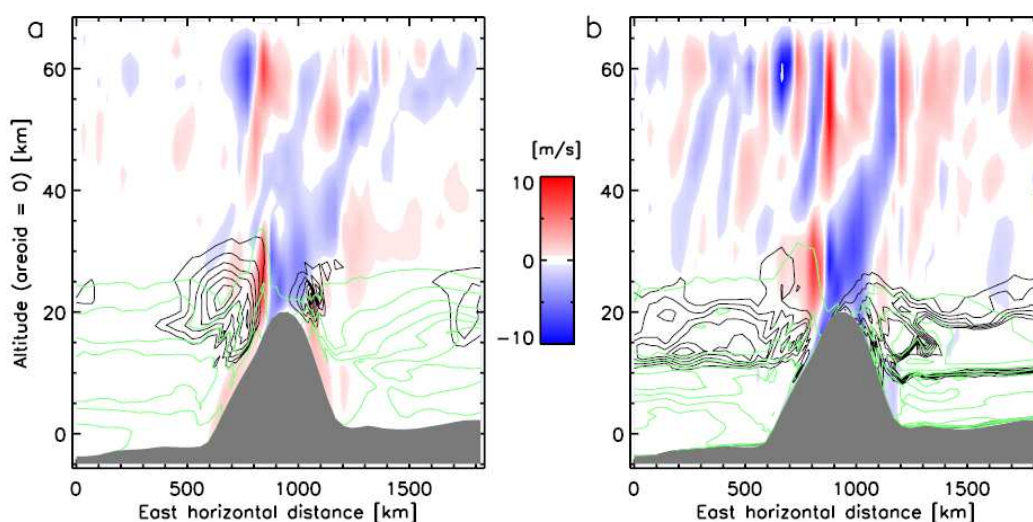


FIG. III.3 – Nuages de glace d'eau sur les grands volcans au cours de l'été nord (*aphelion cloud belt*). Coupe longitude/altitude à travers Olympus Mons avec la vitesse verticale en bleu/rouge ( $\text{m s}^{-1}$ ), le rapport de mélange de glace d'eau en traits noirs (entre  $10^{-5}$  et  $5 \cdot 10^{-5}$ ) et le rapport de mélange de vapeur d'eau en traits verts (entre  $10^{-5}$  et  $1.2 \cdot 10^{-4}$ ). A gauche, conditions au temps local 13 : 40, noter les vents ascendants le long de la pente et les nuages à proximité du sommet du volcan. A droite, conditions au temps local 02 : 00, noter les vents catabatiques descendant la pente et la couverture nuageuse qui s'est épaissie et se trouve à plus basse altitude. De nuit comme de jour, les fortes inversions de vitesse verticale (de  $-10 \text{ m s}^{-1}$  à  $10 \text{ m s}^{-1}$ ) dénotent la propagation d'ondes de gravité de montagne. Image extraite de *Michaels et al.* [2006].

### III.1.3.3 SIMULATIONS AUX GRANDS TOURBILLONS

Les modèles méso-échelle intégrant les équations primitives complètes constituent une plateforme idéale pour conduire des simulations aux grands tourbillons, à haute résolution spatiale (entre 100 m et 10 m, voir le premier chapitre). Les conditions sont toutefois idéalisées<sup>5</sup> : topographie plane, conditions de bord périodiques imitant une plaine infinie, albédo et inertie thermique constants, paramètre de Coriolis fixé. Les simulations aux grands tourbillons sur la planète rouge sont finalement assez similaires aux études terrestres, à deux détails près :

- Comme rappelé au chapitre précédent, une représentation correcte des échanges radiatifs est requise, en particulier dans les premières centaines de mètres qui jouxtent la surface.
- La taille du domaine doit être choisie, selon *Mason* [1989], au moins 3.2 fois plus large que la taille d'une cellule convective typique. La taille de telles cellules, dimensionnée par la hauteur de la couche limite [*Willis and Deardorff*, 1979], est sur Mars de l'ordre de  $\sim 6 - 8$  km, ce qui oblige à adopter un domaine plus large que pour les simulations terrestres.

Les premières simulations aux grands tourbillons ont été effectuées par *Odaka et al.* [1998] qui prédisent des vents verticaux très intenses dans la couche limite martienne :  $20 \text{ m s}^{-1}$ , mais leur modèle bidimensionnel surestime vraisemblablement l'amplitude des vents en ne permettant pas l'étirement des tourbillons (*vortex stretching*).

Après les premières tentatives réussies de simulations tridimensionnelles aux grands tourbillons, l'équipe de *Rafkin et al.* [2001] publie la première étude complète sur le sujet pour la planète Mars [*Michaels and Rafkin*, 2004]. Ces auteurs décrivent l'organisation horizontale de la couche limite convective sur Mars par des simulations d'une résolution de 150 m et 30 m en situation de vent modéré ( $5 \text{ m s}^{-1}$ ). Après le lever du soleil, la convection s'organise tout d'abord en structures linéaires qui, très rapidement entre 08 : 00 et 08 : 30 sous l'effet du cisaillement horizontal, sont converties en cellules polygonales ouvertes, avec d'étroites ascendances sur les arêtes et de larges subsidences au centre des cellules. 4 km au-dessus de la surface, seules subsistent les parties supérieures des ascendances les plus intenses, en accord avec la structure des nuages convectifs observés depuis l'orbite (voir la figure II.12). Au cours de l'après-midi, au fur et à mesure de l'approfondissement de la couche limite convective pour atteindre une altitude d'environ 6 km, les cellules s'élargissent jusque l'extinction constatée vers 16 : 30 – 17 : 00. L'élargissement semble dicté par la conservation de la masse, sous l'effet de l'intensification des ascendances.

La valeur maximale de l'énergie cinétique turbulente,  $\sim 1.5 \text{ K m s}^{-1}$ , atteinte peu après midi, est un ordre de grandeur plus élevée que dans les déserts terrestres. Contrairement à ce qui peut se passer sur Terre, où une relative anisotropie est observée, la contribution des mouvements verticaux  $\langle w'^2 \rangle$  à l'énergie cinétique turbulente semble plus importante que la contribution des mouvements horizontaux  $\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle$ . Comme noté dans les études unidimensionnelles décrites au chapitre 2, la convection résolue refroidit l'atmosphère proche de la surface en situation de fort chauffage infra-rouge, et transporte cette chaleur (augmentée du flux de chaleur sensible en provenance de la surface comme sur Terre) plus haut dans la couche limite.

Au cours de l'après-midi, lorsque la convection est la plus vigoureuse, les simulations de *Michaels and Rafkin* [2004] montrent une abondante population de tourbillons convectifs de diamètre 100 – 1000 m dans les cent premiers mètres au-dessus de la surface. Seule une partie de ces tourbillons évolue néanmoins en des structures cyclostrophiques comparables aux *dust-devils* observés (extension verticale d'environ 60% de la hauteur de la couche limite convective, et dépression de 1 – 2 Pa).

<sup>5</sup>La conduite de simulations aux grands tourbillons sur des topographies plus complexes et dans un domaine « niché » (au sein d'un domaine parent simulant l'écoulement méso-échelle environnant) est encore à l'étude actuellement dans les modèles terrestres [*Moeng et al.*, 2007].



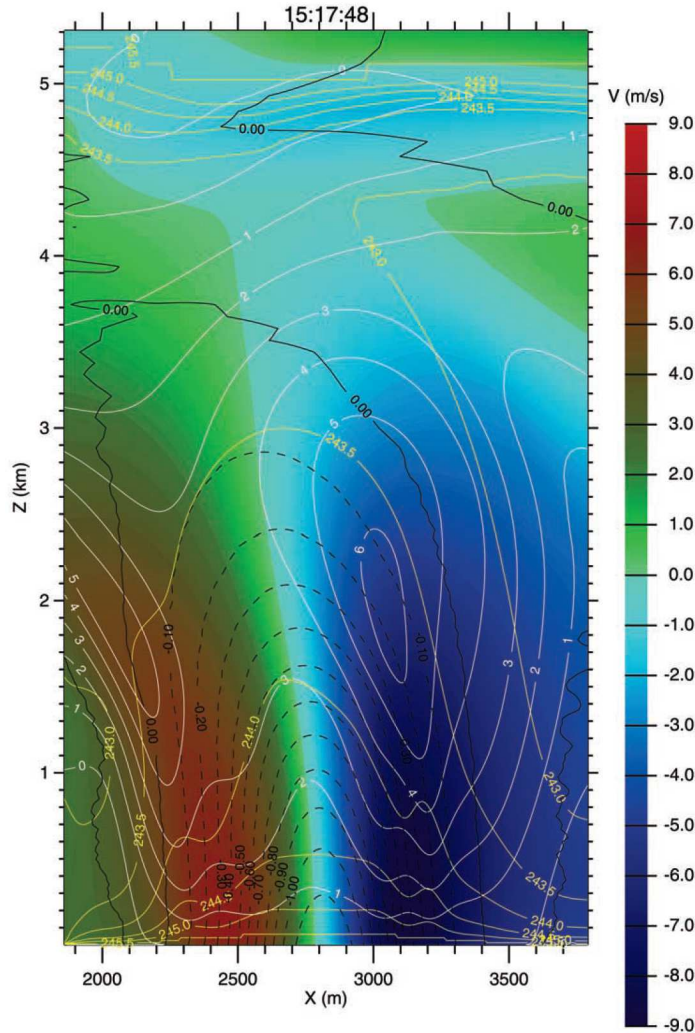


FIG. III.4 – Coupe verticale d'un tourbillon en équilibre cyclostrophique possédant toutes les caractéristiques d'un *dust-devil*. Simulation aux larges tourbillons par *Toigo et al.* [2003] : vent environnant nul et raffinement à 10 m d'une structure tourbillonnaire initialement identifiée sur une simulation de résolution 100 m. La poussière n'est pas transportée dans le modèle. Les champs colorés, contours noirs, contours jaunes et contours blancs représentent respectivement la vitesse du vent tangentielle ( $\text{m s}^{-1}$ ), la perturbation de pression (Pa), la température potentielle (K) et le vent vertical ( $\text{m s}^{-1}$ ). L'heure locale est indiquée en haut de la figure. Proche de la surface, le tourbillon est identifiable par une dépression et une anomalie chaude, en accord avec les mesures Pathfinder de la figure II.14. La vitesse verticale est maximale sur les « murs » du tourbillon et minimale au centre du vortex. Selon les auteurs de l'étude, la structure du tourbillon est en accord avec le modèle thermodynamique de *Rennó et al.* [1998] décrit par les équations (II.18) et (II.19). Image extraite de *Toigo et al.* [2003].

*Toigo et al.* [2003] ont également réalisé des simulations aux grands tourbillons avec leur modèle pour étudier exclusivement la structure des *dust-devils*<sup>6</sup> (figure III.4). Ils retrouvent une grande similarité avec les phénomènes terrestres [*Kanak et al.*, 2000], et montrent que la théorie thermodynamique de *Renno et al.* [1998] décrit bien la structure des tourbillons. De tels tourbillons résultent principalement d'un équilibre entre production d'énergie cinétique turbulente par le terme  $\mathcal{B}$  dans l'équation (II.15) et pertes par les termes  $\varepsilon$  et  $\mathcal{A}$ . Ils confirment que les tourbillons convectifs se forment (préférentiellement à l'intersection des cellules convectives) par torsion selon la verticale de la vorticité horizontale résultant des contrastes horizontaux de température dans la partie inférieure de la couche limite. Au contraire des résultats de *Michaels and Rafkin* [2004], l'apparition de *dust-devils* dans les simulations de *Toigo et al.* [2003] est rare et très dépendante des hypothèses faites sur le vent environnant, bien que d'autres maxima de vorticité, n'atteignant cependant que 20% de la valeur identifiée dans le tourbillon convectif, soient observés un peu partout dans le domaine.

### III.1.3.4 SÉLECTION DES SITES D'ATERRISSAGE DES MISSIONS SPATIALES

Lors de la préparation de la mission des *Mars Exploration Rovers* Spirit et Opportunity, les modèles méso-échelle martiens se sont révélés très utiles pour simuler d'une manière bien plus réaliste que les modèles de circulation générale les conditions météorologiques aux sites potentiels d'atterrissage des deux robots. Les systèmes d'entrée dans l'atmosphère, de descente et d'atterrissage (*entry, descent and landing*) sont en effet très sensibles aux conditions environnementales et notamment   l'amplitude des mouvements verticaux dans l'atmosphère. Les cisaillements horizontaux de vent peuvent de plus forcer des modes d'oscillation résonnants de la sonde sur des longueurs d'onde verticales de l'ordre du kilomètre et compromettre la phase d'atterrissage.

D'un point de vue scientifique, ces études ont permis d'obtenir des éléments de comparaison entre les modèles en un lieu donné   une saison donnée. La présente revue montre en effet que les travaux de modélisation méso-échelle sur Mars, un thème scientifique récent, se sont faits sans beaucoup de concertation, chaque équipe choisissant parmi les nombreuses applications possibles ses phénomènes de prédilection. *Rafkin and Michaels* [2003] et *Toigo et Richardson* [2003] ont ainsi chacun proposé leur analyse de la situation météorologique dans les régions de Terra Meridiani, Gusev Crater et Valles Marineris   la fin de l'hiver nord<sup>7</sup>. Il est d'ailleurs assez regrettable que les *rovers* n'aient finalement embarqué aucun instrument météorologique, car les prédictions des modèles n'ont pu être vérifiées *in-situ*.

**GUSEV CRATER** Les deux études montrent que la circulation dans le cratère Gusev (site d'atterrissage finalement sélectionné pour Spirit) est très influencée par la topographie. Les vents catabatiques et anabatiques atteignent  $20 \text{ m s}^{-1}$  le long des pentes intérieures du cratère.   la fin de la matinée et pendant l'après-midi, les vents remontent également les rebords extérieurs du cratère d'impact, induisant des zones de convergence dont la position géographique est ensuite influencée par le passage des ondes de marée thermique. Des ascendances de quelques  $\text{m s}^{-1}$  sont rencontrées   l'endroit de ces convergences. *Rafkin and Michaels* [2003] notent que la différence d'insolation sur les pentes inclinées produit également un déplacement de ces zones de convergence. *Toigo and Richardson* [2003] insistent quant   eux sur l'accélération des vents horizontaux provoquée par le couloir étroit de Ma'adim Valles au sud du cratère. Tous ces phénomènes provoquent de fortes variations du vent proche de la surface au cours de la journée, ne remettant néanmoins pas en cause la bonne marche de la mission selon les auteurs, bien que *Kass et al.* [2003] notent qu'un

<sup>6</sup>Comme dans tous les modèles martiens aux grands tourbillons   ce jour, les simulations de *Toigo et al.* [2003] ne transportent pas la pouss re. Seuls ont donc été simulés des tourbillons convectifs qui, s'ils étaient matérialisés par le transport de pouss res, constitueraient des *dust-devils*. Une exception notable est l'étude de *Michaels* [2006], qui parvient   reproduire la trace laissée sur le sol par le passage d'un tel tourbillon convectif, bien que l'analyse reste très préliminaire en raison des interrogations qui entourent les processus de soulèvement de pouss re de la surface   l'atmosphère. L'étude a néanmoins le mérite de pointer certaines imperfections des paramétrisations du soulèvement de la pouss re par les *dust-devils* dans les modèles de circulation générale [*Newman et al.*, 2002].

<sup>7</sup>*Rafkin et al.* [2004] ont également réalisé une étude de la variabilité météorologique au site d'atterrissage de la sonde européenne Beagle 2 dans Isidis Planitia. *Greeley et al.* [2003], en employant le même modèle, notent une excellente correspondance entre les champs de dune dans le cratère Gusev et les prédictions de vents du modèle. Les résultats de ces deux études sont complémentaires de ceux de *Rafkin and Michaels* [2003].



soin particulier doit être apporté au dimensionnement de la mission pour un atterrissage dans le cratère Gusev.

**VALLES MARINERIS** Il est impossible d’être aussi optimiste dans la région de Valles Marineris. La profondeur du canyon induit des vents de pente dramatiquement élevés, bien que les auteurs ne s’accordent pas sur l’amplitude des vents :  $40 \text{ m s}^{-1}$  pour *Rafkin and Michaels* [2003] et  $20 - 25 \text{ m s}^{-1}$  pour *Toigo and Richardson* [2003], qui diagnostiquent par ailleurs des vents verticaux de  $5 \text{ m s}^{-1}$ . Les fortes ascendances le long des pentes du canyon s’expliquent selon *Rafkin and Michaels* [2003] par une rétroaction positive entre circulation thermique et transfert radiatif de l’air à l’intérieur du canyon, dans la mesure où les branches subsidentes des cellules de circulation thermiques autour des pentes maintiennent les particules d’air plus longtemps proche du sol où elles sont chauffées radiativement. *Toigo and Richardson* [2003] notent par ailleurs un abaissement de la couche limite à l’intérieur du canyon en raison de ces subsidences, un point également souligné par *Rafkin and Michaels* [2003]. Les deux équipes montrent également que la complexité des vents dans cette région est renforcée la nuit par l’influence des vents catabatiques en provenance du plateau de Tharsis plus au nord, et le jour par le passage des ondes de marée thermique qui amplifient les vents est-ouest à l’intérieur du canyon à hauteur d’environ  $20 \text{ m s}^{-1}$ .

**TERRA MERIDIANI** Les modèles méso-échelle apportent par ailleurs des diagnostics complémentaires à ceux des modèles de circulation générale dans la partie est de Terra Meridiani<sup>8</sup>, où les vents sont généralement modérés à la saison considérée ( $< 10 \text{ m s}^{-1}$ ). La couche limite peut en effet atteindre une hauteur de 8 km sur ces terrains. Bien que le vent soit relativement modéré, les structures linéaires de couche limite (« rouleaux convectifs ») persistent jusqu’au début de l’après midi. Les auteurs notent même que dans le cas d’un vent persistant d’intensité  $10 \text{ m s}^{-1}$ , les cellules hexagonales peuvent ne jamais apparaître. Ces diagnostics sont néanmoins à considérer avec prudence, car la résolution horizontale dans les simulations de *Rafkin and Michaels* [2003] est de 1.7 km, bien supérieure à la résolution nécessaire pour simuler les grands tourbillons. Les simulations à plus fine échelle de *Toigo and Richardson* [2003] montrent plutôt une combinaison complexe de cellules de convection linéaires et polygonales. Les résultats de *Rafkin and Michaels* [2003] permettent cependant de diagnostiquer des ascendances plus vigoureuses sur les petites collines du terrain, un élément absent des simulations idéalisées de *Toigo and Richardson*. Dans les deux études, les ascendances peuvent atteindre une hauteur de 6 km et une amplitude de  $8 \text{ m s}^{-1}$ , ce qui confirme que même une région décrite comme très calme par les modèles de circulation générale ne l’est jamais tout à fait.

**BILAN** *Kass et al.* [2003] résument les résultats de modèle avec les outils d’analyse de l’ingénierie spatiale et évaluent dans les détails les différences entre les deux modèles. Comme nous l’avons entrevu, certains diagnostics sont sensiblement différents entre les études de *Rafkin and Michaels* [2003] et *Toigo and Richardson* [2003]. Ces disparités peuvent être expliquées par une résolution verticale très variable entre les deux études et surtout des hypothèses sur la répartition de poussière atmosphérique très différentes (constante  $\tau = 0.3$  pour *Rafkin and Michaels*, extraite des simulations du modèle de circulation générale pour *Toigo and Richardson*). De plus, *Kass et al.* [2003] font mention de simplifications du modèle de *Toigo and Richardson* [2003] pour les simulations de Valles Marineris, à cause d’un coût computationnel trop élevé. Ces simplifications sont suspectées de décaler le cycle diurne de 2 h et d’induire une sous-estimation des vents. *Kass et al.* [2003] concluent donc que les vents modélisés sont valables à un facteur 2 près, bien que l’accord entre les deux modèles soit en général meilleur.

<sup>8</sup>Opportunity sera finalement lancé dans une zone plus à l’ouest dans Terra Meridiani que la région considérée ici ; les diagnostics des simulations restent similaires.

## III.2 ARTICLE : REALISTIC MODELING OF THE MARTIAN MESOSCALE AND MICROSCALE CIRCULATION : VALIDATION AND FIRST RESULTS

L'article qui suit, écrit au printemps 2008, a été soumis en Juillet 2008 pour publication dans le journal *Journal of Geophysical Research (Planets)*. La référence complète est : Spiga, A. and F. Forget, **Realistic modeling of the Martian mesoscale and microscale circulation : validation and first results.** , J. Geophys. Res., *submitted*, 2008.

### III.2.1 MOTIVATIONS

La revue qui précède donne une idée des possibilités offertes par les modèles méso-échelle tridimensionnels de la planète Mars. Sur la base des principes évoqués au chapitre I, nous avons construit notre propre modèle en bénéficiant à la fois des progrès réalisés en modélisation numérique méso-échelle sur Terre (choix du coeur dynamique ARW-WRF) et de la riche expérience acquise depuis deux décennies<sup>9</sup> au LMD sur la physique de l'environnement martien. Les caractéristiques complètes du modèle sont décrites dans l'article qui suit.

Il existe plusieurs moyens de vérifier les diagnostics d'un modèle méso-échelle et de procéder en quelque sorte à sa « validation ». Un travail nécessaire après la construction de tout modèle consiste ainsi à

1. comparer les résultats du modèle à basse résolution aux simulations du modèle de circulation générale dont sont extraites les conditions de forçage aux bornes et la physique martienne du modèle ;
2. comparer les diagnostics du modèle aux données disponibles, en particulier les mesures effectuées depuis le sol martien ;
3. comparer les phénomènes simulés par notre modèle avec les résultats des simulations des autres modèles.

Cette démarche de vérification suit naturellement la présentation du modèle dans l'article.

Par ailleurs, les études méso-échelle précitées sont loin d'avoir éclairci tous les mécanismes en jeu à l'échelle régionale sur Mars et présentent parfois des diagnostics différents d'un même phénomène météorologique. A l'examen des conclusions proposées dans la littérature existante, un certain nombre de questions demeurent :

- Un modèle méso-échelle peut-il reproduire la structure longitudinale des ondes de grande échelle (ondes de marée, ondes de Kelvin) si le forçage selon la longitude est remplacé par des conditions aux limites périodiques ?
- Pourquoi la plupart des modèles sous-estiment les vents mesurés dans l'après-midi par les sondes Viking et Pathfinder ?
- Les vents de pente dans le canyon Valles Marineris sont-ils plutôt d'amplitude  $20 \text{ m s}^{-1}$  ou  $40 \text{ m s}^{-1}$  ? Quel est l'effet de la résolution horizontale sur l'intensité de ces vents ?
- Que peuvent nous apprendre les simulations aux grands tourbillons sur la fréquence des tourbillons convectifs de couche limite ?
- Les résultats de simulations aux grands tourbillons sont-ils en accord avec les mesures récentes de l'instrument miniTES à bord de Spirit et Opportunity (qui n'étaient pas disponibles lorsque les auteurs précités ont conduit leurs études) ?
- Est-il possible de reproduire les cas typiques décrits par les précédents auteurs avec des modèles distincts à l'aide d'un seul et même modèle ?

<sup>9</sup> Via notamment des collaborations avec les chercheurs de l'université d'Oxford et l'Open University en Angleterre et l'Institut d'Astrophysique d'Andalousie en Espagne, avec le soutien de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) et du Centre National des Etudes Spatiales.

Notre motivation au moment de commencer notre étude dépasse donc le simple cadre de la validation d'un nouvel outil : par la même occasion, nous pouvons tenter d'apporter des éléments de réponse aux quelques questions qui précèdent. De plus, une fois le modèle validé, il peut être employé pour révéler des signatures dynamiques méso-échelle inattendues, comme nous en donnons l'exemple à la fin de l'article et dans un cas d'étude supplémentaire qui clôt le présent chapitre.

### III.2.2 RÉSUMÉ DE L'ARTICLE

Le modèle méso-échelle du LMD est un nouveau simulateur de l'atmosphère et de l'environnement martiens pouvant résoudre des échelles horizontales de quelques centaines de kilomètres à quelques centaines de mètres.

Son cœur dynamique est adapté du modèle non-hydrostatique et compressible terrestre ARW-WRF. Sa physique comprend le jeu complet des paramétrisations développées depuis deux décennies pour le modèle de circulation générale martien du LMD, afin de simuler de la manière la plus réaliste et complète possible les cycles de la poussière, du CO<sub>2</sub>, de l'eau et des espèces photochimiques.

Dans la mesure où les simulations du modèle de circulation générale martien du LMD servent également à « forcer » le modèle méso-échelle en ses bornes, la descente d'échelle dynamique est particulièrement efficace et précise. Afin de définir l'état initial et les champs météorologiques aux frontières, une interpolation verticale spécifique est nécessaire pour aboutir à une projection réaliste des champs météorologiques du modèle de circulation générale sur le domaine haute résolution méso-échelle, sans déclencher d'instabilités numériques dans les simulations.

Employé à basse résolution sur un domaine « enroulé » autour de la planète (c'est-à-dire périodique selon la longitude), le modèle reproduit bien la structure thermique de grande échelle, ainsi que les caractéristiques des ondes longitudinales.

À plus haute résolution, les cycles diurnes simulés de pression, de vent et de température proches de la surface dans la région de Chryse Planitia sont en bon accord avec les mesures Viking et Pathfinder. Les rafales de vent soufflant l'après-midi, détectées par les mesures au sol, sont reproduites par le modèle à condition de ne pas utiliser l'ajustement convectif dans les simulations méso-échelle.

Par ailleurs, les vents anabatiques diurnes et catabatiques nocturnes prédits le long des murs du canyon Valles Marineris sont extrêmement intenses : respectivement  $\sim 30 \text{ m s}^{-1}$  et  $\sim 40 \text{ m s}^{-1}$ . Au sein du canyon, la topographie canalise l'écoulement, et l'amplifie quelques mètres au-dessus du sol, particulièrement pendant la nuit.

Par des simulations aux grands tourbillons dans Gusev Crater, le modèle décrit dans les détails la croissance de la couche de mélange au cours de l'après-midi et la dynamique associée : mouvements convectifs, ondes de gravité au sommet de la couche limite et fréquents tourbillons de type *dust-devils*. Les profils de température simulés sont en bon accord avec les mesures récentes de miniTES sur les *Mars Exploration Rovers*.

Le modèle offre de plus la possibilité de transporter les traceurs aux échelles régionales, et l'altitude simulée des nuages de glace d'eau au-dessus des volcans de Tharsis s'accorde avec les mesures récentes depuis l'orbite.

Enfin, un « anneau chaud » nocturne aux pieds d'Olympus Mons est identifié dans les simulations, et résulte du réchauffement adiabatique de l'air par les puissants vents catabatiques soufflant le long des pentes du volcan. La température de surface peut ainsi se trouver en excès de 20 K à cause de ce phénomène purement dynamique, ce qui suggère que les mesures d'inertie thermique dans la région sont probablement faussées.

### III.3 INTRODUCTION

The Mars Global Surveyor (MGS) mission yielded unprecedented observations of Martian meteorological phenomena at various horizontal scales below 100 kilometers [e.g. *Wang and Ingersoll, 2002*]. This was the starting point of numerous modeling efforts to accurately simulate regional processes unresolvable by the Martian Global Climate Models (or general circulation models, hereinafter referred as GCM). Indeed, even if idealized 1D or 2D models had provided interesting diagnostics of the planetary boundary layer [*Haberle et al., 1993; Savijärvi, 2004*], the slope winds [*Ye et al., 1990; Savijärvi and Siili, 1993*] and the lee waves [*Pickersgill and Hunt, 1981; Tobie et al., 2003*], they lacked the fully three-dimensional representation of the Martian atmosphere at local scales.

*Rafkin et al. [2001]*, *Tyler et al. [2002]*, and *Toigo and Richardson [2002]* built such three-dimensional Martian models by coupling the state-of-the-art terrestrial regional climate models with physical parameterizations of the Martian environment initially developed for the Martian GCMs. These efforts gave birth to powerful simulators of the Martian atmospheric circulations at the mesoscale (100s km – 1 km) and the microscale (1 km – 100s m). Alternative Martian mesoscale models were later developed by *Siili et al. [2006]* and *Wing and Austin [2006]*. Mesoscale meteorological diagnostics could be derived as well from GCMs including adaptable-grid zooming capabilities [*Forget et al., 1999; Moudden and McConnell, 2005*]. As was demonstrated recently by *Richardson et al. [2007]*, mesoscale dynamical solvers can also be turned into fully operable GCMs, while keeping the ability to be employed for regional-scale applications.

The 3D Martian mesoscale models have refined the analysis of the aforementioned idealized studies. The intense thermal circulations underlying the formation of spectacular water ice clouds [*Michaels et al., 2006*] and spiral dust plumes [*Rafkin et al., 2002*] on the Tharsis volcanoes were comprehensively accounted for. Specific studies assessing the transient eddies [*Tyler and Barnes, 2005*] and dust storms [*Toigo et al., 2002*] occurring at the edges of the polar caps were also carried out. The first Large Eddy Simulations for Mars were performed to assess the structure of the Martian boundary layer [*Michaels and Rafkin, 2004; Tyler et al., 2006; Richardson et al., 2007*] and the formation of “dust devil-like” convective vortices [*Toigo et al., 2003*]. All these studies demonstrate that the Martian atmospheric circulation at the mesoscale and the microscale is highly energetic, owing to high thermal contrasts, short radiative timescales, low atmospheric density and steep topographical gradients. The recent high-resolution observations by the Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) [*Malin et al., 2008*] offer new challenges for mesoscale modelers.

Apart from widening the knowledge of the atmospheric circulation on Mars, the Martian mesoscale models have been of practical utility to investigate the local aeolian processes involved in the formation of geological features such as dune or streaks [*Kuzmin et al., 2001; Fenton et al., 2005; Greeley et al., 2008*]. They have also been employed to estimate the atmospheric hazards at the selected landing sites of Mars Exploration Rovers (MER) [*Toigo and Richardson, 2003; Rafkin and Michaels, 2003*] and Beagle 2 [*Rafkin et al., 2004*], and provided guidance to design the MER Entry, Descent and Landing system [*Kass et al., 2003*]. The need for accurate and realistic Martian mesoscale modeling is still critical for the design of upcoming missions to Mars (e.g. Mars Science Laboratory, ExoMars).

The purpose of this paper is to describe and validate a new mesoscale model developed at the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD). The model is novel in the sense that it combines

1. the recent improvements in the stability, accuracy and ergonomomy of the mesoscale dynamical solvers developed for terrestrial applications [*Skamarock et al., 2005, 2008*];
2. the entire state-of-the-art Martian parameterizations developed for nearly two decades in the LMD Martian GCM (LMD-MGCM) to describe the CO<sub>2</sub> cycle [*Hourdin et al., 1993*], the dust cycle [*Forget et al., 1999*], the water cycle [*Montmessin et al., 2004*], and the photochemical cycles [*Lefevre et al., 2004*].

In addition to the obvious advantages of this virtuous association, the use of the same Martian physical parameterizations both in the mesoscale model, and in the GCM that is providing initial and boundary conditions to the mesoscale model, ensures a high level of downscaling consistency.

## III.4 MODEL DESCRIPTION

### III.4.1 DYNAMICAL CORE

The numerical integration of the atmospheric fluid dynamic equations is performed in meteorological models by the dynamical core. The LMD Martian Mesoscale Model dynamical core is based on the stable and carefully tested, fully parallelized, Advanced Research Weather Research and Forecasting model (hereinafter referred as ARW-WRF) [Skamarock *et al.*, 2005, 2008], developed for terrestrial applications at NCEP/NCAR (version 2.2.1 - November 2007).

The ARW-WRF mesoscale model integrates the fully compressible non-hydrostatic Navier-Stokes equations in a specific area of interest on the planet. Since the mesoscale models can be employed to resolve meteorological motions less than few kilometers, a scale at which the vertical wind acceleration might become comparable to the acceleration of gravity, hydrostatic balance cannot be assumed, as is usually done in GCMs.

Mass, momentum, entropy, and tracer conservation are ensured by an explicitly conservative flux-form formulation of the fundamental equations, based on mass-coupled meteorological variables (winds, potential temperature, tracers). Alternatively, these variables are recast into a reference profile plus a perturbation to reduce truncature errors [Skamarock and Klemp, 2008]. Tracer transport can be computed by an additional forward-in-time scheme based on the Piecewise Parabolic Method [Carpenter *et al.*, 1990], with positive definite and monotonic properties [Skamarock *et al.*, 2006].

In the vertical dimension, the equations are projected, as suggested by Laprise [1992], on terrain-following mass-based coordinates (“eta levels”):  $\eta = (\pi - \pi_t)/(\pi_s - \pi_t)$  where  $\pi$  is the hydrostatic component of the pressure,  $\pi_s$  the value at the surface and  $\pi_t$  the (constant) upper boundary value. As shown in Laprise [1992] and Janjic *et al.* [2001], the choice of such vertical coordinates enables the use of the ARW-WRF dynamical core either in full non-hydrostatic mode or under the hydrostatic assumption. At the top of the domain, free relaxation condition to zero vertical velocity is imposed (gravity wave absorbing layers can be defined as well, but were not used for the Martian applications, though considered for future improvements).

In the horizontal dimension, the dynamical solver is available with three possible projections on the planetary sphere: Mercator (suitable for equatorial regions), Lambert Conformal (for mid-latitudes), and Polar Stereographic (for high-latitudes). Projections are defined by map scale factors, ensuring a regular computational grid whatever the map projection should be. Polar simulations are therefore devoid of any pole singularity, an usual drawback of the GCMs that requires the use of additional filtering. The spatial discretization is an Arakawa C-grid, where normal velocities are staggered one-half grid length from the thermodynamic variables [Arakawa, 1966].

In the temporal dimension, a third-order Runge-Kutta integration scheme is employed for improved numerical accuracy and stability: the maximum stable Courant Friedrichs Lewy (CFL) numbers for advection are increased by a factor of two compared to the regular leapfrog integration scheme [Skamarock and Klemp, 2008]. A time-splitting integration technique is implemented to prevent the meteorologically insignificant acoustic motions from triggering numerical instabilities [Klemp *et al.*, 2007]. Additional filters for acoustic external and internal modes damp residual instabilities possibly arising in the acoustic step integration.

In the ARW-WRF Runge-Kutta time-integration scheme, while pressure gradient and divergence terms are simply second order and centered, spatial discretizations of the advection terms for momentum, scalars and geopotential are 2nd through 6th order accurate [Wicker and Skamarock, 2002]. Martian simulations are performed with a 5th order discretized advection. One particularity of the odd-order advection discretization is the inherent inclusion of a dissipation term [Hundsdoerfer *et al.*, 1995] with a coefficient proportional to the Courant number.

However, as was pointed out by Knievel *et al.* [2007], this odd-ordered implicit scheme is not diffusive enough in low-wind or neutral/unstable stratification, and numerical noise in the wind fields might reach comparable amplitudes as the simulated winds. Such noise was found to be significant in the Martian case under near-surface afternoon superadiabatic conditions. The

standard Martian simulations thus include the additional 6th order diffusion scheme developed by *Kniewicz et al.*, with a removal parameter set for Martian applications to 20% of the  $2\Delta x$  noise in one timestep. While reducing the numerical noise near the surface to almost undiscernable amplitudes, the additional Kniewicz diffusion has little effect on the simulated meteorological fields.

Particular adaptations were required to use the ARW-WRF dynamical solver in the Martian environment. Physical constants, such as the acceleration of gravity and the planetary rotation rate, were converted to the Martian values. Vegetation and ocean-related variables were not used, and replaced with variables more suitable for the Martian applications (e.g. thermal inertia). Martian dates are given by the aerocentric solar longitude  $L_s$ , which indicates the position of Mars with respect to the Sun (0, 90, 180, 270 are respectively the beginning of the northern hemisphere spring, summer, fall and winter). The terrestrial calendar was thus replaced with the LMD-GCM Martian calendar built on 669 Martian sols split in 12 “aerocentric longitude”-based monthes (each of them is  $L_s = 30^\circ$  long, and thus encloses an irregular number of Martian sols due to the high eccentricity of the orbit), and one hour was defined as  $1/24$  sol.

### III.4.2 MARTIAN PHYSICS

In any meteorological model, the 3D dynamical core is coupled with 1D parameterization schemes to compute on each grid point of the simulation domain the particular physics of the considered planetary environment: diabatic forcing of the atmospheric circulation (radiative transfer, soil thermal diffusion); sub-grid scale dynamical parameterizations (Planetary Boundary Layer [PBL] diffusion and mixing, convective adjustment); tracers sources and sinks (microphysical processes, chemistry, dust sedimentation and lifting).

The LMD Martian Mesoscale Model shares the same comprehensive physical parameterizations as the LMD-MGCM, in order to compute a consistent and carefully validated representation of the dust,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  and photochemistry cycles [*Forget et al.*, 1999; *Montmessin et al.*, 2004; *Lefevre et al.*, 2004]. The radiative transfer in the model accounts for  $\text{CO}_2$  gas infrared absorption/emission [*Hourdin et al.*, 1992] and visible and infrared dust absorption, emission and diffusion [*Forget et al.*, 1998, 1999]. Description of the  $\text{CO}_2$  condensation processes in the model can be found in *Forget et al.* [1998b]. Thermal conduction in the soil is simulated by the 11-layer soil model developed by *Hourdin et al.* [1993] for Mars (soil density and soil specific heat capacity are set as constants).

Turbulent closure is based on turbulent viscosity with coefficients calculated from the 2.5 scheme by *Mellor and Yamada* [1982], improved by *Galperin et al.* [1988]. In this case of vertical mixing handled in the independent 1D physical packages, the native vertical mixing schemes in the ARW-WRF dynamical core were switched off, and the most appropriate choice for explicit horizontal diffusion is the built-in ARW-WRF scheme based on horizontal deformation [*Smagorinsky*, 1963].

Recent improvements on the radiative transfer computations [*Dufresne et al.*, 2005], on the slope irradiance estimations [*Spiga and Forget*, 2008], on the dust lifting and sedimentation [*Forget et al.*, 1999b; *Newmann et al.*, 2002], on the water cycle and water ice clouds [*Montmessin et al.*, 2004], on the photochemical species [*Lefevre et al.*, 2004], particularly ozone [*Lefevre et al.*, 2008], are natively included in the LMD Martian Mesoscale Model too. The non-local thermodynamic equilibrium (NLTE) parameterizations for thermosphere applications [*González-Galindo et al.*, 2005] as well as estimations of the atmospheric exchanges with the Martian regolith [*Böttger et al.*, 2005], are available in the model, albeit not activated in the present simulations.

Upcoming improvements of the LMD-MGCM physics [*Forget et al.*, 2007], following the recent measurements by instruments onboard Mars Express (MEx) and MRO, will be included automatically in the LMD Mesoscale Model. Examples of future parameterizations that will be added in the model are the water ice clouds radiative effects, which could significantly modify the atmospheric temperatures [*Wilson et al.*, 2007], and the new dust radiative properties derived from recent measurements by the OMEGA instrument onboard MEx [*Määttänen et al.*, 2008] and the CRISM instrument onboard MRO [*M. J. Wolff and M. Vincendon*, personal communication, 2008].

As is the case for terrestrial ARW-WRF applications, physical packages are invoked each dynamical timestep, but radiative transfer computations are carried out less often to save computational time. Coupling the physical parameterizations to the dynamical core integration at each timestep

was found to be necessary to accurately account for the near-surface friction effects. Calling the physical packages at lower frequency with respect to the dynamical calculations led to overestimate the near-surface wind velocities where the wind acceleration is particularly high, typically in regions of strong Martian topographically-driven circulation. Besides, computing the physical parameterizations at the same frequency as the dynamical integration is profitable to other physical parameterizations, such as e.g. the formation of clouds, sensitive to rapid temperature change.

Although it is set to 1 in the standard LMD Martian Mesoscale Model simulations performed in this paper, the ratio between the dynamical timestep and the physical timestep can still be set to higher values, for instance in regions where topographical gradients are not too high. Interestingly, we found in this case that splitting the physical tendency in equal parts and blending it with the dynamical tendency at each dynamical timestep computation is slightly more stable (understand: allows for higher dynamical timesteps) than applying the whole physical tendency when the physical parameterizations are computed, and letting the dynamical core naturally evolve until the next physics call.

Two physical parameterizations of the LMD-MGCM, specifically designed for synoptic-scale meteorological applications, are not used in the mesoscale applications.

Firstly, in the mesoscale domain, the topographical field is described with an horizontal resolutions from tens of kilometers to hundreds of meters. The *Lott and Miller* [1997] subgrid-scale topographical drag parameterization and the *Miller et al.* [1989] gravity-wave drag scheme can thus be switched off, as the topographical influence on the atmospheric flow is naturally computed by the non-hydrostatic dynamical core at the chosen mesoscale resolutions.

Secondly, in order to ensure numerical stability, and to account for subgrid-scale mixing processes unsufficiently handled in the PBL scheme, it is usually necessary to turn any unstable layer with negative potential temperature gradients (an usual near-surface situation during Martian afternoons) into a neutral equivalent [*Hourdin et al.*, 1993]. As pointed out by *Rafkin* [2003b], the use of such an artificial convective adjustment scheme might be questionable in Martian atmospheric models, should they be GCMs or mesoscale models. Since numerical stability is ensured in the LMD Mesoscale Model by choosing the appropriate dynamical timestep with respect to the CFL condition, and using the aforementioned ARW-WRF nominal filters and diffusion schemes, the convective adjustment scheme used in the LMD-MGCM can thus be switched off in the LMD Mesoscale Model. We provide additional clues for this choice in section III.5.2 of the present paper.

### III.4.3 INITIAL AND BOUNDARY CONDITIONS

#### III.4.3.1 STARTING STATE AND HORIZONTAL BOUNDARIES

Mesoscale simulations can be performed in a limited domain anywhere on the planet. Thus, boundary conditions for the main meteorological fields (horizontal winds, temperature, tracers) have to be provided during the simulations, in addition to an atmospheric starting state. Idealized simulations usually require the use of periodic, symmetric or open boundary conditions, whereas real-case simulations need specified climatologies at the boundaries.

The specified boundary conditions and the atmospheric starting state are derived from previously performed  $64 \times 48 \times 25$  (i.e. horizontal resolution of  $5.625^\circ$  in longitude and  $3.75^\circ$  in latitude, model top  $\sim 80$  km altitude) LMD-MGCM simulations which have reached equilibrium, typically after  $\sim 10$  simulated years. In this paper, GCM results are used every Martian hour to constrain the mesoscale model at the domain boundaries. Temporal interpolations to each mesoscale timestep and spatial interpolations on the mesoscale domain are performed from the LMD-MGCM inputs. A relaxation zone of a given width (user-defined, usually 5 grid points) is implemented at the boundaries of the ARW-WRF domain to enable both the influence of the large-scale fields on the limited area, and the development of the specific mesoscale circulation inside the domain. The interpolations and the use of a relaxation zone prevent the prescribed meteorological fields at the lateral boundaries from having sharp gradients and from triggering spurious waves or numerical instabilities (the situation where the relaxation zone crosses steep topographical gradients should however be avoided).

### III.4.3.2 NESTING OR SINGLE-DOMAIN STRATEGY ?

The model includes one-way and two-way (or “feedback”) nesting capabilities. The nested simulations feature two kinds of domains where the meteorological fields are computed : the “parent” domain, with a large geographical extent, a coarse grid resolution, and specified boundary conditions, and the “nested” domains, centered in a particular zone of interest, with a finer grid resolution, and boundary conditions provided by its parent domain.

In the present study, the nesting capabilities were used only if necessary, and mostly single-domain simulations were carried out.

Firstly, employing the same physical parameterizations in the mesoscale model computations and in the GCM simulations defining the boundary and initial conditions, ensures a very consistent meteorological forcing at the boundaries of the mesoscale domain. This assumption was not denied by further examination of the performed simulations: mesoscale predictions are not unrealistically departing from the LMD-MGCM prescribed fields at the boundaries, and the mesoscale influence naturally adds to the synoptic (large-scale) tendency communicated at the boundaries.

Secondly, the single-domain approach is appropriate as long as the variations of near-surface winds, pressure and temperature induced by “passing” thermal tides through the east-west boundaries are not unrealistic. This criterion is specific to Martian mesoscale modeling, and was described by *Tyler et al.* [2002]. We found that the thermal tides are not especially problematic in the LMD Mesoscale Model simulations, albeit the near-surface meteorological fields in the  $\sim 5$  near-boundaries grid points are slightly altered by spurious variations correlated with the strong daytime variations. Thus, the area subject to analysis should not include the near-boundaries grid points. The practical solution to this drawback is to define a large domain, centered on the chosen area of interest, with a sufficient number of grid points ( $75 \times 75$  being a minimal requirement).

Thirdly, *Dimitrijevic and Laprise* [2005] showed, by the so-called “Big Brother” approach, that the single-domain approach yields reliable results when the boundary forcing involves a minimum of  $\sim 8 - 10$  GCM grid points. Thus, given the resolution of the GCM fields used in this study to constrain the LMD Mesoscale Model, single-domain simulations with, for instance, an horizontal resolution of 20 km shall be performed on at least  $133 \times 88$  grid points. *Antic et al.* [2006] found that the “8 – 10 grid points” limit can be lowered in situations of complex topography, because the dynamical influence of these mesoscale features is responsible for the larger part of the mesoscale circulation in the domain. Such situations are rather common on Mars, and the aforementioned “minimal” grid can be of slightly smaller horizontal extent in areas such as Olympus Mons or Valles Marineris. Table III.1 summarizes the settings of all the simulations performed in this study : one shall note that the sizes of the simulation grids were chosen in order to ensure the reliability of the single-domain approach.

The nesting technique is used only when defining a single domain with sufficient geographical extent would have required too many grid points to handle the computations within reasonable CPU time. For instance, with “ $64 \times 48$ ” GCM simulations as boundary conditions, the use of the single-domain strategy to model the Arsia Mons circulation at 5 km resolution imposes a simulation grid of at least  $531 \times 354$  points. As is stated in table III.1, the nesting technique is employed for this kind of simulation.

### III.4.3.3 SURFACE FIELDS

Surface static data into the mesoscale domain are extracted from maps derived from recent spacecraft measurements: 64 pixel-per-degree (ppd) MOLA topography [*Smith et al.*, 2001], 8 ppd MGS/Thermal Emission Spectrometer (TES) albedo [*Christensen et al.*, 2001], 20 ppd TES thermal inertia [*Putzig and Mellon*, 2007]. A smoother composite thermal inertia map derived from *Palluconi and Kieffer* [1981], *Mellon et al.* [2000] and *Vasavada et al.* [2000] is alternatively used for better continuity with LMD-MGCM simulations. Except for CO<sub>2</sub> ice covered areas, emissivity is set to 0.95. The roughness length  $z_0$  is set to the constant value of 1 cm, but further versions of the model will use spatially-varying  $z_0$  [*Hébrard et al.*, 2007]. Initial values for time-varying surface data, such as CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O ice on the surface, and soil temperatures are derived from the GCM



	$xyz$ grid	$\Delta x$ (km)	$\Delta z$ (m) <sup>a</sup>	$\pi_t$ (Pa) <sup>b</sup>	$\Delta t$ (s)	$L_s$ (°)	Plot <sup>c</sup>	Comments
GCM-like	$74 \times 50 \times 26$	$\sim 300$ <sup>d</sup> ( $5^\circ$ )	2200	1	185 <sup>e</sup>	0, 180, 270	7th	Hydrostatic option Periodic x-boundary Water cycle on
Chryse Planitia (40W, 32S)	$181 \times 181 \times 61$	20	670	5	25	150	2nd-5th	1st level $\sim 0.6$ m ABG
Valles Marineris (68W, 8S)	$401 \times 121 \times 61$	12	700	3	10	320	4th	
G-usev (175.4E, 14.5S)	$150 \times 150 \times 71$	0.1 (LES)	140	250	1/2	2.5	1st	Periodic x-boundary Periodic y-boundary Uniform initial state <sup>f</sup> Zero initial winds
Tharsis (120E, 5N)	$200 \times 200 \times 61$	20	700	3	20	90, 120	4th	Water cycle on (new TES reference)
+ Arsia Mons Nest (120.5E, 9.7S)	$205 \times 205 \times 61$	5	700	3	10	120	4th	1-way nesting
Olympus (134E, 18N)	$201 \times 201 \times 61$	10	700	3	10	175	6th	Fixed thermal inertia $85 \text{ J.m}^{-2}\text{K}^{-1}\text{s}^{-0.5}$

simulations. The latter initialization reduces the spin-up time for surface temperature to roughly one simulated sol.

The LMD Mesoscale Model has the complete ability to simulate the dust cycle (lifting, sedimentation, transport). However, the high sensitivity of the results to the assumptions made on threshold wind stress and injection rate [Basu *et al.*, 2004] leads us to postpone these issues to future studies. Instead, similarly to the reference LMD-MGCM simulations, dust opacities are prescribed in the mesoscale model from 1999-2001 TES measurements, thought to be representative of Martian atmospheric conditions out of the global dust storm events [Montabone *et al.*, 2006]. In the vertical dimension, as described in Forget *et al.* [1999], and in accordance with the general consensus of well-mixed dust in equilibrium with sedimentation and mixing processes [Conrath, 1975], dust mixing ratio is kept constant from the surface up to a given elevation  $z_{\max}$  above which it rapidly declines. Both in the nominal GCM and mesoscale simulations,  $z_{\max}$  as a function of aerocentric longitude and latitude is calculated from the “MGS scenario” [Forget *et al.*, 2003].

#### III.4.3.4 VERTICAL INTERPOLATION

In the process of initialization and definition of boundary conditions, the vertical interpolation of GCM meteorological fields to the terrain-following mesoscale levels must be treated with caution. While deriving the near-surface meteorological fields from GCM inputs, one may address the problem of underlying topographical structures at fine mesoscale horizontal resolution, e.g. a deep crater, not resolved in the coarse GCM case.

A crude extrapolation of the near-surface GCM fields to the mesoscale levels is usually acceptable for terrestrial applications. On Mars, owing to the low density and heat capacity of the Martian atmosphere, the surface temperature is to first order controlled by radiative equilibrium, and thus left unaffected by variations of topography [e.g. Nayvelt *et al.*, 1997]. A practical consequence, which renders the extrapolation strategy particularly wrong on Mars, is that the near-surface temperature and wind fields vary much more with the distance from the surface than with the absolute altitude above the areoid (or equivalently with the pressure level). Initial tests carried out with the extrapolation strategy showed that the near-surface fields at the boundaries could be in error by 20 – 30 K. Conversely, an interpolation only based on terrain-following principle is problematic at higher altitudes, and was found to lead to numerical instabilities during the mesoscale integrations.

Table III.1: Simulation settings. All other settings (filters, physical packages) are standard, as indicated in the paper. Notes : –<sup>[a]</sup>– Any vertical level repartition can be chosen in the ARW dynamical core; we chose to define levels equally spaced in altitude. However, to correctly resolve the boundary layer, the first eight levels are fixed to the values  $\eta = 1, 0.9995, 0.998, 0.995, 0.985, 0.97, 0.94, 0.9$ , which correspond (roughly) to altitudes above ground of 3, 14, 38, 112, 260, 535, 975, 1600 m. If the model top is rather low (e.g. LES studies), only the first four or five values are fixed. –<sup>[b]</sup>– Except for LES studies, the model top should be chosen at the summit of Martian tropopause (around 3 Pa) where isothermal temperature structure is observed [Tyler *et al.*, 2002]. –<sup>[c]</sup>– Indicates the sol chosen for analysis in this paper. Usually, the spin-up time is  $\sim 1$  sol. When the water cycle is computed, a longer spin-up time can be expected (about 2 sols). –<sup>[d]</sup>– The ARW dynamical core does not enable the definition of the latlon projection usually employed in the GCMs (at least in version 2.2 used for the present Martian applications). Mercator projection is chosen instead. Consequently, the indicated value for  $\Delta x$  is correct for the longitude coordinates, but only indicates the maximal value of horizontal resolution for the latitude coordinates (poleward decrease due to the Mercator projection). –<sup>[e]</sup>– Interestingly, this value is higher than the LMD-MGCM dynamical timestep of 92.5 s; this is a direct consequence of the Runge-Kutta stability improvements in the ARW dynamical core. –<sup>[f]</sup>– The terrain properties for this simulation are typical of the Gusev site: Elevation –1905 m; Thermal Inertia  $231 \text{ J.m}^{-2}\text{K}^{-1}\text{s}^{-0.5}$ ; Albedo 0.23; Dust opacity 0.3

Therefore, input meteorological data need to be recast on intermediate pressure levels  $P'$  with a low level smooth transition from terrain-following levels (for the near-surface environment) to constant pressure levels (for the free atmosphere at higher altitude). We thus have  $P'(x, y) = \alpha + \beta P_s(x, y)$ ,  $P_s$  being the surface pressure at the resolution of the GCM simulations. To ensure a realistic low-level transition, the technique described in *Millour et al.* [2008], based on high-resolution GCM results, is employed to calculate the  $P'$  levels. The mesoscale surface pressure field  $p_s$  is an input parameter of the method, since the near-surface adiabatic cooling over mountains and warming within craters are taken into account. Note that  $p_s(x, y)$  is calculated from  $P_s(x, y)$  on the basis of the high-resolution topography of the mesoscale domain  $z(x, y)$  by

$$p_s(x, y) = P_s(x, y) e^{\frac{g[Z(x, y) - z(x, y)]}{R T(x, y)}}$$

where  $Z(x, y)$  is the topography at the resolution of the GCM simulations,  $R$  the gas law constant,  $g$  the acceleration of gravity, and  $T(x, y)$  the temperature predicted by the GCM 1 km above the surface (see *Spiga et al.* [2007]). Without reinterpolating the data, the intermediate pressure  $P'$  levels are then simply converted into their mesoscale counterparts  $p'$  by substituting  $p_s$  for  $P_s$  in the formula  $P'(x, y) = \alpha + \beta P_s(x, y)$ . Finally, the built-in ARW-WRF vertical interpolation on the final mesoscale terrain-following levels can be performed, as the problem of extrapolation is solved by the use of the intermediate pressure levels  $p'$ .

The initial atmospheric state obtained through this method led to satisfactory low-amplitude adjustments of the meteorological fields by the mesoscale model at the beginning of the performed simulations (i.e. the first thousands of seconds). The boundary conditions are also correctly defined both near the surface and in the higher atmosphere. While the extrapolation method resulted in frequent unrealistic meteorological fields at the boundaries, especially in areas of uneven topography, the adopted “hybrid” method ensures realistic forcing at the boundaries of the mesoscale domain in any situation.

## III.5 SIMULATIONS

The purpose of the case studies in this paper is to validate the LMD Martian Mesoscale Model upon well-constrained GCM simulations, lander measurements, and independent robust mesoscale modeling studies. The characteristics of the presented simulations are summarized in Table III.1. The performance of the model is investigated at various horizontal scales, including synoptic scales, meso-scales and micro-scales. At the same time, the performed simulations give insights into the various mesoscale and microscale meteorological phenomena on Mars.

### III.5.1 LARGE-SCALE SIMULATIONS

Even if mesoscale models are specifically designed for regional meteorology, they can as well be used as GCMs after few adaptations [*Richardson et al.*, 2007]. The goal of this subsection is not to address any synoptic-scale meteorological issue, but to check the performances of the ARW-WRF dynamical core with all the realistic Martian atmospheric forcings provided by the LMD Martian physics. Since the LMD-MGCM and the LMD Martian Mesoscale Model share the same physical parameterizations, comparing the diagnostics of the two models is an efficient test of the dynamical core itself. Besides, as the LMD-MGCM fields are used as boundary conditions for mesoscale applications, performing such a check-of-consistency is a necessary preliminary step.

The LMD-MGCM simulations that are used as reference in this section are of slightly higher resolution in longitude ( $5^\circ$ ) than the ones used for the standard mesoscale initializations. As reported in Table III.1, the mesoscale “GCM-like” domain is defined with the same resolution of  $5^\circ$  in longitude. For the sake of comparison, unlike the standard LMD Martian Mesoscale Model simulations performed in this paper at finer resolutions, the convective adjustment and the gravity-wave drag schemes are included, and hydrostatic equilibrium is assumed. The domain is global in the longitude dimension, with east-west periodic boundary conditions to mimic the behavior of a

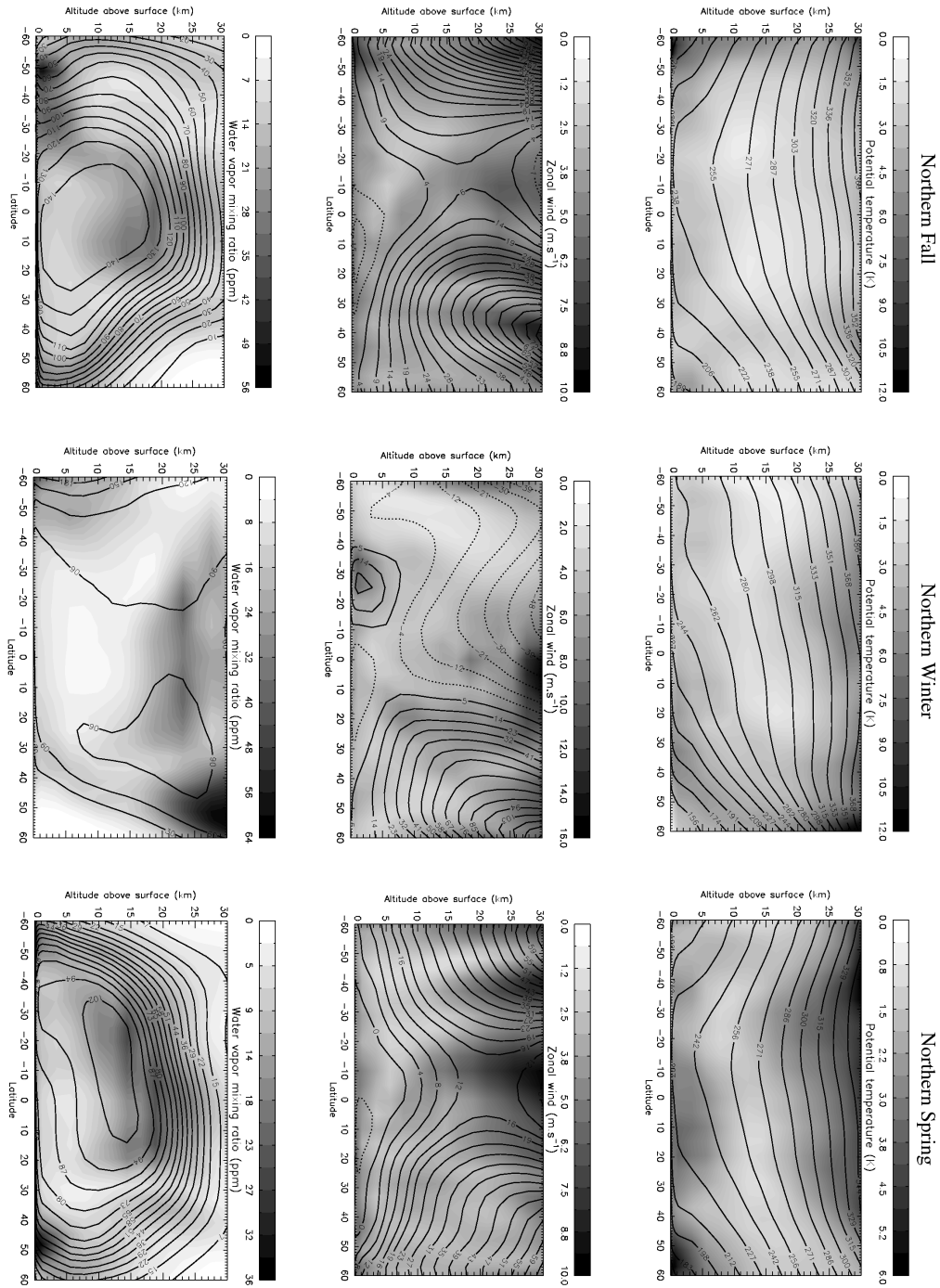


Figure III.5: Comparisons between the 7th day of simulation of the LMD Martian Mesoscale Model in “GCM-like” mode and the LMD Martian GCM reference. The zonal mean of the magnitude of the difference between the mesoscale model and the GCM is shaded for three fields: [TOP] potential temperature, [MIDDLE] zonal wind, [BOTTOM] water vapor mixing ratio. The contours of the zonal mean of the corresponding fields simulated by the LMD Martian Mesoscale Model are superimposed. Three different seasons are considered : [LEFT] northern fall ( $L_s = 180^\circ$ ), [MIDDLE] northern winter ( $L_s = 270^\circ$ ), and [RIGHT] northern spring ( $L_s = 0^\circ$ ). Note that, contrary to the “Tharsis clouds” simulation, the water cycle is set here to reproduce the “old” TES reference, wetter than the “new” reference [Smith *et al.*, 2008].

GCM. The evolution of the mesoscale model in the longitudinal dimension is consequently free of any external constraints.

Northern and southern boundary conditions are prescribed at latitudes  $\pm 75^\circ$  with a relaxation zone extending to latitudes  $\pm 69^\circ$ . Thus, we chose to limit the rigorous comparison between the two models to latitudes below  $\pm 60^\circ$ . Another reason for that is the choice of the Mercator projection in the “GCM-like” mesoscale simulation, which is not fully appropriate to model the atmospheric circulation in the high latitudes.

First of all, the surface temperature cycle, and the radiative fluxes, were checked to be exactly similar in the mesoscale “GCM-like” simulations and the GCM simulations. Then, the major atmospheric structure was examined after seven sols of simulation for three typical seasons (northern fall, northern winter, and northern spring). Results are shown in figure III.5.

The overall thermal atmospheric structure is well reproduced by the LMD Martian Mesoscale Model at these three seasons, as could be inferred from the potential temperature field. Vertical profiles of temperature at various locations on Mars (figures not shown) compare also closely between both simulations, except in the topmost five levels. As the LMD-MGCM results are carefully validated with available data from spacecraft measurements (mostly MGS TES and radio-occultation temperature measurements), the atmospheric structure simulated by the mesoscale model is indirectly validated against these measurements. Correct reproduction of the zonal jets is then expected from the thermal wind balance, once the thermal structure is validated [Lewis and Read, 2003]. The fall and spring symmetrical jets and winter hemisphere jet are indeed accurately predicted by the mesoscale model, qualitatively and quantitatively. As a complement, it is worth mentioning the satisfying similarity between the western boundary current on the Tharsis flanks [Joshi *et al.*, 1995] simulated by the LMD Mesoscale Model and by the LMD-MGCM (figure not shown).

Differences can however be observed between the two models. Firstly, they disagree close to the top of the mesoscale domain. There can be two reasons for that: 1. artificially prescribing a fixed top at a given pressure level could be the source of unrealistic computations (as could be observed in the top five levels that were removed from the figure for sake of clarity); 2. the Martian Hadley cell could extend up to 60 km, especially during the solstices; prescribing a model top around 41 km clearly prevents the representation of the meridional transport of momentum and heat from being fully accurate [Wilson, 1997; Forget *et al.*, 1999; Toigo and Richardson, 2002].

Secondly, differences are significant in the northern polar night at higher altitudes. The polar night is an environment driven by dynamical processes rather than radiative processes, revealing the subtle differences between the various dynamical cores and their related assumptions. Therefore, albeit the LMD-MGCM and LMD Mesoscale Model share similar physical parameterizations, the two models might lead different diagnostics in the polar night, as is the case between the finite difference LMD-MGCM and the spectral Oxford Mars GCM [L. Montabone, personal communication, 2007; see also Giuranna *et al.*, 2008]. Besides, the observed differences could be due to the different map projections at high latitudes. The limited vertical extent of the Hadley cell in the mesoscale model, owing to low model top, shall also explain the departures between both models, in regions where the descending branch of the Hadley cell is known to induce strong polar warming [Wilson, 1997].

As could be expected, the aforementioned limitations of the “GCM-like” approach lead to significant differences in the water vapor field in peculiar locations. Since water ice clouds have non-linear dependence with temperature, and water vapor atmospheric repartition is strongly influenced by the synoptic meridional transport [Montmessin *et al.*, 2004], slight wind or temperature departures between the LMD Martian Mesoscale Model and the LMD-MGCM can lead to significant water vapor differences, providing at the same time interesting insights on the main contrasts. For instance, differences in the meridional transport, induced by the finite model height, can be observed around 20 – 25 km altitude near the equator during the three seasons. The lack of transport efficiency of the Hadley cell can also be identified around  $50^\circ$  latitude in the northern winter hemisphere, where the polar warming was found previously to be diversely simulated in both models. Finally, the near-surface differences at northern fall around  $50^\circ\text{S}$  and northern spring around  $50^\circ\text{N}$  are probably due to the differences of grid points positions between the two models, which

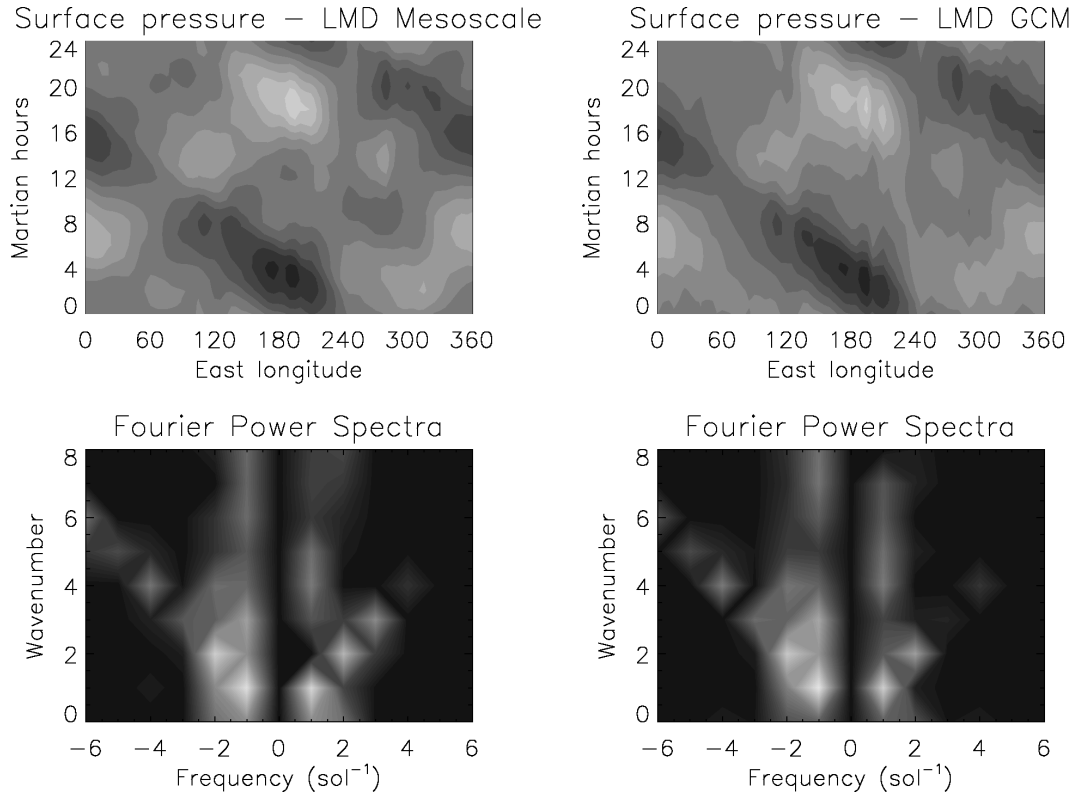


Figure III.6: [TOP] Hovmöller plot of the equatorial surface pressure anomalies  $p_s$  for the 7th day of simulation. The average surface pressure value on the whole day is subtracted to the raw equatorial surface pressure signal, which removes the topographical permanent component. Maximum anomalies are  $\pm 35$  Pa. Results from the reference LMD Martian GCM [RIGHT] are compared to the LMD Martian Mesoscale Model results [LEFT], obtained with “GCM-like” simulation settings and cyclic longitudinal dimension. The same black and white scale is employed in both plots. [BOTTOM] Representation of the equatorial surface pressure anomalies in the spectral space by Fast Fourier Transformation. The plotted quantity is the logarithmic power spectra  $\log_{10}(\tilde{p}_s^2)$ . Black is used for values below  $-2.5$ , white corresponds to values of  $1.5$  (same black and white scale is employed in both plots). Westward diurnal and eastward Kelvin modes can be clearly identified, with associated harmonics. Note an enhanced signal for the Kelvin wavenumber 3 mode in the mesoscale model (which is rather difficult to explain).

might influence the edge of the retreating seasonal polar caps, and thus the associated water vapor release into the atmosphere.

To summarize, despite departures that could be well accounted for by the structural differences between the GCM and the mesoscale model, the vertical and latitudinal synoptic structure is accurately reproduced by the mesoscale model.

The behavior in the freely evolving longitudinal dimension (thanks to the use of periodic boundary conditions) has to be investigated as well. Analyzing the tidal structure is a suitable test for this purpose, and more generally enables to test the dynamical core performances. Wave analysis is carried out on the surface pressure signal at the equator during the northern winter, where the atmospheric response to solar heating is particularly strong due to increased dust loading (e.g. *Read and Lewis*, [2004]). As could be concluded from figure III.6, the tidal power spectra obtained with the two models closely match. The sun-synchronous diurnal and semidiurnal modes (westward propagating) are accurately modeled, as well as the diurnal Kelvin mode (eastward propagating). Higher-frequency modes, of lesser amplitude, are also present in the resolved spectra.

Baroclinic waves are correctly reproduced (structure and amplitude, figures not shown) in the mesoscale simulations, even if the phasing of the typical high and low pressure features is different from the LMD-MGCM simulations. Such differences could be expected from the absence of forcing on the longitude dimension in the mesoscale simulation, and the distinct map projections between the two models, yielding different horizontal resolutions at mid-latitudes.

### III.5.2 VIKING AND PATHFINDER LANDING SITES

Martian *in situ* meteorological measurements are particularly sparse. Near-surface measurements performed by the Viking (VL) and the Mars Pathfinder (MPF) Landers can however provide some “ground truth” for the mesoscale models to compare to. Such a comparison is possible due to the high repeatability of the Martian climatic system, which is mostly controlled by local time and season, with a generally low interannual variability only disturbed by the occurrence of dust storms. A strong limitation of the validation of the mesoscale model diagnostics against lander data is the fact that measurements were done in flat terrains whereas most of the interest for near-surface mesoscale phenomena resides in topographically uneven areas.

As indicated in Table III.1, the latitude-longitude extent of our second simulation domain is roughly  $[2^{\circ}\text{W} - 80^{\circ}\text{W}] \times [2^{\circ}\text{N} - 58^{\circ}\text{N}]$ . The whole Chryse Planitia region, including both the VL1 and the MPF landing sites, is thus covered, at enough distance from the boundaries where the LMD-MGCM meteorological inputs are defined. Figures III.7 and III.8 summarize the results at the VL1 and Pathfinder landing sites. The overall reproduction of the near-surface temperature, surface pressure and wind daily cycles by the LMD Mesoscale Model is satisfying.

The simulations were performed with and without the convective adjustment, to assess the influence on the near-surface meteorological fields of this somewhat artificial adjustment to stable conditions. Convective adjustment is responsible for the “sharkfin appearance” (to quote *Rafkin et al.* [2001]) of the afternoon variations of the near-surface temperature in figures III.7 and III.8. Results are rather similar with a first level in the LMD Mesoscale Model at 1 m (shown) or 5 m (not shown) above the surface. On the contrary, much better agreement on daily near-surface temperature variations is obtained when the convective adjustment is removed, and the near-surface superadiabatic layer set free to develop during the afternoon.

Without convective adjustment, the temperature is overestimated by  $\sim 5 - 10$  K during the afternoon, compared to the VL1 and Pathfinder measurements. Late afternoon and evening temperatures are also over-estimated, which could be an effect of thermal inertia values higher than in reality. It should be kept in mind that the near-surface temperature is very sensitive to the assumptions made on the soil thermal inertia and albedo properties, as well as the dust concentration in the atmosphere. As a consequence, the independent models of *Rafkin et al.* [2001], *Tyler et al.* [2002], and *Toigo and Richardson* [2002] yielded different quantitative results with under-/over-estimation in the range  $[-10 \text{ K}, 10 \text{ K}]$ . The afternoon overestimation in our model is within this uncertainty range.

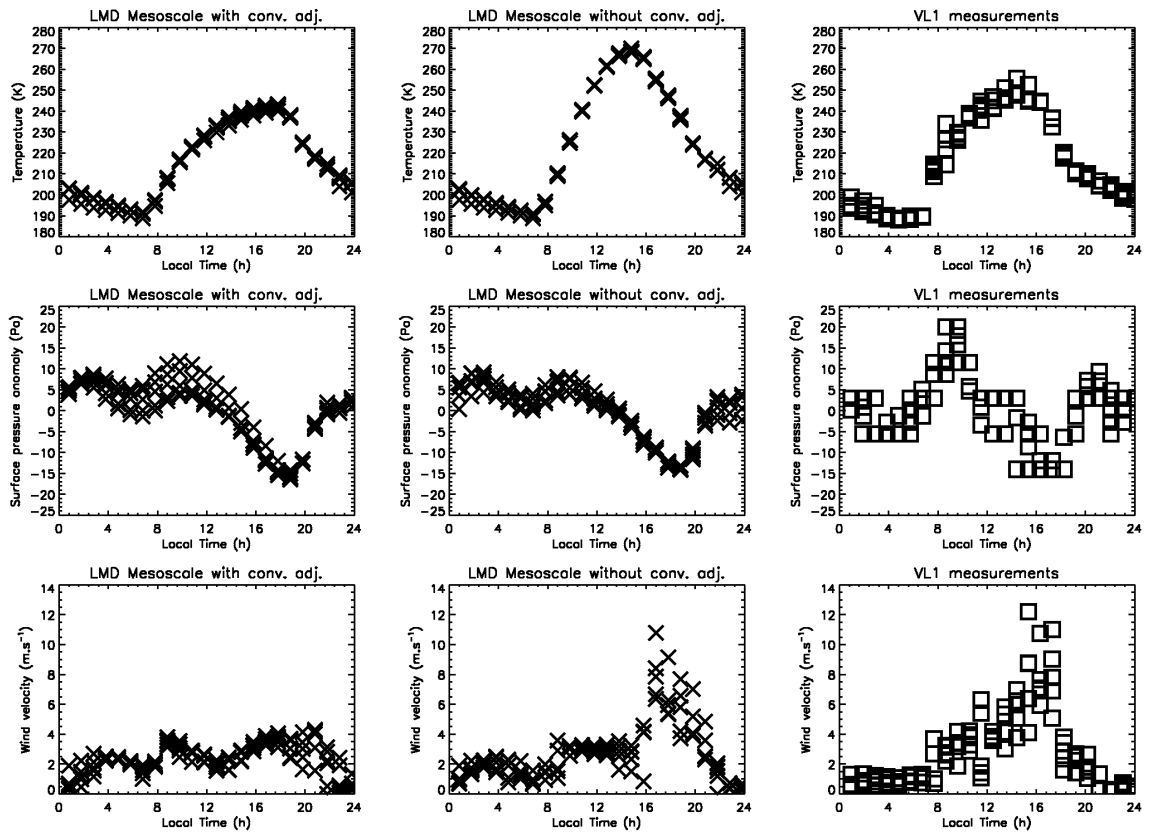


Figure III.7: Comparison of the meteorological fields predicted by the mesoscale model (grid point coordinates 48.09W,22.24N) with Viking Lander 1 measurements (coordinates 47.95W,22.27N). First level of the model is  $\sim 0.6$  m above the surface and second level is  $\sim 3.5$  m. Temperature values 1.6 m above the surface (altitude of the Viking Lander 1 sensor) are obtained by linear interpolation in the vertical dimension. Wind values 1.6 m above the surface are derived from the simulated values assuming a logarithmic wind profile with surface roughness of 1 cm. Surface pressure anomalies are computed using a daily average value. Mesoscale model results with and without convective adjustment are shown.



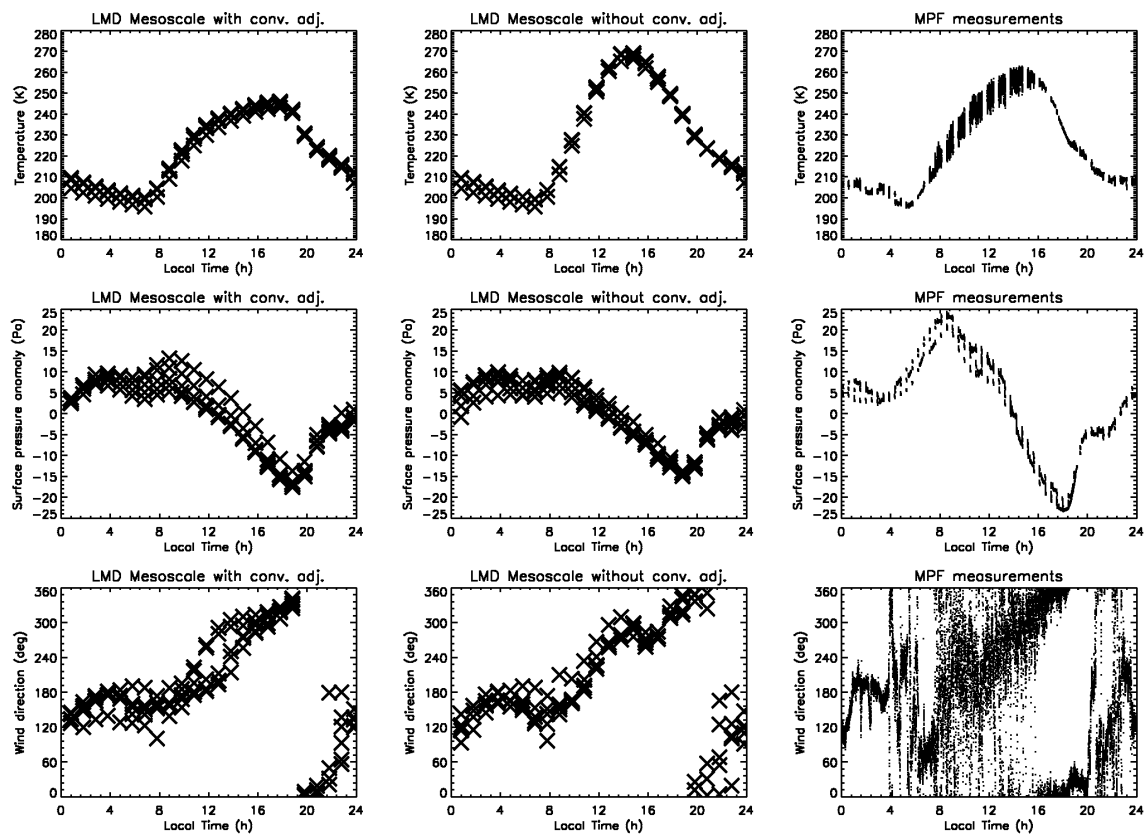


Figure III.8: Same as figure III.7 at the Mars Pathfinder site. Lander coordinates are 33.10W,19.25N; nearest grid point coordinates are 33.25W,19.10N. Altitude of the lander temperature sensor is 1.27 m. Wind velocities are replaced by wind direction, as the error bars on the Pathfinder wind measurements might be rather high (see text for further discussion). J. Murphy kindly provided the Pathfinder wind data.

Turning on and off the convective adjustment does not impact much on the surface pressure cycle (figures III.7 and III.8) and wind daily rotation (figure III.8), which are correctly accounted for in the LMD Mesoscale Model. The maximum of surface pressure in the morning is not well reproduced by the mesoscale model, for reasons difficult to evaluate. This difficulty was similarly found in the mesoscale simulations by *Tyler et al.* [2002]. In addition, one may observe a delay (also noticed by *Tyler et al.* [2002]) in the evening wind overturning compared to the measurements.

The influence of the convective adjustment on the near-surface mesoscale meteorology can be clearly seen from the simulated wind speeds, as a result of the aforementioned significant differences on the temperature structure. While the mean wind velocity could be approximatively replicated by the model should the convective adjustment be on or off, the maximal variability during the afternoon revealed by the Viking measurements is absent from the convective adjustment simulations, but clearly established in the “no convective adjustment” simulations.

Winds measured by Pathfinder are unfortunately not reliable, especially in the afternoon where the error might exceed 30% [*J. Murphy*, personal communication and data delivery, 2008]. It is however possible to keep only the wind speeds consistently retrieved by both Pathfinder sensors (difference between measured values below 10%) to identify maximal wind values of  $\sim 20 \text{ m.s}^{-1}$  and frequent gusts between 10 and 15  $\text{m.s}^{-1}$ . With convective adjustment, the mesoscale maximal winds in the afternoon are 5 – 6  $\text{m.s}^{-1}$ , whereas the values are 8 – 10  $\text{m.s}^{-1}$  when no convective adjustment is employed, which allows us to draw the same conclusion as the VL1 comparison (the most powerful gusts identified in the Pathfinder data cannot be reproduced by the mesoscale model at the resolution chosen for the Chryse Planitia simulation and would require finer resolution simulations).

The near-surface mesoscale gustiness of the Martian atmosphere can thus be well reproduced by the mesoscale model if we let the model naturally evolve under superadiabatic afternoon conditions, instead of artificially stabilize the temperature profile with the convective adjustment scheme. The comparison with lander measurements confirms, if ever needed, that the use of the convective adjustment should be avoided whenever possible.

### III.5.3 VALLES MARINERIS WINDS

Near the surface, nighttime cooling and daytime warming impose terrain-following behavior of the atmospheric density. As a result, according to the Bjerknes circulation theorem, topographical slopes induce significant baroclinic production  $\nabla p \times \nabla \rho$ , which results in afternoon anabatic (upslope) and nighttime katabatic (downslope) atmospheric motions. Owing to the short radiative timescales and low thermal inertia of the Martian atmosphere, amplitudes of the slope winds on Mars are 2 to 3 times higher than their terrestrial counterparts [*Gierash and Sagan*, 1971; *Ye et al.*, 1990].

As some of the steepest slopes on Mars can be found in the Valles Marineris canyon, dramatic thermally-driven near-surface winds might develop in this area, arousing the interest of Martian mesoscale modelers. Since winds have never been measured in the vicinity of the Valles Marineris canyon, results from the mesoscale models are even the only available meteorological diagnostics in this region. The Valles Marineris case study was thus a preferential target of the aforementioned studies involving 3D mesoscale modeling, providing references upon which the performances of the present model can be assessed.

The overall structure of the slope winds system around Valles Marineris is basically the same in the four independent studies by *Tyler et al.* [2002], *Toigo and Richardson* [2003], *Rafkin et al.* [2003], *Richardson et al.* [2007]. Strong afternoon canyon outflow results from upslope winds, while during the night, winds reverse to downslope directions, inducing an inflow into the canyon. As could be seen in figure III.9, these main characteristics are correctly reproduced by the LMD Martian Mesoscale Model. No underlying contours are necessary to indicate the topography in figure III.9, as the increase in vertical velocity is closely related to the slope inclination.

The near-surface slope winds are part of a general adiabatic recirculation of the atmospheric masses around the topographical obstacles. Cross-sections of the canyon circulation along a given latitude (not shown) indicate that the near-surface anabatic winds are associated to a compensating

downwelling of lesser amplitude in the center of the canyon, few kilometers above the surface (the situation is reversed for katabatic winds). As emphasized by *Rafkin et al.* [2003], this secondary downwelling circulation induces adiabatic warming which acts as a positive feedback on the near-surface anabatic winds. This phenomena was also identified in modeling studies of terrestrial valley winds [*Rampanelli et al.*, 2004].

The amplitudes of the thermally-driven Martian slope winds in the Valles Marineris region differ from one study to the other, by about a factor of 1.5. Around  $L_s \sim 320^\circ$  (chosen to assess the atmospheric hazards at the MER proposed landing sites), *Rafkin et al.* [2003] found maximal afternoon updrafts reaching  $\sim 40 \text{ m.s}^{-1}$ , whereas *Toigo and Richardson* [2003] diagnosed maximal upslope winds of  $25 \text{ m.s}^{-1}$ . Using their hydrostatic mesoscale model in the northern fall season, *Tyler et al.* [2002] found typical Valles Marineris maximal upslope winds of  $\sim 20 \text{ m.s}^{-1}$ . The maximal vertical wind speeds on the walls of the canyon in these studies range from 5 to  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . With idealized boundary conditions, and a similar dynamical core as our model, the PlanetWRF model [*Richardson et al.*, 2007] predicts  $5 \text{ m.s}^{-1}$  winds on the flanks of the Valles Marineris canyon.

LMD Mesoscale Model simulations were carried out around  $L_s \sim 320^\circ$  to enable the comparison with the studies by *Rafkin et al.* [2003] and *Toigo and Richardson* [2003]. The LMD Mesoscale Model predicts upslope daytime winds reaching  $\sim 25 - 30 \text{ m.s}^{-1}$  and downslope nighttime winds reaching  $\sim 35 - 40 \text{ m.s}^{-1}$  (note that the amplitudes in figure III.9 are slightly lower, due to the influence of friction very near the surface). The maximal vertical winds on the walls of the crater are  $\sim 7 \text{ m.s}^{-1}$ , both in nighttime and daytime conditions. Thus, the Valles Marineris slope wind magnitudes are predicted in the LMD Martian Mesoscale Model with satisfactory quantitative agreement with previous estimates. The lower velocity of the afternoon anabatic winds compared to the nighttime katabatic winds matches the conclusions drawn from 2D mesoscale simulations by *Savijärvi and Siili* [1993].

To check the sensitivity to model resolution, we compared the predictions of the LMD Mesoscale Model with horizontal resolutions of 18, 12, and 6 km. These simulations were carried out with the same vertical resolution, the same timestep of 10 s and the same Valles Marineris topographical field at lower resolution of 24 km (the number of grid points was chosen accordingly:  $100 \times 100$  for  $\Delta x = 18 \text{ km}$ ,  $150 \times 150$  for  $\Delta x = 12 \text{ km}$ ,  $300 \times 300$  for  $\Delta x = 6 \text{ km}$ ). One of the motivation of this test was to investigate a possible underestimation of the slope winds with increasing resolution. This numerical bias is induced by enhanced numerical diffusion along terrain-following coordinates, and appears as particularly critical on steep slopes [*Zängl*, 2002].

Modifying the horizontal resolution led to wind speed differences less than  $\pm 1.5 \text{ m.s}^{-1}$ . The simulated wind speeds are thus fairly independent of the chosen horizontal resolution, and the aforementioned numerical bias is not significant in our model. Actually, once identified by *Zängl*, this problem was corrected in most mesoscale models, including the ARW-WRF dynamical core. We think however that the question was worth being addressed in Martian applications where intense circulation takes place near dramatic topographical slopes.

The Valles Marineris uneven topography does not only drive powerful slope winds, but also acts as a “mechanical” obstacle for the atmospheric flow. Figure III.10 illustrates this variety of wind regimes. As was discussed previously, the flow in Ophir Chasma is mostly driven by the katabatic and anabatic winds near the surface. On the contrary, during the night, moderate winds near the surface are predicted in Candor Chasma, whereas wind amplification due to topographical channelling occurs at higher altitude above the shallow boundary layer. This phenomena is probably due the alignment of the North-South central topographical channel in Candor Chasma with the downslope wind direction further north on the Ophir Chasma rims (this interpretation is supported by an horizontal wind field section at the absolute altitude  $-1 \text{ km}$ , figure not shown for sake of brevity). Though less intense, wind acceleration within the Candor Chasma narrow topographical corridors also occurs during the day, and accounts for the comparable value 15 m and 1 km above the ground.

Winds in Melas Chasma, far from the canyon rims, are of moderate amplitude throughout the whole day, in accordance with the wind behavior that could be encountered in the surrounding plains outside the canyon. This tends, for instance, to confirm that mesoscale atmospheric conditions are favourable to haze formation into the crater in the morning, as observed by MEx [*Inada et al.*, 2008].

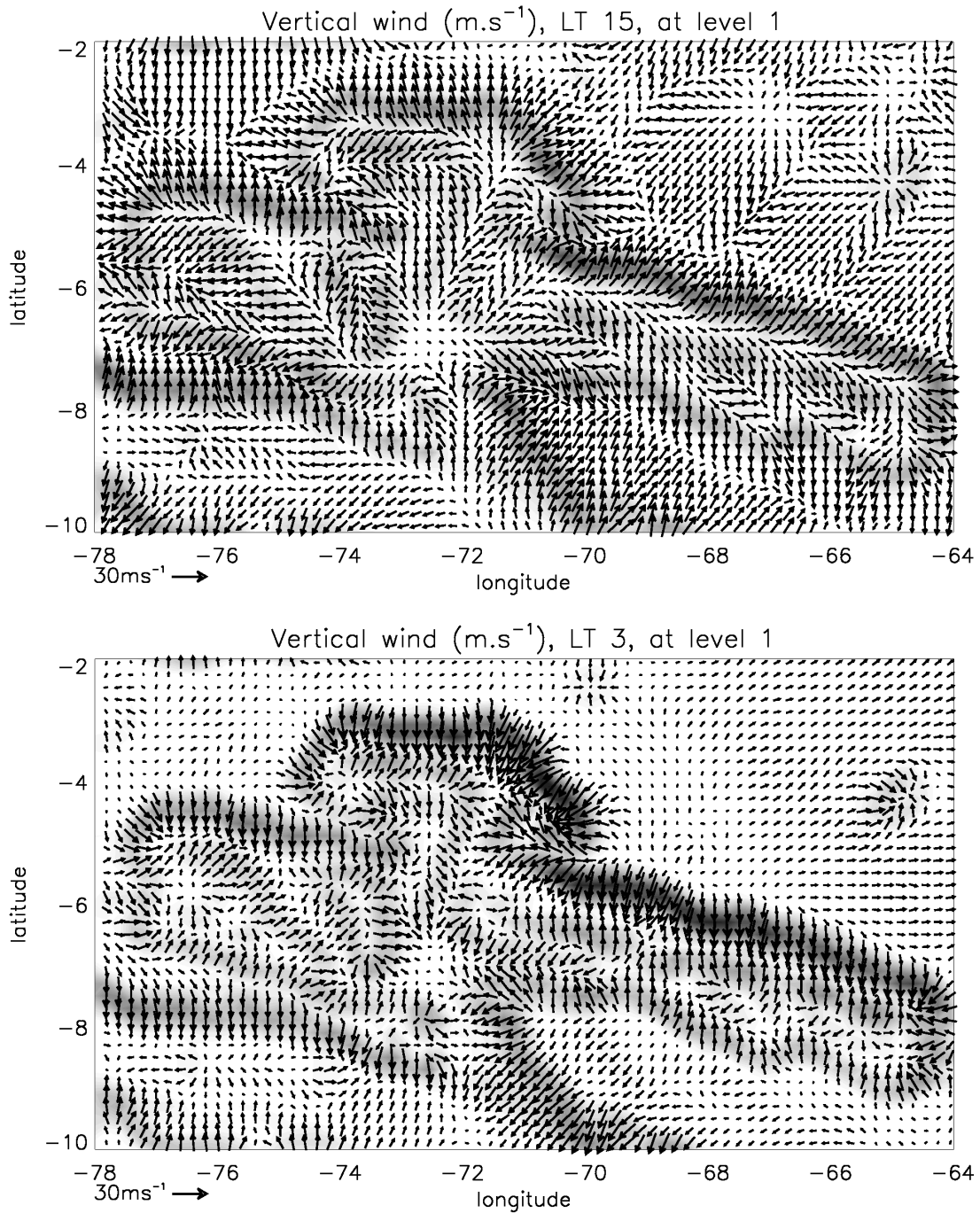


Figure III.9: Instantaneous near-surface wind field in the Valles Marineris canyon for [TOP] daytime and [BOTTOM] nighttime conditions. Vertical wind magnitude is shaded; white represents magnitudes below  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$ ; dark grey corresponds to the maximal vertical velocity of  $7 \text{ m.s}^{-1}$ . The displayed area is only part of the whole simulation domain which extent is  $[110^{\circ}\text{W} - 30^{\circ}\text{W}] \times [20^{\circ}\text{S} - 4^{\circ}\text{N}]$ . Horizontal wind vectors are superimposed every grid points. The wind field in the first model level is shown here, which corresponds to roughly 2.5 m (3.3 m) above the surface in nighttime (daytime) conditions. Note that velocities are expressed in the physical  $xyz$  space (i.e. the wind is decomposed in the three usual meteorological components  $(u, v, w)$ ).

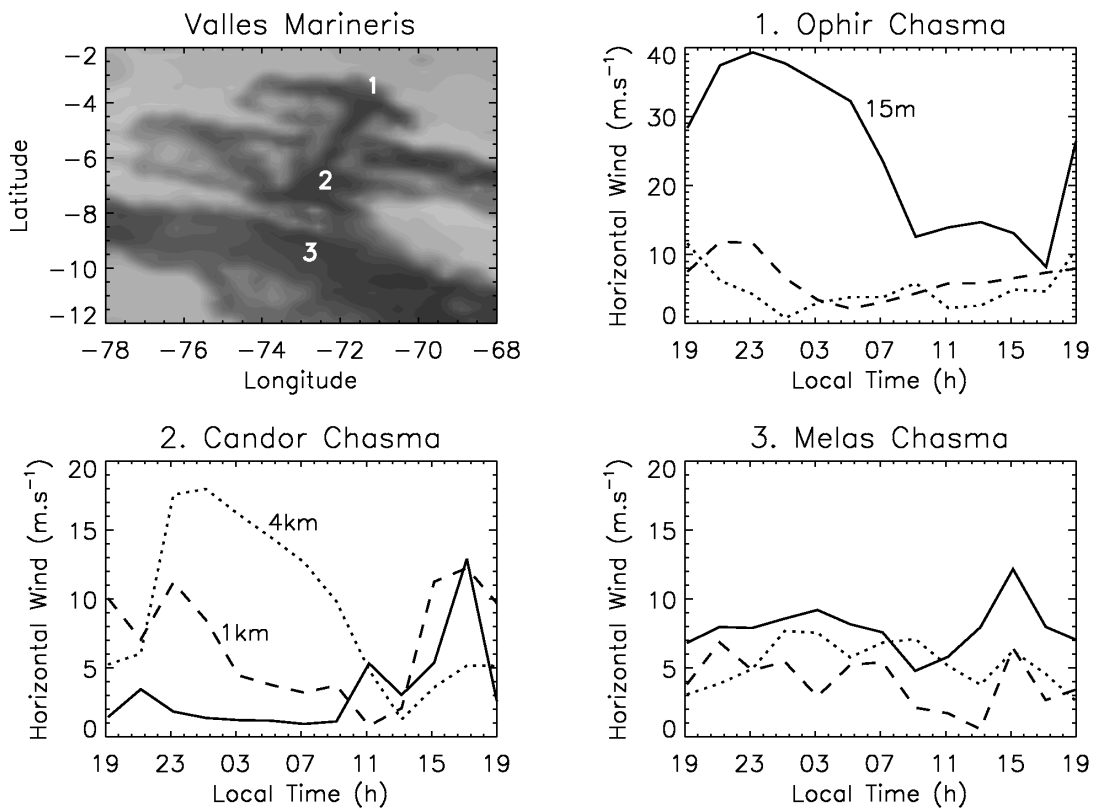


Figure III.10: Daily cycle of near-surface horizontal wind magnitude in the Valles Marineris canyon. Data are shown every two hours. Full, dashed and dotted lines respectively represent the horizontal wind 15 m, 1 km and 4 km above the local surface. Three typical examples are given: 1. Ophir Chasma, near the walls of the canyon, where the largest near-surface nighttime wind velocities were diagnosed in figure III.9; 2. Candor Chasma, in the center of the topographical depression; 3. Melas Chasma, in the middle of the plains within the canyon. The three chosen grid points are close in longitude; each indicated local time thus corresponds approximately to the same universal time. Note that the  $y$ -scale in the two bottom plots is reduced compared to the top plot.

Finally, the vertical winds are very low ( $< 1 \text{ m.s}^{-1}$  during the whole day) both in Candor Chasma and Melas Chasma, in good agreement with previous diagnostics for MER landing sites selection which did not rule out spacecraft landing into the Valles Marineris canyon, on the condition that canyon walls are located far enough.

### III.5.4 LARGE-EDDY SIMULATIONS IN GUSEV CRATER

3D Large Eddy Simulations (hereinafter referred as LES) aim to simulate the boundary layer processes by refining the horizontal resolution to  $\lesssim 100$  meters, which enables to resolve the part of the turbulence spectrum (“large eddies”) responsible for most of the energy transport into the PBL. Significant insights on the PBL structure were obtained from idealized 1D [*Haberle et al.*, 1993; *Savijärvi*, 2004] or 2D [*Odaka et al.*, 1998] models. Compared to these preliminar models, and besides the obvious realistic improvement gained by the three-dimensional computations, LES allows for less amount of initial assumptions and parameterizations.

LES can be carried out by specific idealized models [*Sorbjan*, 2006], or by appropriately lowering the horizontal resolution of fully compressible non-hydrostatic mesoscale models [*Toigo et al.*, 2003; *Michaels and Rafkin*, 2004]. The main advantage of the second approach (chosen in the present study) is that the thermal forcing of the PBL is provided by realistic computations of the radiative processes in the atmosphere. In addition, the use of the ARW-WRF dynamical core at microscale resolution has proved to be successful in representing PBL processes on Earth [*Antonelli and Rotunno*, 2007]. Despite theoretical and modeling efforts, the knowledge of the PBL dynamics on Earth and on Mars remains incomplete, and is still in need for further observational evidence.

LES were carried out with the LMD mesoscale model from local time 0830AM to 0600PM with the appropriate horizontal and vertical resolution (see table III.1), which must be of the same order-of-magnitude to properly simulate the 3D convective motions. The horizontal mixing and the Knievell diffusion were removed for these LES applications; thus, the only dissipation is performed by the “natural” odd-order ARW-WRF advection technique. Subgrid-scale vertical mixing is performed by the aforementioned Mellor and Yamada scheme. Periodic boundary conditions were used to simulate the situation of an infinite plain terrain. The simulation season and surface properties were chosen accordingly with the observation conditions for the MiniTES instrument onboard MER/Spirit [*Smith et al.*, 2006]. Random (noise) perturbation of 0.1 K amplitude was added to the initial temperature field to break the symmetry of this initial field and to help triggering convective motions [*Michaels and Rafkin*, 2004].

After a few hundreds of seconds of spin-up time, the results of the LES can be analyzed. Figure III.11 shows the evolution of the PBL thermal structure during the day. Superadiabatic near-surface inversion takes place in the morning in the first 100 meters, whereas near-neutral mixing layer develops above the shallow inversion layer. The near-surface temperature profiles predicted by the LMD mesoscale model are in good qualitative agreement with the equivalent profiles retrieved by miniTES [*M. J. Wolff*, personal communication and data delivery, 2008]. In the morning, the LMD simulated profiles are warmer by  $\sim 5$  K than the miniTES profiles. As discussed in subsection III.5.2, this can be related to the high sensitivity of the surface and near-surface temperatures to the assumptions made on surface properties and dust amount in the atmosphere. Moreover, the initial profile in the LES, derived from GCM simulations, is only an average over a large region. This could explain why the LES temperature profiles in the morning are warmer than the corresponding miniTES measurements (we consider that initializing the LES with a miniTES profile would have somewhat altered the comparison). However, a good agreement is found in the afternoon between the temperature profiles predicted by the LES and the miniTES measurements. Thus, the slight temperature mismatch in the morning should not affect the main characteristics of the PBL dynamics discussed below.

The potential temperature profiles enable an estimation of the depth of the mixing layer, which attains a maximum altitude of roughly 5.5 km during the afternoon, in accordance with diagnostics in the aforementioned literature. The three-part vertical structure of the PBL can be clearly inferred from those profiles: unstable layer near the ground, neutral (mixing) layer in the core of the convective boundary layer, and stable (free atmosphere) layer at the top of the PBL. Interestingly,

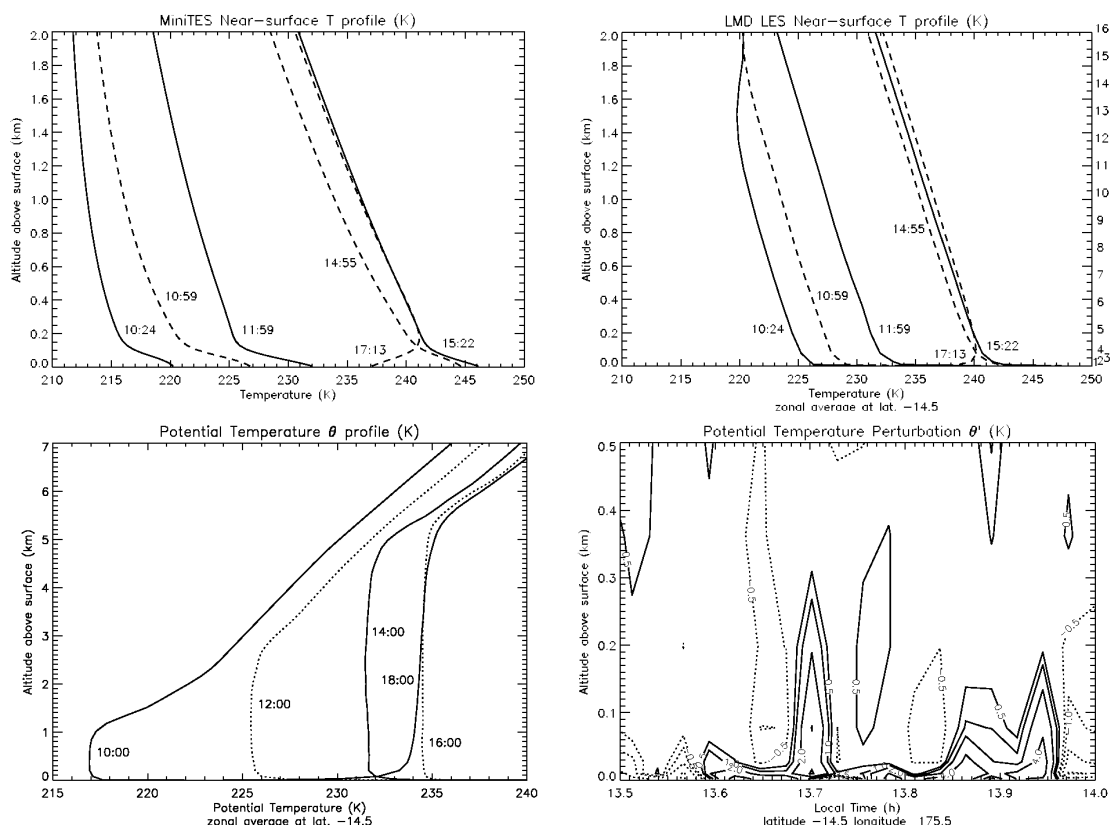


Figure III.11: Temperature profiles in the Martian Planetary Boundary Layer (PBL). [TOP-LEFT] MiniTES vertical profiles of temperature in the first two kilometers above the ground, with additional refinements compared to the initial *Smith et al.* [2006] retrievals (data kindly provided by M. J. Wolff, and refinements described in *Sorbjan et al.* [2008]). Dashed lines correspond to  $L_s = 2^\circ$  and full lines to  $L_s = 3^\circ$ ; local times are given for each profile. [TOP-RIGHT] Corresponding profiles as simulated by the LMD Mesoscale Model run in LES mode. The displayed profiles are zonally-averaged to show the mean structure. The model vertical levels are indicated on the right side of the plot for reference. [BOTTOM-LEFT] Vertical profile of modeled potential temperature in the first eight kilometers above the ground. Starting from 10:00 local time, profiles are given each 2 hours to the end of the afternoon. Zonal averaging is similar to the TOP-RIGHT figure. [BOTTOM-RIGHT] Sample of the modeled potential temperature perturbations between 0130PM and 0200PM in the first 500 meters ( $\sim 7$  model levels) above the ground. Note that the corresponding plot for temperature is almost exactly similar. Maximal temperature variations are  $\pm 4$  K, very close to the surface. This figure can be compared to similar miniTES diagnostics on figure 15 of the *Smith et al.* [2006] paper.

the temperature variations around 0130PM are not unlike the variations measured by the *in-situ* miniTES instrument (see figure 15 of *Smith et al.* [2006]). This is an encouraging point, though we cannot go much further into the quantitative comparison between the model and the miniTES observations. Rigorous comparisons between LES and miniTES measurements would at least necessitate a conversion of the model temperatures into radiances, and an assessment of the effects associated with the non-verticality of the miniTES observations. We consider such a work as beyond the scope of the present paper.

LES statistics are summarized in figure III.12. The growth of the convective boundary layer can be inferred from the turbulent kinetic energy (TKE) evolution, with the maximum altitude being reached by 0300PM. Note that only the contribution of the LES resolved motions is considered in the TKE computations described in figure III.12. The quantity we call TKE for sake of brevity should in reality be named the “large-eddy TKE” or “convective TKE”, since the subgrid-scale Mellor-Yamada TKE is not included in the calculations. Around 0500PM, as could be expected from the temperature profiles in figure III.11, the convective activity in the Martian PBL rapidly declines, when the near-surface superadiabatic layer is replaced by the evening/nighttime stable layer. The evolution and the maximal amplitude of the TKE and the vertical TKE compare well with previous studies estimates by [*Michaels and Rafkin*, 2004] and [*Tyler et al.*, 2006]. The LES by the LMD Mesoscale Model confirm that the contribution of the vertical term  $\langle z'^2 \rangle$  to the total TKE is usually over 50%. As stated in those studies, such values of TKE amplitudes show that the Martian convection is two to three times more vigorous than on Earth, and anisotropic with a clear tendency for strong vertical eddies, whereas the terrestrial repartition tends to be isotropic.

The vertical eddy heat flux variations are also of the same order of magnitude (maximum upward heat flux of  $2.6 \text{ K.m.s}^{-1}$ , maximum downward heat flux of  $-1.1 \text{ K.m.s}^{-1}$ ) than previous studies estimates, which confirms that the Martian boundary layer is less efficient than the terrestrial boundary layer in mixing heat. The transition between upward heat flux and downward heat flux occurs at roughly 80% of the mixing layer height in good agreement with the dimensionless LES results by *Sorbjan* [2006]. As explained in more details by *Michaels and Rafkin* [2004], the vertical variations of the vertical eddy heat flux indicates whether PBL convection induces a warming (decreasing flux with  $z$ ) or a cooling (increasing flux with  $z$ ) of the atmosphere. It could be deduced from figure III.12, right panel, that the Martian PBL convection cools the atmosphere very near the surface, but warms the atmosphere just above, in the lowest part of the mixing layer. This is consistent with the fact that the near-surface Martian atmosphere receives energy by absorption of infrared radiation incoming from the surface [*Haberle et al.*, 1993; *Savijärvi et al.*, 2004], rather than from the surface itself by conduction, as is the case on Earth. As PBL turbulent motions tend to mix heat to counteract the heating gradients, the Martian near-surface environment is thus cooled by convection, unlike its terrestrial counterpart.

Figure III.13 shows that the horizontal organization in polygonal cells is predicted by the model, with narrow updrafts and broad downdrafts, in good agreement with the published literature. The cell size tends to increase during the end of the morning and beginning of the afternoon, following the increase in PBL depth. The vertical velocity ratio between the updrafts and the downdrafts is approximatively 2. The stably stratified free atmosphere above the convective boundary layer is perturbed by the updrafts, which gives rise to vertically-propagating gravity waves, by a similar mechanism as the lee wave generation [*Stull*, 1976]. Oscillations in the potential temperature field can indeed be observed on a longitude/altitude cross-section. The horizontal wavelength of these waves is  $\sim 5 - 10 \text{ km}$ . Due to the propagation of these gravity waves, the upper part of the boundary layer is still active after the early evening rapid decline of the well-mixed layer below.

At the intersection of the polygons formed by the updrafts, vortices appear above the horizontal limit resolution, in the beginning of the afternoon, until the collapse of the convective boundary layer. The width of these vortex structures is  $\sim 300 - 500 \text{ m}$ , and the corresponding depression is of the order of 1 Pa. An enhanced view is proposed in figure III.13 on the maximal depression structure of  $\sim 1.5 \text{ Pa}$ , which is larger and deeper than the regular structures due to the conjunction of two vortices. On the walls of the vortex, horizontal winds reach  $10 \text{ m.s}^{-1}$ , well above the “regular” turbulent horizontal gustiness of  $\sim 4 \text{ m.s}^{-1}$  in the domain, and upward vertical winds reach  $8 \text{ m.s}^{-1}$ . Negligible vertical and horizontal velocities are observed into the vortex core. The lifetime of this convective vortex is approximately half an hour, though the other events were more



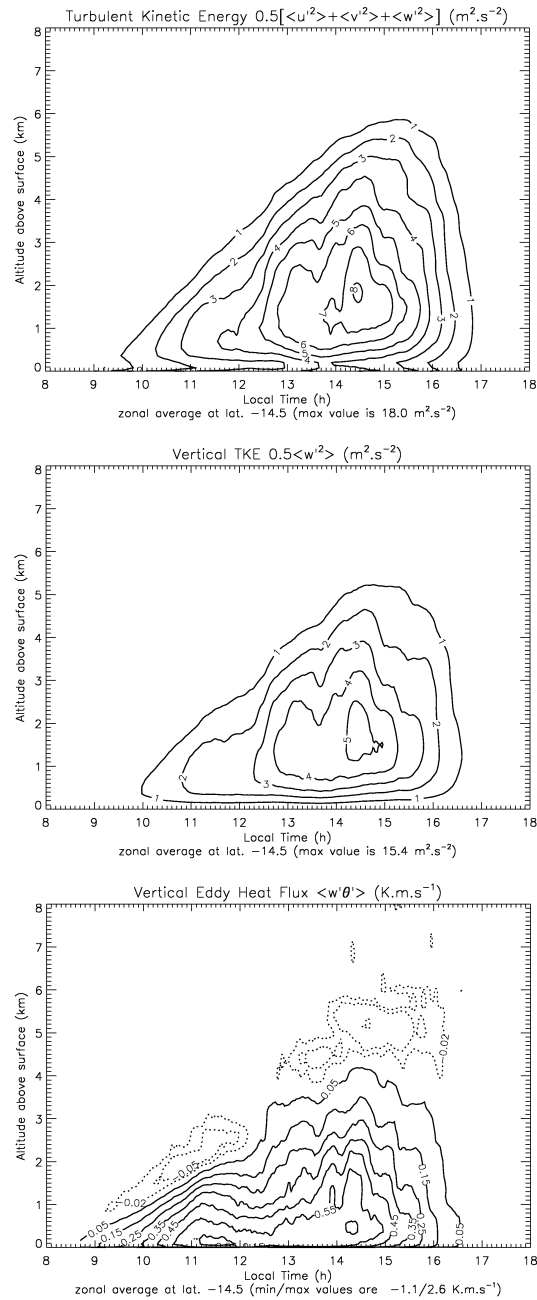


Figure III.12: PBL statistics for the Gusev Crater simulation. Perturbations  $X'$  of a given field  $X$  are calculated by subtracting to the total field an average field  $\langle X \rangle$  obtained by temporal smoothing with a window of 1 Martian hour. The “1 hour” smoothing window, usually employed in terrestrial studies, enables a clear filtering of the turbulent component; windows of half a Martian hour and of 2 Martian hours were comparatively less efficient. Once the perturbation fields are obtained, the same filtering window is employed in the averaging operations leading to the final value of [TOP] the turbulent kinetic energy, [MIDDLE] the vertical turbulent kinetic energy, and [BOTTOM] the vertical eddy heat flux. Zonal average over the indicated latitude is performed to yield the displayed diagnostics.

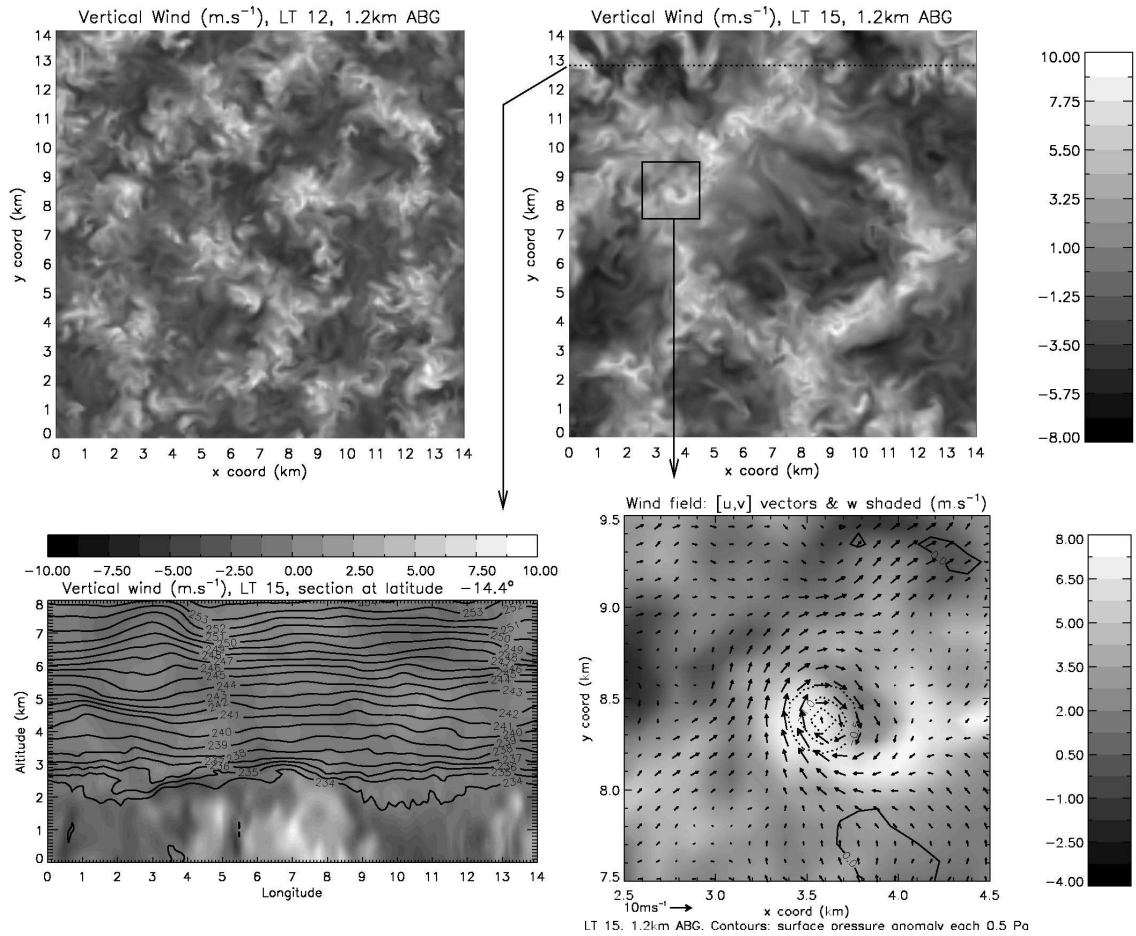


Figure III.13: Instantaneous view on the simulated atmospheric circulation at microscales in Gusev Crater. [TOP] Vertical velocity horizontal section 1.2 km above the surface, on the entire simulation domain. Updrafts are represented in white; downdrafts in black. Each kilometer comprises 10 grid points, enabling a fine representation of the “large eddy” part of the turbulence spectra, as could be observed in the figures. Instantaneous fields at 1200AM (left) and 0300PM (right) are provided to give clues on the evolution of the polygonal structure of the convective cells. [BOTTOM] Insights into the shaded vertical velocity field of the TOP-RIGHT figure – note that the black and white scales are different. (right) Longitude-altitude cross-section of vertical velocity with potential temperature contours superimposed (1K spacing). Note that the model top is  $\sim 11$  km. (left) Enhanced view of a particular vortical structure. Horizontal wind vectors are superimposed, as well as contours corresponding to the surface pressure perturbation obtained by subtraction to the raw surface pressure field of an average surface pressure value on the whole domain (0.5 Pa spacing). Maximal depression in the vortex core is  $\sim 1.5$  Pa.

short-lived (1000 – 1500 seconds).

The observed vortex shares all the characteristics of a cyclostrophically-balanced vortex as theoretically described by *Rennó et al* [1998], modeled by *Toigo et al.* [2003], and identified by *Ferri et al.* [2003] on the Pathfinder data (albeit the depression was deeper in the case of the Pathfinder vortex). If dust can be lifted and transported into these vortical structures, these might give rise to well-known dust devils features. The fact that the Spirit MER recorded numerous images of passing dust devils into Gusev Crater is another suggestive clue to consider the modeled vortices as “dust-devils without dust”.

The horizontal resolution of 100 m only enables to resolve the wider vortices. Furthermore, Gusev crater conditions may be more sophisticated than the rather idealized simulation proposed here: 1. the sensitivity of the number and intensity of the dust devils with thermal inertia, season, location, has to be studied to assess if Gusev Crater is a preferential location for dust devil formation; 2. the “no-wind” case presented here do not take into account the influence of the crater background mesoscale wind, which could significantly affect the dust devil formation and transport. 3. the topography may locally trigger convection.

Even if further work involving models and observations is needed to yield a more comprehensive view of the Martian PBL, the results of the LMD Mesoscale Model are promising, and in very good agreement with previously performed independant Martian LES. The preliminary comparison with the miniTES profiles is very encouraging too.

### III.5.5 THARSIS CLOUDS

In the LMD Martian Mesoscale Model, the water cycle is simulated by coupling the transport of the atmospheric water by the dynamical core (presently two tracers are used, one for ice and one for vapor) with the physical parameterizations described in *Montmessin et al.* [2004] for turbulent mixing, surface ice sublimation, sedimentation processes, atmospheric water ice condensation and particle growth.

The initialization and boundary prescription of humidity fields in Earth mesoscale models is particularly difficult. Usually, specific corrections and caveats are needed to avoid spurious latent heat release, triggering of convective systems at the wrong locations, or situation of unrealistic convective instabilities [e.g. *Diongue et al.*, 2002]. Thus, for simplification sake, only the water vapor mixing ratio (and not the mixing ratio of the various cloud species such as droplets, ice, graupels ...) is extracted from the GCM simulations and transported through the boundary conditions of the mesoscale parent domain. On the contrary, the Martian water cycle and the associated meteorological dynamics are not strongly influenced by the latent heat release (respectively, consumption) when clouds form (respectively, dissipate), as the low involved water quantities yield negligible latent heat transfers. *A priori*, the water ice mixing ratio can thus be prescribed at the boundaries without any particular caution. *A posteriori*, this approach did not seem to lead to particularly serious issues, as a rather continuous behavior of the two involved water tracers is observed at the boundaries during the simulations.

For decades, water ice clouds have been observed between mid-spring and mid-summer in the vicinity of the Tharsis and Olympus Mons volcanoes [*Peale et al.*, 1973; *Benson et al.*, 2003]. Numerical simulations by *Michaels et al.* [2006] confirmed the rich mesoscale dynamics involved in the formation of these clouds. Reproducing the cloud structure near the volcanoes is thus an interesting indirect validation for the LMD Martian Mesoscale Model.

Typical daytime and nighttime cloud covers obtained by the LMD Martian Mesoscale Model in the high volcanoes area at  $L_s \sim 120^\circ$  (“aphelion cloud belt” season) are given in figure III.14. The model correctly simulates the particular cloud concentration on the western flanks of each volcano. The afternoon water ice cloud opacity map of figure III.14 is rather similar to the numerous images acquired by the MOC camera [*Wang and Ingersoll*, 2002] or the MARCI wide-angle device [*Malin et al.*, 2008]. Both in the observations and in the model, the clouds in the vicinity of Olympus Mons are optically thicker than the clouds formed on the three Tharsis volcanoes. A noticeable difference however is that the observed Tharsis clouds are in general slightly optically thicker and of larger western extent than the modeled clouds presented here. Note that an alternative LMD Mesoscale

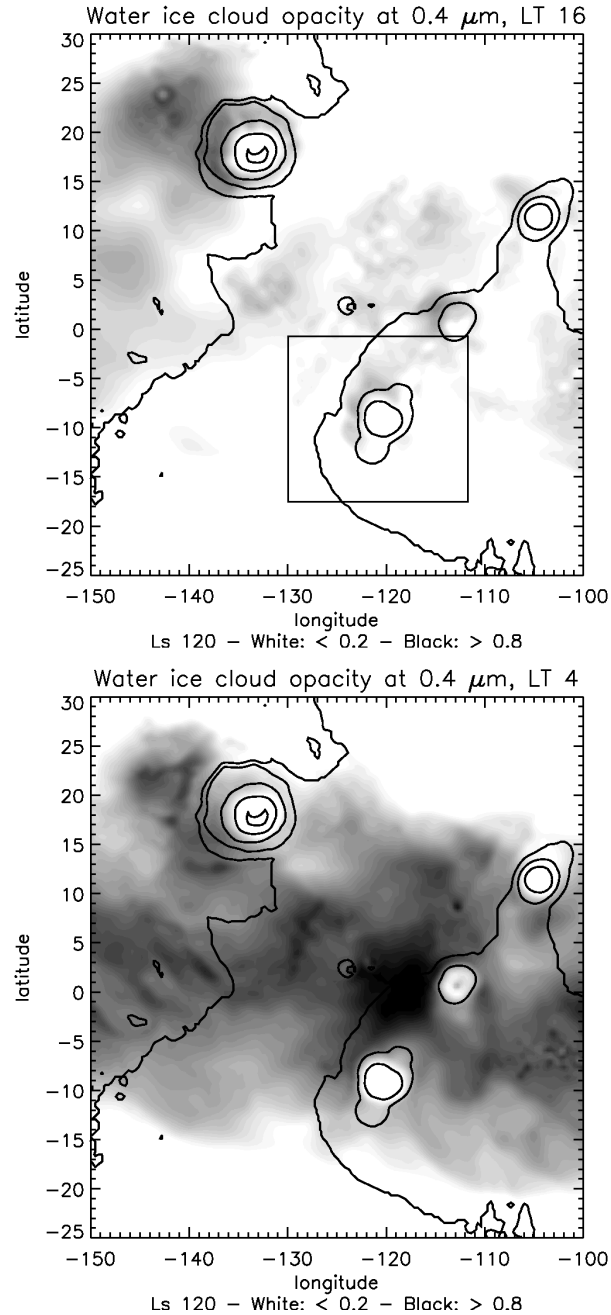


Figure III.14: Water ice cloud visible opacity in the Tharsis region at  $L_s = 120^\circ$  for [TOP] daytime and [BOTTOM] nighttime conditions. The Arsia nest is delimited on the TOP plot (see figure III.16). Visually opaque clouds are in black (maximal opacity is 0.9), very thin clouds (or no clouds at all) in white. The cloud opacity is computed at  $0.4 \mu\text{m}$  using the formula  $\tau = \frac{3m}{4\rho\langle r \rangle} Q_e$  where  $m$  is the water ice total column ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}$ ),  $\langle r \rangle$  the average radius in the column (computed as the mean of the radius in each layer weighted by the total amount of ice in the considered layer),  $\rho$  is the density of water ice  $917 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , and  $Q_e$  is the extinction efficiency at  $0.4 \mu\text{m}$ . The latter parameter is calculated (assuming ice spheres) by  $Q_e = \frac{C_e}{\pi r_0^2}$ , with  $C_e = 20.613 \mu\text{m}^2$  the extinction cross section at wavelength 0.4 microns for ice particle radius of  $r_0 = 2 \mu\text{m}$  (M. J. Wolff, personal communication), which yields  $Q_e \sim 1.64$ .

Model simulation performed at  $L_s = 90^\circ$  yields similar structure, orientation and opacity of the clouds, showing the particular repeatability and strong topographical control of the clouds.

The main dynamical mechanism involved in the formation of the clouds is the strong water vapor advection by the afternoon upslope winds [*Leovy et al.*, 1973; *Michaels et al.*, 2006; *Maltagliati et al.*, 2008] above the hygropause, i.e. the level above which the water vapor mixing ratio rapidly declines (in our example, the altitude of the hygropause is  $\sim 10 - 15$  km). This topographically-driven cloud formation is particularly efficient as the Tharsis region is characterized by low thermal inertia, which ensures a rapid onset of the afternoon upslope winds shortly after the insolation maximum. The water vapor upslope advection can be clearly identified in the longitude-altitude cross-sections of Olympus Mons and Ascaeus Mons in figure III.15. In the case of Olympus Mons, water mass mixing ratio are in satisfactory agreement with the predictions by *Michaels et al.* [2006] (their figure 2), though our predicted water ice mixing ratio are roughly multiplied by a factor of 2 compared to the *Michaels et al.* values – the diagnostic is similar for the  $L_s = 90^\circ$  simulation. Besides, mountain wave activity can be observed by the alternating patterns of positive/negative vertical velocities (figure not shown), which contributes to shape the observed clouds, as already noticed by the aforementioned authors.

The altitudes of the modeled clouds match the MOC observations by *Benson et al.* [2003], with mean afternoon clouds altitudes  $\sim 20$  km on Olympus Mons and  $\sim 17$  km on Ascaeus Mons. This quantitative agreement gives confidence in the mesoscale dynamics as predicted by the LMD Martian Mesoscale Model. Of course, microphysical refinements are still needed to fully understand the cloud formation. For example, the fact that particles radii reach sizes of 8 and even 10  $\mu\text{m}$  in the afternoon clouds over the volcanoes necessitates further investigation for confirmation. Recent measurements carried out by MEx/OMEGA [*Madeleine et al.*, 2008] or MRO/CRISM [*Wolff et al.*, 2008] will be very helpful in the future to assess the plausibility of the mesoscale models cloud predictions. Furthermore, *Wilson et al.* [2007] demonstrated the strong radiative influence of water ice clouds on the temperature field and the atmospheric circulation. Including this critical effect in the LMD Mesoscale Model would improve the knowledge of the clouds formation and the associated feedbacks.

Recently, the extensive nighttime cloud cover was also studied in details by *Wilson et al.* [2007] using nighttime TES and MOLA measurements (see the figure 3 of this paper). This cloud cover is well reproduced by the LMD Mesoscale Model, with a maximum in opacity in the plains between the Tharsis trio and Olympus Mons. Nighttime clouds are significantly thicker than their daytime counterparts. No clouds are predicted in the summit of the volcanoes; the altitude of the night cloud deck is  $\sim 10$  km altitude, right above the hygropause.

The improved resolution ( $\sim 5$  km) in the one-way nest centered on Arsia Mons enables a refined analysis of the cloud morphology. As could be seen in figure III.16 (top panel), water ice opacity in the vicinity of Arsia matches the opacity field obtained in the coarse-resolution parent domain (see figure III.14), though finer opacity variations are resolved by the model. *Wang and Ingersoll* [2002] showed for instance that Arsia is a preferential location for “aster” clouds formation during mid to late summer, consisting in radial structures at low altitudes and thicker and brighter cloud masses above the volcano. It can be seen in figure III.16 (bottom-left panel) that the “aster” structure is not really reproduced. However, some radial organization of the clouds around the volcano is predicted by the model, as well as significant local variations of water ice mass mixing ratio. The small-scale variations of water ice content, associated with a more organized radial structure than what is predicted by the model, may give rise to an “aster” cloudy feature identified in the observations (though the MOC images did not always show a perfect radial organization). At higher altitudes, above the Arsia Mons caldeira, as shown in figure III.16 (bottom-right panel), high quantities of atmospheric water ice are found, which might explain the central bright cloud described by *Wang and Ingersoll* [2002] (this central feature however hardly appears on the opacity map, which may be due to smaller particle radii).

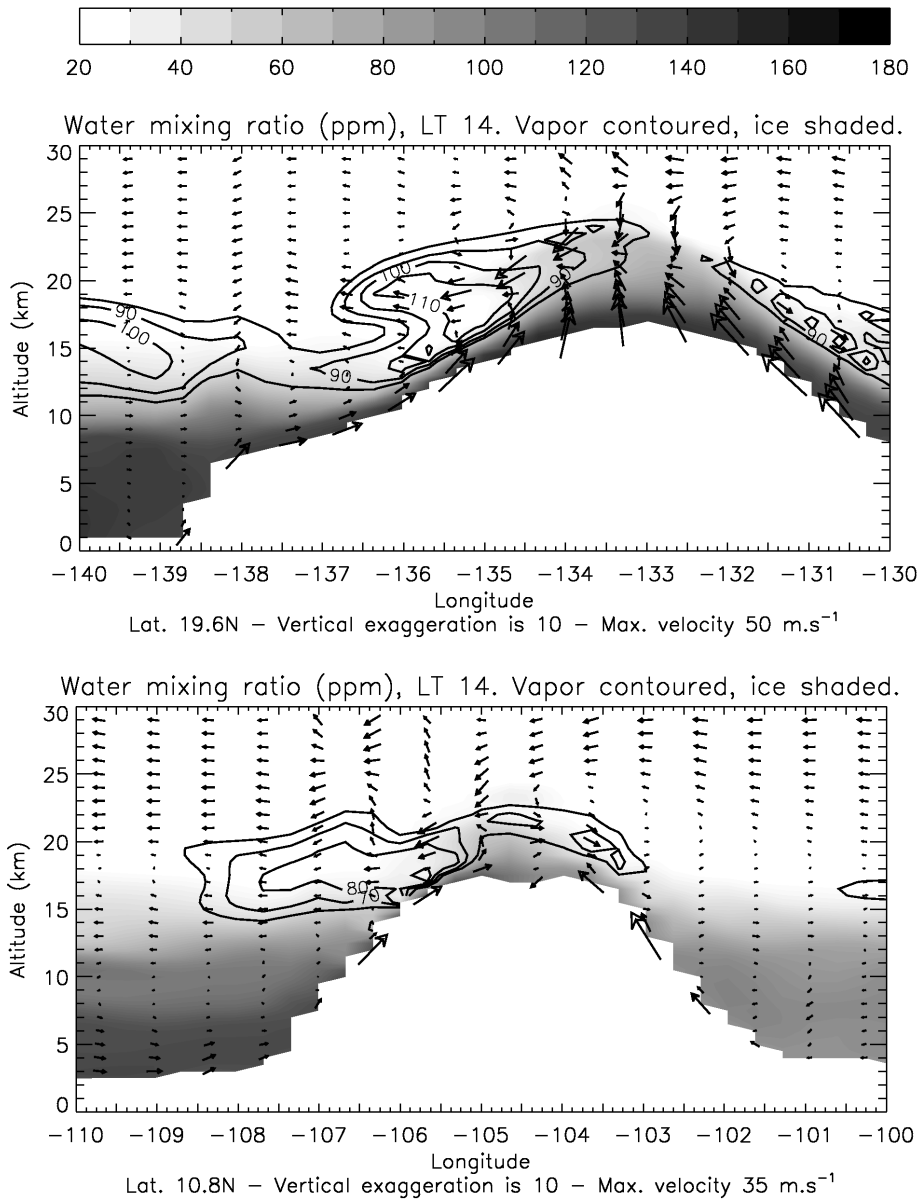


Figure III.15: Longitude-altitude cross-section of water mass mixing ratio at  $L_s = 120^\circ$  for Olympus Mons [TOP] and Ascræus Mons [BOTTOM]. Water vapor is shaded, water ice is contoured. Fields were interpolated from model level to altitude levels by hydrostatic integration. Wind vectors composed of the vertical and zonal velocity components are superimposed. Note the vertical scale is exaggerated by a factor of 10. Though the annotations on the  $x$ -axis are in  $^\circ$  longitude, the plot was generated with kilometer-scaled  $x$ -axis to account for the real orientation of the wind. The maximal wind velocity is consistent with previous studies estimates [Nayvelt *et al.*, 1997; Rafkin *et al.*, 2002].

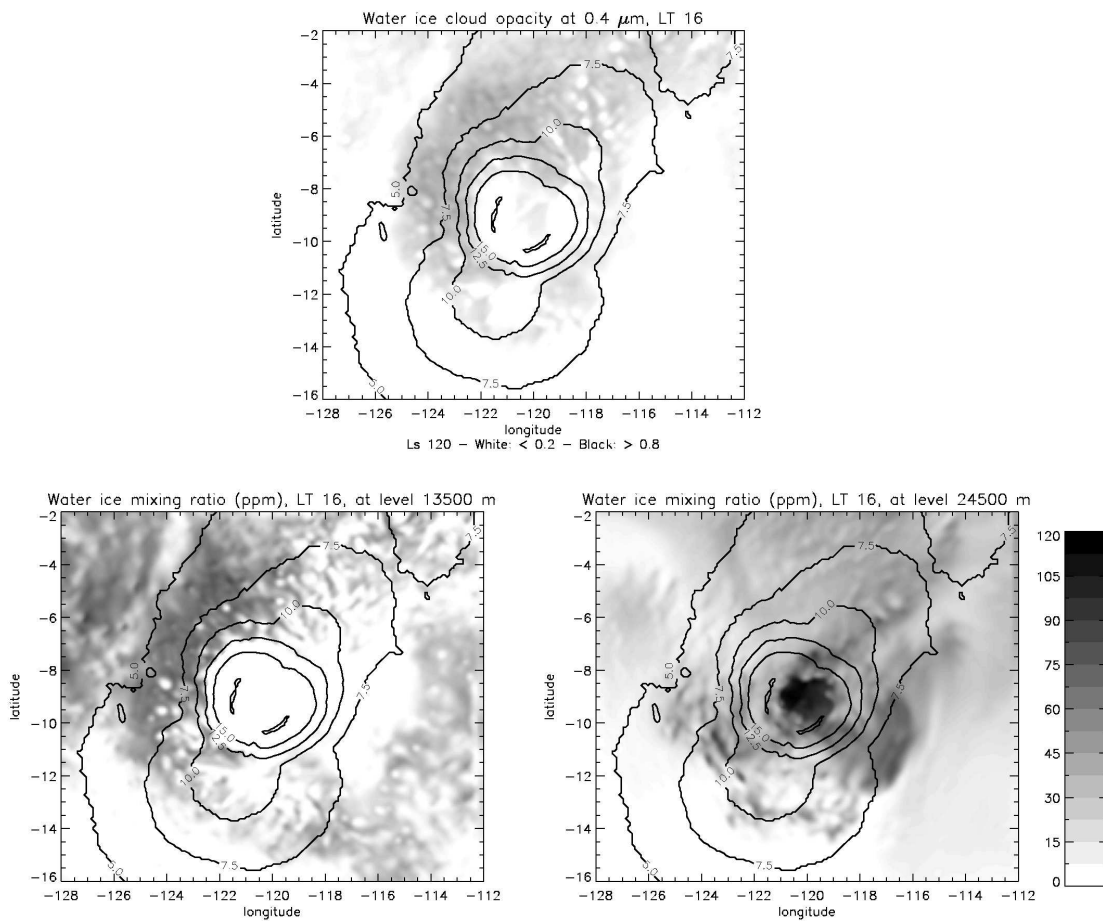


Figure III.16: Clouds in the nested domain centered on Arsia Mons (5 km horizontal resolution). Topography contours at 5, 7.5, 10., 12.5, 15., 17.5 km are superimposed. [TOP] Afternoon water ice cloud visible opacity - see caption of figure III.14 for details. [BOTTOM-LEFT] Water ice cloud mass mixing ratio horizontal section at the altitude 13.5 km above the MOLA reference. Missing values above 13.5 km appears as white on top of the volcano. [BOTTOM-RIGHT] Same as LEFT plot, but at the altitude 24.5 km (no missing values).

The main mechanism accounting for the radial morphology of the Arsia clouds is still the atmospheric transport of water vapor along the volcano flanks by the afternoon upslope winds. However, further investigations show that the cloud structure is very sensitive to local-scale variations of vertical velocity (figures not shown), should they be convective motions in the first kilometers above the local surface, or internal gravity waves triggered by the interaction between the mean flow and the volcano. The shape of the clouds is modulated by the waves, which locally warm or cool the atmosphere and modify the local advection, in a similar mechanism as the lee clouds formation.

### III.5.6 OLYMPUS MONS: THE NIGHTTIME “WARM RING”

The purpose of this section is to report an interesting mesoscale effect in the vicinity of the Olympus Mons volcano. The LMD Martian Mesoscale Model predicts a significant surface temperature enhancement, which can reach +20 K, during the night at the feet of Olympus Mons. This “warm ring” signature can be clearly seen in figure III.17 (top panel), showing the results of a northern fall simulation. The signature was however identified at various other seasons. The width of the ring is several grid points, which corresponds to roughly 30 to 70 km extent. It is worth noticing that alternative areas of slighter warming can be observed in figure III.17 (top panel) in the vicinity of significant topographical gradients in the simulation domain.

This nighttime “warm ring” is observed both in simulations including the regular thermal inertia field around Olympus, and in simulations assuming constant thermal inertia (which is the case of the displayed example). The rationale for running a LMD Mesoscale Model simulation with constant thermal inertia is that the identified surface temperature signature shows a shape similar to the nighttime thermal inertia enhancement at the feet of Olympus [Putzig and Mellon, 2007]. Comparable simulation results with the two kinds of thermal inertia assumptions strongly suggest that the “warm ring” effect is controlled by the dynamics rather than the surface properties. The question might even be how such an effect could influence the nighttime thermal inertia retrievals. The temperature enhancement predicted by the LMD Mesoscale Model is not taken into account in the thermal models used to retrieve the thermal inertia, likely causing an overestimation of this parameter. This interpretation is supported by the higher thermal inertia values at the feet of the Tharsis volcanoes in the high-resolution thermal inertia maps by Putzig and Mellon [2007].

The nighttime warm ring around Olympus Mons can be interpreted as a direct consequence of the nighttime katabatic winds (figure III.17, bottom panel). The temperature enhancement results from adiabatic compression of air masses induced by the strong downwelling along the slopes of the volcano. An examination of the potential temperature field near the surface (figure not shown), closely following the temperature variations, confirms that the observed phenomena results from an adiabatic effect.

Figure III.17 shows that the atmospheric temperature is in excess of nearly 30 K above Olympus rims. The temperature excess is not confined near the surface, but extends to 1 – 1.5 km above the local surface. The surface temperature increases as the warmer overlying atmosphere enhances the downward IR flux to the surface. The phenomena arises quickly after sunset, due to the low thermal inertia in the Olympus Mons region and the rapid onset of the katabatic flow, and persists all night long.

A well-known terrestrial equivalent is the Santa Ana winds [see e.g. Raphael, 2003]. Downslope circulation occurs from the uphill Mojave Desert (when the desert is particularly cold) to the Californian Pacific coastline, and adiabatically warms the air, which favours wildfires.

The amplitude of the observed warming is obviously sensitive to the magnitude of the nighttime slope winds. Unfortunately, quantitative measurements of the winds close to the Martian topographical features are still lacking. However, as could be drawn from sections III.5.3 and III.5.5, predictions of slope winds by the LMD Martian Mesoscale Model is in close agreement with the results obtained by other independent models. The overall qualitative description of the “warm ring” phenomena can thus be considered as robust, albeit the quantitative estimate of the nighttime near-surface warming may be subject to revision, after further observational evidence. Such an effect emphasizes the need for 3D mesoscale modeling, instead of simple energy-balance models, to determine surface temperature near the highest topographical obstacles.



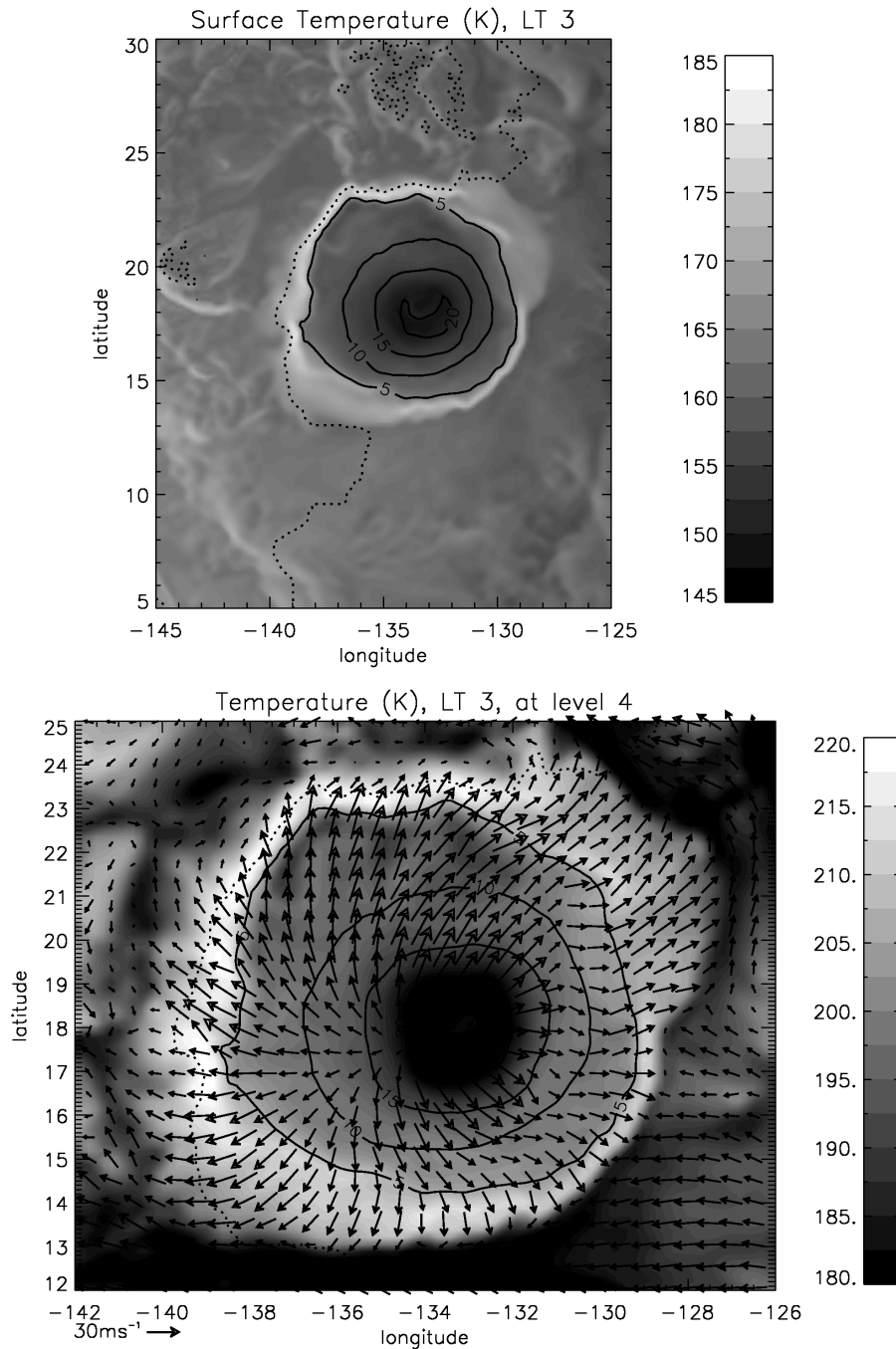


Figure III.17: Nighttime adiabatic warming by downslope winds in the Olympus Mons area. Simulations are carried out with constant thermal inertia of  $85 \text{ J m}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-0.5}$ . [TOP] Surface temperature at local time 0300AM. Warmer temperatures are white. Topographic contours are superimposed for reference (altitudes -2.5, 5, 10, 15, 20, 25 km). [BOTTOM] Atmospheric temperature in the 4th model level ( $\sim 120 \text{ m}$  above the surface). Horizontal wind vectors are superimposed every 3 grid points. Maximum horizontal wind velocity at this level is  $\sim 40 \text{ m.s}^{-1}$  (above Olympus caldeira). Warmer temperatures are white, and topographic reference is the same as the TOP plot.

## III.6 DISCUSSION

### III.6.1 SUMMARY

The main conclusions of the study are the following:

1. The LMD Mesoscale Model for Mars, based on the ARW-WRF dynamical core, is a versatile and powerful tool to study the Martian atmospheric circulation at regional scales.
2. All the up-to-date physical packages developed for a decade for the LMD-MGCM applications are natively included in the model, which ensures
  - (a) a realistic and comprehensive reproduction of the main atmospheric cycles: dust, CO<sub>2</sub>, water, chemical species.
  - (b) a high level of consistency between the forcing at the lateral boundaries of the mesoscale domain (derived from LMD-MGCM simulated fields), and the computations in the mesoscale domain themselves.
3. Correct initialization and definition of boundary conditions require the use, in the vertical interpolation process, of terrain-following strategy near the surface, and pressure-based interpolations at higher altitudes.
4. The results of the mesoscale model in coarse-resolution mode, with free evolution in the longitudinal dimension, are consistent with the LMD-MGCM calculations for vertical thermal profiles, latitudinal atmospheric structure, and longitudinal tidal wavestructure; differences result mainly from the limited model top.
5. Near-surface daily cycles of temperature, pressure, and horizontal winds are consistent with the VL1 and Pathfinder measurements on the condition that no convective adjustment is included in the model; note slightly warmer atmospheric temperatures near the surface in the model.
6. The mesoscale model demonstrates good performance in microscale mode (Large Eddy Simulations) as
  - (a) the main characteristics of the Martian PBL drawn by previous studies (mixing layer growth, turbulent heat fluxes, polygonal cell structure, convective vortices) are reproduced by the model;
  - (b) the temperature profiles are in satisfactory qualitative agreement with the miniTES recent measurements at the surface.
7. Qualitative and quantitative wind predictions in topographically uneven locations such as Valles Marineris, are in good agreement with the previously performed independent mesoscale simulations in the literature:
  - (a) the fact that intense upslope and downslope flow takes place along the Valles Marineris rims (reaching respective velocities of 30 m.s<sup>-1</sup> and 40 m.s<sup>-1</sup>, and vertical component of 10 m.s<sup>-1</sup>) is confirmed by our model;
  - (b) the influence of the topographical channeling on the winds within the canyon is found to be significant.
8. The water ice clouds controlled by the Tharsis and Olympus Mons topographical obstacles are accurately reproduced by the model, which predicts correct altitudes of the afternoon clouds with respect to remote-sensing retrievals; high-resolution simulations in Arsia Mons give clues to the “aster clouds” structure, though the radial structure of these clouds is not clearly reproduced.
9. Adiabatic warming by the katabatic nighttime winds in the Olympus Mons region can cause surface temperature excess of +20 K at the feet of the giant volcano; this effect is thought to alter the thermal inertia measurements in the Tharsis region.

### III.6.2 PERSPECTIVES

The LMD Mesoscale Model possible applications are not reduced to the validation case studies shown in this paper. Lots of Martian mesoscale phenomena are in need for further analysis, or remain unknown. In addition to further investigation on the Martian boundary layer, on the wind regimes in topographically uneven areas, and on water ice clouds, work is already ongoing on the following topics at the time of writing of this paper:

- interpretation of the *Spiga et al.* [2007] surface pressure maps;
- aeolian control on dune forming [*Vaucher et al.*, 2008, *in preparation*];
- mesoscale dynamics at the onset of the 2001 global dust storm [*Montabone et al.*, 2008];
- formation of the (convective ?) high-altitude mesospheric CO<sub>2</sub> ice clouds observed by *Montmessin et al.* [2007];
- wake dynamics in the lee of Elysium Mons.

The use of of the LMD Mesoscale Model is also considered for the following applications:

- polar dynamics and polar night processes (CO<sub>2</sub> ice clouds);
- local atmospheric processes in Martian paleo-climates (formations of glaciers, gullies);
- comparative study of the diagnostics obtained with or without the hydrostatic assumption;
- evaluation of atmospheric hazards on the selected landing sites for future missions.

Upgraded LMD-MGCM physical packages, taking advantage of the recent measurements by the instruments onboard MEx and MRO, will be automatically included in the LMD Martian Mesoscale Model. A third version of the ARW-WRF model was released in April 2008, with the particularly interesting global mode developed in the PlanetWRF model [*Richardson et al.*, 2007], as well as adaptative timestep capabilities. The evolution of the LMD Mesoscale Model will benefit from these improvements, although the GCM capability is not an absolute priority, for clear reasons of redundancy with the LMD-MGCM model. At the time of writing of this paper, the two-way nesting strategy was still leading to numerical instabilities in the LMD Martian Mesoscale Model (though the two domains were separately behaving under the CFL condition requirements). Further investigation is needed to activate this important option, which will allow us to assess the influence of mesoscale forcing on the larger scale circulation.

### III.6.3 CONCLUDING REMARK

Martian mesoscale modeling may be seen as a physically-based extrapolation of the atmospheric circulation at regional scales, from existing (sparse) measurements. As such an approach would be probably questionable on Earth, where active research is still ongoing on the topic of mesoscale models initialization and validation, it is less problematic on Mars for various reasons:

1. the Martian climate knowledge is less constrained by measurements than it is the case on Earth, but most of the Martian meteorological phenomena are highly repeatable;
2. as stressed by *Rafkin et al.* [2003], the higher terrestrial densities and radiative timescales lead to a high sensitivity of the mesoscale results to the initial state and boundary conditions, a point that is less critical on Mars;
3. satisfactory results obtained by previous modeling studies (as well as the present one) somewhat validate the approach that consists in relying on the mesoscale dynamical cores carefully validated on Earth, and coupling the Martian physical parameterizations designed to accurately reproduce the Martian environment as revealed by the missions.

On the condition that one keeps a somewhat cautious approach about the quantitative diagnostics derived from the Martian mesoscale models, the latter are reliable and powerful tools to understand the Martian regional and local circulation. The numerous interesting results obtained through mesoscale modeling should not conceal however the need for further observational evidence to better constrain the models.

### III.7 CAS D'ÉTUDE SUPPLÉMENTAIRE : SILLAGE D'ELYSIUM MONS

La présence sur Mars d'obstacles topographiques de bien plus grande taille que sur Terre est susceptible de faire apparaître des effets dynamiques non-linéaires dans l'écoulement atmosphérique. Dans cette partie, nous analysons de tels effets au voisinage du volcan géant Elysium Mons, isolé au milieu de plaine peu accidentées. Malgré son intérêt évident, la dynamique d'une telle région n'avait pas été examinée par les modèles méso-échelle martiens à ce jour.

#### III.7.1 CONTEXTE DES SIMULATIONS

Elysium Mons est un volcan situé à 25°N de latitude et domine les plaines environnantes de près de 14 km. A part ses deux compagnons d'environ 5 km de haut, Hecates Tholus et Albor Tholus, le volcan est isolé, et forme un pic très effilé sur lequel souffle le jet d'ouest à l'équinoxe d'automne nord. Elysium Mons est donc à cette saison un site idéal pour étudier l'interaction dynamique entre un écoulement quasi-zonal et une montagne géante. L'absence sur Terre d'un obstacle aussi élevé, aussi isolé, et dépourvu de tout transfert d'énergie par chaleur latente rend la démarche martienne très instructive.

Pour étudier l'écoulement au voisinage d'Elysium Mons, nous avons employé le modèle méso-échelle complet dans sa configuration la plus standard (voir ce qui précède). Afin de résoudre correctement les mouvements atmosphériques autour du volcan, tout en assurant une représentation correcte du forçage de grande échelle, trois domaines emboîtés en mode non-interactif<sup>10</sup> ont été définis (figure III.18). Le premier jour de simulation n'est pas analysé en raison des effets de mise en route du modèle. Nous décrivons les diagnostics tirés du troisième jour de simulation ; une analyse du deuxième jour de simulation conduit aux mêmes conclusions. Le phénomène semble donc se produire tous les jours de l'équinoxe d'automne nord.

#### III.7.2 EFFETS DE SILLAGE INTENSES EN AVAL D'ELYSIUM

Dès la matinée et jusque la fin de l'après-midi deux « tentacules » – pour reprendre l'image de *Schär and Smith* [1993] – sont observées dans le champ de vorticit   proche de la surface. Les deux structures sont de signe oppos   (positive au sud du sillage, et n  gative au nord), d'amplitude comparable, et d'origine les flancs nord et sud de l'obstacle topographique. Des maxima locaux de vorticit   apparaissent au sein des « tentacules » et sont advect  s vers l'est dans le sillage du volcan. Les tourbillons les plus d  velopp  s se trouvent    l'extr  mit   des tentacules de vorticit  , et sont associ  s    des d  pressions pouvant atteindre entre 10 et 20 Pa.

L'angle entre les deux « tentacules » semble cro  tre au cours de l'apr  s-midi, alors que le sillage direct (   l'aval du volcan) est domin   par les vents anabatiques qui convergent vers le sommet du volcan. L'  volution des anomalies positives et n  gatives est par ailleurs asym  trique :    la fin de l'apr  s-midi, l'extension longitudinale de la structure de vorticit   au sud est bien plus grande que la structure au nord, qui reste relativement confin  e proche de la montagne. Aux environs de 18 : 00,

<sup>10</sup>Comme indiqu   dans la conclusion de l'article qui pr  c  de, le mode interactif (*two-way nesting*) n'est pas op  rationnel dans notre mod  le et conduit    des instabilit  s num  riques. Il ne sera donc pas discut   de l'influence des ph  nom  nes locaux sur l'  coulement de plus grande   chelle. En mode non-interactif, chacun des domaines r  sout l'  coulement en toute ind  pendance des r  sultats des autres domaines,    une exception pr  s : les conditions aux bornes des domaines embo  t  s sont extraites des diagnostics des domaines parents correspondants.

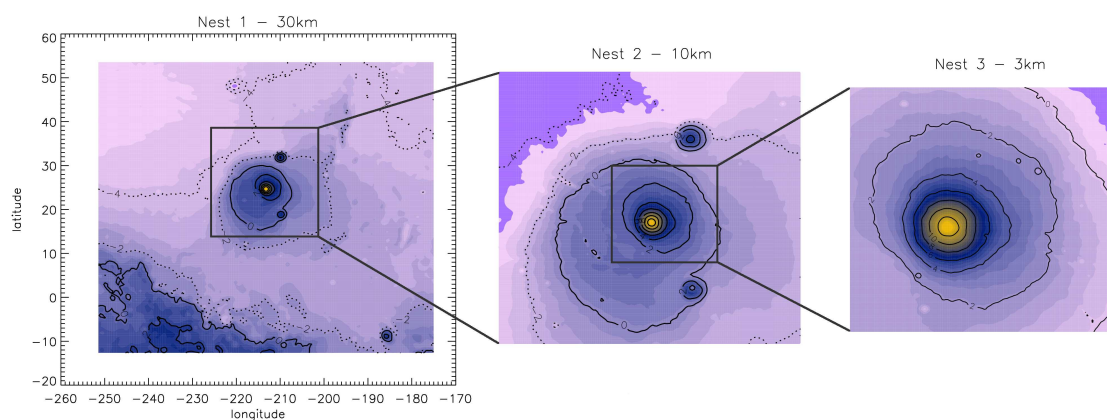


FIG. III.18 – Domaines de simulation pour le cas d'étude « Elysium Mons ». Chaque domaine comprend une grille de  $153 \times 153$  points avec la résolution indiquée sur la figure. L'écoulement atmosphérique des trois domaines est traité avec la dynamique non-hydrostatique et sans ajustement convectif. Le pas de temps des trois domaines est dans l'ordre 30 secondes, 10 secondes, 3 secondes. Afin d'assurer la stabilité de la simulation de l'écoulement autour d'un obstacle topographique aussi imposant qu'Elysium Mons, le rapport entre pas de temps acoustique et pas de temps dynamique a été porté à 1/10 au lieu de la valeur habituelle de 1/4. Selon la verticale, 61 niveaux sont définis jusqu'au sommet de 3 Pa. La saison considérée est l'équinoxe d'automne nord.

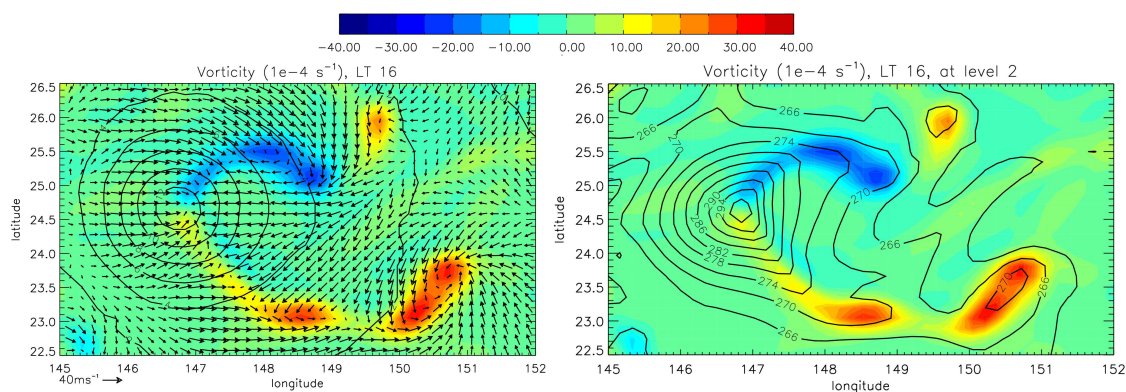


FIG. III.19 – Champ de vortacité relative dans le domaine numéro 2, à une altitude au-dessus du sol d'environ 15 m. *Schär and Smith [1993]* nomment « tentacules » les structures caractéristiques de vortacité qui apparaissent dans le sillage de la montagne. Sur la figure de gauche, les vents tous les 2 points de grille sont superposés ainsi que la topographie par des contours tous les 2 km. Sur la figure de droite, les contours de température potentielle sont reportés avec un espacement des contours de 4 K (en commençant à 262 K). Une analyse complémentaire montre que l'anomalie positive très localisée au point  $146.5\text{E}-26\text{N}$  ne trouve pas son origine dans l'interaction entre l'écoulement et la montagne, contrairement aux autres anomalies.

les anomalies de vorticité disparaissent brusquement et la situation autour du volcan à proximité de la surface devient plus calme.

Le champ de température potentielle montre que les anomalies de vorticité correspondent à des anomalies chaudes. Le tracé du champ de vorticité potentielle d'Ertel sur une surface isentrope au-dessus de la surface montre des structures similaires au champ de vorticité relative. Les structures observées correspondent donc à une production de vorticité potentielle par des processus diabatiques et/ou frictionnels. Comme mentionné précédemment, l'origine de la production de vorticité semble être les flancs nord et sud du volcan.

Le champ de vorticité relative est  $\zeta = \nabla \wedge \mathbf{v}$ . Lorsque nous évoquons ci-dessus le champ de vorticité, nous mentionnons implicitement la projection verticale du champ de vorticité relative

$$\zeta \cdot \mathbf{z} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (\text{III.1})$$

En termes physiques, ce vecteur quantifie la rotation locale du fluide géophysique dans le plan horizontal, dans le référentiel en rotation avec la planète. Le champ de vorticité absolue est le champ de vorticité relative augmenté de la vorticité planétaire  $2\boldsymbol{\Omega}$ .

La vorticité potentielle est la vorticité corrigée des effets de densité. La vorticité potentielle d'Ertel  $\mathcal{V}_\theta$  ou vorticité potentielle sur les coordonnées isentropes est une quantité météorologique fondamentale définie par

$$\mathcal{V}_\theta = \frac{1}{\rho} \left( \nabla \wedge \mathbf{v} + 2\boldsymbol{\Omega} \right) \cdot \nabla \theta \quad (\text{III.2})$$

ou encore, en ne retenant que la composante verticale,

$$\mathcal{V}_\theta \sim \frac{1}{\rho_\theta} \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial x} - \frac{\partial u_\theta}{\partial y} + f \right) \quad \text{avec} \quad \rho_\theta = -\frac{1}{g} \frac{\partial p}{\partial \theta} \quad (\text{III.3})$$

La vorticité potentielle d'Ertel est conservée pour des mouvements adiabatiques et dépourvus de frottements

$$\frac{D\mathcal{V}_\theta}{Dt} = 0 \quad (\text{III.4})$$

Une façon très simple de retrouver le résultat (III.4) est de remarquer qu'un fluide évoluant adiabatiquement est barotrope sur un système de coordonnées verticales isentropes. En effet,  $\rho$  peut être en toute généralité exprimée uniquement en fonction de  $p$  et  $\theta$ , en combinant la définition de la température potentielle  $\theta$  (I.8) et l'équation d'état (I.4). Le théorème de Bjerknes (II.21) indique alors que la circulation se conserve sur les coordonnées isentropes et l'expression de cette circulation conduit à l'équation (III.4).

### III.7.3 GÉNÉRALITÉS SUR LES SILLAGES

Les structures tourbillonnaires observés dans le sillage d'Elysium Mons sont bien connues sur Terre et peuvent être observés dans la couverture nuageuse en aval d'îles isolées au milieu d'un océan, par exemple l'archipel d'Hawaii [Smith and Grubišić, 1993], et plus généralement en aval des massifs montagneux. Certaines de ces structures à l'état stationnaire persistent pendant quelques jours alors que d'autres plus instables (en particulier lorsque l'écoulement s'inverse en aval de la montagne) forment des allées de vortex de type von Kármán. La taille de ces tourbillons peut varier entre 10 et 100 km, rejetant la contribution de la force de Coriolis au second ordre. Ces tourbillons de sillage (*lee vortices*) peuvent fortement influencer le climat régional – notamment le transport de polluants, comme ce peut être le cas à Denver, Etats-Unis à proximité des Montagnes Rocheuses. Une telle production de vorticité potentielle à proximité des obstacles topographiques est également suspectée de favoriser la cyclogénèse de montagne en interagissant avec les structures frontales, par exemple au voisinage du massif des Alpes [Aebischer and Schär, 1998 ; voir également

la thèse d'Armel Martin au LMD-ENS]. L'étude de ces phénomènes reste un sujet de recherche très actif en météorologie terrestre [e.g. *Reinecke and Durran, 2008*].

### III.7.3.1 INFLUENCE DE LA TAILLE DE LA MONTAGNE

Les phénomènes qui peuvent apparaître dans le sillage d'une montagne isolée<sup>11</sup> plongée dans un écoulement stratifié dépendent principalement de la taille de l'obstacle, comme il a été montré par des études expérimentales [*Castro and Snyder, 1993*] et numériques [voir la revue par *Epifanio, 2003*]. Le paramètre central est la hauteur adimensionnelle de la montagne  $\tilde{h} = h_0/UN$  :

1. pour  $\tilde{h} \ll 1$ , l'écoulement dans le sillage de la montagne est dominé par des ondes de gravité de faible amplitude, décrites par la théorie linéaire (voir chapitre 2).
2. pour  $\tilde{h} \lesssim 1$ , les effets non-linéaires commencent à apparaître, et dans le sillage de la montagne les gradients verticaux de température potentielle  $\theta$  peuvent devenir très faibles et la pente des lignes de champ de l'écoulement s'incliner fortement.
3. pour  $\tilde{h} \gtrsim 0.8 - 1$ , l'onde de montagne est en général très proche du déferlement, ce qui se traduit par l'annulation ou le changement de signe des gradients verticaux de  $\theta$  et un renforcement du mélange turbulent. L'écoulement le long de la pente peut alors être très fortement accéléré, puis revenir brusquement à sa hauteur en amont de l'obstacle, formant l'analogie d'un ressaut hydraulique.
4. pour  $\tilde{h} \gtrsim 1.2 - 1.5$ , le fluide n'est plus en mesure de passer entièrement au-dessus de l'écoulement. Un point d'arrêt apparaît sur la montagne, face à l'écoulement. L'écoulement contourne alors la montagne du sol jusqu'à une altitude  $h_s$  au-delà de laquelle il passe au-dessus de la montagne, adoptant le comportement observé pour des hauteurs de montagne  $\tilde{h}$  plus modérées. Pour les valeurs de  $\tilde{h}$  de plusieurs unités,  $h_s$  est voisin de  $h_0$ .

### III.7.3.2 FORMATION DE TOURBILLONS DE SILLAGE

Des tourbillons de sillage peuvent se former dans les cas 3 et 4. La formation de ces tourbillons est illustrée par les simulations du modèle de couche mince (*shallow-water*) de *Schär and Smith [1993]* ; les principales conclusions sont transposables au fluide atmosphérique stratifié comme l'ont montré *Schär and Durran [1997]*. *Schär and Smith [1993]* indiquent que les tourbillons se forment dans le cas d'un écoulement incident sous-critique, de nombre de Froude  $Fr_\infty < 1$ . Comme décrit par la figure III.20, la taille de l'obstacle impose alors des régimes d'écoulement distincts, qui aboutissent à des structures de tourbillons différentes

- Lorsque l'écoulement passe au-dessus de l'obstacle, le fluide est accéléré en aval jusqu'à former un large ressaut hydraulique. Ce ressaut induit des phénomènes de dissipation qui remettent en question la conservation de quantités telles que l'énergie (exprimée en mécanique des fluides par la fonction de Bernouilli) et la vorticité potentielle. *Schär and Smith [1993]* montrent ainsi qu'il est impossible qu'une dissipation interne au fluide ne s'accompagne pas de production de vorticité, confirmant les résultats de *Smolarkiewicz and Rotunno [1989]* qui indiquent que les effets de friction ne sont nullement nécessaire pour générer des tourbillons de sillage<sup>12</sup>. La vorticité potentielle générée au sein du ressaut par dissipation est ensuite advectée dans le sillage de l'obstacle, donnant naissance aux « tentacules »<sup>13</sup>.

<sup>11</sup>Selon que l'obstacle est allongé ou non, la réponse de l'écoulement peut être différente [*Epifanio and Durran, 2002*]. Nous nous restreignons pour notre part à une discussion théorique la plus proche possible du cas d'Elysium Mons.

<sup>12</sup>La question de savoir comment la vorticité est produite est difficile. *Smolarkiewicz and Rotunno [1989]* ont émis l'hypothèse que la vorticité horizontale, générée barocliniquement au-dessus de la montagne, est tournée selon la verticale par la déformation des isentropes induite par les ondes de montagne (l'analogie 3D du ressaut hydraulique). *Smith [1989]* pense au contraire que le mélange turbulent induit par le déferlement de l'onde de montagne perturbe la conservation de la vorticité potentielle. *Schär and Durran [1997]* n'excluent pas que les différents mécanismes se complètent pour donner naissance aux tourbillons de sillage, une analyse qui semble partagée par *Rotunno et al. [1999]*.

<sup>13</sup>*Schär and Smith [1993]* démontrent d'ailleurs que la fonction de Bernouilli est la fonction de courant du flux de vorticité total (advecté + dissipé). La décroissance de la fonction de Bernouilli de l'écoulement dans le sillage de l'obstacle impose alors le sens des perturbations de vorticité.

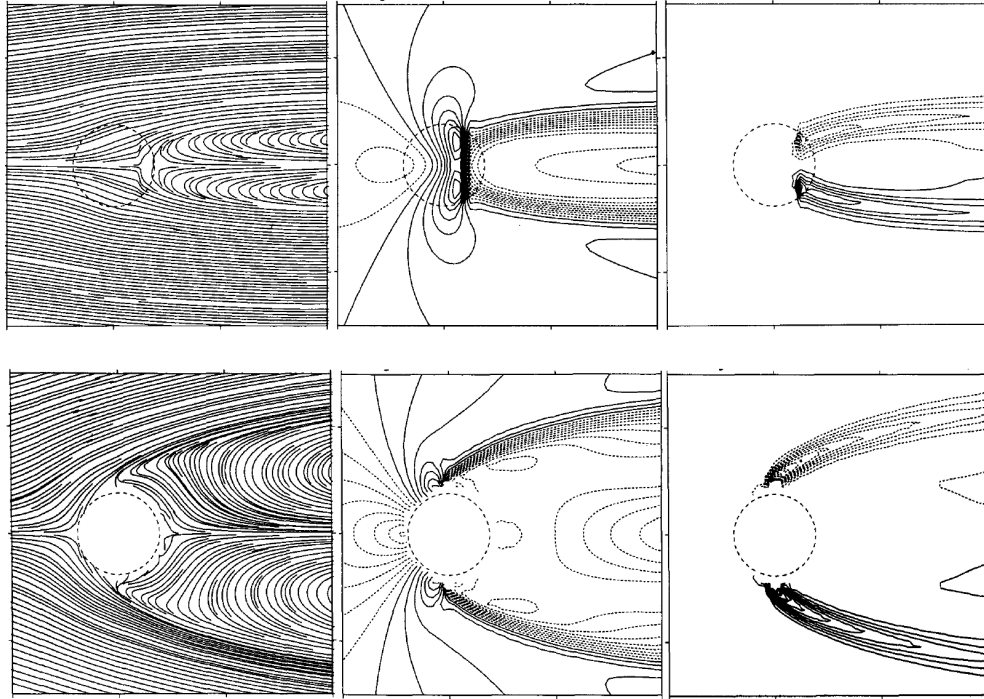


FIG. III.20 – Écoulement de couche mince rencontrant un obstacle à l'état stationnaire. De gauche à droite sont indiquées les lignes du champ de vent, les perturbation de vent  $u - u_\infty$ , et la vorticité (en pointillés, les valeurs négatives; en traits pleins, les valeurs positives). En haut, la hauteur adimensionnelle de la montagne est  $\tilde{h} = 0.8$  (l'écoulement passe au-dessus de l'obstacle) et en bas,  $\tilde{h} = 2$  (l'écoulement contourne l'obstacle). Les deux simulations idéalisées sont réalisées avec le même écoulement sous-critique  $Fr_\infty = 0.5$ . Images extraites de *Schär and Smith* [1993].

- Lorsqu'il y a contournement (dans le modèle couche mince, la montagne « perce » le fluide), l'écoulement accélère le long des flancs de l'obstacle avant d'atteindre des conditions supercritiques ( $Fr > 1$ ) sur les côtés de la montagne. Deux ressauts hydrauliques très localisés apparaissent alors de part et d'autre de la montagne dans ces régions supercritiques et donnent lieu à une production de vorticité. Le sillage direct de l'obstacle est dominé par un écoulement de direction opposée à l'écoulement incident et les structures de vorticité sont rejetées sur le côté de l'obstacle. La vorticité potentielle est produite en la discontinuité formée par la rencontre de l'écoulement incident et de l'écoulement de sillage, de fonctions de Bernoulli distinctes.

### III.7.4 DEUX RÉGIMES DYNAMIQUES POUR LE SILLAGE D'ELYSIUM

La signature identifiée dans le sillage d'Elysium est donc tout à fait typique d'un obstacle géant forçant le fluide au contournement. Les structures de vorticité ne sont pas confinées proche du sol, et se retrouvent quasiment jusqu'au sommet de l'obstacle martien. La figure III.19 illustre bien la similarité de l'écoulement autour du volcan avec les simulations idéalisées de *Schär and Smith* [1993] d'un fluide couche mince percé par un obstacle. De plus, la forme des extrémités des « tentacules » de vorticité martiennes est similaire au champ de vorticité simulé par *Schär and Smith* [1993] dans la transition vers l'écoulement stationnaire de la figure III.20. Il est fort probable qu'en raison du fort cycle diurne martien l'écoulement autour d'Elysium n'atteint jamais l'état stationnaire.



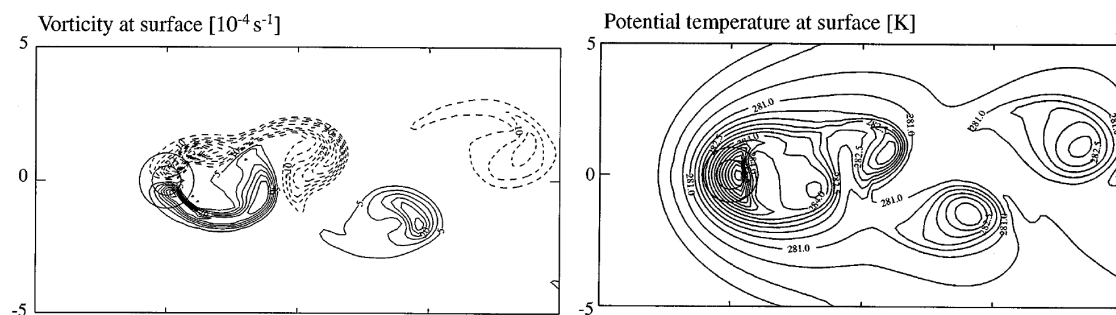


FIG. III.21 – Montagne isolée de hauteur adimensionnelle  $\tilde{h} = 3$  plongée dans un écoulement stratifié animé d'un mouvement de gauche à droite. A gauche, vorticité à la surface avec des contours tous les  $5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  en pointillés pour les valeurs négatives et en traits pleins pour les valeurs positives. A droite, température potentielle à la surface avec des contours tous les 0.5 K. Contrairement aux simulations de la figure III.20, la symétrie amont/aval n'est pas imposée, laissant les tourbillons de sillage se développer et interagir librement. La vorticité est générée suite au contournement de l'obstacle sur les côtés nord et sud de la montagne, puis advectée dans le sillage de l'écoulement. Noter les anomalies chaudes associées aux perturbations de vorticité. Le modèle tridimensionnel employé est non-hydrostatique et complètement compressible ; la résolution horizontale adoptée est de 2 km. Image extraite de *Schär and Durran* [1997].

*Schär and Durran* [1997] ont généralisé l'analyse de *Schär and Smith* [1993] à un écoulement réel tridimensionnel autour d'une montagne isolée. En effet, l'analyse de couche mince ne représente pas toute la complexité de la dissipation d'énergie par le déferlement des ondes de gravité [*Clark and Peltier, 1977*] et du transport d'énergie par les ondes de gravité non-hydrostatiques [*Durran, 1986*]. Les simulations de *Schär and Durran* [1997] démontrent néanmoins que l'analyse en couche mince peut être étendue au fluide tridimensionnel bien qu'elle ne rende pas compte d'une manière réaliste de l'instabilité des tourbillons dans le sillage de la montagne. Extraite de *Schär and Durran* [1997] et décrivant les champs de vorticité et de température potentielle, la figure III.21 montre ainsi une morphologie des tourbillons de sillage plus similaire à notre cas d'étude présenté en figure III.19 que les simulations de couche mince de *Schär and Smith* [1993]. L'asymétrie latitudinale observée dans le comportement des tourbillons autour du volcan martien n'est cependant pas présente dans les simulations de *Schär and Durran* [1997], et résulte d'une interaction complexe entre les tourbillons et l'écoulement environnant. Ces questions sont encore à l'étude sur Terre [e.g. *Harris, 2008*].

Bien que la source de vorticité soit située sur les flancs nord et sud, les tourbillons de *Schär and Durran* [1997] sont advectés dans le sillage direct de l'obstacle. La figure III.19 montre que la situation est différente dans le cas d'Elysium Mons. Il est probable que les forts vents anabatiques, qui soufflent en aval du volcan en sens inverse de l'écoulement zonal incident, invalident tout transport des tourbillons dans le sillage direct de l'obstacle topographique et expliquent ainsi la distance entre les tourbillons de signe opposé plus grande sur la figure III.19 que sur la figure III.21. S'ils contraignent l'advection de vorticité dans le sillage direct, les vents anabatiques paraissent au contraire favoriser la production de vorticité à l'origine des « tentacules » en renforçant le cisaillement de vent horizontal dans les zones de discontinuité sur les côtés du volcan. Le fait que les structures de vorticité de la figure III.19 disparaissent très rapidement en fin d'après-midi lorsque les vents anabatiques deviennent négligeables conforte cette hypothèse.

La nuit, nos simulations montrent que la production de vorticité induite par l'écoulement contournant l'obstacle est visiblement annihilée à proximité de la surface par les vents puissants qui descendent les pentes d'Elysium Mons. Nous pensons que les vents catabatiques peuvent influencer négativement la formation d'un sillage de deux façons distinctes : d'une part ralentir l'écoulement

incident sur le flanc côté vent et d'autre part contraindre la production de vorticité sur les flancs nord et sud du volcan. Au contraire, les vents anabatiques ne semblent pas défavorables   la production de vorticité par contournement de l'obstacle. A nouveau, l'orientation relative des vents de pente par rapport   l'écoulement incident pourrait constituer une explication plausible puisque dans l'après-midi les directions des écoulements incident et anabatique concordent.

Une analyse plus poussée montre néanmoins que l'absence d'effets de sillage la nuit est uniquement observée   proximité de la surface : les coupes horizontales de la figure III.22   une altitude plus élevée révèlent des signatures de vorticité aussi conséquentes qu'en journée. En comparaison des « tentacules » de vorticité observées le jour de part et d'autre de l'obstacle, la morphologie nocturne du champ de vorticité est cependant très différente. Les tourbillons qui se forment sont moins étendus et confinés dans le sillage direct de l'obstacle. De plus, ces structures se rencontrent   partir d'1 km au-dessus du sol jusqu'  une altitude (absolue) de 20 km alors que les signatures de vorticité diurnes, très puissantes près de la surface, ne persistent pas au-delà de 12 km d'altitude. Enfin, les petits tourbillons sont moins persistants que leurs homologues diurnes, et plus rapidement atténués lorsqu'ils sont advectés dans le sillage de l'obstacle.

La figure III.22 indique également que l'écoulement nocturne semble accélérer significativement au-dessus de l'obstacle (jusqu'  une amplitude de  $80 \text{ m s}^{-1}$  !), en très fort contraste avec la situation diurne pour laquelle le fluide dans le sillage direct de l'obstacle est décéléré. La similarité des signatures de vitesse et de vorticité de la figure III.22 avec les situations idéalisées en figure III.20 laisse penser qu'au contraire de l'écoulement de jour qui crée des tourbillons de sillage sur le côté de l'obstacle par contournement, là où le cisaillement horizontal de vent est le plus marqué, l'écoulement de nuit paraît dominé par une production de vorticité en aval de l'obstacle identique   celle d'un obstacle de taille plus modérée.

Dès 19 : 00, Elysium Mons est le siège de puissantes ondes de montagne : l'amplitude des perturbations de vitesse verticale atteint  $10 \text{ m s}^{-1}$ . Les profils de température potentielle montrent une forte inclinaison verticale, laissant présager un probable déferlement donc une production de vorticité en aval du volcan. La situation en aval de la montagne est néanmoins calme jusqu'  minuit, heure   partir de laquelle les signatures du type de celle identifiée sur la figure III.22 commencent   apparaître (elles persistent jusqu'au petit matin). L'analyse des coupes de température potentielle révèle que les isentropes adoptent en aval du sommet une structure très proche d'un ressaut hydraulique d'une amplitude considérable, caus e par le déferlement des puissantes ondes de montagne se propageant depuis le début de la nuit (figure III.23). L'étendue verticale des « ressauts » explique que les tourbillons de sillage soient observés jusque très haut dans l'atmosphère martienne. La situation de matinée est en comparaison dépourvue de tout ressaut hydraulique : seules des ondes de montagne piégées d'amplitude modérée sont observées en aval de la montagne.

Ces éléments semblent confirmer que la hauteur du contournement  $h_s$  pendant la journée est proche de la hauteur de la montagne : l'étendue verticale de l'écoulement passant au-dessus de l'obstacle  $h_0 - h_s$  est faible et la signature des ondes de gravité sur le champ de température potentielle ressemble   celle induite par des montagnes de hauteur modérée. Au contraire, pendant la nuit, la hauteur de contournement  $h_s$  est visiblement plus faible, laissant l'écoulement passer au-dessus de la montagne sur une hauteur  $h_0 - h_s$  suffisante pour que les effets non-linéaires puissent survenir et le ressaut hydraulique apparaître. Il n'est donc pas étonnant que l'écoulement de sillage de nuit ressemble   l'écoulement décrit par *Schär and Smith* (figure III.20) dans le cas d'un obstacle suffisamment élevé pour que le ressaut hydraulique puisse exister.

En conformité avec la figure III.22, le champ de vent décrit sur la figure III.23 montre l'accélération de l'écoulement le long de la pente aval, sa brusque décélération associée au ressaut hydraulique et les vents catabatiques qui soufflent proche de la surface. Vu leur importance sur Mars, le rôle de ces vents de pente mérite commentaire, si ce n'est une interprétation parfaite des mécanismes en jeu. Il est difficile d'identifier le vent catabatique le long de la pente aval sur la figure III.23, car l'accélération induite par le ressaut semble dominer et la modification spectaculaire du champ de température potentielle remet probablement en question la formation du vent catabatique le long de cette pente. Néanmoins, nous pouvons noter que, si vent catabatique il y a, il agit dans le sens du renforcement de l'accélération associée au ressaut hydraulique. Nous avons également vu précédemment que les vents catabatiques sur la pente face au vent incident pourrait contribuer   atténuer la réponse de contournement de l'écoulement. La figure III.23 indique de plus qu'au

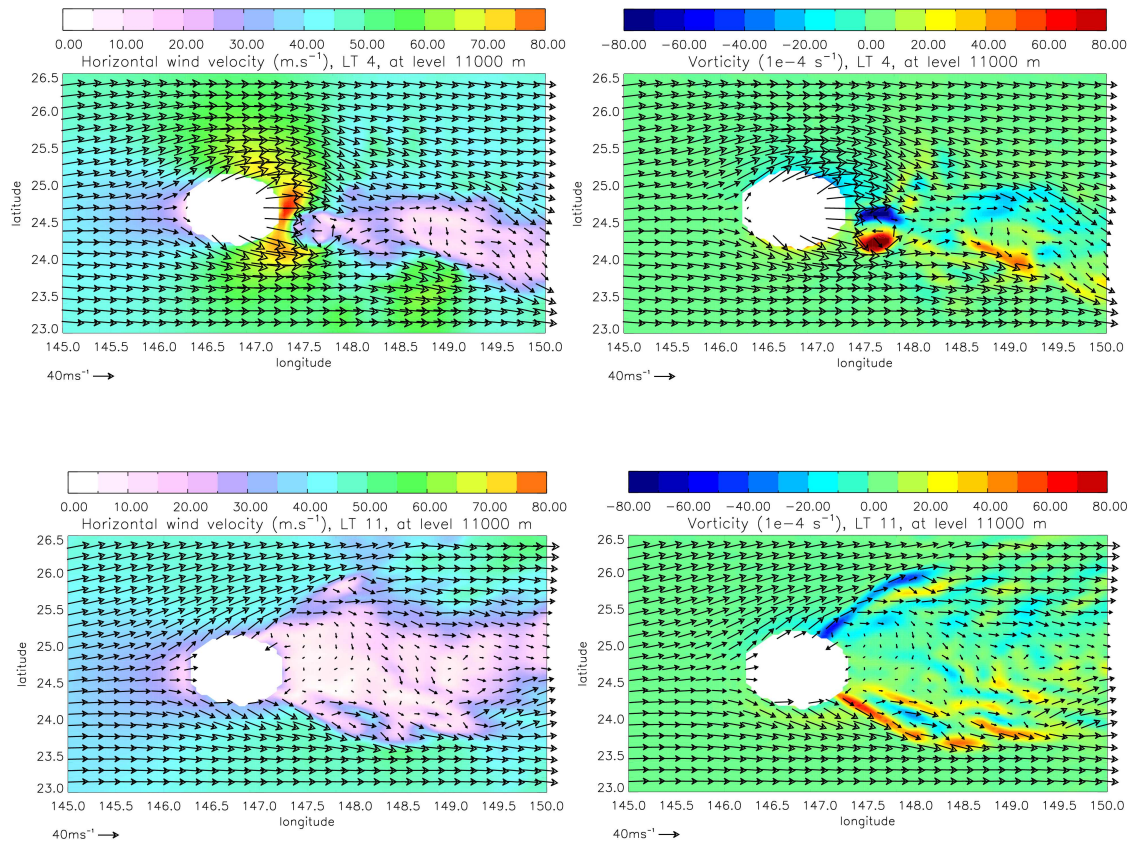


FIG. III.22 – Coupe horizontale d'amplitude de vitesse (gauche,  $\text{m s}^{-1}$ ) et de vorticité (droite,  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ) à une altitude de 11 km au-dessus du niveau de référence martien dans le domaine de simulation 3. Le vent horizontal à cette altitude est superposé (un vecteur tous les trois points de grille est tracé). L'écoulement est quasi-zonal et souffle d'ouest en est sur le volcan (zone blanche). La figure du haut décrit l'écoulement de nuit (04 : 00 heure locale) : l'écoulement franchit l'obstacle, accélère en aval du sommet puis décélère brusquement par l'analogie d'un ressaut hydraulique. Des perturbations de vorticité se forment à l'endroit du ressaut. La figure du bas décrit l'écoulement de jour (11 : 00 heure locale) : l'écoulement contourne l'obstacle et devient supercritique sur les côtés du volcan, causant une production de vorticité. Dans ce cas, tout l'écoulement de sillage direct de la montagne est ralenti. Les deux figures peuvent être comparées aux simulations idéalisées reproduites en figure III.20.

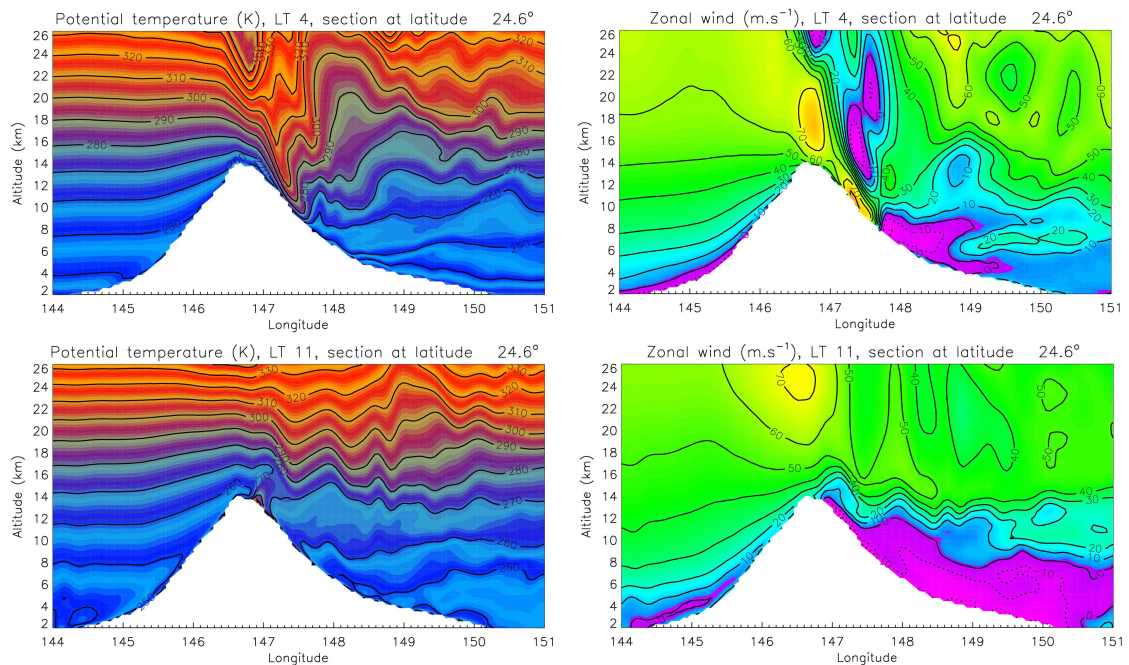


FIG. III.23 – Coupe longitude/altitude de température potentielle (gauche, K) et de vitesse zonale (droite,  $\text{m s}^{-1}$ ) à travers le volcan Elysium Mons. Les contours sont superposés tous les 10 K et tous les 10  $\text{m s}^{-1}$ . L'organisation de la figure est similaire à la figure III.22 avec l'écoulement de nuit en haut et de jour en bas. Noter que les codes couleur ont été choisis pour mettre en évidence aisément les perturbations de la stratification pour la température potentielle (représentation des « couches » atmosphériques) et les changements de signe pour le vent zonal (les zones mauves représentent les zones où la vitesse est inversée par rapport à l'écoulement incident). La nuit, le champ de température potentielle montre l'équivalent d'un ressaut hydraulique d'une extension verticale considérable. Le vent juste à l'aval du sommet d'Elysium atteint  $80 \text{ m s}^{-1}$  juste en amont du ressaut. Le jour, les oscillations de température potentielle correspondent à des ondes de montagne piégées d'amplitude modérée. Sur les champs de vent à droite, les vents catabatiques et anabatiques peuvent être clairement distingués. Leur rôle dans le changement de régime de l'écoulement entre la nuit et le jour est probablement central, même si cette question requiert un examen plus poussé. Noter que le toit du domaine de simulation est environ 45 km et ne correspond pas à la limite haute choisie pour le tracé.

cours de l'après-midi, les vents anabatiques paraissent invalider la survenue de tout ressaut hydraulique. Nous émettons donc l'hypothèse que la hauteur  $h_s$  subit un cycle diurne sous l'influence des vents de pente. L'interaction entre un écoulement de sillage et les vents de pente est cependant mal comprise, y compris sur Terre. Une étude plus idéalisée est nécessaire pour parfaire la compréhension des mécanismes et des interactions en jeu et aller plus loin que la simple constatation phénoménologique à laquelle nous nous sommes conformée.

### III.7.5 DISCUSSION

En résumé, l'interaction entre l'écoulement de grande échelle et l'obstacle géant formé par le volcan Elysium Mons induit une production de vorticit e cons equente en aval de la montagne. L'analyse des tourbillons de sillage montre qu'au voisinage d'Elysium le r egime dynamique diurne est distinct du r egime dynamique nocturne :

- En journ ee, la signature dominante est celle des tourbillons g en er es par contournement de l'obstacle.
- La nuit, la signature dominante est celle des tourbillons g en er es par d eferlement des ondes de montagne, qui cr ee  a l'aval du sommet l'analogie d'un ressaut hydraulique d'amplitude consid erable.

Autrement dit, la hauteur caract eristique  $h_s$  de contournement de l'obstacle subit des variations diurnes significatives. Dans la mesure o u cette hauteur  $h_s$  est un param etre central de la param etrisation des ondes de gravit e topographiques dans les mod eles de circulation g en erale [Lott and Miller, 1997], il est possible que l'incorporation des variations de  $h_s$  dans les sch emas de param etrisation am elior e la repr esentation du forçage par la topographie sous-maille dans les mod eles martiens.

Les vents de pente paraissent jouer un r ole primordial dans le contr ole dynamique en aval du volcan. Les vents anabatiques prot egent le sillage du volcan de la survenue d'un ressaut hydraulique et renforcent le cisaillement de vent sur les c ot es de l'obstacle, favorisant la production de vorticit e par contournement. Le transport des tourbillons dans le sillage direct de l'obstacle est n eanmoins fortement contraint par ces vents. A l'inverse, les vents catabatiques nocturnes favorisent la formation du ressaut hydraulique en aval du sommet de la montagne et invalident la formation de tourbillons de sillage par contournement. Tr es pr eliminaire, cette interpr etation doit ˆetre examin ee d'une mani ere plus approfondie par une analyse id ealis ee de l'interaction entre écoulement de sillage et vents de pente. Le fait que les vents de pente ne constituent pas la seule modification de l'écoulement entre le jour et la nuit nous incite également  a la prudence : par exemple nous n'avons pas discutée de l'influence des variations diurnes de stabilit e statique atmosph erique N au voisinage du volcan.

Pour compl eter l'analyse, il conviendrait de discuter des ph enomenes de couche limite qui peuvent modifier fortement la structure du champ de vorticit e au voisinage de l'obstacle. Grubišić et al. [1995] ont en effet notée que la longueur du sillage est influenc ee par les effets de friction de surface, bien que la g en eration de vorticit e soit ind ependante de ces effets [Smolarkiewicz and Rotunno, 1989]. Sur Mars, les effets de couche limite pourraient ˆetre particuli erement significatifs lorsque la couche convective est tr es profonde l'apr es-midi. De plus,  a l'instar de la plupart des études terrestres   ce jour, nous avons laissée en suspens la question des effets de d ecollement de couche limite qui peuvent survenir dans le cas d'un obstacle particuli erement élevée, que ce soit en situation de contournement ou de ressaut.

Il serait par ailleurs int eressant de quantifier les effets de ces violents  v enements m et eorologiques m eso-échelle sur l'écoulement de grande échelle. Comparer le forçage induit par l'obstacle sur la circulation synoptique avec celui indiquée par les param etrisations serait notamment d'un grand int er et. Activer l'emboitement interactif des domaines (*two-way nesting*, pour l'instant instable) dans notre mod ele m eso-échelle martien constitue dans cette perspective une étape n ecessaire.

Enfin, ne cachons pas le principal d efaut de nos conclusions : si elles paraissent en tr es bon accord avec le comportement attendu en th eorie, il manque des observations pour les valider. Bien que l'équinoxe d'automne nord marque la fin de la saison nuageuse sous les tropiques martiens, il

---

serait souhaitable de retrouver, dans la morphologie des nuages de glace d'eau, les structures dynamiques mises en évidence par nos simulations. Pour l'instant, nous n'avons pas trouvé d'images MOC ou MARCI comportant des nuages à la saison considérée, qui nous permettraient de confirmer ou d'infirmer les résultats numériques. Néanmoins, la caméra grand-angle MARCI sur Mars Reconnaissance Orbiter envoie chaque jour, depuis huit mois, une image de la planète entière avec une résolution d'environ 8 km. La saison actuelle d'observation étant l'été nord, nous devrions bientôt disposer d'une nouvelle moisson d'images pour l'automne nord.



# CHAPITRE IV

## PARAMÉTRISATION DE L'INSOLATION SUR LES PENTES MARTIENNES

Nous avons vu au second chapitre qu'une représentation correcte des forçages radiatifs est un élément essentiel pour modéliser d'une façon réaliste les mouvements atmosphériques à méso-échelle, notamment les vents de pente et les phénomènes de couche limite. Or ces forçages peuvent varier significativement en fonction de l'angle d'inclinaison de la surface et son orientation, particulièrement sur les terrains les plus accidentés de Mars. De telles variations ne peuvent être négligées dans un modèle méso-échelle, où la topographie est plus finement résolue. Les quelques corrections existantes sur Mars sont majoritairement géométriques, et négligent l'effet de diffusion du rayonnement solaire incident par les poussières, qui peut pourtant significativement « éclairer » la surface, et varier selon les caractéristiques de la pente. Nous apportons une réponse à ce problème dans ce court chapitre, en développant une méthode que nous avons incluse dans la physique de notre modèle méso-échelle pour les simulations décrites au précédent chapitre. Notre méthode de calcul rapide et efficace de l'insolation sur les pentes martiennes est également applicable dans de nombreux problèmes en géologie, météorologie et ingénierie spatiale.

### Sommaire

---

<b>IV.1 Avant-propos</b> . . . . .	<b>140</b>
<b>IV.2 Introduction</b> . . . . .	<b>144</b>
<b>IV.3 Définitions</b> . . . . .	<b>144</b>
<b>IV.4 Direct and reflected irradiance on slopes</b> . . . . .	<b>145</b>
<b>IV.5 Scattered irradiance on slopes</b> . . . . .	<b>145</b>
<b>IV.6 Parameterization of scattered irradiance on Martian slopes</b> . . . . .	<b>148</b>
<b>IV.7 Conclusion</b> . . . . .	<b>151</b>

---



## IV.1 AVANT-PROPOS

### IV.1.1 MOTIVATIONS DE L'ÉTUDE

Connaître de façon optimale les conditions d'insolation sur les terrains martiens, aux gradients topographiques très marqués, apparaît crucial dans de nombreux problèmes actuellement à l'étude sur la planète rouge :

- Les méthodes actuelles de télédétection en orbite autour de Mars sont désormais caractérisées par une excellente résolution spatiale (exemple des missions Mars Express et Mars Reconnaissance Orbiter), ce qui nécessite de rendre compte des conditions d'insolation parfois complexes sur les terrains les plus accidentés.
- L'émergence de modèles méso-échelle pour l'atmosphère martienne, et l'importance de la circulation autour des obstacles topographiques (voir chapitre précédent), rend nécessaire la prise en compte des variations d'insolation induites par les pentes.
- Un des problèmes importants abordés par les géologues martiens est la stabilité de la glace sur les terrains accidentés de Mars, en conditions d'obliquité passée ou présente. L'explication de manifestations telles que les « gullies » (ravines) reste à l'heure actuelle sujette à débat. La présence de glace est très fortement assujettie aux conditions d'ensoleillement (voir figure IV.1), qui doivent être précisément déterminées.
- Le regain d'intérêt pour les études d'exobiologie sur Mars et la recherche de la vie nécessite de connaître avec précision la température de surface (donc le flux solaire reçu) pour l'étude de la présence d'organismes vivants ou des molécules constitutives du vivant.
- Les développements actuels d'une nouvelle génération de *rovers* (Mars Science Laboratory aux Etats-Unis, ExoMars en Europe) nécessite, pour calibrer les panneaux solaires, une étude des conditions d'insolation des sites d'atterrissage sélectionnés. Cette étude peut être allégée avec un modèle simple rendant compte des principaux phénomènes, et suffisamment rapide pour permettre un grand nombre de tests numériques.

Il est clair que la question n'est pas de savoir si le calcul des conditions d'insolation sur une topographie donnée peut être réalisé avec une bonne précision : de toute évidence, ce calcul peut être effectué à l'aide d'un modèle de transfert radiatif complet. Reste que ce type de méthode est très coûteuse en temps de calcul, alors que certains principes géométriques et physiques simples sous-tendent le comportement du flux solaire incident par rapport à la pente. Disposer d'une méthode alliant rapidité et précision est donc souhaitable, pour être en mesure d'effectuer en quelques secondes les calculs sur un grand nombre de points, que ce soient les pixels d'une image acquise par télédétection ou les points de grille d'un modèle météorologique.

Le schéma IV.2 résume la situation du problème et définit les variables principales. L'objectif est de représenter sur un terrain incliné l'insolation (densité de flux énergétique<sup>1</sup> en  $W m^{-2}$ ) qui se décompose en

- flux direct  $\mathcal{D}$ ,
- flux diffusé par les poussières atmosphériques  $\mathcal{S}$  d'opacité  $\tau$ ,
- flux réfléchi par le sol  $\mathcal{R}$ ,

connaissant la géométrie de la pente, la position du soleil et la valeur des flux radiatifs sur un terrain plat (notés respectivement  $\mathcal{D}_0$  et  $\mathcal{S}_0$ ). Le problème a fait l'objet de recherches très actives sur Terre, dans le domaine de l'énergie solaire notamment. La situation particulière de l'environnement martien, avec son atmosphère chargée de poussières, rend difficile une application directe des méthodes terrestres. Après quelques rappels géométriques, nous discutons dans ce qui suit d'une solution possible pour Mars, basée sur une généralisation de l'approche terrestre.

<sup>1</sup>Nous rappelons dans le chapitre suivant quelques définitions : voir équations (V.4) et (V.5).

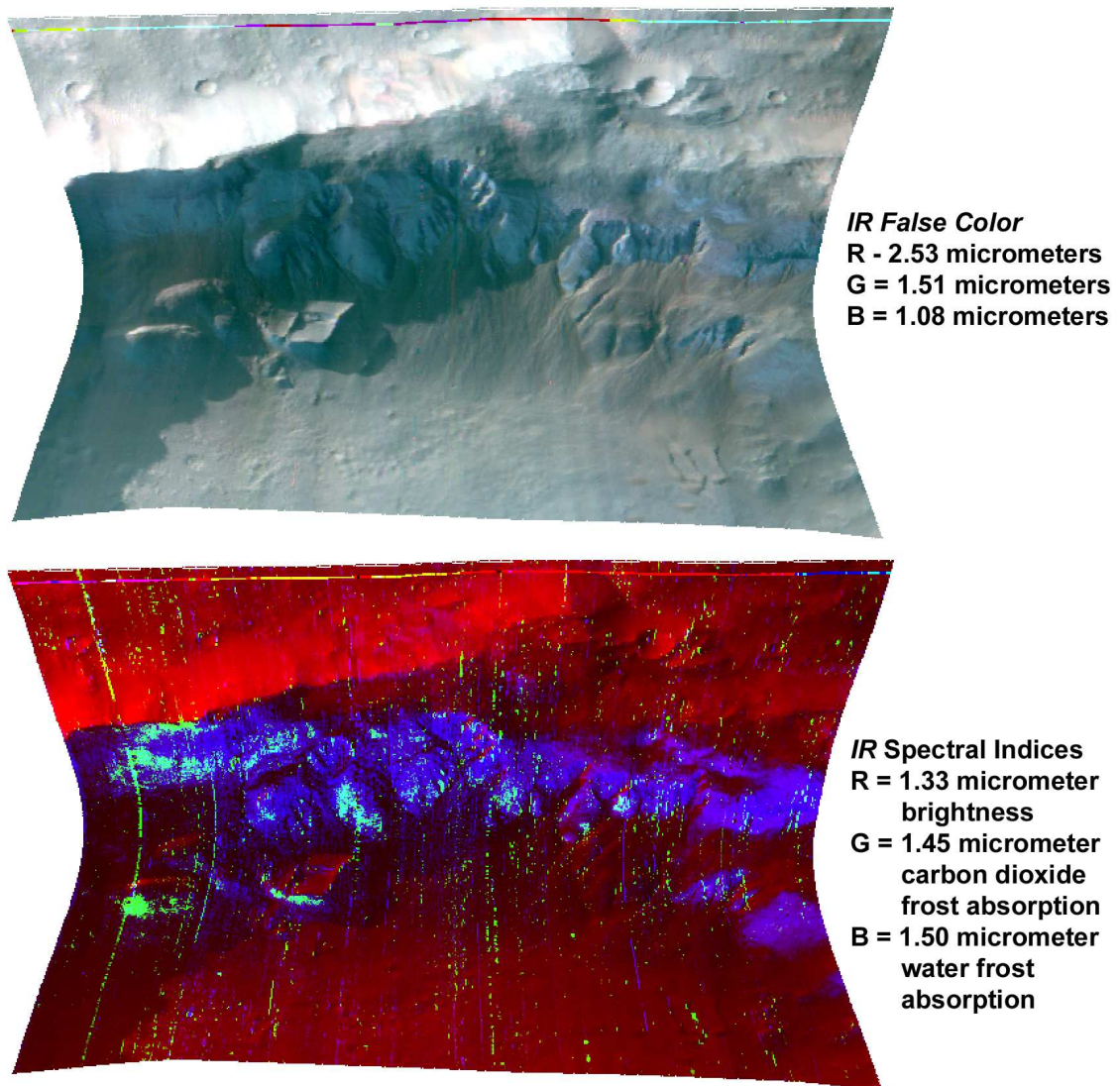


FIG. IV.1 – Image acquise en 2006 par le spectroimageur haute-résolution CRISM (les structures sont résolues jusque 18 m de large) embarqué sur le satellite Mars Reconnaissance Orbiter dans la région de Terra Sirenum (38.9S, 195.9E) à  $L_s$  140° (hiver sud). Le nord est vers le haut de l'image. Les flancs du cratère, dans l'ombre, réunissent les conditions pour la formation d'un givre à une latitude 15° plus au nord que l'étendue moyenne du givre saisonnier dans les hautes latitudes martiennes. L'illumination de la pente par les poussières martiennes est suffisante pour que les dépôts apparaissent sur l'image, mais insuffisante pour provoquer leur sublimation. L'image du haut est une composition colorée de trois longueurs d'onde infrarouge : les dépôts de givre apparaissent en bleu. L'image du bas est une composition colorée combinant la profondeur de la bande d'absorption de la glace d'eau à 1.5  $\mu\text{m}$  (bleu), du givre de  $\text{CO}_2$  à 1.45  $\mu\text{m}$  (vert), et le continuum de surface à 1.33  $\mu\text{m}$  (rouge). Si le givre d'eau peut se former en des niches éclairées sur la pente, le givre de  $\text{CO}_2$  ne se forme que dans les recoins les plus sombres, donc les plus froids.

L'inclinaison du soleil dans le ciel est donnée par le cosinus  $\mu_0$  de l'angle zénithal solaire  $\zeta$ . L'expression de  $\mu_0$  se détermine classiquement à partir du jour considéré (représenté par la longitude solaire  $L_s$  dans le cas martien), de l'heure locale  $\ell$  (heure solaire vraie), de la latitude du point considéré  $\lambda$ , et de l'obliquité  $\omega$

$$\mu_0 = \sin \lambda \sin \delta + \cos \lambda \cos \delta \cos \xi$$

avec  $\xi$  l'ascension droite du soleil

$$\xi = \pi \left( 1 - \frac{\ell}{12} \right)$$

et  $\delta$  la déclinaison du soleil

$$\sin \delta = \sin L_s \sin \omega$$

La direction du soleil est par ailleurs donnée par l'azimut solaire  $\psi_0$  qui vérifie

$$\tan \psi_0 = \frac{\cos \delta \sin \xi}{\sin \lambda \cos \delta \cos \xi - \cos \lambda \sin \delta}$$

L'inclinaison  $\theta$  de la pente et l'azimut  $\psi$  sont déterminées à partir du champ topographique  $z = h(x, y)$  (coordonnées cartésiennes). L'orientation d'un plan ( $F = 0$ ) est donnée par le vecteur normal au plan  $\mathbf{n} = \nabla F$ ; pour le champ topographique  $h$ , nous avons donc  $\mathbf{n} = [\partial h / \partial x, \partial h / \partial y, -1]$ . L'azimut de la pente est alors relié à la projection de  $\mathbf{n}$  sur le plan horizontal  $(x, y)$ , et, puisque la composante de  $\mathbf{n}$  en  $z$  est constante, l'inclinaison de la pente est donnée par la norme de cette projection

$$\tan \psi = \frac{\partial h / \partial y}{\partial h / \partial x} \quad \tan \theta = \sqrt{\left( \frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial h}{\partial y} \right)^2}$$

En général, on choisit de restreindre  $\theta$  à l'intervalle  $[0; \pi/2[$ , et d'autoriser toutes les valeurs de  $\psi$  pour orienter ensuite la pente.

L'angle central du problème est l'angle  $i$ , qui est l'angle de phase entre la direction  $\mathbf{u}$  du soleil et la normale  $\mathbf{n}$  à la pente. La quantité  $\mu_s = \cos i$  représente l'angle zénithal solaire équivalent vu par la pente, dont l'expression s'obtient en décomposant le produit scalaire comme indiqué sur la figure.  $\mu_s, \theta, \mu_0$  décrivent complètement le système « soleil + pente ».

#### IV.1.2 RÉSUMÉ DE L'ARTICLE : FAST AND ACCURATE ESTIMATION OF SOLAR IRRADIANCE ON MARTIAN SLOPES

Nous proposons une méthode de calcul du flux solaire incident sur une pente inclinée dans une atmosphère chargée de poussière comme celle de Mars, en supposant que la valeur dans le cas non incliné est connue. La paramétrisation est validée par des calculs de transferts radiatifs complets Monte-Carlo (intégration « photon par photon ») utilisant les propriétés optiques des poussières décrites dans *Ockert-Bell et al.* [1997]. Aux courtes longueurs d'onde, le flux total atteignant la surface se décompose en flux direct, flux réfléchi par les terrains environnants, et flux diffusé par les poussières atmosphériques. Trouver une paramétrisation simple pour le dernier terme n'est pas aisé, mais nous montrons qu'il peut être exprimé par une formule physique simple, où deux vecteurs distincts, décrivant d'une part les propriétés de diffusion et d'autre part la situation géométrique, sont couplés par une matrice déterminée empiriquement. Le résultat est une paramétrisation dont le coût informatique est négligeable, et la précision meilleure que  $5 \text{ W m}^{-2}$  dans la plupart des cas. Une telle méthode de calcul du flux incident sur une pente – fussent-elles des pentes orographiques ou des panneaux solaires – est d'un grand intérêt pour plusieurs applications : mesures par télédétection, modèles météorologiques et géologiques, et dimensionnement des futures missions.

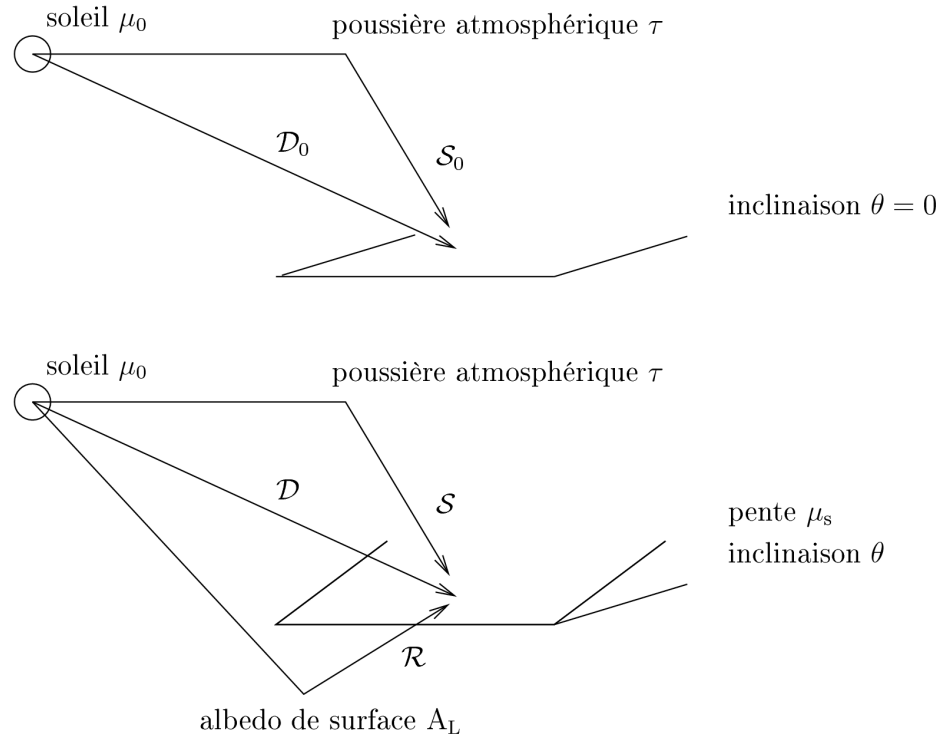


FIG. IV.2 – Paramètres du problème de l'insolation sur les pentes

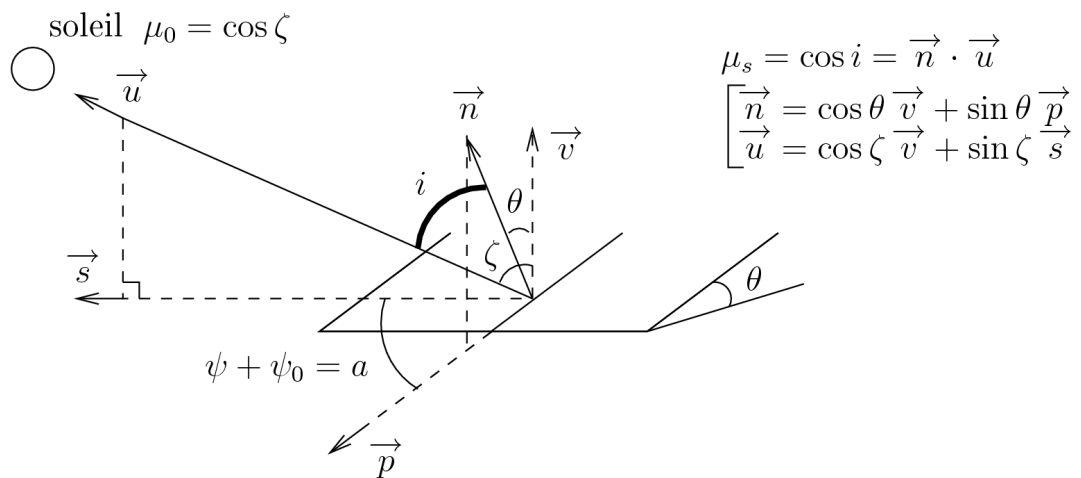


FIG. IV.3 – Géométrie du problème

L'article qui suit, rédigé à la fin de l'hiver 2008, a été publié en Août 2008 dans *Geophysical Research Letters*. La référence complète est : Spiga, A., and F. Forget, **Fast and accurate estimation of solar irradiance on Martian slopes**, *Geophys. Res. Lett.*, 35, 2008.

## IV.2 INTRODUCTION

An accurate knowledge of the illumination conditions on the Martian surface is a necessary prerequisite for space exploration studies, remote-sensing retrievals, energy balance models, and meteorological simulations. Steep topographical gradients are very common on Mars, two of the most dramatic examples being the Olympus Mons volcano and the Valles Marineris canyon. Thus, realistic representation of the solar irradiance on the Martian surface ought to take into account the inclination and the orientation of the topographical slope at the considered locations [*Schorghofer and Edgett*, 2006; *Aharonson and Schorghofer*, 2006; *Rafkin et al.*, 2002]. This issue is especially crucial as recent remote-sensing measurements and imaging by Mars Express and Mars Reconnaissance Orbiter led the Martian geologists and atmospheric scientists to focus on the understanding of very local processes.

Accurate calculations of irradiance on Martian slopes can be achieved by complete radiative transfer integrations. This possibility is however ruled out in many practical cases for computational cost reasons, and the complete integrations are usually replaced by crude irradiance estimations. Designing an accurate and computationally efficient parameterization of the insolation on Martian slopes is thus of particular interest. Description and validation of such a model are proposed in this paper. The practical problem is the following: given the sun position, the atmosphere opacity, and the value of radiative fluxes on an horizontal surface (calculated from radiative transfer code), how can the solar irradiance on a slope of given inclination and orientation be parameterized ?

## IV.3 DEFINITIONS

### IV.3.1 GEOMETRY

Derived from the considered areocentric longitude  $L_s$ , local time and latitude, the cosine  $\mu_0$  of the solar zenith angle describes the position of the sun with respect to the local vertical. The horizontal orientation is given by the solar azimuth  $\psi_0$ .

Similarly, a slope on Mars can be described by its inclination  $\theta$  and orientation  $\psi$ . Let us consider a two-dimensional topographical field  $h(x, y)$ , for instance extracted from Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) measurements.  $x$  and  $y$  are the distance in meters respectively in the longitude and the latitude direction. The slope inclination  $\theta$  and the slope orientation  $\psi$  may be straightforwardly computed from  $\tan \theta = \sqrt{h_x^2 + h_y^2}$  and  $\tan \psi = h_y/h_x$ , where the topographical function derivatives are  $h_x = \partial h/\partial x$  and  $h_y = \partial h/\partial y$ . In what follows,  $\theta$  is chosen as positive, which means any sign consideration is transferred to the azimuth angle  $\psi$  (assumed to be oriented with the same convention as  $\psi_0$ ).

A critical quantity in the slope insolation problem is the cosine  $\mu_s$  of the angle between the incident sun rays and the normal to the slope.  $\mu_s$  can be calculated from  $\theta$ ,  $\mu_0$  (which of course must be  $> 0$ ),  $\psi$  and  $\psi_0$ :

$$\mu_s = \max \left[ 0, \mu_0 \cos \theta + \sqrt{1 - \mu_0^2} \sin \theta \cos (\psi - \psi_0) \right] \quad (\text{IV.1})$$

Another crucial geometrical quantity is the sky-view factor:

$$\sigma_s = \frac{1 + \cos \theta}{2} \quad (\text{IV.2})$$

which quantifies the proportion of the sky in the half hemisphere “seen” by the slope that is not obstructed by the surrounding terrain (assumed to be flat). Complementarily, the terrain-view factor can be defined as  $\sigma_t = 1 - \sigma_s$ : the more tilted the surface is, the more exposed to the reflected radiation by the surrounding terrains it is. We adopt in the present study the simple trigonometric formula for  $\sigma_t$  and  $\sigma_s$  by *Kondratyev* [1965], but more sophisticated calculations might be found in *Dozier and Frew* [1990].

### IV.3.2 MONTE-CARLO REFERENCE CODE

In order to build and validate the parameterization, a reference Monte-Carlo radiative transfer code is used in this study. The Monte-Carlo tool calculates, in plane-parallel geometry, the sun illumination on any point of the Mars surface at anytime and for any slope orientation [*Tran and Rannou*, 2004]. At each spectral band, the Monte-Carlo simulation keeps track of three-dimensional trajectories of photons, which randomly walk inside the atmosphere from the top of the atmosphere in the initial solar direction, until the photons disappear by absorption or escaping the atmosphere. The model records the complete angular distribution of photons reaching the surface, and thus the exact flux reaching a flat panel at the Mars surface (i.e. the total solar irradiance in  $\text{W.m}^{-2}$ ) oriented in any direction. Absorption and scattering of solar light by dust aerosols are calculated with dust radiative properties derived from the work by *Ockert-Bell et al.* [1997] (spectrally-averaged single-scattering albedo and asymmetry parameter  $[\omega, g]$  are  $[0.665, 0.819]$  in the range  $0.1 - 0.5 \mu\text{m}$  and  $[0.927, 0.648]$  in the range  $0.5 - 5 \mu\text{m}$ ). Accuracy of the model is of order 1% when the number of photons per spectral band reaches  $10^5$ , which was the choice for the present study.

## IV.4 DIRECT AND REFLECTED IRRADIANCE ON SLOPES

The total solar irradiance  $\mathcal{F}$  on a given unit surface with slope angles  $(\theta, \psi)$  can be split in three distinct parts: direct incoming flux from the sun  $\mathcal{D}$ , scattered flux by dust in the Martian atmosphere  $\mathcal{S}$ , reflected flux from the neighboring terrains  $\mathcal{R}$ . Hereinafter, we assume that the fluxes  $\mathcal{F}_0$ ,  $\mathcal{D}_0$  and  $\mathcal{S}_0$  on a Martian horizontal surface are known. These fluxes can be calculated for instance by two-stream fast radiative transfer models [*Savijarvi et al.*, 2005; *Forget et al.*, 1999].

The direct component  $\mathcal{D}$  can merely be derived from considerations of projection, as  $\mu_s$  may be regarded as the normalized insolation on the slope :

$$\mathcal{D} = \frac{\mu_s}{\mu_0} \mathcal{D}_0 \quad (\text{IV.3})$$

The reflected component  $\mathcal{R}$  can be calculated under the assumption of Lambertian surface with albedo  $A_L$  :

$$\mathcal{R} = (1 - \sigma_s) A_L (\mathcal{D}_0 + \mathcal{S}_0) \quad (\text{IV.4})$$

Comparisons of the above formula calculations with results from Monte-Carlo computations, where the photon-by-photon strategy allows for distinct estimation of the three irradiance components, show excellent agreement ( $\ll 1 \text{ W.m}^{-2}$ ). Directional effects on non-Lambertian surfaces for the reflected sunlight may yield slightly different results for  $\mathcal{R}$ . However, since the values observed for  $\mathcal{R}$  are low compared to the two other components  $\mathcal{D}$  and  $\mathcal{S}$ , the reflection directional effects were not considered in this study.

## IV.5 SCATTERED IRRADIANCE ON SLOPES

The most difficult part of the problem is to find an accurate representation of the scattered component  $\mathcal{S}$  of the total solar irradiance reaching the tilted surface. The parameterization of this flux may be formulated as the search for a function  $f$  of the main parameters such as  $\mathcal{S} = \mathcal{S}_0 f(\mu_0, \mu_s, \theta, \tau)$ , where  $\tau$  is the visible dust column optical depth at the reference wavelength  $0.67 \mu\text{m}$ .

Local time	$\theta$ ( $^\circ$ )	Irradiance ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ )			
		$\mathcal{F}$	$\mathcal{S}$	$\mathcal{D}$	$\mathcal{R}$
08AM	0	283	97	186	0
	15	387	129	257	1
12AM	0	592	130	462	0
	15	575	127	446	2
04PM	0	282	96	186	0
	15	170	66	103	1

Table IV.1: Solar irradiance reaching a surface located at the Spirit landing site: horizontal terrain and east-facing  $15^\circ$  slope. Visible dust opacity is  $\tau = 0.3$ .

The contribution of  $\mathcal{S}$  on the total flux  $\mathcal{F}$  is of particular significance in the case of the dusty Martian atmosphere. When  $\tau$  is above 0.7, the scattered solar flux can even exceed the direct component at the surface [Savijarvi et al., 2005].

An example is given in table IV.1, with typical parameters describing the landing site environment of the Spirit rover: latitude is  $15^\circ\text{S}$ ,  $L_s$  is  $330^\circ$ , dust opacity is  $\tau = 0.3$  (measured by the mini-TES instrument [Smith et al., 2006] and converted with  $\tau_{\text{vis}}/\tau_{\text{ir}} = 2$ ), and albedo is 0.2. Even if the Martian atmosphere is moderately dusty, in the morning and in the end of the afternoon, the ratio  $\mathcal{S}_0/\mathcal{D}_0$  reaches 1/2 (and 1/4 at noon). Moreover, east-facing slope calculations confirm that  $\mathcal{S}$  and  $\mathcal{D}$  variations due to surface tilting are significant.

#### IV.5.1 BACKGROUND

Similar studies have been conducted for the terrestrial atmosphere [Muneer, 2004], often motivated by solar energy issues [Capderou, 1988], remote-sensing measurements in mountainous regions [Sandmeier and Itten, 1997], or mesoscale modeling [Müller and Scherer, 2005; Senkova et al., 2007].

Hay and Davies [1978] proposed a linear ponderation between an anisotropic component, which predominates in the case of clear-sky conditions, and an isotropic component, which predominates in the case of overcast skies:

$$\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{S}_0} = \kappa \frac{\mu_s}{\mu_0} + (1 - \kappa) \sigma_s$$

where  $0 < \kappa < 1$  is the anisotropy factor, depending on the atmospheric transmittance  $e^{-\tau}$ . The anisotropic contribution (first term of the addition) is assumed to be predominantly caused by the forward scattered flux enhancement in the circumsolar region of the sky; its expression is thus directly inspired from equation IV.3 for the direct flux  $\mathcal{D}$ .

The simplified assumptions of the Hay model did not prevent it to be rather accurate in a wide range of realistic applications [Bird and Riordan, 1986]. A model very similar to the Hay approach was employed to assess the formation of Martian gullies [Costard et al., 2002; see footnote 24], and led to satisfying diagnostics. Tests were carried out to adapt in the Martian environment the Hay model to a wider range of sun position and slope geometry. Unfortunately, attempts to derive the  $\kappa$  parameter from computed Monte-Carlo values  $\mathcal{S}$  were often unsuccessful: unrealistic and/or  $\theta$ -dependent values were found, resulting from the inability of the model to correctly represent the relative contribution from the anisotropic and the isotropic components.

*Perez et al.* [1990] refined the Hay model with the inclusion of the “horizon brightening” anisotropic component (due to enhanced aerosol scattering in the direction of the horizon) and the introduction of more flexibility into the linear coefficients:

$$\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{S}_0} = \kappa_1 \frac{\mu_s}{\mu_0} + (1 - \kappa_1) \sigma_s + \kappa_2 \sin \theta$$

In the three-component Perez model,  $\kappa_1$  and  $\kappa_2$  are linear functions of atmospheric transmittance and solar zenith angle, with sets of linear coefficients empirically defined for different categories of sky brightness. The Perez refinements were shown to improve the slope flux calculations on Earth, compared to the Hay model [*Li and Lam*, 2000]. In the Martian case, derivation of the Perez linear coefficients  $\kappa_1$  and  $\kappa_2$  in a few examples improved the parameterized estimations of  $\mathcal{S}$  too. Some problems however remained. On the one hand, the balance between isotropic and anisotropic contribution was not satisfyingly accounted for. On the other hand, our somewhat heuristic approach for calculations of the Perez coefficients was difficult to generalize.

#### IV.5.2 MARTIAN MODEL

Discussion in the previous subsection shows that, compared to the Perez model, the Martian model has to allow for more degrees of freedom in the parameterization. In other words, the general principle of additive splitting between horizon anisotropic, circumsolar anisotropic, and isotropic components is kept, as well as the use of linear functions, but the starting point of the Martian parameterization is a generalized formula:

$$\frac{\mathcal{S}}{\mathcal{S}_0} = \mathcal{K}_1(\mu_0, e^{-\tau}, \sin \theta) \frac{\mu_s}{\mu_0} + \mathcal{K}_2(\mu_0, e^{-\tau}) \sigma_s + \mathcal{K}_3(\mu_0, e^{-\tau}, \sin \theta)$$

Systematic Monte-Carlo calculations were carried out for different  $\mu_0, e^{-\tau}, \theta, \psi$  parameters to assess the behavior of  $\mathcal{K}_1, \mathcal{K}_2$ , and  $\mathcal{K}_3$ :

- Slope inclinations  $\theta$  ranged from  $0^\circ$  to  $45^\circ$ , with  $2^\circ$  resolution.
- All slope orientations  $\psi$  were considered, with  $15^\circ$  resolution.
- Dust opacity  $\tau$  ranged from 0.1 to 1, with 0.1 resolution; calculations were also performed in the dustier cases  $\tau = 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 6, 9$ .
- Cosine of solar zenith angle  $\mu_0$  ranged from 0.15 to 1.

The linear behavior of  $\mathcal{S}/\mathcal{S}_0$  with  $\mu_s/\mu_0$  was excellent for any given  $(\mu_0, e^{-\tau}, \theta)$  triplet. Linear correlation coefficients were also satisfying when assessing, for a given sun position  $\mu_0$ , the variations of  $\mathcal{K}_1$  and  $\mathcal{K}_3$  with  $e^{-\tau}$  and  $\sin \theta$ , and  $\mathcal{K}_2$  with  $e^{-\tau}$ . Departures from linearity were however identified out of the  $0 < \theta < 30^\circ$  and  $0.1 < \tau < 1$  intervals. Finally, on the condition that we separately consider positions of the sun high in the sky ( $\mu_0 \geq 0.5$ ) and low in the sky ( $\mu_0 < 0.5$ ), linear coefficients of the  $\mathcal{K}_i$  functions were themselves approximatively linearly varying with  $\mu_0$ .



## IV.6 PARAMETERIZATION OF SCATTERED IRRADIANCE ON MARTIAN SLOPES

### IV.6.1 DESCRIPTION

Given the successful step-by-step linear tests carried out in the previous section, the Martian generalized parametrization for the scattered irradiance on a slope can be written using a simple matrix formulation :

$$\boxed{\mathcal{S} = \mathcal{S}_0 \mathbf{s}^t \times (\mathbf{M} + \mu_0 \mathbf{N}) \times \mathbf{g}} \quad (\text{IV.5})$$

where

- $\mathbf{s}$  is a “scattering” vector (slope versus sky), both accounting for the isotropic scattered component and the anisotropic horizon brightening component:

$$\mathbf{s} = \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-\tau} \\ \sin \theta \\ e^{-\tau} \sin \theta \end{bmatrix} \quad (\text{IV.6})$$

- $\mathbf{g}$  is a “geometry” vector (slope versus sun), with first component accounting for the circum-solar contribution:

$$\mathbf{g} = \begin{bmatrix} \mu_s / \mu_0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.7})$$

- $\mathbf{M}$  and  $\mathbf{N}$  are two numerical  $4 \times 2$  coupling matrices, empirically determined from the Monte-Carlo reference calculations during the step-by-step linear tests. For  $\mu_0 \geq 0.5$ , the coupling matrices are:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} -0.264 & 1.291 \sigma_s \\ 1.309 & -1.371 \sigma_s \\ 0.208 & -0.581 \\ -0.828 & 1.641 \end{bmatrix} \quad \mathbf{N} = \begin{bmatrix} 0.911 & -0.933 \sigma_s \\ -0.777 & 0.822 \sigma_s \\ -0.223 & 0.514 \\ 0.623 & -1.195 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.8})$$

(with the  $10^{-3}$  accuracy being necessary for the  $\mu_0 \sim 1$  calculations), and for  $\mu_0 < 0.5$  the coupling matrices are:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} -0.373 & 1.389 \sigma_s \\ 0.792 & -0.794 \sigma_s \\ -0.095 & -0.325 \\ 0.398 & 0.183 \end{bmatrix} \quad \mathbf{N} = \begin{bmatrix} 1.079 & -1.076 \sigma_s \\ 0.275 & -0.357 \sigma_s \\ 0.419 & -0.075 \\ -1.855 & 1.844 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.9})$$

Interestingly, none of the coupling matrices coefficients is negligible compared to the others, which may be regarded as an *a posteriori* validation of the adopted generalized approach.

It must be emphasized that this linear formula, involving only one matrix/vector product and one dot product, is computationally very efficient. In addition, its implementation is straightforward whatever the programming language may be. An example of application in the Olympus Mons region is shown in figure IV.4.

For any  $\mu_0$  and  $\tau$ ,  $\mathcal{S}/\mathcal{S}_0$  is obviously equal to 1 when the slope inclination  $\theta = 0$ . This leads to 4 constraints on the matrix coefficients:  $m_{11} + m_{12} = 1$ ,  $m_{21} + m_{22} = 0$ ,  $n_{11} + n_{12} = 0$ ,  $n_{21} + n_{22} = 0$ . A glance at the coupling matrices shows the agreement with those constraints is imperfect. One consequence is that  $\mathcal{S}/\mathcal{S}_0$  is not exactly equal to 1, but the resulting error at low angles ( $\theta \leq 5^\circ$ ) is negligible ( $< 1 \text{ W.m}^{-2}$ ), whereas constraining the matrices coefficients would lead to significant errors at higher angles.

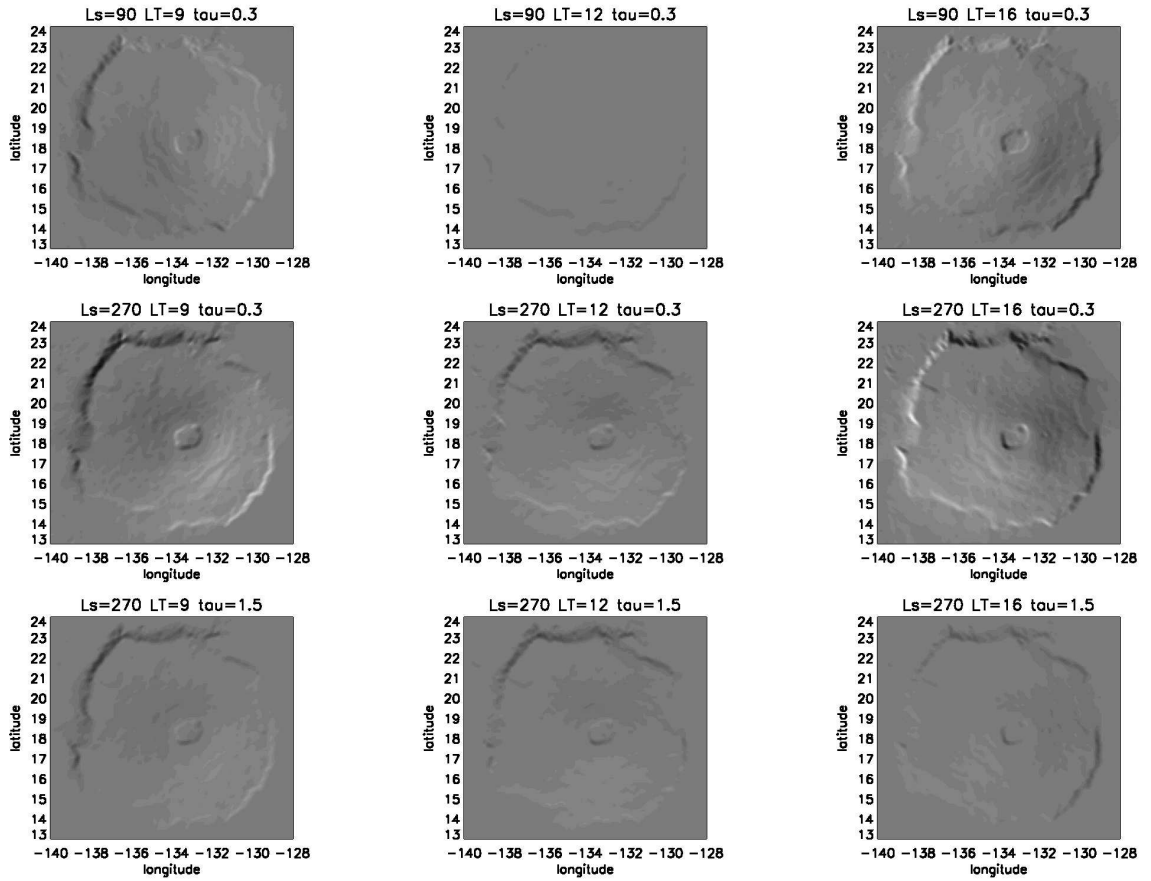


Figure IV.4: Parameterized ratio  $S/S_0$  (%) (black is 30% and white is 170%) for the Olympus Mons region at northern summer solstice, northern winter solstice and dusty northern winter solstice. Topography and slope angles were calculated from the MOLA topographical data interpolated on a 5 km resolution grid. Maximum slope inclination  $\theta$  is  $27^\circ$ . Each map ( $\sim 22,500$  points) was computed on a PC within 1 second using an IDL version of the parameterization.

## IV.6.2 PERFORMANCE

Performance of the parameterization is very good for a wide range of insolation conditions, dusty atmosphere, slope orientation and inclination. As mentioned in the previous subsection, satisfactory linear behavior is observed in the Monte-Carlo reference values for  $\theta \leq 30^\circ$ ,  $\tau \leq 1$ , and  $\mu_0 \geq 0.5$ . However, linear assumptions also yield correct results (if not perfect) for the extended cases  $\theta \leq 40^\circ$ ,  $\tau \leq 9$ , and  $\mu_0 \geq 0.15$ .

Sun position	Orientation <sup>b</sup>	With parameterization				Without parameterization			
		$\delta\mathcal{S}_{\max}$ <sup>a</sup> (W.m <sup>-2</sup> )		$(\delta\mathcal{S}/\mathcal{S})_{\max}$ <sup>a</sup> (%)		$\delta\mathcal{S}_{\max}$ <sup>a</sup> (W.m <sup>-2</sup> )		$(\delta\mathcal{S}/\mathcal{S})_{\max}$ <sup>a</sup> (%)	
		Min <sup>c</sup>	Max <sup>c</sup>	Min <sup>c</sup>	Max <sup>c</sup>	Min <sup>c</sup>	Max <sup>c</sup>	Min <sup>c</sup>	Max <sup>c</sup>
$\mu_0 = 0.83$ ( $L_s = 90^\circ$ )	NE	2 (3)	8 (14)	3 (9)	7 (14)	13 (16)	60 (81)	50 (80)	47 (73)
	SE	0 (1)	5 (9)	0 (1)	3 (5)	8 (12)	25 (39)	13 (22)	14 (25)
	SW	1 (2)	4 (6)	0 (1)	2 (4)	23 (25)	27 (27)	17 (18)	23 (26)
	NW	0 (1)	4 (8)	0 (1)	2 (4)	1 (3)	11 (22)	2 (7)	6 (12)
$\mu_0 = 0.56$ ( $L_s = 180^\circ$ )	NE	5 (6)	13 (17)	13 (19)	24 (34)	24 (27)	70 (87)	75 (113)	115 (162)
	SE	0 (0)	4 (6)	1 (1)	3 (4)	3 (3)	5 (13)	2 (4)	3 (9)
	SW	1 (4)	5 (8)	1 (2)	4 (7)	55 (66)	51 (57)	33 (36)	41 (46)
	NW	0 (0)	5 (8)	0 (1)	4 (6)	4 (8)	23 (35)	16 (26)	16 (26)
$\mu_0 = 0.18$ ( $L_s = 270^\circ$ )	NE	4 (4)	6 (8)	18 (24)	29 (45)	19 (21)	28 (32)	58 (82)	157 (199)
	SE	0 (1)	4 (5)	1 (1)	7 (8)	3 (3)	12 (14)	6 (6)	19 (21)
	SW	0 (1)	15 (19)	0 (1)	15 (19)	14 (16)	44 (54)	24 (26)	47 (52)
	NW	3 (3)	9 (9)	8 (8)	33 (35)	7 (11)	13 (15)	23 (35)	42 (53)

<sup>a</sup>  $\delta\mathcal{S}_{\max}$  denotes the maximal values of the absolute error on the scattered flux  $\mathcal{S}$ , calculated for  $\theta$  ranging from 0 to  $30^\circ$  ( $40^\circ$  for bracketed numbers). The same terminology applies to the relative error  $(\delta\mathcal{S}/\mathcal{S})_{\max}$  on the scattered flux  $\mathcal{S}$ .

<sup>b</sup> The orientations chosen in this table are those for which the error values are the highest.

<sup>c</sup> Maximum and minimum values of  $\delta\mathcal{S}_{\max}$  and  $(\delta\mathcal{S}/\mathcal{S})_{\max}$  are calculated for  $\tau$  ranging from 0.1 to 1.

Table IV.2: Maximal absolute and relative errors of parameterized scattered component of the total solar irradiance. References are Monte-Carlo radiative transfer calculations. Latitude is  $50^\circ\text{N}$  and local time is 02PM. Error values if no parameterization is applied (i.e. assuming that  $\mathcal{S} = \mathcal{S}_0$  whatever the slope inclination and orientation may be) are also reported to give clues on the usefulness and the accuracy of the proposed parameterization.

An illustrative example of the typical maximal differences between the parameterized scattered irradiance  $\mathcal{S}$  and their reference Monte-Carlo counterparts is summarized in table IV.2. In most cases, the maximal error on the scattered irradiance is below  $5 \text{ W.m}^{-2}$ , and the relative error is below 7% (note that the error on the total flux is lower).

The performances are slightly degraded for inclinations  $30^\circ < \theta \leq 40^\circ$  but remains rather acceptable (tests carried out with  $1 < \tau \leq 9$  showed a similar performance degradation, which was not pronounced enough to completely rule out the parameterization, except for very low values of  $\mu_s/\mu_0$ ). In case of clear Martian atmosphere and steep slope not facing the sun, or sun rather low in the sky, the maximal error can be of higher amplitude, and might even reach  $15 \text{ W.m}^{-2}$  (with a corresponding relative error of 15%) or  $33\%$  (with a corresponding absolute error of  $9 \text{ W.m}^{-2}$ ).

Out of these extreme situations, pointing out the limits of the linear approach adopted in this paper, the parameterization performances are excellent: the vast majority of comparisons between parameterized and reference fluxes show differences below  $3 \text{ W.m}^{-2}$ . For instance, errors on the parameterized scattered irradiances in the Spirit example, with a  $15^\circ$  east-facing slope, are less than  $1.5 \text{ W.m}^{-2}$  at the three considered local times. Furthermore, an extension of the analysis presented in table IV.2 to a wider range of parameters shows that the root mean square error (respectively the mean absolute error) of the linear parameterization for scattered flux with respect to the Monte-Carlo reference is  $2.2$  ( $1.4$ )  $\text{W.m}^{-2}$  for  $\theta \leq 30^\circ$  and  $\tau \leq 1$ ;  $2.7$  ( $1.6$ )  $\text{W.m}^{-2}$  if  $\theta \leq 40^\circ$ ; and  $3.6$  ( $2.2$ )  $\text{W.m}^{-2}$  if  $\tau \leq 4$ .

## IV.7 CONCLUSION

The purpose of the study was to find a simple method to calculate the total solar irradiance on Martian slopes, with minimum knowledge of the geometry and the fluxes reaching an horizontal surface, as computed by all Mars atmosphere models. The semi-empirical approach proposed in this paper, based on physical considerations, is an accurate and computationally efficient answer to the problem. It was validated in the whole range of realistic Martian illumination conditions and topographical slopes. The outline of this Martian parameterization, which will be a useful tool for numerous applications, from remote-sensing retrieval codes to geological and meteorological models, is the following:

1. deduce  $\mu_0$  and  $\psi_0$  from  $L_s$ , local time and latitude.
2. compute  $\mu_s$  with equation IV.1.
3. calculate  $\sigma_s$  with equation IV.2
4. compute  $\mathcal{D}$  with equation IV.3.
5. compute  $\mathcal{R}$  with equation IV.4.
6. compute  $\mathcal{S}$  with equation IV.5 using the “scattering” vector  $\mathbf{s}$  (equation IV.6), the “geometry” vector  $\mathbf{g}$  (equation IV.7), and the coupling matrices (equations IV.8 and IV.9) empirically validated in the present paper.
7. deduce the total solar irradiance  $\mathcal{F} = \mathcal{D} + \mathcal{R} + \mathcal{S}$

We used in this study the reference *Ockert-Bell et al.* [1997] dust optical properties, cross-validated upon the *Tomasko et al.* [1999] measurements from the surface. Recent measurements from orbit by *Määttänen et al.* [2008, submitted to Icarus] and *M. Wolff and M. Vincendon* [2008, personal communication] have shown that the dust might be less absorbant than previously determined in *Ockert-Bell et al.* [1997]. To assess the effect of such a slight underestimation of the scattered flux incoming from the airborne dust, we compared the results of the parameterization with reference Monte-Carlo calculations using the *Clancy and Lee* [1991] brighter dust properties. The errors on the total flux were found to be below 6% in most cases, and for the most difficult situations (low  $\mu_s$ , low  $\mu_0$ , high  $\tau$ ), do not exceed the maximal errors mentioned in the paper. Future improvements of the present parameterization, consisting in slight modifications of the matrices coefficients to be in better agreement with the upcoming revised dust optical properties, will however be considered. Alternative formula for  $\sigma_s$  based on more realistic considerations, inclusion of directional effects in the  $\mathcal{R}$  calculations, and solutions for better accuracy on terrains receiving less irradiance, will be investigated too as future improvements of the model.

We might finally mention, to complete the description of the Martian radiative environment, that an accurate estimation of the thermal infrared incident flux  $\mathcal{T}$  on the inclined surface is also required. To first order, one can assume that the atmospheric thermal radiation is isotropic. Similarly to the aforementioned use of the sky-view factor  $\sigma_s$  and the terrain-view factor  $\sigma_t$ , the following simple correction can thus be proposed :

$$\mathcal{T} = \sigma_s \mathcal{T}_0 + \sigma_t \mathcal{E}$$

where  $\mathcal{T}_0$  is the atmospheric incident thermal IR flux on an horizontal surface and  $\mathcal{E} = \varepsilon \sigma T_s^4$  is the thermal emission ( $\sigma$  is the Stefan-Boltzmann constant) from the surrounding terrains with emissivity  $\varepsilon$  and temperature  $T_s$ .

We thank M. J. Wolff and M. Capderou for helpful discussion, T. T. Tran for the development of the Monte Carlo model and ESA (S. Zimmermann) for support in its development.

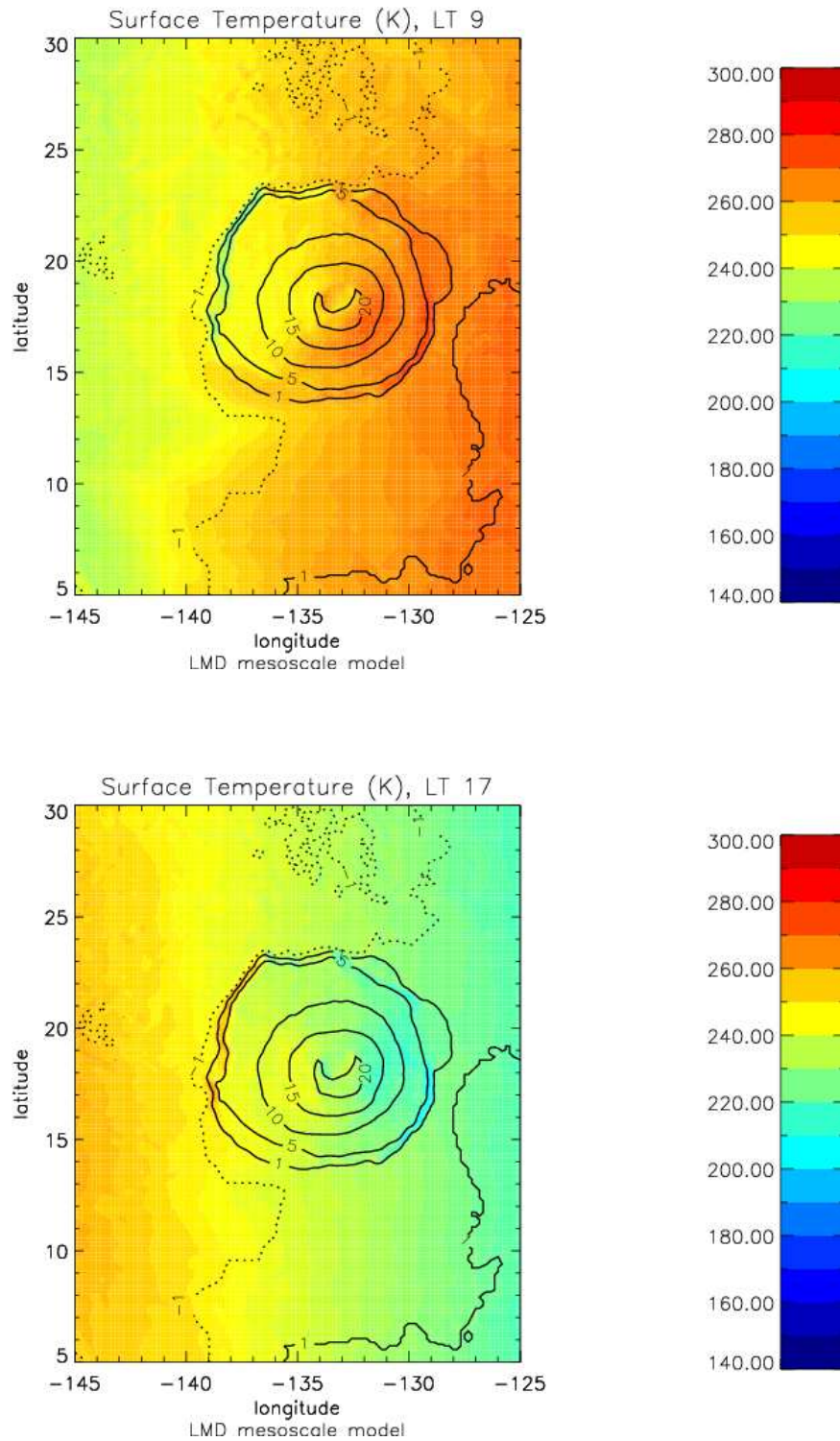


FIG. IV.5 – Exemple de calcul de température de surface sur Olympus Mons ( $L_s = 175^\circ$ ) en incluant le schéma de paramétrisation. L'heure locale est 09 : 00 sur la figure du haut et 17 : 00 sur la figure du bas. Noter les larges différences de température de surface, extrêmement sensible aux variations du flux solaire incident en raison de la très faible inertie thermique des sols dans la région de Tharsis (les calculs sont menés ici avec une inertie thermique constante de  $I = 85 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ ).

## CHAPITRE V

# MÉTHODE DE MESURE DE LA PRESSION PAR TÉLÉDÉTECTION AVEC L'INSTRUMENT OMEGA

Au troisième chapitre, nous avons analysé la circulation à l'échelle régionale sur Mars par un modèle météorologique. Le volet observationnel de la science météorologique ne doit pas être occulté par la puissance de la modélisation, aussi est-il souhaitable de disposer de mesures permettant d'examiner les phénomènes météorologiques à l'échelle locale. Dans le présent chapitre, nous étudions la possibilité de mesurer la pression à la surface de Mars à haute résolution. Ce paramètre crucial n'a malheureusement été évalué que par quelques missions au sol, qui ont cependant enrichi indéniablement la connaissance des cycles météorologiques martiens. Nous montrons ici qu'une mesure de pression par télédétection est possible sur Mars en utilisant les données du spectro-imageur OMEGA embarqué sur l'orbiteur Mars Express. Ce chapitre est dédié à la description de la technique employée et à l'estimation des incertitudes de mesure. Une telle mesure ouvre la voie à une cartographie instantanée de la pression avec une résolution spatiale inédite, qui constitue le propos du chapitre suivant.

### Sommaire

---

V.1	Historique des mesures de pression atmosphérique . . . . .	154
V.2	Mesures de la pression de surface martienne par le spectromètre OMEGA . . . . .	163

---

## V.1 HISTORIQUE DES MESURES DE PRESSION ATMOSPHERIQUE

Le but de cette section introductive est de rappeler en quoi les mesures de pression atmosphérique sont liées au développement des idées sur la météorologie d'une planète. Les exemples de la Terre et de Mars sont abordés.

### V.1.1 MESURES IN-SITU TERRESTRES

Depuis son invention en 1643 par Torricelli, le baromètre est l'instrument *in-situ* de référence pour mesurer la pression atmosphérique à la surface de la Terre<sup>1</sup>. Trois ans après son invention, le baromètre était déjà utilisé pour sa première application météorologique : donner une preuve expérimentale de l'équilibre hydrostatique (I.13), autrement dit la stratification en pression de l'atmosphère. Pascal et Périer montrent ainsi, par des mesures respectivement sur la Tour Saint-Jacques à Paris ( $\Delta z = 52$  m au-dessus du sol) et sur le Puy-de-Dôme en Auvergne ( $\Delta z = 1000$  m au-dessus du sol), que la pression atmosphérique varie avec l'altitude. A l'aide de l'équation (I.16), il est possible de retrouver l'écart relatif en pression mesuré par Pascal entre le sol et le haut de la Tour Saint-Jacques

$$\frac{\Delta p}{p} \sim \frac{g}{R \langle T \rangle} \Delta z \quad (\text{V.1})$$

soit 0.62% en prenant les valeurs du tableau II.1 et  $\langle T \rangle = 288$  K. La variation de niveau de mercure du tube de Torricelli détectée par Pascal est de l'ordre de 5 mm. Par une heureuse coïncidence, la variation de pression correspondante est de 6.3 mbar, soit la pression moyenne sur Mars à quelques dixièmes près.

D'autres instruments météorologiques se développent également dans la seconde moitié du XVIIe siècle et la première moitié du XVIIIe siècle qui voient ainsi l'invention du pluviomètre (1639), de l'hygromètre (Hooke, 1664), de l'anémomètre (1667) et du thermomètre (Réaumur et Celsius, 1730). Dès 1765, Lavoisier comprend le lien entre les variations de paramètres physiques tels que la pression et la température et la survenue de pluie accompagnée de forts vents (le « mauvais temps »). Cependant, malgré l'essor considérable de la thermodynamique à la fin du XVIIIe siècle, la météorologie reste encore très empirique pendant deux siècles. Il est par exemple observé dès cette époque, mais pas rigoureusement expliqué, qu'une chute significative de la pression de surface sur une échelle de quelques heures (perturbation cyclonique) est généralement annonciatrice de l'arrivée de mauvais temps.

L'importance théorique de la pression atmosphérique, en tant que paramètre météorologique à part entière, ne sera comprise qu'au milieu du XIXe siècle avec les travaux de Buys-Ballot (1857) qui relie la direction et l'intensité du vent aux échelles synoptiques à la « topographie » du champ de pression, mettant en évidence l'équilibre géostrophique (I.12). Ces travaux font suite à la constitution du premier réseau météorologique européen par Le Verrier, à la suite d'une tempête particulièrement catastrophique<sup>2</sup>. Le développement de la météorologie dans la deuxième moitié du XIXe siècle s'est donc naturellement construit autour de la mesure et la cartographie de la pression de surface.

De nos jours, la pression de surface est acquise quotidiennement par de nombreuses stations météorologiques réparties principalement sur les continents terrestres. Au cours du XXe siècle, les efforts ont majoritairement porté sur l'amélioration des mesures existantes et l'extension des mesures de pression atmosphérique aux échelles verticales (invention des radiosondages par Bureau

<sup>1</sup>Le but initial de Torricelli était de parvenir le premier à maintenir artificiellement en laboratoire une chambre sous vide. L'invention du baromètre en découle. Torricelli avait néanmoins également pressenti que le baromètre est un moyen indirect de mesurer la « masse » de l'atmosphère à travers la pression de surface.

<sup>2</sup>Le 14 novembre 1854, une tempête imprévue en mer Noire eut pour conséquence la destruction de 41 navires (3 bateaux militaires engagés dans la guerre de Crimée et 38 navires de commerce) et la mort de quelques 400 marins. Le ministre de la Guerre mandata pour enquête le directeur de l'Observatoire de Paris Le Verrier, mondialement célèbre pour sa prédiction de la présence et de la position de Neptune par des calculs de mécanique céleste. Ce dernier décida la constitution d'un réseau français d'observatoires météorologiques pour tenter de prédire plus efficacement, par le biais notamment de mesures de pression de surface, l'arrivée de tempêtes ; le réseau fut étendu à toute l'Europe dans les années qui suivirent.



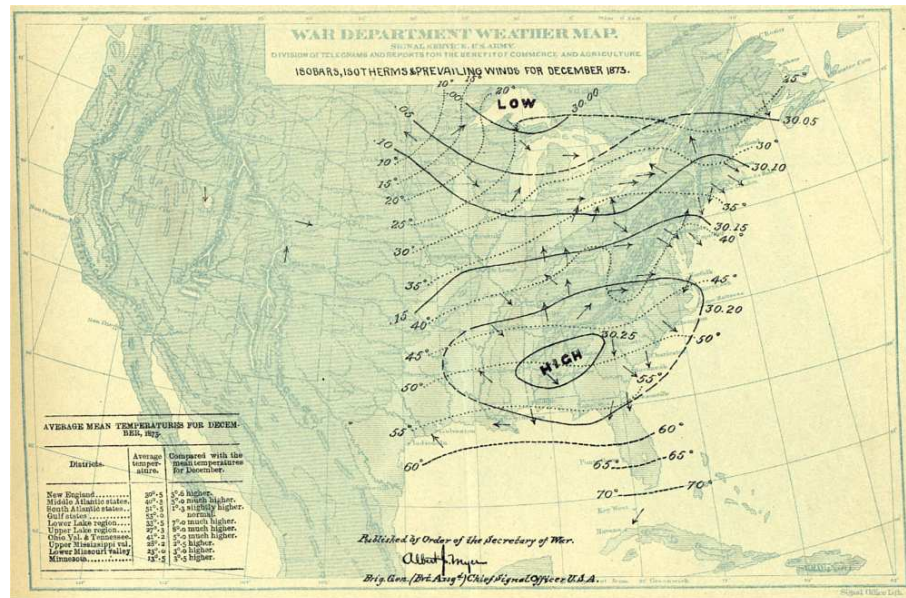


FIG. V.1 – Carte météorologique de décembre 1873 (première année d’existence de la revue *Monthly Weather Review*). La Guerre de Sécession est terminée depuis 8 ans déjà, mais la météorologie est quelque peu espiègle.

en 1927, après les travaux de Teisserenc de Bort) et à des échelles horizontales plus fines (réseaux régionaux de micro-barographes, baromètres de très haute précision). La conduite de programmes d’observation spécifiques aux régions dynamiquement très actives, autour desquelles la prévision météorologique est encore assez ardue, constitue la principale actualité récente des mesures de pression *in-situ*, dont nous pouvons donner deux exemples concrets.

L’expérience OLYMPEX a notamment consisté en un déploiement de micro-barographes autour des *Olympic Mountains* de l’état de Washington aux USA [Mass and Ferber, 1990], en complément des stations météorologiques déjà existantes dans la région. Les cartes haute résolution de déviation de pression de surface obtenues mettent en évidence les perturbations négatives de pression de surface induites du côté de l’obstacle face au vent incident (décélération de l’écoulement) et positives dans le sillage (accélération de l’écoulement), bien décrites par la théorie linéaire au travers d’équations comme (II.36) et (II.37) [Smith, 1980; Phillips, 1984].

L’expérience PYREX dans les montagnes pyrénéennes a généralisé l’approche de Mass and Ferber : en sus des micro-barographes et des stations existantes, la campagne de mesure combinait une série de mesures radar, aéroportées et de radiosondages<sup>3</sup> [Bougeault et al., 1997]. Les données PYREX ont été d’une grande utilité pour préciser les signatures de pression au voisinage d’obstacles topographiques : même avec des nombres de Froude de l’ordre de 0.5 (situation en théorie fortement non linéaire), l’accord avec la théorie linéaire, après de légères adaptations, est toujours satisfaisant pour de nombreux régimes de vent observés [Bénéch et al., 1998; Koffi et al., 1998]. Les mesures PYREX ont plus généralement permis de quantifier les différents sources de quantité de mouvement au voisinage de la chaîne de montagne : friction, ondes de gravité [Scavuzzo et al., 1998] et forçages inhérents à la déflexion du vent par l’obstacle (voir fin du chapitre III). Ces nombreux résultats obtenus dans la compréhension des phénomènes dynamiques méso-échelle ont été à la base d’une amélioration significative des schémas de paramétrisation sous-maille des modèles de circulation générale [Lott and Miller, 1997].

<sup>3</sup>L’efficacité d’une telle approche observationnelle combinée a été prouvée une nouvelle fois plus récemment lors de la campagne AMMA d’étude de la mousson africaine.



### V.1.2 APPORT DE LA TÉLÉDÉTECTION

Si le déploiement de micro-barographes est une solution peu coûteuse pour compléter le réseau météorologique existant, d'une résolution déjà très bonne sur les continents nord-américains, européens et asiatiques (cartes de moins de  $1^\circ$  de latitude), les diagnostics continus offerts par la télédétection sont un complément nécessaire. Dans un contexte d'utilisation massive de schémas d'assimilation de données et de (ré)analyses des champs météorologiques [Kalnay et al., 1996], le recours à des jeux de données de caractéristiques variées est tout à fait crucial (bonne résolution temporelle pour les mesures *in-situ*, bonne résolution spatiale pour les mesures satellitales).

Les mesures par satellite ont prouvé leur utilité et leur efficacité depuis le milieu du XXe siècle pour l'obtention de champs de vapeur d'eau ou de température atmosphériques. Etant donné l'importance du paramètre pression en météorologie, parvenir à l'estimer par des méthodes satellitales revêt un intérêt évident.

Or, à la condition de pouvoir mesurer par télédétection la bande d'absorption non saturée d'un composant principal bien mélangé de l'atmosphère, et de connaître son rapport de mélange atmosphérique, la pression de surface peut être évaluée en se basant sur l'équivalence entre pression et masse de la colonne atmosphérique donnée par la formule (I.15).

Il convient de noter que le signal en pression de surface donné par une telle méthode diffère de celui qui peut être mesuré par des instruments au sol. Une mesure par télédétection est une mesure de masse atmosphérique, donc une mesure de la seule composante hydrostatique du signal de pression total mesuré à la surface (voir la partie I.2.2 au premier chapitre). Les deux mesures ne sont totalement équivalentes que lorsque l'accélération verticale du vent est négligeable devant l'accélération de la gravité, c'est-à-dire dans les conditions où l'équilibre hydrostatique (I.13) est vérifié. La validité de la mesure satellitale n'est évidemment pas en cause mais cette différence intrinsèque avec les mesures barométriques doit être gardée à l'esprit lors de toute analyse de résultats.

En intégrant la formule de Janjic (I.35) entre le haut de l'atmosphère et le sol, avec les coordonnées verticales  $\eta$  données en (I.32), nous pouvons obtenir une expression de la pression totale de surface  $p_s$

$$p_s = \int_0^1 (1 + \varepsilon) \mu \, d\eta' \quad (\text{V.2})$$

Le rapport entre la pression hydrostatique de surface  $\pi_s$ , directement reliée à la masse atmosphérique, et la pression de surface totale  $p_s$  peut alors être exprimé simplement

$$\frac{p_s}{\pi_s} = 1 + \int_0^1 \frac{1}{g} \frac{dw}{dt} \, d\eta' \quad (\text{V.3})$$

puisque en pratique  $\pi_t \ll \pi_s$ . La distinction entre  $p_s$  et  $\pi_s$  est équivalente à la distinction entre une mesure barométrique *in-situ* et une mesure de masse atmosphérique, donc de pression, par télédétection.

Une mesure indirecte de pression de surface terrestre, basée sur l'absorption dans la bande A de l'oxygène  $O_2$  (759 – 771 nm) du rayonnement solaire réfléchi s'est révélée techniquement réalisable dans les cas de ciel clair [Barton and Scott, 1986; O'Brien et al., 1997] sous réserve de contraindre fortement les paramètres d'entrée (profils de température, albedo de surface et quantité d'aérosols dans l'atmosphère) et l'échantillonnage de l'instrument [Mitchell and O'Brien, 1987]. Une excellente précision (0.1%) de la mesure est même envisageable avec l'utilisation de données spectrales à haute résolution.

Pourtant dotés d'une excellente résolution spectrale de l'ordre du nanomètre, les spectromètres GOME (*Global Ozone Monitoring Experiment*) à bord du satellite ERS-2 [Stam et al., 2000] et SCIAMACHY (*SCanning Imaging Absorption SpectroMeter for Atmospheric CartograpHY*) à bord du satellite ENVISAT [Bösch et al., 2006] ont néanmoins montré les limites pratiques des mesures basées sur la bande A de l'oxygène  $O_2$ . Notamment, et nous reviendrons sur ce point un peu loin

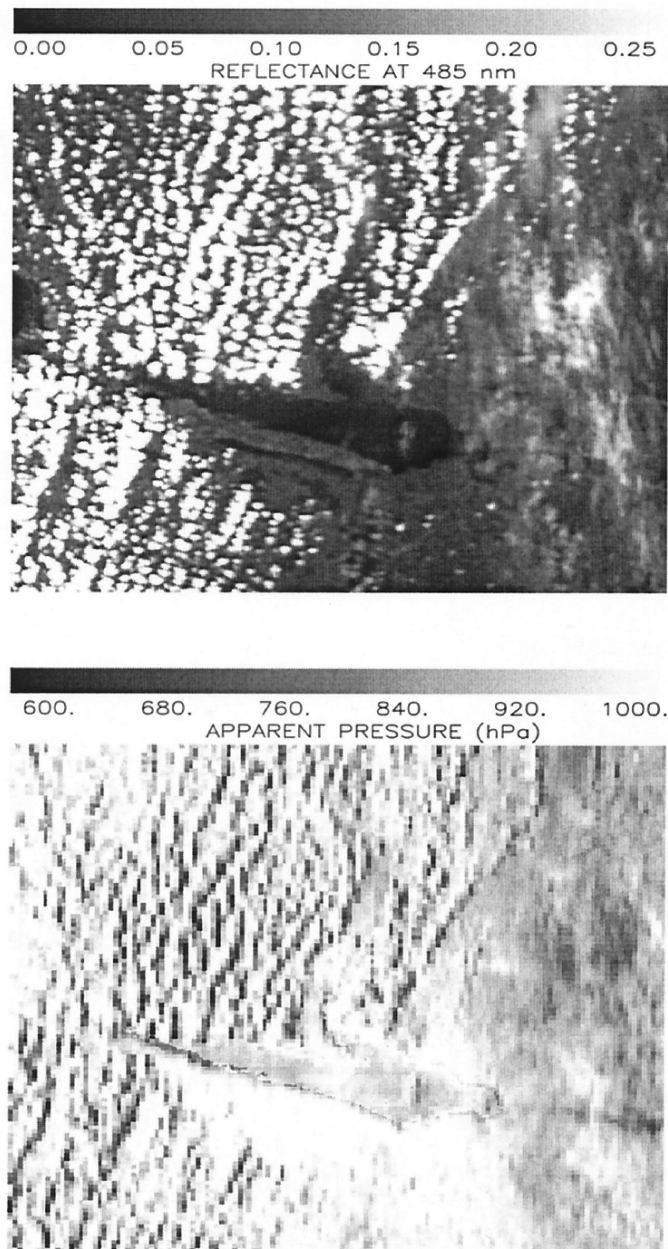


FIG. V.2 – Un exemple de mesure de pression à la surface de la Terre par télédétection en utilisant les données du spectro-imageur MOS (*Modular Optoelectronic Scanner*) dans la bande A de l'oxygène (longueur d'onde 759 – 770 nm) [Dubuisson, 2001]. Ce type de mesure permet de détecter les nuages et déterminer la pression à leur sommet. [HAUT] Réflectance au sommet de l'atmosphère à 0.485  $\mu\text{m}$  montrant des nuages bas cumuliformes à gauche de l'image, et des fins cirrus à droite. [BAS] Carte de pressions de surface apparentes obtenues : dans les zones claires, la pression est bien de 1000 hPa, mais les valeurs sont plus faibles aux pixels couverts par des nuages bas ( $< 800$  hPa) ou des cirrus (900 hPa). Les images sont de résolution différentes en raison des canaux distincts employés pour les obtenir. Image extraite de Dubuisson et al. [2001].

dans ce chapitre, plus la résolution spectrale des instruments est fine, plus ils sont sensibles aux effets de polarisation du rayonnement solaire réfléchi, qui peuvent devenir dominants dans le cas d'une atmosphère très chargée en aérosols [Stam *et al.*, 2000]. Les mesures terrestres de pression de surface par télédétection sont encore l'objet à l'heure actuelle d'efforts de recherche instrumentale et spectroscopique et ne peuvent donc être qu'indirectement exploitées par les météorologues pour le moment. Par exemple, les mesures de pression peuvent servir dans le cas d'un ciel nuageux pour dériver la pression atmosphérique aux sommets des nuages et donc déterminer leur altitude, comme le montre la figure V.2 [Dubuisson *et al.*, 2001 ; Fournier *et al.*, 2006].

Le principe même de mesure de masse d'un composant atmosphérique par télédétection est fécond pour estimer les flux sortants de CO<sub>2</sub> terrestres. En effet, le CO<sub>2</sub> se distingue par de nombreuses bandes d'absorption dans le proche infra-rouge (1.58, 1.61, 2.06  $\mu\text{m}$ ), ce qui rend possible l'estimation de la masse totale de CO<sub>2</sub> dans la colonne atmosphérique. Sur Terre, le CO<sub>2</sub> voit son rapport de mélange varier significativement en temps et en espace – en proportion beaucoup plus grande que la pression de surface elle-même. Les inversions par télédétection de quantité de CO<sub>2</sub> terrestre sont donc des mesures de flux de CO<sub>2</sub>, dont la surveillance est capitale, dans le contexte actuel de forçage radiatif par les émissions de CO<sub>2</sub> d'origine anthropique. Ainsi, l'instrument SCIAMACHY mesure, dans la bande d'absorption du CO<sub>2</sub> à 1.57  $\mu\text{m}$ , des rapports de mélange de CO<sub>2</sub> avec une précision de 2% (6 ppm) en situation de ciel clair et de 10% en situation de ciel chargé de poussières. Tel est également l'objet de la mission américaine OCO (*Orbiting Carbon Observatory mission*, lancement prévu en 2008), dont la précision pour la mesure des rapports de mélange de CO<sub>2</sub> à des échelles régionales est estimée de 0.3% [Crisp *et al.*, 2004]. Citons également l'Interféromètre Atmosphérique de Sondage Infrarouge (IASI), lancé en 2006 à bord du satellite météorologique européen METOP-A, qui permet de mesurer les concentrations de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère terrestre [Chedin *et al.*, 2003].

### V.1.3 LA PRESSION À LA SURFACE DE MARS

#### V.1.3.1 PREMIÈRES MESURES

Comme nous l'avons vu précédemment, sur Mars, la pression atmosphérique au sol prend des valeurs très faibles, entre 2 et 12 mbar. Avant les années 60 et le début de l'exploration spatiale de la planète Mars, la méconnaissance du rapport de mélange du composant CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère martienne conduisait les scientifiques à évaluer la pression de surface de façon erronée à plus de 100 millibars [de Vaucouleurs, 1954]. Cependant, peu avant le premier succès spatial dans l'observation de la planète rouge, des mesures par télescope avaient déjà indiqué que les valeurs précitées de pression à la surface de Mars étaient probablement à revoir à la baisse, avec des valeurs de  $25 \pm 15$  mbar [Kaplan *et al.*, 1964].

En 1965, un grand progrès est accompli avec la sonde<sup>4</sup> Mariner 4 qui permet une évaluation quantitative enfin correcte de la pression de surface martienne par occultation radio [Kliore *et al.*, 1965]. Les faibles valeurs mesurées (4.1 à 7 mbar) sont confirmées par la suite par des études employant des télescopes terrestres [Gray, 1966 ; Belton and Hunten, 1966]. Il est alors établi que le CO<sub>2</sub> est le composant principal de l'atmosphère avec un rapport de mélange supérieur à 50% et que l'atmosphère ne contient du diazote qu'à l'état de traces (alors que les études postulant 99% de diazote dans l'atmosphère martienne étaient encore courantes dans les années 50). Ce n'est donc pas tant la valeur de la pression partielle de CO<sub>2</sub> qui était fautive avant les mesures des années 60, mais bien la contribution de celle-ci au signal de pression total. La valeur que nous connaissons actuellement pour le rapport de mélange atmosphérique en CO<sub>2</sub> a été mesurée dix ans après la mission Mariner 4 par l'orbiteur Viking qui détermine que l'atmosphère est constituée précisément<sup>5</sup> de 95.3% de CO<sub>2</sub> [Owen *et al.*, 1977].

<sup>4</sup>Comme nous le rappelons en introduction, Mariner 4 a pris les premières photos « satellite » d'une autre planète que la Terre mais n'a pu que survoler la surface, au contraire de Mariner 9 placé en orbite en 1971.

<sup>5</sup>Comme nous le décrivons par la suite, ce rapport de mélange subit des variations saisonnières à cause de la condensation du CO<sub>2</sub> sur les calottes polaires. Le mot « précisément » est employé pour indiquer un contraste avec les mesures pré-1977 entachées d'incertitudes, mais ne doit pas laisser penser que le rapport de mélange en CO<sub>2</sub> est constant.

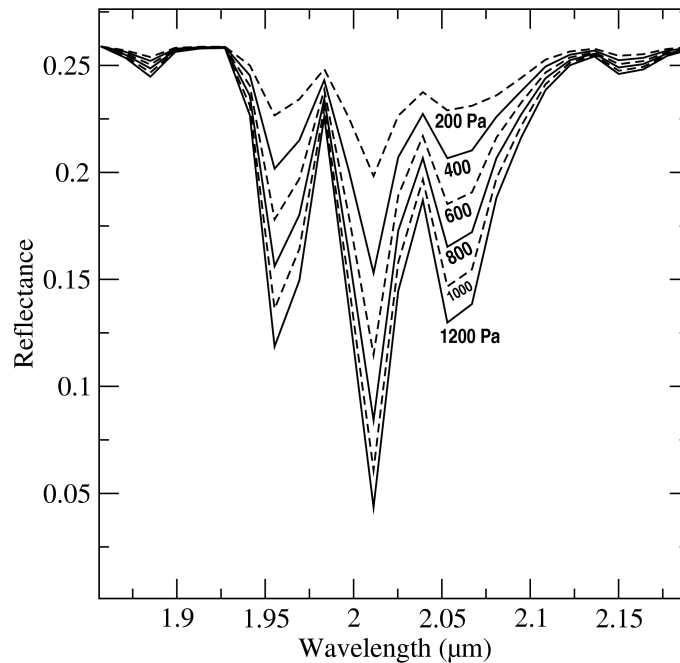


FIG. V.3 – Réflectances (flux mesuré en haut de l'atmosphère divisé par flux solaire incident) montrant la relation quasi-linéaire entre la bande d'absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  et la pression de surface. Le modèle de transfert radiatif utilisé pour générer ce schéma est décrit dans les détails de la méthode de mesure de la pression. Les valeurs sont échantillonnées en longueur d'onde comme l'instrument OMEGA.

Les mesures par télédétection de la pression de surface ont donc précédé sur Mars les mesures *in-situ*. Elles se basent principalement sur les propriétés d'absorption du  $\text{CO}_2$  à  $2 \mu\text{m}$ , par transition de niveaux d'énergie moléculaire de vibration-rotation; la bande d'absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  est en réalité la combinaison de trois bandes d'absorption d'intensité moyenne, avec une quarantaine de bandes d'intensité plus faible. La figure V.3, obtenue par le modèle de transfert radiatif décrit dans la suite de ce chapitre, montre que la profondeur de la bande d'absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  est directement proportionnelle à la quantité de  $\text{CO}_2$  dans la colonne atmosphérique, donc à la pression hydrostatique.

Bien que ces premières mesures de pression étaient d'une importance capitale pour assurer le réalisme des modèles de circulation générale martiens naissants dans les années 60, elles n'avaient pas encore de caractère météorologique à part entière. La valeur scientifique de la pression de surface restait son rapport à la masse atmosphérique, et *de facto*, à la composition atmosphérique.

### V.1.3.2 LA PRESSION MARTIENNE COMME PARAMÈTRE MÉTÉOROLOGIQUE

Dix ans plus tard, les missions Viking montrent que l'étude *in-situ* des variations de la pression de surface martienne peut révéler une combinaison tout à fait exotique de phénomènes météorologiques divers. Des enregistrements de pression ont ainsi été acquis par le Viking Lander 1 ( $22.269^\circ\text{N}$  -  $312.050^\circ\text{E}$ ) en 1976-1982, pendant 2245 sols, soit plus de trois années martiennes et par le Viking Lander 2 ( $47.668^\circ\text{N}$  -  $134.282^\circ\text{E}$ ) en 1976-1978, pendant 1050 sols, soit presque deux années martiennes [Hess *et al.* 1980, Tillman *et al.* 1988]. Comme le montre la figure V.4 et l'analyse au moyen d'un modèle de circulation générale de Hourdin *et al.* [1993], l'influence des

ondes baroclines, des ondes de marée thermique et des tempêtes de poussière globale façonnent les variations de pression enregistrées par la sonde Viking [Barnes, 1980].

Les variations journalières sont dominées par le signal des ondes de marée thermique, et les variations sur plusieurs jours montrent le passage d'ondes baroclines, dès l'automne de l'hémisphère d'hiver jusqu'au printemps. Les variations à l'échelle saisonnière sont quant à elles reliées à l'effet sur la pression de surface, donc sur la masse atmosphérique, de températures dans la nuit polaire en deçà du niveau de condensation du composant atmosphérique principal, le CO<sub>2</sub>. Les effets de condensation/sublimation du CO<sub>2</sub> en une couche saisonnière sur les calottes polaires peuvent ainsi induire des variations de pression de surface de  $\pm 30\%$  [Hourdin *et al.* 1995]. En comparaison, les variations terrestres sont de l'ordre de 5% et ne résultent que de l'influence météorologique des variations de température locales.

Les mesures de pression, de vent et de température Viking ont été également révélatrices d'une plus grande prévisibilité interannuelle des mouvements atmosphérique martiens, par rapport à leur homologues terrestres. Il est sans doute surprenant pour un météorologue terrestre de constater qu'une mesure de pression à un endroit particulier à une date donnée se reproduit à l'identique trois années de suite, mais la sonde Viking et d'autres instruments par la suite ont montré la remarquable répétabilité des phénomènes météorologiques martiens (voir figure V.4).

Durant l'été 1997, Pathfinder (19.010°N - 326.747°E) a également mesuré la pression à la surface, mais seulement pendant une partie de l'année martienne (83 sols entre  $L_s=142^\circ$  et  $L_s=188^\circ$ ). Aucune mesure de pression au sol n'a été réalisée depuis la mission Pathfinder. Différents projets de réseaux de stations météorologiques avaient été avancés dans le courant des années 90-00 [Habberle and Catling, 1996], mais n'ont pas été concrétisés. L'atterrisseur Beagle 2, arrivé sur Mars en même temps que l'orbiteur Mars Express, n'a émis aucun signal<sup>6</sup> une fois posé (entier ou non ...) sur la surface martienne, rendant obsolète son capteur de pression. Les « rovers » américains sont actifs sur la planète depuis 2004, mais ne possèdent malheureusement pas de capteurs de pression. Des mesures de la pression au site d'atterrissage de Phoenix, dans les hautes latitudes martiennes, commencent néanmoins à nous parvenir à l'été 2008.

### V.1.3.3 UN OUTIL DE PRÉDICTION DE LA PRESSION

La pression sur Mars n'a donc été mesurée qu'en quatre lieux particuliers de la planète. Il est cependant nécessaire de connaître la pression de surface en un lieu donné, une saison donnée, une heure donnée, lors d'une mesure par télédétection ou lors de la détermination d'un site d'atterrissage pour une mission spatiale.

Au premier ordre, la pression de surface varie avec la topographie. La topographie martienne est très bien connue suite aux mesures à haute résolution de l'altimètre laser MOLA [Smith *et al.*, 2001], ce qui permet d'évaluer la composante invariante de la pression de surface, à laquelle s'ajoutent les contributions météorologiques.

La courbe de pression de surface martienne sur une année est influencée par la perte de masse par condensation sur les calottes, à tout endroit de la planète. La forme de la courbe comporte cependant des différences selon la région de Mars considérée, à cause de la dynamique atmosphérique de grande échelle. Les variations liées aux modifications de l'équilibre géostrophique ainsi que la dissymétrie des masses d'air situées dans les hauts terrains cratérisés septentrionaux et les basses plaines australes font varier la forme du cycle saisonnier [Hourdin *et al.*, 1993]. Un indice de l'influence de la dynamique atmosphérique sur la « forme » des courbes de variations saisonnières de la pression est constitué par le saut de pression accompagnant la grande tempête de poussière la première année de Viking 2. Comme évoqué au chapitre II, les signatures de pression dues aux ondes de marée thermique et aux ondes baroclines peuvent être significatives sur la planète rouge à des échelles de temps plus courtes.

Ces composantes météorologiques de la pression de surface qui viennent s'ajouter à la composante purement altimétrique peuvent être estimées à partir des simulations synoptiques du

<sup>6</sup>A défaut, on peut aller écouter sur Internet le morceau du groupe Blur, qui n'a pas eu la chance de retentir comme prévu à l'arrivée de la mission ...

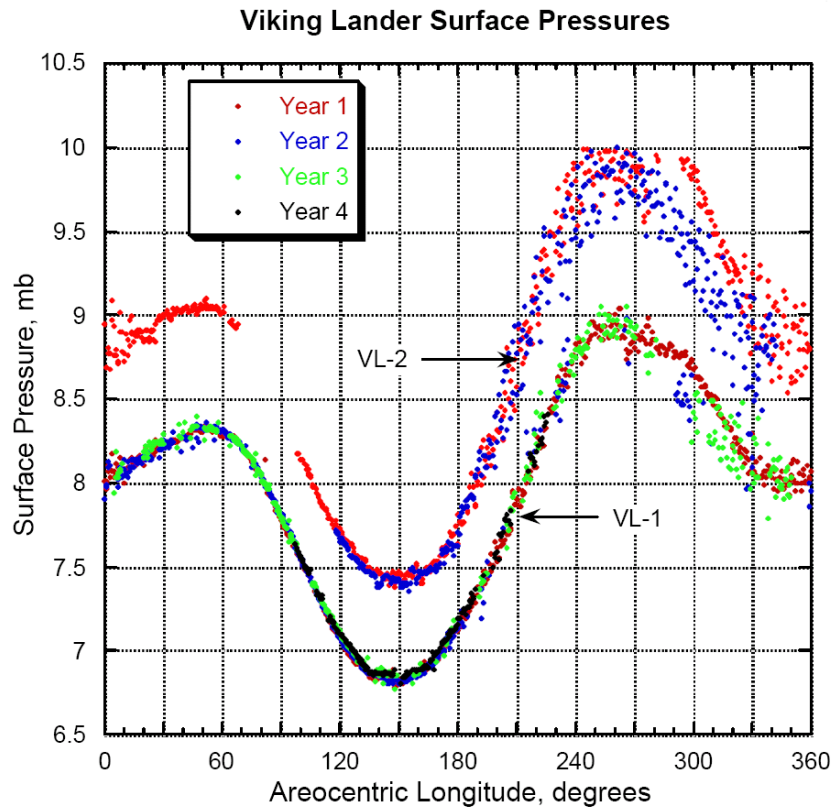


FIG. V.4 – Pression de surface mesurée par les sondes Viking Lander 1 ( $22.269^{\circ}\text{N}$  -  $312.050^{\circ}\text{E}$ ) en 1976-1982, pendant 2245 sols, soit plus de trois années martiennes et Viking Lander 2 ( $47.668^{\circ}\text{N}$  -  $134.282^{\circ}\text{E}$ ) en 1976-1978, pendant 1050 sols. Les différentes années sont indiquées en couleur. La différence entre les deux courbes est principalement orographique. Les variations saisonnières sont en premier ordre reliées au cycle de condensation/sublimation du  $\text{CO}_2$ , auxquelles il faut ajouter les effets dynamiques et hémisphériques indiqués dans le texte. Les oscillations sur des échelles de quelques jours sont reliées aux ondes baroclines ; en raffinant l'échelle horizontale, on peut mettre en évidence les variations diurnes et semi-diurnes résultant des ondes de marée thermiques. Il convient de noter l'amplitude plus élevée des perturbations baroclines au site VL2 par rapport au site VL1, ce dernier étant à une latitude plus proche de l'équateur, donc plus loin de la zone de passage des ondes baroclines aux moyennes latitudes. Le « saut » de pression en hiver nord de la première année d'observation VL2 correspond à la tempête de poussière globale de 1977, qui renforce d'ailleurs le signal des ondes de marée thermique.

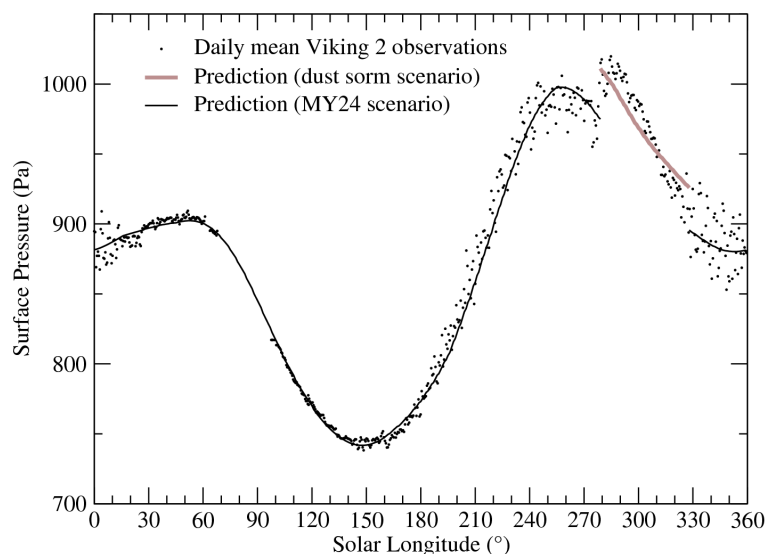


FIG. V.5 – Variations saisonnières de la pression de surface au site Viking Lander 2. Les points représentent la moyenne journalière des mesures du capteur de pression Viking 2. Noter que le saut de pression entre  $L_s = 270^\circ$  et  $L_s \sim 330^\circ$  résulte de l'effet dynamique de la tempête de poussières globale 1977b [Hourdin *et al.*, 1993]. La ligne noire représente les résultats du prédicteur de pression, en supposant un scénario standard pour la poussière martienne (observations TES 1999-2001). La ligne grise épaisse a quant à elle été obtenue en prescrivant une opacité des poussières beaucoup plus grande ( $\tau \sim 4$ ) dans les simulations. Ce schéma, montrant une comparaison favorable entre le prédicteur de pression et des observations indépendantes, est une preuve que le prédicteur peut représenter correctement les variations de pression de surface résultant des principaux processus synoptiques martiens.

modèle de circulation générale martien du LMD [Hourdin *et al.*, 1993 ; Forget *et al.*, 1999]. En combinant judicieusement les résultats de simulations typiques (forcées par un scénario de poussières atmosphériques standard, dérivé des mesures TES pour l'année 1999-2001, première année martienne sur la figure II.4) avec les données MOLA et Viking 1, il est possible de construire un prédicteur de pression déterminant la pression de surface en tout point de la planète [Forget *et al.*, 2007b].

Un bon test pour le prédicteur de pression est d'utiliser les mesures Viking 2, réalisées en une toute autre région de la planète et dont le prédicteur ne dépend pas. La figure V.5 montre que l'accord est très bon et que la variabilité interannuelle peut être raisonnablement négligée lorsqu'il s'agit de reproduire les principales variations du signal de pression de surface imputables à la circulation synoptique. Seule l'augmentation de pression pendant l'été sud (entre  $L_s = 270^\circ$  et  $L_s = 330^\circ$ ), correspondant à la tempête de poussières globale de 1977, n'est pas reproduite par le prédicteur en scénario standard. Ce saut de pression peut néanmoins être très bien simulé par le modèle de circulation générale à condition d'imposer une atmosphère plus poussiéreuse, en accord avec les observations réalisées pendant les tempêtes. Il est bon de préciser que le prédicteur de pression n'inclut volontairement pas le signal des ondes baroclines (ondes transitoires faisant le tour de la planète en quelques jours) tel que simulé par le modèle de circulation générale. Ce signal peut être particulièrement significatif en automne et en hiver à la latitude où se trouve VL2, comme le montre la plus grande dispersion des points à ces saisons sur la figure V.5. Les ondes de marée thermique sont par contre représentées par le prédicteur de pression ; la phase et l'amplitude de ces oscillations de pression de période fondamentale diurne ont été validées auprès des observations de pression de surface précitées.

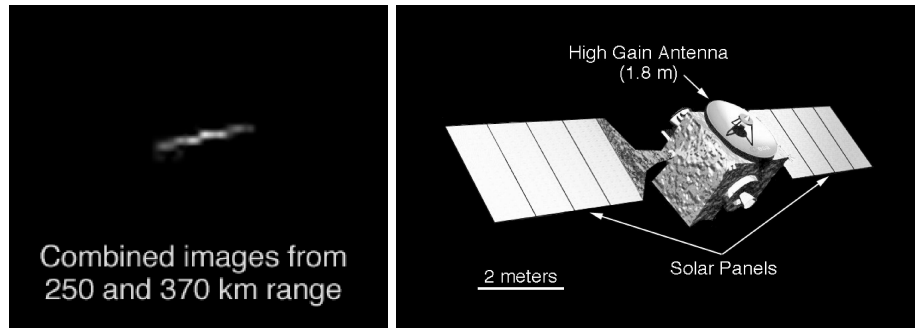


FIG. V.6 – La figure de gauche est historique : il s’agit de la première image (en fait, une composition de trois images différentes) prise d’une sonde orbitant autour de Mars et d’une autre sonde orbitant elle aussi autour de Mars. Elle a été acquise par la caméra MOC de la sonde Mars Global Surveyor le 20 avril 2005. Mars Express apparaît d’une largeur de 1.5 m et d’une envergure de 15 m (une vue d’artiste est donnée à droite pour référence). La sonde a quitté la Terre le 2 Juin 2003. Fin août 2003, Mars n’était qu’à environ 56 millions de kilomètres de la Terre ; une opposition aussi exceptionnelle survient tous les 73000 ans. Le voyage de la sonde vers la planète Mars a duré six mois ; elle est entrée en orbite le 25 December 2003.

## V.2 MESURES DE LA PRESSION DE SURFACE MARTIENNE PAR LE SPECTROMÈTRE OMEGA

Comme en témoigne la fin de la section précédente, malgré la possibilité de pouvoir compter sur la modélisation pour prédire la pression de surface, le manque de mesures de pression sur la planète rouge est criant. Une mesure de pression par télédétection est donc particulièrement intéressante dans ce contexte de pauvreté des mesures de pression martienne *in situ*.

Les premières évaluations de la pression depuis l’orbite datent des mesures du spectromètre ISM (*Infrared SpectroMeter*) lancé sur la sonde Phobos 2 à la fin des années 80 : *Bibring et al.* [1991] et *Rosenqvist* [1991] dérivent ainsi des cartes topographiques des terrains martiens avec une très bonne résolution (20 km selon l’horizontale et 400 m selon la verticale). Une fois obtenues les mesures de l’altimètre MOLA, *Gendrin et al.* [2003] tentent alors de d’extraire le signal météorologique des champs de pression ISM. Ces auteurs identifient des ondes d’amplitude 0.05 mbar et de longueur d’onde 200 – 250 km dans le sillage des cratères de Tharsis. L’identification des structures sur les cartes ainsi que leur interprétation se sont cependant révélées difficiles à cause notamment des incertitudes de mesure et de l’écart entre résolutions ISM et MOLA (l’altimètre laser est de résolution verticale 30 cm et horizontale  $\sim 500$  m).

Nous montrons dans cette section qu’une mesure de pression de surface est possible avec une bonne précision et une excellente résolution spatiale avec l’instrument OMEGA à bord de l’orbiteur européen Mars Express. Si le principe n’est pas nouveau en soi, la possibilité d’effectuer une mesure avec un spectro-imageur à très haute résolution et la méthode développée sont inédites.



## V.2.1 DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT

### V.2.1.1 LA SONDE MARS EXPRESS

La sonde européenne Mars Express (figure V.6) est née des cendres de la mission russe Mars 96 (échec lors du transfert orbital interplanétaire) et de la volonté de l'Agence Spatiale Européenne de lancer une mission vers Mars légère, peu coûteuse et efficace. Ses objectifs sont la recherche de traces d'eau et de vie passées ou présentes sur la planète Mars, mais également l'étude de la composition de la surface et de l'atmosphère de la planète rouge. Le succès de la mission a depuis conforté l'agence dans ses choix et a donné naissance à la sonde Venus Express, couronnée de succès elle aussi. Nous donnons quelques exemples de résultats de la mission en figure V.7.

Mars Express quitte la Terre à Baïkonour en juin 2003, embarquée sur un lanceur Soyouz. L'insertion en orbite autour de la planète Mars s'est achevée le 25 décembre 2003. Mars Express se fixe deux semaines plus tard sur son orbite opérationnelle, quasi-polaire et fortement excentrique<sup>7</sup>. La durée de vie nominale de la mission d'une année martienne (687 jours terrestres) a depuis été étendue par l'Agence Spatiale Européenne à deux années martiennes supplémentaires.

La mission Mars Express se compose de 7 instruments, de charge utile totale 116 kg :

1. La caméra stéréo HRSC, conçue au Freie universität Und DLR (Berlin, Allemagne), produit des images 3D haute résolution de la surface et peut en dériver des modèles numériques de terrain.
2. Le spectromètre proche-infrarouge et visible OMEGA, conçu à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (Orsay, France), étudie la composition minéralogique de surface et certains aspects de l'atmosphère (voir figure V.8).
3. Le double spectromètre ultraviolet et infrarouge SPICAM<sup>8</sup> pouvant réaliser des occultations solaires et stellaires, conçu au Service d'Aéronomie (Verrières-le-Buisson, France) avec des collaborations à l'Institut d'Aéronomie Spatiale (Belgique, Bruxelles) et l'IKI (Moscou, Russie), étudie la composition de l'atmosphère (ozone et vapeur d'eau notamment).
4. Le spectromètre infra-rouge PFS, conçu à l'Instituto Fisica Spazio Interplanetario (Rome, Italie), étudie la structure atmosphérique verticale de la température et des différents composants (notamment le dioxyde de carbone et le méthane).
5. L'antenne radar MARSIS, développée à l'Université de Rome (Italie), peut détecter la présence d'eau liquide ou solide sous la surface martienne jusque quelques kilomètres de profondeur<sup>9</sup>.
6. Le capteur de particules chargées et neutres ASPERA, conçu au Swedish Institute of Space Physics (Kiruna, Suède), étudie l'échappement des composants atmosphériques martiens dans l'espace et l'interaction avec les vents solaires.
7. Les mesures radio de MaRS, instrument conçu à l'Université de Cologne (Allemagne), permettent une analyse à la fois de l'ionosphère, de l'atmosphère, de la surface et du sous-sol.

---

<sup>7</sup>Les paramètres orbitaux sont les suivants (entre parenthèses, les paramètres modifiés après 440 jours d'opération) : inclinaison orbitale 86.3°, apocentre 11560 km (10107 km), péricentre 258 km (298 km), période 7.5 h (6.7 h).

<sup>8</sup>Entre la mission Mars 96 et Mars Express, les progrès de la miniaturisation aidant, SPICAM a vu son poids réduit d'un facteur 10, passant de 45 kg à 4.5 kg.

<sup>9</sup>La mission déjà débutée, le déploiement de MARSIS s'est révélé comporter le risque d'endommager les autres instruments. Après une nécessaire enquête, les 3 antennes radar ont finalement été déployées le 17 juin 2005, et les observations scientifiques ont pu commencer sans incident le 4 juillet de la même année.

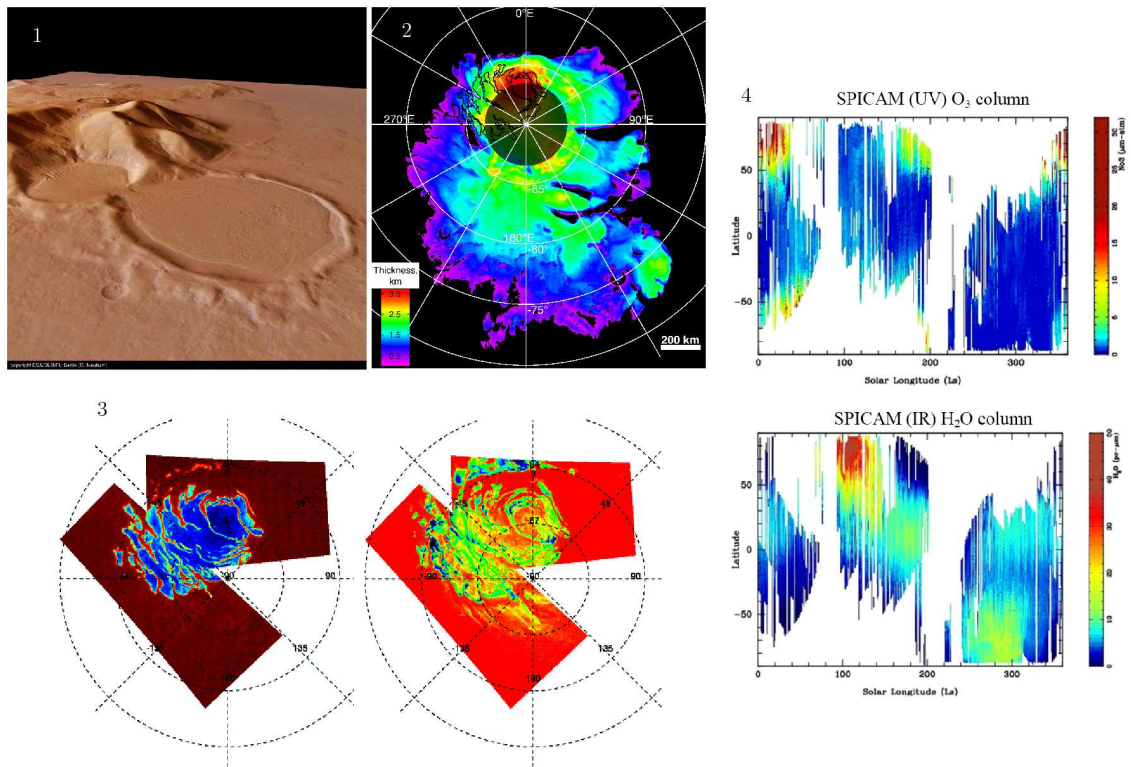


FIG. V.7 – Quelques exemples de résultats de la mission européenne Mars Express concernant l’atmosphère et les glaces. [1] Image stéréo 3D de la caméra HRSC [Neukum *et al.*, 2004]. Ces surfaces de Promethéi Terra, région à l’Est d’Hellas, doivent leur forme de « sablier » à l’écoulement d’un glacier rocheux selon la ligne de plus grande pente, formé il y a quelques millions d’années seulement probablement par précipitation atmosphérique de glace d’eau à haute obliquité [Forget *et al.*, 2006]. [2] Epaisseur de la calotte polaire sud martienne mesurée par le radar MARSIS [Farrell *et al.*, 2008]. Les dépôts sont formés de glace d’eau presque pure, mélangée à de petites quantités de poussière. Le volume total de glace correspond à une hauteur d’eau équivalente de 11 m sur toute la planète, et s’étend sur une surface de 1670 km × 1800 km. [3] Composition de la calotte polaire sud, révélée par le spectro-imageur OMEGA à la fin de l’été sud [Bibring *et al.*, 2004]. Le bleu indique une forte absorption par la glace d’eau à gauche et par le CO<sub>2</sub> à droite. La question de la composition de la calotte sud n’était pas tranchée avant les mesures OMEGA ; ces dernières montrent que la calotte est formée majoritairement de glace d’eau, sur laquelle vient se déposer un fin substrat de glace de CO<sub>2</sub>. Les variations saisonnières des calottes polaires martiennes ont également été analysées dans les détails par OMEGA [Langevin *et al.*, 2005b, 2007]. [4] Cycle saisonnier de l’ozone et de la vapeur d’eau atmosphériques déterminées par SPICAM [Fedorova *et al.*, 2006]. Ces mesures sont les premières depuis les années 70s et les missions Mariner. Offrant une couverture inédite, elles mettent en évidence de façon frappante l’anticorrélation entre concentration en vapeur d’eau et en ozone, résultant de la formation de radicaux OH (catalyseurs de la destruction de l’ozone) par photodissociation de H<sub>2</sub>O.

## V.2.1.2 L'INSTRUMENT OMEGA

OMEGA (Observatoire de la Minéralogie, de l'Eau, des Glaces et de l'Atmosphère) est un spectromètre visible et proche infra-rouge [Bibring *et al.*, 2004b] capable de cartographier le rayonnement solaire diffusé et l'émission thermique par télédétection passive<sup>10</sup>. OMEGA acquiert en chacun des pixels de 1.2 mrad les luminances énergétiques spectrales sur 352 canaux spectraux, appelé également spectels<sup>11</sup>, répartis sur le très large domaine spectral [0.38, 5.1]  $\mu\text{m}$  avec un excellent rapport signal sur bruit.

Rappelons quelques bases pour clarifier la phrase qui précède. Le flux énergétique  $\Phi$  est une énergie totale émise ou reçue par unité de temps. On appelle densité de flux énergétique  $F$ , ou flux net, le flux énergétique  $\Phi$  par unité de surface  $S$  (source ou récepteur selon la quantité définie)

$$(\text{W m}^{-2}) \quad F = \frac{d\Phi}{dS} \quad (\text{V.4})$$

La luminance énergétique  $L$  est la densité de flux énergétique (la surface est comptée perpendiculairement à la direction d'émission) par unité d'angle solide  $\Omega$  dans la direction  $\theta$

$$(\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}) \quad L = \frac{d^2\Phi}{dS \cos\theta d\Omega} \quad (\text{V.5})$$

Les noms anglais de ces quantités sont respectivement *radiant flux*, *irradiance*, *radiance*. Le flux  $\Phi$  est en fait une grandeur intégrée sur toutes les longueurs d'onde ; son intégrande est le flux énergétique spectral  $\Phi_\lambda$  ( $\text{W m}^{-1}$ ) tel que  $d\Phi = \Phi_\lambda d\lambda$ . Par suite, la luminance énergétique spectrale est

$$(\text{W m}^{-3} \text{ sr}^{-1}) \quad L_\lambda = \frac{d^3\Phi}{dS \cos\theta d\Omega d\lambda} \quad (\text{V.6})$$

Soit la luminance énergétique spectrale « idéale » émise par l'objet observé  $L_\lambda(\lambda)$  et reçue par le détecteur. Le signal  $\text{DN}_i$  constituant les données OMEGA brutes pour un spectel  $i$  est alors une luminance énergétique qui ne peut être qualifiée de « spectrale » qu'au sens de la résolution de l'instrument. Ces valeurs digitalisées sont reliées à la luminance énergétique spectrale de l'objet observé par la relation

$$\text{DN}_i = \omega_i + \gamma_i \int L_\lambda(\lambda) H_i(\lambda) d\lambda \quad (\text{V.7})$$

avec  $\omega_i$  et  $\gamma_i$  l'offset et le gain, déterminés par calibration, et  $H_i(\lambda)$  la fonction de transfert instrumentale, qui décrit l'effet du dispositif optique et la réponse spectrale du détecteur. Notons que l'on suppose dans l'équation (V.7) que  $\text{DN}_i$  est corrigée du flux émis par l'instrument lui-même, refroidi à 190 K.

Pour obtenir les luminances énergétiques « spectrales »  $L_i$  dans l'espace physique, il suffit de diviser le signal brut, après correction de l'offset et du gain, par la fonction de transfert intégrée MTF

$$L_i = \frac{1}{\text{MTF}} \int L(\lambda) H_i(\lambda) d\lambda = \frac{\text{DN}_i - \omega_i}{\gamma_i \text{MTF}} \quad \text{avec} \quad \text{MTF} = \int H_i(\lambda) d\lambda \quad (\text{V.8})$$

Deux versions de MTF sont utilisées par l'instrument OMEGA, selon que le temps d'intégration soit de 2.5 ou 5 millisecondes.

Pour simplifier la suite du propos, nous appellerons les mesures OMEGA ( $L_i$ ,  $i \in [1, 352]$ ) le « spectre » mesuré par OMEGA. Les données spectrales présentées par la suite sont des spectres en réflectance, c'est-à-dire que les mesures  $L_i$  sont divisées, sauf mention contraire, par le spectre solaire incident.

<sup>10</sup>Les radiations électromagnétiques parvenant de la surface et de l'atmosphère de Mars sont simplement collectées par les capteurs de l'instrument sans qu'elles ne soient artificiellement créées, ou modifiées, par l'instrument lui-même.

<sup>11</sup>Le spectel est à la longueur d'onde ce que le pixel est à la coordonnée spatiale

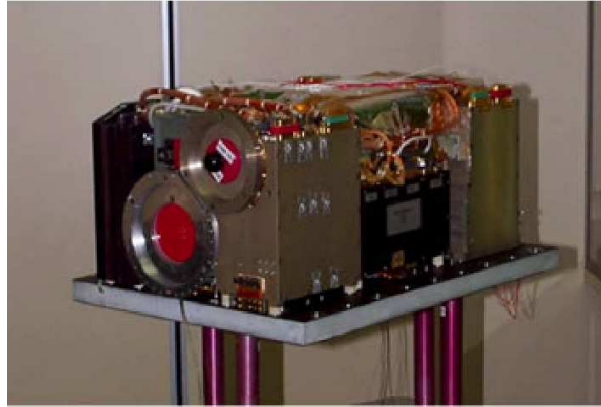


FIG. V.8 – Le spectromètre visible et proche infra-rouge OMEGA (poids 29 kg). Cet instrument acquiert des spectres dans l'intervalle spectral  $[0.35\text{-}5.2] \mu\text{m}$ , par l'intermédiaire de deux canaux visible et proche infra-rouge. Chaque canal est constitué d'un télescope et d'un dispositif optique concentrant les rayons lumineux sur un détecteur CCD bidimensionnel pour le canal VNIR, et sur deux spectromètres distincts associés à deux matrices InSb pour le canal SWIR. L'instrument a été développé à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (Orsay), sous la direction de Jean-Pierre Bibring, avec des collaborations italienne (IFSI-INAF) et russe (IKI).

Les données OMEGA sont enregistrées sous forme de « cubes » dans l'espace  $(x, y, \lambda)$ ,  $x$  étant la coordonnée normale à la trace du satellite,  $y$  la coordonnée colinéaire à son mouvement (obtenue par le mouvement orbital propre du satellite lors de l'acquisition) et  $\lambda$  la longueur d'onde. L'échantillonnage  $\delta\lambda$  de l'instrument, ainsi que la méthode d'acquisition selon la coordonnée  $x$ , diffèrent suivant deux canaux distincts :

1. dans le canal visible et proche infra-rouge (VNIR, longueurs d'onde de  $0.38$  à  $1.05 \mu\text{m}$ ) une ligne  $x$  de pixels est acquise instantanément par un capteur bidimensionnel CCD dans le plan focal du télescope pour chacune des longueurs d'onde  $\lambda$ . Il s'agit du mode *pushbroom* (capteur en « peigne »). L'échantillonnage  $\delta\lambda$  est de  $7 \text{ nm}$ .
2. dans le canal infra-rouge (SWIR, longueurs d'onde de  $0.93$  à  $5.1 \mu\text{m}$ ), l'acquisition se fait sur un seul pixel et la spatialisation suivant la coordonnée  $x$  est effectuée par un miroir situé à l'avant du télescope pouvant se mouvoir selon  $x$ . Il s'agit du mode *whiskbroom* (mode « balayage »)<sup>12</sup>. Dans ce canal, le rayon lumineux est par ailleurs séparé en deux de façon à être traité par deux collecteurs différents de type matrice InSb (qui mesurent cependant deux parties contiguës de l'intervalle mesuré). Ceci conduit à des valeurs d'échantillonnage différentes
  - entre  $1$  et  $2.7 \mu\text{m}$ ,  $\delta\lambda = 13 \text{ nm}$  : il s'agit de la voie C
  - entre  $2.7$  et  $5.1 \mu\text{m}$ ,  $\delta\lambda = 20 \text{ nm}$  : il s'agit de la voie L

La résolution spectrale d'OMEGA est donc parfaitement adaptée à l'identification des principales structures spectrales visible-infra-rouge martiennes, façonnées par la minéralogie et les glaces de surface, les composants atmosphériques et l'émission thermique, comme le montre la figure V.9.

A ces performances spectrales remarquables s'ajoute une résolution spatiale de l'ordre du kilomètre. Plus précisément, la longueur de balayage est variable (16, 32, 64, 128 pixels) selon l'altitude de Mars Express au moment où OMEGA réalise ses observations. Il en résulte une taille de pixel pouvant aller de  $5 \text{ km}$  pour les images grand-angle, à  $350 \text{ m}$  pour les images étroites acquises lorsque la sonde se trouve proche du périapse de son orbite, comme l'indique la table V.1.

<sup>12</sup>Dans ce mode, tous les spectres sont donc acquis en chacun des pixels par le « même » spectromètre.

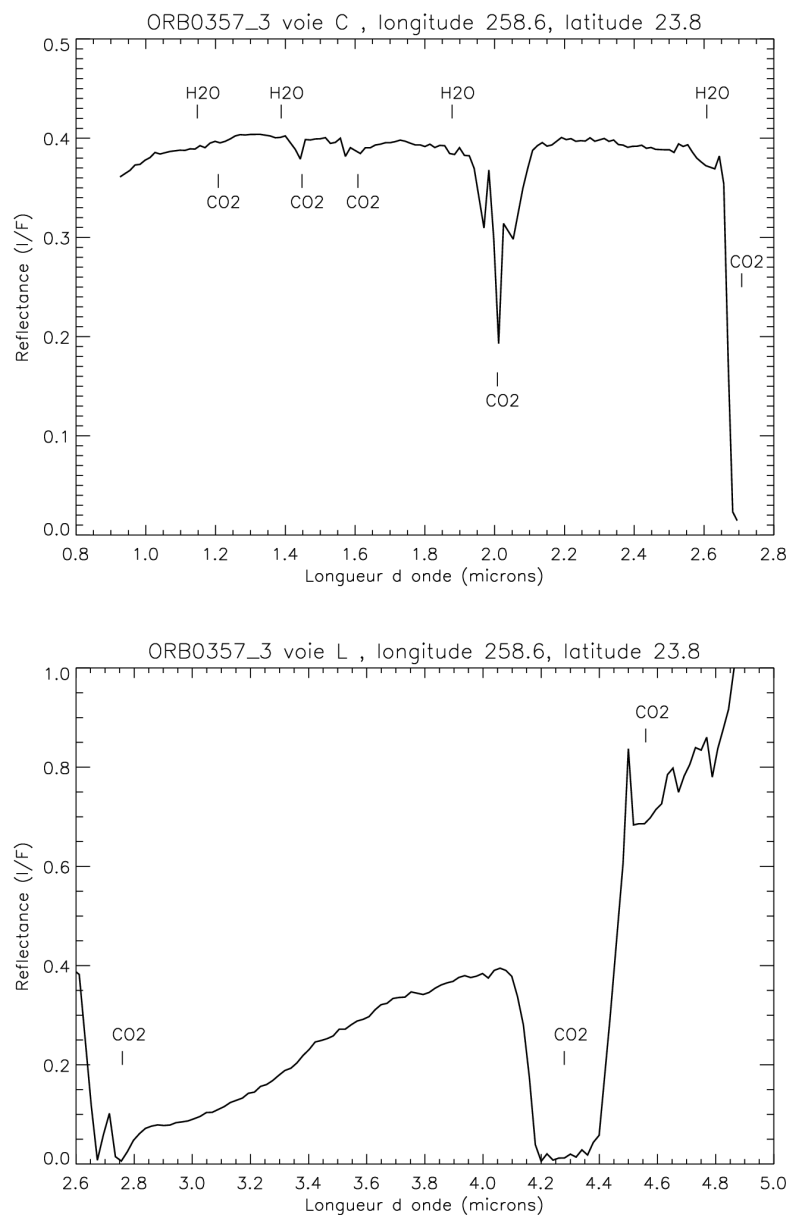


FIG. V.9 – Un exemple de spectre typique OMEGA dans le canal SWIR, voie C et L. Le terrain choisi est libre de glaces au sol et de nuages au moment de l'observation. Les principales signatures en absorption des espèces atmosphérique H<sub>2</sub>O (vapeur) et CO<sub>2</sub> sont indiquées. Il convient de noter que le CO<sub>2</sub> atmosphérique est totalement opaque autour de 2.7  $\mu\text{m}$  et 4.3  $\mu\text{m}$ . Aux signatures atmosphériques typiques, s'ajoutent les signatures spectrales minéralogiques, plus larges, des pyroxènes autour de 0.9  $\mu\text{m}$  et 2  $\mu\text{m}$ , de l'olivine autour de 1.1  $\mu\text{m}$  et des minéraux hydratés à 3  $\mu\text{m}$ . L'extrémité de la voie L en longueur d'onde est dominée par l'émission thermique de la surface martienne.

TAB. V.1 – Caractéristiques approximatives d’observations OMEGA typiques

altitude maximale (km)	300	1500	4000
taille du pixel (km)	< 0.4	< 1.8	< 4.8
longueur de balayage (pixels)	16	64	128
longueur de balayage (km)	5 – 7	60 – 120	300 – 600
longueur de passage (pixels)	7500	2000	1000
longueur de passage (km)	3000	3000	3000
durée de l’observation (minutes)	12	12	24

L’ancêtre d’OMEGA était ISM (déjà mentionné précédemment) qui avait permis d’obtenir de précieuses informations sur la distribution spatiale des espèces minéralogiques et atmosphériques martiennes [Bibring *et al.*, 1989]. Par rapport à ISM, OMEGA voit sa résolution spectrale doubler (avec un plus large intervalle de fréquences balayé) et son champ de vue triplé (avec une résolution spatiale bien meilleure). Ainsi, après une première année martienne en orbite autour de Mars, OMEGA a pu cartographier 90% de la surface à une résolution de 1.5–5 km. Une telle couverture de la surface dans les domaines visible-infra-rouge est inédite dans l’histoire de l’exploration martienne.

Au travers d’une analyse fine de la minéralogie martienne par télédétection [e.g. Poulet *et al.*, 2007], OMEGA a permis des progrès exceptionnels dans la reconstitution de l’histoire géologique de la planète [Bibring *et al.*, 2005] et de son probable passé aqueux [Gendrin *et al.*, 2005; Mangold *et al.*, 2007; Loizeau *et al.*, 2007], comme le montre la figure V.10. La figure V.7 rappelle le rôle déterminant de l’instrument dans la description de la composition et des variations saisonnières des calottes polaires martiennes [Langevin *et al.*, 2005b, 2007]. Hors les régions polaires, OMEGA a également permis de détecter certaines variations saisonnières des propriétés du sol, par exemple l’hydratation [Jouglet *et al.*, 2007]. De nombreuses avancées ont pu par ailleurs être accomplies grâce à OMEGA sur l’analyse quantitative de la composition atmosphérique martienne, notamment la vapeur d’eau [Encrenaz *et al.*, 2005; Maltagliati *et al.*, 2008], les nuages de CO<sub>2</sub> [Montmessin *et al.*, 2007] et la poussière [Vincendon *et al.*, 2007].

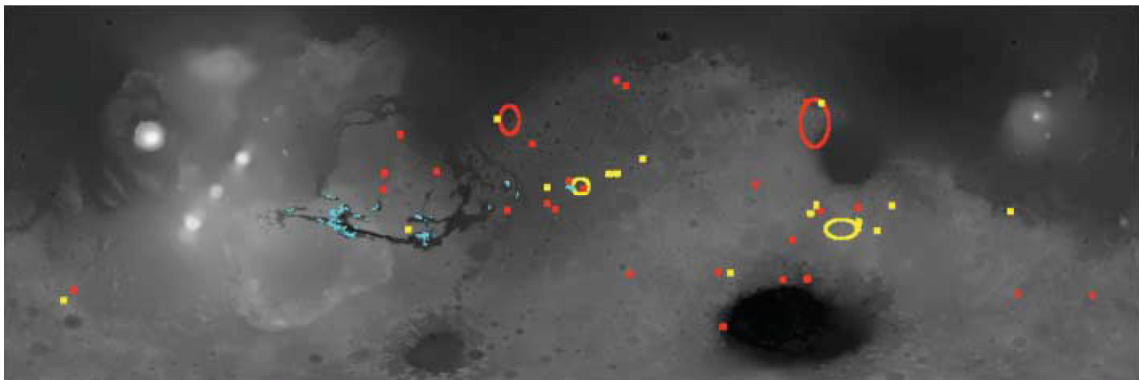


FIG. V.10 – Carte des minéraux hydratés sur Mars : phyllosilicates (rouge), sulfates (bleu), autres minéraux (jaune). De tels minéraux se forment en présence d’eau liquide et témoignent du riche passé de la planète Mars. Les phyllosilicates sont des argiles dont la formation, par altération de roches volcaniques, nécessite un apport d’eau pendant de longues périodes et remonte probablement à des temps très anciens où le climat de Mars était plus humide ( $\sim 4$  milliards d’années). Les sulfates ont probablement été formés plus tard, dans des conditions acides qu’ont pu favoriser les éruptions volcaniques ( $\sim 3 - 3.5$  milliards d’années). Image extraite de Bibring *et al.* [2005].

La majorité des résultats qui suivent ont été publiés dans le Journal of Geophysical Research (Planets), au sein de l'édition spéciale du journal consacrée aux résultats de l'instrument OMEGA, sous la référence suivante : Forget, F., A. Spiga, B. Dolla, S. Vinatier, R. Melchiorri, P. Drossart, A. Gendrin, J.P. Bibring, Y. Langevin, and B. Gondet, **Remote sensing of surface pressure on Mars with the Mars Express/OMEGA spectrometer : 1. Retrieval method**, J. Geophys. Res., 112, 2007

## V.2.2 PRINCIPE DE LA MESURE

### V.2.2.1 UTILISATION DE L'ABSORPTION DU CO<sub>2</sub>

Nous pouvons noter sur la figure V.9 que la bande d'absorption à 2  $\mu\text{m}$  du CO<sub>2</sub> est extrêmement bien couverte par l'instrument OMEGA, puisque 25 spectels<sup>13</sup> sont compris entre 1.8 et 2.2  $\mu\text{m}$ . L'emploi pour la mesure de pression des bandes du CO<sub>2</sub> à 2.75  $\mu\text{m}$  et 4.4  $\mu\text{m}$ , pourtant comprises dans le spectre OMEGA, n'est par contre pas envisageable pour mesurer la pression car ces bandes sont saturées à la résolution de l'instrument (voir figure V.9).

Il est donc en principe possible de réaliser une mesure de pression par télédétection avec OMEGA à l'aide de la bande d'absorption à 2  $\mu\text{m}$  du CO<sub>2</sub>, selon les principes énoncés dans la première section de ce chapitre. Comme l'enseigne l'expérience terrestre, il est cependant important d'évaluer la précision et la faisabilité de la mesure avant tout chose. Une mesure de pression de surface suffisamment précise nécessite de prendre en compte, en plus de l'influence du CO<sub>2</sub> dans ce domaine spectral, les autres facteurs pouvant affecter les spectres mesurés (température, aérosols, minéralogie, fonction de réponse de l'instrument).

Le principe de la mesure est somme toute assez simple : il s'agit de reconstituer numériquement, en chacun des pixels, l'environnement de l'observation pour disposer du spectre qu'OMEGA « aurait dû » mesurer pour une pression de surface donnée. La pression de surface qui donne le spectre reconstitué (nous emploierons dans la suite le terme « synthétique ») correspondant à l'observation OMEGA est alors la valeur mesurée.

En des termes plus généraux [e.g. *Tarantola*, 2005], si  $\mathbf{y}$  sont les observations,  $\mathbf{F}$  une fonction reconstituant la physique de l'observation,  $\mathbf{x}$  le vecteur d'état contenant les variables d'environnement que l'on souhaite mesurer,  $\mathbf{d}$  le vecteur d'état contenant les variables d'environnement supposées connues, et  $\varepsilon$  les erreurs instrumentales, nous avons la relation

$$\mathbf{y} = \mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{d}) + \varepsilon \quad (\text{V.9})$$

Nous allons donc commencer par décrire le modèle direct  $\mathbf{F}$  adopté, avant d'aborder la méthode d'inversion, c'est-à-dire la détermination de  $\mathbf{x}$  à partir des données  $\mathbf{y}$  acquises par l'instrument.

### V.2.2.2 SPECTRE SYNTHÉTIQUE

Mesurer la pression par télédétection nécessite donc de développer<sup>14</sup> un modèle direct  $\mathbf{F}$  pour calculer un spectre synthétique équivalent à ce qu'observe OMEGA à partir des conditions géométriques d'observation, de l'influence spectrale de la surface, de la température atmosphérique, du contenu en aérosols et enfin de la pression de surface (voir figure V.11). Pour décrire le modèle

<sup>13</sup>Parmi les 25 spectels utilisés pour mesurer la pression, 4 ont subi des dégradations par les rayons cosmiques qui les rendent douteux ou inutilisables (1.913, 2.029, 2.136 et 2.178  $\mu\text{m}$ ), et sont donc exclus de l'étude. D'autres sont devenus douteux beaucoup plus tard, nécessitant pour le traitement des sessions correspondantes une mise à jour du logiciel OMEGA ; le nombre de pixels inutilisables ou douteux a particulièrement accru au cours du temps parmi les 25 spectels de la bande d'absorption à 2  $\mu\text{m}$  du CO<sub>2</sub>, rendant toute mesure impossible avec les données récemment acquises par OMEGA (au delà de l'orbite 4500).

<sup>14</sup>Grâce doit être absolument rendue aux excellents travaux de stage de Sandrine Vinatier et Bastien Dolla, sous la direction de François Forget, qui ont posé des bases très solides à la mesure décrite dans cette thèse.

direct  $\mathbf{F}$ , nous supposons donc dans un premier temps que tous les paramètres d'entrée  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{d}$  sont parfaitement connus.

Dans notre cas, la physique  $\mathbf{F}$  du problème se réduit principalement au calcul du transfert radiatif dans l'atmosphère martienne. Nous employons un code *line-by-line* (raies par raies) de transfert radiatif [Melchiorri et al., 2006] pour calculer l'absorption par les espèces CO, H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> sur l'ensemble du domaine spectral OMEGA. Nous nous restreignons au domaine utile pour mesurer la pression [1.8, 2.2]  $\mu\text{m}$ , en faisant de plus l'hypothèse que l'absorption par CO et H<sub>2</sub>O est négligeable dans ce domaine. Comme le montre les données SPICAM de la figure V.7, cette supposition est clairement fautive au cours de l'été nord (la saison « humide » martienne), lors de laquelle toute mesure de pression est entâchée de l'erreur faite en négligeant la bande d'absorption de H<sub>2</sub>O à 1.87  $\mu\text{m}$ . Bien que le contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère martienne puisse être mesuré à la fois par l'instrument OMEGA [Melchiorri et al., 2007; Maltagliati et al., 2008] PFS [Fouchet et al., 2007; Tschimmel et al., 2008] et SPICAM [Fedorova et al., 2006], il aurait été difficile d'inclure ces diagnostics dans la mesure de la pression, de part la difficulté de traiter une espèce supplémentaire dans le modèle de transfert radiatif. De plus, les différentes études se faisant en parallèle avec leurs incertitudes propres, il ne nous était pas possible au moment où le modèle de mesure de la pression fut développé, de compter sur ces mesures. Les observations OMEGA aux saisons problématiques ne sont donc pas traitées<sup>15</sup>.

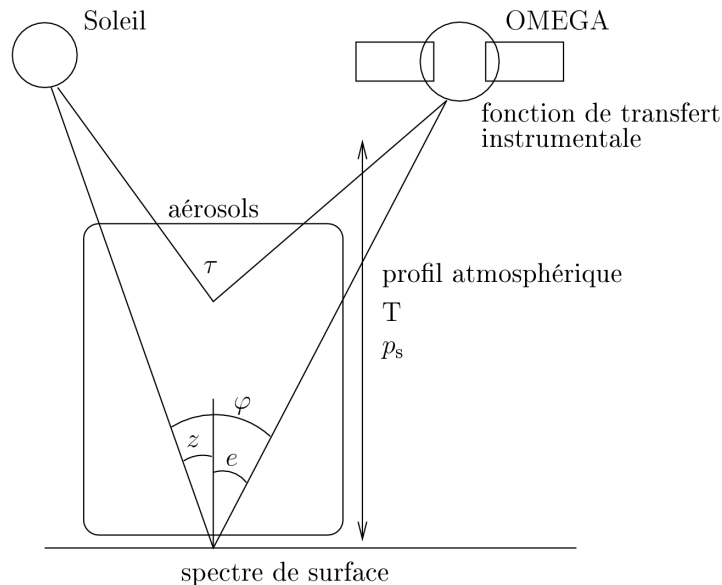


FIG. V.11 – Paramètres  $x, d$  devant être pris en compte dans le modèle direct  $\mathbf{F}$  qui simule le spectre reçu par l'instrument OMEGA – voir l'équation (V.9).  $z$  est l'angle zénithal solaire,  $e$  est l'angle d'émergence, et  $\varphi$  l'angle de phase ; noter que les trois angles ne sont pas forcément situés dans le même plan.  $\tau$  est par ailleurs l'opacité des poussières.

<sup>15</sup>Les quelques tentatives pour mesurer la pression de surface aux saisons « humides » ont en effet montré que l'erreur effectuée en négligeant la vapeur d'eau est beaucoup trop élevée.



Le modèle plan-parallèle de transfert radiatif utilise 30 niveaux verticaux entre la surface et 60 km d'altitude. Les paramètres des raies de CO<sub>2</sub> sont dérivés de la base de données GEISA2003 [Jacquinet-Husson *et al.*, 2005]. Les élargissements collisionnels et Doppler sont pris en compte. Pour l'élargissement collisionnel, un coefficient exponentiel  $n$  de 0.75 et un coefficient d'élargissement  $\alpha_0$  de 0.1 sont adoptés pour le CO<sub>2</sub> [Arie *et al.*, 1987]. Le spectre solaire incident est extrait de Colina *et al.* [1996]. La résolution spectrale du modèle est  $8.10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , ce qui est un peu plus large que la résolution nécessaire pour inclure toutes les raies isolées du CO<sub>2</sub> caractérisées par leur valeur d'élargissement Doppler. Cette résolution représente néanmoins un compromis entre précision et temps de calcul ; un compromis sans conséquence importante puisque l'écart avec un calcul pour une résolution 8 fois meilleure n'est que de 0.02%.

L'élargissement naturel des raies provient du principe d'incertitude d'Heisenberg, qui donne une borne inférieure au produit de la position de la molécule avec sa vitesse, ou de façon équivalente au produit de la durée de vie d'un état excité avec l'énergie de cet état. Cet élargissement est négligeable devant les autres types d'élargissement aux énergies de transition considérées ici.

Dans le cas de l'élargissement de Lorentz, les collisions entre les molécules modifient leurs niveaux d'énergie d'autant plus que le gaz considéré est dense. Ainsi, la demie-largeur à mi-hauteur dans le cas d'un élargissement de Lorentz est inversement proportionnelle à la température. L'expression du coefficient d'absorption dans le cas de l'élargissement collisionnel est

$$k_\nu = \frac{S}{\pi} \frac{\alpha}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2} \quad \text{avec} \quad \alpha = \alpha_0 \frac{p}{p_0} \left( \frac{T_0}{T} \right)^n \quad (\text{V.10})$$

où  $S$  est l'intensité intégrée de raie,  $n$  le coefficient exponentiel (caractérisant l'écart au modèle de collision de sphères dures), et  $\alpha_0$  le coefficient d'élargissement.

Dans le cas de l'élargissement Doppler, le mouvement des particules induit un décalage fréquentiel par effet Doppler d'autant plus grand que l'agitation thermique des particules, donc la température est élevée. Ainsi, puisque l'énergie cinétique des particules est  $v^2 \propto k_B T$ , avec  $k_B$  la constante de Stefan-Boltzman, la demie-largeur à mi-hauteur de l'élargissement Doppler est linéaire en la racine carrée de la température. L'expression du coefficient d'absorption dans le cas de l'élargissement Doppler est

$$k_\nu = \frac{S}{\alpha\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\alpha}\right)^2} \quad \text{avec} \quad \alpha = \nu_0 \sqrt{\frac{C^{\text{te}} T}{m c^2}} \quad (\text{V.11})$$

Par rapport à la forme d'élargissement de Lorentz, la forme exponentielle d'élargissement Doppler est d'amplitude plus grande au centre de la raie et d'amplitude plus faible sur les ailes. Notons que l'intensité intégrée d'une raie atmosphérique donnée varie elle aussi avec la température, comme la forme des élargissements.

Pour des applications martiennes, il est absolument nécessaire d'associer au modèle de transfert radiatif une paramétrisation des effets de diffusion et d'absorption par la poussière atmosphérique. Un modèle simple dérivé des équations de Sobolev [1975] permet d'obtenir des résultats très satisfaisants pour des valeurs de profondeur optique des poussières à  $2 \mu\text{m}$  inférieures à 0.6, tout en économisant drastiquement le coût d'intégrations complètes telles que celles réalisées par le modèle SHDOM [Evans, 1998]. Les paramètres en diffusion simple de la poussière (supposée uniformément mélangée) autour de  $2 \mu\text{m}$  sont ceux d'Ockert-Bell *et al.* [1997] : albédo de diffusion simple  $\omega = 0.96$  et paramètre d'asymétrie  $g = 0.628$ .

Une fois les calculs de transfert radiatif effectués à très haute résolution spectrale, le résultat est convolué avec la fonction de transfert OMEGA, comme indiqué par la formule (V.8), pour obtenir un spectre synthétique à la même résolution spectrale que le spectre OMEGA observé.

## V.2.2.3 OBTENTION DE LA PRESSION

Une fois déterminé le modèle numérique  $\mathbf{F}$ , la mesure de la pression est techniquement possible par inversion (sans préjuger pour le moment de la précision ou de la valeur physique d'une telle inversion).

Dans la présente étude, la mesure de pression est obtenue par minimisation de l'écart quadratique entre spectre observé et spectre simulé dans un espace bidimensionnel formé des paramètres 1) pression de surface et 2) albédo moyen induit par la surface et les poussières en suspension dans l'atmosphère (pour le deuxième paramètre, voir plus loin section V.2.3.4). Autrement dit, en reprenant la formulation de l'équation (V.9), le vecteur  $\mathbf{x}$  contient deux paramètres, et les autres paramètres d'entrée décrits à la section précédente constituent le vecteur  $\mathbf{d}$ . La valeur mesurée  $x_m$  est donc le vecteur permettant de minimiser la fonction coût  $\mathcal{C}$  telle que

$$\mathcal{C}(\mathbf{x}) = \|\mathbf{y} - \mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{d})\| \quad (\text{V.12})$$

Cette minimisation est un problème bien posé dans les cas pratiques de la mesure OMEGA, l'albédo étant majoritairement contraint par le continuum, et la pression de surface par la bande d'absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$ . Un exemple typique de la forme de la fonction coût, autrement dit ce que « voit » l'algorithme de minimisation, est donné en figure V.12.

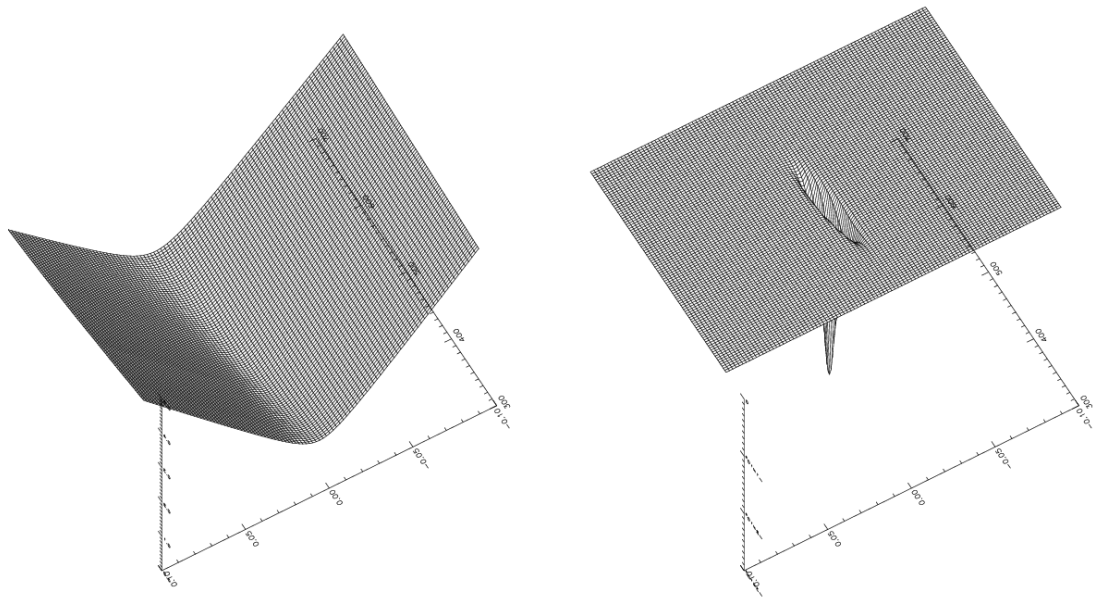


FIG. V.12 – Représentation dans l'espace des paramètres (pression en  $x$ , correction d'albédo en  $y$ ) de l'écart quadratique entre spectre observé et spectre simulé (en un pixel OMEGA pris pour exemple). Cet écart est la fonction bidimensionnelle minimisée lors de toute mesure de pression. La figure de droite montre le résultat de l'application de la transformation  $f(x) = -e^{-\frac{1}{2x}}$  à la fonction coût, qui améliore les performances de la minimisation.

L'algorithme de minimisation utilisé est la méthode du simplexe [Nelder and Mead, 1965], qui permet de s'affranchir du calcul (délicat) des dérivées de la fonction coût dans l'espace des paramètres. Cette méthode est potentiellement applicable à toute fonction d'un espace multi-dimensionnel continûment différentiable, ce qui est le cas de notre fonction coût.

Un simplexe de dimension  $k$  est l'enveloppe convexe de  $k+1$  vecteurs de  $\mathbb{R}^n$  (avec  $k \leq n$ ) affinement indépendants; un simplexe de  $\mathbb{R}^2$  est donc défini par trois points non-alignés. La méthode du simplexe vise à déterminer le minimum local d'une fonction multidimensionnelle, par des opérations itératives de réflexion/expansion/contraction du simplexe. Ces opérations sont déterminées par comparaisons des valeurs de la fonction en les sommets du simplexe. Par exemple, dans  $\mathbb{R}^2$ , un triangle est ainsi déformé et déplacé pour converger vers le minimum local de la fonction bidimensionnelle.

La méthode s'applique à des problèmes non bornés. Ce dernier point est un problème pour un espace des paramètres (pression et albédo dans notre cas) ayant de très bonnes raisons physiques d'être borné. Dans ce cas, le pas de progression du simplexe doit être à la fois suffisamment faible pour que le minimum ne soit pas diagnostiqué aux bornes, et suffisamment élevé pour trouver le minimum après un nombre raisonnable d'itérations. Dans notre cas, nous avons déterminé qu'un pas de 50 Pa en pression et 0.01 en albédo sont appropriés.

En pratique, pour réduire encore le nombre d'itérations, nous réalisons une première minimisation avec un pas du simplexe de 200 Pa, puis le résultat est raffiné avec un pas du simplexe de 50 Pa. Cette réinitialisation nous a également permis d'exclure aisément les cas, non désirés, d'un minimum local non global ou d'absence de minimum. Ce cas de figure se présente uniquement lorsque le problème de minimisation n'est pas bien contraint à cause de biais type tempêtes de poussière, nuages de glace d'eau, terrains trop sombres... Dans tous les autres cas favorables, les tracés de la fonction coût montrent un maximum global bien défini, comme en figure V.12. De plus, appliquer la transformation

$$f(x) = -e^{-\frac{1}{2x}}$$

à la fonction coût nous a permis, sans modifier la valeur du minimum, d'obtenir une convergence plus rapide et plus précise, ainsi qu'un comportement plus régulier proche des bornes (partie droite de la figure).

Nous avons enfin vérifié que la mesure de pression de surface n'est pas sensible au choix initial du simplexe.

Dans les zones de la planète où la pression au sol est faible (valeurs inférieures à 150 Pa, typiquement au sommet des grands volcans), la bande d'absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  est de profondeur trop modeste pour que la minimisation puisse s'exécuter avec une bonne précision.

Par ailleurs, dans de rares cas, l'algorithme ne converge pas car la fonction coût est déformée, et ne présente pas un unique minimum identifiable. Les raisons expliquant ce problème sont en général aisées à identifier. La déformation de la fonction coût provient de la déformation de la bande d'absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  par la présence de nuages de glace d'eau, de givre de  $\text{CO}_2$  ou d'eau, comme le montre la figure V.13 tirée d'expériences de laboratoire. Les effets des particules de glace d'eau en suspension dans les nuages martiens (et des givres au sol) n'étant pas pris en compte dans le modèle, il faut donc opérer une sélection des observations OMEGA dépourvues de nuages. Cette sélection est décrite dans le chapitre suivant. Notre méthode de mesure de la pression est donc, comme les principales mesures terrestres précitées, contingentée à un ciel clair. Comme sur Terre, lorsque les connaissances sur les nuages de glace d'eau martien auront progressé, une mesure de pression dans le cas d'un ciel nuageux pourra éventuellement servir à mesurer l'altitude des nuages.

Notre but final est d'exploiter les capacités de cartographie du spectro-imageur OMEGA pour obtenir des cartes de pression. Le coût computationnel du code de transfert radiatif est si élevé que le modèle ne peut être employé pour générer des cartes de pression de surface en des temps de calculs raisonnables. Chaque image OMEGA contient environ 100 000 pixels, et le transfert radiatif doit être calculé plusieurs fois en chacun des pixels pour obtenir la valeur finale de pression, à cause de l'étape de minimisation itérative au sein du modèle inverse.

TAB. V.2 – Description de l'espace des paramètres pour le calcul d'environ 2 millions de spectres tabulés. Les valeurs tabulées, ainsi que la fonction d'interpolation, ont été choisies afin de minimiser les écarts entre spectre calculé par le modèle de transfert radiatif complet et spectre interpolé. Les valeurs extrêmes sont déterminées par les limites physiques et/ou les limites de mesure, pour éviter toute extrapolation ; par exemple, les valeurs de pression de surface de 50 Pa et 1500 Pa, jamais atteintes à la surface de Mars, servent de points de sécurité.

Paramètre	Valeurs	Interpolation
pression de surface $p_s$ (Pa)	50, 150, 180, 215, 257, 308, 369, 442, 529, 633, 758, 907, 1096, 1300, 1500	linéaire en $\ln(p_s)$
angle zénithal solaire (cosinus) $\mu_0$	0.2, 0.35, 0.52, 0.73, 1	linéaire en $e^{-\mu_0}$
angle d'émergence (cosinus) $\mu_1$	0.6, 0.72, 0.85, 1	linéaire en $e^{-\mu_1}$
angle de phase $\phi$ ( $^\circ$ )	0, 71, 109, 180	linéaire en $\cos(\phi)$
température à 0.1 H $T_1$ (K)	160, 213, 260	linéaire en $T_1^{3/2}$
température à 4 H $T_2$ (K)	80, 146, 200	linéaire en $T_2^{3/2}$
albédo du sol $A_L$	0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6	linéaire
profondeur optique poussières $\tau$	0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.7	linéaire

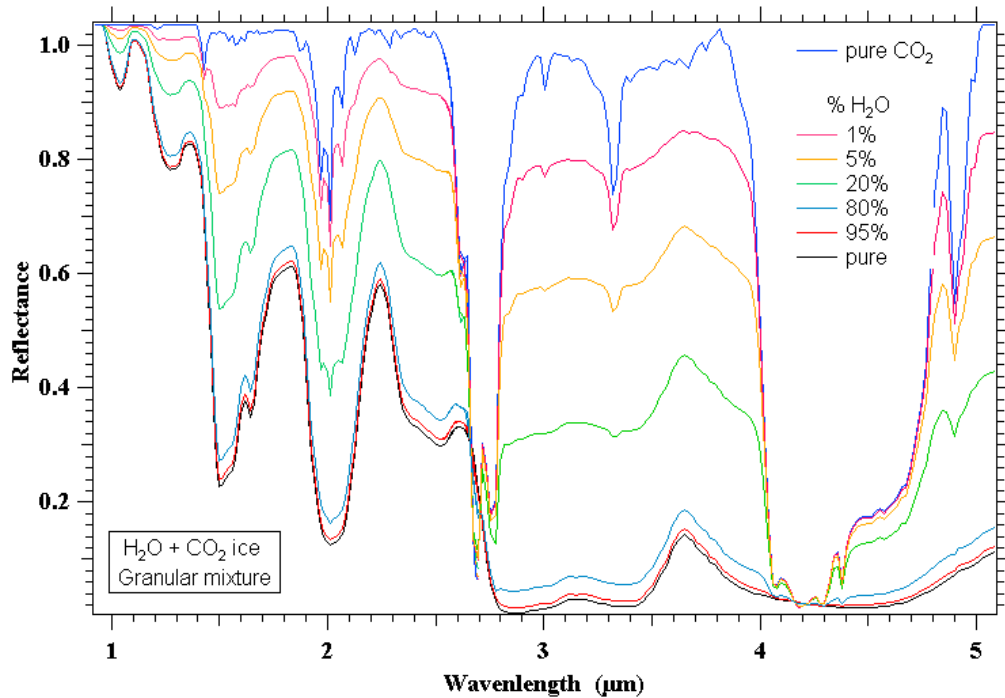


FIG. V.13 – Spectres en réflectance de laboratoire (B. Schmidt, LPG Grenoble) obtenus pour divers mélanges différents de  $\text{CO}_2$  et de glace d'eau. L'intervalle de longueur d'onde considéré ici est proche de celui d'OMEGA.

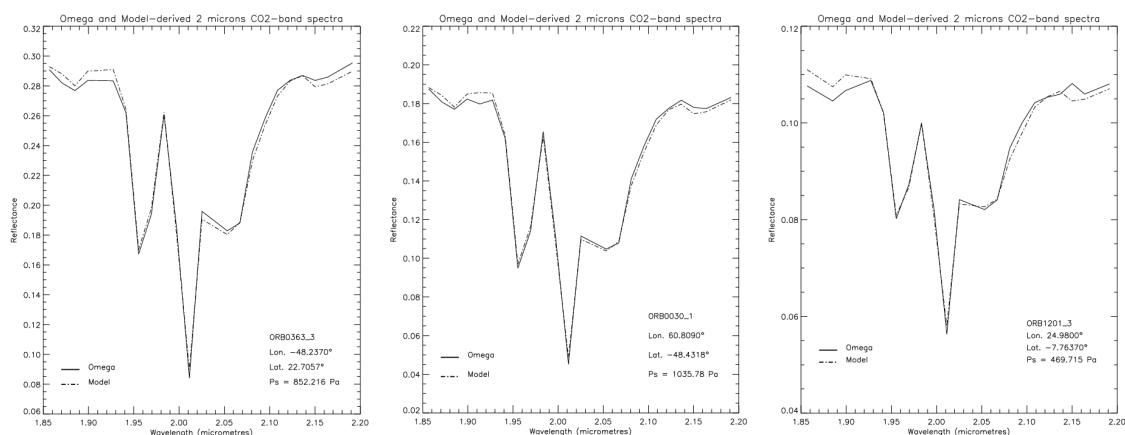


FIG. V.14 – Spectre mesuré et simulé à la fin de la minimisation pour trois exemples typiques : [GAUCHE] site Viking Lander 1 ( $22.7057^{\circ}\text{N}$  -  $48.237^{\circ}\text{W}$ ) orbite 363,  $L_s = 28.2^{\circ}$  (printemps nord), pression 852 Pa ; [CENTRE] fond du cratère Hellas Planitia ( $48.432^{\circ}\text{S}$  -  $60.809^{\circ}\text{E}$ ) orbite 30,  $L_s = 335.7^{\circ}$  (hiver nord), pression 1036 Pa ; [DROITE] hauts terrains cratérisés de Terra Meridiani ( $7.764^{\circ}\text{S}$  -  $24.980^{\circ}\text{E}$ ) orbite 1201,  $L_s = 133.9^{\circ}$  (été nord), pression 470 Pa. Le cas de gauche sera repris pour l'étude d'incertitude plus loin, dans la mesure où il représente des conditions assez représentatives des observations OMEGA standard : angle zénithal solaire de  $27.1^{\circ}$ , angle de visée  $\simeq 0^{\circ}$ , opacité (visible) des poussières dans l'atmosphère 0.24, albédo lambertien de surface 0.29, profil de température à la saison  $L_s \sim 28.2^{\circ}$  (printemps Nord), et heure locale  $\sim 10.7$  heures martiennes. Après minimisation, la différence entre spectre simulé et spectre mesuré est inférieure à 3% (2% dans le centre de la bande), avec l'exception du spectre à  $2.011 \mu\text{m}$  où elle peut atteindre 6% pour les cas d'Hellas et de Meridiani.

Une solution classique en télédétection est le recours à des abaques, c'est-à-dire à une banque de spectres précalculés par le modèle de transfert radiatif pour un nombre limité de points de l'espace des paramètres<sup>16</sup>, judicieusement choisis pour permettre un calcul fidèle de n'importe quel spectre par interpolations multidimensionnelles (voir tableau V.2). Dans notre cas, le gain de temps de calcul est d'un facteur 400 pour une erreur sur le spectre calculé inférieure à 1.5% et une erreur sur la pression mesurée inférieure à 1 Pa.

Pour clore cette section, nous donnons en figure V.14 trois exemples de mesure de pression avec la comparaison des spectres simulés et des spectres OMEGA. Trois saisons différentes et trois terrains d'altitudes différentes sont considérés. La correspondance entre spectre synthétique et spectre observé est très bonne dans les trois cas.

<sup>16</sup>Les profils de température ont subi un traitement spécifique, puisque les valeurs sur les 30 niveaux verticaux ne pouvaient être raisonnablement tabulées. Le recours à des profils simplifiés (variation linéaire entre  $T_1$  à 0.1 échelle de hauteur  $H$  et  $T_2$  à 4 échelles de hauteur, puis valeur constante au-dessus) permet d'obtenir des spectres équivalents à moins de 0.5% près. La valeur de  $T_2$  est précisément calculée de façon à ce que l'intégrale selon la verticale de la température pondérée par la pression  $\int_{p_s}^0 T(p) p dp$  soit similaire dans le profil complet et le profil simplifié. Une des principales raisons ayant guidé la forme des profils de température « radiativement équivalents » est le faible impact sur le spectre atmosphérique de la valeur de la température au dessus de 4 échelles de hauteur.

### V.2.3 ESTIMATION DE L'INCERTITUDE SUR LA MESURE DE PRESSION

Les paramètres d'entrée du modèle inverse sont tous connus avec une certaine incertitude qu'il est crucial d'évaluer afin de connaître la précision de la mesure finale de pression. Par la même occasion, cette section donne dans les détails l'origine de chacun de ces paramètres. Les erreurs instrumentales sont également examinées.

Si l'on reprend le formalisme précédent développé en (V.9) et (V.12), le but est d'évaluer comment les erreurs  $\varepsilon_d$  sur les paramètres d'entrée  $\mathbf{d}$  et les erreurs instrumentales  $\varepsilon$  contribuent à l'erreur  $\varepsilon_m$  sur la mesure  $\mathbf{x}_m$  qui est en fait le minimum de la fonction

$$\mathcal{C}_{\text{réel}}(\mathbf{x}) = \|\mathbf{y} - \varepsilon - \mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{d} + \varepsilon_d)\| \quad (\text{V.13})$$

et non de la fonction (V.12) décrivant le cas idéal.

L'étude des erreurs a été conduite sur un cas de référence correspondant au site Viking Lander 1 et à l'orbite OMEGA 363.3, typique des conditions d'observation habituelles de l'instrument. Toute l'analyse repose sur un spectre de référence généré par le modèle « line-by-line » complet à partir des hypothèses sur les conditions d'observation – atmosphère, surface, état de l'instrument – indiquées en figure V.14. L'inversion est ensuite effectuée à partir de ce spectre de référence (comme s'il constituait une observation OMEGA en bonne et due forme) pour des valeurs modifiées d'un ou plusieurs des paramètres d'observation supposés. La valeur de la pression de surface peut alors être retranchée à la pression de surface supposée lors de la construction du spectre de référence, afin d'obtenir une estimation de l'écart induit  $\varepsilon_m$  par les erreurs  $\varepsilon_d$ .

Si aucun paramètre n'est modifié, l'erreur induite correspond d'une part aux approximations des profils « radiativement équivalents » (voir note de bas de page précédente), et d'autre part, de l'interpolation à partir des abaques. L'écart obtenu est très faible (inférieur à 0.3 Pa), ce qui confirme le bien-fondé de ces approximations.

Dans l'estimation des incertitudes qui suit, la loi normale joue un rôle central. Rappelons qu'un échantillon statistique  $\{X_i\}_{i=0\dots N}$  ( $N$  suffisamment grand en regard de la loi des grands nombres) suit une loi normale gaussienne de moyenne  $\langle X_i \rangle = \mu$  et d'écart type  $\sqrt{\langle (X_i - \mu)^2 \rangle} = \sigma$  si sa densité de probabilité  $f$  est

$$f(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{V.1})$$

Une propriété bien connue des échantillons statistiques dérivés d'une loi normale est que les 99.7% de l'échantillon sont contenus dans l'intervalle  $[\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma]$ . Pour obtenir un échantillon  $X_i$  de valeurs normalement distribuées dans l'intervalle d'incertitude  $[X - \Delta X, X + \Delta X]$ , il suffit donc de prendre  $3\sigma = \Delta X$ .

#### V.2.3.1 GÉOMÉTRIE

Comme indiqué dans la table V.2 et sur le schéma V.11, trois angles sont nécessaires pour les calculs du modèle inverse : l'angle zénithal solaire, l'angle d'émergence et l'angle de phase. Les valeurs sont connues à partir des spécifications des équipes Mars Express et OMEGA avec une précision de  $10^{-3}$  radian. L'impact sur la mesure de pression d'une telle incertitude est négligeable, du moins si l'on se restreint à des observations nadir avec des angles de visée et zénithal suffisamment proches de 0, ce qui est le cas en pratique pour la mesure de pression de surface avec OMEGA.

Par ailleurs, le cosinus de l'angle zénithal solaire doit être choisi inférieur à 0.6, pour minimiser le rapport signal sur bruit sur les cartes de pression. Le modèle de transfert radiatif plan-parallèle utilisé dans cette étude est de toute façon clairement en défaut pour les grands angles zénithaux solaires, où les effets de sphéricité à la surface de la planète ne sont plus négligeables.

L'inclinaison locale du terrain est également donnée dans les spécifications OMEGA, avec une précision équivalente aux autres angles. Une correction de l'effet de pente est effectuée sur le spectre synthétique sur la base de l'équation IV.3, pour pouvoir le comparer au spectre acquis par l'instrument<sup>17</sup>, lors de la minimisation.

### V.2.3.2 TEMPÉRATURE

Les caractéristiques de l'instrument OMEGA ne lui permettent pas de mesurer des profils atmosphériques de température. L'instrument PFS (Planetary Fourier Spectrometer), également embarqué sur Mars Express et pouvant opérer en même temps qu'OMEGA, est en mesure d'acquiescer des profils de température martiens. Les barres d'erreur sont cependant trop larges pour les altitudes inférieures à 10 km, là justement où la mesure de pression de surface nécessite une précision en température particulièrement bonne, ce qui exclut le recours à l'instrument PFS.

Pour pallier à ce manque d'observations de température atmosphérique, nous avons choisi d'extraire les profils de température des climatologies de la base de données climatique martienne [Forget et al., 2006b; Lewis et al., 1999], dérivées des simulations standard du modèle de circulation générale martien [Forget et al., 1999]. Les simulations sont réalisées pour une année martienne typique du point de vue du cycle des poussières (la source principale de variabilité interannuelle) en imposant l'opacité des poussières mesurée par l'instrument TES en 1999-2001 [Smith et al., 2001b; Smith, 2004], rappelée sur la figure II.4. Bien que les profils de température PFS ne puissent servir pour la mesure de pression, ils permettent de montrer que les estimations de température du modèle de circulation générale pour ce scénario standard sont en accord à quelques kelvins près avec des mesures réalisées au moment où nous utilisons OMEGA pour mesurer la pression [Grassi et al., 2005, 2007].

Des études plus systématiques, visant à comparer les températures prédites par le modèle de circulation générale martien dans les basses et moyennes latitudes aux profils obtenus par les radio-occultations de la sonde Mars Global Surveyor, montrent plus précisément que les différences modèle/observations suivent une loi normale d'écart type  $\sim 5$  K [Montabone et al., 2006, figure 7]. L'incertitude sur le profil de température sera donc choisie égale à  $\Delta T = 15$  K, une valeur que nous supposons inclure également les variations locales de température, non résolues par le modèle de circulation générale.

Les effets sur la pression mesurée de diverses translations uniformes des profils de température sont résumés en figure V.15 (gauche). Une sous-estimation de 15K entraîne une surestimation de la pression de surface de 15 Pa environ, et inversement. Tous les spectels OMEGA ne sont cependant pas affectés de la même façon par les variations de température.

La figure V.15 de droite (montrant l'effet d'un écart de 30 K très peu probable, mais choisi ici pour obtenir des effets suffisamment contrastés) illustre une plus grande sensibilité à la température des ailes de la bande d'absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  à la résolution OMEGA par rapport au centre de la bande. Une interprétation précise de ces effets est difficile : dans l'infrarouge, la transmittance varie très fortement avec la longueur d'onde (ou de façon équivalente, avec la fréquence), au gré des transitions d'énergie entre différents états de vibration et rotation moléculaires<sup>18</sup>. Un effet qui transparait à la résolution OMEGA est le résultat d'une combinaison complexe de fines raies atmosphériques d'absorption influencées par l'élargissement collisionnel (V.10) et l'élargissement Doppler (V.11), très dépendants de la température et de la pression.

Par un examen des spectres synthétiques haute résolution obtenus avant convolution par la fonction de transfert OMEGA, il nous est apparu que, dans le cas présenté en figure V.15 (droite), l'augmentation de température induit à la fois un renforcement des raies les plus faibles et un élargissement Doppler qui augmente l'absorption lorsque la raie est saturée. Dans le centre de la bande, cet effet est contrebalancé par la présence de larges raies saturées, plutôt sensibles au rétrécissement collisionnel lorsque la température augmente. L'effet net à la résolution OMEGA prouve cependant qu'au final, la bande du  $\text{CO}_2$  absorbe plus de photons lorsque l'atmosphère est

<sup>17</sup>Le modèle complet des pentes décrit au chapitre IV n'est pas utilisé, car son développement est postérieur à la mesure de pression OMEGA

<sup>18</sup>La contribution de l'émission thermique de Planck est négligeable dans cette partie du spectre.

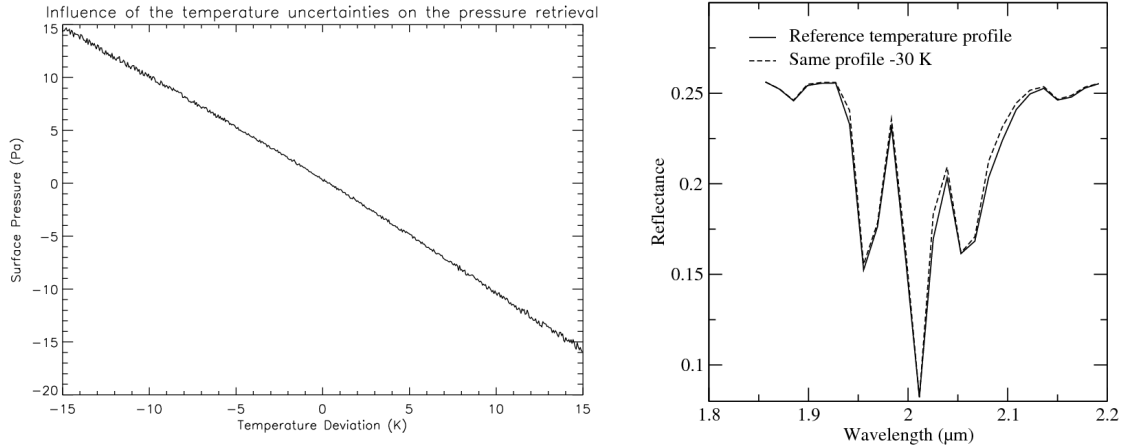


FIG. V.15 – Effet des valeurs supposées de température atmosphérique sur une mesure de pression typique (voir légende de la figure V.14, la pression de référence est  $P_s = 822.5$  Pa) : [gauche] conséquence sur la valeur de pression mesurée d’une sur- ou sous-estimation des températures atmosphériques (translation de tout le profil) et [droite] conséquence sur le spectre simulé d’une forte sous-estimation de la température.

plus chaude, ce qui approfondit la bande d’absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$ , par rapport au continuum qui est resté quasiment inchangé. Toutes choses égales par ailleurs, augmenter la température atmosphérique augmente donc la pression mesurée. Du point de vue de notre modèle inverse, ceci explique que, si l’atmosphère est supposée plus froide qu’elle ne l’est en réalité, l’algorithme doit surévaluer la pression pour faire correspondre le spectre simulé avec le spectre de référence, en bon accord avec la figure V.15.

### V.2.3.3 POUSSIÈRE ATMOSPHÉRIQUE

Comme la température, la profondeur optique des poussières n’est pas aisée à mesurer avec OMEGA, sauf dans certains cas particuliers<sup>19</sup>. Nous avons d’ailleurs tenté de mesurer ce paramètre en le faisant passer comme paramètre libre dans notre modèle inverse. Comme l’on pouvait s’y attendre, dans la mesure où l’effet radiatif des poussières est un problème mal contraint dans les 25 spectels nous servant pour la mesure, la méthode inverse ne donnait qu’un triplet  $[p_s, A_L, \tau]$  mathématiquement conforme à la minimisation de la fonction coût, mais sans réalité physique tangible.

Puisque le cycle des poussières présente des caractéristiques interrannuelles similaires en dehors des années de grande tempête, une estimation au premier ordre de la profondeur optique des poussières<sup>20</sup> peut être obtenue pour une saison et une région données par les observations TES à  $9.3 \mu\text{m}$  réalisées deux années martiennes avant les mesures OMEGA, de façon cohérente avec les estimations de température mentionnées au point précédent. Les observations TES et THEMIS concordantes à celles d’OMEGA en 2004 (seulement en début d’année martienne malheureusement) montrent que l’année typique et l’année d’observation ont des caractéristiques proches, à condition d’éliminer les observations ayant lieu pendant la tempête de poussières régionale de Janvier 2004 [Smith, 2006]. Comme expliqué dans le chapitre suivant, les sessions d’observation

<sup>19</sup> Vincendon *et al.* [2008] ont pu la mesurer avec l’instrument OMEGA au dessus de la glace dans les calottes polaires.

<sup>20</sup>A nouveau, l’utilisation des estimations de profondeur optique obtenues par PFS [Zasova *et al.*, 2005] dans notre modèle inverse s’est révélée difficile.



trop poussiéreuses, siège de tempêtes de poussière régionales, sont de toute façon éliminées par vérification de la clarté de l’atmosphère sur des images dérivées du canal visible d’OMEGA. Hors ce type d’événement, l’opacité des poussières varie relativement lentement selon le temps [Colburn *et al.*, 1989; Wolff *et al.*, 2006] et sur de grandes distances horizontales [Smith *et al.*, 2001b].

La profondeur optique TES à  $9.3 \mu\text{m}$  est normalisée au niveau de pression moyen 610 Pa, multipliée par 1.65 pour une conversion approximative autour de  $2 \mu\text{m}$ , puis mise à l’échelle de la pression de surface estimée en chacun des pixels. La profondeur optique TES peut ne pas être exactement proportionnelle à la profondeur optique proche infra-rouge si la poussière n’est pas uniformément mélangée dans les basses couches de l’atmosphère (environ une échelle de hauteur), induisant un biais dans la mesure de pression. Sur Terre, Houweling *et al.* [2005] ont notamment montré que des variations de distribution verticale de poussière pouvaient avoir un impact significatif sur les mesures de colonnes de  $\text{CO}_2$  au-dessus du désert du Sahara (où la poussière est souvent confinée dans les premiers 2 voire 5 kilomètres, avec des opacités typiques entre 0.1 et  $\approx 1.5$ ). Sur Mars, néanmoins, la poussière atmosphérique est constituée de fines particules – quelques microns – restant longtemps en suspension, et bien mélangées dans les premières échelles de hauteur de l’atmosphère [Wolff *et al.*, 2006; Montmessin *et al.*, 2006; Newman *et al.*, 2002], qui sont les plus significatives pour la mesure de pression que nous effectuons. Les tempêtes régionales de poussières constituent une exception à ce principe général mais restent très localisées en temps et en espace. Les tests que nous avons conduits en faisant varier l’échelle de hauteur  $H_p$  de la répartition verticale de poussière  $q_p \propto e^{-z/H_p}$  entre la moitié et deux fois l’échelle de hauteur atmosphérique  $H$ , ont montré que l’erreur faite sur la pression de surface était inférieure à 1 Pa.

Au final, nous avons choisi une précision absolue sur la profondeur optique des poussières de  $\Delta\tau = 0.2$ , une valeur ouvertement pessimiste. Il est évident que la variation relative d’opacité des poussières (nivelée à la pression 610 Pa pour autoriser des comparaisons pixel-à-pixel) au sein d’une observation OMEGA donnée est beaucoup plus faible que cette erreur absolue. Nous avons cependant tenu à une certaine sévérité, pour prendre en compte les inconnues qui subsistent encore sur les propriétés optiques des poussières martiennes, en supplément de l’erreur faite sur la quantité de poussière dans l’atmosphère et sur le facteur d’échelle<sup>21</sup> choisi pour la conversion entre  $9.3 \mu\text{m}$  et  $2 \mu\text{m}$ . Des mesures récentes de l’albédo de diffusion simple et le paramètre d’asymétrie de la poussière martienne [A. Määttänen, 2008; M. Wolff et M. Vincendon, 2008, communication personnelle] montrent d’ailleurs des écarts aux valeurs supposées dans cette étude [Ockert-Bell *et al.*, 1997].

La figure V.16 est pour la profondeur optique l’équivalent de la figure V.15 (gauche) pour la température. L’effet d’une sous-estimation de la profondeur optique des poussières est une sous-estimation de la pression de surface. Augmenter l’opacité des poussières tend en effet à diminuer la profondeur de la bande d’absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$ , dans la mesure où la rétrodiffusion du rayonnement incident par les poussières est plus apparente dans la bande d’absorption que dans le continuum de surface. Le modèle inverse sous-estime donc la pression de surface si la quantité de poussières supposée est moindre que dans la réalité.

Pour une valeur supposée  $\tau = 0.04$ , au lieu de la valeur de référence  $\tau = 0.24$ , l’amplitude de cette sous-estimation peut varier entre de 7 à 35 Pa selon l’albédo de surface supposé. L’influence des poussières est donc beaucoup plus marquée dans les régions où la surface est la plus sombre.

Considérons le rapport  $r$  entre le nombre de photons incidents  $\varphi_s$  réfléchis par la surface et le nombre de photons  $\varphi_a$  réfléchis par l’atmosphère. Pour rendre compte de l’effet d’écran des poussières tout en incluant la définition même de l’albédo, le numérateur peut s’écrire  $\varphi_s = f_1(A_L)/f_2(\tau)$ , avec  $f_1$  et  $f_2$  des fonctions croissantes. Par définition de l’opacité des poussières, le dénominateur peut s’écrire  $\varphi_a = f_3(\tau)$ , avec  $f_3$  une fonction croissante. Il en résulte un rapport  $r$  que l’on peut formuler comme

$$r = \frac{f_1(A_L)}{f_4(\tau)} \quad (\text{V.14})$$

<sup>21</sup>Des mesures d’opacité des poussières à partir des données OMEGA, postérieures à notre travail sur la mesure de la pression, ont notamment montré que ce facteur était variable, et que la valeur adoptée de 1.65 était probablement légèrement surestimée de 0.1 – 0.2 [M. Vincendon, 2008, communication personnelle].

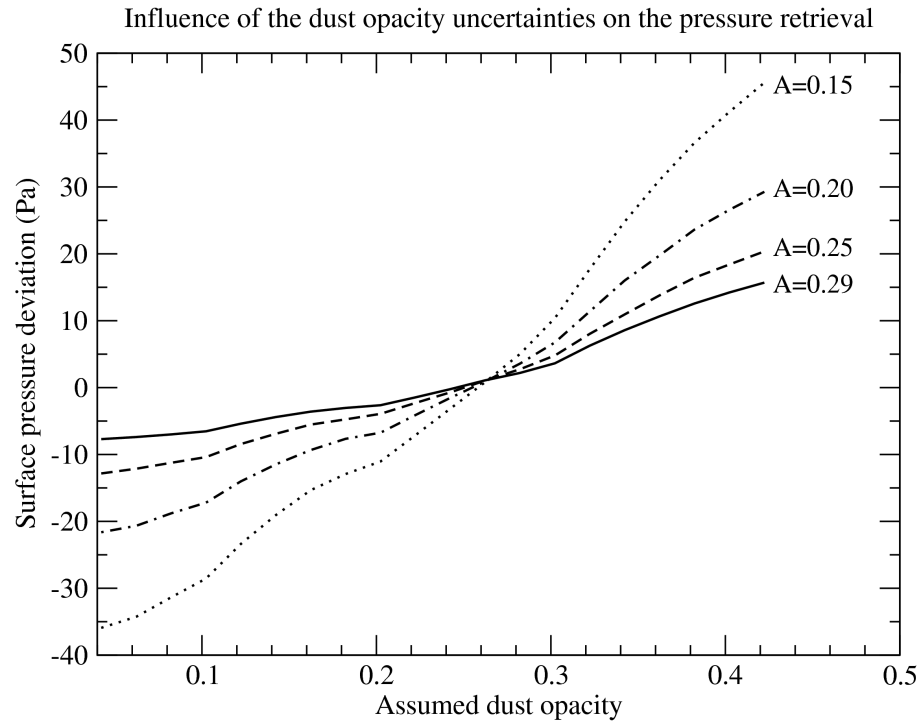


FIG. V.16 – Effet des valeurs supposées de profondeur optique des poussières sur une mesure de pression typique (voir légende de la figure V.14, la pression de référence est  $P_s = 822.5$  Pa, et l’opacité de référence 0.24). L’influence de l’albédo de surface est également examinée (le spectre de référence est entre temps recalculé pour l’albédo de surface considéré). Noter que la forme de la courbe est le résultat de l’interpolation linéaire dans les abaques, et des légères imperfections de la fonction d’interpolation choisie.

avec  $f_4$  une fonction croissante. Sans surprise, (V.14) traduit bien que dans le cas d’une surface particulièrement sombre et d’une atmosphère chargée de poussières, la plupart des photons réfléchis le sont par les aérosols plus que par la surface.

Les photons qui ne traversent pas l’atmosphère entièrement (du haut de l’atmosphère jusque la surface) ne portent pas, ou très peu, d’information sur la pression de surface.  $r$  peut donc également être vu comme la part des photons qui contribue au signal de pression de surface. Si  $r$  est petit, le spectre simulé dans les conditions « perturbées » cumule deux erreurs par rapport au spectre de référence : celle relative à la pression et celle relative à la part du signal qui ne participe pas à la pression. L’algorithme d’inversion doit donc dans ce cas particulièrement sur- ou sous-évaluer la pression mesurée pour faire correspondre le spectre simulé et le spectre de référence. Des valeurs faibles de l’albédo induisent donc bien une plus grande sensibilité de l’erreur d’estimation de la pression aux valeurs supposées pour l’opacité des poussières, d’après la relation (V.14).

L’erreur devient particulièrement préoccupante pour les albedos en deçà de 0.17. Heureusement, la fraction de la surface martienne tombant dans cette catégorie de terrains sombres est relativement faible [Pleskot and Minner, 1981]. Comme il est par ailleurs nécessaire d’éviter les régions sombres pour assurer un bon rapport signal sur bruit, les mesures de pression sont donc effectuées exclusivement dans les zones suffisamment brillantes, dont l’albédo infra-rouge est au-dessus de 0.17.

Bien que la poussière atmosphérique soit un aérosol polarisant, cet aspect n'est pas pris en compte dans notre étude. Pourtant, mesurer une bande d'absorption avec un instrument sensible à la polarisation peut conduire à des acquisitions erronées. En effet, en présence d'aérosols polarisants comme la poussière atmosphérique, le degré de polarisation linéaire du rayonnement transmis à travers l'atmosphère au sein d'une bande d'absorption peut dévier largement du degré de polarisation induit dans le continuum. Inversement, si la surface est plus polarisante que l'atmosphère, le continuum peut être plus affecté par les effets de polarisation que les raies d'absorption.

Négliger ces effets est en général une source d'erreur dans le cas des mesures de pression par télédétection sur Terre, basées sur des spectres à très haute résolution spectrale de la bande d'absorption de  $O_2$  à  $0.76 \mu\text{m}$ , ou de la bande d'absorption du  $CO_2$  à  $1.58 \mu\text{m}$ . Les instruments GOME et SCIAMACHY sont notamment sensibles aux effets de polarisation à cause de l'utilisation de réseaux de diffraction (habituellement utilisés dans les dispositifs optiques des spectromètres pour assurer la dispersion spectrale du faisceau incident avant acquisition par le détecteur). Lors de mesures de  $CO_2$  avec SCIAMACHY au dessus des continents avec une opacité atmosphérique de l'ordre de 0.2, *Bösch et al.* [2006] ont en effet estimé que l'erreur faite en négligeant la polarisation est de l'ordre de 0.5%.

Des réseaux de diffraction sont également utilisés dans le dispositif optique du canal SWIR d'OMEGA, mais les effets de polarisation induits n'ont pas été quantifiés. Nous pensons cependant que ces effets n'induisent probablement qu'une erreur négligeable sur les mesures de pression en comparaison aux autres sources d'incertitudes. D'une part, les calculs de transfert radiatif de *Stam et al.* [2000] montrent que les effets de polarisation diminuent très fortement lorsque la résolution spectrale diminue, ce qui est le cas d'OMEGA, de résolution dix fois moins fine que SCIAMACHY. D'autre part, des observations par télescope de la planète Mars indiquent qu'en l'absence de nuages de glace d'eau (ce qui est le cas pour les observations OMEGA choisies pour mesurer la pression), l'atmosphère martienne est peu polarisante [*Shkuratov et al.*, 2005].

#### V.2.3.4 SPECTRE DE SURFACE

La surface martienne est composée de minéraux présentant des signatures spectrales dans le proche infra-rouge, qui doivent être prises en compte lors de la mesure de pression. Les minéraux hydratés et les pyroxènes affectent notamment l'intervalle spectral considéré dans cette étude. Si les minéraux hydratés ne sont observés que dans des régions bien spécifiques de la planète Mars, comme le montre la figure V.10 [*Bibring et al.*, 2005], il n'en est pas de même pour les pyroxènes qui couvrent une bonne partie des terrains anciens et des régions les plus sombres [*Mustard et al.*, 2005 ; *Bibring et al.*, 2006], comme l'indique la figure V.17.

Le fait que les pyroxènes puissent être cartographiés par l'instrument, *via* des méthodes développées au sein de l'équipe OMEGA, offre néanmoins la possibilité de s'en affranchir pour la mesure de la pression. OMEGA peut séparément détecter les pyroxènes riches (HCP) et pauvres (LCP) en calcium. Sur la base de mesures en laboratoire validées par les observations OMEGA, un modèle gaussien décrivant les signatures spectrales de ces minéraux est utilisé [*Sunshine et al.*, 1990]. Autrement dit, il est possible d'évaluer le spectre des pyroxènes HCP et LCP observé par OMEGA par un continuum linéaire sur lequel viennent se superposer deux gaussiennes centrées<sup>22</sup> à  $1.9$  (LCP) et  $2.3 \mu\text{m}$  (HCP) de largeur à mi-hauteur respectivement  $0.5$  et  $0.56 \mu\text{m}$  [*Kanner et al.*, 2007]. Le modèle gaussien détermine le spectre de surface entre  $1.2$  et  $2.7 \mu\text{m}$ , comme le montre la figure V.18, par ajustement des quantités de pyroxènes pour correspondre au spectre mesuré par OMEGA<sup>23</sup>. Le spectre de surface entre  $1.8$  et  $2.2 \mu\text{m}$  est ensuite extrait pour constituer un paramètre d'entrée

<sup>22</sup>Il n'y a pas vraiment d'argument statistique derrière ce choix ; les signatures spectrales ont juste, avec une très bonne approximation, une forme de courbe en cloche.

<sup>23</sup>Nous avons repris exactement les algorithmes d'Aline Gendrin, en améliorant toutefois la rapidité d'exécution et la précision. Les pixels pour lesquels l'extraction du spectre de surface par modélisation gaussienne ne converge pas (fait relativement rare) sont exclus de la mesure de pression.

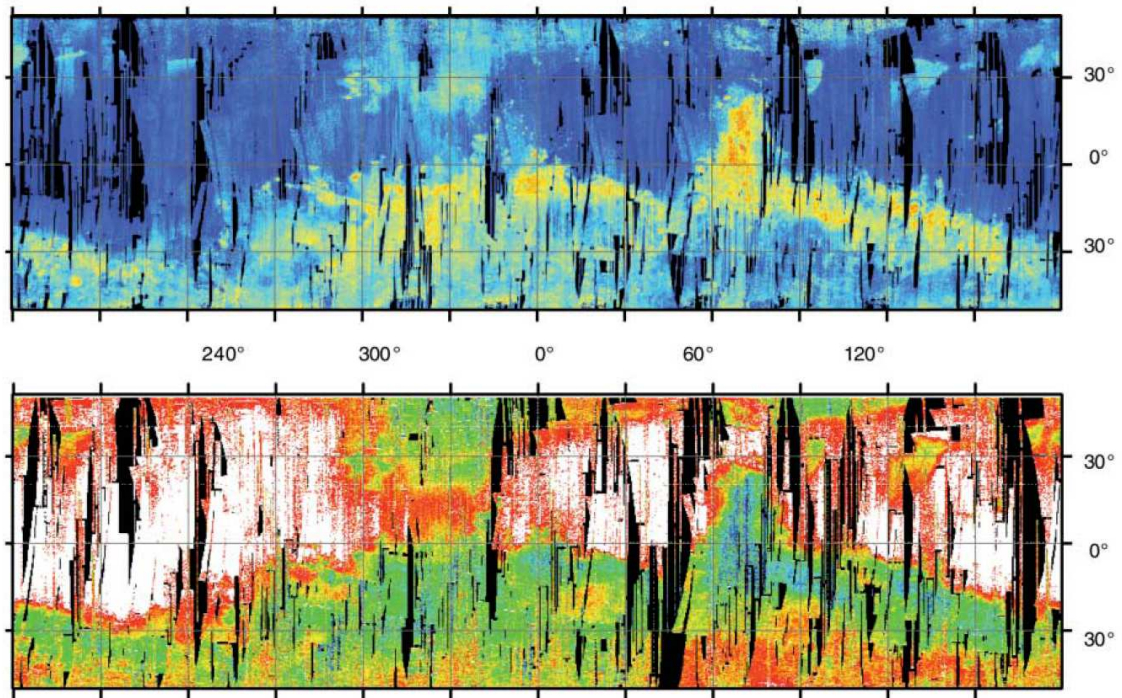


FIG. V.17 – Cartes globales des pyroxènes [HAUT] et des oxydes ferriques anhydres [BAS] obtenues par OMEGA. Les cartes montrent une claire anticorrélation entre les mafics de surface et les minéraux altérés. Les zones en jaune/rouge sur la carte du haut indiquent les terrains cratérisés non altérés, riches en pyroxènes et non couverts d'oxydes ferriques (par exemple les terrains de Syrtis Major à 60° de longitude). A l'inverse, les zones bleues sont pauvres en roches mafiques et correspondent à des régions à forte concentration de minéraux altérés (régions en blanc dans la carte du bas). Image tirée de *Bibring et al.* [2005].

pour la mesure de la pression. Notons qu'une utilisation directe du modèle gaussien dans cet intervalle spectral restreint est exclue, car elle est entachée d'erreurs trop élevées à cause des bandes d'absorption atmosphériques.

En pratique, le spectre de surface déduit de cette méthode n'est pas utilisable directement dans le modèle inverse de mesure de la pression, en raison de multiples paramètres non pris en compte (notamment la poussière atmosphérique). La forme du spectre de surface obtenue par le modèle gaussien est néanmoins supposée correcte, et l'albédo moyen est un paramètre libre de l'inversion. Cette approche permet de minimiser l'erreur résultant d'une mauvaise estimation de l'opacité des poussières. De plus, elle laisse le modèle inverse corriger automatiquement les variations de rayonnement réfléchi dues à la diffusion par les poussières atmosphérique sur les pentes et aux propriétés non-lambertiennes de la surface, non prises en compte explicitement dans l'analyse. En théorie, aucune erreur dans la mesure de pression n'est donc à évaluer en conséquence d'une mauvaise estimation initiale de l'albédo absolu moyen. Ce point a pu être vérifié en pratique.

Tel n'est pas le cas pour les erreurs sur la forme du spectre de surface. Une estimation de l'influence des signatures spectrales de tous les minéraux de surface est en pratique difficile. Néanmoins, nous pouvons au moins évaluer l'erreur de pression de surface associée à des diagnostics erronés des pyroxènes de surface. Les profondeurs de bande d'absorption des LCP et HCP sont connues pour varier empiriquement respectivement entre [0 – 0.16] et [0 – 0.21]. Évaluées par une méthode

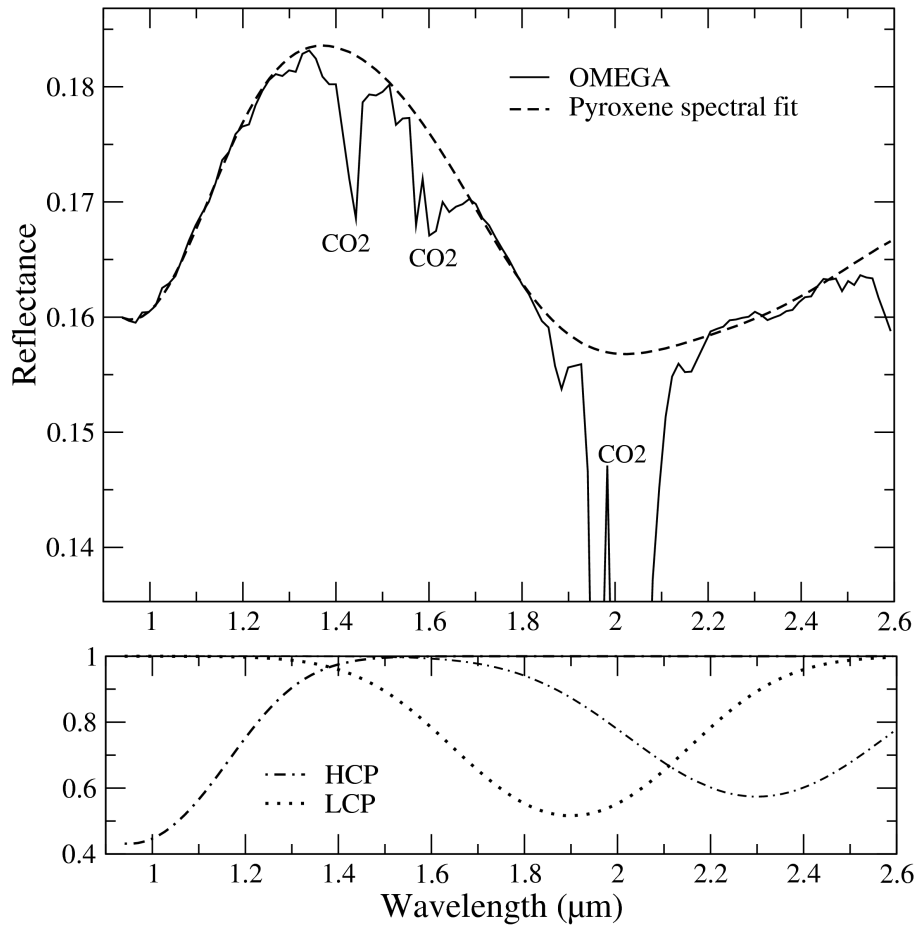


FIG. V.18 – Un exemple d'application du modèle gaussien dans le cas d'une surface riche en pyroxènes. Le spectre a été acquis par OMEGA dans la région de Syrtis Major (orbite 232,  $L_s=8.7^\circ$ ) Le modèle suppose que le spectre de surface (c'est-à-dire les spectels hors des bandes d'absorption des principaux composants atmosphériques) est influencé par un mélange de pyroxènes riches (HCP) ou pauvres (LCP) en calcium. Le spectre en réflectance des pyroxènes [HAUT] est obtenu en ajoutant (dans l'espace des logarithmes des réflectances) un continuum de référence à trois distributions gaussiennes centrées sur 1, 1.9, et 2.3  $\mu\text{m}$ . Ces fonctions gaussiennes [BAS] décrivent bien la forme des bandes d'absorption des pyroxènes, dont la profondeur est ajustée pour faire correspondre spectre mesuré et spectre simulé. La partie du spectre dans la région à 2  $\mu\text{m}$  qui nous intéresse pour cette étude est ensuite extraite pour être utilisée dans notre modèle inverse.

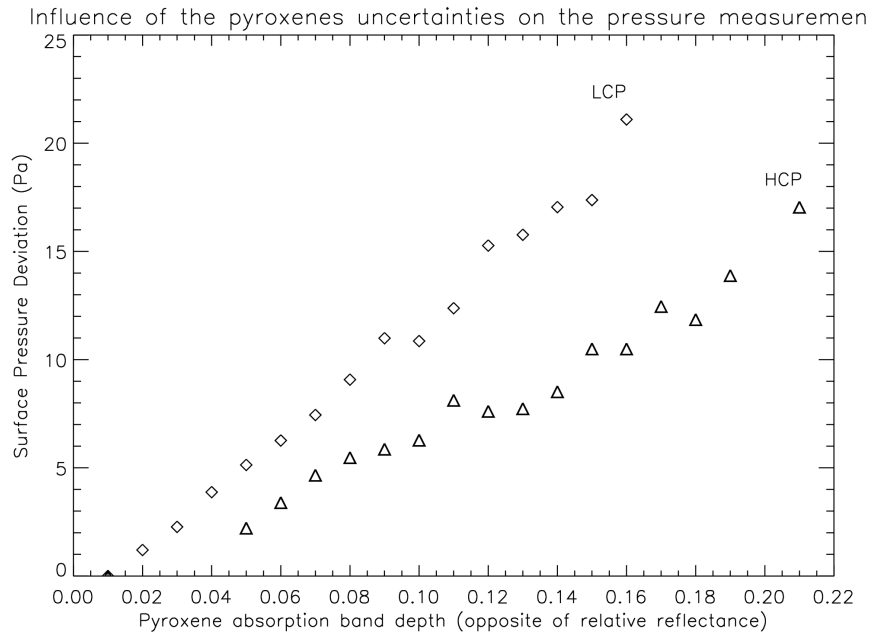


FIG. V.19 – Effet des valeurs supposées de profondeur de bande d’absorption des pyroxènes riches (HCP) ou pauvres (LCP) en calcium sur une mesure de pression typique (voir légende de la figure V.14, la pression de référence est  $P_s = 822.5$  Pa). Noter que le spectre de référence a été généré en supposant une absence de pyroxènes.

similaire à celle développée ci-dessus pour la température et la profondeur optique des poussières, les erreurs sur la pression correspondant à de tels écarts en HCP et LCP sont résumés en figure V.19. Une surestimation de la quantité de pyroxènes conduit à une surestimation conjointe de la pression mesurée. Si l’on néglige complètement l’effet des HCP et des LCP dans une zone où leur signature est maximale, les erreurs sur la pression peuvent atteindre 20 Pa, ce qui d’ailleurs montre *a posteriori* la nécessité d’inclure les signatures de ces minéraux dans l’analyse. Un tel cas extrême n’est pas imaginable cependant, puisque la méthode gaussienne permet d’obtenir des écarts entre spectre de surface synthétique et observé dans la plupart des cas bien meilleurs que quelques % [Mustard *et al.*, 2005 ; Kanner *et al.*, 2007]. Pour cette raison, l’erreur sur la pression résultant de l’erreur sur l’estimation des pyroxènes à la surface ne sera jamais supérieure à quelques Pa. De plus, comme nous n’analysons en général qu’une partie d’une observation OMEGA donnée, l’erreur d’évaluation des pyroxènes de surface peut être considérée comme relativement homogène sur la portion observée.

#### V.2.3.5 PROPRIÉTÉS DU CO<sub>2</sub>

Contrairement aux précédents aspects abordés, les erreurs sur les propriétés du CO<sub>2</sub> n’induisent que des erreurs systématiques sur une observation OMEGA donnée.

En premier lieu, la sensibilité de la mesure aux hypothèses sur les propriétés spectroscopiques du CO<sub>2</sub> doit être examinée. Les paramètres de raie d’une autre base de données (HITRAN 2004, [Rothman *et al.*, 2005]) incluant l’élargissement collisionnel, donnent des écarts à la résolution OMEGA de moins de 0.04% et 0.01% pour des pressions respectivement de 10 et 3 hPa [R. Melchiorri, 2006, communication personnelle]. Ceci montre que les erreurs relatives aux paramètres de raies n’ont pas d’effet systématique pouvant transparaître à la résolution OMEGA, où beaucoup de

raies sont échantillonnées. Une amélioration des profondeurs et des positions de raie a également été proposée par *Toth et al.* [2006]; une erreur systématique d'environ 2% est à prévoir sur les paramètres spectroscopiques utilisés dans notre étude. Les effets d'une telle erreur sur la profondeur de la bande utilisée pour la mesure de pression ne dépassent pour la plupart pas 1%. Par prudence, nous considérons néanmoins que les incertitudes sur les propriétés spectroscopiques des raies de CO<sub>2</sub> correspondent à un biais systématique de 1%.

Par ailleurs, nous faisons l'hypothèse que le rapport de mélange de CO<sub>2</sub> reste fixé à sa valeur de 0.953. Nous avons donc négligé les effets du cycle annuel du CO<sub>2</sub> mentionnés précédemment [*Hourdin et al.* 1995]. A cause de la condensation/sublimation saisonnière sur les calottes, le rapport de mélange de CO<sub>2</sub> peut pourtant varier dans l'intervalle [0.948, 0.958]. Pour une pression donnée mesurée par OMEGA, le biais systématique peut atteindre  $\pm 0.5\%$ .

Il faut cependant ajouter que cette estimation est un biais maximal. L'atmosphère au-dessus des calottes polaires lors de la condensation du CO<sub>2</sub> est fortement enrichie en Argon [*Sprague et al.*, 2004], ce qui suggère qu'une très grande part des gaz non-condensables laissée dans l'atmosphère suite à la condensation du CO<sub>2</sub> n'est que très peu transportée hors des régions polaires. Le CO<sub>2</sub> aux plus basses latitudes n'est donc pas autant dilué que ne le suppose le calcul simple ci-dessus.

#### V.2.3.6 EFFETS INSTRUMENTAUX

Comme nous l'avons déjà mentionné par le terme  $\varepsilon$  dans l'équation (V.9), une évaluation des incertitudes liées à l'observation  $\mathbf{y}$  doit être effectuée en complément des erreurs liées aux paramètres d'entrée  $\mathbf{x}$  du modèle direct.

Un des grands avantages de l'instrument OMEGA est que le bruit de lecture lié aux détecteurs est limité<sup>24</sup>. En d'autres termes, le niveau de bruit de lecture ne dépend pas du flux incident et suit une loi gaussienne d'écart type  $\sigma = 1.85$  DN. Les valeurs brutes DN<sub>*i*</sub> – voir équation (V.7) – mesurées par OMEGA sont comprises en général dans la bande à 2  $\mu\text{m}$  entre 200 et 1200 DN. Le rapport signal sur bruit de l'instrument est donc excellent, sauf dans les zones sombres.

Ce rapport se dégrade également dans les régions très brillantes, pour des valeurs DN<sub>*i*</sub> entre 1200 et 1800 DN : non seulement le bruit peut dépasser 1.85 DN, mais il cesse d'être indépendant du flux reçu, et peut même varier significativement. Pour cette raison, nous avons choisi de ne pas effectuer la mesure de pression lorsque le flux dépasse 1200 DN. Dans les cas favorables, des comparaisons statistiques de spectres acquis par OMEGA [*Y. Langevin*, 2006, communication personnelle] confirment que le bruit de lecture domine l'erreur relative de pixel à pixel lorsqu'une mesure est basé sur des rapports de luminances acquises sur différents pixels; la mesure de pression rentre dans cette catégorie car elle est fondée sur une profondeur de bande.

La sensibilité de la mesure de pression à ce bruit statistique peut être évaluée par une méthode similaire aux points précédents. Le spectre de référence doit être converti au préalable en unités digitales, à l'aide de la formule (V.8). Après cette conversion, un échantillon de spectres bruités peut être fabriqué pour observer l'effet du bruit de lecture, supposé s'appliquer en chacun des spectels. Les spectres bruités sont ensuite reconvertis en données physiques par la formule (V.8), et donnent lieu à une inversion de pression de surface par la méthode habituelle.

Comme l'on pouvait s'y attendre de part la linéarité de notre modèle inverse, les valeurs de pression obtenues sont distribuées selon une loi normale. L'écart-type de cette distribution est de  $\pm 1.3$  Pa, ce qui montre que l'incertitude sur la pression résultant du bruit instrumental est très modérée. Etant donné que la calibration absolue de l'instrument est 15% et que la calibration relative 5%, nous avons également testé l'effet d'une translation de tout le spectre sur la mesure de pression. L'influence est très limitée (un maximum de 2 Pa pour une translation de 15%), ce qui est parfaitement logique sachant que la pression de surface est mesurée par une quantité relative, la profondeur de bande.

<sup>24</sup>Le bruit de photon, c'est-à-dire le bruit statistique qui peut être constaté suite à la raréfaction des photons lorsque le signal reçu est faible, est par ailleurs négligeable en comparaison du bruit de lecture.

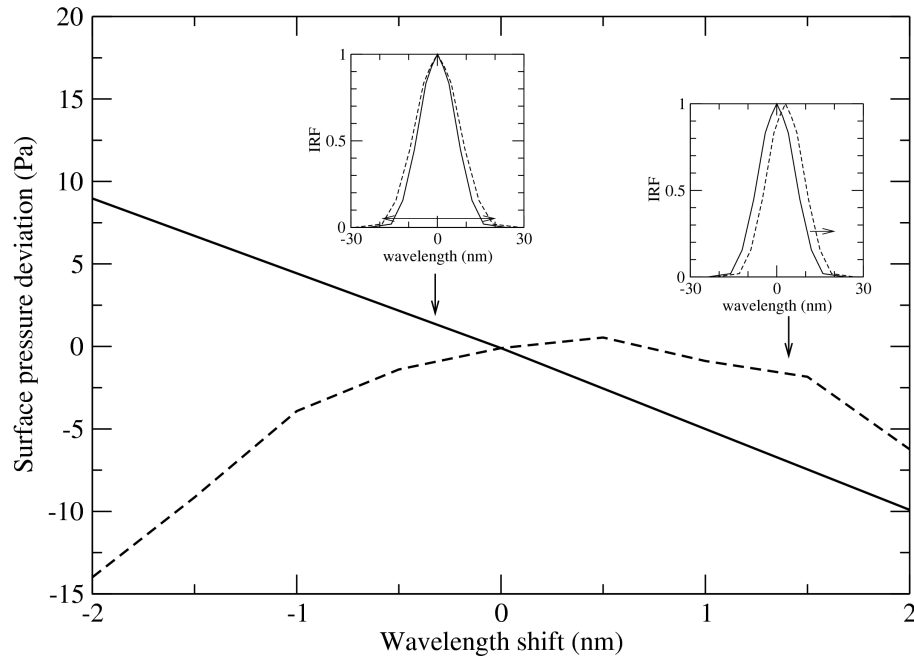


FIG. V.20 – Effet des incertitudes de la fonction de réponse OMEGA sur une mesure de pression typique (voir légende de la figure V.14, la pression de référence est  $P_s = 822.5$  Pa). La ligne pointillée représente les variations de pression résultant d'un décalage dans la longueur d'onde de référence (dont la précision absolue est estimée à 1.5 nm) La ligne pleine illustre la sensibilité à la largeur de la fonction de réponse. Les encarts montrent la forme typique de la fonction de réponse OMEGA pour la voie C (0.93 – 2.73  $\mu\text{m}$ ), et les déformations appliquées pour évaluer les incertitudes sur la mesure de la pression.

Par ailleurs, les effets instrumentaux interviennent également dans le modèle direct  $\mathbf{F}$ , puisque la fonction de transfert de l'instrument est utilisée pour convertir le résultat des calculs de transfert radiatif à très haute résolution en un spectre échantillonné à la résolution OMEGA. La fonction de réponse de l'instrument se doit donc d'être connue aussi précisément que possible. L'allure approximative de cette fonction est donnée pour la voie C dans les cartouches de la figure V.20; elle est centrée sur la longueur d'onde du spectel considéré et sa largeur est dans la voie C de l'ordre de 14 nm.

L'instrument OMEGA était prêt dès 1995 pour le lancement avec la sonde Mars 96. Le délai avant la livraison aux équipes d'intégration de la mission Mars Express en 2002 fut suffisamment long pour obtenir une excellente calibration d'OMEGA avant lancement. La calibration spectrale a notamment été testée en laboratoire à l'aide d'un spectromètre multifente [Bonello *et al.*, 2005]. Après lancement et mise sur orbite, la comparaison des observations de raies fines de  $\text{CO}_2$  et de glace d'eau avec des spectres de référence terrestres [Langevin *et al.*, 2007] a de plus montré que les écarts à la calibration nominale au cours de la mission pour la voie C étaient négligeables. Une telle stabilité n'a au contraire pas pu être assurée pour la voie L de l'instrument, ce qui a nécessité des modifications de la fonction de transfert instrumentale au cours de la mission [Jouglet *et al.*, 2008].

Dans la voie C, la précision absolue en longueur d'onde est ainsi meilleure que 1.5 nm. Même très faible, un possible biais entraîne automatiquement un décalage de la fonction de réponse de tous les spectels et entraîne d'erreur la mesure de pression. L'évaluation de tels effets est présentée en figure V.20. Il apparaît notamment que tout décalage de la longueur d'onde absolue, qu'il soit positif ou négatif, induit une sous-estimation de la pression de surface. Cette sous-estimation est d'ailleurs



asymétrique, puisque si la longueur d'onde des spectels est 1.5 nm plus longue que supposée, l'écart en pression est de 2 Pa, alors qu'une longueur d'onde plus courte de 1.5 nm donne lieu à un écart de 9 Pa.

Par ailleurs, une très bonne précision relative en longueur d'onde fut assurée pendant la phase de calibration par le pas de défilement constant du monochromateur [Bonello *et al.*, 2005]. Les fonctions de réponse ont donc pu être déterminées précisément pour chaque spectel avec une résolution de 4 nm. Il a pu être ainsi constaté que la forme de ces fonctions est identique pour chaque spectel OMEGA de la bande 0.93 – 2.73  $\mu\text{m}$ . La sensibilité de la forme de ces fonctions aux variations des températures du spectromètre et du détecteur n'est cependant pas négligeable. En pratique, ces températures restent néanmoins très proches de leur valeur optimale car stabilisées par des thermostats (*cryocooler*) pour assurer le bon fonctionnement des détecteurs et du spectromètre.

Nous avons tout de même évalué le biais possible sur la mesure de pression résultant d'une erreur sur la forme de la fonction de réponse. Si l'on applique une variation de largeur de 2 nm, correspondant à l'incertitude combinée des variations thermiques et de l'échantillonnage spectral, nous atteignons une erreur sur la pression de 10 Pa (voir figure V.20). Ainsi, le biais systématique résultant des incertitudes de calibration spectrale et de fonction de réponse est estimé à moins de 20 Pa.

### V.2.3.7 BILAN

Au fil des discussions détaillées précédentes, deux types d'erreurs bien distinctes apparaissent :

1. La mesure de pression peut être affectée de biais systématiques, inchangés tout au long de la mission Mars Express, ou du moins au cours d'une saison donnée.
2. D'une image OMEGA à l'autre et même au sein d'une même observation OMEGA, des erreurs relatives résultent de sources d'erreurs variables : bruit instrumental, spectre de surface, température atmosphérique, aérosols en suspension dans l'atmosphère.

En additionnant les incertitudes liées à la fonction de réponse instrumentale (position 1.2% et largeur 1%), aux paramètres de raies spectroscopiques (1%), et au rapport de mélange de CO<sub>2</sub> (0.5%), le biais systématique maximum total est évalué à 4% (soit environ 30 Pa pour une valeur mesurée de 800 Pa). Comme noté précédemment, et dans la mesure où nous avons grossièrement additionné les erreurs sans tenir compte d'éventuels effets compensatoires, le véritable biais systématique est probablement bien plus faible.

Contrairement aux biais systématiques, les biais relatifs ne peuvent être estimés grossièrement dans la mesure où le but final de la mesure est de générer des cartes de pression avec des variations spatiales supposées météorologiques (voir chapitre suivant). Une méthode répandue pour combiner les différentes erreurs relatives en une erreur relative totale est l'analyse de Monte-Carlo par exploration aléatoire de l'espace des paramètres [Press *et al.*, 1992]. Cette méthode est particulièrement indiquée dans notre cas, contrairement à une exploration plus systématique de l'espace des paramètres qui serait trop coûteuse en temps de calcul.

La méthode de Monte-Carlo se base comme auparavant sur le principe de mesurer la pression par minimisation de la fonction (V.13), en se donnant un spectre de référence  $\mathbf{y}$  calculé, avec le modèle de transfert radiatif complet, pour des variables d'état  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{d}$  bien définies. Cependant, contrairement à ce qui précède, toutes les composantes des vecteurs d'erreur relative  $\varepsilon_d$  et  $\varepsilon$  sont non nulles.

Nous calculons un échantillon de N pressions « mesurées » pour N combinaisons aléatoires différentes de ces erreurs (N = 10000 s'étant révélé un compromis correct entre loi des grands nombres et coût computationnel). Les erreurs sur les paramètres d'entrée du modèle inverse, tout comme le bruit instrumental, sont décrites par une loi normale dont la moyenne est la valeur du paramètre employé pour le calcul du spectre de référence, et l'écart-type l'incertitude sur le paramètre divisée par 3. Rappelons bien que le choix de la densité de probabilité gaussienne est naturel pour le cas du bruit de lecture, mais il ne l'est pas pour la température par exemple. Cependant, Montabone *et al.* [2006] ont montré que la dispersion des différences entre les résultats

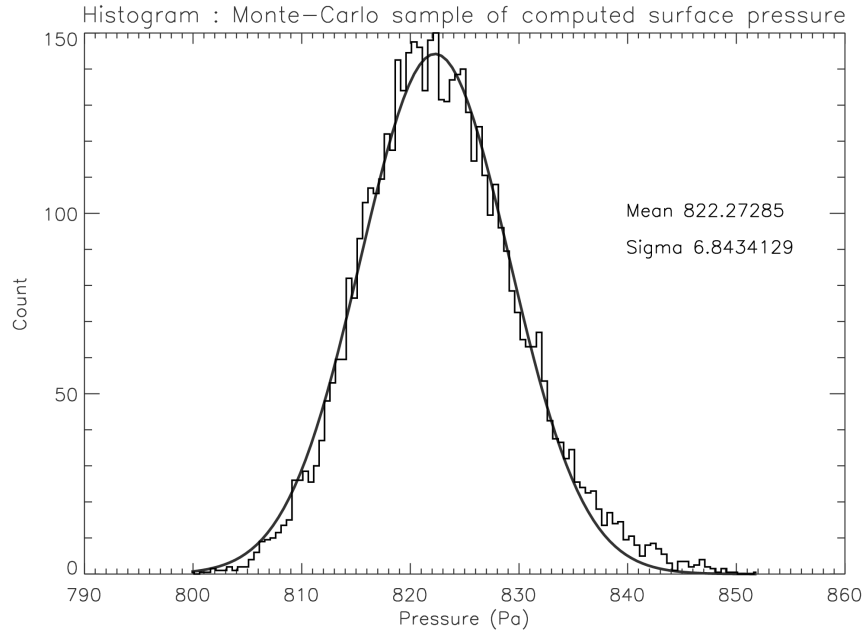


FIG. V.21 – Distribution des 10,000 inversions de pression de surface en situation d’incertitudes combinées aléatoires de température, de profondeur optique et de bruit instrumental (voir légende de la figure V.14, la pression de référence est  $P_s = 822.5$  Pa). La résolution de l’histogramme est 0.5 Pa. La meilleure courbe gaussienne approximant la distribution de l’histogramme est superposée et les paramètres  $(\mu, \sigma)$  sont indiqués.

du modèle (utilisés dans notre modèle d’inversion) et les observations par radio-occultation suivent une loi à peu près gaussienne.

Les incertitudes sur la température ( $\Delta T = 15$  K), la profondeur optique des poussières ( $\Delta \tau = 0.2$ ) ainsi que le bruit de lecture de l’instrument ( $\Delta DN = 5.55$  DN) ont été prises en compte. Il était difficile d’inclure les incertitudes sur le spectre de surface, dans la mesure où ce dernier est le résultat d’un calcul complexe sur un spectre plus large que la simple bande d’absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$ ; le travail conduit avec le modèle gaussien donne cependant une estimation très précise du spectre de surface, comme mentionné précédemment.

La distribution de pression de surface dérivée des  $N = 10000$  calculs par le modèle inverse est reportée en figure V.21. La distribution est de forme gaussienne avec une très bonne approximation, ce qui confirme la linéarité du modèle inverse (ou du moins, si ce n’est la linéarité parfaite, la faible contribution des effets non-linéaires). L’écart-type évalué à partir de la figure V.21 est  $\sigma \sim 7$  Pa, soit une incertitude totale ( $3\sigma$ ) de  $\pm 21$  Pa. Dans des conditions d’albédo plus faibles, nous avons vu que les erreurs dues aux incertitudes sur l’opacité des poussières augmentent. Pour un albédo de 0.2, l’analyse de Monte-Carlo donne un écart-type de 10 Pa, et ce dernier atteint 15 Pa pour un albédo de 0.15 (bien que de telles zones aient finalement été supprimées de l’analyse).

Même dans le cas d’une surface suffisamment brillante, la mesure de pression peut être surestimée jusque 35–40 Pa dans le cas où l’on combine une température atmosphérique fortement sous-estimée ( $-12$  K) avec une profondeur optique des poussières particulièrement surestimée ( $+0.15$ ). Néanmoins, les erreurs résultant des incertitudes sur les poussières dans l’atmosphère sont en général anti-corrélées avec les erreurs relatives aux incertitudes sur le profil de température. En effet, les mêmes observations TES, donc les mêmes conditions sur les poussières atmosphériques, servent à dériver la température et l’opacité des poussières utilisées en entrée du modèle direct.

Par conséquent, une valeur d'opacité des poussières surestimée correspond dans la plupart des cas à une valeur de température surestimée elle aussi. Les cas où les erreurs s'ajoutent devraient par conséquent rester marginaux et, dans le cas général, les erreurs auront plutôt tendance à se compenser, réduisant l'incertitude sur la mesure.

## V.2.4 UN PREMIER TYPE DE COMPARAISON : MESURES *in-situ*

Le paragraphe précédent montre que la mesure de pression par télédétection est un exercice difficile, à la limite de la détection, mais réalisable avec une bonne précision à condition de s'entourer de toutes les précautions possibles. Une fois la technique de mesure validée, il est souhaitable de pouvoir comparer les mesures de pression OMEGA à l'aide d'autres mesures, particulièrement des mesures *in-situ*. Malheureusement, ce type de vérification pendant la mission Mars Express n'est pas réalisable : aucun autre instrument de la mission n'est en mesure d'évaluer la pression de surface comme OMEGA, et les mesures *in-situ* sont inexistantes. À défaut de mieux, nous allons comparer cette mesure avec des acquisitions de pression faites à la surface de Mars dans le passé, et des diagnostics dérivés à la fois des observations et des modèles de circulation générale.

### V.2.4.1 MESURES VIKING ET PATHFINDER

En supposant que la masse de l'atmosphère n'a pas varié en 30 ans, les mesures de pression OMEGA peuvent être comparées aux mesures passées Viking Lander 1, 2 et Pathfinder. La très grande répétabilité du cycle de pression annuel identifiée par les missions Viking donne une certaine assise à cette comparaison sur Mars, alors qu'elle n'aurait pas grand sens dans le cas terrestre. Il faut cependant considérer ce test comme une simple vérification, et non une comparaison quantitative, qui indiquerait de façon rigoureuse l'incertitude sur notre mesure.

Lors de la conduite de l'étude, trois sessions OMEGA contenaient le site d'atterrissage Pathfinder (orbite 511, 2460 et 2493), malheureusement acquises à une saison différente des mesures *in-situ*. OMEGA a également observé Mars à l'endroit du site Viking Lander 2, mais lors de l'hiver nord (orbite 2374,  $L_s = 326^\circ$ ). L'insolation très faible (angle zénithal solaire  $> 60^\circ$ ) et la présence de nuages de la « capuche polaire » rendaient alors impossible la mesure de pression.

Seul le site Viking Lander 1 était vu sous de bonnes conditions d'illumination lors de la session d'observation 363.3 ( $L_s \sim 28.2^\circ$  et temps local  $\sim 10.7$  heures martiennes). L'atmosphère s'est révélée très claire lors de cette observation, même si de fines brumes de glace d'eau sont détectées sur une bonne partie de la zone d'acquisition OMEGA. L'effet de cette brume est une surestimation de la pression de surface, puisque la glace d'eau possède une bande d'absorption au voisinage de  $2 \mu\text{m}$ . Ce point ne remet cependant pas en cause la mesure, car la signature spectrale de la glace d'eau dans le cas de la session 363.3 n'est pas franche.

La pression mesurée par OMEGA au pixel VL1 est de 852 Pa, à comparer aux 831 Pa mesurés par le capteur de pression Viking (les éventuelles différences dues à la topographie sont marginales). Il faut noter à ce propos que les données Viking sont digitalisées avec un incrément de 9 Pa [Hess *et al.*, 1980] ; l'incertitude sur la mesure Viking est donc au mieux de  $\sim 5$  Pa. Cependant, la sonde Viking a enregistré au cours des trois années la même valeur de pression<sup>25</sup>, ce qui confirme qu'il est raisonnable, si ce n'est parfaitement rigoureux, de comparer les résultats de l'année OMEGA avec les résultats de l'année Viking trente ans auparavant. La conclusion est qu'en dépit de la présence possible d'une fine brume de glace d'eau, la mesure OMEGA s'accorde à 2.5% près à la mesure par Viking ; malgré cette légère surestimation, la comparaison est donc considérée comme favorable.

<sup>25</sup>La pression mesurée lors de la troisième année est entre 831 et 840 Pa.

## V.2.4.2 VARIATIONS SAISONNIÈRES

La comparaison avec les mesures Viking est un préliminaire intéressant mais très limité lorsqu'il s'agit de valider plus largement les mesures de pression OMEGA. Une vérification plus systématique passe par un outil tel que décrit précédemment, capable de prédire la pression de surface en tout point de la planète, à toute heure et tout moment de la journée.

Notamment, nous pouvons nous demander si les variations de pression saisonnières, provoquées par les condensations atmosphériques d'hiver et les sublimations de printemps, peuvent être observées par la méthode de mesure OMEGA. Dans la mesure où la mission Pathfinder a duré trop peu de temps pour suivre clairement une évolution saisonnière, ceci constituerait la première mesure de ce genre depuis 30 ans. Ce type de mesure n'est pas simple, de par la nature même des paramètres orbitaux de la sonde Mars Express, qui sont tels qu'une région donnée de Mars ne doit être observée qu'une ou deux fois dans l'année (exception faite des régions polaires) pour parvenir à une couverture globale<sup>26</sup>.

Nous avons cependant pu étendre le nombre de points disponibles en nous plaçant sur une zone longitudinale relativement large où le cycle de pression annuel varie peu, comme l'indique le prédicteur de pression (voir figure V.22). Les points pour lesquels la mesure de pression n'était pas entachée d'erreur (la moitié des points géographiquement valables a dû être éliminée en raison de conditions d'observation défavorables) sont représentés sur la figure V.22. Même si le nombre de points n'est pas exceptionnellement élevé, il permet de suivre à la fois la sublimation de la calotte saisonnière nord ( $L_s$  entre  $0^\circ$  et  $60^\circ$ ) et le début de la sublimation de la calotte saisonnière sud ( $L_s$  entre  $160^\circ$  et  $180^\circ$ ), avec un bon accord qualitatif et quantitatif.

Un tel résultat fonde un peu plus la confiance que l'on pouvait accorder aux mesures relatives autant qu'absolues de pression par l'instrument OMEGA, suite à l'étude d'incertitude de la section précédente. Il est à noter qu'un biais systématique éventuel va plutôt dans le sens d'une surestimation de la pression par rapport aux résultats du prédicteur de pression (que l'on considère comme un point de comparaison plus que comme une référence). Par ailleurs, le résultat de la figure V.22 est un cas intéressant de mesure indirecte : on « mesure » le retrait des calottes polaires saisonnières sans les observer directement, *via* le signal de pression.

---

<sup>26</sup>Obtenir des observations de la même région à des heures locales différentes n'est pas mission impossible [Capderou and Forget, 2004], ce n'était juste pas le but visé lors de la constitution de la mission.

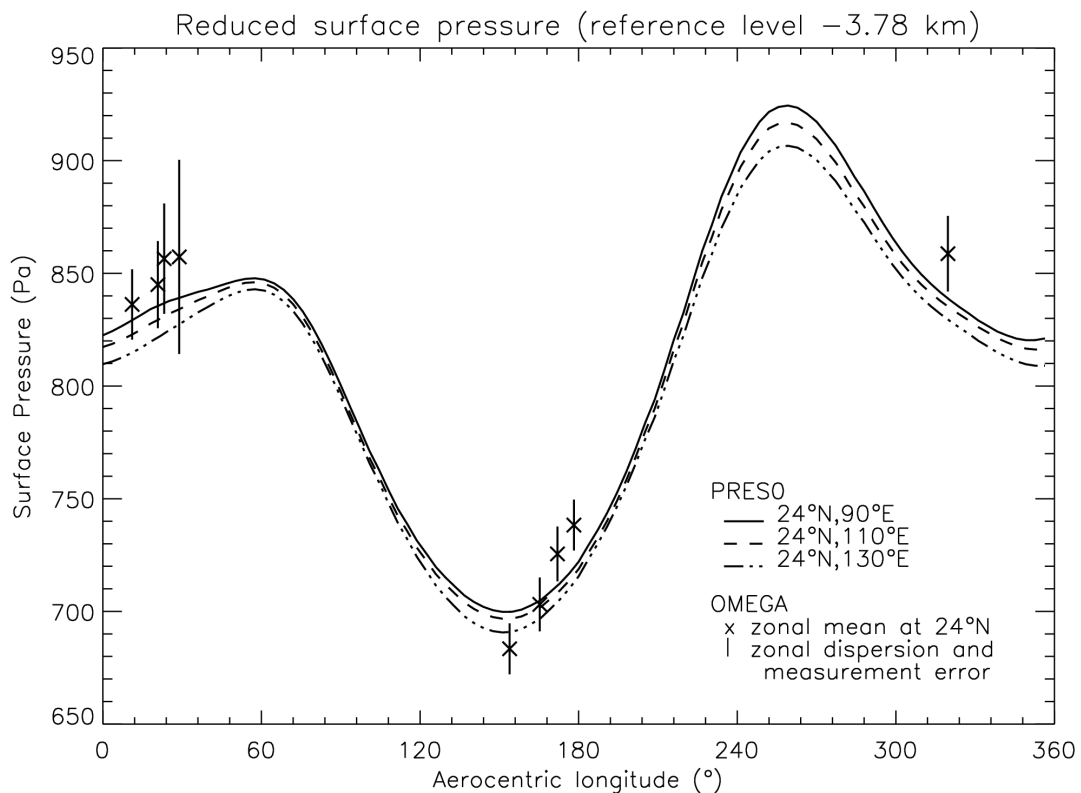


FIG. V.22 – Variations saisonnières de la pression de surface dans la région d'Isidis Planitia. La zone considérée est une bande de longitude (90°E-130°E) autour de la latitude 24°N. Les croix représentent la pression de surface mesurée par OMEGA, que l'on compare aux résultats du prédicteur de pression représentés par les lignes pleines et pointillées. Les barres d'erreur incluent à la fois la dispersion des valeurs de pression mesurées par OMEGA le long de la latitude 24°N, et l'écart type de 7 Pa déterminé par l'étude des incertitudes de la mesure. La pression est ramenée au niveau de référence  $-3.78$  km en utilisant l'équation barométrique (voir chapitre suivant).

# CHAPITRE VI

## CARTES DE PRESSION DE SURFACE OBTENUES AVEC MARS EXPRESS/OMEGA

Nous avons montré au chapitre précédent que les observations OMEGA dans la bande d'absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  peuvent être utilisées pour inverser la pression de surface par télédétection. Notre modèle inverse tend à un certain réalisme dans la représentation des conditions atmosphériques et de la minéralogie de surface, ce qui permet de limiter les biais relatifs de la mesure. L'usage de différentes approximations autorise une très bonne rapidité d'exécution et n'introduit que des erreurs très faibles. L'examen des caractéristiques techniques d'OMEGA montre de plus des phénomènes de bruit limités et une excellente calibration spectrale de l'instrument, ce qui conduit à des biais systématiques de mesure modérés. Les possibilités de cartographie qu'offre l'instrument peuvent donc être pleinement exploitées, ce que nous proposons de montrer dans ce chapitre. Nous entamons une réflexion sur l'interprétation des structures identifiées sur les cartes de pression, basée sur les diagnostics des modèles méso-échelle et des modèles de circulation générale. L'analyse est cependant reprise dans le chapitre suivant avec notre nouveau modèle méso-échelle, dont le développement fut postérieur à nos travaux sur les mesures de pression.

### Sommaire

---

<b>VI.1 Remarques préliminaires</b> . . . . .	<b>195</b>
<b>VI.2 Introduction</b> . . . . .	<b>199</b>
<b>VI.3 Data processing</b> . . . . .	<b>200</b>
<b>VI.4 Extraction of the meteorological signal</b> . . . . .	<b>203</b>
<b>VI.5 Case studies</b> . . . . .	<b>206</b>
<b>VI.6 Conclusion</b> . . . . .	<b>217</b>

---

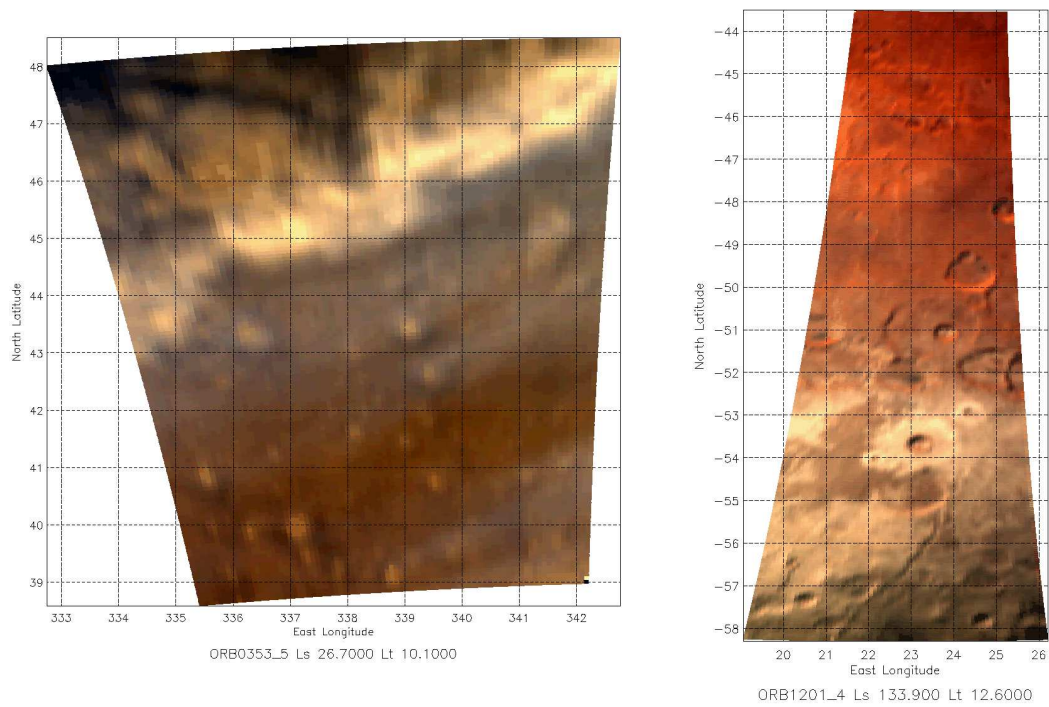


FIG. VI.1 – Deux images construites à partir des données dans le canal visible d'OMEGA. La saison et l'heure locale sont indiquées sur chacune des courbes. Les deux figures montrent des observations OMEGA qui ne sont pas favorables à une mesure de pression. [GAUCHE] Un front de soulèvement de poussières se forme sur Arcadia Planitia au printemps Nord, et s'accompagne de nuages de glaces d'eau qui apparaissent en une légère teinte bleutée sur la figure. [DROITE] Les terrains anciens cratérisés de Noachis Terra sont recouverts dans les hautes latitudes d'un givre saisonnier d'eau et de  $\text{CO}_2$  au cours de l'hiver Nord.

## VI.1 REMARQUES PRÉLIMINAIRES

### VI.1.1 SÉLECTION DES OBSERVATIONS OMEGA

Comme le montre le chapitre précédent, toute mesure de pression doit s'entourer d'un certain nombre de précautions, ce qui rend la mesure particulièrement non-systématique.

Premièrement, rappelons que seuls les pixels d'une observation OMEGA donnée vérifiant les conditions suivantes

- contribution topographique  $> 150$  Pa,
- cosinus de l'angle zénithal solaire  $> 0.6$ ,
- opacité des poussières visible supposée dans le modèle direct  $< 0.4$ ,

peuvent être traités par notre modèle inverse. Il est de plus nécessaire de choisir les pixels pour lesquels la mesure brute OMEGA est inférieure à 1200 DN (pour éviter le bruit instrumental non linéaire) et l'albédo moyen des sols dans l'infra-rouge supérieur à 0.15 (à cause de la sensibilité à l'erreur sur la poussière). Les pixels ne respectant pas cette liste de critères sont donc éliminés des cartes de pression.

Deuxièmement, l'environnement d'une observation donnée doit être examiné pour éventuellement éliminer les situations défavorables suivantes, pouvant affecter une grande partie des pixels :

- soulèvement de poussières régional,
- présence de givre de surface ( $\text{CO}_2$  ou  $\text{H}_2\text{O}$ ),
- nuages de glace d'eau dans l'atmosphère.

Les quelques essais de mesure de la pression dans ces conditions montrent que la mesure est entâchée d'une erreur très significative – la minimisation peut d'ailleurs ne pas converger dans certains cas en raison de la déformation de la fonction coût (voir chapitre précédent). L'examen de l'environnement général d'une observation donnée peut cependant être réalisée à l'aide du canal visible OMEGA<sup>1</sup>, en confectionnant des images visible « vraies couleurs ». La méthode que nous avons adoptée pour construire ces images visible est décrite en annexe.

Certaines images visible, sur lesquelles les situations défavorables mentionnées précédemment sont clairement identifiables, permettent d'exclure immédiatement la mesure par OMEGA de la pression de surface pour la session considérée. Deux exemples de ces situations sont données en figure VI.1. Notons que la présence de nuages d'eau a pu être vérifiée sur la base de critères plus discriminants que la simple inspection visuelle, comme il est décrit dans l'article qui suit cet avant-propos<sup>2</sup>. Par ailleurs, une région apparaissant comme très brillante n'est pas nécessairement le siège d'un soulèvement de poussières, mais il est aisé en convoquant d'autres jeux de données (HRSC notamment) de vérifier si la structure très brillante observée n'est pas permanente (champ de dunes par exemple). La diffusion multiple des poussières en suspension dans l'atmosphère donne par exemple lieu à une augmentation de la pente du spectre en réflectance dans la voie C de l'instrument, une signature qu'il est aisé de détecter. De plus, le signal de rétrodiffusion des aérosols atmosphériques apparaît clairement dans la bande d'absorption du  $\text{CO}_2$  à  $2.7 \mu\text{m}$  saturée à la résolution OMEGA. Nous avons ainsi pu vérifier que l'exemple montré en figure VI.1 comporte bien un front localisé de soulèvement de poussières.

Après élimination des observations pour lesquelles la mesure de la pression est contre-indiquée, restent néanmoins de nombreux cas favorables à la mesure. La figure VI.2 montre un exemple de mesure de pression, dans le cas d'un ciel clair mis en évidence par l'imagerie visible. La contribution au premier ordre de la topographie est évidente. Cette mesure est comparée au résultat du

<sup>1</sup>Lorsque nous nous interrogeons sur les facteurs pouvant biaiser la mesure, il nous a été suggéré d'utiliser les images visible de la caméra HRSC embarquée également sur Mars Express. HRSC n'observant pas toujours en même temps qu'OMEGA, et les zones observées ne se recoupant pas parfaitement, nous avons abandonné cette idée au profit de l'exploitation du canal visible OMEGA.

<sup>2</sup>Récemment, nous avons également vérifié les diagnostics par inspection visuelle de présence/absence de nuages de glace d'eau au moyen de la méthode du rapport des radiances OMEGA à  $3.4 \mu\text{m}$  et  $3.5 \mu\text{m}$ , développée par Jean-Baptiste Madeleine pendant son stage de master à l'IAS, un travail désormais poursuivi pendant sa thèse au LMD.



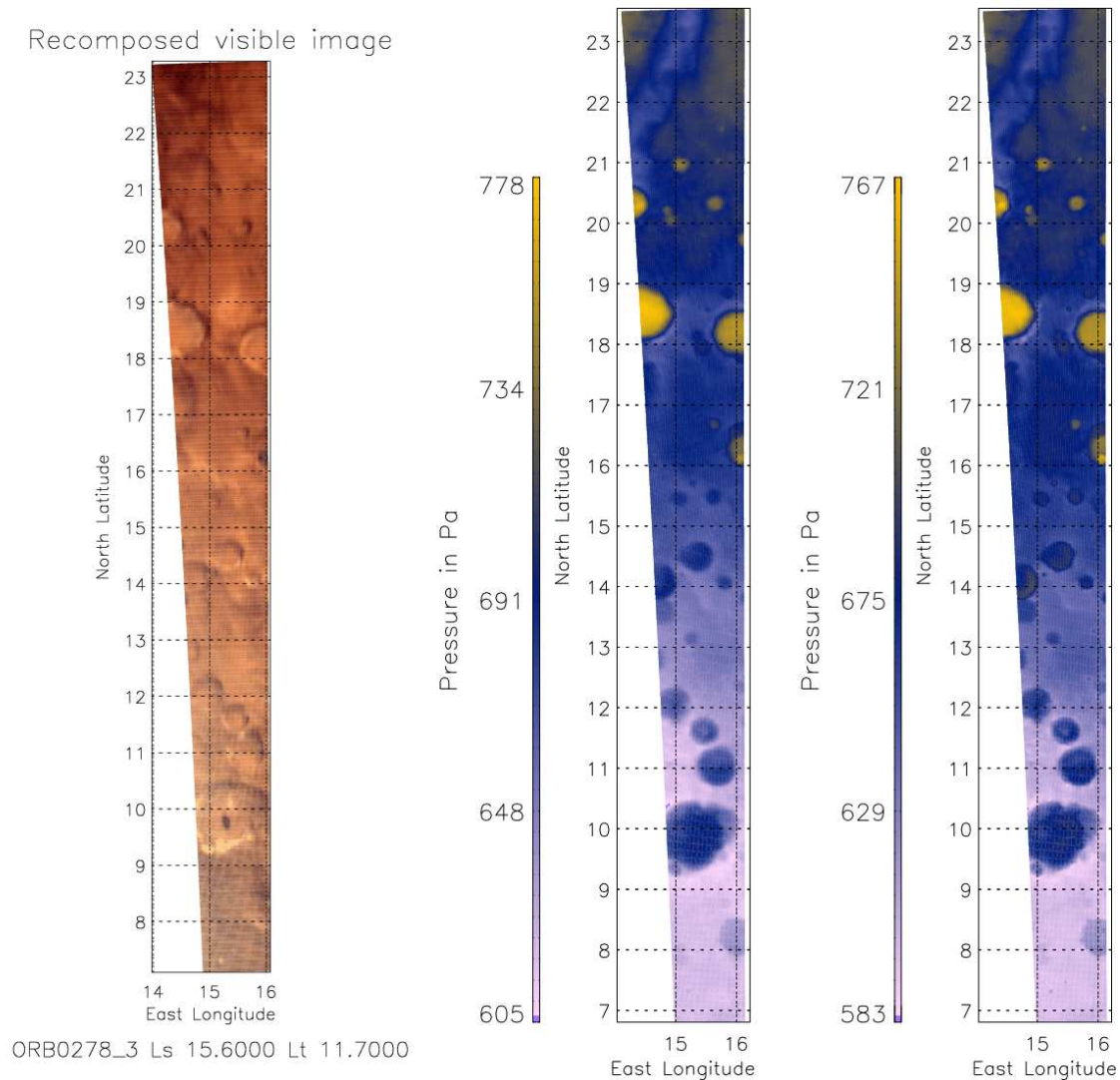


FIG. VI.2 – [GAUCHE] L'atmosphère est très claire au cours d'une observation OMEGA dans la région d'Arabia Terra au printemps Nord; la fine teinte bleutée au sud de la zone ne correspond pas à une brume de glace d'eau détectable par OMEGA. [CENTRE] Carte de pression de surface mesurée par OMEGA. [DROITE] Carte de pression de surface prédite par le modèle de circulation générale, corrigée de la topographie MOLA et des mesures *in-situ* Viking. Noter le très bon accord entre pression mesurée par OMEGA et pression prédite.

prédicteur de pression décrit au chapitre précédent. Le champ prédit et le champ observé s'accordent quantitativement très bien, bien qu'il conviennet de remarquer une légère surestimation sur la carte OMEGA (en faisant l'hypothèse que la pression calculée par le prédicteur de pression est la « référence »). Sur une grande majorité des mesures OMEGA réalisées dans de bonnes conditions d'observation, nous avons pu constater une surestimation de la pression (variable selon l'orbite OMEGA sélectionnée) pouvant se situer entre 10 et 30 Pa. L'étude d'incertitude détaillée du chapitre précédent n'explique pas cette surestimation systématique d'amplitude variable selon les sessions OMEGA et ne semble pas montrer de tendance vers un biais systématiquement positif.

### VI.1.2 VÉRIFICATION DES MESURES SUR DEUX ORBITES SUCCESSIVES

A certaines saisons, une même région de Mars peut être parfois observée par OMEGA à trois sols d'intervalle. Nous donnons en figure VI.3 un exemple de deux mesures de pression successives par OMEGA, dans un cas où toutes les conditions d'observation favorables sont réunies. Les cartes reproduites en VI.3 montrent que les deux mesures sont quantitativement très proches, ce qui confirme la confiance que l'on pouvait accorder à la mesure à l'issue du précédent chapitre. La carte des différences VI.4 conduit au même diagnostic. Il est difficile d'interpréter physiquement les variations locales de pression révélées par la figure VI.4, observées à trois jours d'intervalle. L'étude de l'amplitude de ces variations montre d'ailleurs bien qu'il est impossible de les imputer objectivement à des variations locales réelles de pression plus qu'à des fluctuations de température ou de quantité de poussières dans l'atmosphère. Cependant, si nous traçons ces différences sur un histogramme, nous voyons qu'elles suivent avec une très bonne approximation une distribution gaussienne, de moyenne 0.78 Pa et d'écart-type 2.3 Pa. La moyenne des différences est suffisamment basse pour que les deux mesures puissent être déclarées en bonne cohérence l'une avec l'autre. Le fait que la distribution des différences suive une loi normale suggère que les fluctuations de pression vues sur la carte portent peu d'information physique. La valeur de l'écart-type est alors à comparer à la contribution du bruit instrumental d'un sigma de 1.3 Pa trouvée dans la section précédente. Si l'on ajoute l'effet probable, mais limité, des fluctuations de température et de quantité d'aérosols dans l'atmosphère entre les deux observations, la valeur de 2.3 Pa paraît tout à fait conforme à l'étude d'erreur menée au chapitre antérieur, que nous vérifions ainsi à l'épreuve des faits.

### VI.1.3 RÉSUMÉ DE L'ARTICLE : REMOTE SENSING OF SURFACE PRESSURE ON MARS WITH THE MARS EXPRESS/OMEGA SPECTROMETER : 2. METEOROLOGICAL MAPS

Les mesures de pression de surface permettent une meilleure compréhension des principaux phénomènes dynamiques de l'atmosphère martienne. Une nouvelle méthode de mesure de pression de surface par télédétection est possible à l'aide des données du spectromètre visible et proche infra-rouge Mars Express OMEGA. Les réflectances OMEGA dans la bande d'absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$  sont utilisées pour estimer la composante hydrostatique de la pression de surface avec une précision suffisante pour réaliser une cartographie de ce champ et analyser les événements météorologiques de l'atmosphère martienne. Les observations OMEGA pouvant servir à une analyse météorologique sont sélectionnées selon un certain nombre de critères portant sur les conditions d'insolation et d'albedo, d'opacité des poussières, et de présence de glace d'eau au sol ou dans l'atmosphère. Après cette sélection, d'éventuelles erreurs de registration avec la référence MOLA sont corrigées. Une réduction du champ de pression de surface à un niveau d'altitude de référence est ensuite effectuée pour s'affranchir de la composante topographique de premier ordre de la pression de surface. Trois phénomènes majeurs sont alors identifiés sur les cartes obtenues : gradients horizontaux de pression, oscillations de pression, et perturbations de pression au voisinage des structures de relief. Les oscillations de pression pourraient être reliées à de possibles signatures d'ondes d'inertie-gravité; une interprétation en terme de structures de rouleaux convectifs n'est cependant pas exclue. Les perturbations de pression autour des reliefs peuvent être quant à elles les signes d'interactions complexes entre l'écoulement atmosphérique incident et les obstacles topographiques. Nous avons conduit des études préliminaires de ces interactions à l'aide d'un modèle

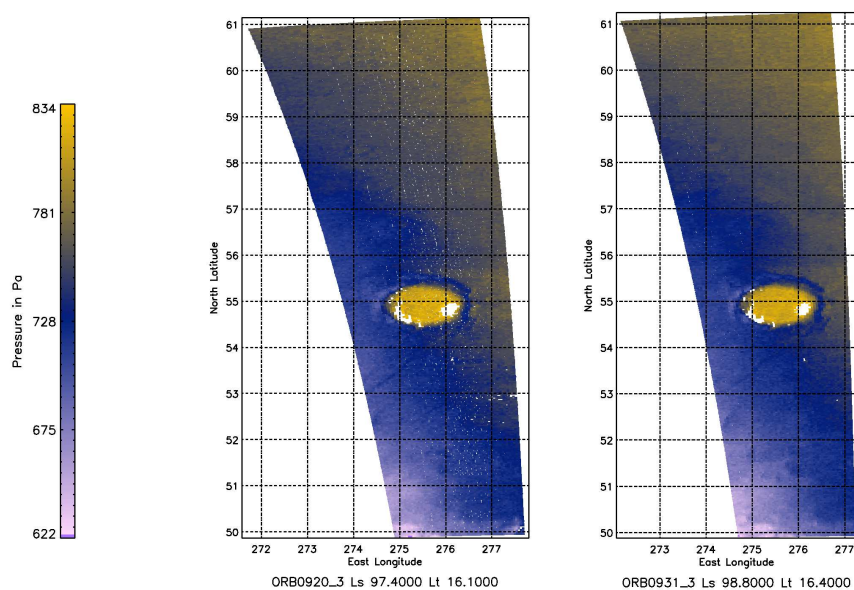


FIG. VI.3 – Comparaison de deux cartes de pression mesurées dans la même région à trois jours d'intervalle. Le code couleur est le même sur les deux cartes. Les pixels non favorables à la mesure apparaissent en blanc. La carte de gauche (orbite 920) a été acquise à la date  $L_s = 97.4^\circ$  et à l'heure locale  $\sim 16.1$  heures martiennes. La carte de droite (orbite 931) a été acquise à la date  $L_s = 98.8^\circ$  et à l'heure locale  $\sim 16.4$  heures martiennes.

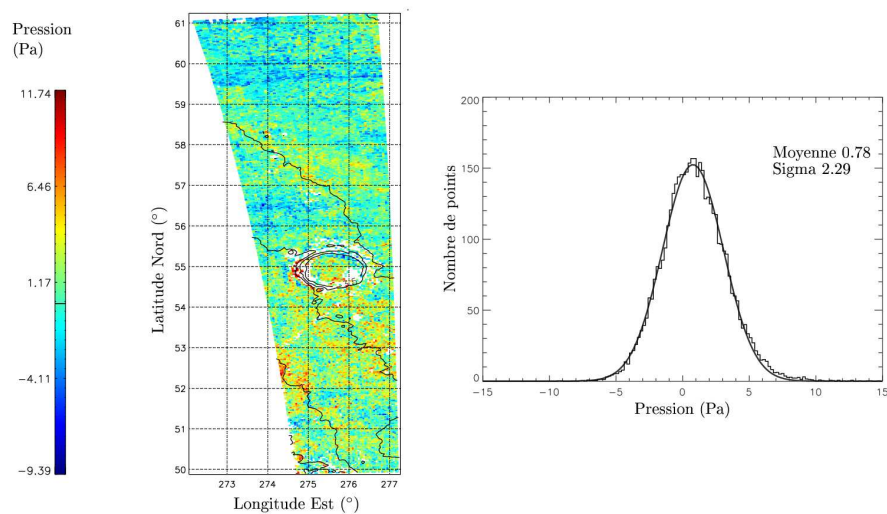


FIG. VI.4 – Carte des différences entre les deux champs de pression acquis à quelques jours d'intervalle (voir figure VI.3), avec la topographie superposée. Noter que les pixels correspondant à des écarts topographiques trop importants entre les deux observations ne sont pas montrés ; ils sont typiquement concentrés sur les flancs du cratère. À droite, les différences en chacun des pixels de la carte sont représentées sous la forme d'un histogramme, qui illustre la répartition normale de ces valeurs. Les paramètres de la meilleure courbe gaussienne approchant les valeurs de l'histogramme sont notés dans le cadre de la figure. Les quelques pixels manquants correspondent à des zones où l'albédo était trop faible pour que la mesure de pression puisse se faire dans de bonnes conditions.

méso-échelle très idéalisé. Les cartes de pression de surface obtenues par cette méthode offrent des indices intéressants pour conduire une modélisation plus poussée des processus synoptiques et méso-échelle sur l’atmosphère martienne, qui permettra alors une analyse plus définitive desdites cartes.

L’article qui suit, écrit à la fin de l’automne 2006, a été publié en Août 2007 dans le Journal of Geophysical Research (Planets) et a fait partie de l’édition spéciale du journal consacrée aux résultats de l’instrument OMEGA. La référence complète est : Spiga, A., F. Forget, B. Dolla, S. Vinatier, R. Melchiorri, P. Drossart, A. Gendrin, J. Bibring, Y. Langevin, and B. Gondet, **Remote sensing of surface pressure on Mars with the Mars Express/OMEGA spectrometer : 2. Meteorological maps**, J. Geophys. Res., 112, 2007.

## VI.2 INTRODUCTION

Observing and analyzing the variations of atmospheric pressure on the surface of a planet is essential to understand the dynamics of its atmosphere. The first *in situ* ground pressure measurement on Mars, performed by the Viking Landers thirty years ago, revealed key Martian meteorological features [Hess *et al.*, 1980]. Later, the Pathfinder pressure sensor measurements yielded more insights on large-scale and regional meteorological phenomena [Schofield *et al.*, 1997].

Mesoscale modeling studies, conducted to select appropriate landing sites for the Mars Exploration Rovers [Rafkin and Michaels, 2003; Toigo and Richardson, 2003], however pointed out the scarce spatial and temporal coverage of the actual *in situ* meteorological measurements. This is especially true in the case of the surface pressure. Ideally, an alternative solution would be the remote measurement of surface pressure from orbit, as is done for temperature or water vapor [Smith, 2006].

Surface pressure can be retrieved from the atmospheric IR spectra, using the linear correlation between the surface pressure and the CO<sub>2</sub> absorption band at 2  $\mu\text{m}$  [Gray, 1966]. The feasibility of remote sensing measurements of surface pressure on Mars was examined in Rosenqvist [1991] and Bibring *et al.* [1991], and carried out with the spectral data from the imaging spectrometer ISM on the Phobos-2 mission. In a companion paper, Forget *et al.* [2007b] describe a new and efficient remote sensing method to retrieve the surface pressure on Mars using the Mars Express/OMEGA visible and near-IR mapping spectrometer dataset [Bibring *et al.*, 2004b]. The surface pressure values retrieved from the OMEGA 2  $\mu\text{m}$  band spectra are known with a relative 1- $\sigma$  relative error around 7 Pa in bright regions and about 10 Pa in darker regions. The absolute accuracy of the pressure measurements (*i.e.* the systematic uncertainty on a whole given OMEGA session) is below 4%.

The present paper is focused on the surface pressure maps obtained from these OMEGA observations and their use for a dynamical analysis of the Martian lower atmosphere. Using the ISM datasets, Gendrin *et al.* [2003] were able to produce maps with a resolution of  $\sim 25$  km per pixel and identify pressure variations above Martian volcanoes and lee vortices. The present work can be considered as the continuation of the Gendrin *et al.* article, with a much better spectral and spatial resolution.

“Surface pressure” for Mars should be precisely defined. CO<sub>2</sub> remote sensing retrievals are only atmospheric column mass estimations, *i.e.* hydrostatic surface pressure  $\pi_s$  measurements. These pressure measurements cannot be rigorously compared to ground-based barometer measurements, which feature the additional contribution from the atmospheric vertical motions. Following Janjic *et al.* [2001], and using the Laprise generalized vertical coordinates  $\sigma'$  [Laprise, 1992], the barometric non-hydrostatic surface pressure  $p_s$  can be expressed as:

$$\frac{p_s}{\pi_s} = 1 + \int_0^1 \varepsilon \, d\sigma' \quad (\text{VI.1})$$

where  $\pi_s$  is the hydrostatic surface pressure (atmospheric mass) and  $\varepsilon$  is the ratio  $\frac{1}{g} \frac{dw}{dt}$  at each layer  $\sigma'$  which is non negligible when non-hydrostatic vertical motions become significant ( $g$  is the gravity acceleration and  $w$  the vertical wind component). Given the OMEGA horizontal resolution reaching the kilometer scale, we have to keep in mind the possibility that the hydrostatic pressure  $\pi_s$  measured by the instrument differs from the pressure  $p_s$  measured by a barometer at the surface of Mars, due to the non-hydrostatic vertical motions in the atmosphere.

Beyond their interest for Mars atmosphere dynamics, the OMEGA surface pressure maps could provide relevant information for atmospheric science in general. Indeed, remote sensing surface pressure mapping seems far more difficult to achieve on Earth [Mitchell and O'Brien, 1987] than on Mars, and the main efforts on the remote CO<sub>2</sub> column measurements are more useful for quantifying carbon sources and sinks [Buchwitz et al., 2006; Bösch et al., 2006] and monitoring clouds [Dubuisson et al., 2001; Fournier et al., 2006] than extracting the pressure signal.

The present work will also help to constrain Martian meteorological models with a better accuracy. General circulation models may benefit from inputs and diagnostics derived from the maps. Mesoscale models also need additional inputs, should they be qualitative signatures of the key mesoscale events on the surface pressure field (the equivalent of the dust cloud signature in the Rafkin et al. [2002] study) or quantitative estimates of surface pressure variations (the equivalent of the Pathfinder meteorological data used in Tyler et al. [2002]).

Section 2 summarizes the background information on which the data processing used to obtain the surface pressure maps is based. Section 3 deals with the extraction of the meteorological signal from these surface pressure maps. Section 4 describes several examples of meteorological maps, and for each event, one or two plausible interpretations of the observed features are proposed.

## VI.3 DATA PROCESSING

### VI.3.1 A FIRST SELECTION OF THE OMEGA OBSERVATIONS

The Mars Express/OMEGA visible and near-IR mapping spectrometer characteristics and the pressure measurement method are detailed in the companion paper by Forget et al. The OMEGA dataset is extensive with nearly 4,000 nadir observations after more than one Martian year of acquisition phase. In general, there are distinct OMEGA “observations” (or “sessions” or “cubes”) for the same Mars Express orbit [Langevin, 2005], as the scan length is modified depending on the spacecraft altitude (16, 32, 64, or 128 pixels). The horizontal resolution of the spectral images thus ranges from 5 km (scan length of 128 pixels) to  $\sim 400$  m (scan length of 16 pixels, when surface was observed near-periapsis).

Every OMEGA observation is potentially interesting and may be used for surface pressure retrieval. The following observation conditions are however problematic: very dark surfaces (for which Lambertian albedo  $A_L < 0.1$ ); high solar zenith angle (i.e. insufficiently insolated regions with  $\cos(i) < 0.6$ ); high reflectance values (saturation effects if  $DN > 1200$ ); and high topography areas ( $P_s < 150$  Pa).

### VI.3.2 WATER ICE BIASES

The presence of water ice (IR absorber) in the atmosphere (clouds) or on the ground (frost) can distort the 2 micron CO<sub>2</sub> absorption band [Gondet et al., 2006] and thus falsify the pressure retrieval. This is one of the reasons why the pressure retrieval is often meaningless in the polar regions. Fortunately, the wide OMEGA spectral coverage features the main water ice absorption bands, and allows the detection of ice in the atmosphere or on the ground [Langevin et al., 2005; Gondet et al., 2006]. In this paper, any pixel suspected to be contaminated by ice was rejected.

A first check is done in the visible channel by taking advantage of the higher water ice cloud reflectivity in the blue compared to in the red. The method is similar to the one developed by Wang and Ingersoll [2002], and  $\frac{blue}{blue+red}$  ratio maps are computed (figure VI.5 left). This preliminary

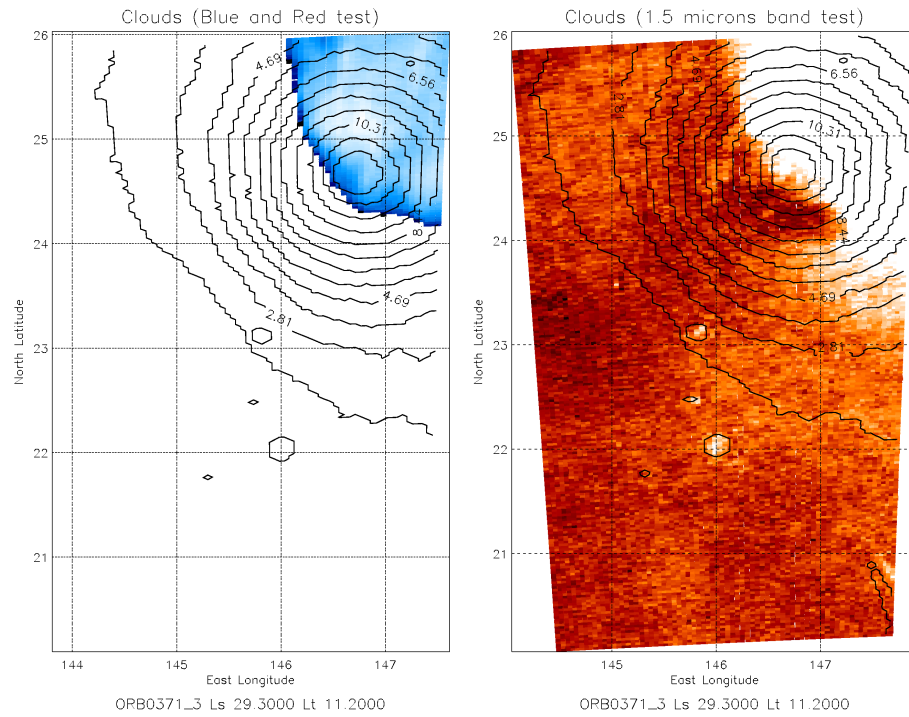


Figure VI.5: OMEGA Water ice diagnostic in the Elyseum Mons region, at the beginning of spring, towards the end of the morning. Contours stand for the topography. [LEFT] Visible test: blue reflectivity ratio with (blue + red) reflectivity. Clouds are found in the blue zones of the map. Blank pixels mean no water ice clouds are found. [RIGHT] 1.5  $\mu\text{m}$  band test: water ice absorption band ratio with the continuum. Clouds or frosts are found in the white zones of the map. Red and dark pixels mean no water ice clouds or frosts.

check is completed by a diagnostic of the  $\text{H}_2\text{O}$  absorption band at 1.5  $\mu\text{m}$ . Band depth maps are built as shown on figure VI.5 (right panel). In this example, water ice clouds are detected in the Elyseum Mons region.

The presence of hydrated minerals may also affect the surface pressure measurement, due to the 1.91-1.93 micron signature. The locations where hydrated minerals are detected by OMEGA [Bibring *et al.*, 2005: see figure 3] are thus avoided in this paper.

### VI.3.3 INFLUENCE OF ATMOSPHERIC PARAMETERS

Once the above-mentioned limitations are taken into account, the surface pressure retrieval algorithm can be applied to the selected OMEGA sessions. As was shown in the companion paper, the two main biases come from the uncertainties in the atmospheric parameters prescribed in the retrieval process, namely temperature profiles and dust opacity. These parameters are known from spatial and temporal interpolations of the Mars Climate Database (MCD) v4.1 large-scale fields [Forget *et al.*, 2006b] derived from General Circulation Model (GCM) simulations. These are clearly irrelevant in the case of a peculiar mesoscale atmospheric event in the region, an unresolved local thermal contrast, or an unexpected local dust loading.

## VI.3.3.1 DUST OPACITY

In our inversion algorithm, the error induced by dust becomes significant for optical depth larger than 0.4. The TES dust column climatology retrieved in 2000–2001 enables a first raw selection of the OMEGA observations. In addition, the presence of atmospheric dust is checked qualitatively (figure VI.6) with true-color images built with the OMEGA visible channel [Bellucci *et al.*, 2006]. Dust plumes can be identified in such visible maps, and the corresponding OMEGA session is then eliminated if the regions of predominant dust loading are too extensive.

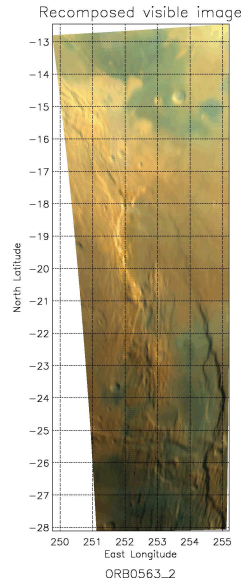


Figure VI.6: OMEGA Recomposed true-color visible images of the Martian surface: case of a very clear atmosphere east of Solis Planum and west of Daedelia Planum.

## VI.3.3.2 TEMPERATURE

In regions where topographical contrasts are dramatic, the spatial variability of afternoon temperatures may be particularly large [Rafkin *et al.*, 2001]. Atmospheric temperature discrepancies with the large-scale estimates are difficult to assess, however the surface temperature field can be derived from the thermal part of the OMEGA spectra [Jougllet *et al.*, 2007]. Although on Mars the surface temperature is rather decorrelated from the atmospheric temperature, except in the lowest levels of the atmosphere, a comparison of the OMEGA surface temperature and the MCD estimates is useful to determine the unresolved radiative forcings. For example, insolation effects on the topographical slopes might lead to significant surface temperature excursions [Rafkin *et al.*, 2002; Michaels *et al.*, 2006]. On the insolated slopes, the temperature values from large-scale estimates are underestimated, which leads the retrieval algorithm to overestimate the measured pressure values, and the situation is reversed on shadowed slopes. In the present paper, the OMEGA sessions chosen in cratered terrains feature these surface temperature excursions, but differences are below  $\sim 10$  K. The maximum limit for pressure bias is thus  $\sim 10$  Pa, according to the sensitivity study done in the companion paper. In most observations, especially in flat areas, the OMEGA surface temperature measurements and the GCM surface temperature predictions are very close, resulting in much lower biases in the surface pressure measurement.



## VI.4 EXTRACTION OF THE METEOROLOGICAL SIGNAL

### VI.4.1 TOPOGRAPHICAL INFLUENCE ON THE SURFACE PRESSURE FIELD

Because hydrostatic surface pressure is a measurement of the quantity of gas in the atmospheric column above a given location, the field reaches its highest values in the depths of craters, and its lowest values at the summits of mountains. To first order, surface pressure maps are thus “images” of the planet’s topography. This main influence is easily identified on the OMEGA  $2\ \mu\text{m}$  spectra, as shown in *Melchiorri et al.* [2006] and in the companion paper by *Forget et al.* [2007]. We give here an additional example in the southern hemisphere, in the Hellas basin. At the end of the southern hemisphere summer, the OMEGA instrument passed over a small crater feature at 48S,61E at the beginning of the afternoon. The dust storm activity during that year was moderate and the atmosphere not too loaded with dust. The OMEGA surface pressure measurement is given in figure VI.7 (right panel). In comparison, figure VI.7 (left panel) shows the surface pressure prediction (described in the companion paper and called in what follows  $P_{ref}$ ) based on the reference MOLA 128 pixel per degree altimetry [*Smith et al.*, 2001].

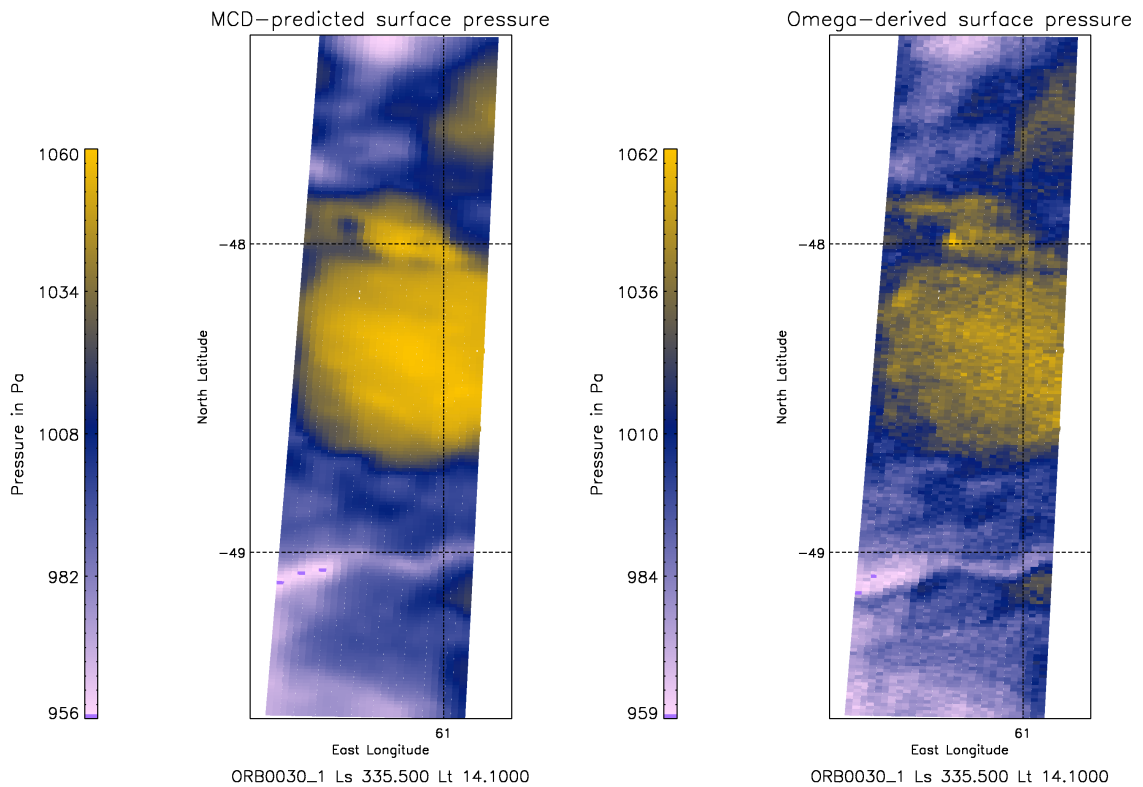


Figure VI.7: Surface pressure maps in the Hellas region. [LEFT] Prediction based on the MOLA topography (see the “Part I” article for details). [RIGHT] OMEGA remote sensing measurement. The residual noise on the pressure field is due to the degraded signal-to-noise ratio, as it is expected to occur on the low-albedo terrains of Hellas.



### VI.4.2 TOPOGRAPHY REMOVAL

In the present paper, the main objective is to analyze the meteorological signal in the OMEGA surface pressure maps. Therefore, the first-order topographical contribution must be removed prior to any further analysis. A removal based on the transient properties of the main meteorological features (compared to the permanent surface pressure topographical contribution) is not possible here given the OMEGA spatial and temporal coverage. Another possibility, inspired from terrestrial meteorology, is “sea-level” pressure maps, which feature the meteorological depressions, anticyclones, ridges, troughs, and flat-flow areas. The sea-level reduction  $P_{lev}(x, y)$  of the 2D surface pressure field  $P(x, y)$  is achieved by hydrostatic reduction of all the pressure values, using the altimetric inputs  $z(x, y)$  from a Digital Terrain Model,

$$P_{lev}(x, y) = P(x, y) e^{-\int_{z(x,y)}^{z_{ref}} \frac{g dz'}{RT(x,y,z')}} \quad (\text{VI.1})$$

where  $z_{ref}$  is the altitude of reference that replace “sea-level” on Mars, and  $R$  is the gas constant.

Equation (VI.1) requires a precise knowledge of the temperature profiles  $T$ . On Earth, the isothermal approximation is usually applied, which ensures in most cases a satisfying correction. On Mars, the choice of the right profile is not that straightforward. If we take an atmosphere lying above a surface with mountains and valleys, the objective is to define the right temperatures to use in equation VI.1 so that only pressure variations resulting from dynamical processes appear in the interpolated pressure fields. In particular, the leveled surface pressure field of a quiescent atmosphere should be constant.

Similarly, we consider a theoretical slope on Mars on which no external dynamical process is acting. We assume a complete knowledge of the atmospheric thermal structure. The pressure at the top of the slope is reduced with equation VI.1 to the altitude at the bottom of the slope, by an integration between the two levels. The result should be equal to the pressure at the bottom of the slope. The integration in equation VI.1 can however take several paths: directly from top to bottom using the near surface air temperature; or, using a longer path, up, through the free atmosphere above the boundary layer, and then down. On Mars, in the afternoon, these two paths will yield very different results for the pressure at the bottom of the slope, because the near-surface atmosphere is much warmer than the free atmosphere. Near the surface, the daytime heating by the ground necessarily induces buoyant forces that create upslope winds which violate the hydrostatic approximation. Thus, the temperature of the isothermal approximation must be chosen high enough to be above the slope wind layer, but low enough to keep the above-mentioned “up” and “down” integration equivalent.

On this basis, simulations using the LMD General Circulation Model fields were performed. It was found that by taking the air temperature at  $\simeq 1$  km above the surface, one could obtain maps of surface pressure interpolated to the zero datum free of topographical artefacts. In these maps, tidal and baroclinic waves are clearly identified, and their amplitudes are consistent with more traditional diagnostics.

Providing this isothermal approximation  $T(x, y, z) = T(x, y, 1 \text{ km})$ , the barometric equation eventually reduces to the Laplace formula, where  $H(x, y) = \frac{RT}{g}$  is the atmospheric scale height,

$$P_{lev}(x, y) = e^{-\frac{z_{ref} - z(x,y)}{H(x,y)}} P(x, y). \quad (\text{VI.2})$$

This formula is applied to each pixel  $(x, y)$  of the surface pressure field  $P(x, y)$  retrieved for a given OMEGA session. Values of  $z$  are taken from the MOLA altimetry, and the value of  $z_{ref}$  is set to the mean altitude of the region under consideration. In the present paper, the amplitude of the topography on which we apply our correction is usually less than a few hundred meters, and reaches a maximum of 1919 m for the map displayed in figure VI.14. Assuming e.g. a 20 K overestimation of the scale height temperature, the error on the reduced pressure will be a moderate overestimation of about 2 and 7 Pa for a correction of 500 and 2000 m respectively.

### VI.4.3 REGISTRATION SHIFT CORRECTION

A first attempt to use the hydrostatic reduction formula on an OMEGA surface pressure map will suffer problems because the registration of the OMEGA data in the MOLA coordinate system is imperfect. The registration shift is usually below 2 pixels for large-scale sessions (64 and 128 scan pixels) and below 4 pixels for narrow sessions (16 and 32 scan pixels), which is small and usually not problematic for most studies based on the OMEGA data. However, since in the Laplace formula we combine the MOLA altimetry  $z$  and the OMEGA altimetry  $P$ , any registration shift will lead to features in the leveled surface pressure field  $P_{lev}$  with artificially high and low values positioned similarly at the border of all craters and mountains (figure VI.8).

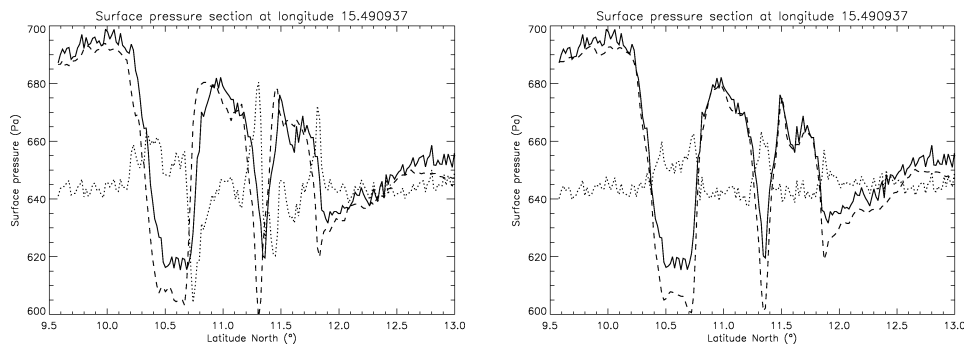


Figure VI.8: [LEFT] Meridional section of surface pressure fields in the ORB0278.3 case prior to any registration shift correction. The OMEGA surface pressure field (full line) is slightly shifted from the reference surface pressure field based on MOLA (dashed line). As a result, the OMEGA leveled surface pressure field (dotted line) features artificial high/low values in the vicinity of the highest topographical gradients. [RIGHT] Same figure, after the registration shift correction.

The applied correction is based on the assumption of a constant two-dimensional misregistration. A “special” euclidian distance  $d = \sqrt{(e^{P_{surf}} - e^{P_{ref}})^2}$  is used to ensure a correction mostly based on the well-defined orographic features (mountains and craters). To avoid unwanted smoothing due to the necessary re-interpolation step at the end of the correction process, we chose to shift the less noisy field (MOLA) with respect to the measured field (OMEGA). The resulting correction is found to be efficient in most cases, with no residual shift between the topographical features in both pressure fields (figure VI.8). In the examined regions where topographical contrasts may be high, as in the ORB0278.3 case, we perform sensitivity tests (with prescribed values of registration shift correction) to ensure that the observed structures in the leveled surface pressure field (see figure VI.14 and VI.15 in the next section) do not arise artificially from the registration shift correction process. No dramatic change in the structure and the orientation of the identified features and only slight effects on their amplitudes were observed.

The linear shift assumption is usually not valid over an entire OMEGA session, because of the internal deformation of the session geometry, especially near the borders of the large-scan orbits. Therefore, we apply the registration shift correction only to selected areas within an OMEGA observation. The meteorological maps of this paper are thus focused on limited regions of given OMEGA observations.

## VI.5 CASE STUDIES

The present paper is based on particular case studies, each being representative of the types of pressure maps that can be built from the OMEGA dataset: pressure gradients in flat areas, atmospheric oscillations, specific circulation around the Martian mountains and craters. Quality controls were performed in each case, and ruled out all the possible sources of bias in the pressure measurement process: specific low albedo features; poorly insolated region; shadowing effects near the topographical features; clouds, ground ice and dust pollution; observational artefacts; and registration shift correction artefacts. The limitations identified in the previous sections render the exploration of the OMEGA dataset and the surface pressure measurements particularly non-systematic. After a preliminary selection of the seasons when the observation conditions should be favorable, the surface pressure retrieval was attempted for 65 OMEGA observations (chosen amongst the sessions acquired between January 2004 and November 2005). Further analysis showed that only 29 surface pressure measurements could be regarded as reliable. A completely automatized treatment of the whole OMEGA dataset is thus beyond the scope of this paper: a more systematic and extensive analysis is left as future work.

### VI.5.1 PRESSURE GRADIENTS

#### VI.5.1.1 OBSERVATION

This example is chosen in the Utopia Planitia region (east longitudes ranging from  $95^\circ$  to  $97.5^\circ$ , north latitudes ranging from  $37^\circ$  to  $41^\circ$ ). The reference of the OMEGA cube is ORB0313.4, and the typical size of the map pixels is  $4 \times 4$  km. This OMEGA observation took place at the beginning of the MY27 northern spring ( $L_s \sim 20.8^\circ$ ) and the local time is 10.8 Martian hours. The mean wind profile extracted from the Mars Climate Database for this area and season is not vertically uniform. A wind shear is predicted around 1 km: above this level, the wind velocity is nearly meridional and directed northward, while in the boundary layer the wind velocity is meridional too, but oriented southward.

In this area, the topography is especially smooth. The terrain slope is however not negligible ( $\sim 600$  m), and its orientation is northeast-southwest (the highest point of the map is in the southwest corner). When the “sea-level” pressure reduction is applied to the raw surface pressure field, a purely meridional gradient is clearly revealed (figure VI.9). The pressure gradient zonally extends over all the considered part of the ORB0313.4 observation. Leveled surface pressure is increasing northward; the amplitude of the meridional pressure variations is  $\sim 25$  Pa over a distance of  $\sim 150$  km ( $\sim 3^\circ$  latitude). Another example was available in the ORB0368.3 observation of an area close to the one considered here, although the surface pressure gradient was less clearly identified.

#### VI.5.1.2 DISCUSSION

The example chosen here shows a well-organized surface pressure gradient observed over a localized region of 100 - 200 km extent. The leveled pressure gradient identified in the OMEGA data is also found on the Mars Climate Database pressure field, derived from GCM simulations. The orientation and the structure of the gradient is very similar in the two fields, but the pressure gradient on the GCM field is smoother, with a magnitude of only  $\sim 10$  Pa over a distance of 150 km. The OMEGA pressure gradient is thus found to be more intense than the gradient predicted by the GCM.

In the OMEGA surface temperature field, a well-organized nearly meridional positive gradient of  $\sim 10$  K is detected. The GCM surface temperature gradient, extracted from the Mars Climate Database, displays the same direction, orientation and amplitude as the OMEGA one for this season and location. Therefore, the surface temperature conditions in the selected area are very close to the GCM situation, in contrast to the surface pressure gradient. It is however possible on Mars, where radiative forcing dominates the surface energy budget, that an enhanced surface

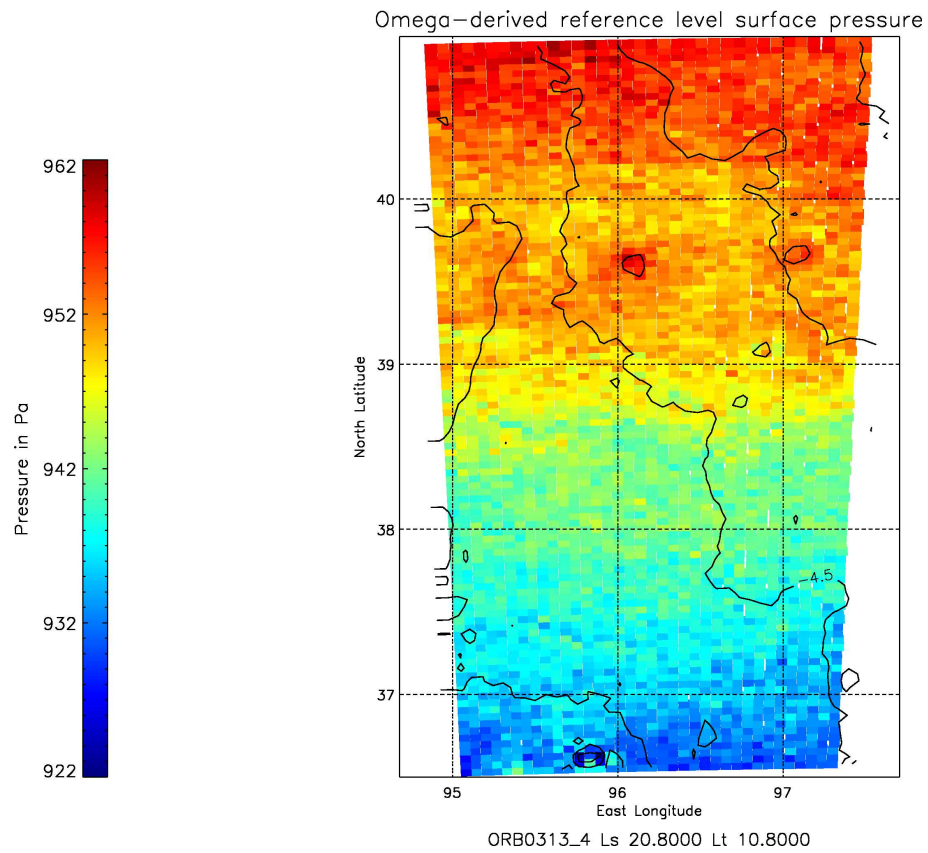


Figure VI.9: OMEGA surface pressure map in the Utopia Planitia region. The surface pressure field is hydrostatically reduced to a level of reference (“sea-level pressure reduction”). Contours stand for the topography, which is increasing  $\sim 600$  m in the northeast direction.

pressure gradient is identified in a region where no peculiar surface temperature disturbance is detected.

The surface pressure diurnal cycle due to the thermal tide forcing is significant in this region at the beginning of the northern spring, and could thus explain the occurrence of such surface pressure gradients. However, the fact that the gradient is stronger in the observation may highlight an additional meteorological phenomenon not resolved at the GCM resolution. What is identified on the pressure field could then be the signature of an atmospheric front in the region, i.e. a localized (but possibly of large extent) temperature and/or pressure gradient that denotes a strong departure of the flow from the geostrophic balance. This assumption may be supported by the fact that Utopia Planitia is a region where, under specific conditions (mainly in fall and winter, but possibly in spring) frontal storms are known to move southward from the baroclinic storm track [Wang *et al.*, 2003]. Interestingly, we found that this OMEGA observation is located exactly in a region where the General Circulation Model predict a local maximum of transient waves activity, with a day-to-day RMS pressure variability larger than 10 Pa (corresponding to peak-to-peak day-to-day variation of about 30 Pa). This can be compared to the maximum simulated activity in fall and winter which reaches 20 Pa RMS.

## VI.5.2 ATMOSPHERIC OSCILLATIONS

### VI.5.2.1 OBSERVATIONS

**CASE 1** The first example chosen is in the Amazonis Planitia region (east longitudes ranging from  $201^\circ$  to  $204^\circ$ , north latitudes ranging from  $19^\circ$  to  $28^\circ$ ). The reference of the OMEGA cube is ORB0351.3, and the typical size of the map pixels is  $2.3 \times 2.3$  km. This OMEGA observation took place at the beginning of the MY27 northern spring ( $L_s \sim 26.4^\circ$ ) and the local time is 10 Martian hours. By the end of the morning, the predicted northward winds are usually rather strong at this season on these plains, and tend to bend eastward as they propagate northward.

Well-defined surface pressure oscillations are directly detected in the raw surface pressure field (not shown). As the topography is very flat (figure VI.10 left), the leveled surface pressure map (figure VI.10 right) is very similar to the raw surface pressure map. The amplitude of the oscillations is  $\sim 10$  Pa, above the instrumental noise limit. Surface pressure in the small craters of the considered area exhibits similar values in the OMEGA raw surface pressure map and in the prediction map, which indicates that the absolute pressure measurement on this OMEGA session is reliable. The morphology of the  $2 \mu\text{m}$  band was checked in several pixels of the OMEGA map, and no anomaly was identified. Thus, the oscillations are not related to any other pixel-to-pixel spectral variations than the  $\text{CO}_2$  band depth variations.

Therefore, the observed oscillations seem to correspond to pressure oscillations. The horizontal wavelength is  $\sim 75$  km. No oscillations are detected in the surface temperature field derived from the thermal part of the OMEGA spectra. The surface temperature is found to be particularly uniform over the whole region, and rather high ( $\sim 260 - 270$  K) in fair agreement with the Mars Climate Database prediction.

An additional diagnostic can be obtained from the OMEGA data, and may be meaningful for the dynamical analysis of the oscillations detected. It is possible to draw (independently of any surface pressure diagnostic) maps of apparent ozone abundance above 20 km from the  $\text{O}_2$  dayglow emission peak at  $1.27 \mu\text{m}$  [Fedorova *et al.*, 2006b; Zasova *et al.*, 2006]. In the ORB0351.3 ozone concentration map [F. Altieri, personal communication, 2006], periodic patterns are found, similar to those identified in the surface pressure map, but with a lower wavelength of  $\sim 50$  km (figure VI.11). Since ozone is usually considered as a dynamical tracer, the detected oscillations may be the signature of the same dynamical phenomenon as the one highlighted in the surface pressure map, at higher altitude.

**CASE 2** The second example is selected in the Meridiani Terra region (east longitudes ranging from  $24.75^\circ$  to  $25.25^\circ$ , north latitudes ranging from  $-7^\circ$  to  $-8^\circ$ ). The reference of the OMEGA cube is ORB1201.3, and the typical size of the map pixels is  $1 \times 1$  km. This OMEGA observation took

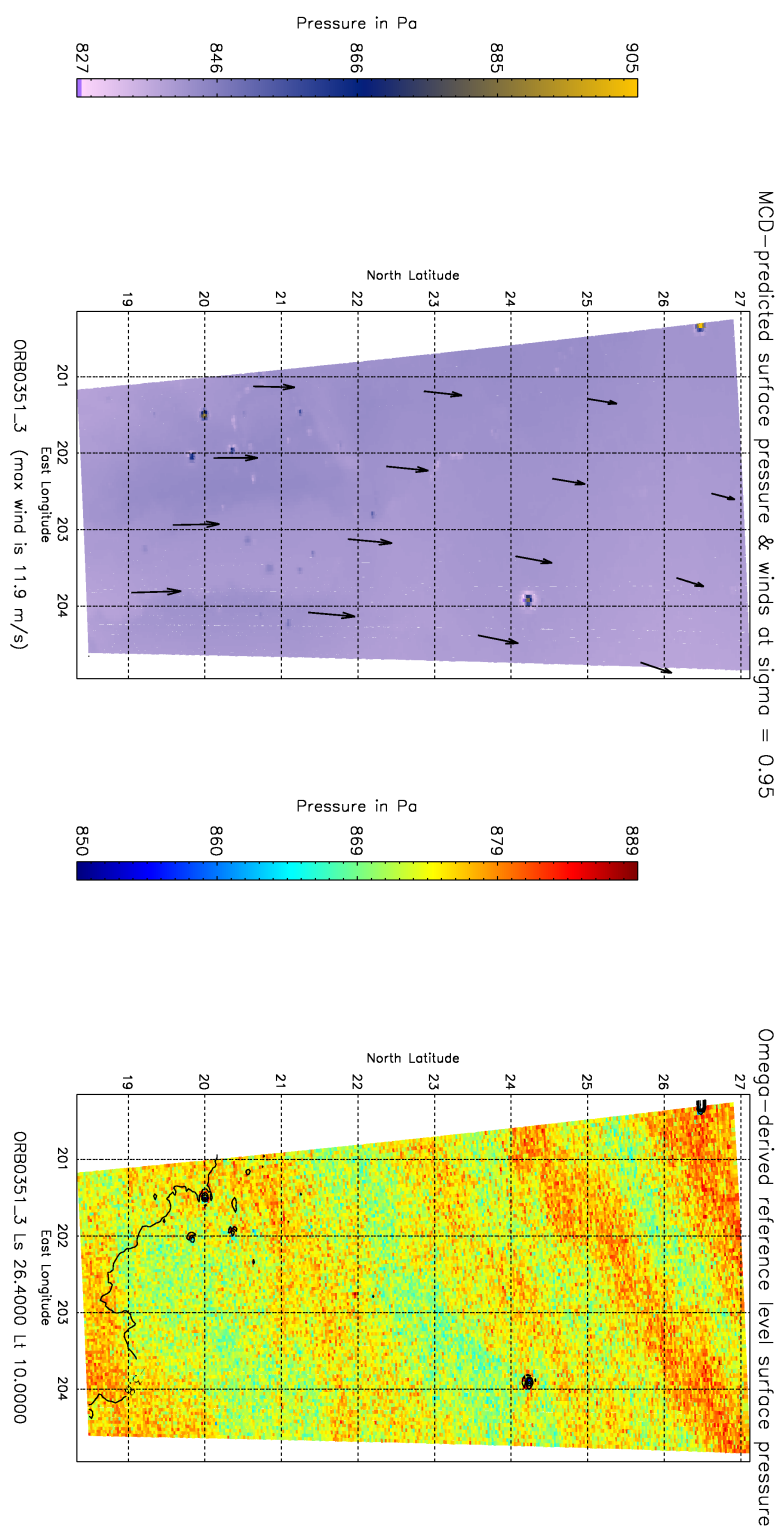


Figure VI.10: Surface pressure maps in the Amazonis Planitia region. [LEFT] Prediction based on the MOLA topography. The vectors are the GCM-predicted winds around  $\sim 1$  km altitude, extracted from the Mars Climate Database v4.1. [RIGHT] OMEGA surface pressure field hydrostatically reduced to a level of reference (“sea-level pressure reduction”).

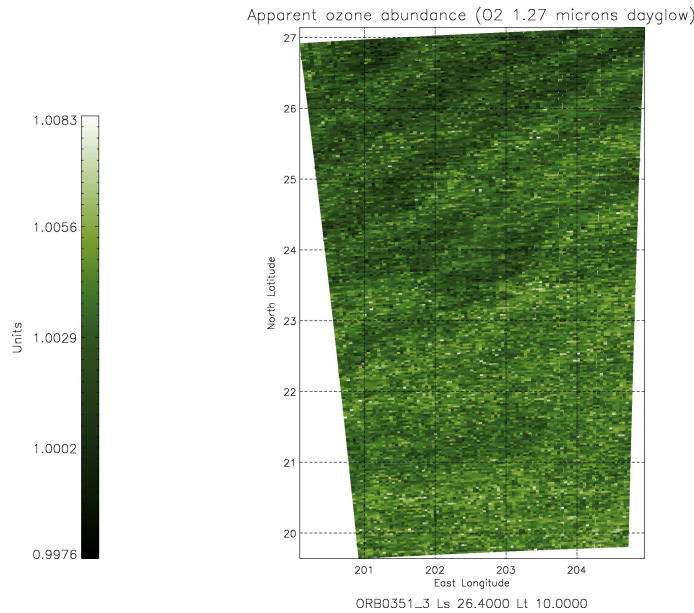


Figure VI.11: 1.27  $\mu\text{m}$   $\text{O}_2$  emission OMEGA map. The displayed variable is the ratio between the reflectance at 1.271  $\mu\text{m}$  ( $\text{O}_2$  emission) and the mean reflectance at 1.256  $\mu\text{m}$  and 1.285  $\mu\text{m}$  (continuum). This variable indicates the concentration of the passive tracer  $\text{O}_3$  above 20 km. The method used in this map is described in *Zasova et al.* [2006] and was provided as a personal communication by *F. Altieri*.

place at the end of the MY27 northern summer ( $L_s \sim 133.9^\circ$ ) and the local time is 12.5 Martian hours. The predicted wind is found to be small (maximum velocity  $< 1.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) in the area at this particular season and local time. However, reality might be different: a regional dust storm was detected on the ORB1212.3 OMEGA observation done 3 sols later and in the same region as the ORB1201.3 measurement [*A. Määttänen*, personal communication, 2006]. The instantaneous local winds may thus be much stronger than the GCM wind predictions.

The considered area is inside a large crater centered on 25E,-8N. The topography is rather flat: the only noticeable feature is a small hill in the center of the crater (figure VI.12 left). The surface temperature is found to be particularly high, as in the first case.

In this second case, a pressure oscillation pattern is identified northwest of the small central hill (figure VI.12 right). Similar oscillations were found on the ORB0030.1 leveled surface pressure field, but the correlation with the topography was not ruled out rigourously enough to get a further insight in this example. The amplitude of the pressure oscillations is  $\sim 30 \text{ Pa}$ , above the instrumental noise limit. The horizontal wavelength is  $\sim 6 - 10 \text{ km}$ , clearly in the mesoscale dimension, unlike the previous case. Another major difference between the two cases is that no oscillations are detected in the ozone concentration map of this area.

#### VI.5.2.2 DISCUSSION

Inertia-gravity waves are conspicuous atmospheric events in the Martian atmosphere [*Creasey et al.*, 2006]. In both cases, the identified oscillations on the surface pressure maps may be the signature of inertia-gravity waves. The horizontal wavelength of the oscillations in the first case is in the medium to high range for regular inertia-gravity waves on Mars [*Read and Lewis*, 2004]. The fact that similar oscillations are found in the ozone concentration field (with a different horizontal

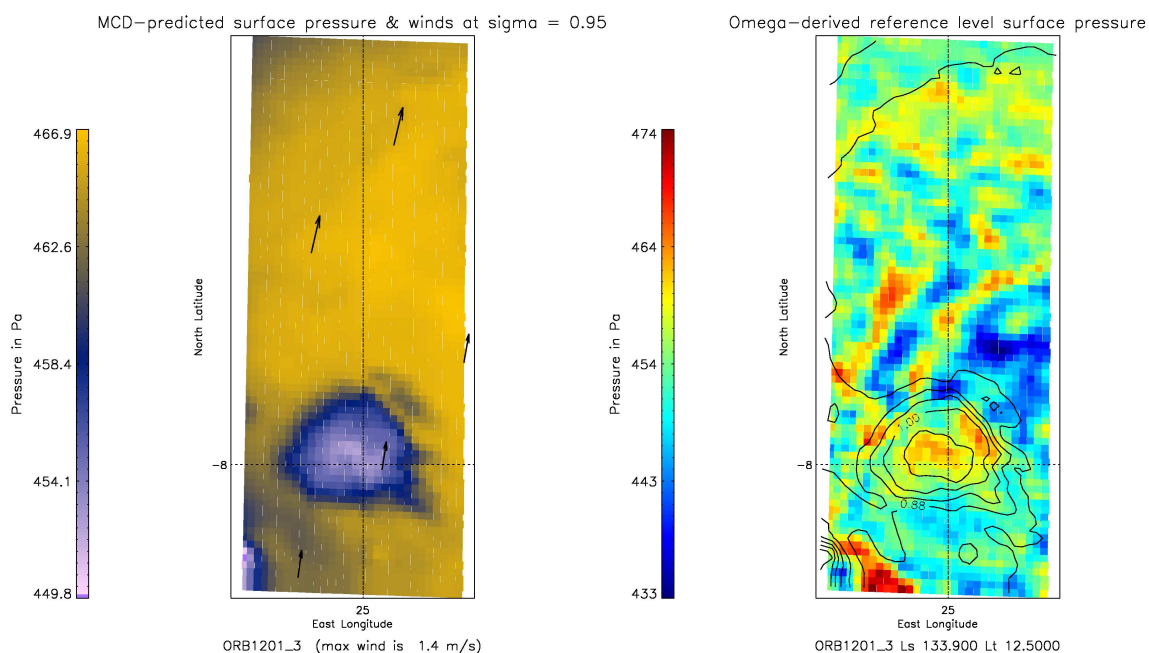


Figure VI.12: Surface pressure maps in the Meridiani Terra region. [LEFT] Prediction based on the MOLA topography. The vectors are the GCM-predicted winds around  $\sim 1$  km altitude, extracted from the Mars Climate Database v4.1. [RIGHT] OMEGA surface pressure field hydrostatically reduced to a level of reference (“sea-level pressure reduction”). Contours stand for the topography. The altimetry contrast between the highest and the lowest point of the map is  $\sim 200$  m. NB: Due to low surface albedo (but not below the measurement limit of  $A_L = 0.1$ ), the signal-to-noise ratio may be slightly lower than usual OMEGA observations. We thus choose to apply a  $2 \times 2$  pixels window smoothing to the OMEGA field in this area. The main observed phenomena are not altered, and are more clearly identified in the smoothed map, as the pixel-to-pixel contrast is decreased.



wavelength) might suggest the vertical propagation of the waves. In the second case, the horizontal wavelength is smaller, and no corresponding ozone oscillations are detected. This may suggest, according to the gravity wave dispersion relation, a more localized and faster wave event.

Inertia-gravity waves can originate from strong convective motions in the atmosphere, or from a meteorological situation far from the geostrophic equilibrium (near-surface front or higher altitude jet-stream), as is the case on Earth (see e.g. *Plougonven et al.* [2003] and *Vincent and Alexander* [2000]). For example, the first case is located in an area of strong predicted wind curvature (figure VI.13), which might indicate an extended unbalanced ageostrophic motion likely to emit gravity waves. Besides, in the two cases, the spring season is favorable to convective motions, which may also give rise to gravity waves. Interaction between mountains and winds is another mechanism to trigger such waves (*Pickersgill and Hunt* [1981], *Tobie et al.* [2003]). This source is more plausible in the second observation, chosen inside a large crater, than in the first observation, obtained in a zone of flat topography. However, in the first case, the influence of the high volcanoes east of the considered area cannot be ruled out, since the source of the waves may be found far from the area of gravity wave detection, especially in the case of slow gravity waves.

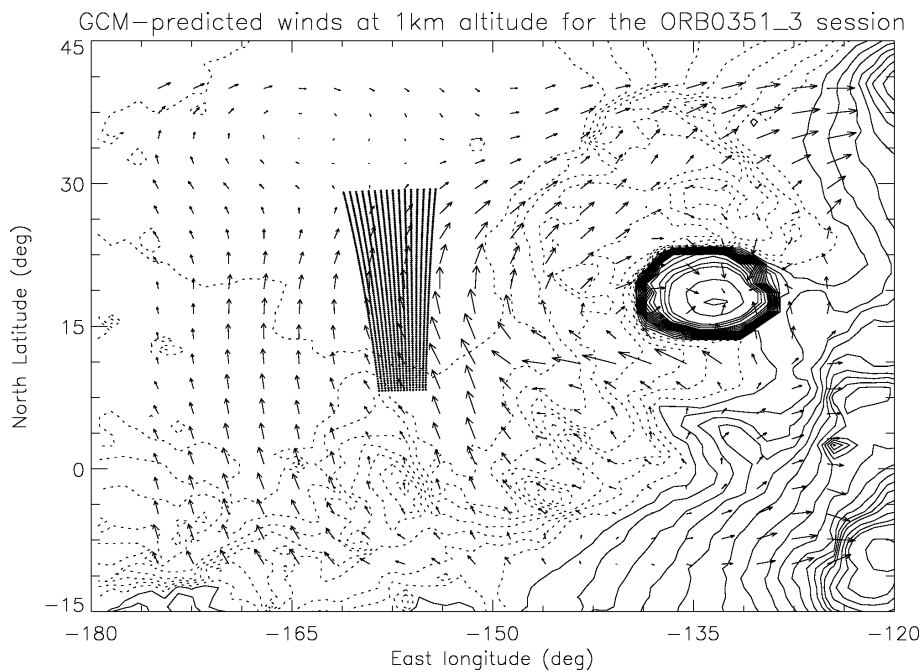


Figure VI.13: Extended latitude/longitude map of the Arabia Terra region where the ORB0351.3 measurement was carried out. The vectors are the GCM-predicted winds around  $\sim 1$  km altitude, extracted from the Mars Climate Database v4.1. Maximum velocity is  $17.7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Topography difference between two adjacent contours is 500 m.

Inertia-gravity waves are not the only oscillatory atmospheric phenomena which could explain the observation. An alternative explanation for the identified oscillations in the surface pressure field is the occurrence of horizontal convective rolls in the convective boundary layer (CBL). The horizontal rolls are generated by two general mechanisms which often act in concert: thermal instability (buoyancy accelerations of the atmosphere associated with a particularly hot surface) and dynamical instability (due to inflection points in the wind profiles). Upward and downward motions appear between the rolls, leading under favorable conditions to dust lifting or local clouds in the vicinity of the roll interstices [*Wang and Ingersoll*, 2002]. Signature of the convective rolls may also appear as oscillations on the surface pressure field.

Examples of dry boundary layer convection on Earth are available in regions sharing great similarities with the Martian environment: e.g. the MATADOR measurement campaign in the arid Arizona desert [Renno *et al.*, 2004; Koch and Renno, 2006]. The aspect ratio of observed rolls (i.e. wavelength over CBL depth) is on average  $\sim 2$  to 4, in good agreement with theoretical and observational references [Young *et al.*, 2002]. In case thermal risings perturb the CBL top (and penetrate into the stably stratified free atmosphere), gravity waves may be generated by a similar mechanism as the lee wave generation [Stull, 1976]. Under the influence of these gravity waves, “wide rolls” with aspect ratio between 5 and 9 may appear.

Terrestrial and Martian convective roll structures are rather similar. We may however keep in mind two major differences: on Mars, the turbulent convection is more vigorous than on Earth (due to thinner atmosphere and reduced gravity), and its strength is predominantly related to the direct infrared radiative heating in the lowest levels of the CBL [Michaels and Rafkin, 2004]. As a result, the CBL on Mars experiences an explosive growth as the end of the morning approaches (around local time  $\sim 11$  h) and the CBL top may reach the maximum altitude of  $\sim 10$  km in the middle of the afternoon [Rafkin *et al.*, 2001].

In the present paper, the convective roll explanation for the identified oscillations is plausible owing to the northern spring/summer insolation conditions, leading to a strong radiative forcing in the two cases. Given the mean aspect ratio of the widest rolls on Earth, and afternoon CBL height on Mars, convective rolls of wavelength  $\sim 50$  km to 90 km are likely to be found on Mars. Therefore, in the first case, the  $\lambda_H \sim 75$  km oscillations may be the signature of “wide rolls” modulated by jointly generated gravity waves. Without any gravity wave forcing, the occurrence of CBL-confined rolls with such a large horizontal wavelength would be rather impossible and the detected ozone oscillations at higher altitudes would not be accounted for.

In the second case, the oscillations are more likely to be the signature of purely thermally-driven or mechanically-driven convective rolls, with vertical extent limited to the CBL and no jointly generated gravity waves. This is consistent with the absence of oscillations in the ozone field above 20 km altitude. The case of simple convective rolls was modeled by Rafkin *et al.* [2001], using Large Eddy Simulations (see figure 14 of the Rafkin *et al.* article). The horizontal convective rolls wavelength in the simulations at the beginning of the afternoon is  $\sim 3 - 5$  km, which is close to the second case oscillations value. The horizontal structure of the rolls on the OMEGA ORB1201.3 map also shares similarities with the corresponding map on the Rafkin *et al.* article. However, several hours after sunrise, at the ORB1201.3 local time, the buoyancy-driven circulations may be dominant, and linear structures are no longer stable: convective updrafts and downdrafts tend to follow a polygonal organization [Michaels and Rafkin, 2004]. Therefore, the linear structure highlighted in the second case must be maintained by a particularly strong wind in the region, which is plausible, as mentioned above, given the presence of a dust storm few days later. One question remains: why would the convective rolls exhibit stronger pressure signature than the more generalized polygonal structures that we do not observe in the OMEGA pressure maps?

### VI.5.3 WIND / TOPOGRAPHY INTERACTIONS

#### VI.5.3.1 OBSERVATIONS

**CASE 1** A first example is chosen in Arabia Terra cratered terrains (east longitudes ranging from  $15^\circ$  to  $16^\circ$ , north latitudes ranging from  $9.5^\circ$  to  $13.5^\circ$ ). The reference of the OMEGA cube is ORB0278.3, and the typical size of the map pixels is  $1.5 \times 1.5$  km. This OMEGA observation took place at the beginning of the MY27 northern spring ( $L_s \sim 15.6^\circ$ ) and the local time is 11.7 Martian hours. The GCM-predicted wind, taken from the Mars Climate Database estimates, is blowing northward (and slightly westward) with an amplitude of  $\sim 7$  m.s $^{-1}$  at 1 km altitude. The highest level of the selected area is very near the “zero datum” altitude on Mars ( $P_s \sim 610$  Pa), and all the craters are  $\sim 2$  km deep, except the northern one, less deep than the three others (figure VI.14 left).

Two main observations can be done on the resulting leveled surface pressure map (figure VI.14 right). First, leveled surface pressure in the interior of craters is systematically 10 to 15 Pa lower

than in the surrounding plains. Such low pressure values were observed in many craters in the OMEGA dataset. Taking into account all possible artefacts, these low pressures seem to be real. In particular, an error on the atmospheric scale height used to reduce the surface pressure to the reference level (see section 3) is not sufficient to explain the observed values. In the data processing, the scale height temperature is about 222 K. To increase the reduced pressure inside the crater up to the level observed outside the crater (1500 m above), one has to assume instead an impossible scale height temperature of 277 K, which is more than 40 K higher than the warmest near-surface temperature predicted in this area, and even higher than the surface temperatures observed by OMEGA and predicted in the Mars Climate Database.

Secondly, local positive/negative pressure perturbations are identified in the vicinity of the crater rims. As was shown in section 4, the registration shift is corrected with great care, and the structures may not be correction artefacts. The orientation of the high/low pairs is mainly meridional. The pressure patterns and the incoming wind thus share the same North-South orientation.

**CASE 2** The second example is an OMEGA observation obtained in Utopia Planitia with a narrow field-of-view (east longitudes ranging from  $133.25^\circ$  to  $133.50^\circ$ , north latitudes ranging from  $37^\circ$  to  $39^\circ$ ). The reference of the OMEGA cube is ORB1090\_4, and the typical size of the map pixels is  $700 \times 700$  m. This OMEGA observation took place at the end of the MY27 northern summer ( $L_s \sim 119.1^\circ$ ) and the local time is 14 Martian hours. The GCM-predicted wind, taken from the Mars Climate Database estimates, is blowing southward (and slightly eastward) with an amplitude of  $\sim 6.6 \text{ m.s}^{-1}$  at 1 km altitude.

The topography of Utopia Planitia is usually very low and very flat. However, some sparse ejecta craters can be found in this region, and the present case features such an isolated crater  $\sim 1$  km deep (figure VI.15 left).

As can be seen in the leveled surface pressure map (figure VI.15 right), this second case shares great similarities with the previous one. Similar positive-negative pressure perturbations are detected, with an amplitude of  $\sim 30$  Pa, and the orientation of these variations is identical to the GCM-predicted wind orientation. A higher pressure zone is detected on the windward rim of the crater. In the crater, a depression in surface pressure is detected. Another overpressure area is found on the leeward side of the topographical obstacle. The pressure perturbations are even more clearly identified as the crater is isolated, contrary to the previous case. Alternative cases very similar to the two examples displayed here were also found in other OMEGA sessions.

### VI.5.3.2 DISCUSSION

The existence of such large pressure gradients at such small scale is a surprising results which should be taken with caution. Nevertheless, The presence of localized highs and lows near the topographical gradients in the direction of the incoming wind is well documented on Earth [Phillips, 1984] and on Mars [Pickersgill and Hunt, 1980]. The classical result from linear theory, e.g. for an atmospheric flow impinging on a mountain, is an increase of surface pressure on the windward side of the mountain, where the flow is decelerated (“windward ridging”) and a decrease of surface pressure on the leeward side, where the flow is accelerated (“leeward troughing”) [Smith, 1980]. The situation for a Martian crater, a topographical depression circled by mountains, is, however, a bit more complicated. Nevertheless, in the displayed examples, the synoptic forcing (GCM-predicted wind direction) seems to be in accordance with the mesoscale pressure response (ridging and troughing in the vicinity of the obstacle).

In general, the typical amplitude of the surface perturbation pressure  $p$  differ for various Rossby and Froude numbers [Koffi et al., 1998]. A practical dimensionless parameter used in comparative studies is  $Cp = \frac{p}{\rho N V H}$ , where  $p$  is in Pa,  $\rho$  is the background mean air density in  $\text{kg.m}^{-3}$ ,  $N$  is the buoyancy frequency in  $\text{s}^{-1}$ ,  $H$  is the mountain height in m, and  $V$  is the modulus of the horizontal wind speed approaching the barrier in  $\text{m.s}^{-1}$ .  $\rho$ ,  $N$ ,  $H$ ,  $V$  and  $p$  are the main parameters describing the purely dynamical interaction between the flow and the obstacle. Therefore, according to the laws of similitudes in fluid mechanics (Vaschy-Buckingham  $\pi$  theorem), we can assume that  $Cp$  values are similar on Earth and on Mars, which enables an estimation of the pressure perturbations

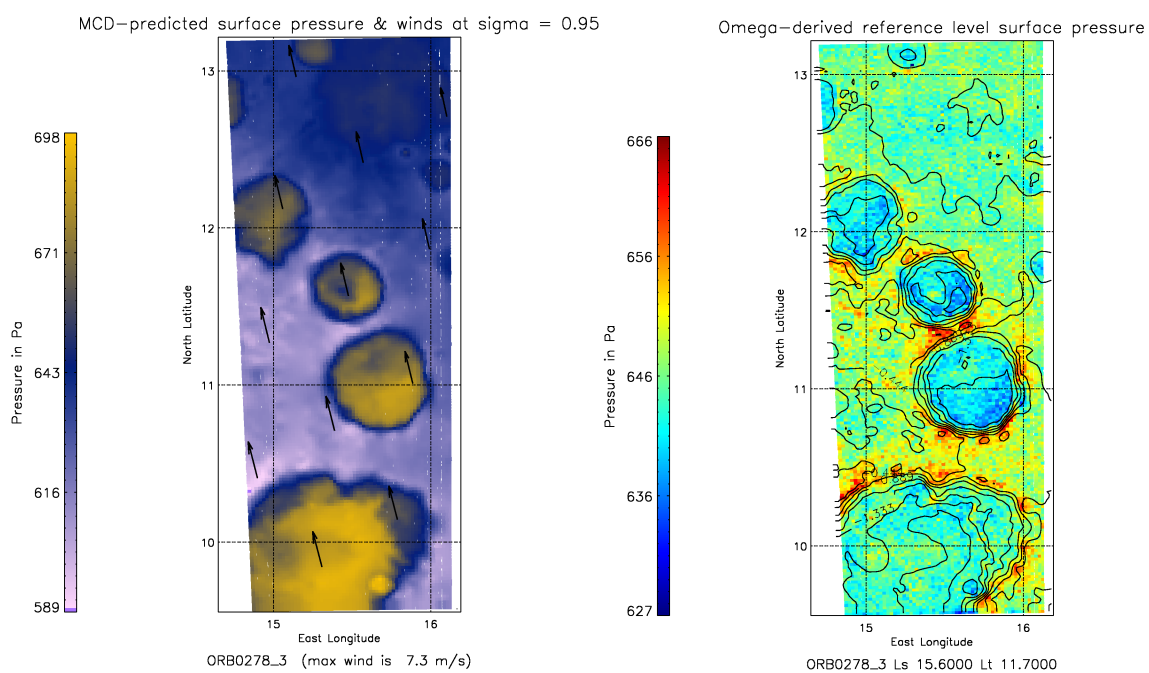


Figure VI.14: Surface pressure maps in the Arabia Terra region. [LEFT] Prediction based on the MOLA topography. The vectors are the GCM-predicted winds around  $\sim 1$  km altitude, extracted from the Mars Climate Database v4.1. [RIGHT] OMEGA surface pressure field hydrostatically reduced to a level of reference (“sea-level pressure reduction”). Contours stand for the topography. The altimetry contrast between the highest and the lowest point of the map is  $\sim 2$  km.

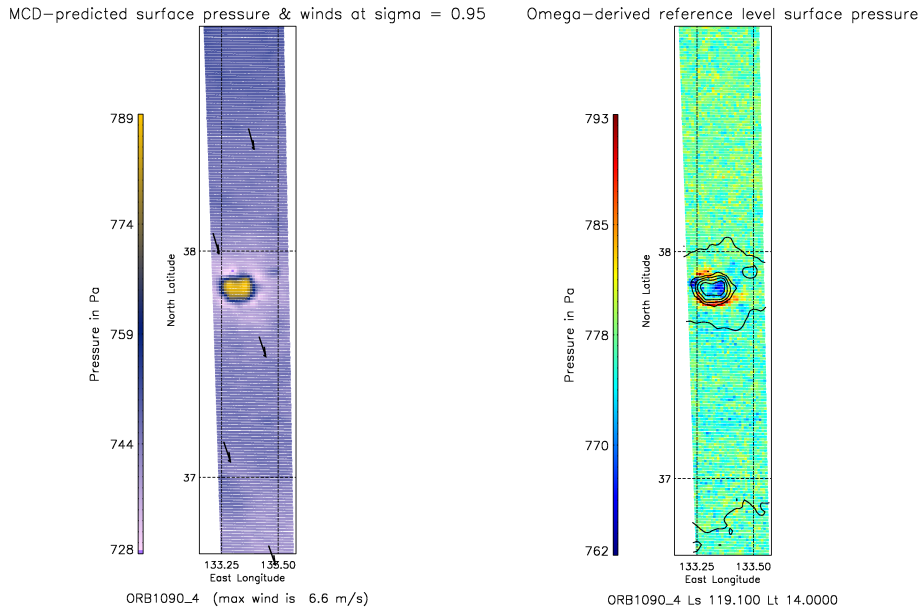


Figure VI.15: Surface pressure maps in the Utopia Planitia region. [LEFT] Prediction based on the MOLA topography. The vectors are the GCM-predicted winds around  $\sim 1$  km altitude, extracted from the Mars Climate Database v4.1. [RIGHT] OMEGA surface pressure field hydrostatically reduced to a level of reference (“sea-level pressure reduction”). Contours stand for the topography. The altimetry contrast between the highest and the lowest point of the map is  $\sim 1$  km.

in both cases. The  $C_p$  maximal values range from 0.4 to 2.5 [Koffi *et al.*, 1998], which leads to typical pressure perturbation values of  $\sim 0.6$  hPa to 5 hPa on Earth ( $\rho \sim 1.2 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $N \sim 1.1 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $H = 1500$  m, and  $V \sim 10 \text{ m.s}^{-1}$ ) and of 0.5 Pa to 4.5 Pa on Mars ( $\rho \sim 0.02 \text{ kg.m}^{-3}$  and  $N \sim 0.6 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ , and  $H, V$  chosen as given previously). The terrestrial estimates are in rather good agreement with the measured values in the vicinity of real isolated mesoscale obstacles [Mass and Ferber, 1990; Bénech *et al.*, 1998]. The Martian estimates show that the detected perturbations on the OMEGA maps are probably too high in amplitude to be the signatures of a linear forcing of the synoptic flow upon a mesoscale barrier.

The qualitative and quantitative analysis of the surface pressure signatures can be refined with the help of idealized non-hydrostatic 3D numerical mesoscale simulations. Details about the simulations are given in Appendix A. Only the atmospheric mesoscale dynamics are taken into account: radiation, turbulence, ground friction are not included. The output displayed in figure VI.16 was chosen after 2 elapsed hours of simulation, when the model has reached equilibrium. The structure of the surface pressure perturbations is rather close to the one described in the OMEGA maps, with a ridge in the vicinity of the windward rim and a trough inside the crater. The situation in the lee of the crater is a depression less deep than the one inside the crater, and a limited ridge is also identified in the lee of the crater. The perturbation pressure patterns identified in this simulation are thus qualitatively close to the ones displayed in the OMEGA meteorological maps. However, the simulated pressure perturbation amplitudes never exceed the 1 Pa limit, in good accordance with the linear theory estimates. In the case of the wind velocity of  $\sim 30 \text{ m.s}^{-1}$  (not shown), the pressure perturbation amplitudes were also rather low ( $< 4$  Pa). It is thus unlikely that the surface pressure amplitudes found in the OMEGA maps ( $\sim 10 - 15$  Pa) are only due to the dynamical interaction between the crater and the incoming flow.

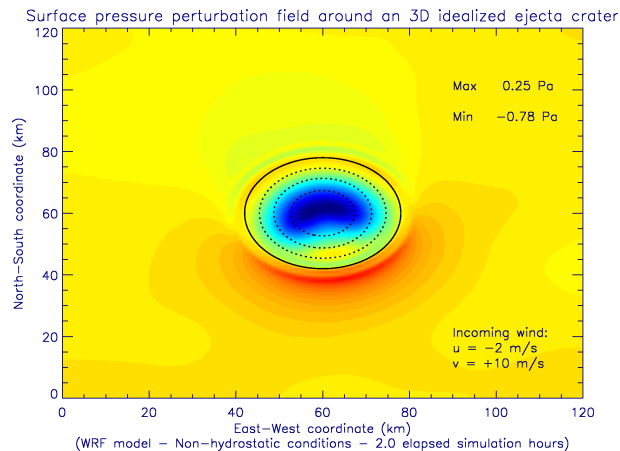


Figure VI.16: WRF “hill\_2D” simulation adapted to the Martian conditions with the 3D topographical obstacle defined in appendix A. Surface pressure perturbation field after two elapsed simulation hours (equilibrium is reached). The incoming wind is northward and slightly westward. The mesoscale model is reduced to the dynamical solver. No physics packages are added. The horizontal resolution is 1 km and the simulation timestep is 5 s.

Furthermore, mesoscale studies (more realistic than the highly idealized present simulations) clearly state that assumptions and generalizations based on large-scale average winds may lead to wrong mesometeorology diagnostics, especially in regions of complex topography [Rafkin and Michaels, 2003]. In such areas, non-hydrostatic motions and thermal forcings predominate, and resulting convection, turbulent motions and slope winds are dramatically vigorous. Since all the OMEGA measurements are made at the end of the morning or the beginning of the afternoon, the magnitude of non-hydrostatic slope winds is possibly high [Savijärvi and Siili, 1993; Tyler *et al.*, 2002]. The influence of these afternoon upslope katabatic winds, which result in air mass convergence in higher terrains, and air mass divergence in lower terrains, may explain the observed features near the rims of the craters, as the measured hydrostatic surface pressure is directly linked to the quantity of gas in the atmospheric column above a given pixel. In some OMEGA sessions (not shown here), the positive perturbation cells are more symmetrically spread around the craters, with no specific alignment with the GCM-predicted wind. The slope winds, and the resulting air divergence inside the crater and convergence at the rims, may explain these particularly symmetrical features. However, turbulent effects may also play a non-negligible role in the mesoscale circulation close to topographical obstacles, and even overwhelm the slope winds influence [Rafkin *et al.*, 2001].

## VI.6 CONCLUSION

### VI.6.1 SUMMARY

Surface pressure measurements help to achieve a better understanding of the main dynamical phenomena which occur in the atmosphere of a planet. The use of the Mars Express/OMEGA visible and near-IR imaging spectrometer allows us to achieve unprecedented remote sensing measurements of the Martian surface pressure. The OMEGA reflectances in the CO<sub>2</sub> absorption band at 2  $\mu\text{m}$  are used to retrieve the surface pressure parameter, as described in the “Part I” paper by Forget *et al.* [2007]. The OMEGA surface pressure measurements are equivalent to atmospheric column mass measurements, results may therefore differ from barometric measurements at the

surface of Mars, due to possible non-hydrostatic vertical motions. The measurement accuracy was found to be sufficient enough to allow a meteorological application for the resulting surface pressure maps.

A preliminary selection of the OMEGA sessions has to be performed in order to ensure the reliability of the surface pressure retrieval. Basic limitations of the inversion algorithm performance are first checked for insufficient insolation, low albedo regions and saturation effects. Other parts of the OMEGA spectra are then used to assess carefully the presence of ices in the atmosphere (clouds) and on the surface (frosts), and to monitor the possible zones of local dust loading in the atmosphere.

The topographical first-order influence is removed from the surface pressure field as on Earth, using a “sea-level” pressure reduction. This process is nothing more than a normalization, using the barometric equation, of all the pressure measurements made at various locations (and consequently at various altitudes). We use a constant scale height defined with the 1 km temperature, high enough above the slope wind layer, but low enough to keep the consistency of the barometric integration. Mountain and crater positions were found to be slightly shifted in the OMEGA pressure field, compared to the reference field derived from MOLA. Thus registration shift correction is performed prior to any topography removal process. Once the misregistration is corrected, leveled surface pressure maps are ready to be displayed for meteorological analysis. Three main phenomena are observed in the maps produced: horizontal pressure gradients, atmospheric oscillations, and pressure perturbations around the topographical obstacles.

First, an example of an horizontal pressure gradient over a specific region is displayed. The gradient shares the same direction as the GCM-predicted gradient, but its amplitude is higher. As a result, this pressure gradient may be the signature of an atmospheric front occurring in the region. A possible influence of the pressure tide maximum is however not ruled out.

Secondly, atmospheric oscillations are clearly detected in the OMEGA surface pressure fields. A first example featured a  $\lambda_H \sim 75$  km wavelength oscillation event, whereas the oscillations in the second example were of smaller extent:  $\lambda_H \sim 6 - 10$  km. These well-organized atmospheric oscillations may be the signatures of inertia-gravity waves and/or convective rolls. Atmospheric conditions in both cases are favorable to inertia-gravity waves emission. In the first case, similar oscillations are found in the ozone abundance field above 20 km altitude, but with a lower wavelength, which possibly suggests the vertical propagation of the oscillatory event. The horizontal wavelength of the pressure perturbations is also in reasonably good agreement with terrestrial estimates of dry convective rolls occurring in arid deserts (taking into account the higher Martian boundary layer top). In this case, the two phenomena, waves and rolls, may be coupled. In the second case, the horizontal wavelength is consistent with the mesoscale model predictions for convective roll motions.

Thirdly, two examples of high/low surface perturbations in the vicinity of craters are displayed. Low pressure perturbations are also found within the craters. As the alignment of the perturbation cells is very similar to the predicted wind direction, an attractive assumption is that these cells are signatures of the interactions between the incoming flow and the craters. Using previous studies diagnostics and highly idealized mesoscale simulations (with an adapted version of the Weather Research Forecast model), the OMEGA surface pressure signatures in the vicinity of the craters are explained qualitatively but not quantitatively. Discrepancies may be a result of the drastic mesoscale circulation occurring in areas where the topography is particularly complex. Non-hydrostatic dynamics may play a dominant role: gravity waves, thermal forcings, slope winds, turbulent motions. In particular, the resulting mass divergence from inside the crater due to slope winds might also explain some of the observed features.

## VI.6.2 PERSPECTIVES

The surface pressure maps reveal interesting signatures of meteorological events. Exhaustive interpretations of the identified structures are beyond the scope of this paper: the plausible explanations proposed in the case studies are very preliminary. It is worth reminding that, at the time of writing of this paper, remote-sensing pressure measurement on Earth are still very difficult to obtain.

Thus interpretations of the structures revealed in the OMEGA surface pressure maps can hardly be compared to any terrestrial equivalent.

The purpose of this paper and the companion paper is to show that the surface pressure measurement with OMEGA is difficult but feasible, and may lead to interesting meteorological diagnostics. The analysis of the OMEGA maps was performed on a few examples chosen amongst the numerous OMEGA sessions available. An extensive treatment of the complete dataset was beyond the scope of this paper. It is however highly desirable and is left as future work. It might also be possible to apply this retrieval technique to the Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars (CRISM) data.

Similarly, ground-based telescopes may be valuable tools to map surface pressure across an entire hemisphere [Chamberlain *et al.*, 2006]. Such a technique requires difficult corrections, but can offer high-resolution spectral data in the CO<sub>2</sub> absorption band at 2  $\mu\text{m}$  for the pressure retrieval. Maps repeatedly acquired at neighboring dates for the same hemisphere would be valuable tools to monitor the temporal evolution of baroclinic waves, which was difficult with the OMEGA dataset.

The OMEGA surface pressure maps provide new qualitative and quantitative inputs for meteorological models. Further analysis of the OMEGA surface pressure maps also requires high-resolution mesoscale modeling, where the main dynamical solver has to be coupled with the most realistic and exhaustive models of Martian environmental physics.

#### Appendix A: WRF idealized simulations

To analyze more precisely the interaction between flow and topography, three-dimensional non-hydrostatic fully compressible idealized simulations were performed with the mesoscale Weather Research Forecast (WRF) model version 2.1.2 [Skamarock *et al.*, 2005]. In these highly idealized WRF simulations, only the atmospheric mesoscale dynamics are taken into account: radiation, turbulence, ground friction are not included. The basic WRF “hill\_2D” idealized case is adapted to the Martian atmospheric parameters, with a 3D topographical obstacle. The following relation defined the 3D idealized crater altimetry, with  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  in km, H and  $\delta$  being respectively the depth and a width factor of the crater:

$$h(x, y) = H - \frac{1}{7500} \frac{H}{\delta^4} (\rho + 6\delta)(\rho - 6\delta)(\rho + 10\delta)(\rho - 10\delta) [\tanh(\rho + 7\delta) - \tanh(\rho - 7\delta)]$$

This formula, based on a fourth-order polynomial and a hyperbolic tangent attenuation factor, is a good approximation to a typical ejecta crater morphology. In the simulation of the present paper, the crater is defined by H = 2000 m and  $\delta = 3$ . The morphology of the idealized crater is close to the topographical features of the ORB0278.3 OMEGA observation.

The model was initialized to typical Martian atmosphere predicted for the ORB0278.3 conditions by the Mars Climate Database. The incoming wind is prescribed to be northward, nearly meridional and with amplitude  $\sim 11 \text{ m.s}^{-1}$ . Boundary conditions are opened, and spurious waves are damped at the borders and at the top of the domain. The horizontal resolution is set to 1 km, and the domain features 120 grid points in the north-south and east-west axis. 60 vertical hydrostatic pressure coordinates [Laprise, 1992] are set between 0 and 50 km. Time step is 5 s, which is in accordance with the CFL condition requirements for the WRF dynamical scheme, given the spatial resolution of 1 km. Simulations were run for 10 model hours.

**Acknowledgments** : We wish to thank F. Altieri, P. Drobinski, J. P. Huot, D. Jouglet, F. Lott, A. Määttänen, F. Montmessin, N. Renno and A. Simpson for invaluable discussions about the pressure maps. We also thank E. Millour, L. Montabone, L. Thevenard, and S.R. Lewis for helping us with careful proofreading of the manuscript. We are grateful to the entire Mars Express project and support teams for their tireless efforts at obtaining the data analyzed here and to the whole OMEGA science team for valuable discussions and comments. A part of this work was performed while F. Forget and B. Dolla were visiting the Space Science Division of NASA Ames Research Center (FF as a Senior National Research Council fellow). We wish to thank in particular R.M. Haberle, along with G. Gibert, J. Hollingsworth, J. Schaeffer, T. Colaprete, C.P. McKay for their support and advices. Finally, we thank S. Rodin and an anonymous reviewer for careful reviews and insightful comments which greatly improved the paper.



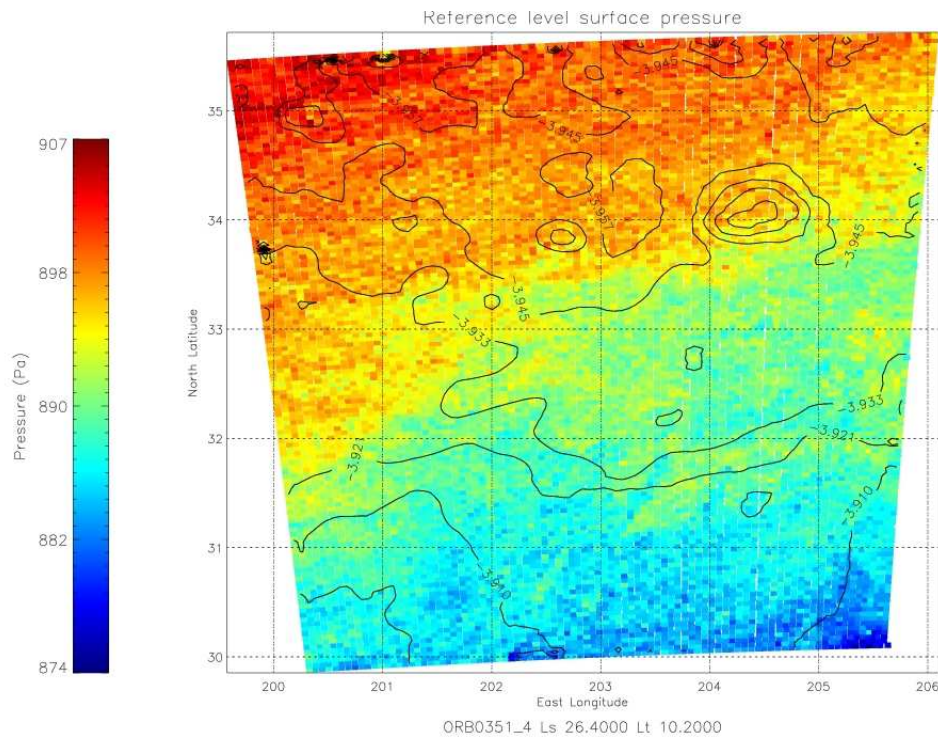


FIG. VI.17 – Un autre exemple de gradient de pression de surface détecté par OMEGA, en complément de la figure VI.9 (la saison d'observation est similaire, le printemps nord). Aucune condition défavorable pour la mesure de la pression n'est à noter. La pression est réduite à un niveau de référence (altitude moyenne de l'observation) avec une échelle de hauteur constante définie par la température à 1 km d'altitude. La région observée est Amazonis Planitia : la topographie est très peu accidentée comme l'indiquent les contours (100 m de pente tout au plus). Le gradient nord-sud d'amplitude  $\sim 20$  Pa s'étend sur environ 200 km. La base de données climatiques martienne (MCD v4.1), basée sur des simulations du modèle de circulation générale du LMD, prédit un gradient de même orientation, mais d'amplitude 5 Pa seulement (les ondes baroclines ne sont cependant pas représentées dans le signal de pression de surface de la base de données). Cette observation OMEGA a été analysée au cours du stage d'Alain Lambert (Météo-France) au LMD. Son travail de stage illustre la difficulté de rendre la mesure de pression systématique : sur 391 orbites analysées, 76 seulement étaient favorables à la mesure (et 6 à une mesure non biaisée ... mais ce chiffre est anormalement bas dû au fait que nous avons testé la performance des mesures pendant la saison « humide » martienne). Les images visible II.12 et II.18 ont été également confectionnées pendant son stage.

## CHAPITRE VII

# MÉTÉOROLOGIE DES TERRAINS CRATÉRISÉS : COMPARAISON DONNÉES/SIMULATIONS

Dans ce bref chapitre, nous proposons de comparer sur un exemple typique les mesures de pression OMEGA du chapitre VI aux diagnostics de notre modèle méso-échelle présenté au chapitre III. Par une telle analyse croisée, nous nous interrogeons plus généralement sur les caractéristiques de la météorologie régionale dans les terrains cratérés martiens. Des éléments préliminaires d'analyse et des pistes possibles de réflexion sont décrits.

### Sommaire

---

VII.1 Champs de pression observé et simulé . . . . .	222
VII.2 Analyse de la météorologie locale . . . . .	225

---

## VII.1 CHAMPS DE PRESSION OBSERVÉ ET SIMULÉ

### VII.1.1 OBSERVATIONS

Dans ce chapitre, nous reprenons l'analyse des signatures de pression de l'observation 278\_3 dans la région d'Arabia Terra au début du printemps nord. Nous rappelons que l'atmosphère martienne est particulièrement claire lors de cette observation et que les mesures absolues de pression sont en bon accord avec les prédictions d'un modèle de circulation générale corrigées des effets de la topographie non résolue (figure VI.2). Cependant, en réduisant la pression de surface à l'altitude moyenne de l'observation (figure VI.14), les écarts de pression observés au voisinage des cratères sont d'une amplitude particulièrement élevée, ce qui requiert une analyse plus détaillée.

En premier lieu, nous pouvons proposer une sélection plus sévère des pixels de l'observation. Plus particulièrement, nous ne désirons conserver dans l'analyse du présent chapitre que les pixels non affectés par une légère incertitude sur la correction de registration entre la référence topographique MOLA et la topographie OMEGA observée *via* le signal de pression. Nous éliminons donc les pixels pour lesquels un écart de décalage de 0.5 pixel induit une variation de pression de plus de 2 Pa. Le résultat est donné en figure VII.1.

Les différences de pression entre le fond des cratères et les plaines sont en moyenne de  $-7$  Pa et peuvent atteindre une amplitude de  $-12$  Pa. De telles dépressions sont observées dans les quatre cratères de l'observation, avec une amplitude moins marquée dans le cratère le plus au sud. Sur les rebords des cratères, des valeurs de pression plus élevées que les plaines environnantes sont identifiées, avec des maxima de plus de 10 Pa et une valeur moyenne d'environ 5 Pa. De telles signatures se retrouvent au voisinage des cratères dans la plupart des observations OMEGA à diverses heures de la fin de matinée et du début d'après-midi (avec des amplitudes différentes). L'observation 278\_3 est donc de ce point de vue assez typique.

### VII.1.2 MODÉLISATION

Au chapitre précédent, une version très idéalisée du modèle méso-échelle martien (dont le développement complet est postérieur à l'étude des chapitres V et VI) n'avait permis d'évaluer que la contribution des ondes de gravité sur le signal de pression de surface. Les écarts de pression simulés étaient de l'ordre de  $\pm 1$  Pa au maximum (figure VI.16), en bon accord avec un dimensionnement au cas martien des résultats théoriques terrestres.

Nous proposons dans ce chapitre de reprendre l'analyse en incluant dans le modèle méso-échelle toutes les paramétrisations physiques de l'environnement martien décrites au chapitre III, y compris le modèle d'insolation sur les pentes du chapitre IV. Pour atteindre une résolution suffisamment fine dans la région considérée, tout en assurant une représentation correcte du forçage de grande échelle, trois domaines emboîtés ont été définis (de résolutions horizontales respectives 36, 9 et 2 km).

Les simulations ont été conduites à la même saison que l'observation. Il convient de cependant rappeler que le modèle méso-échelle simule des conditions typiques du point de vue du cycle des poussières, correspondant à l'année martienne « 1999-2001 ». La situation météorologique lors de l'observation en 2006 peut donc être légèrement différente. Après un premier jour de mise en route du modèle, les diagnostics des second, troisième et quatrième jours de simulation se révèlent voisins ; les résultats du troisième jour sont choisis pour l'analyse.

La résolution horizontale dans le troisième domaine de simulation est si fine que les mouvements convectifs de couche limite les plus larges sont résolus, bien que l'espacement horizontal entre les points de grille soit toujours trop élevé pour considérer que nous effectuons une simulation aux grands tourbillons. Nos simulations se situent donc dans la « zone grise » où la résolution de certains phénomènes dynamiques est ambiguë : l'activation ou non de certaines paramétrisations reste un choix difficile (voir chapitre I). Pour simplifier l'analyse, nous avons choisi dans un premier temps d'activer l'ajustement convectif pour assurer la stabilité du profil thermique et limiter les mouvements de couche limite. Nous reviendrons sur ce point à la fin de la discussion (voir figure VII.7).

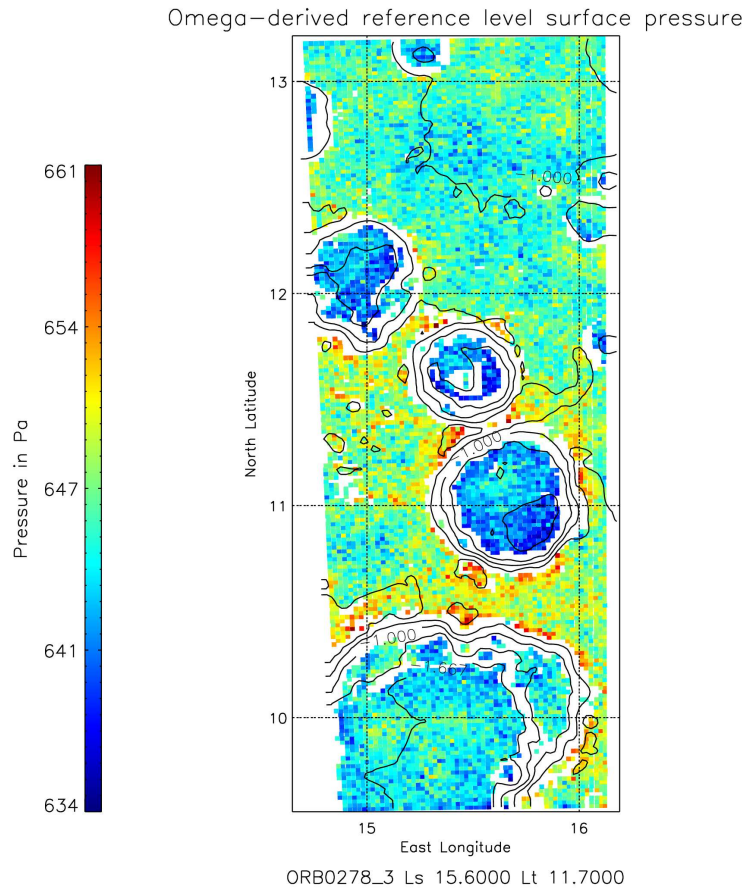


FIG. VII.1 – Carte de pression (Pa) réduite à l’altitude de référence  $-916$  m similaire à la figure VI.14, en excluant les pixels pouvant être affectés par une incertitude sur la correction de registration.

Le champ de pression de surface simulé dans le domaine de plus haute résolution est réduit au même niveau de référence que la mesure OMEGA à l’aide de la formule VI.2, en utilisant les températures simulées par le modèle  $\sim 1$  km au-dessus de la surface. Qualitativement, les variations de pression prédites par le modèle méso-échelle en figure VII.2 montrent une ressemblance certaine avec la mesure OMEGA présentée en figure VII.1. L’emplacement des zones de haute pression sur les rebords des cratères est similaire sur les champs mesurés et simulés. L’alignement de ces structures correspond au vent dominant d’amplitude moyenne  $6 \text{ m s}^{-1}$ , indiqué sur la figure VI.14, que le modèle méso-échelle reproduit correctement<sup>1</sup>. Par ailleurs, les dépressions observées au fond des cratères sont identifiées dans les simulations, à l’exception notable du large cratère le plus au sud. Le modèle reproduit par exemple le minimum de pression dans la partie sud-est du cratère centré à la latitude  $11^\circ\text{N}$ . Une large dépression dans la plaine située entre  $12^\circ\text{N}$  et  $13^\circ\text{N}$  est diagnostiquée à la fois dans les mesures et les simulations. Certaines structures prédites par le modèle ne sont néanmoins pas détectées lors de l’observation, comme par exemple la zone étendue de haute pression au nord du large cratère centré sur  $10^\circ\text{N}$ .

<sup>1</sup>Rappelons que les domaines sont emboîtés donc le vent dominant modélisé dans la région délimitée par la figure VII.2 est réellement simulé par le modèle méso-échelle. En effet, le forçage aux limites par les champs météorologiques du modèle de circulation générale est seulement réalisé aux bornes du domaine parent situées à environ 2700 km de la zone considérée.

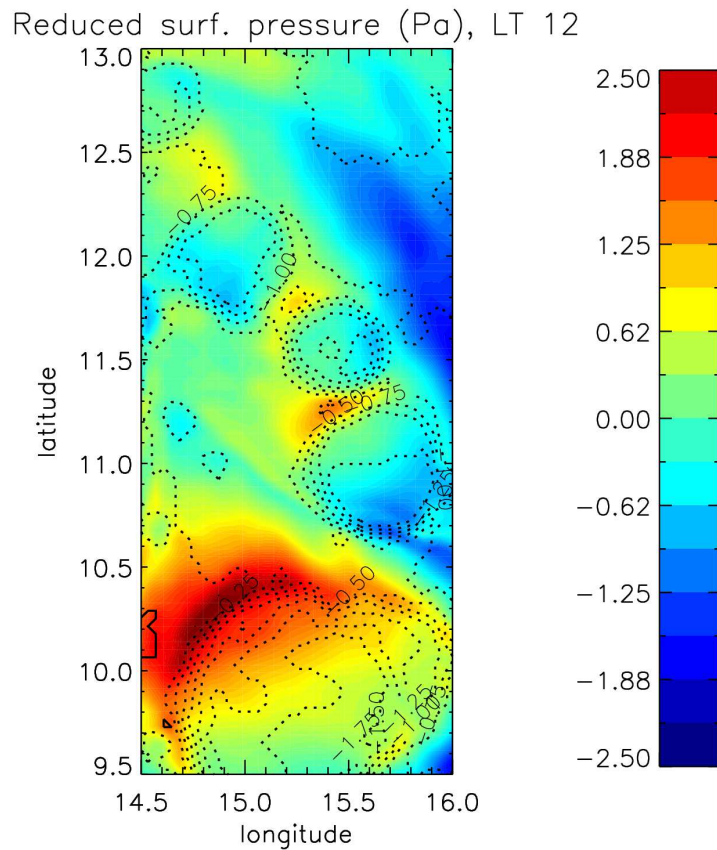


FIG. VII.2 – Champ de pression (Pa) simulé par le modèle méso-échelle dans le troisième domaine emboîté (résolution 2250 m). L'heure locale est 12 : 00, voisine de celle de l'observation VII.1. Les contours de topographie sont indiqués tous les 250 m. Le champ de pression de surface est réduit au même niveau de référence que la mesure OMEGA (voir légende de la figure VII.1) à l'aide de la formule VI.2, en utilisant les températures simulées par le modèle  $\sim 975$  m au-dessus de la surface. La présente figure doit être comparée à l'observation OMEGA de la figure VII.1.

Si qualitativement les similarités entre les champs mesuré et simulé ne manquent pas, l'accord quantitatif n'est pas au rendez-vous. Les écarts de pression maximaux simulés ( $\pm 1.5 - 2$  Pa) sont approximativement un ordre de grandeur moins élevé que les valeurs maximales observées et trois fois plus faibles que les valeurs moyennes observées. Les différences de pression entre l'intérieur du cratère centré sur  $11.5^\circ\text{N}$  et les plaines à l'ouest de ce cratère sont notamment extrêmement modérées dans les simulations, en très fort contraste avec la situation décrite par les observations. Disposer des champs tridimensionnels simulés par le modèle méso-échelle nous permet néanmoins d'analyser la situation météorologique régionale pour tenter de mieux comprendre une telle différence quantitative.

## VII.2 ANALYSE DE LA MÉTÉOROLOGIE LOCALE

### VII.2.1 VARIATIONS DE TEMPÉRATURE

#### VII.2.1.1 DIAGNOSTIC PRÉLIMINAIRE

Le chapitre V a montré que les variations de température atmosphérique peuvent affecter la mesure de pression de surface. Afin d'exploiter les capacités de cartographie de l'instrument OMEGA, la méthode d'inversion de la pression décrite au chapitre V a été utilisée au chapitre VI en faisant l'hypothèse que les variations locales de température atmosphérique sur une observation donnée étaient modérées. Cette hypothèse est fondée sur les champs simulés par les modèles de circulation générale et les observations dans les plaines martiennes, qui montrent que les variations (temporelles et spatiales) de température atmosphérique sont en général inférieures aux variations de température de surface de la région considérée. En nous basant sur les champs de température de surface mesurés par OMEGA [Jouglet *et al.*, 2008], nous avons alors conclu en section VI.3.3.2 que les variations locales de température atmosphérique ne remettaient pas en question la validité de la mesure et la détection de variations météorologiques de pression. Dans l'exemple de l'observation 278\_3, les variations de température de surface sont très modérées (1 – 3 K), à l'exception des pentes ensoleillées / ombragées (voir chapitre IV). Nous avons supposé qu'il en était de même pour les températures atmosphériques.

#### VII.2.1.2 APPORT DU MODÈLE MÉSO-ÉCHELLE

En section III.5.6, nous avons remarqué l'effet très significatif de la dynamique atmosphérique sur les températures dans le premier kilomètre au-dessus de la surface (figure III.17). Les vents catabatiques nocturnes conduisent notamment à une augmentation des températures atmosphériques aux pieds du volcan Olympus Mons. Les variations de température dans l'atmosphère sont alors bien plus marquées que les variations de température de surface : une telle modification de la structure thermique à proximité du sol entraîne une augmentation de la température de surface dont l'origine est purement dynamique.

De tels effets thermiques sont-ils significatifs en journée au voisinage des cratères de l'observation OMEGA 278\_3 dont la profondeur ne dépasse pas 2 km ? Nos simulations méso-échelle répondent à l'affirmative à cette question. La figure VII.3 montre en effet que les contrastes atmosphériques de température sont plus élevés (6 – 9 K) que les contrastes de température de surface (2 – 4 K). Si l'on en croit les résultats du modèle, nos précédentes conclusions étaient donc erronées et nous avons mésestimé les variations de température atmosphérique à l'échelle locale, qu'un modèle de circulation générale ne pouvait diagnostiquer.

Sous l'effet de la compression adiabatique dans un milieu de niveau topographique plus bas, l'intérieur des cratères est plus chaud que les plaines environnantes. A l'inverse, l'atmosphère au-dessus des rebords des cratères est plus froide. Lorsque la circulation atmosphérique force l'air à remonter la pente, la détente adiabatique est amplifiée et des minima de température peuvent être observés comme sur la figure VII.3. Ces minima de température atmosphérique sont d'ailleurs identifiés là où l'orientation des vents anabatiques s'accorde avec celle des vents dominants ; ils sont associés à des maxima de vitesse du vent. Les maxima de température au fond des cratères s'orientent également dans le sens du vent dominant : nous interprétons cela comme un effet des vents incidents qui, forcés de descendre la pente des cratères, renforcent le réchauffement adiabatique dans les dépressions topographiques.

La température de surface est cependant légèrement plus élevée au fond des cratères que dans les plaines, en raison des variations d'inertie thermique. Pour vérifier l'origine purement dynamique des variations de température atmosphérique, nous avons donc conduit des simulations avec une inertie thermique fixée à la valeur moyenne des terrains considérés ( $I = 65 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ ). Malgré une augmentation de la température de surface plus modérée au fond des cratères qu'en figure VII.3 (droite), les contrastes de température atmosphérique sont équivalents à ceux de la figure VII.3 (gauche), ce qui confirme l'origine dynamique de ces derniers.



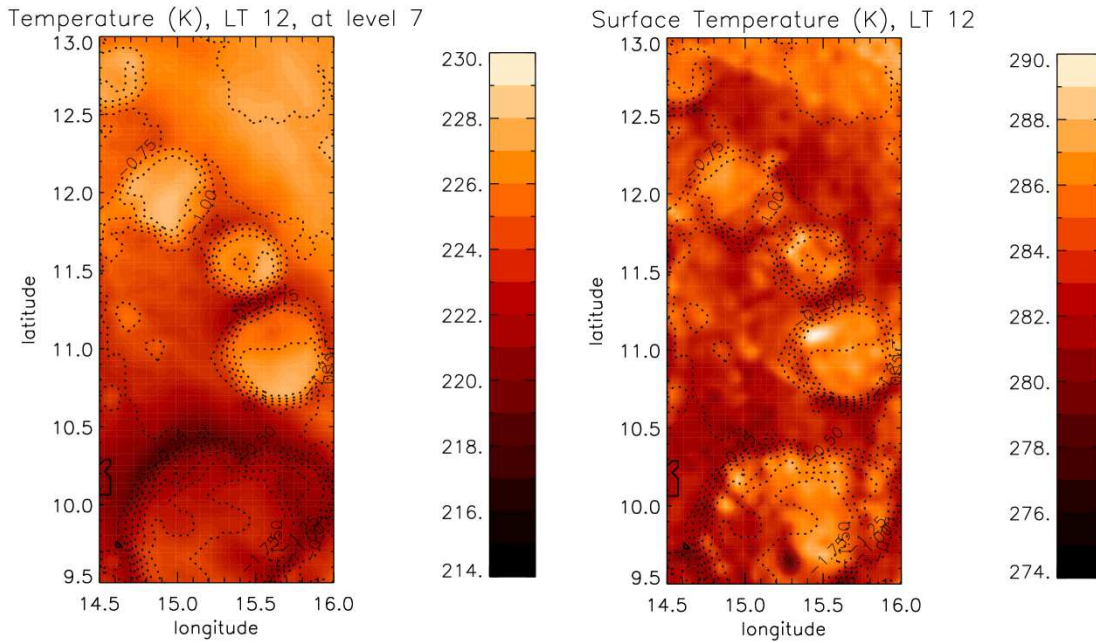


FIG. VII.3 – Températures (K) simulées dans le troisième domaine. L’heure locale est 12 : 00. La figure de gauche montre le champ de température atmosphérique  $\sim 975$  m au-dessus de la surface. Les contrastes horizontaux de température sont similaires si les champs plus proche de la surface sont analysés. La figure de droite présente le champ de température de surface. Les variations de température de surface sont vraisemblablement surestimées, car les mesures d’inertie thermique sont probablement biaisées par les effets atmosphériques (voir figure VII.4). Les écarts de température de surface ne dépassent pas 2 K dans une simulation méso-échelle réalisée à inertie thermique constante.

### VII.2.1.3 CONDITIONS NOCTURNES

Bien qu’il sorte du cadre de la comparaison avec les données OMEGA, l’écoulement atmosphérique nocturne dans la région considérée mérite quelques remarques.

Comme dans le cas d’Olympus Mons (figure III.17), les vents catabatiques qui descendent les pentes des cratères à une vitesse d’environ  $20 \text{ m s}^{-1}$  induisent un réchauffement adiabatique très élevé dans l’atmosphère attenante aux flancs des cratères (figure VII.4). L’amplitude des variations de température atmosphérique peut paraître pour le moins surprenante. Cependant, bien que les cratères considérés ne soient pas parmi les plus profonds sur Mars, les pentes restent très abruptes donc les vents catabatiques sont particulièrement développés.

Les forts contrastes de température atmosphérique au-dessus de terrains caractérisés par une inertie thermique très faible induisent des variations de température de surface pouvant atteindre entre 10 et 15 K. Comme aux pieds d’Olympus Mons, il est fort probable que les mesures d’inertie thermique aient été biaisées par ces effets dynamiques non pris en compte dans le modèle thermique de sol qui permet de déduire l’inertie thermique des mesures de température de surface réalisées par l’instrument TES. Ce diagnostic semble confirmé lorsque l’on compare le champ d’inertie thermique à haute résolution [Putzig and Mellon, 2007] au champ de température de surface simulé par notre modèle en supposant l’inertie thermique constante. En attribuant aux propriétés du sol un rôle qui est en réalité dévolu à la circulation méso-échelle, le modèle thermique de sol interprète de façon erronée les températures de surface élevées sur les flancs des cratères comme une plus forte

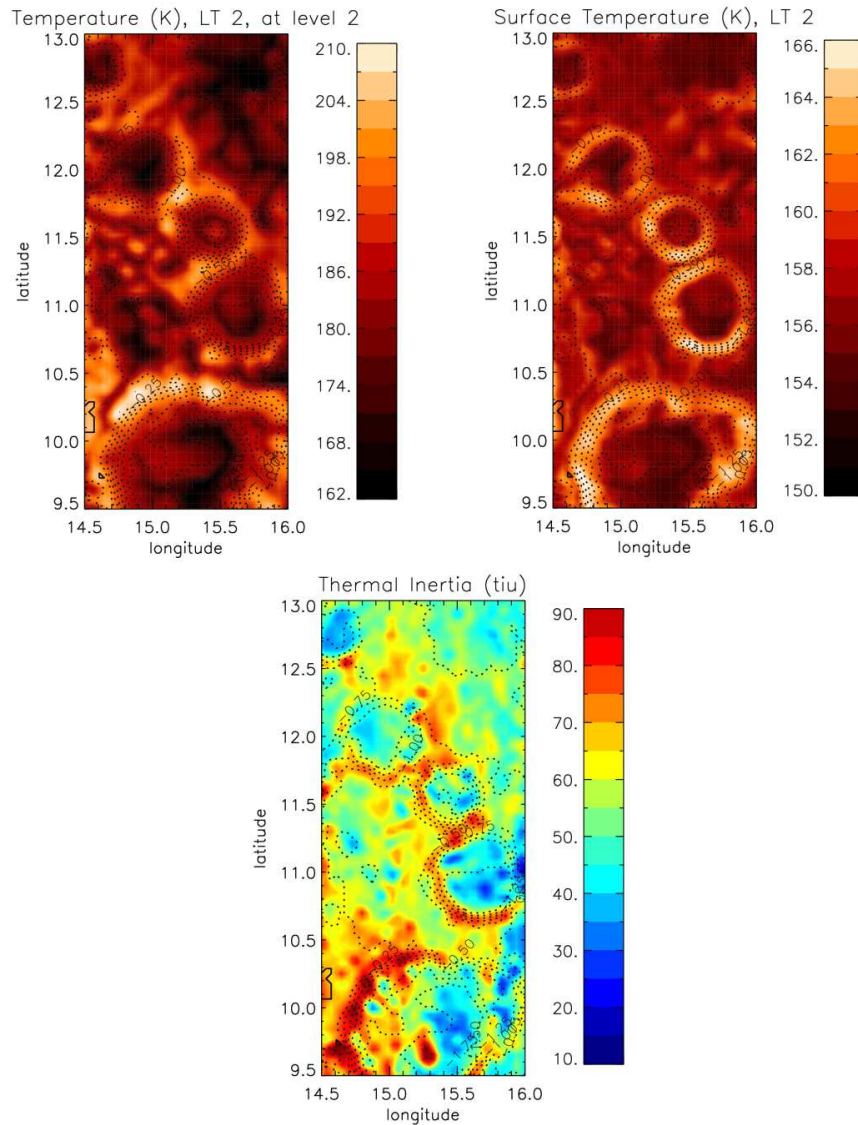


FIG. VII.4 – Températures nocturnes dans le troisième domaine de simulation. L’heure locale considérée est 02 : 00, heure autour de laquelle sont réalisées les mesures TES de température de surface ayant servi à déterminer l’inertie thermique. La figure en haut à gauche montre le champ de température atmosphérique  $\sim 14$  m au-dessus de la surface dans le modèle méso-échelle. La figure en haut à droite illustre le champ de température de surface simulé. Noter les réchauffements adiabatiques liés aux vents catabatiques le long des flancs du cratère. Les deux figures du haut peuvent être mises en parallèle avec la figure III.17 autour d’Olympus Mons. Pour mettre en évidence l’influence atmosphérique sans ambiguïtés, les résultats de simulation ont été obtenus en supposant l’inertie thermique constante ( $I = 65 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ ) mais les effets précités sont également identifiés, avec une amplitude cependant plus faible, en supposant l’inertie thermique des terrains égale aux mesures haute résolution de *Putzig and Mellon* [2007]. La figure en bas présente ce champ d’inertie thermique ( $1 \text{ tiu} \equiv 1 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$ , voir la figure II.3). Nous pensons que les fortes valeurs d’inertie thermique sur les flancs des cratères et les faibles valeurs au fond des cratères ne sont pas réelles et traduisent l’influence de la dynamique atmosphérique (non prise en compte dans le modèle thermique de sol) sur la température de surface, mise en évidence par les figures du haut.



propension des sols à conserver la chaleur et surestime donc la valeur de l'inertie thermique. De même, les températures de surface plus basses au fond des cratères conduisent à sous-estimer l'inertie thermique.

A l'intérieur des cratères, les températures atmosphériques nocturnes sont plus basses que dans les plaines. En début de soirée (heures locales 19 : 00 – 20 : 00), le refroidissement radiatif reste confiné en dessous d'une centaine de mètres au-dessus de la surface. Au cours de la nuit, l'épaisseur de la couche d'air froid augmente peu à peu pour atteindre quasiment toute la hauteur du cratère peu avant le lever du soleil. La formation d'un « réservoir d'air froid » (*cold pool*) dans les vallées est un phénomène qui se rencontre également en météorologie terrestre [Banta *et al.*, 2004]. L'une des interprétations communément admises pour expliquer ce phénomène est l'advection d'air froid par l'écoulement catabatique, une interprétation qui paraît judicieuse sur Mars en regard des forts vents qui dévalent la pente dans une couche d'air très fine proche du sol qui reste en situation de refroidissement radiatif. De plus, comme rappelé en section II.3.2.1, les vents de pente proche de la surface ne sont qu'une composante d'une recirculation des masses d'air dans le cratère. Au centre du cratère, l'air converge et s'élève, contribuant également par détente adiabatique au refroidissement de l'atmosphère au sein du cratère. Nous n'excluons cependant pas que les effets de couche limite soient également à l'oeuvre : les forts vents à l'intérieur du cratère peuvent augmenter la production de turbulence par cisaillement et favoriser au cours de la nuit une élévation de la couche d'air froid normalement confinée très proche de la surface.

## VII.2.2 NOUVEAUX ÉLÉMENTS D'INTERPRÉTATION DES MESURES OMEGA

Nous avons donc vu à la section précédente que la topographie influence significativement la structure thermique de l'atmosphère, même dans le cas de cratères relativement peu profonds à l'échelle de Mars. Voyons donc les conséquences de ces effets, que nous avons initialement négligés, sur la mesure de pression OMEGA.

### VII.2.2.1 INCERTITUDES RELATIVES À LA MÉTHODE DE MESURE

L'analyse conduite à la section V.2.3.2 nous a permis de quantifier l'effet sur les mesures de pression de l'incertitude sur la température atmosphérique. La figure V.15 indique que le biais  $\Delta p$  sur la mesure de pression associé à une incertitude  $\Delta T$  vérifie approximativement la relation numérique  $\Delta p \simeq -\Delta T$  (avec  $p$  en Pa et  $T$  en K). Or le modèle méso-échelle semble montrer que nous avons sous-estimé les variations locales de température au voisinage des structures topographiques : ces écarts peuvent-ils expliquer les dépressions observées dans les cratères ?

La réponse est négative. Admettons que le modèle méso-échelle fournisse une estimation réaliste de la température atmosphérique  $T_r$  au moment de l'observation, ou du moins une estimation plus réaliste à l'échelle régionale que la température « moyenne »  $T_h$  simulée par le modèle de circulation générale. Au fond des cratères, le modèle méso-échelle révèle des températures atmosphériques  $T_r$  plus élevées que les températures  $T_h$  employées dans le modèle inverse de mesure de la pression. Autrement dit, nous avons  $\Delta T = T_h - T_r < 0$ , donc  $\Delta p = p_h - p_r > 0$  : la mesure de pression OMEGA  $p_h$  est donc surestimée. Autrement dit, l'amplitude des dépressions observées au fond des cratères est très probablement sous-estimée sur les cartes de pression OMEGA. Cette sous-estimation est en réalité moins élevée que ne le laisse penser la figure V.15 car seules les températures dans les premiers kilomètres au-dessus de la surface diffèrent significativement entre le modèle méso-échelle et le modèle de circulation générale. Nous avons déterminé que la relation des incertitudes devient alors  $\Delta p \simeq -0.75 \Delta T$ , ce qui, dans le cas du champ de pression réduit de la figure VII.1, représente tout de même un renforcement des dépressions de 5 Pa à une profondeur de 2000 m (en supposant un écart de température de 8 K).

## VII.2.2.2 EFFET SUR L'INTERPOLATION DE LA PRESSION AU NIVEAU DE RÉFÉRENCE

Plaçons nous dans un cratère en un point de pression de surface  $p_s$ . Comme dans la section précédente, nous considérons une température atmosphérique  $T_h$  évaluée par le modèle de circulation générale, qui ne comporte pas toutes les nuances régionales de la température  $T_r$  simulée par le modèle méso-échelle. La pression  $\tilde{p}$  réduite à un niveau de référence  $\tilde{z}$  peut s'écrire dans les deux cas

$$\tilde{p}_h = p_s e^{\frac{g(z-\tilde{z})}{R T_h}} \quad \text{et} \quad \tilde{p}_r = p_s e^{\frac{g(z-\tilde{z})}{R T_r}} \quad (\text{VII.1})$$

et nous avons alors

$$\tilde{p}_h \simeq \tilde{p}_r e^{\frac{g(z-\tilde{z})}{R T_h^2} (T_r - T_h)} \quad (\text{VII.2})$$

où les valeurs de température sont prises à 1 km au-dessus de la surface locale. En journée, à l'intérieur des cratères, nous avons toujours  $T_r > T_h$  donc, en appliquant (VII.2) avec  $z < \tilde{z}$ , nous obtenons  $\tilde{p}_h < \tilde{p}_r$ . Ainsi, contrairement au cas de la section précédente, l'erreur sur la température supposée dans l'étape de réduction de la pression conduit à une surestimation de l'amplitude des dépressions au fond des cratères.

Si nous choisissons le fond du cratère centré en  $11^\circ\text{N}$ , l'écart de température avec la plaine à l'ouest du cratère est d'environ 8 K. La température atmosphérique 1 km au-dessus de la surface de cette plaine est d'environ 222 K, ce qui correspond approximativement à la valeur du modèle de circulation générale utilisée pour réduire la pression OMEGA à une altitude de référence. Le point considéré au fond du cratère est situé environ 1000 m plus bas que le niveau de référence  $\tilde{z}$  choisi pour le calcul des figures VII.2 et VII.3. Si la pression de surface modélisée est réduite en calculant l'échelle de hauteur à l'aide de la température  $T_h = 222$  K au lieu de  $T_r$  simulée, l'application de la formule (VII.2) montre que l'écart de pression induit est de l'ordre de 0.3%, soit environ 2 Pa pour les valeurs de pression considérées. Les écarts de pression observés ne peuvent donc être expliqués par ce seul biais, bien qu'il puisse rendre compte d'une partie de la surestimation des signatures de pression mesurées.

## VII.2.2.3 TEMPÉRATURE, PRESSION ET ÉQUILIBRE HYDROSTATIQUE

Les questions soulevées au point précédent sont en fait plus générales. L'équation hypsométrique (I.16) est une reformulation de l'équilibre hydrostatique et donne une relation entre température atmosphérique et pression de surface. Nous l'avons employée pour réduire la pression à une altitude de référence et nous affranchir de la composante topographique de la pression. Nous pouvons également raisonner directement sur le signal de pression sans passer par cette réduction et tenter d'évaluer si la contribution des seuls effets thermiques, *via* l'équilibre hydrostatique, permet d'expliquer les variations de pression observées ou simulées.

Faisons l'hypothèse que les variations de pression  $p_s$  vérifient l'équilibre hydrostatique et traduisent en réalité des variations d'échelle de hauteur  $H$ , ou encore de « température équivalente »  $T_{\text{equiv}} = gH/R$ . Les mesures de pression peuvent alors être considérées comme des mesures de température  $T_{\text{equiv}}$  dont l'expression est déduite de (I.16) et s'écrit

$$T_{\text{equiv}} = g \frac{z - z_{\text{ref}}}{R \ln \frac{p_{\text{ref}}}{p_s}} \quad (\text{VII.3})$$

avec  $p_{\text{ref}}$  la mesure obtenue au point d'altitude  $z_{\text{ref}}$ . De façon à éviter tout problème d'indétermination lorsque  $p_s \sim p_{\text{ref}}$  et  $z \sim z_{\text{ref}}$ , nous choisissons de nous placer à une altitude  $z_{\text{ref}} = -50$  m, au-dessus des rebords des cratères.

La figure VII.5 illustre l'application de la formule (VII.3) en employant la pression de surface simulée par le modèle méso-échelle. Le champ de « température équivalente » obtenu est sensiblement comparable au champ de température à 1 km (figure VII.3). Seules les valeurs de « température équivalente » sur la plaine centrée à  $11^\circ\text{N}$ ,  $11^\circ\text{E}$  sont plus faibles que les valeurs de température atmosphérique ; cependant, l'altitude des terrains de cette plaine est proche de  $z_{\text{ref}}$  (et  $p_s$  proche de  $p_{\text{ref}}$ ), ce qui rend l'inversion opérée par la formule (VII.3) très sensible à tout écart, fût-il minime,

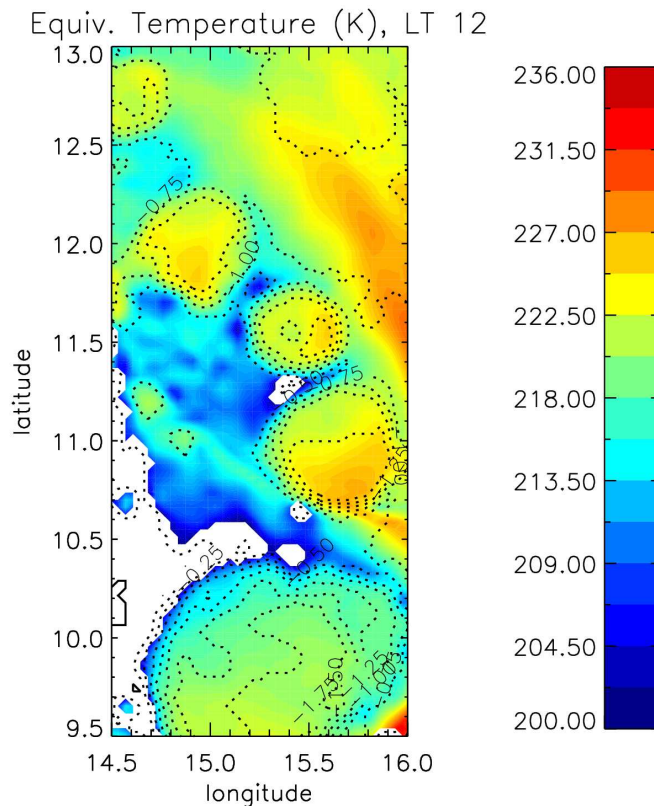


FIG. VII.5 – Température équivalente (K) obtenue par la formule (VII.2) appliquée au champ de pression de surface simulé par le modèle méso-échelle. Le couple  $(z_{\text{ref}}, p_{\text{ref}})$  est déterminé en localisant le point d'altitude  $z_{\text{ref}} = -50$  m et en adoptant la pression simulée en ce point pour valeur de  $p_{\text{ref}}$ . Ne sont pas incluses sur le schéma les valeurs aux points du domaine pour lesquels  $(z, p)$  est trop proche de  $(z_{\text{ref}}, p_{\text{ref}})$ . La présente figure peut être comparée à la figure VII.3 (gauche).

de la pression à l'équilibre hydrostatique. Le bon accord entre les champs de température présentés en figure VII.3 et figure VII.5 nous suggère les deux conclusions suivantes :

- Le choix d'employer la température 1 km au-dessus du sol dans la formule hypsométrique, élaboré à partir d'un raisonnement comparable en utilisant des simulations du modèle de circulation générale, semble confirmé. Les comparaisons de la carte de température VII.5 avec les champs de température atmosphérique à d'autres altitudes vont également dans le sens de cette conclusion. Les raisonnements de la section VI.4.2 sont ici vérifiés en pratique.
- Les variations de pression de surface simulées par le modèle s'expliquent principalement par une corrélation hydrostatique avec le signal de température atmosphérique.

Si le dernier point est vérifié, les conditions nocturnes très froides au fond des cratères diminuent l'échelle de hauteur, donc induisent des zones de haute pression, soit la situation inverse de la figure VII.2. Nous observons effectivement ces phénomènes dans les simulations méso-échelle : les signatures de pression subissent un cycle diurne plus marqué que dans les plaines<sup>2</sup> à cause des plus fortes variations diurnes de température atmosphérique et dépendent donc sensiblement de l'heure locale considérée.

<sup>2</sup>En analysant les résultats de leurs simulations méso-échelle, Tyler *et al.* [2002] et Rafkin and Michaels [2003] avaient noté, dans l'exemple de Valles Marineris, que l'amplitude du cycle diurne de pression augmente dans les dépressions orographiques. Cependant, ces auteurs ne proposaient pas d'interprétation quant à l'origine de cette augmentation.

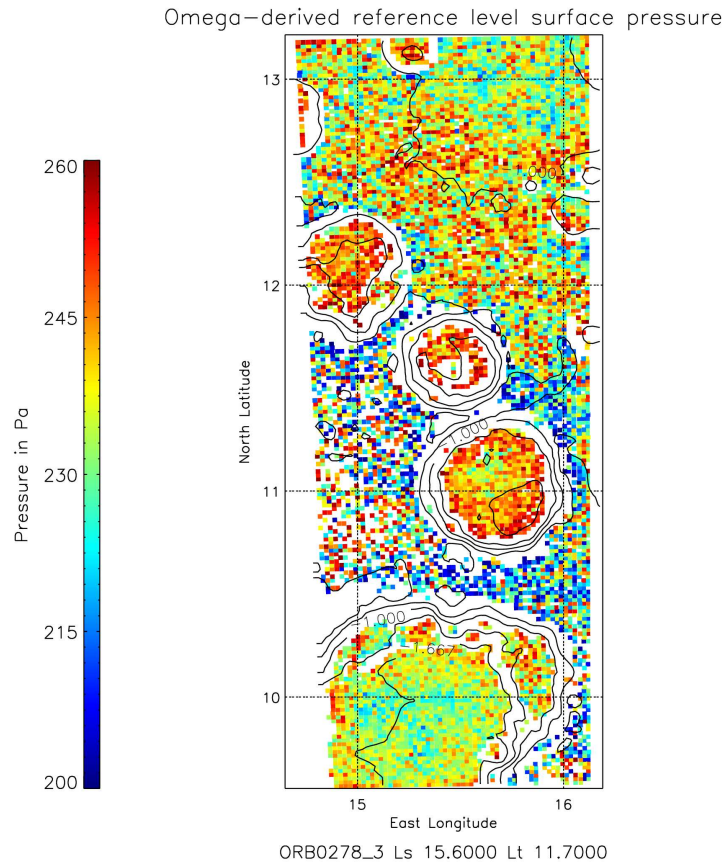


FIG. VII.6 – Température équivalente (K) obtenue par la formule (VII.2) appliquée au champ de pression de surface observé par OMEGA. Le couple  $(z_{\text{ref}}, p_{\text{ref}})$  est déterminé en localisant le point d'altitude  $z_{\text{ref}} = -50$  m et en adoptant la pression observée en ce point pour valeur de  $p_{\text{ref}}$ . Ne sont pas incluses sur le schéma les valeurs aux points du domaine pour lesquels  $(z, p)$  est trop proche de  $(z_{\text{ref}}, p_{\text{ref}})$  et les valeurs déjà exclues sur la figure VII.1. Bien que les structures de la carte soient proches des structures simulées en figure VII.5, les variations de température équivalente apparaissent comme irréalistes : l'équilibre hydrostatique est insuffisant pour rendre compte des variations de pression observées par OMEGA.

Nous pouvons appliquer de même la formule (VII.3) aux résultats de la mesure OMEGA, afin d'obtenir une évaluation de la « température équivalente » dans les observations. Les variations de température révélées par la figure VII.6 vont dans le sens des simulations de la figure VII.5 : des températures plus chaudes au fond des cratères sont identifiées dans les mesures. Quantitativement, et ce n'est pas une surprise au vu de la différence entre les figures VII.1 et VII.2, les variations de température équivalente sont cependant beaucoup plus marquées que les amplitudes modélisées. Nous pouvons de plus noter que les contrastes horizontaux de température sont irréalistes, puisque les écarts entre les plaines et le fond des cratères peuvent atteindre 60 K. De telles amplitudes semblent indiquer que l'hypothèse de départ est erronée : les seules variations d'échelle de hauteur ne peuvent expliquer qu'une partie des variations de pression observées par OMEGA. L'équation hypsométrique ne permet pas d'interpréter les variations de pression mesurées sans nécessiter des gradients thermiques irréalistes.

## VII.2.2.4 D'AUTRES INTERPRÉTATIONS ?

L'analyse que nous proposons dans le présent chapitre reste très préliminaire. Quelques pistes d'étude peuvent être évoquées :

1. Dans ce qui précède, nous avons implicitement supposé, conformément à la littérature [e.g. *Egger, 2003*], que la signature dynamique des vents catabatiques et anabatiques dans le champ de pression se réduit aux variations thermiques hydrostatiques. Existe-t-il d'autres signatures de ces vents sur le champ de pression ? Que se passe-t-il si ces circulations ne sont pas à l'équilibre ?
2. Lorsque des circulations méso-échelle très intenses se mettent en place au voisinage des obstacles topographiques, le rapport de mélange en poussières dans l'atmosphère peut varier significativement (voir section III.1.3.2). Quelles sont les variations locales de quantité de poussières à proximité des cratères étudiés dans ce chapitre ? Quel serait l'effet sur la mesure de pression de telles variations locales, en utilisant l'analyse de la section V.2.3.3 ?
3. Nous montrons en figure VII.7 les champs de température simulés avec ou sans ajustement convectif. Une analyse préliminaire nous indique que les champs de pression sont voisins dans les deux cas. La figure VII.7 montre cependant des variations de température de fine échelle plus marquées dans les simulations sans ajustement convectif, ainsi qu'un phénomène de « convection orographique ». L'atmosphère martienne se comporte-t-elle comme l'un ou l'autre de ces extrêmes ? La réalité martienne est-elle un intermédiaire entre les deux situations ? Faut-il modifier les paramétrisations du modèle pour rendre compte d'une manière plus réaliste de l'environnement martien ?

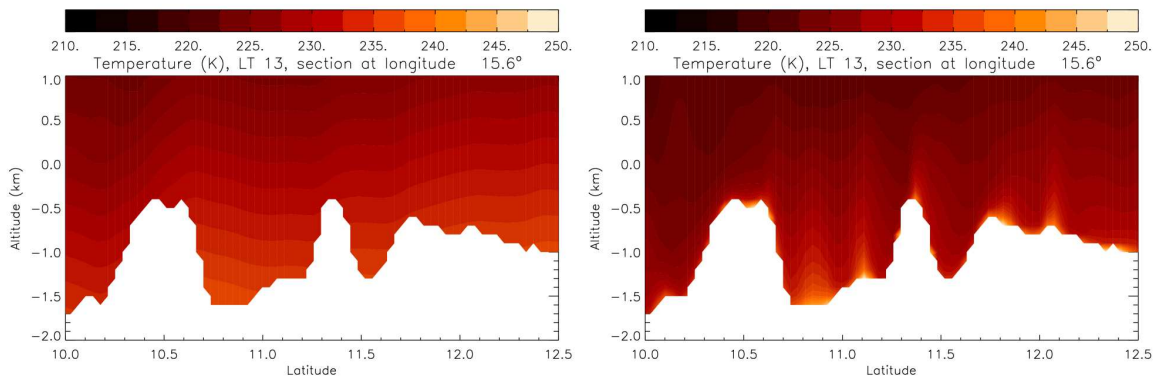


FIG. VII.7 – Coupe longitude/altitude de température atmosphérique (K) simulée dans les cratères avec (gauche) et sans (droite) ajustement convectif. L'heure locale est 13 : 00 et la figure se limite aux altitudes absolues entre  $-2$  et  $1$  km. A gauche, les mouvements convectifs ne se développent pas en raison de la stabilisation immédiate des profils thermiques par la paramétrisation. A droite, les profils instables donnent lieu à des mouvements convectifs résolus qui apparaissent sous la forme de panaches chauds. Les rebords des cratères semblent constituer une zone privilégiée de formation de ces panaches (« convection orographique »). La couche chaude qui suit la surface est plus épaisse dans ces simulations que dans les simulations ajustées convectivement (à la résolution verticale des figures cette couche est imperceptible sur la figure de gauche). Dans ce cas, nous avons noté un léger renforcement des vents anabatiques et un développement de ces vents sur une couche plus épaisse.

---

En résumé, le modèle méso-échelle indique que, particulièrement au voisinages des structures orographiques, les variations thermiques régionales dans l'atmosphère sont plus importantes que ce qui était communément admis sur la base des diagnostics des modèles de circulation générale. Les variations de pression induites par ces écarts de température sont significatifs. Par ailleurs, la prudence doit être de mise lorsque toute mesure à haute résolution est réalisée : nous avons pris pour exemple notre propre mesure de pression OMEGA et les mesures d'inertie thermique par *Putzig and Mellon* [2007].

Les observations OMEGA, dont nous avons pu proposer l'interprétation d'une partie des signatures observées, sont riches d'information sur l'activité de la planète à l'échelle régionale. Le modèle méso-échelle est un outil incomparable pour accéder à des informations que la mesure ne peut révéler, bien qu'il ne puisse constituer une référence qui viendrait se substituer au besoin d'étendre les données disponibles pour l'atmosphère martienne. Nous comptons donc à l'avenir poursuivre les comparaisons entre les diagnostics du modèle méso-échelle et les résultats d'observations de l'atmosphère martienne.



# CONCLUSION





## CONCLUSION : RÉSUMÉ

L'objectif du présent travail de thèse était de mieux comprendre la circulation atmosphérique sur Mars aux échelles horizontales inférieures à la centaine de kilomètres.

Dans ce but, nous avons construit un modèle météorologique méso-échelle martien original. Notre modèle allie la puissance et la flexibilité du coeur dynamique nonhydrostatique compressible ARW-WRF au réalisme des paramétrisations physiques martiennes du modèle de circulation générale du LMD. Les résultats du modèle sur des cas de référence ont montré le bien-fondé de cette démarche. Pour les applications méso-échelle martiennes, nous avons ajouté à la physique du modèle une correction de l'effet des pentes topographiques sur l'insolation reçue par la surface. Notre correction utilise une formule à la fois simple et réaliste pour calculer la composante diffusée par les poussières atmosphériques qui, bien que significative sur Mars, n'était pas correctement prise en compte dans les méthodes existantes.

Notre nouveau modèle météorologique nous a permis d'explorer la riche dynamique atmosphérique martienne à l'échelle régionale. Tous les éléments concourent pour affirmer que la circulation méso-échelle sur Mars est d'une intensité supérieure à bien des égards à l'activité météorologique régionale sur Terre.

Sur Mars, tout obstacle topographique modifie profondément la dynamique du fluide atmosphérique et la structure thermique : puissants vents anabatiques et catabatiques, activité soutenue des ondes de gravité, renforcement du cycle diurne de pression. Les grands volcans martiens, les plus élevés du système solaire, constituent un exemple extrême et instructif de l'intensité de ces phénomènes comme en attestent les nuages de glace d'eau aux sommets des volcans de Tharsis, la circulation non-linéaire dans le sillage d'Elysium Mons et l'« anneau chaud » nocturne aux pieds d'Olympus Mons.

La situation météorologique régionale dans les plaines martiennes n'est pas aussi calme que peuvent le laisser penser les simulations synoptiques à basse résolution horizontale. Pour reproduire par le modèle méso-échelle les rafales de vent mesurées en fin d'après-midi par les sondes Viking et Pathfinder, nous montrons qu'il est nécessaire d'abandonner l'hypothèse d'ajustement convectif qui limite l'intensité des vents dans les modèles de circulation générale martiens.

Le modèle nous a également permis de conduire des simulations aux grands tourbillons à très haute résolution spatiale afin d'examiner la dynamique de la couche limite martienne. Nous avons ainsi pu mettre en évidence l'importance du forçage radiatif dans les premières centaines de mètres au-dessus du sol, la vigueur des mouvements convectifs de couche limite et la formation de nombreux tourbillons de type *dust-devils* aux intersections des cellules convectives. En outre, la comparaison entre les profils de température simulés et les mesures récentes des instruments miniTES à bord des *rovers* s'est révélée favorable.

La mesure à haute résolution de la pression de surface par télédétection à l'aide du spectroimageur OMEGA à bord de Mars Express a enrichi le propos d'éléments observationnels inédits. Nous avons soigneusement évalué les incertitudes de la mesure basée sur la bande d'absorption à  $2 \mu\text{m}$  du  $\text{CO}_2$ . Nous avons conclu que des variations météorologiques de pression de surface pouvaient être détectées à condition d'opérer une sélection préalable des observations OMEGA, ce qui ouvrirait la voie à l'exploitation des possibilités de cartographie de l'instrument.

Les mesures de pression par l'instrument OMEGA confirment l'intensité de la circulation régionale sur la planète Mars. L'identification de gradients de pression aux moyennes latitudes dans la fourchette haute prévue par les modèles de circulation générale semble aller dans ce sens. A plus haute résolution, nous avons détecté dans le champ de pression des structures ondulatoires qui pourraient constituer la signature d'ondes de gravité atmosphériques. Nous montrons enfin que les variations de pression à proximité des obstacles topographiques sont beaucoup plus marquées que dans les plaines, confirmant les diagnostics du modèle méso-échelle.

## CONCLUSION : PERSPECTIVES

Le présent travail de thèse a donné naissance à un nouveau simulateur atmosphérique pour la planète Mars, adapté aux échelles régionales. Les applications du modèle sont potentiellement nombreuses. Nous donnons dans ce qui suit quelques questions scientifiques que nous comptons examiner avec notre modèle, dont l'amélioration sera par ailleurs une constante exigence. Autant que possible, nous comptons également continuer à participer au nécessaire travail d'analyse des données dérivées des missions spatiales présentes et à venir. Notre objectif futur est autant de comprendre l'atmosphère de Mars que de connaître les mécanismes fondamentaux qui régissent les phénomènes météorologiques à l'échelle régionale quelque soit la planète considérée : principalement Mars et la Terre, mais éventuellement d'autres planètes du système solaire.

### ETUDES SPÉCIFIQUES À MARS

**TRANSPORT D'AÉROSOLS ET D'ESPÈCES CHIMIQUES** Dans l'attente de mesures de vent plus nombreuses sur Mars, les observations par satellite des variations atmosphériques locales de quantité de poussières, d'eau (vapeur et nuages de glace) et d'ozone constituent des mesures indirectes des mouvements atmosphériques. Si de tels diagnostics s'accompagnent de mesures de température atmosphérique, la confrontation entre les données et les simulations devrait offrir de belles perspectives pour comprendre le système atmosphérique martien<sup>3</sup>. Sur ces questions, les régions polaires martiennes pourraient notamment constituer un « terrain de jeu » privilégié pour notre modèle méso-échelle [Vincendon *et al.*, 2008].

**CONVECTION** Dans la nuit polaire martienne, la sursaturation des profils thermiques suggère une source significative d'énergie potentielle et la formation de nuages « convectifs » de CO<sub>2</sub> [Colaprete *et al.*, 2008]. De tels phénomènes modifient très significativement la dynamique atmosphérique dans ces régions. L'emploi d'un modèle méso-échelle martien non-hydrostatique pour examiner ces situations de convection profonde paraît tout indiqué. Un tel projet<sup>4</sup> est d'autant plus porteur que le débat est alimenté par la découverte de nuages cumuliformes de CO<sub>2</sub> à haute altitude (~ 80 km) par Montmessin *et al.* [2007].

**TEMPÊTES RÉGIONALES DE POUSSIÈRE** Le déclenchement et la croissance des tempêtes régionales de poussière sur Mars, sous la forme de soulèvement local (figure II.5) ou de fronts étendus (figure II.8) reste une question peu abordée. Le soulèvement de la poussière, son transport dans l'atmosphère et les rétro-actions dynamiques engendrées sont encore mal connus<sup>5</sup>. Les modèles méso-échelle pourraient aider à mieux cerner le problème. Une meilleure compréhension des phénomènes locaux est cruciale pour s'attaquer au difficile mais fascinant problème des tempêtes de poussière globales sur Mars.

Au cours d'une visite d'une semaine financée par une bourse européenne Europlanet, nous avons commencé à examiner avec notre modèle le développement aux échelles régionales de la grande tempête de poussière en 2001, en collaboration avec Luca Montabone, Peter Read et Steve Lewis de l'université d'Oxford et l'Open University en Angleterre.

<sup>3</sup>Collaborations initiées : Jean-Baptiste Madeleine (nuages de glace d'eau, LMD, Paris) Mike Wolff (aérosols, SSI, Milwaukee, USA), Mathieu Vincendon (aérosols et régions polaires, IAS, Orsay), Francesca Altieri (ozone, IFSI, Italie), Luca Maltagliati (vapeur d'eau, MPG, Allemagne), l'équipe PFS (température, IFSI, Italie).

<sup>4</sup>Collaborations initiées : Anni Mättänen et Franck Montmessin (SA, Verrières-le-Buisson).

<sup>5</sup>Collaborations initiées : Scot Rafkin et Tim Michaels (modélisation méso-échelle en présence de poussières, Southwest Research Institute, Boulder, USA), Eric Hébrard (paramétrisation du soulèvement des poussières, LISA).

**ÉTUDES GÉOLOGIQUES** Les modèles météorologiques régionaux peuvent être très utiles pour déterminer comment l'érosion du vent a pu façonner les terrains martiens<sup>6</sup>, là où les modèles de circulation générale montrent leurs limites [Hayward et al., 2007]. L'application du modèle à des questions géologiques n'est pas limitée à l'érosion éolienne : l'étude des conditions atmosphériques et des phénomènes de transport influençant les dépôts de glace dans les conditions climatiques passées serait d'un grand intérêt.

**PRÉPARATION DES PROCHAINES MISSIONS** L'activité d'exploration de la planète Mars devrait continuer à se développer dans les prochaines années. La prochaine étape est l'imposant *rover* Mars Science Laboratory (NASA) qui doit être lancé à l'automne 2009. L'Agence Spatiale Européenne a également le projet de développer son propre *rover*, ExoMars, pour un lancement pour l'instant prévu en 2013. Pour la sélection des sites d'atterrissage et la détermination des conditions d'environnement de la mission, les diagnostics d'un modèle méso-échelle peuvent se révéler particulièrement utiles.

## ÉTUDES EN PARALLÈLE SUR MARS ET SUR TERRE

**COUCHE LIMITE ET TOURBILLONS CONVECTIFS** Même si certaines différences existent entre les couches limite martienne et terrestre, l'étude des mouvements convectifs dans les premiers kilomètres au-dessus de la surface se prête aisément à une comparaison basée sur des lois de similitudes. L'enjeu sur Mars comme sur Terre serait alors de conduire des simulations aux grands tourbillons dans des conditions de moins en moins idéalisées, en étudiant par exemple l'influence d'une topographie plus complexe ou le transport de la poussière pour simuler de véritables *dust-devils* terrestres et martiens.

**MÉTÉOROLOGIE DE MONTAGNE** Les études théoriques ont pour elles la puissance de la généralité. La présence sur Mars d'obstacles topographiques géants permet d'explorer des situations réelles inédites sur Terre que la théorie prévoit pourtant. Une étude conjointe des circulations à proximité des obstacles topographiques réels sur Mars et sur la Terre serait donc un grand intérêt. L'interaction entre vents de pente et ondes de montagne reste une question qu'il serait également intéressant d'examiner plus en détail sur les deux planètes.

**NON-HYDROSTATISME** Les études météorologiques se concentrent souvent sur des situations indiscutablement hydrostatiques ou non-hydrostatiques. Une étude des phénomènes à la frontière du non-hydrostatisme serait très instructive, d'autant plus que les modèles méso-échelle modernes peuvent simuler les mouvements atmosphériques dans le cas où l'approximation hydrostatique est ou n'est pas vérifiée. L'examen des effets non-hydrostatiques dans des situations réalistes sur Terre pourrait être complété de simulations martiennes, où les phénomènes dynamiques sont, nous l'avons vu, beaucoup plus intenses.

## D'AUTRES ATMOSPHÈRES ?

Dans un avenir plus lointain, un effort de modélisation méso-échelle se révélera peut être d'un grand intérêt sur d'autres planètes que la Terre et Mars. Sur Titan, des simulations idéalisées résolvant les phénomènes convectifs ont déjà été conduites [Barth and Rafkin, 2007]. Sur Vénus, les observations récentes par Venus Express d'ondes de gravité dans la couche de nuages [Sanchez-Lavega et al., 2008] pourraient encourager des études numériques sur le sujet. L'activité convective et ondulatoire à méso-échelle sur Jupiter [Reuter et al., 2007] serait également susceptible d'éveiller des envies de modélisation. Et pourquoi ne pas examiner à l'aide d'un modèle méso-échelle idéalisé centré sur les régions polaires les mécanismes à l'origine de la structure des vortex polaires de Saturne et de Vénus [Dyudina et al., 2008] révélés par les sondes Cassini et Venus Express ?

---

<sup>6</sup>Collaborations initiées : David Baratoux et Julien Vaucher (champs de dunes, Observatoire Midi-Pyrénées), Emilie Gardin (orientation des dunes, ENS Lyon).



# ANNEXES



## ANNEXE A

# ARTICLE : IDENTIFICATION DES SOURCES D'ONDES D'INERTIE-GRAVITÉ DANS LA RÉGION DE LA CORDILLÈRE DES ANDES

L'article reproduit dans cette annexe décrit les résultats du stage de Master réalisé au printemps 2005 sous la direction d'Hector Teitelbaum et Vladimir Zeitlin. Il a été publié en septembre 2008 dans la revue *Annales Geophysicae* (volume 26-9). La méthodologie employée est une analyse de données de radiosondages et l'emploi du modèle météorologique terrestre ARW-WRF, que nous avons ensuite adapté à Mars au cours du travail de thèse (voir chapitre III).





# Identification of the sources of inertia-gravity waves in the Andes Cordillera region

A. Spiga, H. Teitelbaum, and V. Zeitlin

Laboratoire de Météorologie Dynamique, École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

Received: 15 May 2008 – Revised: 11 July 2008 – Accepted: 23 July 2008 – Published: 5 September 2008

**Abstract.** Four major sources of inertia-gravity waves are known in the Earth atmosphere: upper-tropospheric jet-streams, lower-tropospheric fronts, convection and topography. The Andes Cordillera region is an area where all of these major sources are potentially present. By combining ECMWF and NCEP-NCAR reanalysis, satellite and radiosoundings data and mesoscale WRF simulations in the Andes Cordillera region, we were able to identify the cases where, respectively, the jet-stream source, the convective source and the topography source are predominantly in action. We retrieve emitted wave parameters for each case, compare them, and analyse possible emission mechanisms. The WRF mesoscale model shows very good performance in reproducing the inertia-gravity waves identified in the data analysis, and assessing their likely sources.

**Keywords.** Meteorology and atmospheric dynamics (Mesoscale meteorology; Synoptic-scale meteorology; Waves and tides)

## 1 Introduction

The key role of the gravity waves in the dynamical, transport and mixing properties of the atmosphere is well-known (Andrews et al., 1987; Fritts and Alexander, 2003). The identification and quantification of sources of gravity waves (GW hereinafter) is thus a task of primary importance and has been undertaken in a number of studies. As was highlighted by Lane and Knievel (2005) in the particular case of deep convective clouds, these studies usually distinguish, according to the standard mesoscale terminology of Orlanski (1975), the high-frequency gravity waves in the meso- $\beta$  and meso- $\gamma$  scales on the one hand, and on the other hand the low-frequency gravity waves and inertia-gravity waves (IGW in

what follows) in the meso- $\alpha$  and synoptic scales. The present study focuses on the IGW, with frequencies close to the inertial frequency. Four major sources of IGW are known: lower-tropospheric fronts, upper-tropospheric jet streams, convection and topography.

Using aircraft measurements, Fritts and Nastrom (1992) and Nastrom and Fritts (1992) showed that the variances of horizontal velocity and temperature are enhanced in the vicinity of fronts and jets, as well as near mountains. The evidence that the IGW activity is intense near the fronts was further supported by Eckermann and Vincent (1993) who used radar measurements over southern Australia. Numerical evidence for the emission of IGW during the frontogenesis process was provided by Snyder et al. (1993) and Reeder and Griffiths (1996).

The IGW production by the jet stream was reported by Plougonven et al. (2003) using the data obtained during the Fronts and Atlantic Storm-Track EXperiment (FASTEX) campaign. The IGW emission by jets is usually associated with the process of geostrophic adjustment, as shown in the studies by Uccellini and Koch (1987), Thomas (1999), Moustauoui et al. (1999), Pavelin et al. (2001), Hertzog et al. (2001), using data analysis, and in numerical experiments by Van Tuyl and Young (1982), Fritts and Luo (1992), O'Sullivan and Dunkerton (1995), Plougonven and Snyder (2007). IGW emitted by this mechanism are mostly low-frequency waves. A good indicator of the adjustment regions is the value of the Lagrangian Rossby number defined as the ratio of the ageostrophic horizontal velocity to the full horizontal velocity (additional details on this diagnostic and the validation of the method can be found in Plougonven et al., 2003, and Zhang et al., 2000).

The IGW activity above the deep convection was addressed in a number of studies: Alexander and Pfister (1995), Sato et al. (1995), Dewan et al. (1998), Vincent and Alexander (2000) and Alexander and Vincent (2000). Due to the variety of convective structures, different mechanisms resulting

Correspondence to: A. Spiga  
(spiga@lmd.ens.fr)

in buoyancy perturbations at different scales may be in action, which explains the variety of parameters of IGW and GW emitted due to convection. Three emission mechanisms are usually associated with convection: a bulk release of the latent heat (Piani et al., 2000), the “obstacle effect” produced by the convective column on the stratified shear flow above (Pfister et al., 1993), and the “mechanical pump” effect due to the oscillatory motions of the localized momentum source (Fovell et al., 1992; Lane et al., 2001). The frequency and structure of the IGW emitted by each mechanism largely vary, although the “mechanical pump” seems to produce only high-frequency GW.

The topography as a source of IGW was put forward by Nastrom and Fritts (1992) and by Scavuzzo et al. (1998). As is well known, the flow over mountains, especially when the thermal stratification is statically stable, may lead to the excitation of gravity waves with high intrinsic frequency (e.g. Gossard and Hooke, 1975). These waves may propagate upward to high altitudes in the atmosphere before breaking and dissipating (as their amplitude increases exponentially with height). We call in what follows “mountain waves” this particular kind of gravity waves, which exhibit typical patterns of alternating regions of positive and negative vertical velocity and strong deformation of isentropes often resulting in breaking. Scavuzzo et al. (1998), using data from the PYRénées EXPeriment (PYREX), identified IGW with low intrinsic frequency propagating upward and downward from the level where the amplitudes of initial mountain waves are large. These authors suggested that the observed IGW resulted from the geostrophic adjustment of the large-scale flow due to the high amplitude and, eventually, the breaking of the main mountain wave.

The above-mentioned major sources of the IGW emission are often combined in nature. For quantification purposes, it is desirable to find some clear manifestations of each of them separately and compare the characteristics of the emitted waves. This is the goal of the present study. For this purpose, we choose the Andes Cordillera region where at least three of the main sources (jet-stream, topography and convection) are acting in a recurrent way. We combine different technical tools in order to identify and quantify the IGW emission events corresponding to each source.

## 2 Investigation techniques

### 2.1 Reanalyses

A first rough choice of relevant dates is made using the National Centers for Environmental Prediction - National Center for Atmospheric Research (NCEP-NCAR) climatologies, available from the International Research Institute for climate and society/Lamont-Doherty Earth Observatory (IRI/LDEO) Climate Data Library (website: <http://ingrid.ldeo.columbia.edu>). As indicators of, respectively, mountain

wave, and jet-stream sources, we use the climatologies of the zonal drag due to gravity wave and of the winds and vorticity.

The European Center for Medium-range Weather Forecast (ECMWF) reanalysis at higher resolution than the online NCEP/NCAR reanalysis are then used to obtain more details on the synoptic situation in a given region. The ECMWF data are giving information mainly on the possible jet-stream or front sources of the IGW. They are also used to identify the strong near-surface winds required for generation of high-amplitude mountain waves close enough to breaking, which possibly lead to the secondary IGW emission.

### 2.2 Radiosoundings

Previous studies (e.g. Vincent and Alexander, 2000; Guest et al., 2000; Moustaooui et al., 1999) have shown that radiosoundings could be used for detection of low-frequency inertia-gravity waves and retrieval of their parameters. Radiosoundings of a good quality are available from the University of Wyoming database (website: <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>) for two stations in the region: Santo Domingo (33.65 S, 71.61 W) and Salta Aero (24.85 S, 65.48 W). The radiosoundings which we use contained at least 80 points in the vertical.

In order to separate the perturbation from the mean field, various filters were applied. The main filter of this study is a non-recursive bandpass digital filter using the Kaiser window (see details in the Appendix of Scavuzzo et al., 1998). The basic wavelength selection window is [1.5, 8] km (the wavelength window is the only tunable parameter). This filter requires evenly spaced data points; continuous profiles of wind with 100 m vertical resolution are obtained from the raw data using the classic cubic spline interpolation method described in Press et al. (1992).

Alternative filters not requiring evenly spaced data points were applied as well. Least-square polynomial fit (5th to 7th-order) of the raw profile were performed to obtain a “mean” wind field. The perturbation profile was then defined by subtraction of the mean wind profile from the raw wind profile. Contrary to other methods, no bandpass filtering is required to obtain such perturbation profile. However, associating the mean profile with the smooth least-square polynomial fit allows mostly for the identification of the shortest wavelength signals present in the profile. Nevertheless, polynomial filters are useful to check possible biases of the cubic spline interpolation. The latter is known to produce spurious addition to the signal. By comparing the results obtained with different filters, we observed no significant contamination.

### 2.3 Wavelet analysis

The vertical perturbation profiles obtained from the radiosoundings data provide a rather good quantitative estimate of the vertical wavelength of the IGW. An independent estimate of the vertical wavelength can be obtained from the

wavelet analysis of the splined non-filtered vertical profile of the zonal and meridional winds. Wavelet software is provided by C. Torrence and G. Compo (Torrence and Compo, 1998; website: <http://paos.colorado.edu/research/wavelets>). These authors show the quantitative relevance of the wavelet analysis, which, in addition to statistical significance tests, is able to determine the dominant wavelength in a profile from the maximum of the wavelet transform located inside the cone-of-significance area. In the present study, the wavelet analysis is mainly used for two purposes: a priori identification of the different wave components present in the signal, and a posteriori verification of the profile analysis (and of the method of filtering). In some cases, a preliminary wavelet analysis provides useful clues as to choose a more selective filtering window than the wide [1.5, 8] km one, which leads to clearer IGW detection from the velocity perturbations profiles. The wavelet function chosen in this paper is the Morlet wavelet function, but tests were also carried out with the Paul and the DOG (“Mexican Hat”) functions, and gave similar results.

#### 2.4 Satellite data

To detect the presence or absence of convective activity, the satellite data are used. The images in the IR channel of the National Oceanic and Atmospheric Administration Defense Meteorological Satellites Program (NOAA/DMSP, website: <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.jsp>) give rough diagnostics of the cloud masses. Whenever possible, the distributions of the temperature at the cloud tops are extracted from the data provided by the MODerate resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) on satellite TERRA and by the Geostationary Operational Environmental Satellites (GOES). These data are provided by the Service d’Archivage et de Traitement Météorologique des Observations Spatiales (SATMOS database from INSU/METEO-FRANCE).

#### 2.5 Mesoscale numerical simulations

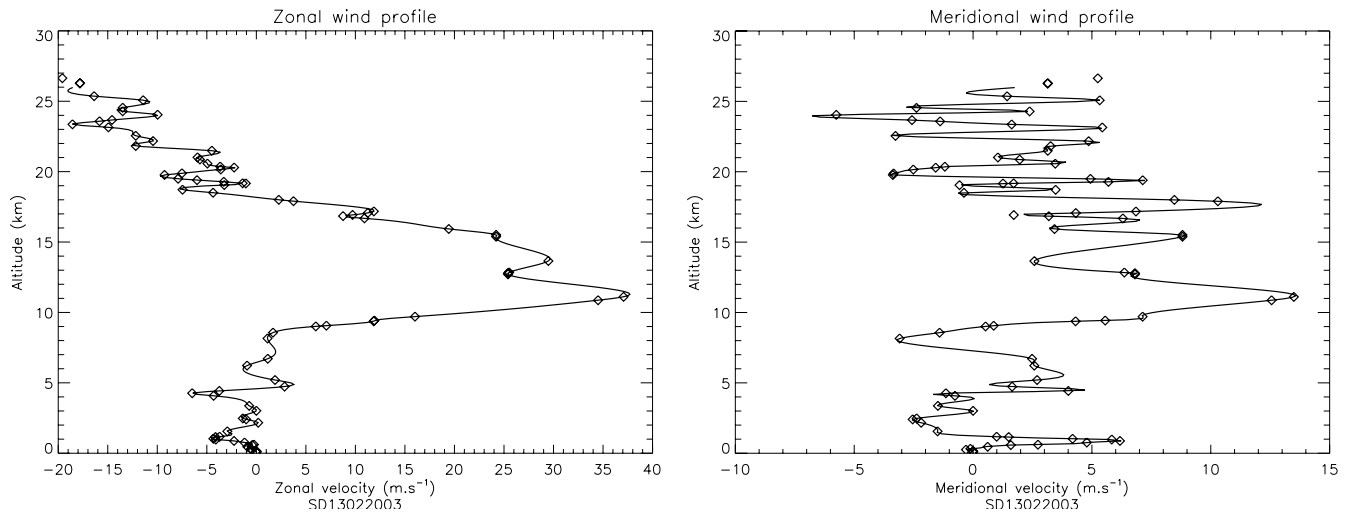
Three-dimensional mesoscale simulations using the Weather Research Forecast model (WRF, Skamarock et al., 2005, website: [www.mmm.ucar.edu/wrf/users](http://www.mmm.ucar.edu/wrf/users)) can be performed firstly to access the scales in the analysis not reached by the ECMWF, and secondly to check whether the model reproduces the IGW identified by the data analysis, or whether the model is able to help interpreting wave sources more accurately than the data analysis.

WRF is a new generation mesoscale model, including fully compressible nonhydrostatic equations, mass-based terrain-following coordinates, nesting and map projection options, complete and up-to-date dynamical solver, and several choices of physical parametrizations in what concerns microphysics, convection, planetary boundary layer, radiation, turbulence, and land influence. In the present study, we use the version 2.2 two-way interactive nesting Advanced

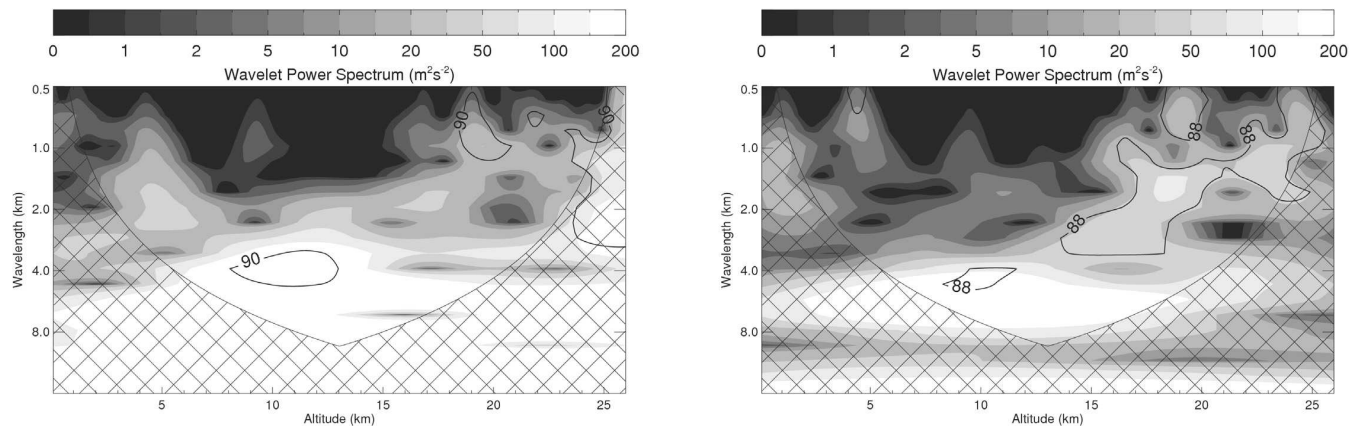
Research WRF (ARW) core with Arakawa C-grid staggering and Runge-Kutta 3rd order time-integration scheme. The following physical settings are chosen for all performed simulations: Rapid Radiative Transfer Model (RRTM) for long-wave radiation, Dudhia MM5 scheme for shortwave radiation, Yonsei University (YSU) scheme for planetary boundary layer, MM5 simple 5-layer land-surface model, and Monin-Obukhov scheme for surface-layer interactions. Convection parameterization is carried out with the Kain-Fritsch new Eta scheme, which uses a simple cloud model with moist updrafts and downdrafts, including the effects of detrainment, entrainment, and relatively simple microphysics. This scheme is completed with Ferrier new Eta microphysics scheme.

The WRF simulations are performed in a square domain of  $2000 \times 2000$  km centered at the location of the radiosoundings, with a spatial resolution of 20 km in the horizontal. The simulations also feature a  $670 \times 670$  km nested domain (nesting is set in interactive two-way mode), centered at the location of the radiosoundings, with improved spatial resolution (6.7 km). These horizontal resolution choices are consistent with the focus of this paper on the inertia-gravity waves. Possible sources and emitted IGW are accurately described in the meso- $\alpha$  scales. Thus, the gravity wave spectrum in the mesoscale simulations is limited to waves with horizontal wavelengths above 60 km (a strict minimum of three grid points is required to form a consistent wave signal). Furthermore, the resolved spectrum experiences a sharp drop-off of energy at the highest wavenumbers, due the numerical filters in the model: the effective resolution is in reality 4–5 grid points. In the present study, inertia-gravity waves are correctly resolved, as the simulations include a nested domain with finer spatial resolution, centered in the area of interest.

Time step for advection scheme is cautiously set to 30 s, to ensure the numerical stability of the mesoscale simulations in a real-case environment with steep topographical gradients and possible intense non-hydrostatic motions. In the vertical, 61 sigma-levels corresponding to pressures between 1000 hPa and 10 hPa are taken, which is equivalent to a vertical resolution of 500 m (the sigma-levels are chosen to have almost equally spaced altitudes above 3 km altitude). The upper level gravity wave diffusive damping is included on a “sponge layer” of 5 km thickness at the top of the model. The fields at the horizontal boundaries of the integration domain are initialized with the help of ECMWF meteorological fields (taken each 6 h). The model includes temporal and spatial interpolations of these lateral boundary conditions, as well as a relaxation zone at the domain boundaries, which prevents the prescribed meteorological fields at the lateral boundaries to have sharp gradients and to trigger spurious waves. To ensure that the model has reached equilibrium at the time we would like to compare the radiosoundings with the simulated profiles, the simulations are started 36 h before this time (and ended 12 h later).



**Fig. 1.** Case 1: Santo Domingo radiosounding. Vertical profile of the wind velocity ( $\text{m s}^{-1}$ ). Diamonds correspond to sounding measurements. Full line is a cubic spline interpolation with vertical resolution of 100 m. Left: Zonal wind profile. Right: Meridional wind profile.

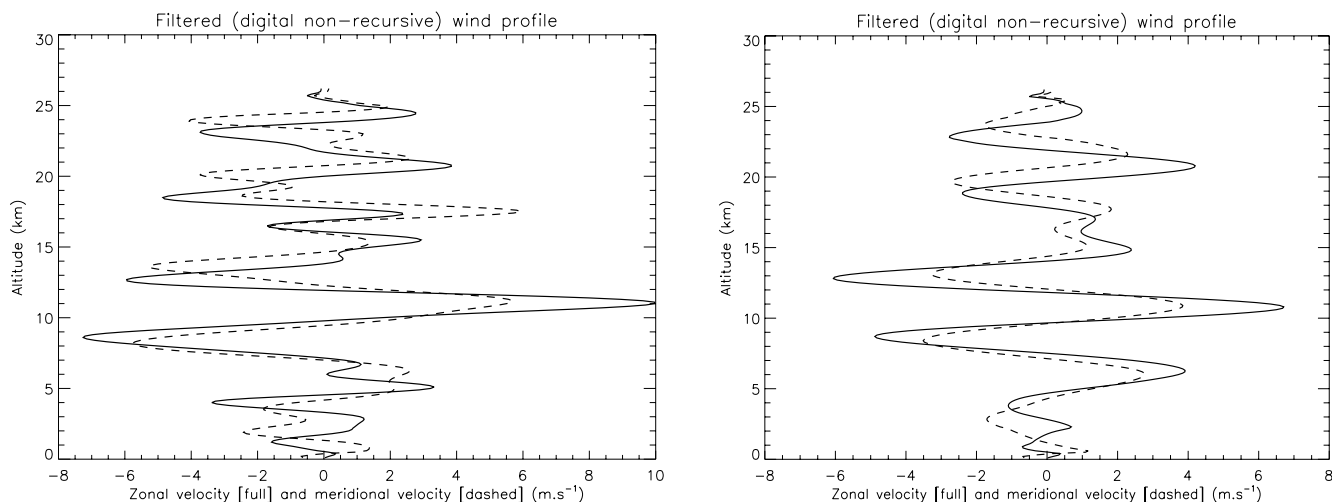


**Fig. 2.** Case 1: Santo Domingo radiosounding. Morlet wavelet analysis of the splined vertical velocity profiles by Torrence and Compo (1998) method. Power spectrum ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) with level of significance above 90% (zonal component) and above 88% (meridional component) for dominant wavelengths and their locations. Hashed regions are out of the cone-of-significance, and should not be taken into account. Left: Zonal wind. Right: Meridional wind.

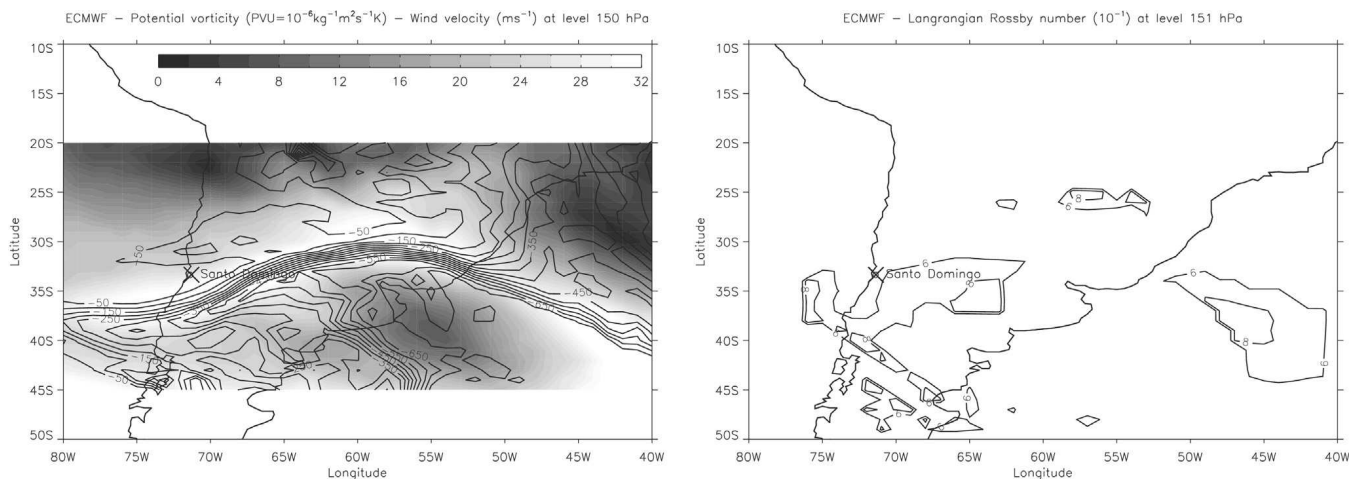
The WRF simulations provide detailed information on the atmospheric processes involved (or not involved) in the IGW generation and served, at the same time, as validations of the WRF model itself. Plougonven and Snyder (2007) have demonstrated the ability of the model to consistently reproduce IGW in an idealized case of baroclinic life cycle. Using the WRF model in real cases of plausible IGW emission provides an additional test.

### 3 The case studies

In this section, we present three typical events of IGW emission. In each case, we found that a single source was largely dominating. A fourth example of sources acting simultaneously is given at the end of the paper. Note that to consistently compare the various datasets, log-pressure altitudes are derived from pressure vertical coordinates using a scale height of  $H=6.1$  km and a reference pressure of  $p_0=1000$  hPa.



**Fig. 3.** Case 1: Santo Domingo radiosounding. Vertical profiles of velocity perturbations ( $\text{m s}^{-1}$ ). Full line: zonal wind, dashed line: meridional wind. Left: Non-recursive digital filter with wide bandpass window of [1.5,8] km. Right: Non-recursive digital filter with narrower bandpass window of [3,6] km. The choice of this filtering window is based on the Fig. 2 results.



**Fig. 4.** Case 1: Results of the ECMWF reanalysis at the 150 hPa level (altitude  $\sim 11.6$  km). The Santo Domingo location is marked by the cross. Left: Contours: potential vorticity field (in PVU,  $1 \text{ PVU} = 10^{-6} \text{ Km}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ). Levels of grey: wind velocity (in  $\text{m s}^{-1}$ ). Right: Lagrangian Rossby number contours. For clarity, only the values of the LR number above the threshold 0.4 and in areas of wind amplitudes exceeding  $25 \text{ m s}^{-1}$  are displayed.

### 3.1 A case of the jet-stream source

#### 3.1.1 Radiosounding data

This case corresponds to the Santo Domingo (33.65 S, 71.61 W) radiosounding of 13 February 2003, 12:00 UTC (referred as case 1). The corresponding value of the Coriolis parameter is  $8.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . The radiosoundings data are available for 82 levels almost uniformly distributed between 0 and 27 km. The wind velocity profile, Fig. 1, exhibits a well pronounced zonal jet, in the altitude range of 9 to 15 km, with a maximum at about 11 km.

The wavelet analysis, Fig. 2, shows that the vertical profile of the zonal wind fluctuations is dominated by a wave signal with vertical wavelength of  $\lambda_z \sim 4$  km. The meridional profile shows another signal, at higher altitude, with a lower value of vertical wavelength  $\lambda_z \sim 2$  km. The  $\lambda_z \sim 4$  km signal is also found in the meridional component while decreasing the level of significance to 88%. Similar analysis were performed with the Paul wavelet method with a 95% level of significance, and gave the same results.

A clear signature of a wave with vertical wavelength of  $\sim 4$  km is seen in the profile of velocity perturbations (obtained after bandpass filtering between 1.5 and 8 km, see

Fig. 3, left panel) both above (13–24 km) and below (4–9 km) the jet. The vertical wavelength of the wave detected in the filtered profiles is consistent with the value derived from the wavelet analysis. On the basis of these results, we choose to apply a more selective filtering window, Fig. 3 (right), in order to get a clearer wave signal of vertical wavelength  $\sim 4$  km. The phase shift and similar amplitudes of the components  $u'$  and  $v'$  in the Fig. 3 show that the wave is an IGW propagating upward above the jet ( $u'$  is ahead of  $v'$ , a quarter of cycle out of phase) and an IGW propagating downward below the jet ( $v'$  is ahead of  $u'$ , a quarter of cycle out of phase).

The same kind of phenomenon was described in Plougonven et al. (2003) using the FASTEX data, and in several other observational studies (Guest et al., 2000; Pavelin et al., 2001; Nastrom and Eaton, 2006). Note that, in comparison to the Plougonven et al. perturbation profiles, the wave propagation signatures in the present paper are reversed, as the present case studies are located in the Southern Hemisphere. Similarly to the conclusions of these references, the jet stream source seems to be a plausible source of the identified IGWs propagating above and below the jet maximum.

As was noticed above, the wavelet analysis reveals an additional, though less energetic, signal of vertical wavelength  $\lambda_z \sim 2$  km, which appears also as small irregularities in the profile of velocity perturbations, when the [1.5, 8] km band-pass filtering window is used (Fig. 3, left panel). This signal is also detected if a 7th-order polynomial filter is applied on the wind profiles. However, we choose not to take it into consideration, because the filtering processes reveal that this wave signal above 20 km is an upward propagating IGW of negligible amplitude ( $|u'|$  and  $|v'|$  less than  $1 \text{ m s}^{-1}$ ).

### 3.1.2 Analysis of possible sources

Close to the Santo Domingo location, the ECMWF analyses show high-amplitude winds at the altitude 10–13 km, as previously seen in the radiosoundings data. The jet is visible as a clear-cut high-amplitude gradient of potential vorticity (PV) on Fig. 4 (left panel). The horizontal wind field shows a similar pattern as the PV diagnostics. At lower altitudes, no significant near-surface frontal activity is detected in the winds and/or PV maps.

The jet-stream exhibits a strong curvature in the middle of the South American continent. The distribution of the corresponding Lagrangian Rossby number, on Fig. 4 (right), indicates several extended zones of ageostrophic unbalanced motion, where an emission of IGW is likely to happen. Lagrangian Rossby numbers are shown only at the altitude of the jet maximum velocity in Fig. 4 (right). Sections at different levels of the jet yield similar conclusions. The Santo Domingo region is located in the vicinity of an inflexion point in the jet-stream curved structure; there, the jet acceleration is particularly intense. The situation is quite similar to the numerical simulations of O'Sullivan and Dunkerton (1995), or the observations of Plougonven et al. (2003).

At the same time, the satellite images for the same date and location show that there was no pronounced convective activity (Fig. 5 left). The convective situation is almost identical on all satellite images taken 24 h before the event. Thus no significant convective activity was present in the vicinity of the radiosounding location. Convective activity is strong only in the north of the South America continent. It is known that convectively generated gravity waves can be advected by the mean flow over long distances. However this possibility is unlikely here, taking into account the direction of the winds in the previous days. Moreover, even if IGW tend to propagate more horizontally than the higher intrinsic frequency GW, the vertical component of the IGW propagation is far from being negligible. This makes the IGW possibly emitted by the northern convective cell hardly detectable in the upper troposphere and the lower stratosphere in the Santo Domingo region.

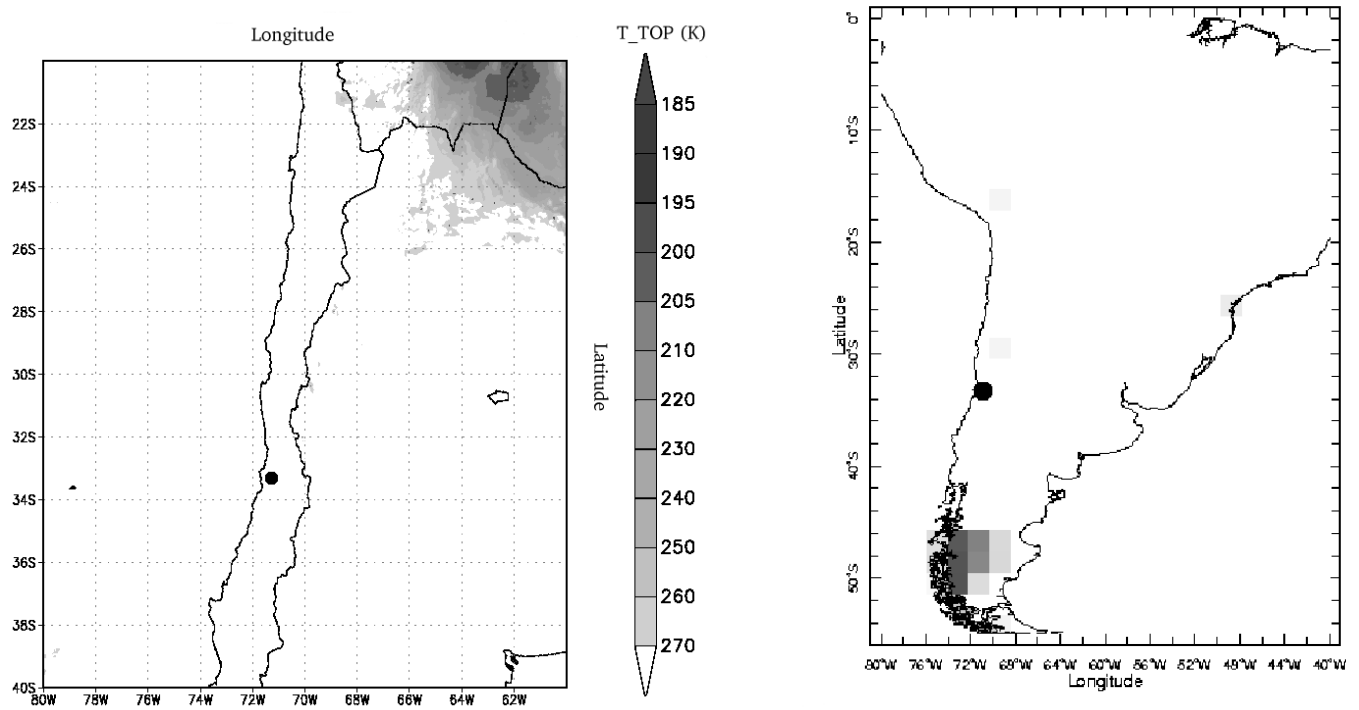
The NCEP-NCAR reanalysis of the mountain drag show no significant signal at Santo Domingo location (Fig. 5 right), which is an indication of low mountain wave activity in the region. The mountain drag diagnostic is not sufficient by itself, but the above conclusion is further confirmed by the corresponding non-hydrostatic WRF simulation. The simulated vertical velocity field shows no mountain wave features of significant amplitude (i.e. with vertical velocity amplitudes above  $1 \text{ m s}^{-1}$ ) which would be able to produce the IGW emission, contrary to the third case of the present study (compare Figs. 7 and 18). Furthermore, the simulated potential temperature field does not feature any area of extended folding or deformation, which is usually the case when mountain waves are propagating. Besides, no particularly strong up-drafts are detected in the WRF simulations for case 1, which is consistent with the above-mentioned evidence of the lack of convection on the satellite images.

Thus, in this case, the only possible source of the IGW events observed in the upper troposphere and lower stratosphere is the unbalanced jet-stream.

### 3.1.3 Wave analysis in the WRF simulations

The wind profiles measured by the radiosonde over Santo Domingo at 12:00 UTC, showing the jet stream structure with maximum velocity between 10 km and 11 km, are correctly reproduced by the WRF model (Fig. 6). The WRF real-case simulations show, as was identified in the ECMWF fields, that Santo Domingo is located below an area of particularly strong zonal velocity in the jet-stream structure.

The comparison of Fig. 6 with Fig. 1 however shows that the WRF model, as could be expected, cannot reproduce the fine structure of the wind profile seen in the radiosounding data, due to better vertical resolution of the latter, and underestimates the amplitude of the fluctuations. For this reason, it was difficult to apply the same techniques as in the data analysis: the WRF vertical profiles are too smooth to enable

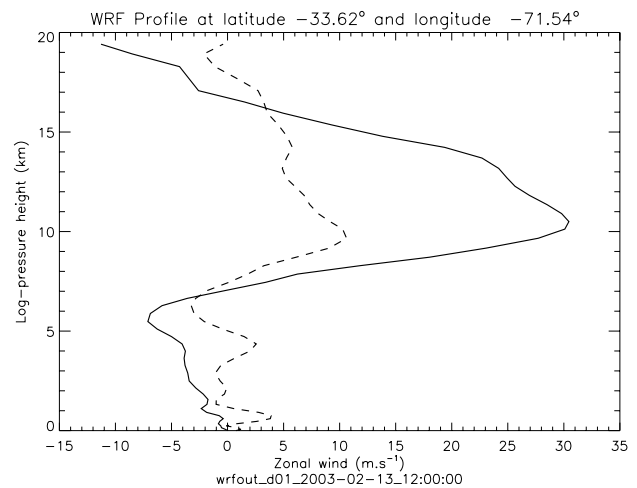


**Fig. 5.** Case 1: Analysis of convective and topographic IGW sources. Left: GOES satellite data, cloud top temperature field (dark zones indicate tall clouds). Right: NCEP-NCAR reanalysis, daily mean zonal gravity wave drag (darker zones correspond to stronger forcing by gravity waves). The Santo Domingo location is marked by the black dot.

a clear detection of waves by the filtering method used for the soundings profiles.

As mentioned in the previous section, the vertical wind velocity field can be used to detect the occurrence of mountain waves and convective motions. Here, no particularly high vertical velocity values which could be associated with these kind of meteorological events were found (Fig. 7, left panel). In particular, no isentrope deformations and very low vertical velocities are detected at the lowest levels, confirming that the topographic source of IGW was inactive in the vicinity of Santo Domingo (which could be also expected from the moderate zonal wind amplitudes at the first levels above the ground).

Vertical velocity is also a key parameter to investigate the structure of the possible IGW events taking place in the region. In the longitude-altitude cross section of Fig. 7 (left) oscillations at altitudes between 12 and 22 km in the Santo Domingo region can be identified, although the vertical and horizontal wavelengths cannot be easily determined. The horizontal wavelength can however be estimated from the divergence of the horizontal wind (Fig. 7, right panel). The horizontal section confirms that a wave event is taking place in the Santo Domingo region, with the horizontal wavelength of  $\lambda_H \sim 220$  km. In this region, the jet structure shows an inflexion point that is known to be a zone of preferential wave

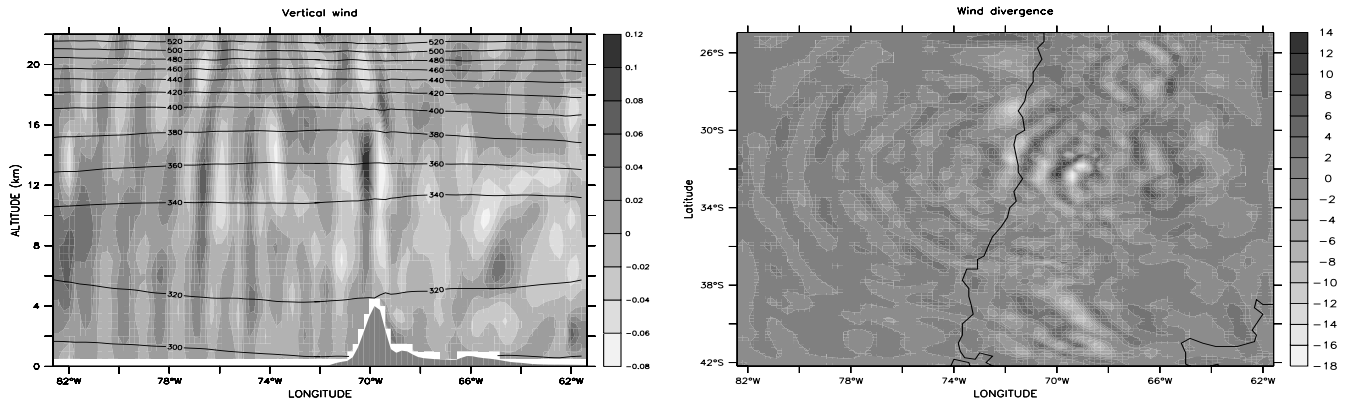


**Fig. 6.** Case 1: Results of the WRF simulations. Velocity profiles ( $\text{m s}^{-1}$ ) at the nearest grid point to Santo Domingo. Full line: zonal wind, dashed line: meridional wind.

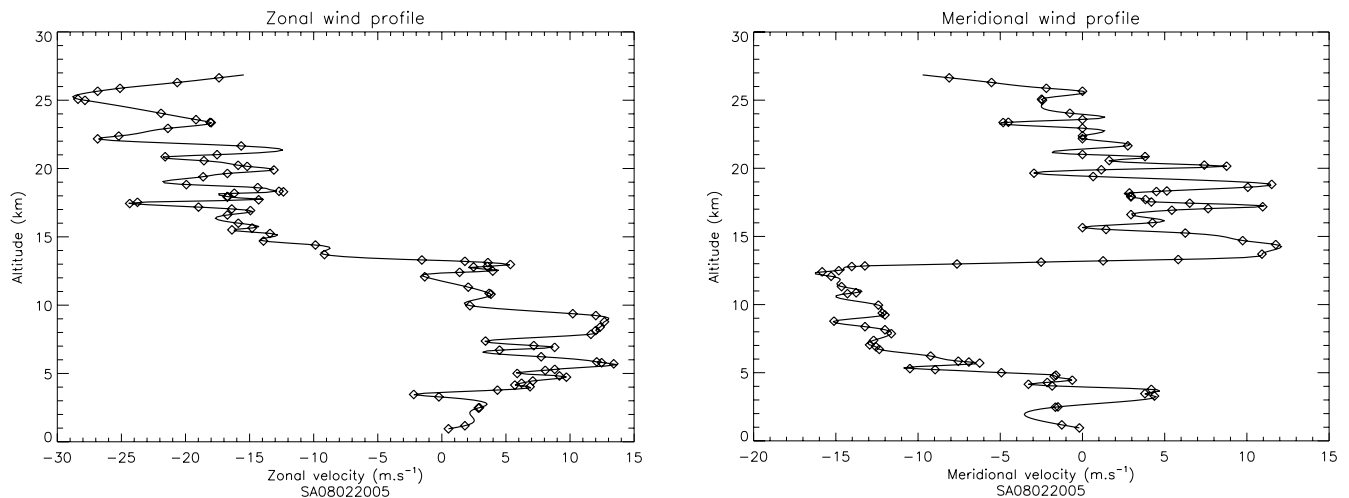
emission (cf. diagnostics in previous subsection). Hence, the WRF results, as well as the data analysis, suggest that the jet stream source is responsible for the IGW emission.

Finally, we can combine the derived parameters to check the consistency of the IGW event identified both in the





**Fig. 7.** Case 1: Results of the WRF simulations. Left: Vertical wind velocity ( $\text{m s}^{-1}$ ) and isentropes (K). Longitude-altitude cross section at the Santo Domingo latitude. Right: Horizontal wind divergence ( $\text{s}^{-1}$ ). Horizontal section at the altitude 20 km. Similar figure is obtained at lower altitudes, e.g. at 13 km.



**Fig. 8.** Case 2: Salta radiosounding. Vertical profile of the wind velocity ( $\text{m s}^{-1}$ ). Diamonds correspond to sounding measurements. Full line is a cubic spline interpolation with vertical resolution of 100 m. Left: Zonal wind profile. Right: Meridional wind profile.

mesoscale simulations and in the radiosounding. The intrinsic frequency  $\hat{\omega}$ , i.e. the frequency in the frame moving with the background flow ( $\hat{\omega} = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}$ , where  $\mathbf{V}$  is the mean-flow velocity) follows from the IGW dispersion relation:

$$\hat{\omega}^2 = f^2 + N^2 \frac{k^2 + l^2}{m^2} \tag{1}$$

Here,  $f$  is the Coriolis parameter,  $N$  is the Brunt-Vaisala frequency with a typical stratospheric value of  $0.02 \text{ s}^{-1}$  consistent with the  $N$  values calculated from WRF profiles, and  $(k, l, m)$  are the three components of the wavevector. Given these parameters, we obtain  $\sim 5 \text{ h}$  for the intrinsic wave period, a typical value for the IGW event. Since we apply the dispersion relation with the vertical wavelength  $\lambda_z$  identified in the soundings and the horizontal wavelength  $\lambda_H$  deduced from the WRF simulations, the above calculation is no more

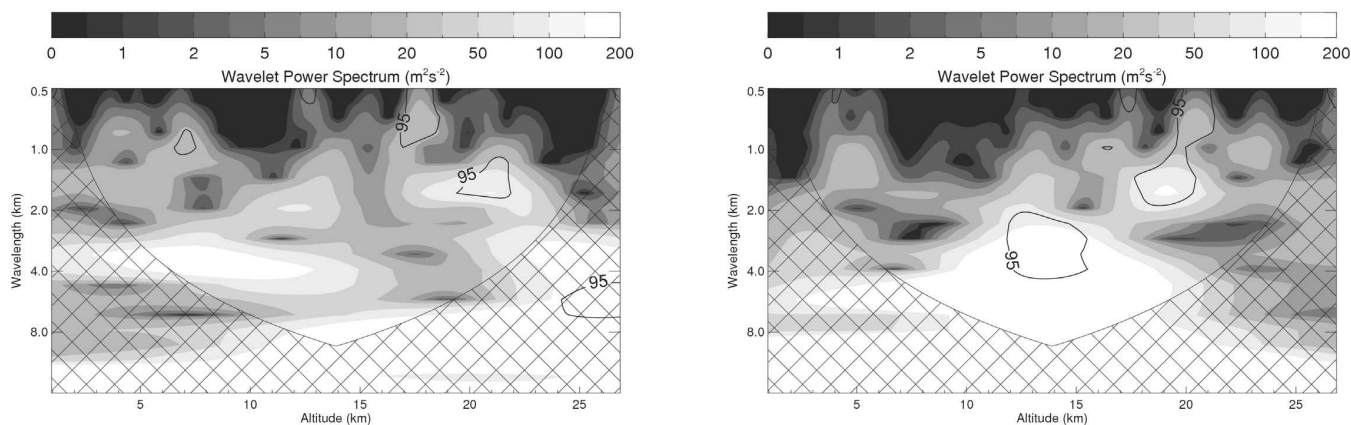
than a check of consistency, but shows that the wave parameters are consistent with what can be expected for an IGW event.

In conclusion, the WRF simulation seems to capture well the IGW emission events, but cannot correctly reproduce all of the quantitative details revealed in the radiosoundings. It is however a useful complementary tool to get insights as to the wave characteristics.

### 3.2 A case of convective source

#### 3.2.1 Radiosounding data

This case corresponds to the Salta (24.85 S, 65.48 W) radiosounding of 8 February 2005, 12:00 UTC (referred as case 2). The corresponding value of the Coriolis parameter



**Fig. 9.** Case 2: Salta radiosounding. Morlet wavelet analysis of the splined vertical velocity profiles by Torrence and Compo (1998) method. Power spectrum ( $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ ) with level of significance above 95% for dominant wavelengths and their locations. Hashed regions are out of the cone-of-significance, and should not be taken into account. Left: Zonal wind. Right: Meridional wind.

is  $6.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . The radiosoundings data are available for 86 levels almost uniformly distributed between 1 and 27 km. The vertical profiles of the wind are presented in Fig. 8, and the results of the wavelet analysis of these profiles are shown in Fig. 9. Two distinct wave events with wavelengths  $\lambda_z \sim 4 \text{ km}$  and  $\lambda_z \sim 1.7 \text{ km}$  are identified in the meridional wind component. The zonal wind component reveals only the  $\lambda_z \sim 1.7 \text{ km}$  signal. The power spectrum of the zonal wind shows a maximum near the  $\lambda_z \sim 4 \text{ km}$  wavelength, but the level of significance of this maximum is below 85%.

The velocity profile after the filtering of the mean flow is presented in Fig. 10. Results obtained with different filtering methods are consistent, and the use of the polynomial filter with and without the cubic spline interpolation of the raw profile shows no addition of spurious wave signal in the profiles, except above 21 km. As in the previous case, a clear signature (similar amplitudes and characteristic phase lags between the horizontal wind components) of an upward propagating wave is seen in the stratosphere between 15 and 24 km. The estimated vertical wavelength of the IGW is  $\lambda_z \sim 1.7 \text{ km}$ , in good agreement with the preceding wavelet analysis. The situation is less clear in the troposphere, probably due to the reflexion of the downward propagating waves at the ground, which is presumably at the origin of the more complex structure of the signal.

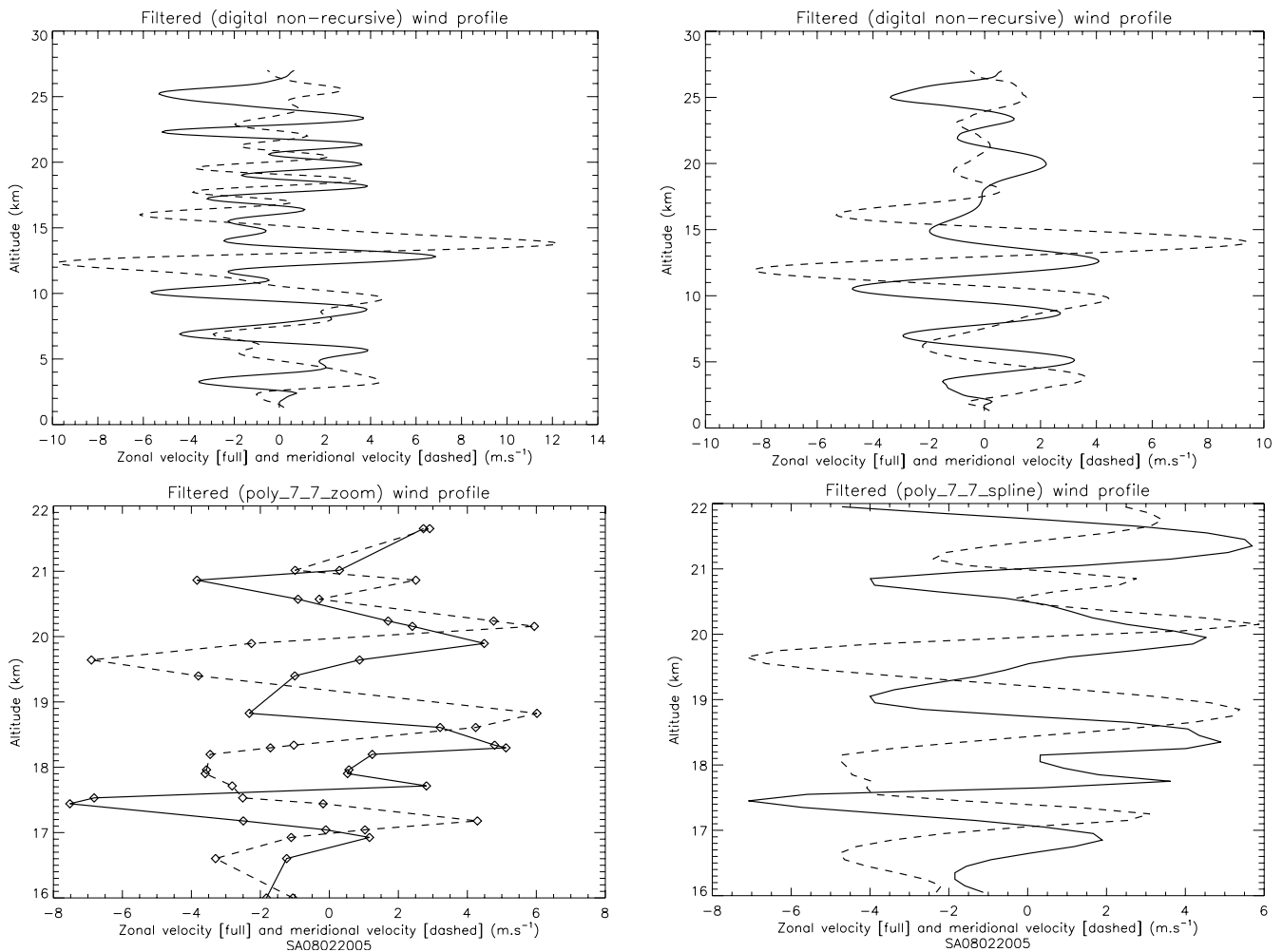
In order to highlight the additional longer wave detected with the wavelet analysis, we eliminated the main signal of the 1.7 km IGW, by reducing the filtering window of the velocity profiles to [3, 8] km. The result, shown in Fig. 10 (top-right), strongly suggests that the second wave seen in the wavelet analysis is also an IGW. The IGW propagates upward above the  $\sim 10 \text{ km}$  altitude and downward below the  $\sim 10 \text{ km}$  altitude. The  $\sim 10 \text{ km}$  level can therefore be regarded as the probable level of the IGW emission, in good agreement with the wavelet analysis (at least in what con-

cerns the meridional wind profile). We should emphasize again the consistency between the wavelet analysis and the filtering process of the velocity profiles; the two independent methods give similar results, and we checked that the velocity profiles filtered with a [2, 4] km window do not exhibit any clear-cut IGW pattern, as it is expected from the wavelet analysis results.

### 3.2.2 Analysis of possible sources

The images in the IR channel of the satellite DMSP (Fig. 11, left panel), show the presence of a convective cell over Salta at 10:00 UTC, which moves eastward in the morning, and in the beginning of the afternoon. The maxima of horizontal wind divergence around Salta (Fig. 11, right panel) at 12:00 UTC are in good agreement with the location of the convective cells in the satellite images. The high-amplitude positive values at the 10.5 km altitude in the divergence map indicate the strong convective motions taking place in the Salta region. In addition, the cloud top temperature at this location, determined on the basis of TERRA-MODIS data (not shown), is  $T_{\text{top}} = 206 \text{ K}$ . This value is rather low, indicating tall clouds and intense convection. The temperature profile provided by the ECMWF reanalysis (not shown) above the convective cell, shows the top of the convective cell is at the altitude of 10–11 km, which is consistent with the high positive amplitude of the wind divergence at this altitude. As in the previous case, the diagnostics of the gravity-wave zonal drag do not reveal any significant mountain wave activity in the vicinity of the Salta region.

The most striking feature of the synoptic situation on 8 February 2005, 12:00 UTC as given by the ECMWF analysis (Fig. 12) is a strong vertical wind shear between the 150 and 100 hPa levels (11.5–14 km) above Salta (which is consistent with the radiosoundings, Fig. 8). This shear corresponds to



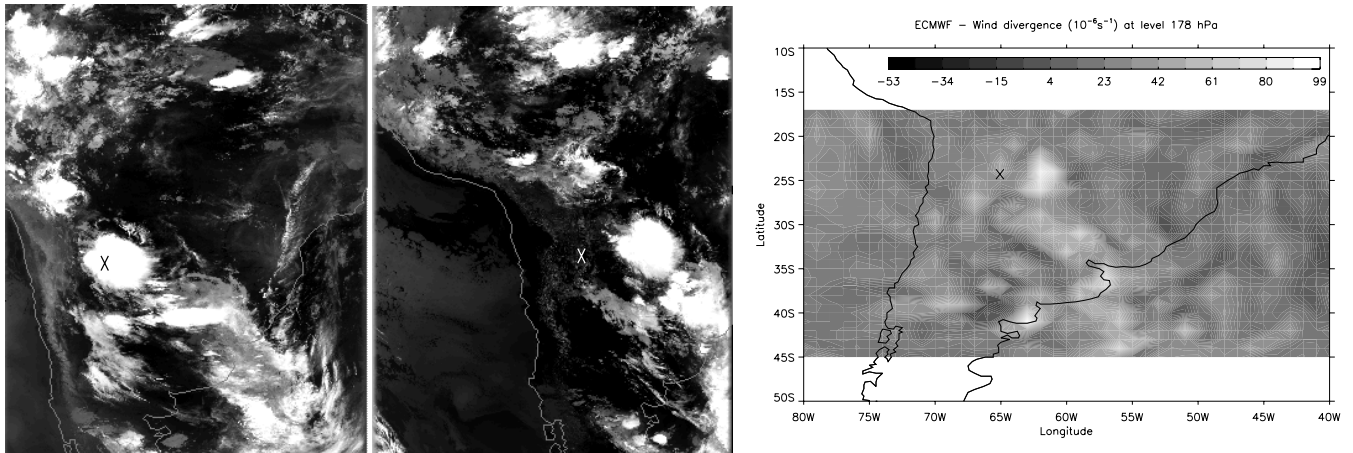
**Fig. 10.** Case 2: Salta Aero radiosounding. Vertical profiles of velocity perturbations ( $\text{m s}^{-1}$ ). Full line: zonal wind, dashed line: meridional wind. Top-left: Non-recursive digital filter with bandpass window of [1.5, 8] km. Top-right: Non-recursive digital filter with more restrictive bandpass window of [3, 8] km. Bottom-left: 7th-order polynomial filter, with focus on the 16 km to 22 km altitudes (the filter is however applied to the entire vertical profile) – no cubic spline interpolation. Bottom-right: Same as bottom-left – with cubic spline interpolation.

an upper-level anticyclone, and it should not be forgotten that it could, in principle, generate the IGW by itself (Lott et al., 1992). However, the top of the above-mentioned convective cell is located just below this vertical shear of the horizontal wind; thus, the “obstacle effect” mechanism (Pfister et al., 1993) is a plausible explanation for the observed IGW event. However, no particular clue in the data analysis allows us to rule out other convective mechanisms that may trigger gravity waves (latent heating – Piani et al., 2000; or mechanical pump – Fovell et al., 1992).

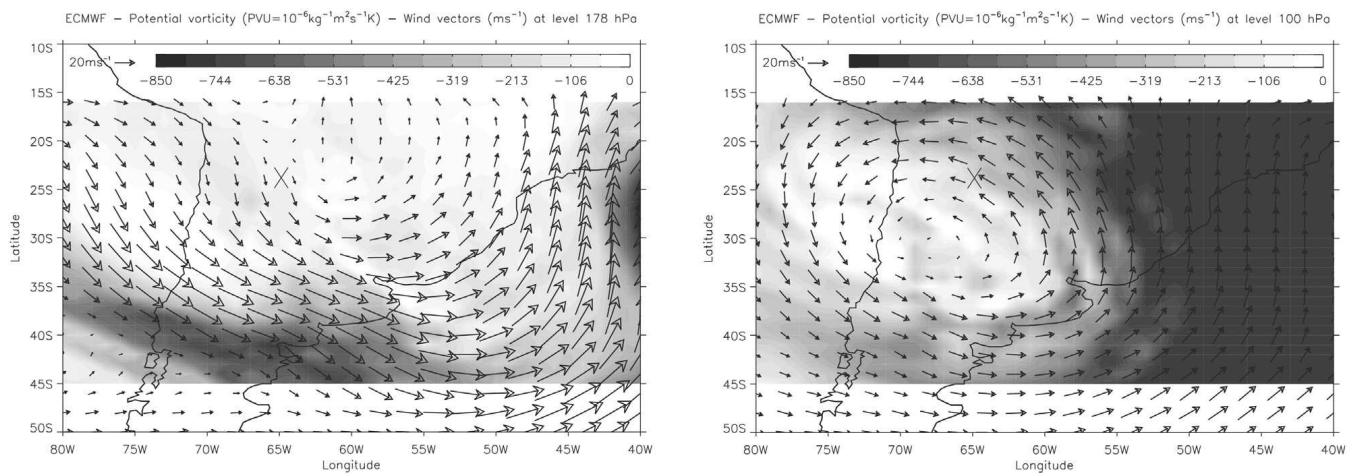
No pronounced frontal activity in the region was detected in the ECMWF synoptic maps at lower levels. At higher altitudes, the potential vorticity (see levels of gray in Fig. 12) and the horizontal sections of Lagrangian Rossby number (not displayed) do not show any structured jet-stream near the Salta region. Strong ageostrophic winds can be however

found at the 178 hPa level, and could lead to IGW emission possibly detected in the Salta region northward. However, contrary to the first case study of this paper, the vertical extent of the jet southward of Salta is limited, as is the case for the vertical extent of the area of significant Lagrangian Rossby number. So the geostrophic adjustment of the jet is not ruled out southward of Salta, but the situation is not as favorable as in the first case. In addition, the strong convective motions in the vicinity of Salta suggest that it is rather unlikely that the IGW detected in the radiosounding profiles may find their origins in the unbalanced jet source  $\sim 200$  km southward. Any IGW possibly emitted by the jet southward would be hardly detectable in the Salta region circled by strong convective updrafts.

Thus, the most plausible source for the IGW detected in the Salta radiosounding is the above-mentioned convective



**Fig. 11.** Case 2: Left: Satellite images. DMSIP IR satellite images at 09:55 UTC and 12:19 UTC. Right: ECMWF reanalysis. Wind convergence/divergence field ( $s^{-1}$ ) at 12:00 UTC at the 178 hPa level (altitude  $\sim 10.5$  km). Salta location is indicated by a cross.



**Fig. 12.** Case 2: Results of the ECMWF reanalysis. Potential vorticity field (in PVU) at the 178 hPa level (altitude  $\sim 10.5$  km) (left) and at the 100 hPa level (altitude  $\sim 14$  km) (right). Values between  $-850$  PVU and  $0$  PVU (values respectively lower and higher than these limits are respectively black and white). Wind vectors at the corresponding levels are superimposed. Salta location is indicated by a cross.

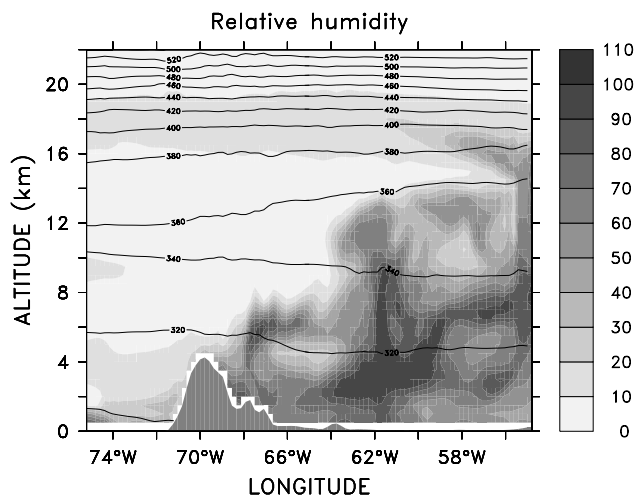
cell. As the vertical shear of the horizontal wind is significant above the convective updrafts, the obstacle effect is plausible, but other mechanisms involving convection are not ruled out.

### 3.2.3 Wave analysis in the WRF simulations

Attempting to compare the wind profiles and wind perturbation profiles obtained from the WRF simulations and from the soundings in the precise location of Salta does not give satisfactory results. The WRF model features convection parameterizations that may not resolve all the details derived from data. The convective processes are correctly reproduced in the real-case simulations, but locations of convection triggering may vary. In the considered WRF simulation, the relative humidity in the Salta area is above 80% from the surface to an altitude of  $\sim 8$  km. The humidity field is

however not showing clear-cut updraft convective structures, which is consistent with the moderate vertical wind values (sections not shown).

However, east and south of Salta (where convective cells were also detected in the satellite images), a clear-cut updraft convective cell can be found, which enables clearer insights into the involved processes, even if a direct comparison with the situation highlighted in the vicinity of Salta in the observations is obviously impossible. Figure 13 shows, both in the relative humidity section and in the vertical wind section, a convective cell structure reaching the altitude of 10 km. Upward vertical motions are rather strong, attaining the amplitude of  $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$  (Fig. 14, left panel). A closer analysis of the vertical velocity field reveals oscillations above the convective cell between 10 km and 16 km in altitude. These



**Fig. 13.** Case 2: Results of the WRF simulations. Relative humidity. Longitude-altitude cross section at latitude  $-29.45$  N.

oscillations are clearly detected in the divergence field of the horizontal wind (Fig. 14, right panel). This wave signal with alternating patterns of wind divergence is related to the corresponding deformation of the isentropes. The horizontal wavelength is  $\sim 100$ – $150$  km, and the vertical wavelength is  $\sim 3$ – $4$  km. According to the dispersion relation, the wave period is  $\sim 2$ – $4$  h. These values are typical of an IGW event.

Besides, the vertical extension of the convective cell can be seen in the divergence of the horizontal wind. Near the ground, at the altitude  $\sim 2$  km, an extended zone of convergence is consistent with the expected wind convergence at the bottom of the convective cell. Similarly, the convective updraft top is associated to an area of enhanced positive divergence about the altitude  $\sim 10$  km.

The IGW is emitted above the convective cell, where zonal and meridional velocities display a strong vertical shear (Fig. 15). These facts suggest that the IGW in this case is generated by the “obstacle effect”. As the observations in a different region indicates a quite similar meteorological situation, with particularly intense and tall convective updrafts, associated with vertical shears of the horizontal wind (note the similarities between the two wind profiles Figs. 8 and 15), the IGW events identified in the WRF simulations and in the observations may have been triggered by a fairly similar mechanism, albeit the geographical location is different.

### 3.3 A case of topographic source

#### 3.3.1 Analysis of possible sources

On 20 October 2002, 12:00 UTC, no convection is taking place in the Salta and Santo Domingo region, according to the satellite images. The wind in the lower troposphere over the mountains is strong (Fig. 16 left panel) and one can anticipate the appearance of large-amplitude mountain waves in

the Salta and Santo Domingo region. The NCEP/NCAR re-analysis of the zonal mountain-wave drag confirms this prediction (Fig. 16 right), and indicates strong forcing by the topography, and significant amplitudes of mountain wave drag.

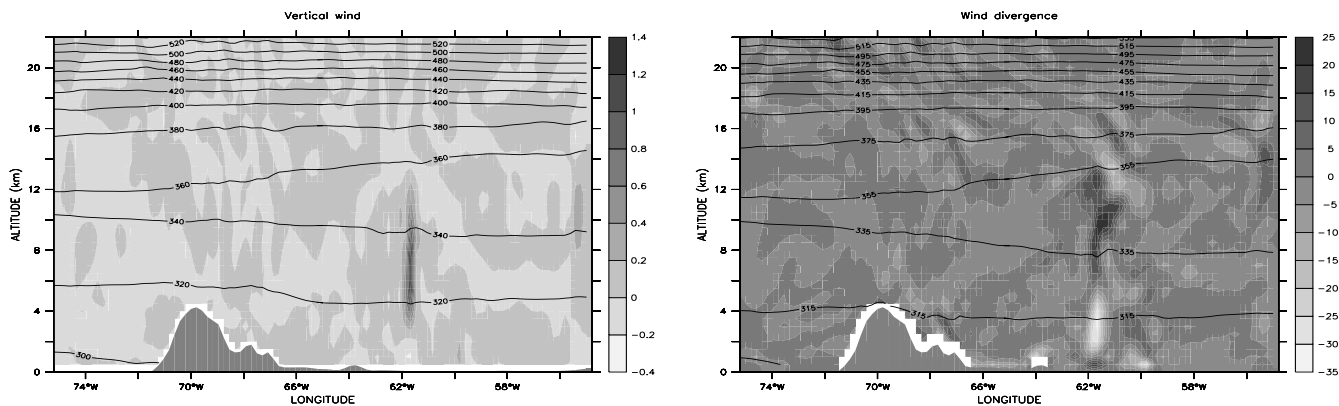
The quality of the Salta soundings at this day is not sufficient to enable a clear detection of waves, as was the case in the previous sections. It is generally rather difficult to find consistent soundings in the cases when the mountain wave drag in the region is strong. Occurrence of mountain waves in a given region leads to intense atmospheric circulation likely to perturb, and even interrupt the radiosonde measurements at lower altitudes.

Nevertheless, the Santo Domingo soundings on 20 October 2002, 12:00 UTC (not shown) confirm the high amplitude winds identified in the ECMWF wind field. One may wonder if this low-level jet, with significant curvature as shown in Fig. 16 (left panel), may trigger IGW, according to the jet emission mechanism studied in case 1. The Lagrangian Rossby number criterion is flawed in this region, as mountain waves are also causing strong ageostrophic motion: it is impossible to separate the ageostrophic contribution from the mountain wave event and from possible imbalance of the low-level jet. However, no clear IGW signal propagating above and/or below the jet maximum (as in case 1) could be identified in the Santo Domingo radiosoundings. Assuming nevertheless that the jet source is active in the Santo Domingo region, the possibly emitted IGW will not be detectable northward in the Salta region, where these waves will be overwhelmed by the strong mountain waves forcings. Consequently, the jet stream source can be reasonably ruled out in the Salta region, and the topographical forcing is the only plausible source of IGW.

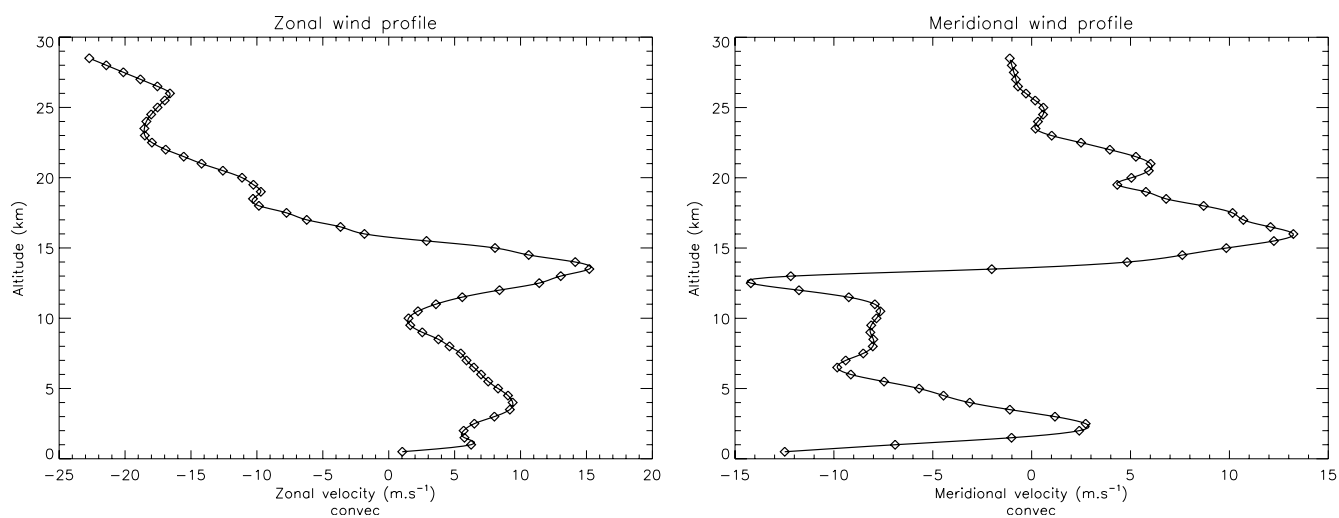
Interestingly, the Lagrangian Rossby number derived from the ECMWF reanalysis in the Salta region indicates high ageostrophic motion about the 15 km altitude, with values reaching 0.4 and above (Fig. 17). A secondary IGW emission, resulting from the geostrophic adjustment of the large-scale flow due to the high amplitude of the main mountain wave (and, eventually, its possible breaking), may occur according to the Scavuzzo et al. (1998) mechanism. The breaking of the mountain wave at higher altitude above Salta is further suggested by the potential temperature profile from the the Salta sounding, showing a distinctive mixing layer at the 15 km altitude (although the bad quality of the sounding does not allow for definite conclusions). It should be reminded that, according to Lott et al. (1992), the mixing layer may emit IGW as well, in addition to the Scavuzzo et al. mechanism.

#### 3.3.2 Wave analysis in the WRF simulations

The gravity-wave drag is a result of subgrid parametrizations in general circulation models, and cannot give fully reliable information on mountain wave characteristics. Similarly to the previous sections, we can use the mesoscale



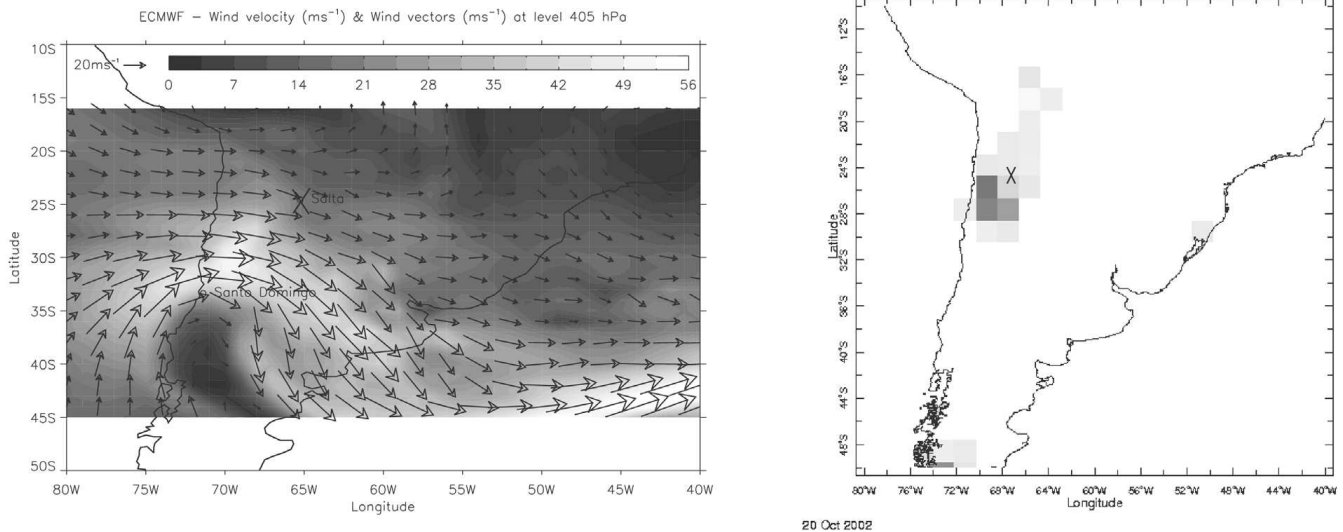
**Fig. 14.** Case 2: Results of the WRF simulations. Longitude-altitude cross sections at latitude  $-29.45$  N. Left: Vertical wind velocity ( $\text{m s}^{-1}$ ) and isentropes (K). Right: Horizontal wind divergence ( $\text{s}^{-1}$ ) and isentropes (K).



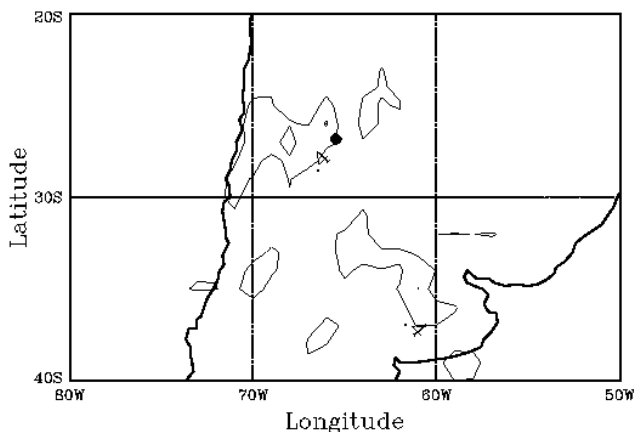
**Fig. 15.** Case 2: Results of the WRF simulations. Vertical profile of the wind velocity ( $\text{m s}^{-1}$ ). Diamonds correspond to WRF vertical data points. Full line is a cubic spline interpolation with vertical resolution of 100 m. Left: Zonal wind profile. Right: Meridional wind profile.

WRF simulations to get clearer meteorological diagnostics in the region and study the emitted waves. The results of the corresponding WRF simulations (Fig. 18) show a clear-cut mountain-wave pattern in the vertical velocity and temperature distributions in the vertical plane perpendicular to the mountains. Vertical velocities derived from the WRF simulations (Fig. 18 left) show that the mountain wave event is particularly strong in the Salta region. According to the WRF simulations the mountain wave perturbation reaches the lower stratosphere (16–19 km), where considerable slopes of the isentropes are observed. The mountain wave at such altitudes is, probably, close to breaking, and if not, is of sufficient amplitude to induce a strong forcing in the stratosphere. Hence, the IGW emission by the mechanism proposed by Scavuzzo et al. (1998) is plausi-

ble. Furthermore, according to the Scavuzzo et al. study, a significant well-defined IGW can appear if the minimal horizontal extent of the mountain wave forcing on the large-scale flow is  $\sim 50$  km. The high-resolution WRF simulation (Fig. 18 right) allows to accurately estimate the horizontal wavelength of the mountain wave:  $\lambda_H^{MW} \sim 30$  km. Given that the order-of-magnitude estimate of the horizontal extent of the mountain wave forcing is  $\sim 2\lambda_H^{MW}$  to  $\sim 4\lambda_H^{MW}$  according to the same figure, the theoretical results of Scavuzzo et al. predict the IGW emission. The WRF simulations confirm that jet-stream, fronts and convective sources are not active in the region during the considered period of time, although one could not completely exclude the possibility that an IGW from a distant source had travelled a long distance to be finally detected in the Salta region. However, as mentioned



**Fig. 16.** Case 3: Reanalyses results. Left: ECMWF wind velocity given by the levels of grey at the 405 hPa level (altitude  $\sim 5.5$  km). Wind vectors at the corresponding level are superimposed. Right: NCEP-NCAR reanalysis, daily mean zonal gravity wave drag (darker zones correspond to stronger forcing by gravity waves). Salta location is indicated by a cross.



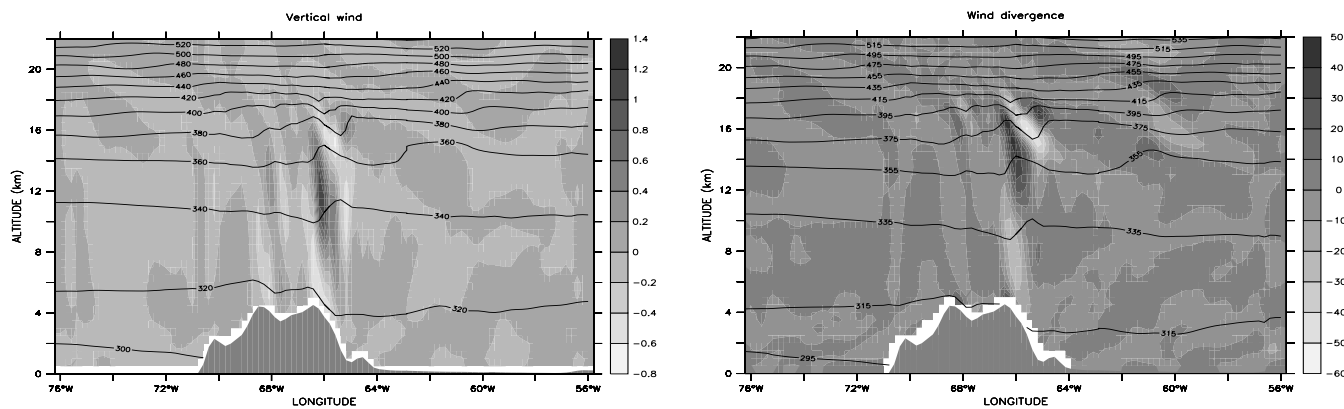
**Fig. 17.** Case 1: Results of the ECMWF reanalysis. Lagrangian Rossby number contours at the 15 km altitude. For clarity, only the values of the LR number above the threshold 0.4 are displayed. Salta is indicated by a dot.

earlier in the case of the jet-stream source, this is rather unlikely due to the oblique propagation of the IGW from its source in the vertical plane. In addition, a powerful local event like the mountain wave present in the region is much more likely to be the source of any detected IGW.

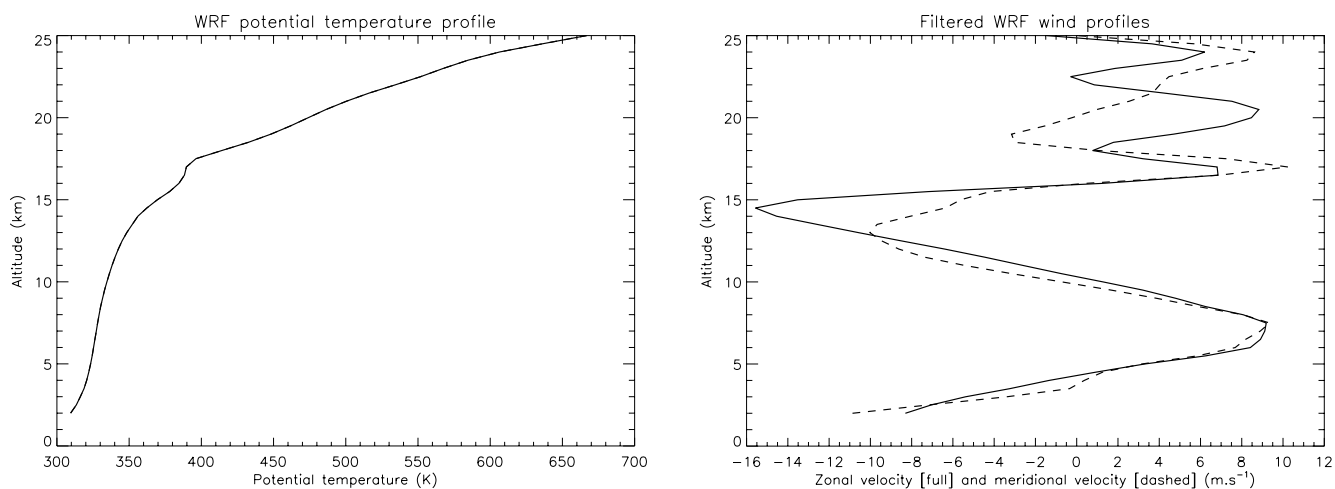
Additional oscillations above the mountain wave can be observed in the vertical velocity field if the scale is refined. However, as is the case in the previous section, using the horizontal wind divergence (Fig. 18, right panel) provides a clearer view of the oscillations patterns. The vertical velocity emphasizes the mountain wave much more than the emit-

ted wave above, while the divergence of the horizontal wind emphasizes the emitted wave much more than the mountain wave below. It should be noted, in addition, that the potential temperature gradients above the maximum of the vertical velocity of the mountain wave are particularly low, indicating a mixing layer and a zone of probable mountain wave breaking. Potential temperature profile above Salta location clearly shows the mixing layer at the 15 km altitude (Fig. 19, left panel). The velocity perturbations profile (Fig. 19, right panel) clearly shows an IGW propagating upward at altitudes 17–21 km, above the location of probable breaking of the mountain wave. Note that the applied alternative filtering enables the identification of both the mountain wave signal and the IGW signal above. Between 5 and 15 km the two components of the horizontal velocity have opposite phases, and exhibit a larger vertical wavelength, which is an indication of the stationary mountain wave (e.g. Gossard and Hooke, 1975). The wave parameters derived from Figs. 18 and 19 are typical of an IGW event: the horizontal wavelength is  $\sim 150$ – $200$  km, the vertical wavelength is  $\sim 2$  km, and according to the dispersion relation, the wave period is  $\sim 6$ – $8$  h.

At the longitude  $\sim 60$  W, another oscillation pattern can be observed above the  $\sim 14$  km altitude in Fig. 18. Even if its location is rather decorrelated from the mountain wave event, it may also be produced by the mountain wave forcing (and possible breaking) westward. This assumption is supported by the deformation pattern of the isentropes. However, since the wind a few kilometers below is rather strong, and the location is far from that of the maximum amplitude of the mountain wave, the jet stream source cannot be completely ruled out in this case. The vertical wavelength of



**Fig. 18.** Case 3: Results of the WRF simulations. Mountain wave detection in the Salta region. Longitude-altitude cross sections at latitude  $-24.81$  N (Salta latitude). Left: Vertical wind velocity ( $\text{m s}^{-1}$ ) and isentropes (K). Right: Horizontal wind divergence ( $\text{s}^{-1}$ ) and isentropes (K).



**Fig. 19.** Case 3: Results of the WRF simulations. Vertical profiles at Salta location. Left: Potential temperature profile (K). Right: Wind profiles ( $\text{m s}^{-1}$ ) filtered by order 3 polynomial function, combined with a window  $[2 \text{ km}, \infty]$ . The wind components are projected on the axes rotated in the horizontal plane in such a way that both wind components are in phase, which allows to identify the steady mountain wave pattern.

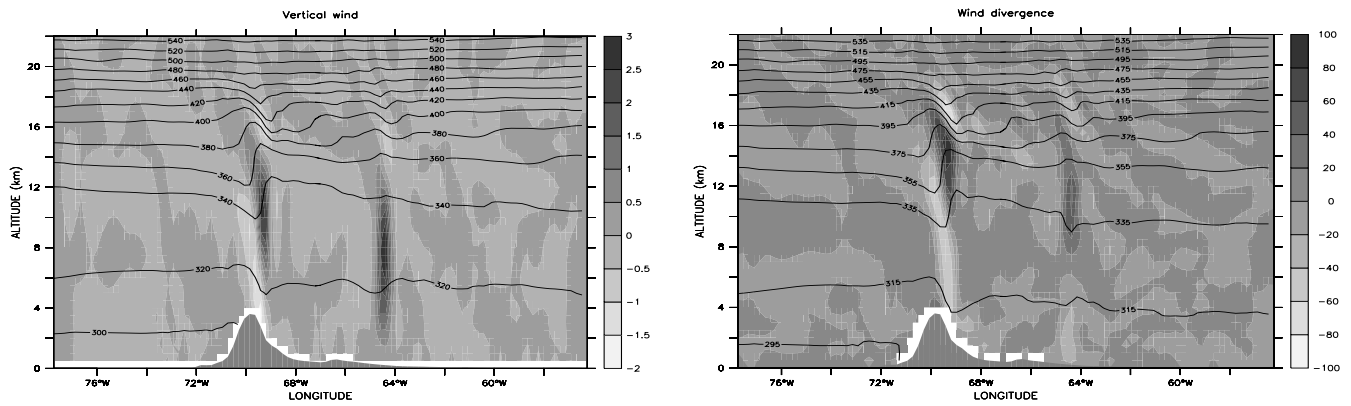
these oscillations is  $\sim 5$  km, and the horizontal wavelength is below 100 km. According to the dispersion relation estimates, the period of this wave is lower than the first IGW identified earlier.

### 3.4 A case of simultaneous action of topographic and convective sources

In this section, an example of simultaneous action of two different sources is briefly presented. On 9 January 2001, 21:00 UTC, the wind speed at lower atmospheric levels in the Salta region is rather strong. The WRF simulations show a mountain wave of strong amplitude in the Salta region, asso-

ciated with significant deformation of the isentropes (Fig. 20, left panel). As in the purely topographic case discussed in the previous section, an IGW can be detected above the mountain wave, where the latter is close to breaking. Interestingly, eastward of the mountain wave pattern, strong convective motions are revealed in the WRF simulations. The longitude-altitude cross section of humidity enables the identification of a particularly well-developed convective cell. Inside the convective updraft, as can be seen in the vertical velocity longitude-altitude cross section, the vertical velocity is reaching  $\sim 3 \text{ m s}^{-1}$ . As in the previous case study involving the convective cell source, a clear IGW pattern can be identified in the vertical velocity field and in the horizontal





**Fig. 20.** Case 4: Results of the WRF simulations. Longitude-altitude cross sections at latitude  $-34.28$  N. Left: Vertical wind velocity ( $\text{m s}^{-1}$ ) and isentropes (K). Right: Horizontal wind divergence ( $\text{s}^{-1}$ ) and isentropes (K).

wind divergence field (Fig. 20, right panel), at the top of the convective cell updraft. Thus, the case displayed here gives an example of two different IGW in the Salta region, emitted by the topographic and convective sources, acting simultaneously.

#### 4 Conclusions

We identified three events of the IGW emission by each of the three major sources in the Andes Cordillera region: jet-stream, convection, and topography. All sources are recurrently in action in this area, however we found events where only one of them was clearly dominant. We also illustrated a possibility of simultaneous action of different sources. The cases of combined action of two of three sources were frequently found during this study, rendering the identification of the cases with a single dominating source rather difficult.

The IGW emission by the jet is associated with a geostrophic adjustment happening in the regions of the jet with large Lagrangian Rossby numbers, which confirms the previous diagnostics (e.g. Plougonven et al., 2003). The IGW emission by the convective source is consistent with the “obstacle” mechanism (see e.g. Pfister et al., 1993, or Alexander and Vincent, 2000), as it was accompanied by a strong shear at higher altitudes. However, other convective mechanisms like the bulk latent heat release, or direct wave emission by the wind shear, can not be excluded at this stage. The IGW emission due to topography is triggered by a mountain wave activity detected by NCEP-NCAR gravity wave drag analysis, and confirmed by high resolution WRF simulations. The mountain wave introduces strong deviations of the isentropic surfaces, and was close to breaking in the presented case. The IGW emission we observe is consistent with the mechanism proposed by Scavuzzo et al. (1998) which involves the relaxation of such state towards the thermal wind balance.

The comparison of the IGW characteristics for each source shows that the frequencies and the vertical wavelenghts of the emitted waves are close, but some differences may however be reported. These results need to be completed with other case studies in order to draw more general and statistically relevant conclusions. A distinctive feature of the IGW emission by the jet-stream is a clear presence of both upward and downward propagating waves, which is not the case for the topographic and convective sources, where only upward propagating waves were reported.

The WRF simulations used to complete the diagnostics of the IGW sources and to independently estimate the characteristics of the emitted IGW, were, at the same time, good tests of this mesoscale model. They showed good performance of the WRF model, which captured systematically the emitted IGW, and enabled clearer insights into the mechanisms involved in the wave emission. The real-case mesoscale simulations, refining the hypothesis derived from data, are valuable tools for the IGW analysis and the identification of the IGW sources. In cases where the quality of radiosoundings is poor, or some information is missing, the WRF real-case simulations are of particular interest. In the case of the jet-stream source, the WRF simulations completed the data analysis, providing, in particular, the horizontal structure of the IGW. In the case of the convective source, the WRF simulations allowed to characterize the IGW emitted above intense convective updrafts, and to establish their link with a high-amplitude vertical shear of the horizontal wind. In the case of the mountain wave source, the WRF simulations enabled a clear separation between the MW signal, and the emitted IGW above. The mountain wave close to breaking, and the clear-cut mixing layer at the altitude of the IGW emission, were correctly reproduced by the mesoscale model.

*Acknowledgements.* This work was supported by the French National Programs LEFE-CHAT and LEFE-IDAO. We would like to

thank M. Moustaoui for valuable help with the WRF simulations, as well as the two reviewers for their constructive reviews.

Topical Editor F. D'Andrea thanks two anonymous referees for their help in evaluating this paper.

## References

- Alexander, M. J. and Pfister, L.: Gravity wave momentum flux in the lower stratosphere over convection, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 2029–2032, 1995.
- Alexander, M. J. and Vincent, R. A.: Gravity waves in the tropical lower stratosphere: A model study of seasonal and interannual variability, *J. Geophys. Res.*, 105, 17 983–17 994, 2000.
- Andrews, D. G., Holton, J. R., and Leovy, C. B.: *Middle atmosphere dynamics*, Academic Press, New York, 1987.
- Dewan, E. M., Picard, R. H., O'Neil, R. R., Gardiner, H. A., Gibson, J., Mill, J. D., Richards, E., Kendra, M., and Gallery, W. O.: MSX satellite observations of thunderstorm-generated gravity waves in mid-wave infrared images of the upper stratosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 939–942, 1998.
- Eckermann, S. D. and Vincent, R. A.: VHF Radar Observations of Gravity-Wave Production by Cold Fronts over Southern Australia, *J. Atmos. Sci.*, 50, 785–806, 1993.
- Fovell, R., Durran, D., and Holton, J. R.: Numerical Simulations of Convectively Generated Stratospheric Gravity Waves, *J. Atmos. Sci.*, 49, 1427–1442, 1992.
- Fritts, D. C. and Alexander, M. J.: Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Rev. Geophys.*, 41, 3–1, 2003.
- Fritts, D. C. and Luo, Z.: Gravity Wave Excitation by Geostrophic Adjustment of the Jet Stream. Part I: Two-Dimensional Forcing, *J. Atmos. Sci.*, 49, 681–697, 1992.
- Fritts, D. C. and Nastrom, G. D.: Sources of Mesoscale Variability of Gravity Waves. Part II: Frontal, Convective, and Jet Stream Excitation, *J. Atmos. Sci.*, 49, 111–127, 1992.
- Gossard, E. E. and Hooke, W. H.: *Waves in the atmosphere*. Elsevier Scientific Publishing, 1975.
- Guest, F. M., Reeder, M. J., Marks, C. J., and Karoly, D. J.: Inertia-gravity waves observed in the lower stratosphere over Macquarie Island, *J. Atmos. Sci.*, 57, 737–752, 2000.
- Hertzog, A., Souprayen, C., and Hauchecorne, A.: Observation and backward trajectory of an inertia-gravity wave in the lower stratosphere, *Ann. Geophys.*, 19, 1141–1155, 2000, <http://www.ann-geophys.net/19/1141/2000/>.
- Lane, T. P. and Knievel, J. C.: Some Effects of Model Resolution on Simulated Gravity Waves Generated by Deep, Mesoscale Convection, *J. Atmos. Sci.*, 62, 3,408, 2005.
- Lane, T. P., Reeder, M. J., and Clark, T. L.: Numerical Modeling of Gravity Wave Generation by Deep Tropical Convection, *J. Atmos. Sci.*, 58, 1249–1274, 2001.
- Lott, F., Kelder, H., and Teitelbaum, H.: A transition from Kelvin-Helmholtz instabilities to propagating wave instabilities, *Phys. Fluids*, 4, 1990–1997, 1992.
- Moustaoui, M., Teitelbaum, H., van Velthoven, P. F. J., and Kelder, H.: Analysis of Gravity Waves during the POLINAT Experiment and Some Consequences for Stratosphere-Troposphere Exchange, *J. Atmos. Sci.*, 56, 1019–1030, 1999.
- Nastrom, G. D. and Eaton, F. D.: Quasi-monochromatic inertia-gravity waves in the lower stratosphere from MST radar observations, *J. Geophys. Res.*, 111, 19 103, doi:10.1029/2006JD007335, 2006.
- Nastrom, G. D. and Fritts, D. C.: Sources of Mesoscale Variability of Gravity Waves. Part I: Topographic Excitation, *J. Atmos. Sci.*, 49, 101–110, 1992.
- O'Sullivan, D. and Dunkerton, T. J.: Generation of Inertia-Gravity Waves in a Simulated Life Cycle of Baroclinic Instability, *J. Atmos. Sci.*, 52, 3695–3716, 1995.
- Orlanski, I.: A rational subdivision of scale for atmospheric processes, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 56, 527–530, 1975.
- Pavelin, E., Whiteway, J. A., and Vaughan, G.: Observation of gravity wave generation and breaking in the lowermost stratosphere, *J. Geophys. Res.*, 106, 5173–5180, 2001.
- Pfister, L., Scott, S., Loewenstein, M., Bowen, S., and Legg, M.: Mesoscale Disturbances in the Tropical Stratosphere Excited by Convection: Observations and Effects on the Stratospheric Momentum Budget, *J. Atmos. Sci.*, 50, 1058–1075, 1993.
- Piani, C., Durran, D., Alexander, M. J., and Holton, J. R.: A Numerical Study of Three-Dimensional Gravity Waves Triggered by Deep Tropical Convection and Their Role in the Dynamics of the QBO, *J. Atmos. Sci.*, 57, 3689–3702, 2000.
- Plougonven, R. and Snyder, C.: Inertia-gravity waves spontaneously generated by jets and fronts. Part I: Different baroclinic life cycles, *J. Atmos. Sci.*, 64, 2502–2520, 2007.
- Plougonven, R., Teitelbaum, H., and Zeitlin, V.: Inertia gravity wave generation by the tropospheric midlatitude jet as given by the Fronts and Atlantic Storm-Track Experiment radio soundings, *J. Geophys. Res.*, 108, 4686–4704, 2003.
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., and Vetterling, W. T.: *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, 1992.
- Reeder, M. J. and Griffiths, M.: Stratospheric inertia-gravity waves generated in a numerical model of frontogenesis. II: Wave sources, generation mechanisms and momentum fluxes, *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 122, 1175–1195, 1996.
- Sato, K., Hashiguchi, H., and Fukao, S.: Gravity waves and turbulence associated with cumulus convection observed with the UHF/VHF clear-air Doppler radars, *J. Geophys. Res.*, 100, 7111–7120, 1995.
- Scavuzzo, C. M., Lamfri, M. A., Teitelbaum, H., and Lott, F.: A study of the low-frequency inertio-gravity waves observed during the Pyrénées Experiment, *J. Geophys. Res.*, 103, 1747–1758, 1998.
- Skamarock, W. C., Klemp, J. B., Dudhia, J., Gill, D. O., Barker, D. M., Wang, W., and Powers, J. G.: A description of the Advanced Research WRF, version 2, *Natl. Cent. for Atmos. Res. Tech. Note*, 468+STR., 2005.
- Snyder, C., Skamarock, W. C., and Rotunno, R.: Frontal Dynamics near and following Frontal Collapse, *J. Atmos. Sci.*, 50, 3194–3212, 1993.
- Thomas, L., Worthington, R. M., and McDonald, A. J.: Inertia-gravity waves in the troposphere and lower stratosphere associated with a jet stream exit region, *Ann. Geophys.*, 17, 115–121, 1999, <http://www.ann-geophys.net/17/115/1999/>.
- Torrence, C. and Compo, G. P.: A Practical Guide to Wavelet Analysis, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 79, 61–78, 1998.
- Uccellini, L. W. and Koch, S. E.: The synoptic setting and possible

- energy sources for mesoscale wave disturbances, *Mon. Weather Rev.*, 115, 721–729, 1987.
- Van Tuyl, A. H. and Young, J. A.: Numerical simulation of non-linear jet streak adjustment, *Mon. Weather Rev.*, 110, 2038–2053, 1982.
- Vincent, R. A. and Alexander, M. J.: Gravity waves in the tropical lower stratosphere: An observational study of seasonal and inter-annual variability, *J. Geophys. Res.*, 105, 17 971–17 982, 2000.
- Zhang, F., Koch, S. E., Davis, C. A., and Kaplan, M. L.: A survey of unbalanced flow diagnostics and their application, *Adv. Atmos. Sci.*, 17, 165–183, 2000.

## ANNEXE B

# MÉTHODOLOGIE : CARTOGRAPHIE VISIBLE AVEC LE SPECTRO-IMAGEUR OMEGA

Pour construire les images visibles OMEGA (voir les figures II.12,II.18,VI.1,VI.2 et VI.6), nous nous sommes appuyés sur la méthode adoptée par l'équipe de la caméra Pancam pour générer les images visible des *rovers* Spirit et Opportunity [Bell *et al.*, 2006]. Le but est de combiner les luminances spectrales perçues par l'instrument pour obtenir une image approchant la perception du système oeil-cerveau.

Le logiciel de l'instrument OMEGA convertit les données brutes du capteur en luminances énergétiques spectrales<sup>1</sup>  $I$  ( $\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) et effectue les nécessaires corrections photométriques dans le visible décrites par Bellucci *et al.* [2006]. La quantité  $I$  est acquise pour chacun des spectels du canal visible et chacun des pixels de la zone balayée, décrivant ainsi la distribution en puissance spectrale de l'observation  $I(\lambda)$ . Cette distribution est converties en un vecteur à 3 composantes de l'espace XYZ des couleurs, autrement appelé tristimulus car simulant le triplet de couleurs perçues par l'oeil humain. Ce triplet  $X, Y, Z$  s'obtient par une somme intégrale de la distribution en puissance spectrale

$$X = \int_0^{\infty} I(\lambda) \bar{x}(\lambda) d\lambda \quad (\text{B.1})$$

dont les coefficients de pondération  $x, y, z$  sont régulièrement remis à jour depuis les années 30 par la Compagnie Internationale de l'Eclairage (CIE) [Smith and Guild, 1931], et sont représentés en figure B.1.

En d'autres termes, les valeurs du tristimulus représentent la proportion des trois couleurs primaires nécessaire pour produire la luminance énergétique spectrale mesurée en chacune des longueurs d'onde visible considérées. Il est à noter que les valeurs  $[X, Y, Z]$  sont normalisée par un facteur commun qui représente l'intensité lumineuse intégrée de la scène observée. La balance des couleurs est donc correcte quelque soit la valeur de ce facteur de normalisation, mais deux images OMEGA différentes ne pourront être tout à fait comparées à cause de l'absence de prise en compte de ces différences de « luminosité ».

Dans le cas des caméras Pancam, les données sont acquises sur 6 longueur d'onde visibles [en nm : 753 (L2), 673 (L3), 601 (L4), 535 (L5), 482 (L6), 432 (L7)], et extrapolées par une fonction polynômiale à l'ensemble des longueur d'onde visibles par l'oeil humain (360 to 830 nm). Notre objectif est de générer rapidement des images OMEGA à des fins de vérification de l'environnement de l'observation de pression (voir chapitre VI). Nous nous contentons donc de combiner les luminances

---

<sup>1</sup>Voir les équations (V.4) à (V.8) pour plus de détails.

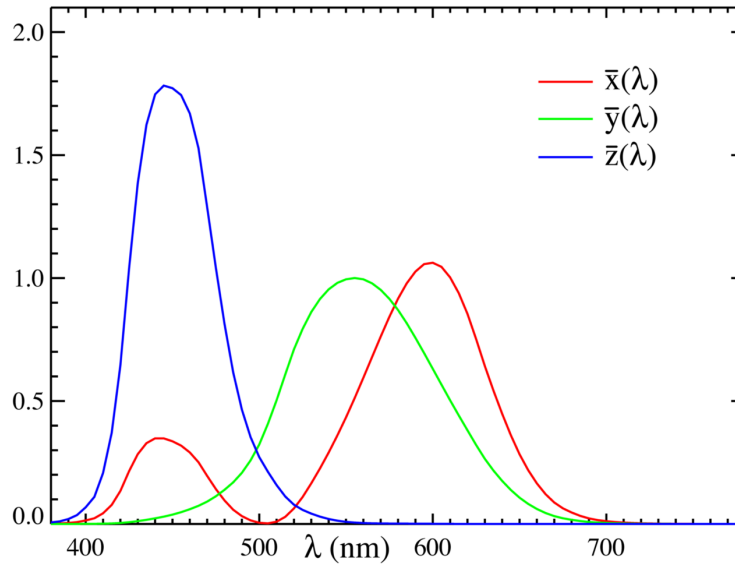


FIG. B.1 – Coefficients de pondération  $x, y, z$  donnés par la Compagnie Internationale de l'Éclairage (CIE).

énergétiques spectrales  $I_R, I_G, I_B$  données par OMEGA au voisinage des longueurs d'onde  $L_4, L_5, L_6$  (moyenne sur les quatre spectels OMEGA compris respectivement dans les intervalles spectraux en nm [467, 492], [520, 540], et [590, 610]), par l'opération

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1.0622 & 0.1655 & 0.09564 \\ 0.6310 & 0.8620 & 0.13902 \\ 0.0080 & 0.0422 & 0.81295 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_R \\ I_G \\ I_B \end{bmatrix} \quad (\text{B.2})$$

Cette transformation est une version discrète de l'équation B.1, obtenue en remplaçant les coefficients CIE  $x, y, z$  par leur valeur numérique aux longueurs d'onde choisies<sup>2</sup>.

Il reste à passer des couleurs perçues XYZ au triplet standard rouge, vert, bleu (sRGB) utilisé dans la plupart des logiciels d'imagerie [Stokes *et al.*, 1996] par l'opération

$$\begin{bmatrix} R \\ G \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 3.2410 & -1.5374 & -0.4986 \\ 0.9692 & 1.8760 & 0.0416 \\ 0.0556 & -0.2040 & 1.0570 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

qui dépend de l'environnement de la prise de vue et de la sensibilité des capteurs de l'instrument. Le triplet sRGB obtenu doit être mis à l'échelle de l'intervalle  $[0, 255]$  pour un encodage standard « 24 bits » de l'image, qui peut alors être tracée. Un exemple de cartographie du triplet R, G, B est proposé en figure B.2.

Les coefficients de la matrice B.3 sont les mêmes que ceux utilisés par l'équipe des caméras des *rovers*. Utiliser ces coefficients avec OMEGA donne de bons résultats, mais les images montrent un biais bleu évident. Nous appliquons donc au triplet final R, G, B une correction d'un facteur réglable  $\kappa$  tel que  $R = (1 + \kappa) R$  et  $B = (1 - \kappa) B$ .  $\kappa$  entre 0.2 et 0.4 est généralement un bon choix.

<sup>2</sup>Les images visible pourraient probablement être meilleures en incluant plus de spectels OMEGA pour générer l'image.

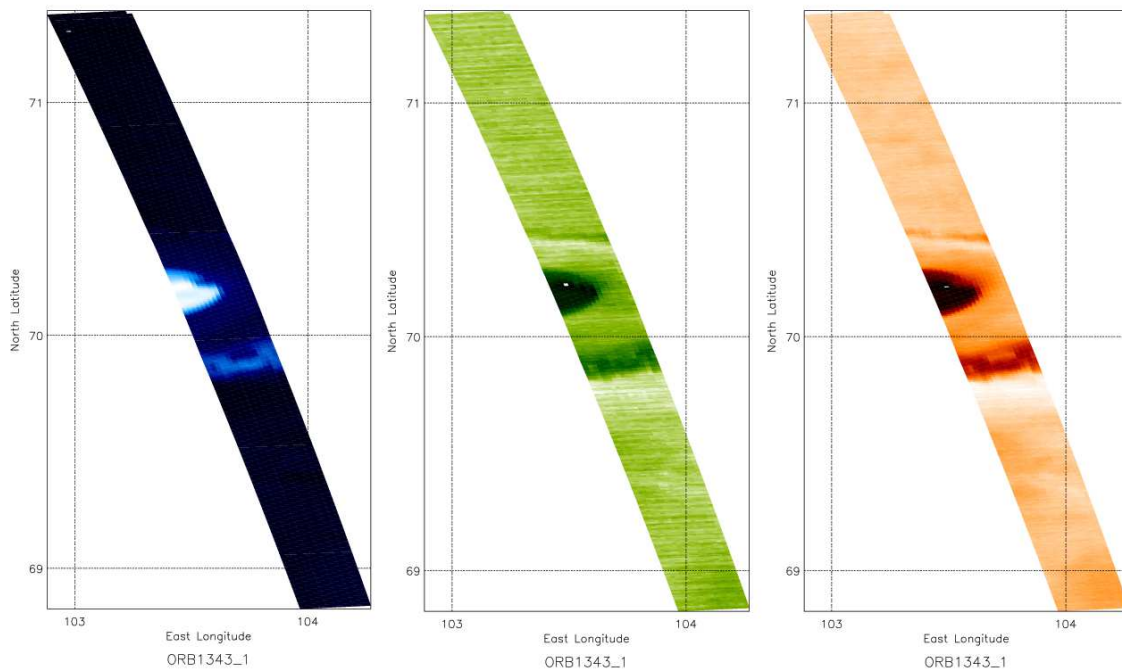


FIG. B.2 – Un exemple de triplet sRGB pour le cas d'un cratère des plaines Vasistas Borealis observé à la fois par la caméra HRSC (haut) et l'instrument OMEGA (bas). L'image HRSC a été obtenue avec une résolution d'environ 15 mètres par pixel. Le cratère fait 35 km de large et 2 km de profondeur. Il contient un dépôt de glace d'eau surprenant et très esthétique, qui présente une très forte signature dans le bleu, en raison des propriétés diffusives de la glace d'eau.



# BIBLIOGRAPHIE

- [Aebischer 98] U. Aebischer & C. Schär. *Low-Level Potential Vorticity and Cyclogenesis to the Lee of the Alps*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 55, no. 2, pages 186–207, 1998.
- [Aharonson 06] O. Aharonson & N. Schorghofer. *Subsurface ice on Mars with rough topography*. J. Geophys. Res., vol. 111, no. E10, pages 11007–+, 2006.
- [Alexander 00] M. J. Alexander & R. A. Vincent. *Gravity waves in the tropical lower stratosphere : A model study of seasonal and interannual variability*. J. Geophys. Res., vol. 105, pages 17983–17994, 2000.
- [Allaire 05] G. Allaire. *Analyse numérique et optimisation*. Editions de l’Ecole Polytechnique, 2005.
- [André 78] J. C. André, G. De Moor, P. Lacarrère, G. Therry & R. du Vachat. *Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer*. J. Atmos. Sci., vol. 35, pages 1861–1883, 1978.
- [Andrews 87] D. G. Andrews, J. R. Holton & C. B. Leovy. *Middle atmosphere dynamics*. Academic Press, 1987.
- [Anthes 71] R. A. Anthes, S. L. Rosenthal & J. W. Trout. *Preliminary results from an asymmetric model of the tropical cyclone*. Monthly Weather Review, vol. 99, no. 10, pages 744–758, 1971.
- [Anthes 78] R.A. Anthes & T.T. Warner. *Development of Hydrodynamic Models Suitable for Air Pollution and Other Mesometeorological Studies*. Monthly Weather Review, vol. 106, no. 8, pages 1045–1078, 1978.
- [Antic 06] S. Antic, R. Laprise, B. Denis & R. de Elía. *Testing the downscaling ability of a one-way nested regional climate model in regions of complex topography*. Climate Dynamics, vol. 26, no. 2, pages 305–325, 2006.
- [Antonelli 07] M. Antonelli & R. Rotunno. *Large-Eddy Simulation of the Onset of the Sea Breeze*. Journal of Atmospheric Sciences, vol. 64, pages 4445–+, 2007.
- [Arakawa 66] A. Arakawa. *Computational Design for Long-Term Numerical Integration of the Equations of Fluid Motion : Two-Dimensional Incompressible Flow. Part I*. Journal of Computational Physics, vol. 1, pages 119–+, 1966.
- [Arakawa 77] A. Arakawa & V. R. Lamb. *Computational design of the UCLA general circulation model*. Methods in Computational Physics, vol. 17, pages 174–267, 1977.
- [Arie 87] E. Arie, N. Lacombe & A. Levy. *Measurement of CO<sub>2</sub> line broadening in the 10.4-micron laser transition at low temperatures*. Applied Optics, vol. 26, pages 1636–1640, 1987.
- [Ball 56] FK Ball. *The Theory of Strong Katabatic Winds*. Australian Journal of Physics, vol. 9, page 373, 1956.
- [Balme 03] M. R. Balme, P. L. Whelley & R. Greeley. *Mars : Dust devil track survey in Argyre Planitia and Hellas Basin*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 108, pages 5086–+, 2003.
- [Balme 06] M. Balme & R. Greeley. *Dust devils on Earth and Mars*. Reviews of Geophysics, vol. 44, pages 3003–+, 2006.
- [Banfield 00] D. Banfield, B. Conrath, J. C. Pearl, M. D. Smith & P. Christensen. *Thermal tides and stationary waves on Mars as revealed by Mars Global Surveyor thermal emission spectrometer*. J. Geophys. Res., vol. 105, pages 9521–9538, 2000.
- [Banta 04] R.M. Banta, L.S. Darby, J.D. Fast, J.O. Pinto, C.D. Whiteman, W.J. Shaw & B.W. Orr. *Nocturnal Low-Level Jet in a Mountain Basin Complex. Part I : Evolution and Effects on Local Flows*. Journal of Applied Meteorology, vol. 43, no. 10, pages 1348–1365, 2004.
- [Bao 08] J. W. Bao, S. A. Michelson, P. O. G. Persson, I. V. Djalalova & Wilczak J. M. *Observed and WRF-Simulated Low-Level Winds in a High-Ozone Episode during the Central California Ozone Study, In Press*. Journal of Applied Meteorology and Climatology, 2008.
- [Barnes 80] J. R. Barnes. *Time spectral analysis of the midlatitude disturbances in the Martian atmosphere*. J. Atmos. Sci., vol. 37, pages 2002–2015, 1980.
- [Barnes 90] J. R. Barnes. *Possible effect of breaking gravity waves on the circulation of the middle atmosphere of Mars*. J. Geophys. Res., vol. 95, pages 1401–1421, 1990.
- [Barth 07] E.L. Barth & S.C.R. Rafkin. *TRAMS : A new dynamic cloud model for Titan’s methane clouds*. Geophys. Res. Lett., vol. 34, page L03203, 2007.
- [Barton 86] I. J. Barton & J. C. Scott. *Remote measurement of surface pressure using absorption in the oxygen A-band*. Applied Optics, vol. 25, pages 3502–3507, 1986.



- [Basu 04] S. Basu, M. I. Richardson & R. J. Wilson. *Simulation of the Martian dust cycle with the GFDL Mars GCM*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 109, no. E18, page 11006, 2004.
- [Bell 06] J. F. Bell, D. Savransky & M. J. Wolff. *Chromaticity of the Martian sky as observed by the Mars Exploration Rover Pancam instruments*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 111, no. E10, pages 12–+, 2006.
- [Bellucci 06] G. Bellucci, F. Altieri, J. P. Bibring, G. Bonello, Y. Langevin, B. Gondet & F. Poulet. *OMEGA/Mars Express : Visual channel performances and data reduction techniques*. Planet. Space Sci., vol. 54, pages 675–684, 2006.
- [Belton 66] M.J.S. Belton & D.M. Hunten. *The Abundance and Temperature of CO<sub>2</sub> in the Martian Atmosphere*. The Astrophysical Journal, vol. 145, page 454, 1966.
- [Bénech 98] B. Bénech, E. Koffi, A. Druilhet, P. Durand, P. Bessemoulin, J. Campins, A. Jansa & B. Terliuc. *Dynamic Characteristics of Regional Flows around the Pyrénées in View of the PYREX Experiment. Part I : Analysis of the Pressure and Wind Fields and Experimental Assessment of the Applicability of the Linear Theory*. Journal of Applied Meteorology, vol. 37, no. 1, pages 32–52, 1998.
- [Benson 03] J. L. Benson, B. P. Bonev, P. B. James, K. J. Shan, B. A. Cantor & M. A. Caplinger. *The seasonal behavior of water ice clouds in the Tharsis and Valles Marineris regions of Mars : Mars Orbiter Camera Observations*. Icarus, vol. 165, pages 34–52, 2003.
- [Bibring 91] J.-P. Bibring, S. Erard, B. Gondet, Y. Langevin, A. Soufflot, M. Combes, C. Cara, P. Drossart, T. Encrenaz, E. Lellouch, J. Rosenqvist, V. I. Moroz, A. V. Dyachkov, A. V. Grygoriev, N. G. Havinson, I. V. Khatuntsev, A. V. Kiselev, L. V. Ksanfomality, Y. V. Nikolsky, P. Masson, O. Forni & C. Sotin. *Topography of the Martian tropical regions with ISM*. Planet. Space Sci., vol. 39, pages 225–236, 1991.
- [Bibring 04a] J. Bibring, Y. Langevin, F. Poulet, A. Gendrin, B. Gondet, M. Berthé, A. Soufflot, P. Drossart, M. Combes, G. Bellucci, V. Moroz, N. Mangold, B. Schmitt & the OMEGA team. *Perennial water ice identified in the south polar cap of Mars*. Nature, vol. 428, pages 627–630, 2004.
- [Bibring 04b] J.-P. Bibring, A. Soufflot, M. Berthé, Y. Langevin, B. Gondet, P. Drossart, M. Bouyé, M. Combes, P. Puget, A. Semery, G. Bellucci, V. Formisano, V. Moroz, V. Kottsov, G. Bonello, S. Erard, O. Forni, A. Gendrin, N. Manaud, F. Poulet, G. Poulleau, T. Encrenaz, T. Fouchet, R. Melchiori, F. Altieri, N. Ignatiev, D. Titov, L. Zasova, A. Coradini, F. Capacionni, P. Ceroni, S. Fonti, N. Mangold, P. Pinet, B. Schmitt, C. Sotin, E. Hauber, H. Hoffmann, R. Jaumann, U. Keller, R. Arvidson, J. Mustard & F. Forget. *OMEGA : Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité*, pages 37–49. ESA SP-1240 : Mars Express : the Scientific Payload, 2004.
- [Bibring 05] J.-P. Bibring, Y. Langevin, A. Gendrin, B. Gondet, F. Poulet, M. Berthé, A. Soufflot, R. Arvidson, N. Mangold, J. Mustard & P. Drossart. *Mars Surface Diversity as Revealed by the OMEGA/Mars Express Observations*. Science, vol. 307, pages 1576–1581, 2005.
- [Bibring 06] J.-P. Bibring, Y. Langevin, J. F. Mustard, F. Poulet, R. Arvidson, A. Gendrin, B. Gondet, N. Mangold, P. Pinet & F. Forget. *Global Mineralogical and Aqueous Mars History Derived from OMEGA/Mars Express Data*. Science, vol. 312, pages 400–404, 2006.
- [Bird 86] R. E. Bird & C. Riordan. *Simple Solar Spectral Model for Direct and Diffuse Irradiance on Horizontal and Tilted Planes at the Earth's Surface for Cloudless Atmospheres*. Journal of Applied Meteorology, vol. 25, pages 87–97, 1986.
- [Blackadar 57] A.K. Blackadar. *Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions*. Bull. Amer. Meteor. Soc., vol. 38, no. 5, pages 283–290, 1957.
- [Blamont 93] J. E. Blamont & E. Chassefière. *First detection of Ozone in the middle atmosphere of Mars from solar occultation measurements*. Icarus, vol. 104, pages 324–336, 1993.
- [Bonello 05] G. Bonello, J. Pierre Bibring, A. Soufflot, Y. Langevin, B. Gondet, M. Berthé & C. Carabetian. *The ground calibration setup of OMEGA and VIRTIS experiments : description and performances*. Planet. Space Sci., vol. 53, pages 711–728, 2005.
- [Bösch 06] H. Bösch, G. C. Toon, B. Sen, R. A. Washenfelder, P. O. Wennberg, M. Buchwitz, R. de Beek, J. P. Burrows, D. Crisp, M. Christi, B. J. Connor, V. Natraj & Y. L. Yung. *Space-based near-infrared CO<sub>2</sub> measurements : Testing the Orbiting Carbon Observatory retrieval algorithm and validation concept using SCIAMACHY observations over Park Falls, Wisconsin*. Journal of Geophysical Research (Atmospheres), vol. 111, no. D10, page 23302, 2006.
- [Böttger 05] H. M. Böttger, S. R. Lewis, P. L. Read & F. Forget. *The effects of the martian regolith on GCM water cycle simulations*. Icarus, vol. 177, pages 174–189, 2005.
- [Bougeault 97] P. Bougeault, B. Bénech, P. Bessemoulin, B. Carissimo, A. Jansa Clar, J. Pelon, M. Petitdidier & E. Richard. *PYREX : A Summary of Findings*. Bull. Am. Meteorol. Soc., vol. 78, pages 637–637, 1997.
- [Bougeault 01] P. Bougeault & R. Sadourny. *Dynamique de l'atmosphère et de l'océan*. Editions de l'Ecole Polytechnique, 2001.
- [Briggs 74] G. A. Briggs & C. B. Leovy. *Mariner 9 observations of the Mars north polar hood*. Bull. Am. Meteorol. Soc., vol. 55, pages 278–296, 1974.
- [Bromwich 01] D. H. Bromwich, J. J. Cassano, T. Klein, G. Heinemann, K. M. Hines, K. Steffen & J. E. Box. *Mesoscale Modeling of Katabatic Winds over Greenland with the Polar MM5*. Monthly Weather Review, vol. 129, pages 2290–+, 2001.

- [Buchwitz 06] M. Buchwitz, R. de Beek, S. Noël, J. P. Burrows, H. Bovensmann, O. Schneising, I. Khlystova, M. Bruns, H. Bremer, P. Bergamaschi, S. Körner & M. Heimann. *Atmospheric carbon gases retrieved from SCIAMACHY by WFM-DOAS : version 0.5 CO and CH<sub>4</sub> and impact of calibration improvements on CO<sub>2</sub> retrieval*. *Atmospheric Chemistry & Physics*, vol. 6, pages 2727–2751, 2006.
- [Businger 71] JA Businger, JC Wyngaard, Y. Izumi & EF Bradley. *Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer*. *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 28, no. 2, pages 181–189, 1971.
- [Cantor 01] B. A. Cantor, P. B. James, M. Caplinger & M. J. Wolff. *Martian dust storms : 1999 Mars Orbiter Camera observations*. *J. Geophys. Res.*, vol. 106, pages 23653–23688, 2001.
- [Cantor 02] B. Cantor, M. Malin & K. S. Edgett. *Multiyear Mars Orbiter Camera (MOC) observations of repeated Martian weather phenomena during the northern summer season*. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, vol. 107, pages 5014–+, 2002.
- [Cantor 07] B. A. Cantor. *MOC observations of the 2001 Mars planet-encircling dust storm*. *Icarus*, vol. 186, pages 60–96, 2007.
- [Capderou 88] M. Capderou. *Atlas solaire de l'Algérie*. Office des publications universitaires, Alger, 1988.
- [Capderou 04] M. Capderou & F. Forget. *Optimal orbits for Mars atmosphere remote sensing*. *Planet. Space Sci.*, vol. 52, pages 789–798, 2004.
- [Carpenter 90] R. L. Carpenter, K. K. Droegemeier, P. R. Woodward & C. E. Hane. *Application of the Piecewise Parabolic Method (PPM) to meteorological modeling*. *Mon. Wea. Rev.*, vol. 118, pages 586–612, 1990.
- [Castro 93] I. P. Castro & W. H. Snyder. *Experiments on wave breaking in stratified flow over obstacles*. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 255, pages 195–211, 1993.
- [Chamberlain 06] S. Chamberlain, J. Bailey, M. Walter, A. Simpson & D. Crisp. *Topographic and atmospheric pressure mapping using near infrared imaging and spectral observations of Mars*. In F. Forget, M. A. Lopez-Valverde, M. C. Desjean, J. P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S. R. Lewis, E. Millour, P. L. Read & R. J. Wilson, editeurs, *Mars Atmosphere Modelling and Observations*, page 146, 2006.
- [Chapman 70] S. Chapman & R. Lindzen. *Atmospheric tides. Thermal and gravitational*. Dordrecht : Reidel, 1970, 1970.
- [Charney 64] J.G. Charney & A. Eliassen. *On the Growth of the Hurricane Depression*. *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 21, no. 1, pages 68–75, 1964.
- [Chédin 03] A. Chédin, S. Serrar, N. A. Scott, C. Crevoisier & R. Armante. *First global measurement of midtropospheric CO<sub>2</sub> from NOAA polar satellites : Tropical zone*. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, vol. 108, pages 4581–+, 2003.
- [Cheng 05] W.Y.Y. Cheng & W.J. Steenburgh. *Evaluation of Surface Sensible Weather Forecasts by the WRF and the Eta Models over the Western United States*. *Weather and Forecasting*, vol. 20, no. 5, pages 812–821, 2005.
- [Christensen 01] P. R. Christensen, J. L. Bandfield, V. E. Hamilton, S. W. Ruff, H. H. Kieffer, T. N. Titus, M. C. Malin, R. V. Morris, M. D. Lane, R. L. Clark, B. M. Jakosky, M. T. Mellon, J. C. Pearl, B. J. Conrath, M. D. Smith, R. T. Clancy, R. O. Kuzmin, T. Roush, G. L. Mehall, N. Gorelick, K. Bender, K. Murray, S. Dason, E. Greene, S. Silverman & M. Greenfield. *Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer experiment : Investigation description and surface science results*. *J. Geophys. Res.*, pages 23823–23872, 2001.
- [Clancy 91] R. T. Clancy & S. W. Lee. *A new look at dust and clouds in the Mars atmosphere : Analysis of emission-phase function sequences from global Viking IRTM observations*. *Icarus*, vol. 93, pages 135–158, 1991.
- [Clancy 96] R.T. Clancy, M. J. Wolff, P. B. James, E. Smith, Y. N. Billawala, S. W. Lee & M. Callan. *Mars ozone measurements near the 1995 aphelion : Hubble space telescope ultraviolet spectroscopy with the faint object spectrograph*. *J. Geophys. Res.*, vol. 101, pages 12777–12783, 1996.
- [Clark 77] T. L. Clark & W. R. Peltier. *On the Evolution and Stability of Finite-Amplitude Mountain Waves*. *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 34, no. 11, pages 1715–1730, 1977.
- [Clark 84] T.L. Clark & R. D. Farley. *Severe Downslope Windstorm Calculations in Two and Three Spatial Dimensions Using Anelastic Interactive Grid Nesting : A Possible Mechanism for Gustiness*. *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 41, no. 3, pages 329–350, 1984.
- [Colaprete 99] A. Colaprete, O. B. Toon & J. A. Magalhães. *Cloud formation under Mars Pathfinder conditions*. *J. Geophys. Res.*, vol. 104, pages 9043–9054, 1999.
- [Colaprete 00] A. Colaprete & O. B. Toon. *The radiative effects of martian water ice clouds on the local atmospheric temperature profile*. *Icarus*, vol. 145, pages 524–532, 2000.
- [Colaprete 08] A. Colaprete, J. R. Barnes, R. M. Haberle & F. Montmessin. *CO<sub>2</sub> clouds, CAPE and convection on Mars : Observations and general circulation modeling*. *Planet. Space Sci.*, vol. 56, pages 150–180, 2008.
- [Colburn 89] D. S. Colburn, J. B. Pollack & R. M. Haberle. *Diurnal variations in optical depth at Mars*. *Icarus*, vol. 79, pages 159–189, 1989.
- [Colina 96] L. Colina, R. C. Bohlin & F. Castelli. *The 0.12-2.5 micron Absolute Flux Distribution of the Sun for Comparison With Solar Analog Stars*. *Astronomical Journal*, vol. 112, page 307, 1996.

- [Collins 96] M. Collins, S. R. Lewis, P. L. Read & F. Hourdin. *Baroclinic wave transitions in the Martian atmosphere*. Icarus, vol. 120, pages 344–357, 1996.
- [Conrath 75] B. J. Conrath. *Thermal structure of the Martian atmosphere during the dissipation of dust storm of 1971*. Icarus, vol. 24, pages 36–46, 1975.
- [Costard 02] F. Costard, F. Forget, N. Mangold & J. P. Peulvast. *Formation of Recent Martian Debris Flows by Melting of Near-Surface Ground Ice at High Obliquity*. Science, vol. 295, pages 110–113, 2002.
- [Courant 28] R. Courant, K. O. Friedrichs & H. Lewy. *On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics*. Math. Ann., vol. 100, page 32, 1928.
- [Creasey 06] J. E. Creasey, J. M. Forbes & D. P. Hinson. *Global and seasonal distribution of gravity wave activity in Mars' lower atmosphere derived from MGS radio occultation data*. Geophys. Res. Lett., vol. 33, page 1803, 2006.
- [Crisp 04] D. Crisp, R. M. Atlas, F.-M. Breon, L. R. Brown, J. P. Burrows, P. Ciais, B. J. Connor, S. C. Doney, I. Y. Fung, D. J. Jacob, C. E. Miller, D. O'Brien, S. Pawson, J. T. Randerson, P. Rayner, R. J. Salawitch, S. P. Sander, B. Sen, G. L. Stephens, P. P. Tans, G. C. Toon, P. O. Wennberg, S. C. Wofsy, Y. L. Yung, Z. Kuang, B. Chudasama, G. Sprague, B. Weiss, R. Pollock, D. Kenyon & S. Schroll. *The Orbiting Carbon Observatory (OCO) mission*. Advances in Space Research, vol. 34, pages 700–709, 2004.
- [Curran 73] R. J. Curran, B. J. Conrath, R. A. Hanel, V. G. Kunde & J. C. Pearl. *Mars : Mariner 9 spectroscopic evidence for H<sub>2</sub>O ice clouds*. Science, vol. 182, pages 381–383, 1973.
- [Davis 08] C.A. Davis, S.C. Jones & M. Riemer. *Hurricane Vortex Dynamics during Atlantic Extratropical Transition*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 65, no. 3, pages 714–736, 2008.
- [De Vaucouleurs 54] G. De Vaucouleurs. *Physics of the planet Mars*. Faber and Faber, London, 1954.
- [Deardorff 70] J.W. Deardorff. *Convective Velocity and Temperature Scales for the Unstable Planetary Boundary Layer and for Rayleigh Convection*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 27, no. 8, pages 1211–1213, 1970.
- [Deardorff 72] J. W. Deardorff. *Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux*. J. Geophys. Res., vol. 77, no. 30, pages 5900–5904, 1972.
- [Defant 49] F. Defant. *Zur Theorie der Hangwinde, nebst Bemerkungen zur Theorie der Berg- und Talwinde*. Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie Serie A., vol. 1, no. 3-4, pages 421–450, 1949.
- [Dimitrijevic 05] M. Dimitrijevic & R. Laprise. *Validation of the nesting technique in a regional climate model and sensitivity tests to the resolution of the lateral boundary conditions during summer*. Climate Dynamics, vol. 25, pages 555–580, 2005.
- [Diongue 02] A. Diongue, JP Lafore, JL Redelsperger & R. Roca. *Numerical study of a Sahelian synoptic weather system : Initiation and mature stages of convection and its interactions with the large-scale dynamics*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 128, no. 584, pages 1899–1927, 2002.
- [Dozier 90] J. Dozier & J. Frew. *Rapid calculation of terrain parameters for radiation modeling from digital elevation data*. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 28, no. 5, pages 963–969, 1990.
- [Dubuisson 01] P. Dubuisson, R. Borde, C. Schmechtig & R. Santer. *Surface pressure estimates from satellite data in the oxygen A-band : Applications to the MOS sensor over land*. J. Geophys. Res., vol. 106, pages 27277–27286, 2001.
- [Dudhia 93] J. Dudhia. *A Nonhydrostatic Version of the Penn State-NCAR Mesoscale Model : Validation Tests and Simulation of an Atlantic Cyclone and Cold Front*. Monthly Weather Review, vol. 121, no. 5, pages 1493–1513, 1993.
- [Dufresne 05] J.-L. Dufresne, R. Fournier, C. Hourdin & F. Hourdin. *Net Exchange Reformulation of Radiative Transfer in the CO<sub>2</sub> 15- $\mu$ m Band on Mars*. Journal of Atmospheric Sciences, vol. 62, pages 3303–3319, 2005.
- [Durran 86] D.R. Durran. *Another Look at Downslope Windstorms. Part I : The Development of Analogs to Supercritical Flow in an Infinitely Deep, Continuously Stratified Fluid*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 43, no. 21, pages 2527–2543, 1986.
- [Durran 89] D.R. Durran. *Improving the Anelastic Approximation*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 46, no. 11, pages 1453–1461, 1989.
- [Durran 03] D. Durran. *Lee waves and mountain waves*. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences, JR Holton, J. Pyle, and J. A. Curry, Eds*, 2003.
- [Dyudina 08] U.A. Dyudina, A.P. Ingersoll, S.P. Ewald, A.R. Vasavada, R.A. West, A.D. Del Genio, J.M. Barbara, C.C. Porco, R.K. Achterberg, F.M. Flasar et al. *Dynamics of Saturn's South Polar Vortex*. Science, vol. 319, no. 5871, page 1801, 2008.
- [Egger 03] J. Egger. *Valley winds*. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences, JR Holton, J. Pyle, and J. A. Curry, Eds*, 2003.
- [Eliassen 49] A. Eliassen. *The quasi-static equations of motion with pressure as independent variable*. Geofys. Publ., Oslo, vol. 17, 1949.

- [Encrenaz 05] T. Encrenaz, R. Melchiorri, T. Fouchet, P. Drossart, E. Lellouch, B. Gondet, J.-P. Bibring, Y. Langevin, D. Titov, N. Ignatiev & F. Forget. *A mapping of martian water sublimation during early northern summer using OMEGA/Mars Express*. *Astron. Astrophys.*, vol. 441, pages L9–L12, 2005.
- [Epifanio 02] CC Epifanio & DR Durran. *Lee-Vortex Formation in Free-Slip Stratified Flow over Ridges. Part II : Mechanisms of Vorticity and PV Production in Nonlinear Viscous Wakes*. *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 59, no. 7, pages 1166–1181, 2002.
- [Epifanio 03] C.C. Epifanio. *Lee vortices*. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, JR Holton, J. Pyle, and J. A. Curry, Eds, 2003.
- [Evans 98] K. F. Evans. *The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer*. *Journal of Atmospheric Sciences*, vol. 55, pages 429–446, 1998.
- [Evgeni 04] F. Evgeni, R. Richard & S. Bjorn. *Atmospheric turbulence and mesoscale meteorology*. Cambridge University Press, 2004.
- [Farrell 04] W. M. Farrell, P. H. Smith, G. T. Delory, G. B. Hillard, J. R. Marshall, D. Catling, M. Hecht, D. M. Tratt, N. Renno, M. D. Desch, S. A. Cummer, J. G. Houser & B. Johnson. *Electric and magnetic signatures of dust devils from the 2000-2001 MATADOR desert tests*. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, vol. 109, no. E18, pages 3004–+, 2004.
- [Farrell 08] W. M. Farrell, S. M. Clifford, S. M. Milkovich, J. J. Plaut, C. J. Leuschen, G. Picardi, D. A. Gurnett, T. R. Watters, A. Safaeinili, A. B. Ivanov, R. J. Phillips, E. R. Stofan, E. Heggy, S. A. Cummer & J. R. Espley. *MARSIS subsurface radar investigations of the South Polar reentrant Chasma Australe*. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, vol. 113, no. E12, pages 4002–+, 2008.
- [Fedorova 06a] A. Fedorova, O. Korablev, J.-L. Bertaux, A. Rodin, A. Kiselev & S. Perrier. *Mars water vapor abundance from SPICAM IR spectrometer : Seasonal and geographic distributions*. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, vol. 111, no. E10, pages 9–+, 2006.
- [Fedorova 06b] A. Fedorova, O. Korablev, S. Perrier, J.-L. Bertaux, F. Lefèvre & A. Rodin. *Observation of O<sub>2</sub> 1.27 μm dayglow by SPICAM IR : Seasonal distribution for the first Martian year of Mars Express*. *J. Geophys. Res.*, vol. 111, no. E10, page 9, 2006.
- [Fenton 05] L. K. Fenton, A. D. Toigo & M. I. Richardson. *Aeolian processes in Proctor Crater on Mars : Mesoscale modeling of dune-forming winds*. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, vol. 110, no. E9, pages 6005–+, 2005.
- [Fenton 07] L. K. Fenton, P. E. Geissler & R. M. Haberle. *Global warming and climate forcing by recent albedo changes on Mars*. *Nature*, vol. 446, pages 646–649, 2007.
- [Ferri 03] F. Ferri, P. H. Smith, M. Lemmon & N. O. Rennó. *Dust devils as observed by Mars Pathfinder*. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, vol. 108, pages 5133–+, 2003.
- [Fisher 05] J. A. Fisher, M. I. Richardson, C. E. Newman, M. A. Szwast, C. Graf, S. Basu, S. P. Ewald, A. D. Toigo & R. J. Wilson. *A survey of Martian dust devil activity using Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera images*. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, vol. 110, no. E9, pages 3004–+, 2005.
- [Fleagle 50] R.G. Fleagle. *A theory of air drainage*. *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 7, no. 3, pages 227–232, 1950.
- [Forget 96] François Forget. *Le climat de la planète Mars : de l'importance des poussières et des régions polaires*. thèse, Université Paris-6, 1996.
- [Forget 98a] F. Forget. *Improved optical properties of the Martian atmospheric dust for radiative transfer calculations in the infrared*. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 25, pages 1105–1109, 1998.
- [Forget 98b] F. Forget, F. Hourdin & O. Talagrand. *CO<sub>2</sub> snow fall on Mars : Simulation with a general circulation model*. *Icarus*, vol. 131, pages 302–316, 1998.
- [Forget 99a] F. Forget, F. Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin, O. Talagrand, M. Collins, S. R. Lewis, P. L. Read & J.-P. Huot. *Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km*. *J. Geophys. Res.*, vol. 104, pages 24,155–24,176, 1999.
- [Forget 99b] F. Forget, F. Hourdin, C. Hourdin & O. Talagrand. *Simulations of the Martian Seasonal Dust Cycle with a General Circulation Model*. In *The Fifth International Conference on Mars*, pages 6206–+, 1999.
- [Forget 03] F. Forget, R. M. Haberle, F. Montmessin, S. Cha, E. Marcq, J. Schaeffer & Y. Wanherdrick. *3D Simulations of the Early Mars Climate with a General Circulation Model*. In S. Clifford, P. Doran, D. Fisher & C. Herd, editors, *Third International Conference on Mars Polar Science and Exploration*, page 8070, 2003.
- [Forget 06a] F. Forget, R. M. Haberle, F. Montmessin, B. Levrard & J. W. Head. *Formation of Glaciers on Mars by Atmospheric Precipitation at High Obliquity*. *Science*, vol. 311, pages 368–371, 2006.
- [Forget 06b] F. Forget, E. Millour, S. Lebonnois, L. Montabone, K. Dassas, S. R. Lewis, P. L. Read, M. A. López-Valverde, F. González-Galindo, F. Montmessin, F. Lefèvre, M.-C. Desjean & J.-P. Huot. *The new Mars climate database*. In Forget et al., editeur, *Mars Atmosphere Modelling and Observations*, page 625, 2006.
- [Forget 06c] F. Forget & B. Schmitt. *Katabatic winds in Greenland : the no-wind case*. *Journal of Advanced Kite-Surfing*, vol. 66, pages 99–+, 2006.

- [Forget 07a] F. Forget, E. Millour, F. Gonzalez-Galindo, A. Spiga, S. Lebonnois, F. Hourdin, S. R. Lewis, L. Montabone, P. L. Read, F. Lefevre & F. Montmessin. *Modelling the present Mars climate system as observed by Mars Express*. In ESA, editeur, European Mars Science and Exploration Conference : Mars Express and ExoMars, 2007.
- [Forget 07b] F. Forget, A. Spiga, B. Dolla, S. Vinatier, R. Melchiorri, P. Drossart, A. Gendrin, J.-P. Bibring, Y. Langevin & B. Gondet. *Remote sensing of surface pressure on Mars with the Mars Express/OMEGA spectrometer : 1. Retrieval method*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 112, no. E11, pages 8–+, 2007.
- [Fouchet 07] T. Fouchet, Lellouch E., N.I. Ignatiev, Forget, F., D.V. Titov, M. Tschimmel, F. Montmessin, V. Formisano, M. Giuranna, Maturilli A. & T. Encrenaz. *Martian water Vapor : Mars Express PFS/LW Observations*. . Icarus, in press, 2007.
- [Fournier 06] N. Fournier, P. Stammes, M. de Graaf, R. van der A, A. PETERS, M. Grzegorski & A. Kokhanovsky. *Improving cloud information over deserts from SCIAMACHY Oxygen A-band measurements*. Atmospheric Chemistry & Physics, vol. 6, pages 163–172, 2006.
- [Fritts 03] D.C. Fritts & M.J. Alexander. *Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere*. Rev. Geophys., vol. 41, no. 1, page 1003, 2003.
- [Fritts 06] D. C. Fritts, L. Wang & R. H. Tolson. *Mean and gravity wave structures and variability in the Mars upper atmosphere inferred from Mars Global Surveyor and Mars Odyssey aerobraking densities*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), vol. 111, no. A10, pages 12304–+, 2006.
- [Gallus Jr 06] W.A. Gallus Jr & J.F. Bresch. *Comparison of Impacts of WRF Dynamic Core, Physics Package, and Initial Conditions on Warm Season Rainfall Forecasts*. Monthly Weather Review, vol. 134, no. 9, pages 2632–2641, 2006.
- [Galperin 88] B. A. Galperin, L. H. Kantha, S. Hassid & A. Rosati. *A quasi-equilibrium turbulent energy model for geophysical flows*. J. Atmos. Sci., vol. 45, pages 55–62, 1988.
- [Geissler 05] P. E. Geissler. *Three decades of Martian surface changes*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 110, no. E9, pages 2001–+, 2005.
- [Gendrin 03] A. Gendrin, S. Erard, P. Drossart & R. Melchiorri. *Observation of pressure variations in the Martian atmosphere*. Geophys. Res. Lett., vol. 30, page A14, 2003.
- [Gendrin 05] A. Gendrin, N. Mangold, J.-P. Bibring, Y. Langevin, B. Gondet, F. Poulet, G. Bonello, C. Quantin, J. Mustard, R. Arvidson & S. LeMouélic. *Sulfates in Martian Layered Terrains : The OMEGA/Mars Express View*. Science, vol. 307, pages 1587–1591, 2005.
- [Gierasch 68] P. J. Gierasch & R. M. Goody. *A study of the thermal and dynamical structure of the Martian lower atmosphere*. Planet. Space Sci., vol. 16, pages 615–646, 1968.
- [Gierasch 71] P. Gierasch & C. Sagan. *A Preliminary Assessment of Martian Wind Regimes*. Icarus, vol. 14, pages 312–+, 1971.
- [Giuranna 08] M. Giuranna, D. Grassi, V. Formisano, L. Montabone, F. Forget & Zasova L. *PFS/MEX observations of the condensing CO<sub>2</sub> south polar cap of Mars*. Icarus, in press, 2008.
- [Glenar 03] D. A. Glenar, R. E. Samuelson, J. C. Pearl, G. L. Bjoraker & D. Blaney. *Spectral imaging of martian water ice clouds and their diurnal behavior during the 1999 aphelion season*. Icarus, vol. 161, pages 297–318, 2003.
- [Goldenson 08] N. Goldenson, S. Desch & P. Christensen. *Non-equilibrium between dust and gas temperatures in the Mars atmosphere*. Geophys. Res. Lett., vol. 35, pages 8813–+, 2008.
- [Gondet 06] B. Gondet, J.-P. Bibring, Y. Langevin, F. Poulet, F. Montmessin & F. Forget. *One martian year observation of H<sub>2</sub>O ice clouds By OMEGA/Mars Express*. In Forget et al., editeur, Mars Atmosphere Modelling and Observations, page 251, 2006.
- [González-Galindo 05] F. González-Galindo, M. A. López-Valverde, M. Angelats i Coll & F. Forget. *Extension of a Martian general circulation model to thermospheric altitudes : UV heating and photochemical models*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 110, no. E9, page 9008, 2005.
- [Goody 67] R. Goody & M. J. S. Belton. *Radiative relaxation times for Mars. A discussion of martian atmospheric dynamics*. Planet. Space Sci., vol. 15, pages 247–+, 1967.
- [Grassi 05] D. Grassi, C. Fiorenza, L. V. Zasova, N. I. Ignatiev, A. Maturilli, V. Formisano & M. Giuranna. *The Martian atmosphere above great volcanoes : Early planetary Fourier spectrometer observations*. Planet. Space Sci., vol. 53, pages 1053–1064, 2005.
- [Grassi 07] D. Grassi, V. Formisano, F. Forget, C. Fiorenza, N. I. Ignatiev, A. Maturilli & L. V. Zasova. *The martian atmosphere in the region of Hellas basin as observed by the planetary Fourier spectrometer (PFS-MEX)*. Planet. Space Sci., vol. 55, pages 1346–1357, 2007.
- [Gray 66] L. D. Gray. *Transmission of the Atmosphere of Mars in the Region of 2 μ*. Icarus, vol. 5, page 390, 1966.
- [Greeley 03] R. Greeley, R. O. Kuzmin, S. C. R. Rafkin, T. I. Michaels & R. Haberle. *Wind-related features in Gusev crater, Mars*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 108, pages 8077–+, 2003.
- [Greeley 06] R. Greeley, P. L. Whelley, R. E. Arvidson, N. A. Cabrol, D. J. Foley, B. J. Franklin, P. G. Geissler, M. P. Golombek, R. O. Kuzmin, G. A. Landis, M. T. Lemmon, L. D. V. Neakrase, S. W. Squyres & S. D. Thompson. *Active dust devils in Gusev crater, Mars : Observations from the Mars Exploration Rover Spirit*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 111, no. E10, pages 12–+, 2006.

- [Greeley 08] R. Greeley, P. L. Whelley, L. D. V. Neakrase, R. E. Arvidson, N. T. Bridges, N. A. Cabrol, P. R. Christensen, K. Di, D. J. Foley, M. P. Golombek, K. Herkenhoff, A. Knudson, R. O. Kuzmin, R. Li, T. Michaels, S. W. Squyres, R. Sullivan & S. D. Thompson. *Columbia Hills, Mars : Aeolian features seen from the ground and orbit*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 113, no. E12, pages 6–+, 2008.
- [Grubišić 95] V. Grubišić, R.B. Smith & C. Schär. *The Effect of Bottom Friction on Shallow-Water Flow past an Isolated Obstacle*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 52, no. 11, pages 1985–2005, 1995.
- [Haberle 93a] R. M. Haberle, J. B. Pollack, J. R. Barnes, R. W. Zurek, C. B. Leovy, J. R. Murphy, H. Lee & J. Schaeffer. *Mars Atmospheric Dynamics as Simulated by the NASA/Ames General Circulation model, 1, The zonal-Mean Circulation*. J. Geophys. Res., vol. 98, no. E2, pages 3093–3124, 1993.
- [Haberle 93b] R.M. Haberle, H. C. Houben, R. Hertenstein & T. Herdtle. *A boundary layer model for Mars : Comparison with Viking Lander and entry data*. J. Atmos. Sci., vol. 50, pages 1544–1559, june 1993.
- [Haberle 96] R. M. Haberle & D. C. Catling. *A micro-meteorological mission for global network science on Mars : rationale and measurement requirements*. Planet. Space Sci., vol. 44, pages 1361–1383, 1996.
- [Haberle 99] R. M. Haberle, M. M. Joshi, J. R. Murphy, J. R. Barnes, J. T. Schofield, G. Wilson, M. Lopez-Valverde, J. L. Hollingsworth, A. F. C. Bridger & J. Schaeffer. *General circulation model simulations of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology data*. J. Geophys. Res., vol. 104, pages 8957–8974, 1999.
- [Harris 08] L.M. Harris. *Lee vortices in evolving large-scale flows*. 13th Conference on Mountain Meteorology, 2008.
- [Harrison 72] E.J. Harrison & R.L. Elsberry. *A Method for Incorporating Nested Finite Grids in the Solution of Systems of Geophysical Equations*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 29, no. 7, pages 1235–1245, 1972.
- [Hay 78] J. E. Hay & J. A. Davies. *Calculation of the solar radiation incident on an inclined surface*. In Hay, J. E. and Won, T. K., Toronto, Ontario, Canada, editeur, Proc. First Canadian Solar Radiation Data Workshop, pages 59–72, 1978.
- [Hayward 07] R.K. Hayward, K.F. Mullins, L.K. Fenton, T.M. Hare, T.N. Titus, M.C. Bourke, A. Colaprete & P.R. Christensen. *Mars Global Digital Dune Database and initial science results*. Journal of Geophysical Research, vol. 112, no. E11, 2007.
- [Hébrard 07] E. Hébrard, P. Coll, F. Montmessin, B. Marticorena & G. Bergametti. *Modelling the Aeolian Erosion Thresholds on Mars*. LPI Contributions, vol. 1353, pages 3144–+, 2007.
- [Held 80] Isaac M. Held & Arthur Y. Hou. *Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere*. J. Atmos. Sci., vol. 37, pages 515–533, 1980.
- [Hertzog 07] A. Hertzog, P. Cocquerez, C. Basdevant, G. Boccara, J. Bordereau, B. Brioit, A. Cardonne, R. Guilbon, A. Ravissot, É. Schmitt, J.-N. Valdivia, S. Venel & F. Vial. *Stratéole/Vorcore Long-duration, Superpressure Balloons to Study the Antarctic Lower Stratosphere during the 2005 Winter*. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, vol. 24, pages 2048–+, 2007.
- [Hess 77] S. L. Hess, R. M. Henry, C. B. Leovy, J. A. Ryan & J. E. Tillman. *Meteorological results from the surface of Mars : Viking 1 and 2*. J. Geophys. Res., vol. 82, pages 4559–4574, 1977.
- [Hess 80] S. L. Hess, J. A. Ryan, J. E. Tillman, R. M. Henry & C. B. Leovy. *The annual cycle of pressure on Mars measured by Viking landers 1 and 2*. Geophys. Res. Lett., vol. 7, pages 197–200, 1980.
- [Hill 68] GE Hill. *Grid Telescoping in Numerical Weather Prediction*. Journal of Applied Meteorology, vol. 7, no. 1, pages 29–38, 1968.
- [Hines 08] K.M. Hines & D.H. Bromwich. *Development and Testing of Polar Weather Research and Forecasting (WRF) Model. Part I : Greenland Ice Sheet Meteorology*. Monthly Weather Review, vol. 136, no. 6, pages 1971–1989, 2008.
- [Hinson 99] D. P. Hinson, M. Flasar, R. A. Simpson, J. D. Twicken & G. L. Tyler. *Initial results from radio occultation measurements with Mars Global Surveyor*. J. Geophys. Res., vol. 104, pages 26,997–27,012, 1999.
- [Hinson 04] D. P. Hinson, M. D. Smith & B. J. Conrath. *Comparison of atmospheric temperatures obtained through infrared sounding and radio occultation by Mars Global Surveyor*. J. Geophys. Res., vol. 109, no. E18, page 12002, 2004.
- [Hollingsworth 96] J. L. Hollingsworth & J. R. Barnes. *Forced stationary waves in Mars' winter atmosphere*. J. Atmos. Sci., vol. 53, pages 428–448, 1996.
- [Holton 04] J. R. Holton. An introduction to dynamic meteorology, volume 48 of *International geophysics series*. Elsevier Academic Press, fourth edition, 2004.
- [Hourdin 92] Frédéric Hourdin. *A new representation of the CO<sub>2</sub> 15 μm band for a Martian General Circulation Model*. J. Geophys. Res., vol. 97, no. E11, pages 18,319–18,335, 1992.
- [Hourdin 93] F. Hourdin, Phu Le Van, F. Forget & O. Talagrand. *Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars*. J. Atmos. Sci., vol. 50, pages 3625–3640, 1993.
- [Hourdin 95] F. Hourdin, F. Forget & O. Talagrand. *The sensitivity of the Martian surface pressure to various parameters : A comparison between numerical simulations and Viking observations*. J. Geophys. Res., vol. 100, pages 5501–5523, 1995.

- [Houweling 05] S. Houweling, W. Hartmann, I. Aben, H. Schrijver, J. Skidmore, G.-J. Roelofs & F.-M. Breon. *Evidence of systematic errors in SCIAMACHY-observed CO<sub>2</sub> due to aerosols*. Atmospheric Chemistry & Physics, vol. 5, pages 3003–3013, 2005.
- [Hundsdoerfer 95] W. Hundsdoerfer. *A Positive Finite-Difference Advection Scheme*. Journal of Computational Physics, vol. 117, pages 35–46, 1995.
- [Inada 08] A. Inada, M. Garcia-Comas, F. Altieri, K. Gwinner, F. Poulet, G. Bellucci, H. U. Keller, W. J. Markiewicz, M. I. Richardson, N. Hoekzema, G. Neukum & J.-P. Bibring. *Dust haze in Valles Marineris observed by HRSC and OMEGA on board Mars Express*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 113, no. E12, pages 2004–+, 2008.
- [Jacquinet-Husson 05] N. Jacquinet-Husson, N. A. Scott, A. Chedin, K. Garceran, R. Armante, A. A. Chursin, A. Barbe, M. Birk, L. R. Brown, C. Camy-Peyret, C. Claveau, C. Clerbaux, P. F. Coheur, V. Dana, L. Daumont, M. R. Debacker-Barilly, J. M. Flaud, A. Goldman, A. Hamdouni, M. Hess, D. Jacquemart, P. Kopke, J. Y. Mandin, S. Massie, S. Mikhailenko, V. Nemtchinov, A. Nikitin, D. Newnham, A. Perrin, V. I. Perevalov, L. Regalia-Jarlot, A. Rublev, F. Schreier, I. Schult, K. M. Smith, S. A. Tashkun, J. L. Teffo, R. A. Toth, V. G. Tyuterev, J. Vander Auwera, P. Varanasi & G. Wagner. *The 2003 edition of the GEISA/IASI spectroscopic database*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 95, pages 429–467, 2005.
- [Janjic 01] Z. I. Janjic, J. P. Gerrity Jr & S. Nickovic. *An alternative approach to nonhydrostatic modeling*. Mon. Wea. Rev., vol. 129, pages 1129–1178, 2001.
- [Joshi 95] M. M. Joshi, S. R. Lewis, Read P. L. & D. C. Catling. *Western Boundary Currents in the Martian atmosphere : Numerical simulations and observational evidence*. J. Geophys. Res., vol. 100, pages 5485–5500, 1995.
- [Joshi 97] M. M. Joshi, R. M. Haberle & R. T. Reynolds. *Simulations of the atmospheres of synchronously rotating terrestrial planets orbiting M dwarfs : conditions for atmospheric collapse and the implications for habitability*. Icarus, vol. 129, pages 450–465, 1997.
- [Jouglet 07] D. Jouglet, F. Poulet, R. E. Milliken, J. F. Mustard, J.-P. Bibring, Y. Langevin, B. Gondet & C. Gomez. *Hydration state of the Martian surface as seen by Mars Express OMEGA : 1. Analysis of the 3 μm hydration feature*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 112, no. E11, pages 8–+, 2007.
- [Jouglet 08] D. Jouglet, F. Poulet, Y. Langevin, J.-P. Bibring, B. Gondet & M. Vincendon. *Hydration of the Martian Southern Hemisphere Using the OMEGA Dataset*. In Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts, volume 39 of *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 1752–+, 2008.
- [Kahn 84] R. Kahn. *The spatial and seasonal distribution of Martian clouds and some meteorological implications*. J. Geophys. Res., vol. 89, pages 6671–6688, 1984.
- [Kalnay 96] E. Kalnay, M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen et al. *The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project*. Bulletin of the American Meteorological Society, vol. 77, no. 3, pages 437–471, 1996.
- [Kanak 00] K. M. Kanak, D. K. Lilly & J. T. Snow. *The formation of vertical Vortices in the convective boundary layer*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 126, pages 2789–2810, 2000.
- [Kanner 07] L. C. Kanner, J. F. Mustard & A. Gendrin. *Assessing the limits of the Modified Gaussian Model for remote spectroscopic studies of pyroxenes on Mars*. Icarus, vol. 187, pages 442–456, 2007.
- [Kaplan 64] L. D. Kaplan, G. Münch & H. Spinrad. *An Analysis of the Spectrum of Mars*. Apj, vol. 139, pages 1–+, 1964.
- [Kasahara 74] A. Kasahara. *Various Vertical Coordinate Systems Used for Numerical Weather Prediction*. Monthly Weather Review, vol. 102, no. 7, pages 509–522, 1974.
- [Kass 03] D. M. Kass, J. T. Schofield, T. I. Michaels, S. C. R. Rafkin, M. I. Richardson & A. D. Toigo. *Analysis of atmospheric mesoscale models for entry, descent, and landing*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 108, pages 8090–+, 2003.
- [Klemp 78] JB Klemp & DK Lilly. *Numerical Simulation of Hydrostatic Mountain Waves*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 35, no. 1, pages 78–107, 1978.
- [Klemp 07] J. B. Klemp, W. C. Skamarock & J. Dudhia. *Conservative Split-Explicit Time Integration Methods for the Compressible Nonhydrostatic Equations*. Monthly Weather Review, vol. 135, pages 2897–+, 2007.
- [Kliore 65] A. Kliore, D. L. Cain, G. S. Levy, V. R. Eshleman, G. Fjeldbo & F. D. Drake. *Occultation Experiment : Results of the First Direct Measurement of Mars's Atmosphere and Ionosphere*. Science, vol. 149, pages 1243–1248, 1965.
- [Kniervel 07] J. C. Kniervel, G. H. Bryan & J. P. Hacker. *Explicit Numerical Diffusion in the WRF Model*. Monthly Weather Review, vol. 135, pages 3808–+, 2007.
- [Koch 06] J. Koch & N. O. Renno. *Interactions between Boundary Layer Convection, Mineral Dust and Solar Radiation*. submitted to JAS, 2006.
- [Koffi 98] E. Koffi, B. Bénech, J. Stein & B. Terliuc. *Dynamic Characteristics of Regional Flows around the Pyrénées in View of the PYREX Experiment. Part II : Solution of a Linear Model Compared to Field Measurements*. J. Appl. Met., vol. 37, pages 53–71, 1998.

- [Kondratyev 65] K. Y. Kondratyev. Radiative heat exchange in the atmosphere. Pergamon Press, Oxford, 1965.
- [Kuzmin 01] R. O. Kuzmin, R. Greeley, S. C. R. Rafkin & R. Haberle. *Wind-Related Modification of Some Small Impact Craters on Mars*. Icarus, vol. 153, pages 61–70, 2001.
- [Lafore 98] J. P. Lafore, J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, C. Fischer, P. Hérel, P. Mascart, V. Masson, J. P. Pinty, J. L. Redelsperger, E. Richard & J. Vilà-Guerau de Arellano. *The Meso-NH Atmospheric Simulation System. Part I : adiabatic formulation and control simulations*. Annales Geophysicae, vol. 16, pages 90–109, 1998.
- [Langevin 05a] Y. Langevin. *OMEGA software documentation version 3*, 2005.
- [Langevin 05b] Y. Langevin, F. Poulet, J.-P. Bibring, B. Schmitt, S. Douté & B. Gondet. *Summer Evolution of the North Polar Cap of Mars as Observed by OMEGA/Mars Express*. Science, vol. 307, pages 1581–1584, 2005.
- [Langevin 07] Y. Langevin, J.-P. Bibring, F. Montmessin, F. Forget, M. Vincendon, S. Douté, F. Poulet & B. Gondet. *Observations of the south seasonal cap of Mars during recession in 2004–2006 by the OMEGA visible/near-infrared imaging spectrometer on board Mars Express*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 112, no. E11, pages 8–+, 2007.
- [Laprise 92] R. Laprise. *The Euler Equations of Motion with Hydrostatic Pressure as an Independent Variable*. Mon. Wea. Rev., vol. 120, pages 197–207, 1992.
- [Lefèvre 04] S. Lefèvre, S. Lebonnois, F. Montmessin & F. Forget. *Three-dimensional modeling of ozone on Mars*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 109, page E07004, 2004.
- [Lefèvre 08] F. Lefèvre, J. L. Bertaux, R. T. Clancy, T. Encrenaz, K. Fast, F. Forget, S. Lebonnois, F. Montmessin & S. Perrier. *Heterogeneous chemistry in the atmosphere of Mars*. Nature, in press, 2008.
- [Leovy 69] Conway Leovy & Yale Mintz. *Numerical simulation of the atmospheric circulation and climate of Mars*. J. Atmos. Sci., vol. 26, pages 1167–1190, 1969.
- [Leovy 73] C. B. Leovy, G. A. Briggs & B. A. Smith. *Mars atmosphere during the Mariner 9 extended mission : Television results*. J. Geophys. Res., vol. 78, pages 4252–4266, 1973.
- [Lewis 96] S. R. Lewis, P. L. Read & M. Collins. *Martian atmospheric data assimilation with a simplified general circulation model : orbiter and Lander networks*. Planet. Space Sci., vol. 44, pages 1395–1409, 1996.
- [Lewis 99] S. R. Lewis, M. Collins, P. L. Read, F. Forget, F. Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin, O. Talagrand & J.-P. Huot. *A Climate Database for Mars*. J. Geophys. Res., vol. 104, pages 24,177–24,194, 1999.
- [Lewis 03] S. R. Lewis & P. L. Read. *Equatorial jets in the dusty Martian atmosphere*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 108, pages 5034–+, 2003.
- [Li 00] D. H. W. Li & J. C. Lam. *Evaluation of slope irradiance and illuminance models against measured Hong Kong data*. Building and Environment, vol. 35, no. 6, pages 501–509, 2000.
- [Lilly 62] D. K. Lilly. *On the numerical simulation of buoyant convection*. Tellus, vol. 14, no. 2, pages 148–172, 1962.
- [Lilly 67] DK Lilly. *The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments*. Proc. IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences, vol. 195, 1967.
- [Lilly 73] DK Lilly & PJ Kennedy. *Observations of a Stationary Mountain Wave and its Associated Momentum Flux and Energy Dissipation*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 30, no. 6, pages 1135–1152, 1973.
- [Lindzen 70] Richard S. Lindzen. *The Application and Applicability of Terrestrial Atmospheric Tidal Theory to Venus and Mars*. J. Atmos. Sci., vol. 27, pages 536–549, 1970.
- [Lo 08] J. Lo, Z. Yang & RA Pielke. *Assessment of three dynamical climate downscaling methods using the Weather Research and Forecasting (WRF) model*. J. Geophys. Res., doi, vol. 10, 2008.
- [Loizeau 07] D. Loizeau, N. Mangold, F. Poulet, J.-P. Bibring, A. Gendrin, V. Ansan, C. Gomez, B. Gondet, Y. Langevin, P. Masson & G. Neukum. *Phyllosilicates in the Mawrth Vallis region of Mars*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 112, no. E11, pages 8–+, 2007.
- [Lorenz 63] E.N. Lorenz. *Deterministic Nonperiodic Flow*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 20, no. 2, pages 130–141, 1963.
- [Lott 97] F. Lott & M. Miller. *A new sub-grid scale orographic drag parametrization : its formulation and testing*. Q. J. R. Meteorol. Soc., vol. 123, pages 101–128, 1997.
- [Lott 98] F. Lott. *Linear mountain drag and averaged pseudo-momentum flux profiles in the presence of trapped lee waves*. Tellus A, vol. 50, no. 1, pages 12–25, 1998.
- [Määttänen 08] A. Määttänen, T. Fouchet, O. Forni, R. Melchiorri, F. Forget, H. Savijärvi, J. P. Bibring, Y. Langevin, B. Gondet, V. Formisano & M. Giuranna. *A study of the properties of a local dust storm with Mars Express OMEGA and PFS data*. submitted to Icarus, 2008.
- [Madeleine 08] J. B. Madeleine, Forget F., Spiga A., Bibring J. P., Gondet B., Jouglet D., Vincendon M., Langevin Y., Poulet F., Montmessin F. & Schmitt B. *Mapping water ice cloud microphysics with OMEGA/Mars Express*. In F. Montmessin, editeur, Mars Water Cycle Workshop, 2008.
- [Magalhães 99] J. A. Magalhães, J. T. Schofield & A. Seiff. *Results of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation*. J. Geophys. Res., vol. 104, pages 8943–8956, 1999.
- [Mahrer 77] Y. Mahrer & R.A. Pielke. *The Effects of Topography on Sea and Land Breezes in a Two-Dimensional Numerical Model*. Monthly Weather Review, vol. 105, no. 9, pages 1151–1162, 1977.



- [Mahrt 82] L. Mahrt. *Momentum Balance of Gravity Flows*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 39, no. 12, pages 2701–2711, 1982.
- [Malin 01] M. C. Malin & K. S. Edgett. *Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera : Interplanetary cruise through primary mission*. J. Geophys. Res., vol. 106, pages 23429–23570, 2001.
- [Malin 08] M. C. Malin, W. M. Calvin, B. A. Cantor, R. T. Clancy, R. M. Haberle, P. B. James, P. C. Thomas, M. J. Wolff, J. F. Bell & S. W. Lee. *Climate, weather, and north polar observations from the Mars Reconnaissance Orbiter Mars Color Imager*. Icarus, vol. 194, pages 501–512, 2008.
- [Maltagliati 08] L. Maltagliati, D. V. Titov, T. Encrenaz, R. Melchiorri, F. Forget, M. Garcia-Comas, H. U. Keller, Y. Langevin & J.-P. Bibring. *Observations of atmospheric water vapor above the Tharsis volcanoes on Mars with the OMEGA/MEx imaging spectrometer*. Icarus, vol. 194, pages 53–64, 2008.
- [Manabe 64] Syukuro Manabe & Robert F. Strickler. *Thermal Equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment*. J. Atmos. Sci., vol. 21, pages 361–385, 1964.
- [Mangold 07] N. Mangold, F. Poulet, J. F. Mustard, J.-P. Bibring, B. Gondet, Y. Langevin, V. Ansan, P. Masson, C. Fassett, J. W. Head, H. Hoffmann & G. Neukum. *Mineralogy of the Nili Fossae region with OMEGA/Mars Express data : 2. Aqueous alteration of the crust*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 112, no. E11, pages 8–+, 2007.
- [Manins 79] PC Manins & BL Sawford. *A Model of Katabatic Winds*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 36, no. 4, pages 619–630, 1979.
- [Martin 86] Terry Z. Martin. *Thermal infrared opacity of the Mars atmosphere*. Icarus, vol. 66, pages 2–21, 1986.
- [Mason 89] PJ Mason. *Large-Eddy Simulation of the Convective Atmospheric Boundary Layer*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 46, no. 11, pages 1492–1516, 1989.
- [Mass 90] C. F. Mass & G. K. Ferber. *Surface pressure perturbations produced by an isolated mesoscale topographic barrier. Part I : general characteristics and dynamics*. Mon. Wea. Rev., vol. 118, pages 2579–2595, 1990.
- [Mathur 74] M.B. Mathur. *A Multiple-Grid Primitive Equation Model to Simulate the Development of an Asymmetric Hurricane (Isbell, 1964)*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 31, no. 2, pages 371–393, 1974.
- [Melchiorri 06] R. Melchiorri, P. Drossart, T. Fouchet, B. Bézard, F. Forget, A. Gendrin, J. P. Bibring, N. Manaud & OMEGA Team. *A simulation of the OMEGA/Mars Express observations : Analysis of the atmospheric contribution*. Planet. Space Sci., vol. 54, pages 774–783, 2006.
- [Melchiorri 07] R. Melchiorri, T. Encrenaz, T. Fouchet, P. Drossart, E. Lellouch, B. Gondet, J.-P. Bibring, Y. Langevin, B. Schmitt, D. Titov & N. Ignatiev. *Water vapor mapping on Mars using OMEGA/Mars Express*. Planet. Space Sci., vol. 55, pages 333–342, 2007.
- [Mellon 00] M. T. Mellon, B. M. Jakosky, H. H. Kieffer & P. R. Christensen. *High resolution Thermal inertia mapping from the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer*. Icarus, vol. 148, pages 437–455, 2000.
- [Mellor 82] George L. Mellor & Tetsuji Yamada. *Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems*. Rev. of Geophys., vol. 20, no. 4, pages 851–875, November 1982.
- [Mesinger 88] F. Mesinger, Z.I. Janjić, S. Ničković, D. Gavrilov & D.G. Deaven. *The Step-Mountain Coordinate : Model Description and Performance for Cases of Alpine Lee Cyclogenesis and for a Case of an Appalachian Redevelopment*. Monthly Weather Review, vol. 116, no. 7, pages 1493–1518, 1988.
- [Metzger 99] S. M. Metzger, J. R. Carr, J. R. Johnson, T. J. Parker & M. T. Lemmon. *Dust devil vortices seen by the Mars Pathfinder camera*. Geophys. Res. Lett., vol. 26, pages 2781–2784, 1999.
- [Michaels 04] T. I. Michaels & S. C. R. Rafkin. *Large eddy simulation of atmospheric convection on Mars*. Q. J. R. Meteorol. Soc., vol. 128, 2004.
- [Michaels 06] T. I. Michaels, A. Colaprete & S. C. R. Rafkin. *Significant vertical water transport by mountain-induced circulations on Mars*. Geophys. Res. Lett., vol. 33, page 16201, 2006.
- [Miller 74] M. J. Miller & R. P. Pearce. *A three-dimensional primitive equation model of cumulonimbus convection*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 100, no. 424, pages 133–154, 1974.
- [Miller 89] M. J. Miller, P. M. Palmer & R. Swinbank. *Parametrisation and influence of sub-grid scale orography in general circulation and numerical weather prediction models*. Meteorol. Atmos. Phys., vol. 40, pages 84–109, 1989.
- [Millour 08] E. Millour, F. Forget & S. R. Lewis. *Mars Climate Database v4.3 Detailed Design Document*, available on <http://web.lmd.jussieu.fr/forget/dvd/docs>, 2008.
- [Mintz 61] Y. Mintz. *Numerical studies of planetary circulation*. DTIC Research Report AD0263158, 1961.
- [Mitchell 87] R. M. Mitchell & D. M. O'Brien. *Error Estimates for Passive Satellite Measurement of Surface Pressure Using Absorption in the A Band of Oxygen*. J. Atmos. Sci., vol. 44, pages 1981–1990, 1987.
- [Moeng 07] CH Moeng, J. Dudhia, J. Klemp & P. Sullivan. *Examining Two-Way Grid Nesting for Large Eddy Simulation of the PBL Using the WRF Model*. Monthly Weather Review, vol. 135, no. 6, pages 2295–2311, 2007.

- [Moncrieff 76] M. W. Moncrieff & M. J. Miller. *The dynamics and simulation of tropical cumulonimbus and squall lines*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 102, no. 432, pages 373–394, 1976.
- [Montabone 05] L. Montabone, S. R. Lewis & P. L. Read. *Interannual variability of Martian dust storms in assimilation of several years of Mars global surveyor observations*. Advances in Space Research, vol. 36, pages 2146–2155, 2005.
- [Montabone 06] L. Montabone, S. R. Lewis, P. L. Read & D. P. Hinson. *Validation of martian meteorological data assimilation for MGS/TES using radio occultation measurements*. Icarus, vol. 185, pages 113–132, 2006.
- [Montabone 08] L. Montabone, O. Martinez-Alvarado, A. Spiga, S. R. Lewis, P. L. Read & F. Forget. *Meteorology of the 2001 Martian planet-encircling dust storm in global and mesoscale modelling with data assimilation*. EGU 2008, Abstract Number 10457, 2008.
- [Montmessin 04] F. Montmessin, F. Forget, P. Rannou, M. Cabane & R. M. Haberle. *Origin and role of water ice clouds in the Martian water cycle as inferred from a general circulation model*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 109, no. E18, page 10004, 2004.
- [Montmessin 06] F. Montmessin, E. Quémerais, J. L. Bertaux, O. Korabiev, P. Rannou & S. Lebonnois. *Stellar occultations at UV wavelengths by the SPICAM instrument : Retrieval and analysis of Martian haze profiles*. J. Geophys. Res., vol. 111, no. E10, page 9, 2006.
- [Montmessin 07] F. Montmessin, B. Gondet, J.-P. Bibring, Y. Langevin, P. Drossart, F. Forget & T. Fouchet. *Hyperspectral imaging of convective CO<sub>2</sub> ice clouds in the equatorial mesosphere of Mars*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 112, pages 11–+, 2007.
- [Moudden 05] Y. Moudden & J. C. McConnell. *A new model for multiscale modeling of the Martian atmosphere, GM3*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 110, no. E9, page 4001, 2005.
- [Müller 05] M. D. Müller & D. Scherer. *A Grid and Subgrid Scale Radiation Parameterization of Topographic Effects for Mesoscale Weather Forecast Models*. Mon. Wea. Rev., vol. 133, pages 1431–1442, 2005.
- [Muneer 04] T. Muneer. *Solar radiation and daylight models*. Butterworth-Heinemann, 2004.
- [Murphy 02] J. R. Murphy & S. Nelli. *Mars Pathfinder convective vortices : Frequency of occurrence*. Geophys. Res. Lett., vol. 29, no. 23, pages 230000–1, 2002.
- [Mustard 05] J. F. Mustard, F. Poulet, A. Gendrin, J.-P. Bibring, Y. Langevin, B. Gondet, N. Mangold, G. Bellucci & F. Altieri. *Olivine and Pyroxene Diversity in the Crust of Mars*. Science, vol. 307, pages 1594–1597, 2005.
- [Nayvelt 97] L. Nayvelt, P. J. Gierasch & K. H. Cook. *Modeling and observations of Martian stationary waves*. Journal of Atmospheric Sciences, vol. 54, pages 986–1013, 1997.
- [Nelder 65] J. A. Nelder & R. Mead. *A Simplex Method for Function Minimization*. The Computer Journal, vol. 7, no. 4, page 308, 1965.
- [Neukum 04] G. Neukum, R. Jaumann, H. Hoffmann, E. Hauber, J. W. Head, A. T. Basilevsky, B. A. Ivanov, S. C. Werner, S. van Gasselt, J. B. Murray, T. McCord & T. HRSC Co-Investigator Team. *Recent and episodic volcanic and glacial activity on Mars revealed by the High Resolution Stereo Camera*. Nature, vol. 432, pages 971–979, 2004.
- [Newman 02] C. E. Newman, S. R. Lewis, P. L. Read & F. Forget. *Modeling the Martian dust cycle, 1. Representations of dust transport processes*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 107, pages 6–1, 2002.
- [O’Brien 97] D. M. O’Brien, R. M. Mitchell, S. A. English & G. A. Da Costa. *Airborne Measurements of Air Mass from O<sub>2</sub> A-Band Absorption Spectra*. Jour. of Atmos. and Oceanic Technology, vol. 15, pages 1272–1286, 1997.
- [Ockert-Bell 97] M. E. Ockert-Bell, J. F. Bell III, C.P. McKay, J.B. Pollack & F. Forget. *Absorption and scattering properties of the Martian dust in the solar wavelengths*. J. Geophys. Res., vol. 102, pages 9039–9050, 1997.
- [Odaka 98] M. Odaka, K. Nakajima, S. Takehiro, M. Ishiwatari & Y. Hayashi. *A numerical study of the Martian atmospheric convection with a two-dimensional anelastic model*. Earth, Planets, and Space, vol. 50, pages 431–437, 1998.
- [Ogura 64] Y. Ogura. *Frictionally Controlled, Thermally Driven Circulations in a Circular Vortex with Application to Tropical Cyclones*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 21, no. 6, pages 610–621, 1964.
- [Ooyama 69] K. Ooyama. *Numerical Simulation of the Life Cycle of Tropical Cyclones*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 26, no. 1, pages 3–40, 1969.
- [Orlanski 75] I. Orlanski. *A rational subdivision of scales for atmospheric processes*. Bull. Amer. Meteor. Soc, vol. 56, no. 5, pages 527–534, 1975.
- [O’Sullivan 95] D. O’Sullivan & T.J. Dunkerton. *Generation of Inertia-Gravity Waves in a Simulated Life Cycle of Baroclinic Instability*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 52, no. 21, pages 3695–3716, 1995.
- [Owen 77] Tobias Owen, K. Biemann, D. R. Rushneck, J. E. Biller, D. W. Howarth & A. L. Lafleur. *The composition of the atmosphere at the surface of Mars*. J. Geophys. Res., vol. 82, pages 4635–4639, 1977.

- [Palluconi 81] F. D. Palluconi & H. H. Kieffer. *Thermal inertia mapping of Mars from 60°S to 60°N*. Icarus, vol. 45, pages 415–426, 1981.
- [Palmer 86] T. N. Palmer, G. J. Shutts & R. Swinbank. *Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parametrisation*. Q. J. R. Meteorol. Soc., vol. 112, pages 1001–1039, 1986.
- [Parish 84] T. R. Parish. *A Numerical Study of Strong Katabatic Winds over Antarctica*. Monthly Weather Review, vol. 112, pages 545–+, 1984.
- [Parish 03] T. R. Parish. *Katabatic winds*. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, JR Holton, J. Pyle, and J. A. Curry, Eds, 2003.
- [Parmhed 04] O. Parmhed, J. Oerlemans & B. Grisogono. *Describing surface fluxes in katabatic flow on Breidamerkurjökull, Iceland*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 130, pages 1137–1151, 2004.
- [Peale 73] J. Peale. *Water and the Martian W Cloud*. Icarus, vol. 18, pages 497–+, 1973.
- [Perez 90] R. Perez, P. Ineichen, R. Seals, J. Michalsky & R. Stewart. *Modeling daylight availability and irradiance components from direct and global irradiance*. Solar Energy, vol. 44, no. 5, pages 271–289, 1990.
- [Pettengill 00] G. H. Pettengill & P. G. Ford. *Winter Clouds over the North Martian Polar Cap*. Geophys. Res. Lett., vol. 27, pages 609–613, 2000.
- [Pfister 93] L. Pfister, S. Scott, M. Loewenstein, S. Bowen & M. Legg. *Mesoscale Disturbances in the Tropical Stratosphere Excited by Convection : Observations and Effects on the Stratospheric Momentum Budget*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 50, no. 8, pages 1058–1075, 1993.
- [Phillips 56] N.A. Phillips. *The general circulation of the atmosphere : A numerical experiment*. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., vol. 82, pages 123–164, 1956.
- [Phillips 57] NA Phillips. *A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 14, no. 2, pages 184–185, 1957.
- [Phillips 84] S. P. Phillips. *Analytical surface pressure and drag for linear hydrostatic flow over three-dimensional elliptical mountains*. J. Atmos. Sci., vol. 41, pages 1073–1084, 1984.
- [Pickersgill 81] Adrian O. Pickersgill & Garry E. Hunt. *An examination of the formation of linear lee waves generated by giant Martian volcanoes*. J. Atmos. Sci., vol. 38, pages 40–51, 1981.
- [Pielke 84] RA Pielke. *Mesoscale Atmospheric Modeling*. Academic Press, 1984.
- [Pielke 92] RA Pielke, WR Cotton, RL Walko, CJ Trembaek, WA Lyons, LD Grasso, ME Nieholls, MD Moran, DA Wesley, TJ Lee et al. *A Comprehensive Meteorological Modeling System-RAMS*. Meteorol. Atmos. Phys., vol. 49, pages 69–91, 1992.
- [Pirraglia 76] J.A. Pirraglia. *Martian atmospheric Lee waves*. Icarus, vol. 27, no. 4, pages 517–530, 1976.
- [Pleskot 81] L. K. Pleskot & E. D. Miner. *Time variability of Martian bolometric albedo*. Icarus, vol. 45, pages 179–201, 1981.
- [Plougonven 03] R. Plougonven, H. Teitelbaum & V. Zeitlin. *Inertia gravity wave generation by the tropospheric midlatitude jet as given by the Fronts and Atlantic Storm-Track Experiment radio soundings*. J. Geophys. Res., vol. 108, no. 21, pages 4686–4704, 2003.
- [Plougonven 08] R. Plougonven, A. Hertzog & H. Teitelbaum. *Observations and simulations of a large-amplitude wave breaking over the Antarctic Peninsula*. Accepted for J. Geophys. Res., 2008.
- [Pollack 76] J. B. Pollack, C. B. Leovy, Y. H. Mintz & W. van Camp. *Winds on Mars during the Viking season - Predictions based on a general circulation model with topography*. Geophys. Res. Lett., vol. 3, pages 479–482, 1976.
- [Pollack 90] James B. Pollack, Robert M. Haberle, J. Schaeffer & H. Lee. *Simulations of the general circulation of the Martian atmosphere, 1, Polar processes*. J. Geophys. Res., vol. 95, pages 1447–1473, 1990.
- [Poulet 07] F. Poulet, C. Gomez, J.-P. Bibring, Y. Langevin, B. Gondet, P. Pinet, G. Belluci & J. Mustard. *Martian surface mineralogy from Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité on board the Mars Express spacecraft (OMEGA/MEx) : Global mineral maps*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 112, no. E11, pages 8–+, 2007.
- [Poulos 00] G. S. Poulos, J. E. Bossert, T. B. McKee & R. A. Pielke. *The Interaction of Katabatic Flow and Mountain Waves. Part I : Observations and Idealized Simulations*. Journal of Atmospheric Sciences, vol. 57, pages 1919–1936, 2000.
- [Prandtl 42] L. Prandtl. *Fuehrer durch die Stromunglehre*. Braunschweig. Vieweg und Sohn, vol. 382, 1942.
- [Presley 97] M.A. Presley & P.R. Christensen. *The effect of bulk density and particle size sorting on the thermal conductivity of particulate materials under Martian atmospheric pressures*. J. Geophys. Res., vol. 102, no. E4, pages 9221–9229, 1997.
- [Press 92] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling & B. P. Flannery. *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. Cambridge University Press, 1992.
- [Putzig 07] N. E. Putzig & M. T. Mellon. *Apparent thermal inertia and the surface heterogeneity of Mars*. Icarus, vol. 191, pages 68–94, 2007.
- [Queney 47] P. Queney. *Theory of perturbations in stratified currents with applications to airflow over mountain barriers*. Misc. Rep, vol. 23, 1947.

- [Queney 48] P. Queney. *The problem of airflow over mountains : A summary of theoretical studies*. Bull. Amer. Meteor. Soc., vol. 29, no. 1, pages 16–26, 1948.
- [Rafkin 01] S. C. R. Rafkin, R. M. Haberle & T. I. Michaels. *The Mars Regional Atmospheric Modeling System : Model Description and Selected Simulations*. Icarus, vol. 151, pages 228–256, 2001.
- [Rafkin 02] S. C. R. Rafkin, M. R. V. Sta. Maria & T. I. Michaels. *Simulation of the atmospheric thermal circulation of a martian volcano using a mesoscale numerical model*. Nature, vol. 419, pages 697–699, 2002.
- [Rafkin 03a] S. C. R. Rafkin. *The Effect of Convective Adjustment on the Global Circulation of Mars as Simulated by a General Circulation Model*. In A. Albee, editeur, Sixth International Conference on Mars, pages 3059–+, 2003.
- [Rafkin 03b] S. C. R. Rafkin & T. I. Michaels. *Meteorological predictions for 2003 Mars Exploration Rover high-priority landing sites*. J. Geophys. Res., vol. 108, no. E12, pages 32–1, 2003.
- [Rafkin 04] S. C. R. Rafkin, T. I. Michaels & R. M. Haberle. *Meteorological predictions for the Beagle 2 mission to Mars*. Geophys. Res. Lett., vol. 31, pages 1703–+, 2004.
- [Rampanelli 04] G. Rampanelli, D. Zardi & R. Rotunno. *Mechanisms of Up-Valley Winds*. Journal of Atmospheric Sciences, vol. 61, pages 3097–3111, 2004.
- [Raphael 03] M. N. Raphael. *The Santa Ana Winds of California*. Earth Interactions, vol. 7, no. 8, pages 080000–+, 2003.
- [Read 04] P. L. Read & S. R. Lewis. *The martian climate revisited : Atmosphere and environment of a desert planet*. Springer/Praxis Publishing, 2004.
- [Redelsperger 88] J.L. Redelsperger & J.P. Lafore. *A Three-Dimensional Simulation of a Tropical Squall Line : Convective Organization and Thermodynamic Vertical Transport*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 45, no. 8, pages 1334–1356, 1988.
- [Reinecke 08] P.A. Reinecke & D.R. Durran. *Estimating Topographic Blocking Using a Froude Number When the Static Stability Is Nonuniform*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 65, no. 3, pages 1035–1048, 2008.
- [Renno 98] N. O. Renno, M. L. Burkett & M. P. Larkin. *A simple thermodynamical theory for dust devils*. J. Atmos. Sci., vol. 55, pages 3244–3252, 1998.
- [Renno 00] N. O. Renno, A. A. Nash, J. Lunine & J. Murphy. *Martian and terrestrial dust devils : Test of a scaling theory using Pathfinder data*. J. Geophys. Res., vol. 105, pages 1859–1866, 2000.
- [Renno 03] N. O. Renno, A.-S. Wong, S. K. Atreya, I. de Pater & M. Roos-Serote. *Electrical discharges and broadband radio emission by Martian dust devils and dust storms*. Geophys. Res. Lett., vol. 30, no. 22, pages 220000–1, 2003.
- [Renno 04] N. O. Renno, V. J. Abreu, J. Koch, P. H. Smith, O. K. Hartogensis, H. A. R. De Bruin, D. Burose, G. T. Delory, W. M. Farrell, C. J. Watts, J. Garatuzza, M. Parker & A. Carswell. *MATADOR 2002 : A pilot field experiment on convective plumes and dust devils*. J. Geophys. Res., vol. 109, no. E18, page 7001, 2004.
- [Reuter 07] DC Reuter, AA Simon-Miller, A. Lunsford, KH Baines, AF Cheng, DE Jennings, CB Olkin, JR Spencer, SA Stern, HA Weaver et al. *Jupiter Cloud Composition, Stratification, Convection, and Wave Motion : A View from New Horizons*. Science, vol. 318, no. 5848, page 223, 2007.
- [Richardson 02] M. I. Richardson & R. J. Wilson. *Investigation of the nature and stability of the Martian seasonal water cycle with a general circulation model*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 107, no. E5, pages 7–1, 2002.
- [Richardson 07] M. I. Richardson, A. D. Toigo & C. E. Newman. *PlanetWRF : A general purpose, local to global numerical model for planetary atmospheric and climate dynamics*. J. Geophys. Res., vol. 112, no. E09001, 2007.
- [Ringrose 03] T. J. Ringrose, M. C. Towner & J. C. Zarnecki. *Convective vortices on Mars : a reanalysis of Viking Lander 2 meteorological data, sols 1-60*. Icarus, vol. 163, pages 78–87, 2003.
- [Rosenqvist 91] Jan Rosenqvist. *Mars : étude de son atmosphère par le spectro-imageur ISM*. PhD thesis, Université Paris 7, 1991.
- [Rothman 05] L. S. Rothman, D. Jacquemart, A. Barbe, D. C. Benner, M. Birk, L. R. Brown, M. R. Carleer, C. Chackerian, K. Chance, L. H. Coudert, V. Dana, V. M. Devi, J. M. Flaud, R. R. Gamache, A. Goldman, J. M. Hartmann, K. W. Jucks, A. G. Maki, J. Y. Mandin, S. T. Massie, J. Orphal, A. Perrin, C. P. Rinsland, M. A. H. Smith, J. Tennyson, R. N. Tolchenov, R. A. Toth, J. Vander Auwera, P. Varanasi & G. Wagner. *The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 96, pages 139–204, 2005.
- [Rotunno 99] R. Rotunno, V. Grubišić & PK Smolarkiewicz. *Vorticity and Potential Vorticity in Mountain Wakes*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 56, no. 16, pages 2796–2810, 1999.
- [Sánchez-Lavega 08] A. Sánchez-Lavega, R. Hueso, G. Piccioni, P. Drossart, J. Peralta, S. Pérez-Hoyos, CF Wilson, FW Taylor, KH Baines, D. Luzet et al. *Variable winds on Venus mapped in three dimensions*. Geophysical Research Letters, vol. 35, no. 13, 2008.
- [Sandmeier 97] S. Sandmeier & K. I. Itten. *A physically-based model to correct atmospheric and illumination effects in optical satellite data of rugged terrain*. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 35, no. 3, pages 708–717, 1997.

- [Savijärvi 91] H. Savijärvi. *Radiative Fluxes on a dust free Mars*. Contrib. Atmos. Phys., vol. 2, pages 103–112, 1991.
- [Savijärvi 93] H. Savijärvi & T. Siili. *The Martian slope and the nocturnal PBL jet*. J. Atmos. Sci., vol. 50, pages 77–88, 1993.
- [Sävijarvi 99] H. Sävijarvi. *A model study of the atmospheric boundary layer in the Mars Pathfinder lander conditions*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 125, no. 554, pages 483–493, 1999.
- [Savijärvi 04] H. Savijärvi, A. Määttänen, J. Kauhanen & A.-M. Harri. *Mars Pathfinder : New data and new model simulations*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 130, pages 669–683, 2004.
- [Savijärvi 05] H. Savijärvi, D. Crisp & A.-M. Harri. *Effects of CO<sub>2</sub> and dust on present-day solar radiation and climate on Mars*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 131, pages 2907–2922, 2005.
- [Savijärvi 08] H. Savijärvi & J. Kauhanen. *Surface and boundary-layer modelling for the Mars Exploration Rover sites*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 134, pages 635–641, 2008.
- [Scavuzzo 98] CM Scavuzzo, MA Lamfri, H. Teitelbaum & F. Lott. *A study of the low frequency inertio-gravity waves observed during PYREX*. J. Geophys. Res., vol. 103, pages 1747–1758, 1998.
- [Schär 93] C. Schär & R.B. Smith. *Shallow-Water Flow past Isolated Topography. Part I : Vorticity Production and Wake Formation*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 50, no. 10, pages 1373–1400, 1993.
- [Schär 97] C. Schär & D.R. Durran. *Vortex Formation and Vortex Shedding in Continuously Stratified Flows past Isolated Topography*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 54, no. 4, pages 534–554, 1997.
- [Schofield 97] J. T. Schofield, D. Crisp, J. R. Barnes, R. M. Haberle, J. A. Magalhaães, J. R. Murphy, A. Seiff, S. Larsen & G. Wilson. *The Mars Pathfinder Atmospheric Structure Investigation/Meteorology (ASI/MET) experiment*. Science, vol. 278, pages 1752–1757, 1997.
- [Schorghofer 06] N. Schorghofer & K. S. Edgett. *Seasonal surface frost at low latitudes on Mars*. Icarus, vol. 180, pages 321–334, 2006.
- [Scorer 56] RS Scorer. *Airflow over an isolated hill*. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., vol. 82, pages 75–81, 1956.
- [Senkova 07] A. V. Senkova, L. Rontu & H. Savijärvi. *Parametrization of orographic effects on surface radiation in HIRLAM*. Tellus Series A, vol. 59, pages 279–291, 2007.
- [Shkuratov 05] Y. Shkuratov, M. Kreslavsky, V. Kaydash, G. Videen, J. Bell, M. Wolff, M. Hubbard, K. Noll & A. Lubenow. *Hubble Space Telescope imaging polarimetry of Mars during the 2003 opposition*. Icarus, vol. 176, pages 1–11, 2005.
- [Siili 99] T. Siili, R. M. Haberle, J. R. Murphy & H. Savijarvi. *Modelling of the combined late-winter ice cap edge and slope winds in Mars Hellas and Argyre regions*. Planet. Space Sci., vol. 47, pages 951–970, 1999.
- [Siili 06] T. Siili, S. Järvenoja, J. Kauhanen & H. Savijärvi. *Mars limited area model : status report*. In F. Forget, M. A. Lopez-Valverde, M. C. Desjean, J. P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S. R. Lewis, E. Millour, P. L. Read & R. J. Wilson, editeurs, Mars Atmosphere Modelling and Observations, pages 129–+, 2006.
- [Sinclair 73] P.C. Sinclair. *The Lower Structure of Dust Devils*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 30, no. 8, pages 1599–1619, 1973.
- [Skamarock 92] W.C. Skamarock & J.B. Klemp. *The Stability of Time-Split Numerical Methods for the Hydrostatic and the Nonhydrostatic Elastic Equations*. Monthly Weather Review, vol. 120, no. 9, pages 2109–2127, 1992.
- [Skamarock 05] W. C. Skamarock, J. B. Klemp, J. Dudhia, D. O. Gill, D. M. Barker, W. Wang & J. G. Powers. *A description of the Advanced Research WRF, version 2.*, 2005.
- [Skamarock 06] W. C. Skamarock. *Positive-Definite and Monotonic Limiters for Unrestricted-Time-Step Transport Schemes*. Monthly Weather Review, vol. 134, pages 2241–+, 2006.
- [Skamarock 08a] W. C. Skamarock & J. B. Klemp. *A time-split nonhydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications*. Journal of Computational Physics, vol. 227, pages 3465–3485, 2008.
- [Skamarock 08b] W. C. Skamarock & M. L. Weisman. *The Impact of Positive-Definite Moisture Transport on NWP Precipitation Forecasts*. Submitted to Monthly Weather Review, 2008.
- [Smagorinsky 63] J. Smagorinsky. *General Circulation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiment*. Mon. Weather Rev., vol. 91, pages 99–164, 1963.
- [Smith 31] T. Smith & J. Guild. *The CIE colorimetric standards and their use*. Transactions of the Optical Society, vol. 33, pages 73–134, 1931.
- [Smith 80] R. B. Smith. *Linear theory of stratified hydrostatic flow past an isolated mountain*. Tellus, vol. 32, page 348, 1980.
- [Smith 92] E.A. Smith & L. Shi. *Surface Forcing of the Infrared Cooling Profile over the Tibetan Plateau. Part I : Influence of Relative Longwave Radiative Heating at High Altitude*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 49, no. 10, pages 805–822, 1992.
- [Smith 93] R.B. Smith & V. Grubišić. *Aerial Observations of Hawaii's Wake*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 50, no. 22, pages 3728–3750, 1993.

- [Smith 01a] D. E. Smith, M. T. Zuber, H. V. Frey, J. B. Garvin, J. W. Head, D. O. Muhleman, G. H. Pettengill, R. J. Phillips, S. C. Solomon, H. J. Zwally, W. B. Banerdt, T. C. Duxbury, M. P. Golombek, F. G. Lemoine, G. A. Neumann, D. D. Rowlands, O. Aharonson, P. G. Ford, A. B. Ivanov, C. L. Johnson, P. J. McGovern, J. B. Abshire, R. S. Afzal & X. Sun. *Mars Orbiter Laser Altimeter : Experiment summary after the first year of global mapping of Mars*. J. Geophys. Res., vol. 106, pages 23689–23722, 2001.
- [Smith 01b] M. D. Smith, J. C. Pearl, B. J. Conrath & P. R. Christensen. *Thermal Emission Spectrometer results : Mars atmospheric thermal structure and aerosol distribution*, 2001.
- [Smith 04] M. D. Smith. *Interannual variability in TES atmospheric observations of Mars during 1999-2003*. Icarus, vol. 167, pages 148–165, 2004.
- [Smith 06a] M. D. Smith. *TES atmospheric temperature, aerosol optical depth, and water vapor observations 1999-2004*. In F. Forget, M. A. Lopez-Valverde, M. C. Desjean, J. P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S. R. Lewis, E. Millour, P. L. Read & R. J. Wilson, editeurs, Mars Atmosphere Modelling and Observations, page 211, 2006.
- [Smith 06b] M. D. Smith, M. J. Wolff, N. Spanovich, A. Ghosh, D. Banfield, P. R. Christensen, G. A. Landis & S. W. Squyres. *One Martian year of atmospheric observations using MER Mini-TES*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 111, no. E10, pages 12–+, 2006.
- [Smith 08a] M. D. Smith. *Mars Water Vapor Climatology From MGS/TES*. In F. Montmessin, editeur, Mars Water Cycle Workshop, 2008.
- [Smith 08b] M. D. Smith. *Spacecraft Observations of the Martian Atmosphere*. Annu. Rev. Earth Planet. Sci., vol. 36, page 191–219, 2008.
- [Smolarkiewicz 88] P.K. Smolarkiewicz, R.M. Rasmussen & T.L. Clark. *On the Dynamics of Hawaiian Cloud Bands : Island Forcing*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 45, no. 13, pages 1872–1905, 1988.
- [Smolarkiewicz 89] P.K. Smolarkiewicz & R. Rotunno. *Low Froude Number Flow Past Three-Dimensional Obstacles. Part I : Baroclinically Generated Lee Vortices*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 46, no. 8, pages 1154–1164, 1989.
- [Sobolev 75] V. V. Sobolev. *Light scattering in planetary atmospheres*. Pergamon Press, 1975.
- [Sorbjan 06] Z. Sorbjan. *Statistics of shallow convection on Mars based on large-eddy simulations. Part 1 : shearless conditions*. Boundary-Layer Meteorology, vol. 123, pages 121–142, 2006.
- [Sorbjan 08] Z. Sorbjan, M. J. Wolff & M. D. Smith. *Temperature and turbulent heat flux profiles on Mars based on mini-TES observations*. submitted to Icarus, 2008.
- [Spanovich 06] N. Spanovich, M. D. Smith, P. H. Smith, M. J. Wolff, P. R. Christensen & S. W. Squyres. *Surface and near-surface atmospheric temperatures for the Mars Exploration Rover landing sites*. Icarus, vol. 180, pages 314–320, 2006.
- [Spiga 07] A. Spiga, F. Forget, B. Dolla, S. Vinatier, R. Melchiorri, P. Drossart, A. Gendrin, J.-P. Bibring, Y. Langevin & B. Gondet. *Remote sensing of surface pressure on Mars with the Mars Express/OMEGA spectrometer : 2. Meteorological maps*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 112, no. E11, pages 8–+, 2007.
- [Spiga 08] A. Spiga & F. Forget. *Fast and accurate estimation of solar irradiance on Martian slopes*. Geophys. Res. Lett., vol. 35, no. L15201, 2008.
- [Sprague 04] A. L. Sprague, W. V. Boynton, K. E. Kerry, D. M. Janes, D. M. Hunten, K. J. Kim, R. C. Reedy & A. E. Metzger. *Mars' South Polar Ar Enhancement : A Tracer for South Polar Seasonal Meridional Mixing*. Science, vol. 306, pages 1364–1367, 2004.
- [Stam 00] D. M. Stam, J. F. De Haan, J. W. Hovenier & I. Aben. *Detecting radiances in the O<sub>2</sub> A band using polarization-sensitive satellite instruments with application to the Global Ozone Monitoring Experiment*. J. Geophys. Res., vol. 105, pages 22379–22392, 2000.
- [Stanzel 06] C. Stanzel, M. Pätzold, R. Greeley, E. Hauber & G. Neukum. *Dust devils on Mars observed by the High Resolution Stereo Camera*. Geophys. Res. Lett., vol. 33, pages 11202–+, 2006.
- [Stiperski 07] I. Stiperski, I. Kavčič, B. Grisogono & D. R. Durran. *Including Coriolis effects in the Prandtl model for katabatic flow*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 133, pages 101–106, 2007.
- [Stokes 96] M. Stokes, M. Anderson, S. Chandrasekar & R. Motta. *A standard default color space for the Internet sRGB*. Microsoft and Hewlett-Packard Joint Report, Version 1.10. (Available at <http://www.w3.org/Graphics/Color/sRGB>), 1996.
- [Stull 76] R. B. Stull. *Internal Gravity Waves Generated by Penetrative Convection*. J. Atmos. Sci., vol. 33, pages 1279–1286, 1976.
- [Sunshine 90] J. M. Sunshine, C. M. Pieters & S. F. Pratt. *Deconvolution of mineral absorption bands - An improved approach*. J. Geophys. Res., vol. 95, pages 6955–6966, 1990.
- [Sutton 78] Jordan L. Sutton, Conway B. Leovy & James E. Tillman. *Diurnal variations of the Martian surface layer meteorological parameters during the first 45 sols at two Viking lander sites*. J. Atmos. Sci., vol. 35, pages 2346–2355, 1978.
- [Tarantola 05] A. Tarantola. *Inverse Problem Theory and Methods for Model Parameter Estimation*. Society for Industrial Mathematics, 2005.

- [Teitelbaum 91] H. Teitelbaum & F. Vial. *On tidal variability induced by nonlinear interaction with planetary waves*. Journal of Geophysical Research, vol. 96, no. A8, pages 14169–14178, 1991.
- [Thomas 85] P.C. Thomas & P. J. Gierasch. *Dust devils on Mars*. Science, vol. 230, pages 175–177, 1985.
- [Thorpe 77] A.J. Thorpe & T.H. Guymer. *The nocturnal jet*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, vol. 103, no. 438, pages 633–653, 1977.
- [Thorpe 03] A. J. Thorpe, H. Volkert & M. J. Ziemianski. *The Bjerknes' Circulation Theorem : A Historical Perspective*. Bulletin of the American Meteorological Society, vol. 84, Issue 4, pp.471-480, vol. 84, pages 471–480, 2003.
- [Tillman 88] James E. Tillman. *Mars global atmospheric oscillations : Annually synchronized transient normal-mode oscillations and the triggering of global dust storms*. J. Geophys. Res., vol. 93, no. D8, pages 9433–9451, 1988.
- [Tobie 03] G. Tobie, F. Forget & F. Lott. *Numerical simulation of the winter polar wave clouds observed by Mars Global Surveyor Mars Orbiter Laser Altimeter*. Icarus, vol. 164, pages 33–49, 2003.
- [Toigo 00] A. D. Toigo & M. I. Richardson. *Seasonal variation of aerosols in the Martian atmosphere*. J. Geophys. Res., vol. 105, pages 4109–4121, 2000.
- [Toigo 02a] A. D. Toigo & M. I. Richardson. *A mesoscale model for the Martian atmosphere*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 107, pages 3–1, 2002.
- [Toigo 02b] A. D. Toigo, M. I. Richardson, R. J. Wilson, H. Wang & A. P. Ingersoll. *A first look at dust lifting and dust storms near the south pole of Mars with a mesoscale model*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 107, pages 5050–+, 2002.
- [Toigo 03a] A. D. Toigo & M. I. Richardson. *Meteorology of proposed Mars Exploration Rover landing sites*. J. Geophys. Res., vol. 108, no. E12, pages 33–1, 2003.
- [Toigo 03b] A. D. Toigo, M. I. Richardson, S. P. Ewald & P. J. Gierasch. *Numerical simulation of Martian dust devils*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 108, pages 5047–+, 2003.
- [Tomasko 99] M. G. Tomasko, L. R. Doose, M. Lemmon, P. H. Smith & E. Wegryn. *Properties of dust in the Martian atmosphere from the Imager on Mars Pathfinder*. J. Geophys. Res., vol. 104, pages 8987–9008, 1999.
- [Toth 06] R. A. Toth, L. R. Brown, C. E. Miller, V. M. Devi & D. C. Benner. *Line strengths of  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}_2$  : 4550-7000  $\text{cm}^{-1}$* . Journal of Molecular Spectroscopy, vol. 239, pages 221–242, 2006.
- [Tran 04] T. T. Tran & P. Rannou. *Comparing 3D spherical Monte-Carlo and 2-stream parallel plane simulation of far-field backscattering image of Titan*. Notes du Pole de Planétologie IPSL, 2004.
- [Tschimmel 08] M. Tschimmel, N. I. Ignatiev, D. V. Titov, E. Lellouch, T. Fouchet, M. Giuranna & V. Formisano. *Investigation of water vapor on Mars with PFS/SW of Mars Express*. Icarus, vol. 195, pages 557–575, 2008.
- [Tyler 02] D. Tyler, J. R. Barnes & R. M. Haberle. *Simulation of surface meteorology at the Pathfinder and VL1 sites using a Mars mesoscale model*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 107, pages 2–1, 2002.
- [Tyler 05] D. Tyler & J. R. Barnes. *A mesoscale model study of summertime atmospheric circulations in the north polar region of Mars*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 110, no. E9, pages 6007–+, 2005.
- [Tyler 06] D. Tyler Jr., J. R. Barnes & E. Skillingstad. *A New Large Eddy Simulation Model to Study the Convective Planetary Boundary Layer On Mars*. In F. Forget, M. A. Lopez-Valverde, M. C. Desjean, J. P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S. R. Lewis, E. Millour, P. L. Read & R. J. Wilson, editeurs, Mars Atmosphere Modelling and Observations, page 124, 2006.
- [Vasavada 00] A. R. Vasavada, J.-P. Williams, D. A. Paige, K. E. Herkenhoff, N. T. Bridges, R. Greeley, B. C. Murray, D. S. Bass & K. S. McBride. *Surface properties of Mars' polar layered deposits and polar landing sites*. J. Geophys. Res., vol. 105, pages 6961–6970, 2000.
- [Vincendon 07] M. Vincendon, Y. Langevin, F. Poulet, J.-P. Bibring & B. Gondet. *Recovery of surface reflectance spectra and evaluation of the optical depth of aerosols in the near-IR using a Monte Carlo approach : Application to the OMEGA observations of high-latitude regions of Mars*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 112, no. E11, pages 8–+, 2007.
- [Vincendon 08] M. Vincendon, Y. Langevin, F. Poulet, J.-P. Bibring, B. Gondet, D. Jouglet & OMEGA Team. *Dust aerosols above the south polar cap of Mars as seen by OMEGA*. Icarus, vol. 196, pages 488–505, 2008.
- [Vincent 00] R. A. Vincent & M. J. Alexander. *Gravity waves in the tropical lower stratosphere : An observational study of seasonal and interannual variability*. J. Geophys. Res., vol. 105, no. 14, pages 17971–17982, 2000.
- [Wang 02] H. Wang & A. P. Ingersoll. *Martian clouds observed by Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera*. J. Geophys. Res., vol. 107, pages 8–1, 2002.
- [Wang 03] H. Wang, M. I. Richardson, R. J. Wilson, A. P. Ingersoll, A. D. Toigo & R. W. Zurek. *Cyclones, tides, and the origin of a cross-equatorial dust storm on Mars*. Geophys. Res. Lett., vol. 30, pages 41–1, 2003.
- [Wicker 02] L. J. Wicker & W. C. Skamarock. *Time-Splitting Methods for Elastic Models Using Forward Time Schemes*. Monthly Weather Review, vol. 130, pages 2088–+, 2002.

- [Willis 79] GE Willis & JW Deardorff. *Laboratory observations of turbulent penetrative-convection planforms*. Journal of Geophysical Research, vol. 84, no. C1, pages 295–302, 1979.
- [Wilson 96] R. W. Wilson & K. Hamilton. *Comprehensive model simulation of thermal tides in the Martian atmosphere*. J. Atmos. Sci., vol. 53, pages 1290–1326, 1996.
- [Wilson 97] R. J. Wilson. *A general circulation model of the Martian polar warming*. Geophys. Res. Lett., vol. 24, pages 123–126, 1997.
- [Wilson 00] R. J. Wilson & M. I. Richardson. *Infrared measurements of atmospheric temperatures revisited*. Icarus, vol. 145, pages 555–579, 2000.
- [Wilson 02] R. J. Wilson. *Evidence for nonmigrating thermal tides in the Mars upper atmosphere from the Mars Global Surveyor Accelerometer Experiment*. Geophys. Res. Lett., vol. 29, pages 24–1, 2002.
- [Wilson 07] R. J. Wilson, G. A. Neumann & M. D. Smith. *Diurnal variation and radiative influence of Martian water ice clouds*. Geophys. Res. Lett., vol. 34, page 2710, 2007.
- [Wing 06] D. R. Wing & G. L. Austin. *Description of the University of Auckland global Mars mesoscale meteorological model*. Icarus, vol. 185, pages 370–382, 2006.
- [Withers 06] P. Withers & M. D. Smith. *Atmospheric entry profiles from the Mars Exploration Rovers Spirit and Opportunity*. Icarus, vol. 185, pages 133–142, 2006.
- [Wolff 03] M. J. Wolff & R. T. Clancy. *Constraints on the size of Martian aerosols from Thermal Emission Spectrometer observations*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 108, pages 5097–+, 2003.
- [Wolff 06] M. J. Wolff, M. D. Smith, R. T. Clancy, N. Spanovich, B. A. Whitney, M. T. Lemmon, J. L. Bandfield, D. Banfield, A. Ghosh, G. Landis, P. R. Christensen, J. F. Bell & S. W. Squyres. *Constraints on dust aerosols from the Mars Exploration Rovers using MGS overflights and Mini-TES*. Journal of Geophysical Research (Planets), vol. 111, no. E10, page 12, 2006.
- [Wolff 08] M. J. Wolff, R. T. Clancy, M. D. Smith, the CRISM & MARCI team. *Insights into the Mars Water Cycle Through Retrievals of Aerosols and Ozone : The MARCI and CRISM Datasets*. In F. Montmessin, editeur, Mars Water Cycle Workshop, 2008.
- [Wyngaard 04] J.C. Wyngaard. *Toward Numerical Modeling in the “Terra Incognita”*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 61, no. 14, pages 1816–1826, 2004.
- [Yanai 61] M. Yanai. *A Detailed Analysis of Typhoon Formation*. Meteor. Soc. Japan, vol. 39, pages 187–214, 1961.
- [Ye 87] ZJ Ye, M. Segal & RA Pielke. *Effects of Atmospheric Thermal Stability and Slope Steepness on the Development of Daytime Thermally Induced Upslope Flow*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 44, no. 22, pages 3341–3354, 1987.
- [Ye 90] Z. J. Ye, M. Segal & R. A. Pielke. *A comparative study of daytime thermally induced upslope flow on Mars and earth*. Journal of Atmospheric Sciences, vol. 47, pages 612–628, 1990.
- [Young 02] G. S. Young, D. A. R. Kristovich, M. R. Hjelmfelt & R. C. Foster. *Rolls, Streets, Waves, and More : A Review of Quasi-Two-Dimensional Structures in the Atmospheric Boundary Layer*. Bull. Am. Meteorol. Soc., vol. 83, pages 997–1001, 2002.
- [Zängl 02] G. Zängl. *An Improved Method for Computing Horizontal Diffusion in a Sigma-Coordinate Model and Its Application to Simulations over Mountainous Topography*. Monthly Weather Review, vol. 130, pages 1423–+, 2002.
- [Zasova 05] L. Zasova, V. Formisano, V. Moroz, D. Grassi, N. Ignatiev, M. Giuranna, G. Hansen, M. Blecka, A. Ekonomov, E. Lellouch, S. Fonti, A. Grigoriev, H. Hirsch, I. Khatuntsev, A. Mattana, A. Maturilli, B. Moshkin, D. Patsaev, G. Piccioni, M. Rataj & B. Saggin. *Water clouds and dust aerosols observations with PFS MEX at Mars*. Planet. Space Sci., vol. 53, pages 1065–1077, 2005.
- [Zasova 06] L. V. Zasova, F. Altieri, D. Grassi, G. Bellucci, V. Formisano, N. Ignatiev, J.-P. Bibring, P. Drossart, T. Encrenaz, T. Fouchet & The Omega Team. *Ozone in martian atmosphere from the 1.27  $\mu\text{m}$  O<sub>2</sub> Emission : OMEGA/Mars Express measurements*. In F. Forget, M. A. Lopez-Valverde, M. C. Desjean, J. P. Huot, F. Lefevre, S. Lebonnois, S. R. Lewis, E. Millour, P. L. Read & R. J. Wilson, editeurs, Mars Atmosphere Modelling and Observations, page 521, 2006.
- [Zurek 81] R. W. Zurek & C. B. Leovy. *Thermal tides in the dusty martian atmosphere - A verification of theory*. Science, vol. 213, pages 437–439, 1981.
- [Zurek 92] R. W. Zurek, J. R. Barnes, R. M. Haberle, J. B. Pollack, J. E. Tillman & C. B. Leovy. *Dynamics of the atmosphere of Mars*. In Mars, pages 835–933. Univ. of Ariz. Press, Tucson, 1992.