



Modélisation numérique des cycles de l'eau et des poussières de la planète Mars et de leurs couplages

Margaux Vals

► To cite this version:

Margaux Vals. Modélisation numérique des cycles de l'eau et des poussières de la planète Mars et de leurs couplages. Planétologie. Sorbonne Université, 2019. Français. NNT: 2019SORUS406 . tel-02466083v2

HAL Id: tel-02466083

<https://theses.hal.science/tel-02466083v2>

Submitted on 12 Nov 2020

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 : Sciences de l'Univers

Ecole Doctorale : École Doctorale des Sciences de l'Environnement (ED129)

présentée par
Margaux VALS

pour obtenir le titre de
DOCTEURE de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

**MODÉLISATION NUMÉRIQUE DES CYCLES DE L'EAU
ET DES POUSSIÈRES DE LA PLANÈTE MARS ET DE
LEURS COUPLAGES.**

Thèse soutenue le 29 novembre 2019 devant le jury composé de :

<i>Président :</i>	M. Franck Montmessin
<i>Rapporteurs :</i>	Mme. Lori Neary M. Ricardo Hueso
<i>Examineurs :</i>	M. Mathieu Vincendon M. Francisco Gonzalez-Galindo
<i>Directeur de thèse :</i>	M. Aymeric SPIGA
<i>Co-Directeur de thèse :</i>	M. François FORGET

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

Cette thèse porte sur l'amélioration de la représentation de l'atmosphère de la planète Mars par le Modèle de Climat Global (« GCM ») martien du Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD). Le GCM martien développé au LMD en collaboration avec plusieurs équipes européennes (LATMOS, IAA Grenade, University of Oxford, The Open University), et avec le soutien de l'ESA et du CNES, est utilisé pour de nombreuses applications. Ce modèle s'efforce de prédire le comportement détaillé du climat martien uniquement à partir d'équations universelles. La comparaison des simulations du GCM avec les observations disponibles permet de les interpréter, et révèle parfois que certains processus climatiques martiens restent mal modélisés. Ces processus résultent notamment de l'action de mécanismes sous-maille, c'est-à-dire non résolus directement par le modèle. Le travail de cette thèse consiste à étudier et paramétriser l'effet de certains de ces mécanismes.

Nous montrons tout d'abord que le raffinement de la résolution verticale du modèle permet de représenter les inversions de température systématiquement observées en présence de nuages de glace d'eau nocturnes se formant dans les tropiques au printemps de l'hémisphère Nord. Ces inversions n'étaient pas simulées par le GCM jusqu'à présent et constituaient un défaut connu du modèle. L'augmentation de la résolution temporelle de la physique révèle par ailleurs l'existence de couplages entre certains processus intégrés dans la microphysique des nuages et d'autres phénomènes physiques. Nous montrons également que, si la prise en compte dans le modèle du dégagement de chaleur latente lors de la sublimation/condensation de l'eau en surface ne présente pas d'impact significatif sur le climat de Mars actuel, ce n'est pas le cas pour un climat passé de Mars aux conditions d'obliquité plus grande. En particulier, le refroidissement par dégagement de chaleur latente empêche l'apparition d'eau liquide en surface.

Les couches détachées de poussière observées dans l'atmosphère martienne tout au long de l'année et majoritairement dans les tropiques n'étaient pas représentées par le GCM martien du LMD. Dans ce contexte, une nouvelle méthode d'injection de la poussière et de contrôle de l'opacité par le modèle est adoptée et implémentée. Une nouvelle paramétrisation est également développée pour représenter un des mécanismes suspectés d'être à l'origine de la formation de couches détachées : l'entraînement de la poussière au-dessus des sommets de montagnes sous-maille pendant la journée. Nous montrons que, même si cette paramétrisation permet la formation de couches détachées pendant la période souhaitée, celles-ci ne sont pas assez hautes en comparaison des observations. En outre, elles peuvent entraîner une accumulation de poussière dans les tropiques, qui n'est pas observée. La paramétrisation du processus de « rocket dust storm », implémentée auparavant par [Wang et al. \(2018\)](#) dans le modèle, est réadaptée et couplée à la nouvelle méthode d'injection et de contrôle d'opacité de poussière. Nous montrons aussi que le cycle de l'eau s'avère très sensible à la nouvelle distribution verticale de poussière générée par l'implémentation de ces nouvelles paramétrisations.

Dans une dernière étude, je me suis intéressée aux observations d'un autre phénomène "sous-maille" important dans la haute atmosphère : les ondes de gravité. L'effet des ondes de gravité sur la haute atmosphère martienne est étudié à l'aide des données de densité récupérées par l'instrument MAVEN/NGIMS, ainsi que celles des accéléromètres des sondes Mars Global Surveyor (MGS), Mars Odyssey (ODY) et Mars Reconnaissance Orbiter (MRO). L'anti-corrélation entre la variation de l'intensité des ondes de gravité et de la température d'environnement dans les conditions isothermiques et de saturation de la haute atmosphère démontrée par [Terada et al. \(2017\)](#) est confirmée pour les données MAVEN, mais pas pour les données d'accéléromètres à l'exception d'ODY. Pour les autres données la théorie et le modèle suggèrent une anti-corrélation avec la stabilité statique.

L'ensemble des améliorations apportées au modèle offre de nombreuses perspectives pour le développement d'une nouvelle génération du GCM martien du LMD et s'inscrivent dans le développement de la nouvelle version de la Mars Climate Database.

ABSTRACT

This thesis focuses on the improvement of the representation of the atmosphere of the planet Mars by the martian Global Climate Model (GCM) of the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD). The martian GCM developed at LMD in collaboration with several european teams (LATMOS, IAA Grenade, University of Oxford, The Open University) and with the support of ESA and CNES is used for many applications. This model aims at forecasting the detailed behaviour of the martian climate described by the cycles of CO₂, of water, of dust so as photochemistry, essentially based on universal equations. The comparison of GCM simulations with the available observations allows their interpretation, and sometimes reveals that some climatic processes are poorly modeled. These problematic processes notably result from the action of sub-grid scale mechanisms, meaning they are not directly resolved by the model, which requires the implementation of new parametrizations. The work of this thesis consists in studying and parametrizing the effect of some of these mechanisms.

Firstly we show that the refinement of the model vertical resolution enables the representation of the temperature inversions systematically observed in correlation with the presence of water ice clouds appearing in the tropics during the northern hemisphere spring. These inversions were not simulated before and had been identified as a key modeling issue. The increase of the temporal resolution of the physics also reveals the existence of couplings between processes integrated within the microphysics of clouds and other parametrizations of the model. Furthermore we show that while the implementation in the model of the latent heat release resulting from the condensation/sublimation of the water ice on the surface has no significant impact on the current martian climate, it is key for past climates of Mars with higher obliquity conditions. In particular the cooling by latent heat release then prevents liquid water appearing on the surface.

Detached dust layers observed all along the year in the martian atmosphere and mostly in the tropics were not represented by the martian GCM of the LMD. In this context, a new method of dust injection and of control by the model of the dust opacity is adopted and implemented. A new parametrization is also developed to represent one of the mechanisms suspected to generate detached dust layers : the entrainment of dust by slope winds above the sub-grid scale mountains tops during the day. We show that, even if this parametrization is able to form detached dust layers during the right period, these are not high enough in comparison to the observations and can lead to an accumulation of dust in the tropics, which is not observed. The parametrization of the “rocket dust storm” mechanism, implemented in the model by [Wang et al. \(2018\)](#), is readapted and coupled to the new method of dust injection and control of the dust opacity. We finally show that the water cycle is very sensitive to the new vertical distribution of dust resulting from the implementation of these new parametrizations.

The effect of gravity waves on the upper martian atmosphere is studied with density data gathered from MAVEN/NGIMS, and from accelerometers on board the orbiters Mars Global Surveyor (MGS), Mars Odyssey (ODY) and Mars Reconnaissance Orbiter (MRO). The anti-correlation found by [Terada et al. \(2017\)](#) between the intensity of gravity waves and the background temperature in saturation and isothermal conditions of the upper atmosphere is confirmed for the MAVEN data, but not for the accelerometer ones, except for ODY. For the other data, the theory and the model suggest instead an anti-correlation with the static stability.

All these improvements of the model offer several perspectives toward a new generation of the martian GCM of the LMD and contribute to the development of the new version of the Mars Climate Database.

REMERCIEMENTS

Quand j'étais petite, je voulais "construire des fusées". Mais évidemment ce qui me faisait vraiment rêver, c'étaient leurs destinations. Parfois il faut un petit coup de pouce pour oser braver le terre-à-terre. Pour ça, la première personne que j'aimerais remercier, c'est mon ami Tanguy Bertrand. Maintenant brillant chercheur, entre autre spécialiste des glaces plutioniennes, c'est toujours pour moi l'ami du lycée, avec qui déjà nous projetions de devenir astronautes. Merci mille fois Tanguy de m'avoir donné l'opportunité miraculeuse de rejoindre le monde martien, sans quoi cette thèse n'existerait pas, et ma foi ce serait bien dommage en ce qui me concerne. Ensuite, j'aimerais remercier François Forget qui m'a accueillie sur Mars, et m'a fait découvrir cette fabuleuse planète. Passionné et passionnant, il est difficile de résister au tourbillon d'énergie qu'il génère autour de lui, et je m'estime très chanceuse d'avoir été sur son passage. Je le remercie infiniment pour sa gentillesse et bienveillance à mon égard, et pour tout ce que j'ai pu apprendre à ses côtés. Avec autant de gratitude, je remercie vivement les deux autres membres du "triumvirat" de ma thèse, la brigade de sauvetage de l'extrême martien, j'ai nommé Aymeric Spiga et Ehouarn Millour. Je remercie notamment Aymeric d'avoir toujours été d'un grand soutien durant ces années, avec ses remarques et discussions scientifiques toujours extrêmement utiles et pertinentes, ses encouragements et sa confiance toujours très motivants, et bien sûr sa passion partagée pour le karaoké. À Ehouarn, grand maître incontesté du GCM martien, je dois beaucoup, car lui aussi m'a accueillie et surtout formée avec grande patience et bienveillance. C'est lui qui, à mes débuts, chaque matin, venait s'assurer que je ne me noyais pas dans l'eau ou la poussière, et pour ça je ne le remercierai jamais assez. Je me rends compte de l'incroyable chance que j'ai eu d'avoir de tels encadrants de thèse et ce n'est pas peu dire !

J'aimerais bien entendu remercier les rapporteurs de cette thèse Lori Neary et Ricardo Hueso qui ont accepté de lire et d'évaluer ces travaux, ainsi que les examinateurs Francisco Gonzalez-Galindo, Mathieu Vincendon et Franck Montmessin, qui ont accepté de faire partie du jury. Merci pour leurs retours et leurs questions pertinentes, encore une fois ce fut un honneur pour moi. Un grand merci aussi à Franck Montmessin et Jean-Baptiste Madeleine pour avoir assuré le comité de thèse et suivi avec intérêt l'avancement de ces travaux.

J'en viens maintenant à tous ceux qui ont contribué à ce que le cadre de travail de ces dernières années ait été si exceptionnel. Merci énormément à tous mes collègues du LMD. Merci à ma chère Sandrine, chère co-bureau avec qui nous avons partagé tant de discussions enrichissantes, scientifiques ou non, et dont la présence et le soutien furent si agréables et salvateurs. Je suis sûre que les murs se rappelleront de nos chants mélodieux. Merci à tous ceux qui ont participé aux conversations sans fin et les rigolades quotidiennes au coin café, avec une mention spéciale au groupe de nanas du couloir qui étaient présentes à mon arrivée et avec qui maintes fois nous avons refait le monde : Aude, Claire, Gabriella, Joséphine et Sofia. Je pense aussi à ma chère amie Hélène, qui se joignit au LMD pour un temps, et non des moindres ! Le couloir n'en fut que plus joyeux, et moi aussi. Merci aux anciens Tanguy, Martin, Thomas, Maxence, Jean, David, Maxime, Can avec chacun de qui je partage de supers souvenirs. Merci aux contemporains, Janot, Florentus, Déborah, Alexandre, Yuan, Ludovic et Anna-Léa, et aussi aux petits nouveaux planéto Antoine, Joseph et Antony. On peut dire à ce sujet que la relève est finement assurée. Merci aussi aux post-docs Kévin, Itziar, Max, aux permanents Seb, André, Fred, Marie-Pierre, Jean-Yves, Jean-Louis, Evelyne, Adriana, Hugo, et merci à notre très chère informaticienne en chef et bien plus encore, Karine. Merci en particulier à Martine Maherou, qui était encore au LMD à mon arrivée et qui m'a si bien accueillie, merci pour sa gentillesse et bienveillance. Merci à tous ceux que je n'ai pas cités mais qui contribuent ou ont contribué à l'ambiance fantastique de ce laboratoire. Merci à l'ensemble de l'équipe planéto avec qui c'était toujours un plaisir de travailler et aussi de voyager aux quatre coins du monde.

Je garderai un souvenir inoubliable des escapades à Grenade, ma première conférence, Madrid, Riga, Berlin, Washington, Kobe, Pasadena. C'est avec une pensée pour la petite fille que j'ai été que je me remémore notre passage à Moscou pour assister aux opérations de décollage de la sonde ExoMars, tout comme les moments de tension palpables qu'ont été ceux de l'arrivée de la sonde. Merci aux planétos extra-LMD Luca Montabone, Mike Wolff, qui fut d'ailleurs un fort sympathique co-bureau pendant ses séjours parisiens, Nick Schneider, Jean-Paul Huot, Anni Määttänen, Nick Heavens, Claire Newman, pour les discussions enrichissantes. Merci aussi aux copains de conférence Alexandre Kling, Elodie Gloesener, Mélissa Martinot, Eran Vos, Audrey Chatain, Loïc Rossi, Sabrina Guilbon, Kyle Connour et tous les autres !

Merci aux potos, aux amis, aux copains, ceux qui datent et les nouveaux ! Merci en particulier à mes amis de lycée Hélène, Tanguy, Magali, Laurine et Audrey, de collège Antoine, Marina, Gaëlle et Margot, de prépa Alice, Léna, Maxime, Matthieu et Florent, de Hambourg Marie, Célia et Julie, merci aux amis d'école (là il y en a beaucoup alors ils se reconnaîtront les fiers Ensmatiques), aux amis du lindy (idem, avec une mention spéciale à mes chers acolytes Romain et Mai), et aux amis de mon ami qui sont aussi mes amis (idem bis, avec mention spéciale aux Normands). Merci pour toutes les rigolades, les cavalcades, et tous les bons moments passés ensemble qui ont aussi fait que ces dernières années ont filé bien vite !

Merci infiniment à ma famille. Mes oncles et tantes, mes cousins et cousines chéris qui ont fait le déplacement pour la soutenance, et qui m'ont toujours entourée d'amour et de soutien. Merci particulièrement au terreau de mon existence : mes parents que j'aime tant et qui sont toujours d'un soutien inébranlable, et ma grande soeur Caroline, mon mentor de vie, que j'aime tant et dont je suis si fière.

Merci à Augustin Trappenard pour l'émission Boomerang qui m'a souvent accompagnée sur le trajet du labo, merci à Elisabeth Goudge pour *Le pays du Dauphin vert* dont la lecture m'a transportée sur la dernière ligne droite, et puis complètement dans le désordre, parce qu'ils m'ont marquée pendant ces trois années, merci à *West World*, *Game of Thrones*, *Umbrella Academy*, *Dirk Gently*, *Peaky Blinders*, *The Crown*, *Saga*, *Americanah*...et tant d'autres. En fait merci aux univers, aux héroïnes et aux héros qui sont source d'inspiration pour nous autres pauvres mortels. Notamment, merci à Luke et Anakin qui ont alimenté nos discussions à la cantine (à noter que j'ai toujours plus d'admiration pour Luke), tout comme Sansa et Arya (je ne me prononcerai pas là-dessus, d'autant qu'il y a aussi Daenerys).

Enfin, merci à Louis : "ton pays est mon pays".

Table des matières

1	Mars la Rouge	3
1	Chroniques martiennes	4
1.1	Premières observations : le fantasme martien	4
1.2	À la conquête de Mars !	5
1.3	Les missions récentes et les missions futures	11
2	Un nouveau monde, un nouveau climat	16
2.1	Caractéristiques de la planète Mars	16
2.2	Le cycle du CO ₂	17
2.3	Le cycle de l'eau	19
2.4	Le cycle des poussières	20
3	Modéliser l'atmosphère de Mars	23
3.1	Les Modèles de Climat Global martiens	23
3.2	Le Modèle de Climat Global du LMD	25
3.3	Paramétrisations des phénomènes sous-maille	27
3.4	La Mars Climate Database	30
4	Problématique de la thèse	32
2	Cycle de l'eau : améliorations du modèle	33
1	Problématique	34
2	Représentation du cycle de l'eau par le GCM martien du LMD	35
2.1	Représentation du réservoir de glace d'eau du pôle nord avant ma thèse	35
2.2	Modélisation des nuages de glace d'eau avant ma thèse	39
3	Résolution verticale et modélisation de la convection nocturne	43
3.1	Inversions thermiques liées à la convection nocturne	43
3.2	Augmentation de la résolution verticale	43
4	Les défis des couplages de la microphysique des nuages	49
4.1	Sensibilité au pas de temps physique	49
4.2	Effets de couplages	49
5	Autre amélioration : Effets de la chaleur latente	58
5.1	Dans le GCM actuel	58
5.2	Application aux paléoclimats	58
3	Cycle des poussières : modélisation du transport vertical des poussières par les processus méso-échelle	67
1	Problématique	68
2	Représentation actuelle du cycle des poussières dans le GCM	70
2.1	Transport de la poussière	70
2.2	Transfert radiatif	71

2.3	Modèle semi-interactif	72
3	Nouvelle méthode de contrôle de l'opacité de poussière	73
4	Paramétrisation de l'entraînement de la poussière par les vents de pente anabatiques au-dessus des hautes topographies sous-maille	81
4.1	Contexte	81
4.2	Topographie sous-maille et inventaire des sommets	82
4.3	Calcul de la fraction de maille occupée par la montagne	86
4.4	Calcul de la vitesse verticale	86
4.5	Entraînement de la poussière de la couche limite au-dessus des montagnes	91
4.6	Chauffage radiatif	92
4.7	Déentraînement de la poussière concentrée dans la poussière d'environnement	94
4.8	Résultats du modèle et discussion	96
5	Paramétrisation des rocket dust storm	109
5.1	Un point sur les travaux précédents	109
5.2	Couplage à la nouvelle injection de poussière	111
5.3	Sensibilité aux paramètres	114
4	Cycles de l'eau et des poussières : effets de couplage	119
1	Problématique	120
2	Nouvelle injection de poussière en surface	120
3	Paramétrisation de l'entraînement de la poussière au-dessus des hautes topographies	123
3.1	Effet global sur le cycle des poussières	123
3.2	Effet global sur le cycle de l'eau	123
4	Paramétrisation des « rocket dust storm »	127
4.1	Effet global sur le cycle des poussières	127
4.2	Effet global sur le cycle de l'eau	127
5	Couplage des paramétrisations de l'entraînement de poussière au-dessus des reliefs et des « rocket dust storm »	134
5.1	Effet global sur le cycle des poussières	134
5.2	Effet global sur le cycle de l'eau	136
5.3	Effet global sur la température	136
6	Modélisation du lessivage de la poussière par la neige carbonique	142
6.1	Aspects théoriques	142
6.2	Une simple paramétrisation	142
6.3	Simulation avec le lessivage	144
5	Les ondes de gravité dans la haute atmosphère martienne	145
1	Problématique	146
2	Article : Distribution des ondes de gravités dans la haute atmosphère martienne	147
2.1	Abstract	147
2.2	Introduction	147
2.3	Data and Method	148
2.4	Vertical Propagation of Gravity Waves : analysis of the MAVEN observations in the thermosphere	152
2.5	Gravity Waves in the Lower Thermosphere : Aerobraking Data	157
2.6	Conclusion	164
Annexe A	Les ondes gravité dans la Mars Climate Database	175

INTRODUCTION

Bienvenue sur Mars !

Monde à la fois familier, car exploré et visité depuis les années 60, et pourtant, de plus en plus surprenant, puisque derrière chaque découverte se cache un nouveau mystère. Souvent résumée à un désert glacé à l'atmosphère très ténue (100 fois moins dense que sur Terre !), la planète rouge n'en recèle pas moins une circulation climatologique complexe digne d'intérêt. Givre, nuages, tempêtes de poussière, tempêtes de neige...le bestiaire météorologique martien n'a pas fini de fasciner les scientifiques et d'attirer les missions spatiales.

Le climat de Mars se caractérise par les fortes variations saisonnières des principaux constituants de son atmosphère : du dioxyde de carbone, dont elle est composée à 95%, de l'eau et de la poussière. Les nombreuses données récoltées par les sondes envoyées autour de Mars depuis maintenant quelques décennies permettent d'observer la planète sous différentes coutures. Cependant, seuls des modèles numériques permettent d'appréhender le fonctionnement global de son atmosphère. Bien souvent ils servent d'appui pour fournir des explications physiques aux phénomènes observés. C'est dans cette optique que le Modèle de Climat Global (GCM) martien du Laboratoire de Météorologie Dynamique est développé depuis les années 90.

L'objectif principal de ma thèse est d'apporter plusieurs éléments d'amélioration à ce modèle, en particulier sur la représentation du cycle de l'eau et du cycle des poussières. Bien que présente en petite quantité sur Mars, l'eau joue un rôle majeur dans l'évolution de son atmosphère dans laquelle elle circule sous forme de glace et de vapeur. La poussière, quant à elle, est présente partout et en grande quantité sur la planète, et contrôle fortement son bilan radiatif. L'ensemble des éléments constituant l'atmosphère sont couplés, c'est-à-dire que la variation de l'un entraîne la variation de l'autre. C'est bien entendu le cas de l'eau et de la poussière sur Mars, qui toutes deux modifient le climat, qui en retour impacte leur circulation. Outre l'amélioration de la représentation des cycles de l'eau et des poussières, c'est la caractérisation de phénomènes sous-maille tels que l'impact des ondes de gravité et l'importance de leur prise en compte dans les modèles qui a motivé le travail de cette thèse.

Le GCM du LMD est aussi utilisé pour générer la fameuse Mars Climate Database (MCD), mondialement connue par les spécialistes, qui est une compilation de statistiques réalisées à partir de plusieurs simulations du GCM martien, et permet de faire une prédiction du climat martien à n'importe quel endroit, à n'importe quelle date et à n'importe quelle heure. Cet outil est fréquemment utilisé pour la caractérisation de l'atmosphère en prévision de l'atterrissage sur Mars des missions spatiales. Les développements apportés au GCM du LMD s'inscrivent donc pleinement dans le perfectionnement de la MCD et conduiront prochainement à la conception de sa 6^{ème} version. Les travaux présentés dans cette thèse ont été partagés lors de différentes conférences réunissant la communauté scientifique martienne.

PLAN DU MANUSCRIT

Dans le **Chapitre 1** de la thèse, je rappelle les étapes marquantes de l'exploration de Mars concernant la compréhension de son atmosphère et les missions futures, je présente les principales caractéristiques de la planète et de son atmosphère, et j'introduis le Modèle de Climat Global martien du LMD.

Les **Chapitres 2 et 3** présentent les développements que j'ai apportés au modèle concernant respectivement le cycle de l'eau et le cycle des poussières.

Le **Chapitre 4** présente les résultats du modèle après l'implémentation de certains développements concernant le cycle de l'eau et le cycle des poussières détaillés dans les chapitres précédents.

Dans le **Chapitre 5** je présente mes travaux réalisés sur l'étude des ondes de gravités observées dans la haute atmosphère martienne.

Enfin, je conclus sur l'ensemble des développements apportés et discute les nombreuses perspectives et études en cours sur le GCM martien du LMD.

CHAPITRE 1

MARS LA ROUGE

*« Dans la vie, rien n'est à craindre,
tout est à comprendre! »*

Marie Curie

Sommaire

1	Chroniques martiennes	4
2	Un nouveau monde, un nouveau climat	16
3	Modéliser l'atmosphère de Mars	23
4	Problématique de la thèse	32

1 Chroniques martiennes

1.1 Premières observations : le fantasma martien

La planète Mars, ainsi nommée en référence au Dieu romain de la guerre à cause de sa couleur rougeâtre comme le sang, fascinait déjà les hommes de l'Antiquité. Dans son « *Astronomia nova* » publié en 1609, Kepler est le premier à percer les mystères de l'orbite martienne, sur laquelle il s'appuie notamment pour définir deux de ses fameuses lois : la trajectoire de Mars est une ellipse ayant pour foyer le Soleil, et les aires balayées dans des temps égaux par le rayon Soleil-Mars sont égales. C'est également la preuve que le Soleil est au centre du système solaire. Un an plus tard Galilée observe Mars avec sa lunette astronomique, remarque ses phases d'obscurité partielles, et en déduit sa forme sphérique.

En 1659, l'astronome hollandais Christiaan Huygens est le premier à dessiner une carte de la surface de Mars et mesure la période de rotation de la planète qui semble similaire à celle de la Terre, soit environ 24 heures. En 1784, Friedrich William Herschel décrit minutieusement les variations saisonnières des calottes et suppose naturellement qu'elles se composent de glace et de neige d'eau, et non de CO₂ (Herschel, 1784). Cette hypothèse perdurera jusqu'aux années 60. Herschel détermine l'obliquité de Mars à 28°42', une valeur proche de celle utilisée aujourd'hui, 25°11'. Il en déduit que le retrait et l'extension des calottes est probablement dû à l'action d'un cycle saisonnier proche de celui de la Terre. Il observe également des bandes brillantes le long des limites des calottes qu'il interprète, à raison, comme étant des nuages. La très faible occultation de la lumière au bord du disque planétaire lui fait émettre l'hypothèse d'une atmosphère très fine. En 1809 le français Honoré de Flaugergues relève la présence de "nuages jaunes", qui seront bien plus tard identifiés comme des tempêtes de poussière.

Bien que plusieurs cartes de Mars aient été réalisées, seule la nomenclature de Giovanni Virginio Schiaparelli qu'il invente en 1877 restera dans l'histoire et est toujours en vigueur aujourd'hui (voir Figure 1.1).

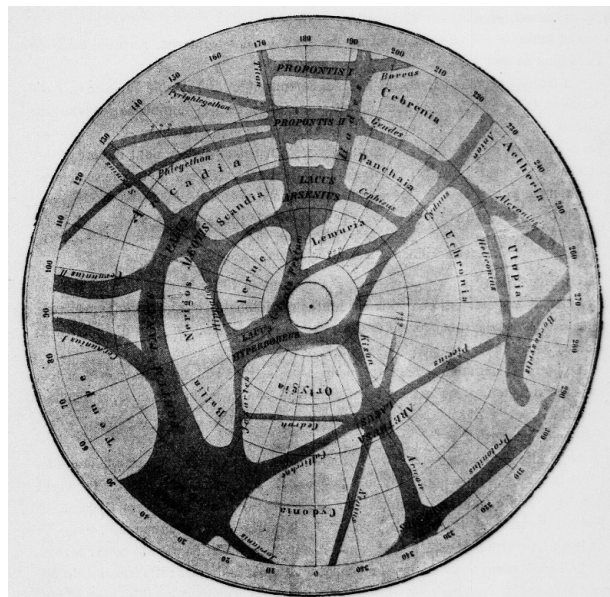


FIGURE 1.1 – "L'hémisphère boréal de Mars. Du pôle Nord au 40^{ème} degré de latitude", Schiaparelli, 1898

L'arrivée des moyens modernes de l'astrophysique comme les spectromètres, polariscopes, photomètres et radiomètres permettent d'étudier Mars de façon plus précise, n'élucidant pas pour autant la

plupart de ses secrets. A partir de 1920 on se focalise sur l'atmosphère. Sa composition et sa masse seront mésestimées jusqu'en 1965 : De Vaucouleurs écrit en 1954 que « l'azote et l'argon sont les constituants principaux de l'atmosphère martienne » et que la pression à la surface de Mars vaut « 85+4 mbar » (De Vaucouleurs, 1954). L'atmosphère de Mars est en fait constituée de quelques millibars de CO₂. En 1924, la première mesure quantitative de la température de Mars est réalisée par Menzel et al. (1925), à l'observatoire Lowell de Flagstaff, et Pettit and Nicholson (1925) au mont Wilson en Californie. Si la température maximale est correctement estimée (elle peut atteindre 20°C à 30°C dans les régions sombres), ce n'est pas le cas de la température minimale, qui est en réalité d'environ -140°C sur la calotte polaire sud de Mars, recouverte en permanence d'une dizaine de mètres de glace carbonique.

Grâce à la technique de polarimétrie on rapporte la présence de nuages dans les régions polaires en automne et hiver nord, et leur disparition au printemps (Focas, 1961). Des nuages sont également observés ailleurs sur la planète : brouillard se formant au limbe matinal, nuages blanchâtres apparaissant en fin d'après-midi et nuages persistants au-dessus des régions d'Elysium, Nyx Olympica et Tharsis. On suppose à raison que ces derniers sont des nuages orographiques se formant au-dessus des reliefs élevés. La présence d'eau dans l'atmosphère est controversée et il faut attendre 1963 pour qu'Audouin Dollfus obtienne une détection positive correcte, une découverte confirmée la même année par Spinrad et al. (1963).

1.2 À la conquête de Mars !

1.2.a Les sondes Mariner : première approche

Le 28 novembre 1964, la sonde américaine Mariner 4 est lancée à destination de Mars. Elle arrive sans encombre le 14 juillet 1965 et marque ainsi le début de l'exploration effective de Mars avec un survol à 9850 km d'altitude de la planète. Les 22 photographies de l'hémisphère sud recueillies par la sonde sont néanmoins une grande déception : ni canaux, ni océans, ni végétations...ce ne sont là que cratères, territoires secs et désolés (Branigan, 1965). Il semble que le visage martien s'apparente bien plus à celui de la Lune qu'à celui de la Terre (voir Figure 1.2) ! La technique de radio-occultation utilisée pour la première fois permet enfin de révéler la valeur de la pression atmosphérique : il s'agit de moins de 7 mbar, bien moins que ce qui avait été estimé. Les mesures de la pression partielle de CO₂ estimées par Spinrad et al. (1963) permettent de déduire que l'atmosphère de Mars est composée à 95% de CO₂. Leighton and Murray (1966) remettent au goût du jour l'hypothèse de dépôts saisonniers composés de glace de CO₂ qui se sublimerait au printemps.

Quatre ans plus tard en 1969, quelques jours à peine après les premiers pas de l'Homme sur la Lune, les sondes Mariner 6 et Mariner 7 survolent Mars et transmettent 200 clichés, effectuant ainsi les premières observations de la surface et de l'atmosphère dans l'infrarouge et l'ultraviolet (voir Figure 1.3). Bien que les photographies montrent de nouveau majoritairement les anciens terrains de l'hémisphère sud, on distingue aussi le bord glacé de la calotte saisonnière sud. La température des dépôts saisonniers est estimée à 150 K, soit la température de la glace de CO₂ en équilibre avec son gaz à ces faibles pressions atmosphériques (Neugebauer et al., 1969, 1971). Herr and Pimentel (1969) confirment également que ces mêmes dépôts saisonniers sont composés de glace de CO₂ et révèlent la présence de nuages de CO₂ dans la haute atmosphère (Herr and Pimentel, 1970). C'est aussi à ce moment-là que le premier Modèle de Circulation Générale martien voit le jour (Leovy and Mintz, 1969).

Mariner 9 est la première sonde à se satelliser autour de Mars, et même autour d'une planète autre que la Terre. A son arrivée le 14 novembre 1971, la planète Mars est au beau milieu d'une énorme tempête globale de poussière, qui voile entièrement sa surface. Après la tempête, la sonde effectue une couverture photographique complète de la surface martienne avec plus de sept mille clichés (voir Figure 1.4). Un nouveau monde est dévoilé : Nyx Olympica est en fait un volcan gigantesque, de plus de 25 km de haut

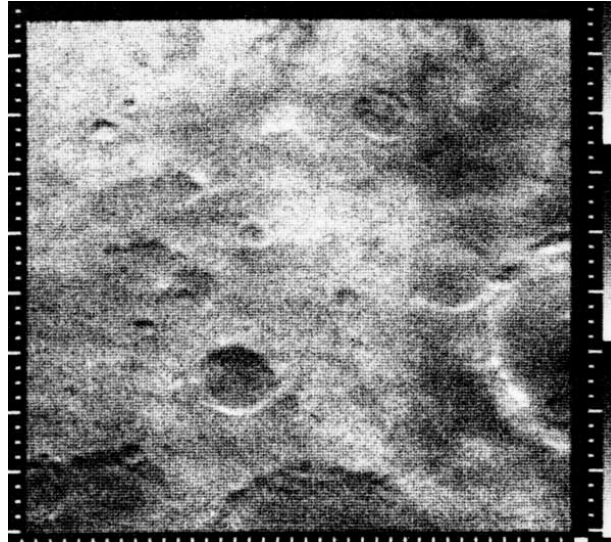


FIGURE 1.2 – Vue des cratères martiens de la Memnonia Fossae (24°S , 169°W) par la sonde Mariner 4. Le large cratère coupé au centre sur la droite de l'image est d'environ 56 km de diamètre. Crédits : NASA/JPL-Caltech.

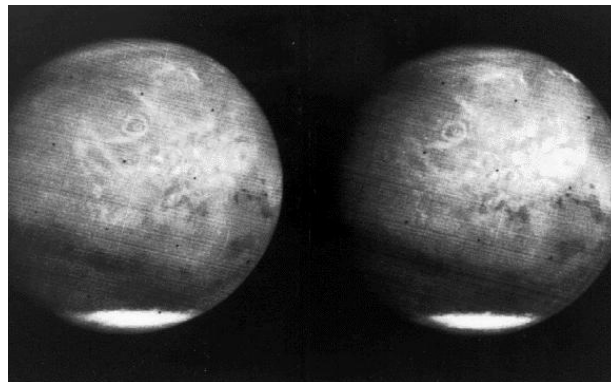


FIGURE 1.3 – Mai 1969, vue de la planète Mars par la sonde Mariner 7 montrant NIX Olympica, plus tard identifié comme un énorme volcan rebaptisé Olympus Mons. Crédits : NASA/JPL-Caltech.

et de 600 km de large, on le renomme Olympus Mons, c'est le plus grand volcan du système solaire. Un canyon de 4800 km de long est découvert, on le nomme Valles Marineris en hommage à la sonde. D'anciens lits de rivières asséchés sont observés et suggèrent que de l'eau liquide a pu exister dans le passé de la planète. L'histoire martienne semble riche de mystères et la planète offre une source inépuisable de découvertes. Durant tout l'hiver et une partie du printemps boréal, la surface, l'atmosphère, les calottes polaires et les nuages sont examinés (dans l'infrarouge thermique avec l'instrument IRIS, dans l'ultra-violet avec l'instrument UVS, et par radio-occultation). La sonde Mariner 9 a sans conteste révolutionné notre conception de la planète rouge.

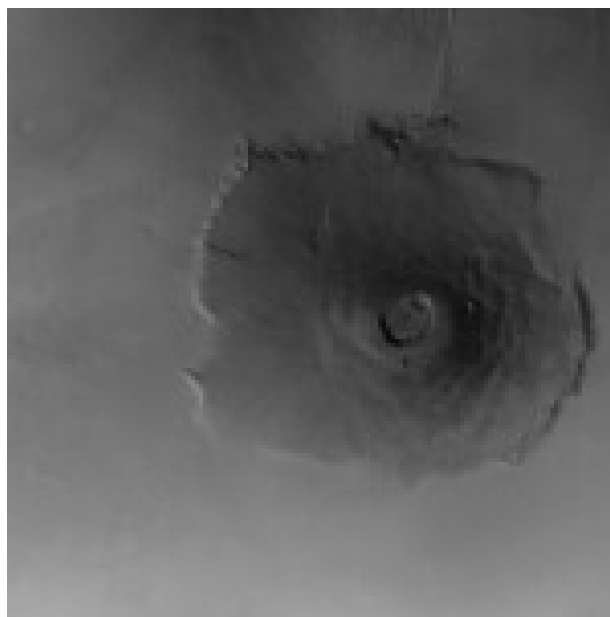


FIGURE 1.4 – Olympus Mons vu par la sonde Mariner 9. Crédits : NASA/JPL-Caltech.

1.2.b Les orbiteurs et atterrisseurs Viking : à l’abordage !

Les 20 août et 9 septembre 1975 deux vaisseaux Viking jumeaux de 3527 kg chacun, composés d’un orbiteur de type Mariner transportant un module d’atterrissage de plus d’une tonne, sont lancés. C’est l’une des missions d’exploration les plus complexes et les plus coûteuses effectuées par la NASA. Le 20 juillet 1976, le module Viking 1 atterrit triomphalement dans la plaine de Chryse Planitia. Le paysage de Mars fait la une des journaux : un panorama désertique aux couleurs orangées, parsemé de rochers et surplombé d’un ciel jaunâtre (voir Figure 1.5). Le 3 septembre 1976, Viking 2 rejoint la surface martienne de l’autre côté de la planète dans la plaine d’Utopia Planitia. Outre révéler le visage martien, l’objectif principal de la mission est de chercher des traces de vie. C’est un non officiel, il n’y a pas de vie sur Mars. Malgré cela, la mission est un franc succès : construits pour durer 90 jours, les modules ne s’interrompent qu’après plus de six ans de bons et loyaux services.

En complément des mesures de composition du sol et de l’atmosphère, les atterrisseurs renvoient des données météorologiques inestimables. Pression atmosphérique, température, vitesse et intensité du vent sont ainsi mesurées jour après jour au cours de leur mission. Ces données sont toujours utilisées aujourd’hui comme référence pour les GCM martiens. En particulier, les variations saisonnières de la pression atmosphérique témoignent du cycle de condensation et sublimation de la glace de CO₂ alternativement sur le pôle nord et sud. Viking 2 est aussi témoin du dépôt de givre de glace d’eau au cours de l’hiver nord (Svitek and Murray, 1990).

Les orbiteurs Viking, qui observent Mars en détail pendant un peu plus d’une année martienne, fournissent eux aussi une quantité importante de données (voir Figure 1.6). Ils rassemblent une paire de caméras capables de fournir des images couleurs grâce à six filtres interchangeable, un radiomètre solaire et infrarouge thermique, l’instrument IRTM (Infrared Thermal Mappers), et un instrument conçu pour cartographier la vapeur d’eau atmosphérique à partir des bandes d’absorption H₂O vers 1.4 μ m, MAWD (Mars Atmospheric Water Detectors). Grâce à IRTM on cartographie l’albédo, la température et l’inertie thermique de toute la surface de Mars. MAWD permet notamment d’identifier un véritable cycle saisonnier de l’eau au sein de l’atmosphère. Les deux instruments confirment également la composition des calottes :

la calotte permanente nord est composée de glace d'eau alors que la calotte permanente sud est composée de CO₂.



FIGURE 1.5 – Première photo en couleur de la surface martienne prise par le lander Viking 1 le 21 juillet 1976. Crédits : NASA/JPL-Caltech.

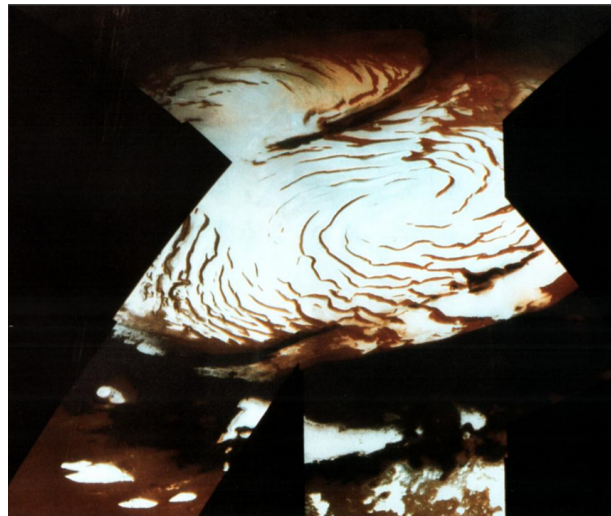


FIGURE 1.6 – Image mozaïque de la calotte polaire nord martienne prise par l'orbiteur Viking. Image extraite de [Zuber et al. \(1992\)](#). Crédits : US Geological Survey in Flagstaff, Arizona.

1.2.c MGS, Mars Pathfinder, Mars Odyssey : une belle moisson de données

La sonde Mars Global Surveyor est lancée en 1996, en même temps que la sonde Pathfinder. MGS se place en orbite en 1997. La mission est un succès : sa durée nominale prévue pour deux ans, elle reste opérationnelle dix ans pendant lesquels elle récolte de très nombreuses et précieuses données. Entre autre, la sonde cartographie le champ de gravité de la planète, les anomalies magnétiques, les propriétés thermiques et minéralogiques du sol. Parmi les instruments à bord de la sonde MGS, dont les données sont

exploitées dans cette thèse, citons notamment l'altimètre laser MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter) qui réalise une carte complète et précise ($1/64^\circ$ en longitude et $1/32^\circ$ en latitude, (Smith et al., 2001a)) de la topographie martienne (voir Figure 1.7), et le spectromètre TES (Thermal Emission Spectrometer) qui mesure les températures atmosphériques, observe le cycle de l'eau et analyse la couverture nuageuse (Smith et al., 2001b), comme le givre saisonnier aux pôles (Kieffer et al., 2000; Titus et al., 2001), mais aussi le cycle des poussières.

Le 4 juillet 1997 la sonde Mars Pathfinder se pose dans le lit de la vallée de débacle Ares Vallis, dans la région de Chryse Planitia. Mars Pathfinder déploie une station fixe qui contient le premier robot mobile, ou rover, jamais posé sur Mars, Sojourner. Même si elle reste de courte durée, la mission est un succès,

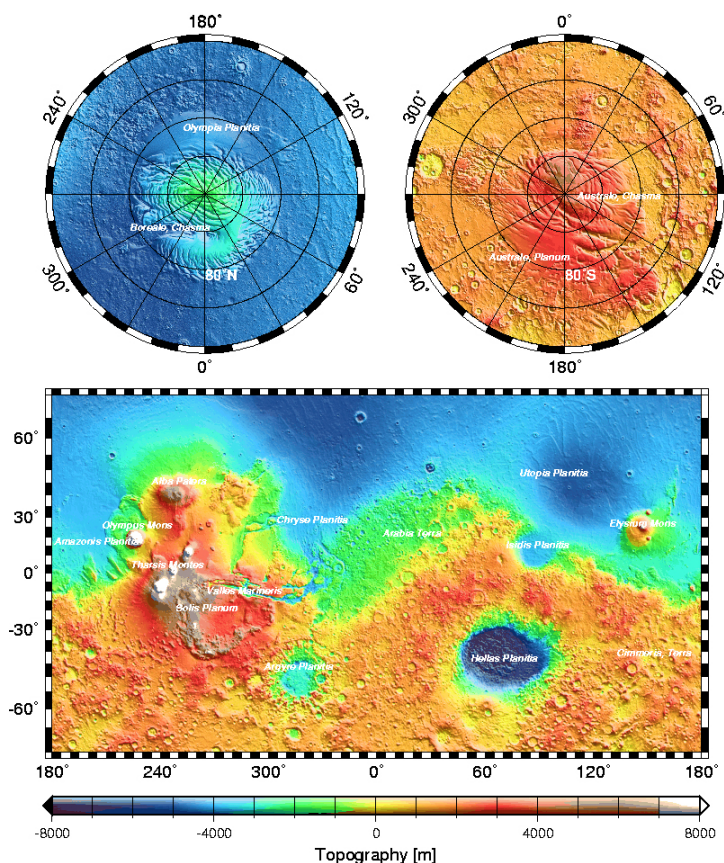


FIGURE 1.7 – Topographie issue des données de l'instrument MOLA à bord de la sonde MGS

technologique et scientifique mais surtout médiatique car c'est la première fois que l'on peut suivre la mission en temps réel dans le monde entier, image à l'appui, grâce à la généralisation d'internet.

Après quelques années de déboires, l'agence américaine lance la sonde Mars Odyssey en 2001. Après 17 ans d'activité, la sonde est toujours opérationnelle. La composition chimique de la surface est déterminée grâce aux spectromètres Gamma et à neutron GRS (Gamma Ray Spectrometer), révélant notamment la présence de glace d'eau dans le premier mètre du sous-sol des régions au-dessus de 60° de latitude (Feldman et al., 2002). Le spectro-imageur THEMIS (Thermal Emission Imaging System) cartographie dans l'infrarouge thermique la géologie martienne à haute résolution (100 mètres par pixel) et complète les observations de TES à bord de MGS. Les données de Mars Odyssey sont également exploitées dans cette thèse (voir Chapitre 5).

1.2.d Mars Express : l'éveil de l'Europe

Le 2 juin 2003, l'Agence Spatiale Européenne (ESA) lance la sonde Mars Express. Le nom fait référence au temps record dans lequel la mission a été élaborée afin de profiter de la fenêtre de lancement. La sonde embarque aussi un petit atterrisseur : Beagle 2. Malgré la perte de communication avec l'atterrisseur, la mission est un franc succès et inscrit définitivement l'Europe parmi les acteurs principaux de l'aventure spatiale.

L'imageur hyperspectral OMEGA (Observatoire de la Minéralogie, de l'Eau, des Glaces et de l'Atmosphère) fournit de précieux résultats quant à la composition du sol martien. Il révèle notamment la présence de phyllosilicates (des argiles) et de sulfates en surface, minéraux caractéristiques de la présence d'eau liquide, ce qui permet de préciser l'histoire de Mars (Bibring et al., 2006). Les calottes polaires et leur évolution saisonnière sont aussi observées avec précision (Langevin et al., 2005, 2007; Douté et al., 2007). Le radar MARSIS (Mars Advanced Radar for Subsurface and Ionosphere Sounding) est le premier radar actif en orbite autour de Mars. Il permet notamment d'estimer l'épaisseur et le volume des calottes permanentes (Plaut et al., 2007), et de montrer qu'au-delà de 50° de latitude, l'équivalent d'une calotte de glace est stocké dans le pergélisol (Mouginot et al., 2010). Le spectromètre SPICAM (Spectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Mars) permet une cartographie et l'analyse des premiers profils verticaux de la vapeur d'eau et de l'ozone, avec une première observation de la mésosphère (70-130 km) (Bertaux et al., 2000; Lebonnois et al., 2006; Fedorova et al., 2006; Montmessin et al., 2017).

La sonde Mars Express est toujours en fonction, et ses données continuent de procurer de nouveaux résultats. Mentionnons par exemple la découverte récente (été 2018) d'un potentiel lac d'eau liquide situé sous la calotte polaire sud avec les données de MARSIS, juste après avoir fêté les quinze ans de la sonde (Orosei et al., 2018).

1.2.e Spirit et Opportunity : tout roule sur Mars

L'année du lancement de Mars Express, la NASA envoie deux rovers à destination de Mars : les Mars Exploration Rovers. Baptisés Spirit et Opportunity, les rovers se posent respectivement le 3 janvier 2004 au fond du cratère Gusev et le 25 janvier 2004 dans la plaine de Meridiani. Les robots géologues brossent, creusent et analysent les roches qu'ils rencontrent. Ils confirment un passé aqueux de la planète. Prévus initialement pour durer 90 jours, leurs performances dépassent toutes les espérances. Spirit parcourt en tout 7,5 km et perd le contact en mars 2010. Opportunity brave les remparts de nombreux cratères et dépasse la distance d'un marathon en mars 2015. Il continue sa course jusqu'en juin 2018, où il est mis en veille à l'approche de la tempête globale de poussière qui va recouvrir entièrement la planète, ainsi que ses panneaux solaires, jusqu'à fin juillet. Depuis le contact n'a pu être rétabli et la NASA fait ses adieux officiels le 13 février 2019.

1.2.f MRO, Phoenix : toujours plus de données

En 2006, la NASA lance la sonde Mars Reconnaissance Orbiter (MRO). Cette sonde emporte 11 instruments de pointe dont la plupart viennent compléter ceux de Mars Express. C'est le cas des instruments CRISM (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars) et SHARAD (Mars SHallow RADar sounder) qui étudient notamment la composition des calottes, comme leurs cousins OMEGA et MARSIS, mais à des résolutions et profondeurs différentes. La caméra MARCI (Mars Color Imager) cartographie les dépôts saisonniers, mais aussi les nuages de glace d'eau et la poussière (Wolff et al., 2010, 2019). Lors de la tempête globale de l'été 2018 elle suit toute l'évolution de la tempête et l'élévation de poussière qui

la génère (voir Figure 1.8). La caméra HiRISE offre un archivage colossal de photographies de la surface martienne à 20 cm de résolution, révélant les traits géologiques les plus exotiques (gullies, Recurrent Slope Lineae...). L'instrument MCS (Mars Climate Sounder) offre des cartes de profils de pouss re et révèle notamment la présence des couches détachées de pouss re. Ces données sont exploitées dans cette thèse. La sonde est toujours en activité aujourd'hui et la NASA souhaite une nouvelle fois prolonger sa durée de vie jusqu'en 2020.

La sonde américaine Phoenix atterrit le 26 mai 2008 à 68  Nord, soit au-delà du cercle arctique martien. L'objectif est de déterminer l'origine de la glace d'eau du sol de la région polaire nord. Muni d'une pelle au bout d'un bras articulé, Phoenix creuse le sol martien et révèle la présence de glace d'eau sous seulement un dixaine de centimètres de dépôt poussiéreux, confirmant ainsi les conclusions de Mars Odyssey (Smith, 2009). Le robot contient aussi un véritable laboratoire miniature qui analyse le sol, et la station météorologique MET (Meteorological Station) qui comprend des capteurs de pression et de température ainsi qu'un lidar.

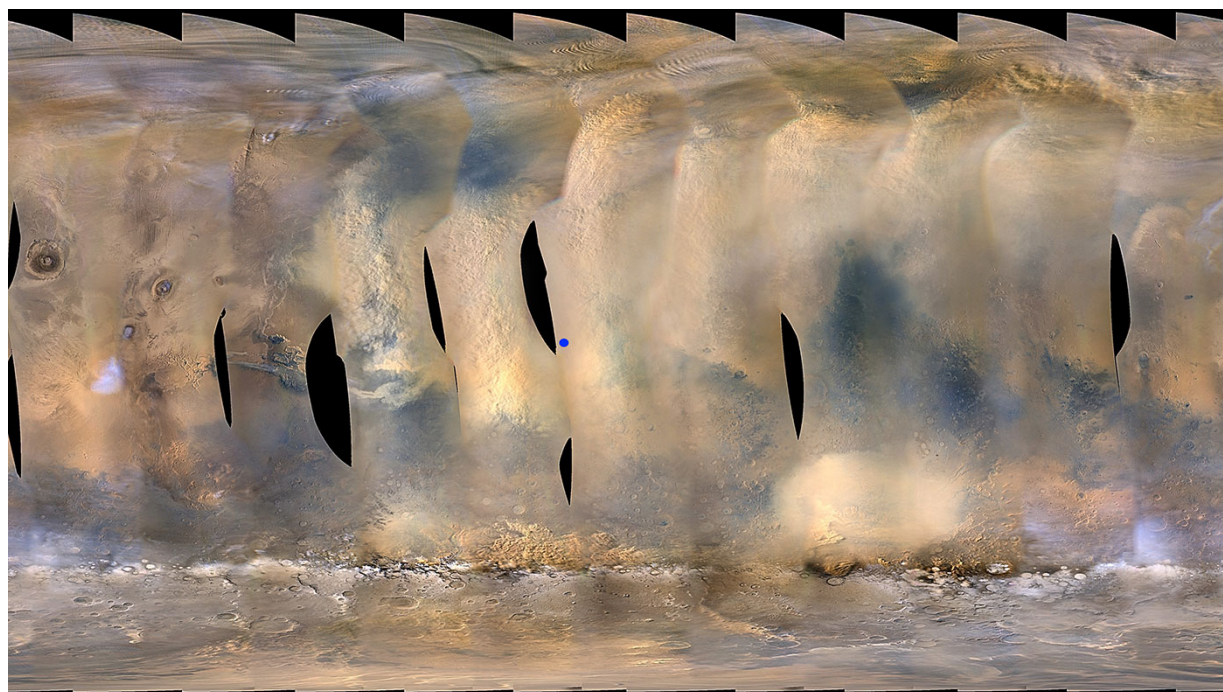


FIGURE 1.8 – Combinaison d'images de l'instrument MARCI à bord de la sonde MRO qui montre la croissance de la tempête globale de pouss re observée le 6 juin 2018. Le point bleu indique la position approximative du rover Opportunity. Credits : NASA/JPL-Caltech/MSSS

1.3 Les missions récentes et les missions futures

1.3.a Curiosity

Le 26 novembre 2011, la NASA lance la sonde MSL (Mars Science Laboratory) qui transporte un rover nommé Curiosity. Le rover se pose sans encombre le 6 août 2012 dans le cratère de Gale. Il se met au travail : comme ses prédécesseurs il s'agit de chercher si l'environnement est ou a été favorable à l'apparition de la vie, d'analyser la composition minéralogique du sol et de collecter une fois de plus des données météorologiques. Curiosity est cinq fois plus lourd que les MERs, ce qui lui permet d'emporter 75 kg de

matériel scientifique, dont deux mini-laboratoires permettant d'analyser les composants organiques et minéraux, ainsi qu'un système d'identification à distance de la composition des roches qui fonctionne avec un laser. Cette fois-ci le rover ne fonctionne pas avec des panneaux solaires mais puise son énergie dans un système de générateur thermoélectrique à radioisotope qui lui permet de rester parfaitement autonome pendant la nuit, ou typiquement en période de tempête de poussière. C'est d'ailleurs ce qui lui vaut son salut face à la tempête globale de poussière de l'été 2018. Encore en pleine forme aujourd'hui, le rover fait route vers le nord vers de nouveaux horizons où il pourra continuer à mener ses recherches et nous ravir de ses multiples selfies aux paysages les plus époustoufflants.

1.3.b Mangalyaan

Le 5 novembre 2013 l'agence spatiale indienne, l'ISRO (Indian Space Research Organisation), entre dans la danse avec le lancement de la sonde MOM (Mars Orbiter Mission), aussi connue sous le nom de Mangalyaan (littéralement « véhicule martien »). MOM se place en orbite le 24 septembre 2014. L'enjeu est avant tout de montrer que l'Inde est capable de pouvoir envoyer un engin hors de l'orbite terrestre.

1.3.c MAVEN

La sonde américaine MAVEN (Mars Atmosphere and Volatile EvolutionN) est lancée le 18 novembre 2013. La sonde a pour vocation d'étudier la haute atmosphère et les mécanismes qui conduisent à l'échappement de l'atmosphère martienne. Le vent solaire semble être à l'origine de cet échappement : les flots de particules ionisées émis en permanence par le soleil bombardent l'atmosphère de Mars et chassent peu à peu les éléments qui la constituent. Le spectromètre de masse NGIMS (Neutral Gas and Ion Mass Spectrometer) à bord de la sonde mesure avec grande précision les densités des composants de la haute atmosphère martienne. Ces données sont notamment utilisées dans cette thèse pour étudier les ondes de gravité qui seront décrites dans le Chapitre 5.

1.3.d TGO

L'Europe, en collaboration avec l'agence russe Roscosmos, élabore le programme ExoMars. Une première partie consiste à envoyer un orbiteur, la sonde TGO (Trace Gas Orbiter), accompagné du module d'atterrissage EDM (Entry, Descent and Landing Demonstrator) devant servir de démonstrateur pour la deuxième partie de la mission qui vise à faire atterrir un rover à la surface.

La sonde ExoMars 2016 est lancée le 14 mars 2016 et arrive à destination le 19 octobre 2016. La mise en orbite de TGO se déroule parfaitement, mais on ne peut pas en dire autant de l'atterrissage du module dont on perd le signal après les fameuses "sept minutes de terreur". On apprend par la suite que le module s'est écrasé, lui et la plate-forme Schiaparelli qu'il contenait. Bien que l'enjeu de cette première partie de la mission était surtout la mise en orbite de la sonde TGO, le raté de l'atterrissage déçoit terriblement les ingénieurs impliqués. Du côté scientifique c'est aussi une perte d'instruments novateurs. En effet, la petite station météorologique DREAMS (Dust Characterisation, Risk Assessment, and Environment Analyser on the Martian Surface), conçue pour durer seulement 3 jours martiens, contenait notamment MicroARES (Atmospheric Radiation and Electricity Sensor), un capteur d'électrification atmosphérique qui devait mesurer les charges électriques portées par la poussière en suspension dans l'atmosphère. Une première dans l'étude de l'environnement martien. La station météorologique contenait aussi des capteurs de vents, d'humidité, de pression, de température. La perte est rude mais cette fois-ci elle n'est pas vaine, car, contrairement au cas de Beagle 2, les données de descente sont parfaitement enregistrées et recueillies et font l'objet d'une enquête précise. On détermine quelques mois plus tard la cause de l'accident. L'ESA

doit tirer les leçons de cet échec et fait tout pour maintenir la suite du programme, déjà repoussée de 2018 à 2020.

Le satellite TGO a pour objectif principal d'étudier l'atmosphère et en particulier les gaz présents à l'état de traces dans l'atmosphère martienne. TGO commence sa mission scientifique au printemps 2018 après un an « d'aérofreinage » qui a transformé son orbite initiale très elliptique, parcourue en quatre jours, en une orbite circulaire parcourue en deux heures. L'instrument ACS (Atmospheric Chemistry Suite) comprend les trois spectromètres infrarouge NIR (near-infrared), MIR (mid-infrared) et TIRVIM (thermal-infrared) ([Korablev et al., 2018](#)). L'équipe du LMD, en étroite collaboration avec le LATMOS, travaille à l'exploitation de ces données, notamment dans le cadre du développement de leur assimilation au GCM en complément des données de l'instrument MCS à bord de MRO dont l'orbite couvre des heures locales complémentaires (assimilation de données par Roland Young et traitement des données par Sandrine Guerlet).

Une des principales découvertes actuelles de TGO résultant des premières analyses de données est l'absence de méthane mesuré au sein de l'atmosphère ([Korablev et al., 2019](#)). Cette mesure va à l'encontre de celles effectuées par Curiosity, qui avaient alors donné l'espoir de l'existence d'un mécanisme générateur de méthane, et potentiellement synonyme de l'intervention de matière bio-organique. ([Mumma et al., 2009](#); [Webster et al., 2015, 2018](#)). Le débat se fait encore plus animé par les mesures récentes de Mars Express confirmant par ailleurs la présence de méthane aux alentours de Curiosity dans le cratère de Gale ([Giuranna et al., 2019](#)). La coexistence de ces analyses reste un mystère complet loin d'être élucidé.

1.3.e InSight

La mission américaine InSight (Interior Exploration using Seismic Investigations, Geodesy and Heat Transport) est lancée avec succès le 5 mai 2018. Elle arrive à bon port le 26 novembre 2018. Encore une victoire pour la NASA : l'atterrissage galvanise les foules, surtout ici en France, car le sismomètre français, SEIS (Seismic Experiment for Interior Structure), est la vedette du cargo. Depuis le 2 février 2019, l'instrument est prêt pour commencer ses devoirs scientifiques et c'est un succès. Depuis, les premiers séismes martiens ont été mesurés et les premiers résultats ont été présentés aux récentes conférences. Il y a aussi l'instrument allemand HP3, un pénétrateur capable de mesurer le flux de chaleur qui s'échappe de l'intérieur de la planète. Le sol martien doit être sondé sur une profondeur de 5 mètres grâce à un pénétrateur mécanique autopropulsé. De ce côté les scientifiques sont moins chanceux car peu après avoir commencé sa percée dans le sol martien, la "taupe" (surnom donné au pénétrateur) se trouve coincée à une trentaine de centimètres en-dessous de la surface. Les ingénieurs redoublent d'ingéniosité pour trouver la raison de ce blocage et comment y remédier.

L'équipe du LMD est impliquée dans la mission, notamment dans la caractérisation de l'atmosphère pour préparer l'EDL (pour Entry Descent and Landing, la phase d'atterrissage), mais aussi dans l'exploitation des données de la petite station météorologique APSS, entièrement équipée pour faire la mesure des températures, de la pression et des vents près de la surface ([Spiga et al., 2018](#)) dont on a très peu de données.

1.3.f ExoMars 2020

En 2020, se profile un gros embouteillage aux portes de l'orbite martienne : pas moins de quatre missions, de cinq agences spatiales différentes se préparent.

Initialement prévue pour 2018, la deuxième partie de la mission russo-européenne ExoMars sera lancée en juillet 2020 pour atterrir sur Mars en mars 2021. Cette mission comprend l'atterrissage d'une plateforme russe, à bord de laquelle se trouve un rover de 310 kg développé par l'ESA. La plateforme

d'atterrissage équipée d'instruments russes et européens prendra des mesures de son environnement pendant une année martienne (687 jours terrestres).

Le rover sera équipé de 9 instruments scientifiques dédiés à l'étude et l'analyse du sol. Il emporte notamment une foreuse capable de prélever une carotte de sol jusqu'à 2 mètres de profondeur, et un laboratoire miniature, la suite Pasteur, capable d'analyser l'échantillon. Au sein de ce laboratoire, le CNES et des laboratoires français ont la responsabilité des instruments MicrOmega (Microscope Infrarouge et Visible), un spectromètre réalisant des images dans le visible et l'infrarouge pour les études minéralogiques des échantillons prélevés ; WISDOM (Water Ice and Subsurface Deposit Observation on Mars), un radar pour étudier le proche sous-sol afin d'en caractériser la structure. La France contribue également au développement de trois autres instruments placés sous la responsabilité d'autres pays membres de l'ESA : MOMA (Mars Organic Molecule Analyser), un chromatographe en phase gazeuse qui ciblera les marqueurs biologiques, RLS (Spectroscopie Laser Raman), pour établir la composition minérale et identifier les pigments organiques, et CLUPI (CLose-UP Imager on ExoMars), un système de caméra pour acquérir des images haute-résolution en couleur des roches, affleurements, résidus de forage et échantillons issus du forage.

Le 9 novembre 2018, Oxia Planum est retenu comme le futur site d'atterrissage pour la mission. Le choix du site d'atterrissage fait l'objet d'un long processus de sélection qui implique des arguments d'intérêt scientifique, mais aussi de faisabilité technologique. Le débat est ardu, chaque équipe scientifique défendant le site d'atterrissage qu'elle a elle-même sélectionné après une longue phase d'étude. C'est pourtant les ingénieurs qui ont le dernier mot quant à l'accessibilité du site. Après deux ans de réunions et de délibération, c'est finalement le site Oxia Planum qui est retenu parmi les quatre finalistes dont Mawrth Vallis, Aram Dorsum et Hypanis Vallis. En tant qu'ingénieure de recherche j'ai débuté au LMD en 2015 par le travail de caractérisation de l'atmosphère martienne sur chacun de ces quatre sites, aux conditions d'atterrissage initiaux de 2018 et ceux de 2020 en collaboration avec l'équipe de Thales Alenia Space Italy responsable de l'EDL (Entry Descent and Landing), soit la séquence d'atterrissage. Bien que ce travail ne soit pas présenté dans le cadre de cette thèse, il m'a permis de faire connaissance avec cette fascinante planète et a sans aucun doute contribué à mon désir de continuer dans cette voie.

Le 7 février 2019 le nom du rover a été officialisé : Rosalind Franklin, en l'honneur de la physico-chimiste britannique qui a oeuvré pour la découverte de la structure de l'ADN.

1.3.g Mars 2020

La NASA prévoit d'envoyer un nouveau rover sur Mars pendant la fenêtre de lancement de juillet 2020, avec un atterrissage prévu en février 2021. Hormis son instrumentation scientifique, le rover est pratiquement une copie de Curiosity. Le principal objectif de la mission est la collecte d'échantillons du sol martien qui devraient être ensuite retournés sur Terre. Il emporte aussi un hélicoptère expérimental, MHS (Mars Helicopter Scout), capable de s'élever à 3 mètres de hauteur. Le site d'atterrissage est le cratère Jezero.

1.3.h Emirates Mars Mission

Les Emirats Arabes Unis font leur apparition sur la scène spatiale. La mission EMM (Emirates Mars Mission) comprend le lancement d'un orbiteur baptisé « Hope » qui contient une caméra météorologique, un spectromètre infrarouge et un spectromètre ultraviolet. Les objectifs sont l'étude de l'échappement de l'atmosphère, l'étude des échanges entre les couches inférieure et supérieure de l'atmosphère martienne, et l'observation des variations journalières et annuelles de l'atmosphère. L'équipe du LMD est impliquée dans l'aide à la réalisation de cette mission, et j'ai pu assister à une des réunions de préparation ayant eu lieu à Paris dans nos locaux. Mentionnons que l'équipe Emirati de conception et de supervision de la mission

est majoritairement féminine, au contraire des équipes américaines et européennes. Une grande première dans l'histoire spatiale de l'Humanité, qui n'est pas sans matière à réflexion pour les pays occidentaux...

1.3.i HX-1

Forte de la réussite de ses missions lunaires Chang-e, la Chine se tourne elle aussi vers Mars et prépare la mission HX-1 qui projette d'envoyer en été 2020 un orbiteur et un rover. Tous deux devraient être mis en orbite par le nouveau lanceur lourd chinois Longue Marche 5. Les responsables prévoient également à cette date une mission de retour d'échantillons martiens à l'horizon 2030. Deux sites d'atterrissage sont envisagés : Chryse Planitia et Isidis Planitia.

2 Un nouveau monde, un nouveau climat

2.1 Caractéristiques de la planète Mars

On dit souvent de Mars qu'elle est la petite soeur de la Terre. Petite parce qu'elle fait environ la moitié de sa taille, soeur parce qu'on pense qu'elle a connu une histoire similaire à celle de la Terre, bien que les planètes aient toutes deux suivi des chemins d'évolution très différents.

Mars est la quatrième planète du système solaire. Elle possède deux petites lunes : Phobos et Deimos. Son atmosphère est composée majoritairement de dioxyde de carbone et bien que celle-ci soit ténue, avec une pression atmosphérique presque cent fois plus faible que celle de la Terre, elle possède un climat complexe. La durée d'un jour martien, ou d'un « sol », est très proche de celle d'un jour terrestre : 24 heures et 40 minutes. Une année martienne dure à peu près deux fois une année terrestre, soit 688.6 sols ou 687 jours terrestres. Son obliquité, c'est-à-dire l'inclinaison de son axe de rotation par rapport à son plan orbital, est de 25.19° , soit très proche de celle de la Terre de 23.44° . Tout comme sur Terre il y a donc des saisons sur Mars, c'est-à-dire une variation du climat martien en fonction de l'orientation de la planète vers le soleil selon sa position sur son orbite.

Contrairement à celui de la Terre, le cycle saisonnier martien est très dissymétrique et ceci s'explique par l'excentricité de son orbite. En effet les planètes suivent des orbites dont le caractère elliptique autour du Soleil peut être plus ou moins marqué. Ainsi l'orbite terrestre est quasiment circulaire, c'est-à-dire qu'elle possède une excentricité de seulement 1 %, alors que l'orbite martienne est assez elliptique avec une excentricité de 9 % (voir Tableau 1.1). L'aphélie de la planète, soit le point de son orbite le plus éloigné du Soleil, coïncide à peu près avec le début de l'été dans l'hémisphère nord. À l'inverse, le périhélie, soit le point de son orbite le plus proche du Soleil, coïncide à peu près avec le début de l'été dans l'hémisphère sud. Selon cette configuration et en vertu des lois de Kepler, l'été nord est donc plus long que l'été sud, mais celui-ci est plus intense, tandis que l'hiver sud est plus long et plus froid que l'hiver nord. Pour se repérer sur une année martienne, les planétologues utilisent ce qu'ils appellent la longitude solaire. La longitude solaire (L_s) est l'angle parcouru par la planète sur son orbite par rapport à une position de référence, $L_s = 0^\circ$, placée arbitrairement à l'équinoxe de printemps de l'hémisphère nord. On peut découper une année martienne en mois comme on le fait pour la Terre qui correspondent chacun à 30° de L_s parcourus, mais ne font pas la même durée. La différence d'intensité et de durée des saisons a une influence directe sur le climat martien, en particulier, sur les trois principaux cycles qui le caractérisent : le cycle du CO_2 , le cycle de l'eau et le cycle des poussières (voir Sections suivantes).

Tout comme pour la Terre, la rotation rapide de Mars implique que son atmosphère est dominée par l'équilibre géostrophique, c'est-à-dire que les forces du gradient de pression s'opposent principalement à la force de Coriolis. On y observe une circulation atmosphérique avec une ou plusieurs cellules de Hadley, selon les saisons, qui redistribuent l'énergie de l'équateur vers les pôles. Comme évoqué plus haut, la pression atmosphérique martienne est près de deux ordres de grandeur plus faible sur Mars que sur Terre. Cette fine atmosphère, associée à un sol aride essentiellement recouvert de poussière, par opposition à la présence d'océans sur Terre, lui confère une réaction très intense et rapide au forçage radiatif. C'est pourquoi le climat martien est qualifié d'hypercontinental. En effet les variations diurnes de température de surface sont typiquement de l'ordre de 100 K.

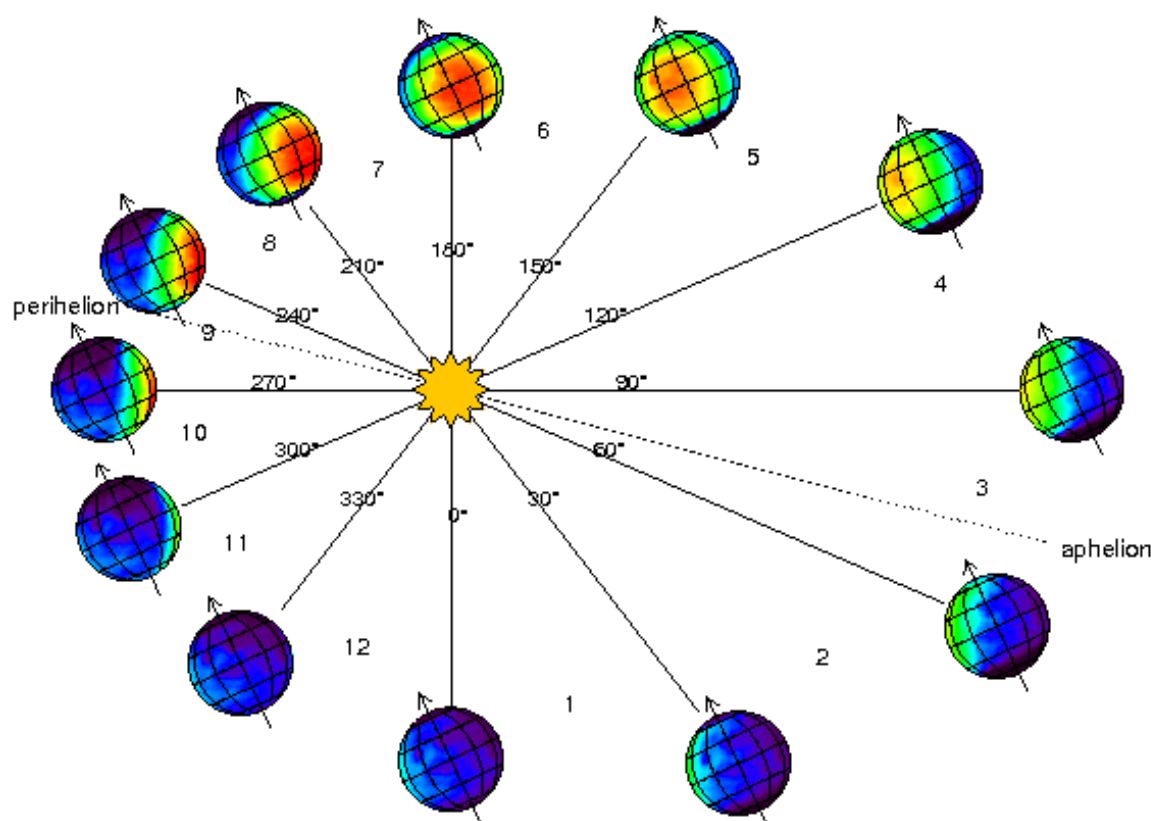


FIGURE 1.9 – Représentation de l’orbite martienne et la Longitude Solaire (Ls). Extrait de la version web de la MCD.

2.2 Le cycle du CO₂

2.2.a Cycle saisonnier

Comme évoqué précédemment, l’atmosphère de Mars est composée à 95 % de CO₂ (Owen et al., 1977; Mahaffy et al., 2013). Les températures très basses régnant sur le globe martien ($\sim 145\text{ K}$, soit $\sim -130^\circ$) permettent à ce CO₂ de se condenser à 4 mbar. En effet, les fameuses calottes polaires observées depuis la Terre et longtemps prises pour des glaciers composés d’eau, sont majoritairement constituées de glace de dioxyde de carbone. Un simple modèle d’équilibre d’énergie suffit à Leighton and Murray (1966) pour prouver que la composition majeure de ces calottes ne peut physiquement être de l’eau. La proposition du dioxyde de carbone comme composant principal fut par ailleurs confirmée par les observations des sondes Mariner (Neugebauer et al., 1971).

Le modèle d’équilibre d’énergie de Leighton and Murray (1966) constitue encore aujourd’hui la base des modèles d’analyse du cycle de CO₂ martien, qui s’évertuent à reproduire les échanges de CO₂ entre l’atmosphère et la surface. La quantité de CO₂ condensée et sublimée tout au long de l’année est régie par l’équilibre entre les différentes sources et puits de masse et d’énergie : ils incluent l’ensoleillement, les pertes radiatives vers l’espace, la chaleur latente principalement dégagée lors de la condensation et sublimation de la glace de CO₂, le stockage de chaleur pendant l’été au sein du régolithe, ainsi que le transport et le stockage d’énergie et de masses. L’albédo, l’émissivité et l’inertie thermique de la surface

	Mars	Terre
Rayon équatorial	3396 km	6378 km
Périhélie	1.38 UA	0.98 UA
Aphélie	1.68 UA	1.02 UA
Excentricité	0.093	0.017
Obliquité	25°19''	23°44''
Période de rotation (en jour terrestre)	24h 39min 35s	24h
Période de révolution (en jours terrestres)	687	365.25
Pression de surface	aéroïde : 610 mbar	niveau de la mer : 1 bar
Température de surface	nuit polaire : 142 K, équateur le jour : 300 K	de 190 K à 320 K
Hauteur d'échelle atmosphérique	11 km	8 km
Pesanteur à l'équateur	3.72 m.s ⁻²	9.78 m.s ⁻²
Flux solaire à l'aphélie	482 W.m ⁻²	1316 W.m ⁻²
Flux solaire au périhélie	714 W.m ⁻²	1408 W.m ⁻²
Composition de l'atmosphère	CO ₂ (96 %), Ar (2 %), N ₂ (1.9 %) (Mahaffy et al., 2013)	N ₂ (78 %), O ₂ (21 %)

TABLE 1.1 – Tableau comparatif des principales caractéristiques de Mars et de la Terre

dans les régions polaires ont bien sûr également une influence sur le cycle du CO₂.

La condensation et sublimation saisonnière du CO₂ aux pôles contrôle la circulation atmosphérique à l'échelle globale de la planète et constitue un élément clé du climat martien ([Hourdin et al., 1993](#); [Forget et al., 1998](#)). L'hiver, c'est un immense manteau blanc et carbonique qui vient recouvrir les régions polaires. Ce manteau peut s'étendre du pôle jusqu'à 50 ° de latitude ([James et al., 1992](#)). Pendant l'hiver sud, c'est littéralement 30 % de l'atmosphère qui se solidifie, produisant une nette chute de pression ([Tillman et al., 1993](#)), contre environ 15 % pendant l'hiver nord. La dissymétrie observée entre la condensation des calottes Nord et Sud est la conséquence d'un hiver Sud plus long dû à l'excentricité de l'orbite martienne.

2.2.b Les calottes polaires : réservoirs de CO₂ solide

Le CO₂ impliqué dans le cycle saisonnier décrit plus haut trouve sa source d'une part dans l'atmosphère, mais également dans les réservoirs solides que constituent les calottes polaires saisonnières Nord et Sud. L'excentricité de l'orbite martienne permet également d'expliquer la différence de composition des calottes permanentes de glace. Car lorsque l'été Sud commence, la glace carbonique se sublime, mais pas totalement. Une petite pastille blanche de 300 km de diamètre de glace de CO₂, dite « résiduelle », apparaît et reste en place toute l'année, même pendant l'été très intense. Au pôle Sud demeure alors un réservoir de glace de CO₂ qui reste à l'endroit le plus froid de la planète. Au Nord en revanche la situation est autre, lorsque le manteau blanc de CO₂ se retire, c'est une calotte permanente d'une autre nature qui se révèle : une calotte composée à majorité de glace d'eau (voir Section suivante). Elle n'a jamais le temps de se sublimer complètement, car sa pression de vapeur saturante est beaucoup plus élevée que celle du CO₂.

2.2.c Les nuages

La présence de CO₂ à la surface se produit soit par condensation directe de l'atmosphère en surface, soit par chute de neige carbonique, condensée plus haut dans l'atmosphère sous forme de nuages de glace de CO₂ (Pollack et al., 1990). Contrairement aux nuages de glace d'eau qui auront tendance à augmenter l'émissivité de l'atmosphère et à réchauffer la surface par radiation infrarouge, les nuages de CO₂ ont une faible émissivité, tout comme la neige qu'ils déposent à la surface, et réduisent les pertes radiatives vers l'espace (Forget et al., 1995). Ces nuages sont moins fréquemment observés que les nuages de glace d'eau. La condensation du CO₂ atmosphérique nécessite l'occurrence de températures extrêmement basses qui sont atteintes dans la nuit polaire, et à des plus basses latitudes dans la mésosphère vers 60-70 km d'altitude (Schofield et al., 1997; Montmessin et al., 2006; Forget et al., 2009). Ces "poches froides" apparaissent a priori le plus souvent sous l'effet de la propagation d'ondes de gravité se propageant dans la haute atmosphère (Spiga et al., 2012).

2.3 Le cycle de l'eau

2.3.a Cycle saisonnier

Bien que l'eau transportée ne corresponde au plus qu'à quelques dizaines de $\text{pr-}\mu\text{m}^1$, l'atmosphère de Mars présente un véritable cycle hydrologique saisonnier. L'excentricité de l'orbite agit de nouveau sur ce cycle et lui confère une évolution dissymétrique. En effet, la source principale d'eau de la planète se trouve essentiellement au pôle Nord, sous forme d'un réservoir de glace quasi-permanente. Pendant l'été Nord, moins poussiéreux et plus froid que l'été Sud, l'eau déversée dans l'atmosphère par la sublimation de la calotte est transportée par la branche ascendante de la cellule de Hadley vers les tropiques. Pendant l'été Sud, la majorité de la glace d'eau accumulée pendant l'hiver sous forme de givre aux hautes latitudes se sublime pour retourner au pôle Nord, tandis qu'une partie demeure cependant, piégée par la glace carbonique permanente qui y maintient la température en-dessous de celle de la condensation de l'eau (-130°), on parle alors de piège froid pour l'eau. Cependant, on pense qu'il n'en a pas toujours été ainsi, sinon l'eau aurait déjà été complètement absorbée par le piège froid de CO₂, alors qu'on observe un cycle de l'eau encore intense et répétable aujourd'hui. Il y a des milliers d'années, lorsque l'excentricité de Mars était différente avec un périhélie situé à environ 90° au lieu de 270° comme aujourd'hui, la situation a pu être inversée.

2.3.b La glace du sous-sol martien : Calottes et pergélisol

La calotte polaire Nord, principal réservoir de glace d'eau, présente une structure en couches composées en majorité de glace d'eau mais aussi de dépôts de poussière stratifiés (Grima et al., 2009). Ces "North Polar Layered Deposits" (NPLD) sont associés à différents épisodes d'accumulation correspondant à des périodes d'obliquité différentes de la planète (Phillips et al., 2008). Outre la calotte polaire Nord, plusieurs mesures instrumentales révèlent que Mars emprisonne beaucoup d'eau dans son sous-sol, et confirment l'existence d'un pergélisol martien qui s'étend sous la surface martienne des pôles jusqu'à des latitudes aussi basses que 40° (Mitrofanov et al., 2002, 2007).

2.3.c Les nuages

C'est seulement depuis peu qu'on reconnaît le rôle primordial des nuages de glace d'eau sur les variations de température au sein de l'atmosphère martienne. En effet, malgré la quantité faible de vapeur

1. Un $1 \text{ pr-}\mu\text{m} = 1 \text{ g.m}^{-2}$ correspond à un micron précipitable, c'est-à-dire l'épaisseur en micromètres qu'aurait la glace d'eau issue de la précipitation de la vapeur d'eau présente dans la colonne d'atmosphère à la surface de la planète

d'eau mise en jeu dans l'atmosphère, les conditions de faible température et de faible pression sont très propices à sa condensation et favorisent l'apparition de nuages. Outre la ceinture nuageuse de l'aphélie ("aphelion cloud belt") qui apparait pendant l'été de l'hémisphère Nord dans les tropiques (Clancy et al., 1996), ils se forment de façon systématique aux abords des pôles pendant l'hiver, mais aussi au-dessus des hautes montagnes telles qu'Olympus, Arsia et Elysium Mons, par refroidissement adiabatique. Les nuages sont une composante essentielle de la météorologie et du climat martien : leurs propriétés radiatives, i.e. leur capacité à réfléchir ou à absorber les rayonnements, modifient les répartitions thermiques de la planète de manière non négligeable, ce qui a été reconnu tardivement (Madeleine et al., 2012). Leur processus de formation implique directement le cycle de l'eau et le cycle des poussières, puisque la condensation d'eau atmosphérique ne peut avoir lieu que s'il y a présence de noyaux de condensation, en général constitués de grains de poussière. La modélisation des nuages et de leurs effets sur l'atmosphère fait partie des travaux de cette thèse.

2.4 Le cycle des poussières

2.4.a Cycle saisonnier

En 1972 Gierasch and Goody (1972) démontrent que la structure thermique de l'atmosphère martienne ne peut être correctement décrite par l'effet radiatif du CO₂ seul mais doit prendre en compte la contribution de la poussière. Présente partout et en grande quantité, la poussière joue un rôle majeur dans le transfert radiatif et donc dans la circulation globale de l'atmosphère. En effet, la poussière absorbe et diffuse efficacement l'énergie radiative aux longueurs d'onde visibles, ce qui entraîne le chauffage de la poussière elle-même, ainsi que de l'atmosphère dans laquelle elle est en suspension. Aux longueurs d'onde infrarouge thermique, la poussière émet et absorbe efficacement dans la bande à 9 μm du silicate et refroidit ou chauffe localement l'atmosphère, selon les conditions environnantes (Toon et al., 1977; Pollack et al., 1979, 1990). La source principale de cette poussière provient du sol qui en est recouvert. Tout comme le CO₂ et l'eau, la poussière est soumise à un cycle saisonnier très marqué que l'on peut grossièrement diviser en deux saisons, l'une dite claire, lors du printemps et de l'été de l'hémisphère Nord, avec une opacité faible de 0.2 en moyenne dans le domaine des longueurs d'onde visible, et l'autre appelée saison des tempêtes, qui s'active lors de l'automne et l'hiver de l'hémisphère Nord et durant laquelle l'opacité de poussière peut atteindre 10. Une étude plus poussée de ce cycle révèle aussi un comportement systématique : la pause du solstice d'hiver Nord décrite notamment par (Lewis et al., 2016; Mulholland et al., 2016).

2.4.b Les tempêtes

On distingue plusieurs échelles de tempêtes de poussières sur la planète Mars : locale, régionale et globale. Les tempêtes locales sont des tempêtes qui s'étendent sur plus de 10² km² (Cantor et al., 2001) et naissent de l'effet de convection intense qui a lieu en été. Les tempêtes régionales s'étendent sur plus de 1.6 $\times 10^6$ km² (Cantor et al., 2001) et caractérisent la saison des tempêtes identifiée pendant l'hiver de l'hémisphère Nord, parallèlement à l'été très intense de l'hémisphère Sud. Les tempêtes dites globales sont beaucoup plus rares et leur origine demeure à ce jour encore inconnue. La première est observée en détail depuis la Terre en 1956 (Kuiper, 1957), événement qui servira plus tard à fixer la convention d'un décompte des années martiennes, ou « Mars Years », avec le MY1 fixé précisément au 11 avril 1955 de façon à débiter l'année, soit poser Ls=0°, à l'équinoxe de printemps (Clancy et al., 2000). La sonde Mariner 9 observe une tempête globale dès son arrivée autour de Mars en 1971. La planète est alors recouverte d'un voile orangé uniforme qui ne laisse nulle part transparaître la surface. Il faut plusieurs semaines avant qu'il s'estompe. Ce phénomène se reproduit en 1977, 1983, 2001, 2007, puis récemment,

comme évoqué dans les Sections précédentes, en 2018. Les huit sondes en orbite autour de Mars, et leurs instruments novateurs et performants, tels que MAVEN et bien sûr TGO, apportent alors de nouveaux éléments très précieux pour poursuivre l'étude du déclenchement de cette toute dernière tempête globale.

2.4.c Dust devils

On appelle « dust devils » des vortex entraînant de la poussière. Un vortex est une petite tornade qui naît d'un événement convectif intense et localisé (Spiga et al., 2016). Ces dust devils peuvent naître aux heures chaudes sur l'ensemble du globe martien et parcourir des centaines de km. Ils peuvent être observés par les orbiteurs. Parfois c'est leur ombre qui impressionne le plus vue de l'espace, mais surtout leur marque laissée en balayant le sol martien, une immense traînée sombre semblable à une toile d'araignée (voir Figure 1.10). Ce sont des dust devils qui plus d'une fois ont nettoyé les panneaux solaires d'Opportunity.

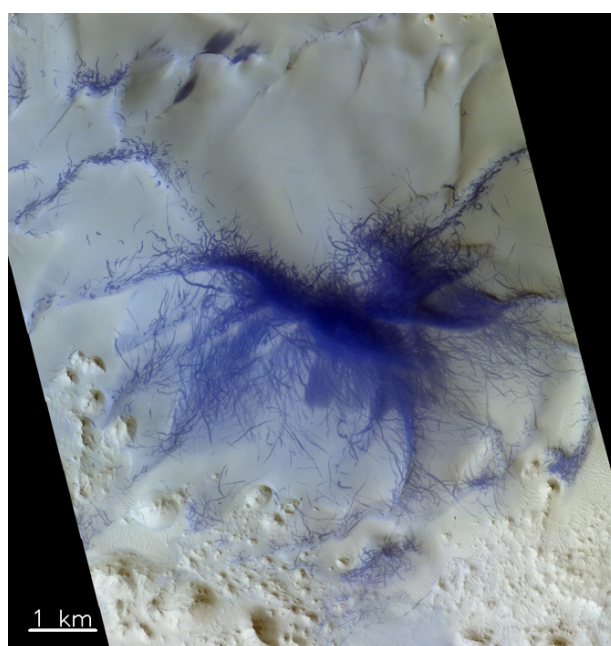


FIGURE 1.10 – Image en fausses couleurs vue par l'instrument CaSSIS (Colour and Stereo Surface Imaging System) à bord de la sonde TGO (14/03/2019). Cette structure en forme d'araignée est soupçonnée d'être la trace laissée par le passage d'un ou plusieurs « dust devils ». Crédits : ESA/Roscosmos/CaSSIS

2.4.d Couches détachées

Les premières estimations de la distribution verticale de poussière suggéraient une répartition uniforme près de la surface, puis décroissante en fonction de la pression jusqu'en haut de l'atmosphère. C'est ce type de prescription verticale de la poussière qui est alors utilisé dans les modèles, basé sur le profil développé par Conrath (1975). Cependant, McCleese et al. (2007), McCleese et al. (2010), Heavens et al. (2011b) et Heavens et al. (2011a), à l'aide des observations de l'instrument MCS (Mars Climate Sounder) à bord de la sonde MRO (Mars Reconnaissance Orbiter), révèlent l'existence de pics de la valeur du rapport de mélange de poussière entre 15 à 25 km d'altitude apparaissant majoritairement dans les tropiques durant le printemps et l'été nord. Heavens et al. (2014) montrent également que certains pics

peuvent atteindre de bien plus hautes altitudes durant ces mêmes saisons au-dessus des hautes topographies. Ces observations ont été confirmées par la suite par les travaux de [Smith et al. \(2013\)](#) basés sur les mesures au limbe de l'instrument CRISM (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars) à bord de la sonde MRO et par [Guzewich et al. \(2013\)](#) à l'aide des mesures au limbe de l'instrument TES (Thermal Emission Spectrometer) à bord de la sonde MGS, qui, outre les couches détachées présentes au milieu de l'atmosphère, suggéraient la présence de détachements de poussière supplémentaires situés entre 50 et 60 km. Ces « upper dust maximum » n'ont par ailleurs pas été confirmés par les observations de MCS ([Kleinböhl et al., 2015](#)). Enfin, [Määttänen et al. \(2013\)](#) ont également apporté des preuves de l'existence de ces couches détachées avec les radio-occultations de l'instrument SPICAM (Spectroscopy for the Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Mars) à bord de la sonde Mars Express.

Ces couches de poussière dites « détachées », car largement déconnectées de la surface (voir Figure 1.11), s'éloignent complètement de la prédiction de [Conrath \(1975\)](#) et de celle des calculs des GCMs ([Madeleine et al., 2011](#)), prises comme référence jusqu'alors, qui ne prévoient pas d'augmentation de la concentration de poussière avec l'altitude. La présence de ces couches détachées de poussière, systématiquement observées dans les régions de latitudes tropicales et subtropicales tout au long de l'année martienne, impacte directement la thermodynamique de l'atmosphère et doit être prise en compte dans les modèles. Un des objectifs majeurs de la thèse s'inscrit dans la modélisation de ces couches détachées.

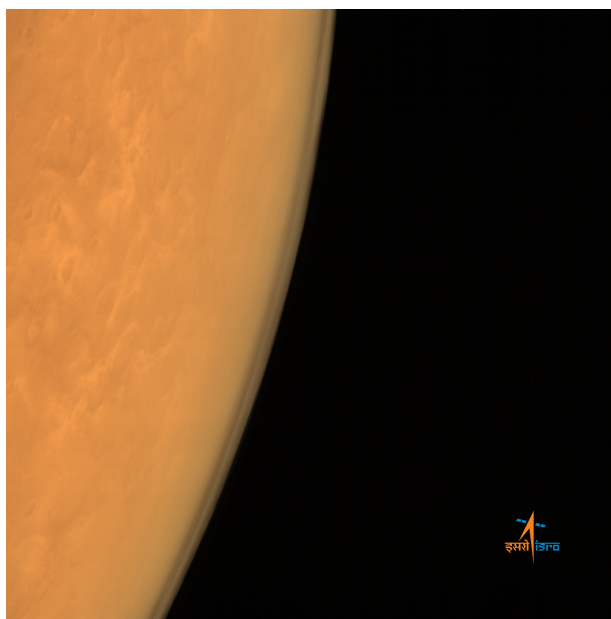


FIGURE 1.11 – Image vue au limbe par la Mars Color Camera à bord de la sonde indienne Mangalyaan : on distingue une couche détachée de poussière au sein de l'atmosphère. Crédits : ISRO/Mars Orbiter Mission/Mars Colour Camera.

3 Modéliser l'atmosphère de Mars

3.1 Les Modèles de Climat Global martiens

Avec l'augmentation du nombre de données sur l'atmosphère martienne, la nécessité de la modéliser pour interpréter physiquement ce qu'on y observe devient incontestable.

Le premier modèle numérique de climat martien est conçu par [Leovy and Mintz \(1969\)](#) à partir d'un modèle terrestre développé à l'Université de Californie à Los Angeles. Le modèle est déjà capable de prédire la condensation atmosphérique du CO₂ et la présence des ondes baroclines transitoires pendant l'hiver aux moyennes latitudes. Ce modèle continue de se développer depuis dans les laboratoires de NASA Ames, améliorant sans cesse la compréhension du climat martien ([Pollack et al., 1981, 1990](#); [Haberle et al., 1993](#); [Barnes et al., 1993, 1996](#); [Murphy et al., 1995](#); [Hollingsworth and Barnes, 1996](#); [Haberle et al., 2003](#)), avec notamment l'ajout de paramétrisations sur le cycle des poussières et les processus de leur soulèvement ([Haberle et al., 1999](#); [Kahre et al., 2006](#); [Nelli et al., 2009](#)), ou encore l'implémentation d'un cycle de l'eau détaillé ([Kahre et al., 2015](#); [Haberle et al., 2019](#)). Un autre GCM martien a été élaboré au Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL) de Princeton et initialement utilisé pour étudier le rôle des marées thermiques ([Wilson and Hamilton, 1996](#)) et l'effet de "polar warming" ([Wilson, 1997](#)). Ce modèle a également servi à étudier le cycle de l'eau de façon approfondie ([Richardson and Wilson, 2002a,b](#); [Hinson and Wilson, 2004](#); [Wilson and Guzewich, 2014](#)). J. R. Wilson qui a largement contribué au développement de ce modèle a maintenant rejoint l'équipe de NASA Ames et contribue au développement actuel de ce modèle. En particulier, le modèle opère une transition vers un nouveau coeur dynamique, passant du "legacy Arakawa C-grid finite-difference dynamical core" au "NOAA/GFDL cubed-sphere finite-volume dynamical core" ([Kahre et al., 2018](#)). Une base de données des simulations de NASA-Ames, Mars-GRAM, continue parallèlement de se développer ([Justus et al., 1997](#); [Justh et al., 2019](#)).

Dans les années 90 un modèle martien européen, voit le jour au sein du Laboratoire de Météorologie Dynamique. Comme son homologue américain, ce modèle est une adaptation d'un modèle terrestre appliqué aux conditions martiennes. Le modèle du LMD est le premier à fournir la simulation complète d'une année martienne avec l'ensoleillement pour seul forçage ([Hourdin et al., 1993, 1995](#)). Les variations saisonnières et transitoires de la pression sont parfaitement reproduites en comparaison des mesures effectuées par les landers Viking ([Hourdin et al., 1995](#); [Forget et al., 1998](#)). Parallèlement, un GCM martien est aussi développé à Oxford dans les années 90. A l'origine il s'agit d'un modèle purement dynamique en collaboration avec Reading University ([Collins and James, 1995](#)) qui sera utilisé pour diverses investigations indépendantes ([Collins et al., 1996](#); [Joshi et al., 1995](#); [Lewis and Read, 2003](#)). Au milieu des années 90, les GCMs du LMD et d'Oxford décident de partager un ensemble commun de la représentation des processus physiques, bien que chaque équipe conserve par ailleurs son modèle dynamique ([Forget et al., 1999](#)).

Une des manifestations marquantes de cette collaboration est la naissance de la fameuse base de données Mars Climate Database ([Lewis et al., 1999](#)) qui regroupe des résultats statistiques obtenus par les deux modèles et continue d'être développée aujourd'hui ([Millour et al., 2019](#)). La Mars Climate Database développée au LMD est décrite dans la Section 3.4.

Chacun des modèles a pu bénéficier ensuite des développements menés par chaque équipe : en particulier l'implémentation des schémas d'élévation, de transport et de dépôt de la poussière ([Newman et al., 2002a,b](#); [Madeleine et al., 2011](#)), la modélisation du transport de l'eau et des nuages de glace d'eau ([Bottger et al., 2003](#); [Montmessin et al., 2003, 2004](#); [Määttänen et al., 2005](#); [Madeleine et al., 2012](#); [Navarro et al., 2014b](#)) et l'extension de l'altitude maximale du modèle jusqu'au-dessus de la thermopause (à environ 120 km d'altitude) dans la haute atmosphère ([Angelats i Coll et al., 2004](#)), puis jusqu'à la

thermosphère, en collaboration avec l'Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA) ([Angelats i Coll et al., 2005](#); [González-Galindo et al., 2005, 2009b,a](#)). Une photochimie complexe est également implémentée en collaboration avec le Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales (LATMOS) ([Lefèvre et al., 2004](#); [Lefèvre et al., 2008](#)).

Un nouveau coeur dynamique, basé sur une grille icosaédrique et présentement utilisé pour la modélisation des planètes géantes et de la Terre, a récemment été développé et sera bientôt appliqué à la planète Mars.

Le modèle GEM-Mars développé par l'équipe belge du Royal Institute for Space Aeronomy est basé sur le Global Environmental Multiscale Model, modèle terrestre de prévision et d'assimilation météorologique développé au Canada ([Neary and Daerden, 2011, 2018](#)). Outre le cycle de l'eau et des poussières, le modèle comprend également l'implémentation d'une photochimie détaillée ([Daerden et al., 2019](#)). [Daerden et al. \(2015\)](#) montrent notamment que le modèle est capable de reproduire les couches détachées de poussière observée par le LIDAR (pour light detection and ranging) à bord du lander Phoenix et déclenchées par le mécanisme de « solar escalator » décrit pour la Terre par [de Laat et al. \(2012\)](#). Comme évoqué plus haut les couches détachées sont étudiées dans le Chapitre 3.

Dans les années 2000, un modèle japonais ([Kuroda et al., 2005](#); [Kuroda et al., 2013](#)) et un modèle européen en Allemagne ([Hartogh et al., 2005](#); [Bell et al., 2007](#); [McDunn et al., 2010](#); [Shaposhnikov et al., 2016](#)) voient le jour. Ces deux modèles se sont associés, partageant une physique commune, et ont notamment servi à étudier l'effet global des ondes de gravité sur l'atmosphère ([Medvedev et al., 2011, 2013](#); [Yigit et al., 2015](#); [Kuroda et al., 2015, 2019](#)).

Le modèle "multi-scale" PlanetWRF pour Planetary Weather Research and Forecasting ([Richardson et al., 2007](#)), et son dérivé MarsWRF, sont développés au National Center for Atmospheric Research (NCAR) aux États-Unis et sont également utilisés par la communauté martienne, notamment pour étudier le cycle des poussières ([Newman and Richardson, 2015](#); [Newman et al., 2017](#)) ou encore Mars primitif, c'est-à-dire Mars à un âge reculé ([Mischna et al., 2012, 2013](#)).

Outre les modèles de climat global qui permettent d'appréhender la planète dans son ensemble, on voit l'émergence de modèles méso-échelle qui permettent de simuler finement les processus physiques à un endroit plus ciblé de la planète, notamment le modèle de [Toigo and Richardson \(2002\)](#), lui-même basé sur le Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5), qui a donné naissance plus tard à MarsWRF, et contraint par le modèle du GFDL. Sur le coeur dynamique de MarsWRF se base également le modèle méso-échelle de [Tyler et al. \(2002\)](#), contraint par le GCM de NASA Ames, ainsi que le modèle méso-échelle développé par [Spiga and Forget \(2009\)](#), contraint par le GCM du LMD. Citons également le modèle méso-échelle Mars Regional Atmospheric Modelling System (MRAMS) développé par [Rafkin et al. \(2001\)](#), et dont une des simulations sert notamment de référence dans le Chapitre 3 pour ce qui concerne la modélisation de l'entraînement de la poussière par les hautes topographies sous-maille ([Rafkin et al., 2002](#)).

La liste n'est bien entendu pas exhaustive et donne les modèles principaux les plus utilisés actuellement et dont on a pu apprécier les travaux lors des différentes conférences internationales réunissant la communauté martienne. D'autres modèles de climat global de Mars simplifiés ont été conçus par ailleurs (non cités ici). Ces modèles jouent un rôle très utile en isolant certains processus physiques, en réduisant le coût numérique et en simplifiant les analyses par rapport à un GCM complet.

3.2 Le Modèle de Climat Global du LMD

3.2.a Intégrations physique et dynamique

Les travaux de cette thèse s'appuient en grande partie sur des simulations réalisées avec le Modèle de Climat Global martien du Laboratoire de Météorologie Dynamique. Ce modèle se base sur le Modèle de Circulation Générale LMD5, développé tout d'abord pour la planète Terre, puis adapté à la plupart des autres planètes du système solaire, en commençant par Mars (Hourdin, 1992). Le but de ce modèle est donc d'intégrer la dynamique et la physique inhérente à l'atmosphère de la planète Mars, afin d'en reproduire et prédire le climat global, le plus fidèlement possible.

En pratique, le GCM se compose d'une grille 3D qui recouvre l'ensemble de l'atmosphère planétaire. En chacun des points de cette grille le modèle calcule l'évolution temporelle des différentes variables qui contrôlent le climat, en partant d'un état initial imposé. A chaque pas de temps, les tendances associées à chaque phénomène physique, pris en compte par le modèle sous forme de différentes paramétrisations, sont calculées pour chacune des variables. La valeur de la variable X à un pas de temps t donné est donc incrémentée de l'ensemble de ces tendances afin de donner celle du pas de temps suivant $t + \delta t$:

$$X_{t+\delta t} = X_t + \delta t \left(\frac{\delta X}{\delta t} \right)_1 + \delta t \left(\frac{\delta X}{\delta t} \right)_2 + \dots \quad (1.1)$$

En réalité le GCM, programmé en langage Fortran, opère en deux parties correspondant à deux grilles bien distinctes :

- **Une partie dynamique** qui résout les équations de la circulation atmosphérique. Cette partie est commune au modèle terrestre et à toutes les planètes de type tellurique. La grille dynamique est une grille 3D qui calcule les échanges horizontaux entre les différentes mailles.
- **Une partie physique**, qui elle est spécifique à la planète en question, adaptée à ses caractéristiques et qui calcule les différents forçages physiques liés à l'évolution climatique. La grille physique s'interprète comme la juxtaposition de colonnes d'atmosphère n'interagissant pas les unes avec les autres. Cette structure permet notamment d'utiliser la partie physique comme modèle colonne 1D pour des calculs focalisés sur un point particulier de la planète.

La partie dynamique et la partie physique manipulent sur leurs grilles respectives des variables de nature différentes. L'intégration temporelle de ces variables est elle aussi basée sur des schémas numériques différents (l'intégration simple des tendances comme présenté plus haut pour la physique, et un schéma de type « Matsuno-Leapfrog » pour la partie dynamique), avec un pas de temps plus court pour la dynamique $\Delta t_{dyn} = 1.5$ minutes qui requiert une résolution temporelle plus fine que la physique $\Delta t_{physiq} = 15$ minutes.

En pratique, c'est le programme principal, au sein de la partie dynamique, qui gère l'ensemble du modèle. A chaque pas de temps le programme reproduit les mêmes étapes :

- Appel de la subroutine qui gère le calcul de la tendance globale provenant de la dynamique ;
- Intégration des tendances dynamiques pour calculer l'évolution des variables au pas de temps suivant ;
- Tous les $i_{physique} = \Delta t_{physiq} / \Delta t_{dyn}$ pas de temps dynamique, appel de la subroutine jouant le rôle d'interface avec le modèle physique, qui calcule d'une part l'évolution des variables purement

physiques telles que la température de surface, et fournit d'autre part les tendances calculées dans la partie physique ;

- Intégration des tendances physique ;
- Calcul et intégration des tendances dues à la dissipation horizontale et la « sponge layer » (Forget et al., 1999), qui évite la réflexion artificielle des ondes se propageant verticalement au sommet du modèle, tous les *idissip* pas de temps dynamique.

3.2.b Résolution spatiale

Les résolutions de grille typiques adoptées pour les simulations GCM sont $64 \times 48 \times 32$ (nombre d'éléments en longitude $\times$ latitude $\times$ altitude) pour des simulations sans la thermosphère allant jusqu'à environ 120 km d'altitude, et $64 \times 48 \times 49$ pour couvrir l'atmosphère jusqu'à la thermosphère (simulations notamment utilisées pour la création de la Mars Climate Database). Pour la planète Mars, d'un rayon d'environ 3400 km, une grille horizontale de 64×48 correspond à des mailles d'environ 330×220 kilomètres à l'équateur.

Les grilles physique et dynamique utilisent un indexage différent pour le calcul des variables opéré lui aussi à des localisations différentes. Sur la grille dynamique les valeurs au point $i = 1$ sont les mêmes qu'au point $i = IM + 1$, avec IM le nombre de points de grille en longitude, comme le dernier point est redondant à cause de la périodicité en longitude. De la même façon les extrêmes $j = 1$ et $j = JM + 1$, avec JM le nombre de points de grille en latitude, de la grille dynamique, correspondant respectivement au pôle Nord et Sud, sont dupliqués $IM + 1$ fois, c'est-à-dire autant de fois que de points en longitude. La grille physique ne présente quant à elle aucun point redondant. En pratique les opérations relatives à la physique sont appliquées sur une série de *ngrid* colonnes atmosphériques, avec $ngrid = IM \times (JM - 1) + 2$ (voir Figure 1.12).

Le modèle utilise les coordonnées verticales sigma-P, qui consistent à utiliser des coordonnées de type "sigma" près de la surface, telle que $\sigma = p/p_s$, avec p la pression atmosphérique et p_s la pression de surface, et à basculer graduellement sur les coordonnées de pression au fur et à mesure que l'altitude augmente. La distribution des niveaux verticaux est irrégulière, afin d'assurer une plus grande précision au niveau de la surface, là où une finesse de résolution est essentielle pour reproduire les subtilités de la couche limite. Ainsi, les premières couches sont épaisses de quelques mètres tandis que les couches de la haute atmosphère s'étendent sur plusieurs kilomètres. (voir 1.13)

3.2.c Les variables

Les variables manipulées par la dynamique sont la température atmosphérique, la pression de surface, les vitesses de vent et les concentrations de traceurs. En pratique la résolution des équations de la dynamique est optimisée par l'utilisation de variables dérivées moins naturelles telles que la température potentielle, la masse de l'atmosphère dans chaque maille GCM, la covariance du vent méridional et zonal et le rapport de mélange des traceurs exprimé en kg.kg_{air}^{-1} ou N.kg_{air}^{-1} (nombre de particules par kilogrammes d'air).

Dans la partie physique, les variables de la dynamique sont transmises via une interface qui interpole les vitesses du vent sur la grille scalaire physique et transpose les variables dynamiques en variables plus naturelles, c'est-à-dire les vitesses de vents méridionales u et zonales v en m.s^{-1} , la température en K, la pression au milieu des couches et aux inter-couches verticales, les traceurs..., sur la même grille. La physique manipule également des variables purement physiques telles que la quantité de glace de CO_2 en surface en kg.m^{-2} , la température de surface, les quantités de traceur en surface en kg.m^{-2} , les

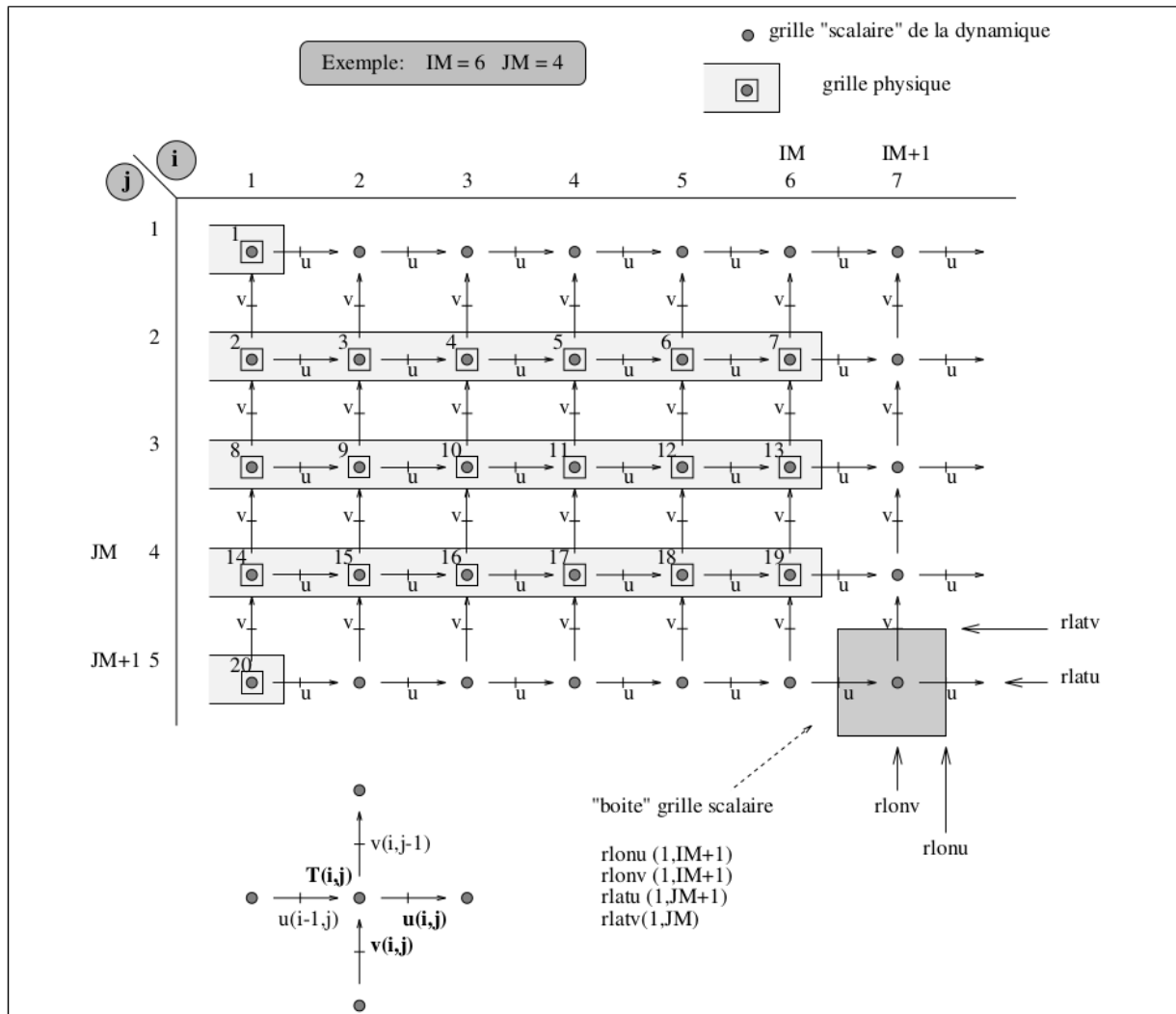


FIGURE 1.12 – Représentation des grilles dynamique et physique pour un exemple de résolution de 6 x 4 points. Dans la dynamique (mais pas dans la physique !) les vitesses de vents u et v sont sur une grille spécifique décalée. Les autres variables dynamiques sont sur la grille dite « scalaire ». La physique utilise la même grille « scalaire » pour toutes les variables, mais les points de grille sont indexés sur un seul et même vecteur contenant $ngrid = IM \times (JM - 1) + 2$ points en partant du pôle Nord jusqu'au pôle Sud.

températures des différentes couches de la sous-surface, l'émissivité de surface et la variance du vent, ou plus précisément la racine carré de l'énergie cinétique turbulente. Les constituants de l'atmosphère (poussière, vapeur d'eau, glace d'eau, autres espèces chimiques), que l'utilisateur du modèle peut choisir, sont représentés par des traceurs dont on suit l'évolution de la concentration en $kg.kg_{air}^{-1}$.

3.3 Paramétrisations des phénomènes sous-maille

L'ensemble des processus physiques sont intégrés dans le modèle sous forme de paramétrisations. On pourrait définir une paramétrisation comme l'approximation la plus fidèle possible d'un phénomène physique dit « sous-maille », c'est-à-dire dont il est impossible de résoudre chaque détail avec la résolution standard du modèle même en prenant en compte l'ensemble des variables qui y sont impliquées (dans une simulation standard elle est de 3.75° par 5.625° soit environ 220 km par 330 km).

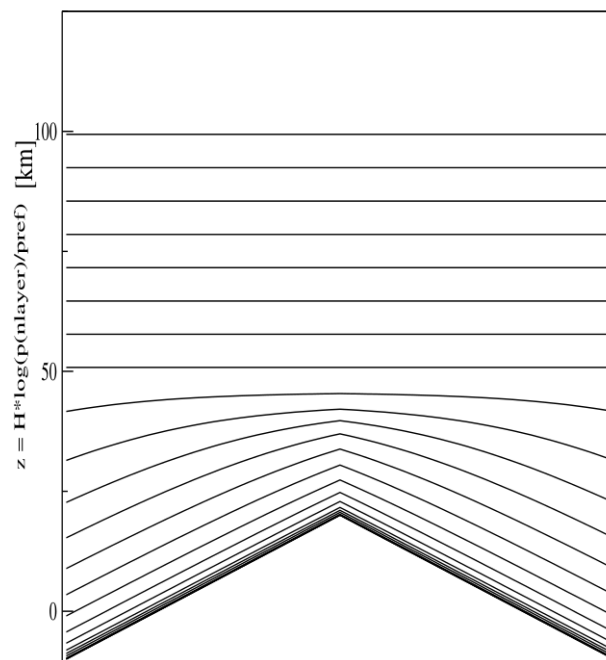


FIGURE 1.13 – Schéma illustrant les coordonnées hybrides sigma-P dans le GCM martien

La partie physique du modèle se présente sous la forme d'une succession de paramétrisations au travers desquelles les tendances de chaque variable sont calculées. Les principales paramétrisations présentes dans le modèle sont, dans l'ordre :

- **Le transfert radiatif** : qui prend en compte l'émission et l'absorption du CO_2 dans l'infrarouge (Forget et al., 1999), ainsi que l'émission, l'absorption et la diffusion de deux aerosols : la poussière (Madeleine et al., 2011) et la glace d'eau (Madeleine et al., 2012).
- **Les ondes de gravité orographiques** : l'effet de traînée créé par la topographie sur la circulation, ainsi que l'effet des ondes de gravité générées par la présence de cette topographie, sont représentés à l'aide du schéma respectivement de Lott and Miller (1997) et de Miller et al. (1989) et Baines and Palmer (1990) (Forget et al., 1999).
- **La diffusion turbulente de la couche limite** : les échanges avec la surface générés au sein de la couche limite par les vents des premières couches sont représentés par le modèle avec un schéma de Mellor and Yamada (1982) (Forget et al., 1999).
- **La convection de la couche limite** : un modèle de plume thermique permet de modéliser la convection intense ayant lieu pendant la journée au sein de la couche limite (Colaïtis et al., 2013).
- **L'ajustement convectif** : toute couche instable, i.e. superadiabatique, qui apparaît en dehors de l'application de la convection de la couche limite citée juste avant, est immédiatement mélangée et ramenée à un état stable (Hourdin et al., 1993).

- **La microphysique des nuages de glace d'eau** : le modèle reproduit les processus microphysique (intégrés sur un sous-pas de temps, voir Chapitre 2) de formation d'un nuage de glace d'eau avec la nucléation, le grossissement des particules de glace, le lessivage de la poussière et la supersaturation (Navarro et al., 2014b).
- **La sédimentation des aerosols** : la vitesse de sédimentation des particules d'un rayon de plus de 1 nm est calculée à l'aide d'une adaptation de la loi de Stokes-Cunningham (Rossow, 1978) et d'un schéma d'advection pseudo-amont de Van-Leer (Van Leer, 1977).
- **La condensation du CO₂** : les variations saisonnières de la masse atmosphérique, et donc de la pression, directement liées à la condensation et la sublimation du CO₂ sont reproduites par le modèle (Forget et al., 1998, 1999).
- **La conduction thermique en surface** : le sol martien est modélisé par 18 couches en sous-surface jusqu'à 18 m de profondeur avec une inertie thermique variant horizontalement et verticalement (Hourdin et al., 1993; Forget et al., 1999).

Le modèle possède également un module de modélisation de la photochimie avec actuellement 37 espèces (Lefèvre et al., 2004; Lefèvre et al., 2008), ainsi qu'une extension vers la thermosphère jusqu'à l'exobase (Angelats i Coll et al., 2005; González-Galindo et al., 2009b,a) et la ionosphère (González-Galindo et al., 2013; Chaufray et al., 2014). Cependant ces deux paramétrisations ne sont pas activées dans les simulations présentées dans cette thèse.

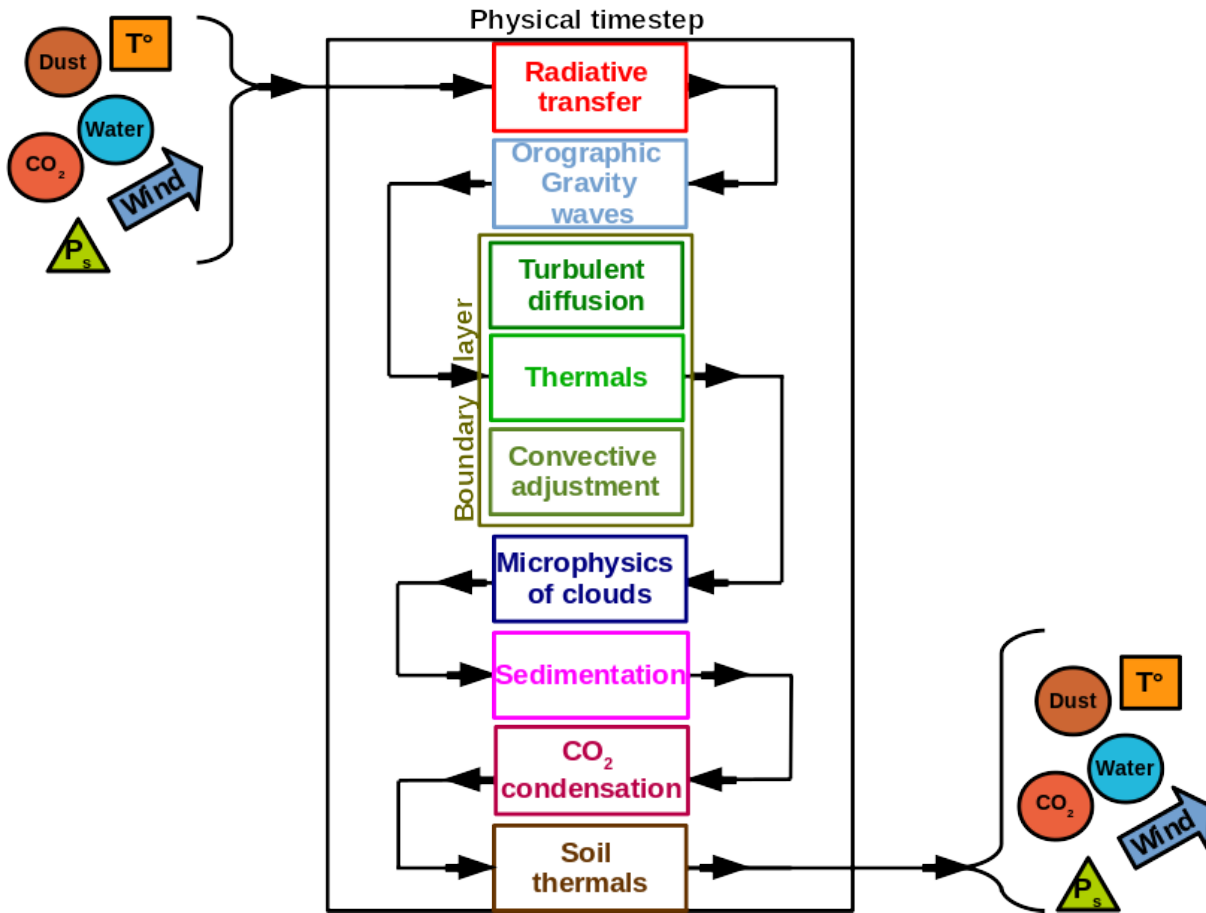


FIGURE 1.14 – Représentation schématique de la structure de la partie physique du GCM : calcul successif des différentes paramétrisations appliquées aux différentes variables (température, rapport de mélange des traceurs, pression de surface, vents).

3.4 La Mars Climate Database

La Mars Climate Database (MCD) est une banque de données atmosphériques statistiques obtenues par un ensemble de simulations du GCM (Millour et al., 2014, 2015, 2017). Le but est de réaliser une prédiction du climat martien la plus réaliste possible à n'importe quelle année, n'importe quel mois, n'importe quel jour, n'importe quelle heure et en n'importe quel point du globe martien (voir Figure 1.15).

Les variables climatologiques (telles que la température, la pression, les vents), ainsi que la composition atmosphérique (incluant les rapports de mélange du CO₂, de la poussière et de l'eau) sont moyennées et stockées sur chacun des 12 mois martiens à 12 temps locaux par jour, de la surface jusqu'à l'exobase, c'est-à-dire le haut de la thermosphère à environ 300 km d'altitude. Chaque mois est donc représenté par un jour typique de 12 temps locaux. La MCD représente ainsi la variabilité d'un mois et d'une année à l'autre. Afin de représenter malgré tout la variabilité d'un jour à l'autre au sein d'un même mois martien, la MCD utilise une analyse par Empirical Orthogonal Function (EOF), méthode fréquemment employée dans l'exploitation des données météorologiques. Il s'agit dans le langage de la MCD des « large scale perturbations », que l'utilisateur peut activer ou non selon ce qu'il veut simuler.

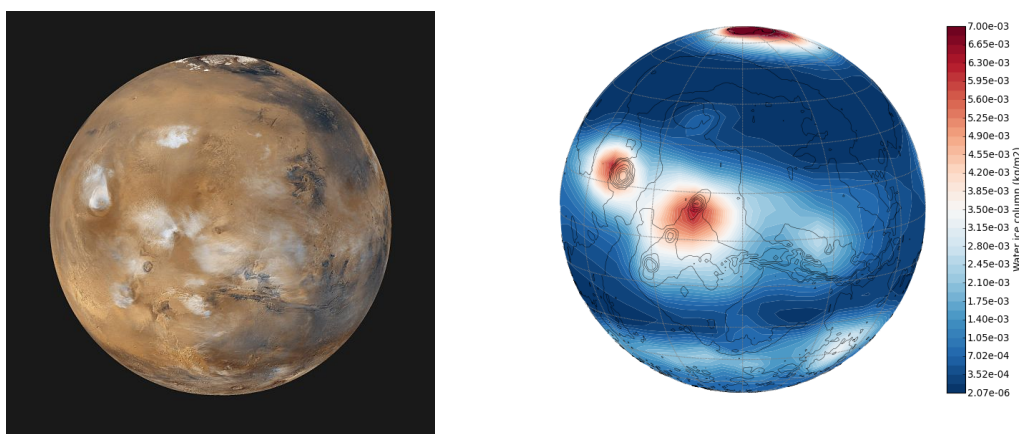


FIGURE 1.15 – Gauche : Nuages de glace d’eau photographiés par la caméra mosaïque à angle large MOC à bord de la sonde Mars Global Surveyor (crédits : JPL). Droite : colonne de glace d’eau extraite de la Mars Climate Database à la même date (version Web : <http://www-mars.lmd.jussieu.fr/>). On remarque que la MCD est capable de reproduire les nuages polaires et orographiques en bon accord avec les observations.

Différentes combinaisons de scénarios de poussière et d’ensoleillement, i.e. des deux principaux forçages variant considérablement d’une année à l’autre, peuvent être imposés. D’une part les conditions du flux solaire décrivent une variation dans l’Extrême UV (EUV) qui contrôle le taux de chauffage de l’atmosphère au-dessus de 120 km, et qui varie typiquement sur un cycle de 11 années martiennes. Selon le scénario adopté, soit on fixe des conditions d’EUV maximales, moyennes et/ou minimales (i.e. ces conditions restent constantes dans le temps), soit on fait varier l’EUV de façon réaliste (i.e. variation d’un jour à l’autre). D’autre part, le facteur principal de la variabilité de l’atmosphère martienne est la quantité et la distribution de la poussière en suspension. Cette variabilité très incertaine d’une année à l’autre a conduit à l’élaboration de différents scénarios représentatifs de la quantité de poussière atmosphérique.

Pendant ma thèse j’ai travaillé également sur l’amélioration de l’option de la MCD permettant de prendre en compte l’effet de « small scale perturbations » qui correspondent aux perturbations locales générées par les ondes de gravité. La MCD est utilisée mondialement pour de nombreuses prédictions climatologiques et comparaison, voire validation, des données.

4 Problématique de la thèse

Malgré la quantité grandissante de données accumulées, l'atmosphère martienne recèle encore et toujours de nombreux mystères. Les modèles de climats permettent de discuter les observations et d'analyser les phénomènes physiques qui peuvent les expliquer. Inversement, leur validité est sans arrêt confrontée aux nouvelles données acquises par les nombreuses missions spatiales dédiées à l'exploration de Mars. En particulier, la planète présente un cycle de l'eau et un cycle des poussières complexes, marqués tous deux par de fortes variations saisonnières, et dont la modélisation constitue un des défis majeurs de la simulation numérique du climat global martien. Le Modèle de Climat Global (GCM) du LMD (Laboratoire de Météorologie Dynamique) chargé de modéliser l'atmosphère martienne s'efforce de reproduire l'ensemble des processus physiques caractérisant ces deux cycles et leurs couplages.

Dans cette thèse, à l'aide de l'analyse et de la modélisation de processus sous-maille, on tente de corriger les défauts du modèle concernant la distribution verticale de la vapeur et de la glace d'eau, ainsi que les échanges avec la surface (**Chapitre 2**), la distribution verticale des poussières, avec notamment la modélisation des couches détachées de poussière (**Chapitre 3**), et bien sûr les effets de leurs couplages (**Chapitre 4**). Mais aussi, on s'intéresse aux phénomènes sous-maille de l'atmosphère qui peuvent avoir un impact extrêmement important sur la circulation globale, en particulier les ondes de gravité non-orographiques que j'ai étudiées en analysant les observations de la mission MAVEN (**Chapitre 5**). Tout le travail de cette thèse s'inscrit également dans le développement de longue haleine de la version 6 de la Mars Climate Database qui devra contenir toutes les améliorations apportées au modèle.

CHAPITRE 2

CYCLE DE L'EAU : AMÉLIORATIONS DU MODÈLE

« Vertudieu, un impondérable ! »

Armand de Maupertuis dans De
Cape et de Crocs, Alain Ayroles et
Jean-Luc Masbou

Sommaire

1	Problématique	34
2	Représentation du cycle de l'eau par le GCM martien du LMD	35
3	Résolution verticale et modélisation de la convection nocturne	43
4	Les défis des couplages de la microphysique des nuages	49
5	Autre amélioration : Effets de la chaleur latente	58

1 Problématique

Les travaux présentés dans ce chapitre se focalisent sur l'amélioration de la représentation du cycle de l'eau martien par le GCM du LMD.

La **Section 2** résume l'état du GCM martien avant ma thèse en ce qui concerne le cycle de l'eau, ainsi que les biais du modèle relevés en comparaison des observations. Parmi ces biais, [Haberle et al. \(1999\)](#), [Colaprete et al. \(1999\)](#) et [Hinson and Wilson \(2004\)](#) ont montré que les nuages de glace d'eau étaient capables de créer des inversions thermiques. Ces inversions de températures systématiquement observées pendant la nuit dans les tropiques durant l'été de l'hémisphère Nord ne sont pas reproduites par le GCM, malgré la prise en compte de l'effet radiatif des nuages qui semble en être la cause ([Wilson et al., 2008](#)) (voir Figure 2.1). Le manque de vapeur d'eau dans les tropiques constaté malgré l'implémentation d'une microphysique détaillée des nuages de glace d'eau suggère également l'action d'autres ressorts que ceux déjà manipulés dans le GCM ([Navarro et al., 2014b](#)) (voir Figure 2.2). Des travaux précédents employant une résolution horizontale plus fine de 1° par 1° montrent que cet effet de biais sec dans les tropiques persiste ([Pottier et al., 2017](#)). De plus, la capuche polaire de l'hiver Nord est trop épaisse en comparaison des observations (voir Figure 2.3), ce qui est confirmé par les données MCS ([Pottier et al., 2017](#)), bien que, comme pour l'instrument TES, les observations se bornent à en révéler seulement la bordure ([Pankine et al., 2013](#)). La résolution horizontale fine et la nébulosité sous-maille développée pendant la thèse d'Alizée Pottier au LMD ne parviennent pas eux non plus à améliorer les différents aspects évoqués, montrant que l'effort à appliquer sur la représentation des nuages doit se concentrer sur d'autres paramètres.

La **Section 3** décrit l'implémentation d'une résolution verticale plus fine sur le cycle de l'eau, tandis que la **Section 4** se penche sur les effets de la variation de la résolution temporelle, toutes deux discutant de l'effet de correction vis-à-vis des biais mentionnés plus haut.

À la fin de ce chapitre, dans la **Section 5**, nous décrivons une autre amélioration mise en place pendant ma thèse : la prise en compte de la chaleur latente lors de la sublimation de la glace en surface. Cette amélioration a peu d'effet dans les conditions martiennes actuelles, mais offre des perspectives intéressantes dans le cas de conditions d'obliquité plus grande et d'atmosphère plus épaisse, une configuration d'il y a quelques millions d'années sur Mars.

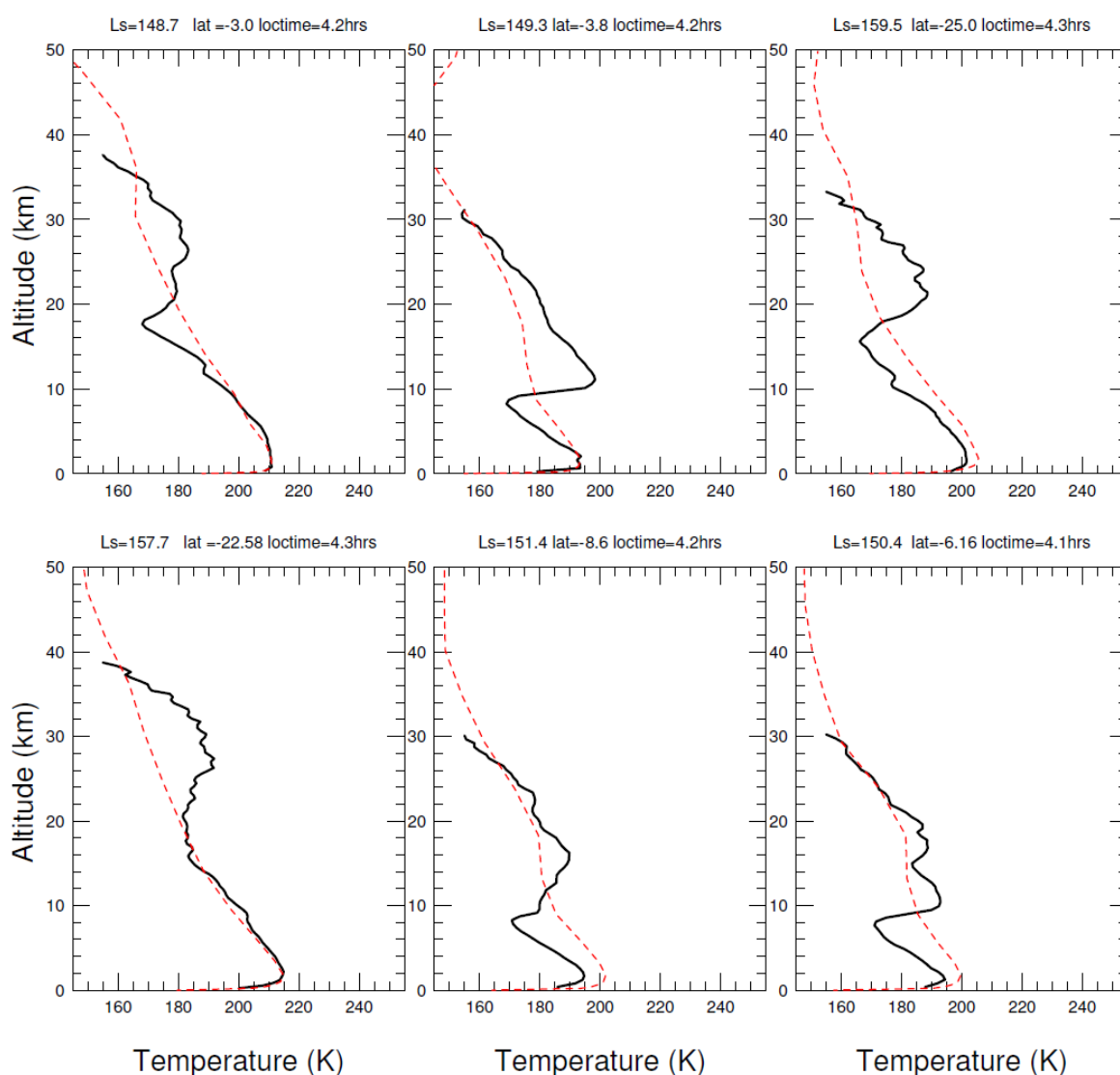


FIGURE 2.1 – Profils de température obtenus par les radio-occultations mesurées par la sonde MGS dans les tropiques pendant la saison de la ceinture nuageuse de l'aphélie (l'« aphelion cloud belt ») (en noir) (Hinson and Wilson, 2004) comparés aux mêmes profils de température obtenus avec le GCM du LMD (en rouge).

2 Représentation du cycle de l'eau par le GCM martien du LMD

2.1 Représentation du réservoir de glace d'eau du pôle nord avant ma thèse

Glace permanente. En pratique on considère que la glace du réservoir de glace d'eau résiduelle est inépuisable dans une simulation GCM (numériquement c'est le seul endroit où la quantité de glace en surface peut devenir négative, modélisant ainsi la source infinie). La libération de vapeur d'eau dans l'atmosphère dépend principalement de la température de surface. Cette température de surface est contrôlée par le flux solaire direct et par l'extension du réservoir de glace permanente, qui peut être utilisée pour définir la délimitation de ce réservoir. Le modèle utilise les données d'inertie thermique et d'albédo fournies par l'instrument TES (Putzig and Mellon, 2007). Cependant, l'albédo et l'inertie thermique de la glace

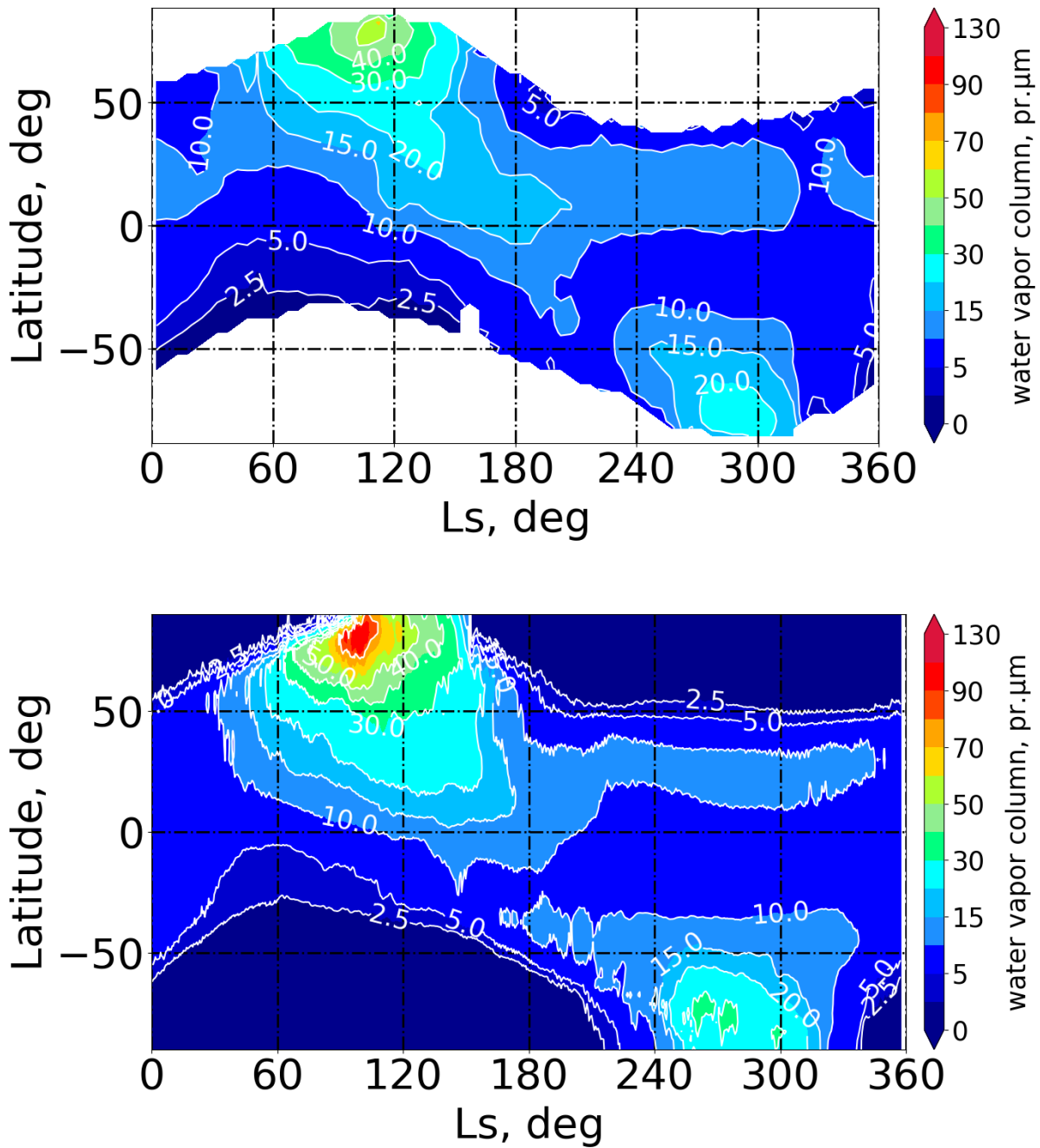


FIGURE 2.2 – Evolution saisonnière de la moyenne zonale de la colonne intégrée de vapeur d'eau. **Haut** : données de l'instrument TES. **Bas** : Simulation réalisée avec le GCM dans la version précédant ma thèse. Ces figures se basent sur celles réalisées par [Navarro et al. \(2014b\)](#), contenant les plus récentes avancées du modèle, c'est-à-dire l'implémentation de l'effet radiatif et de la microphysique des nuages.

d'eau permanente du pôle Nord, qui constitue la source principale d'eau mise en jeu dans l'atmosphère, sont prescrits dans le modèle avec leurs propres valeurs et n'utilisent pas les données instrumentales. Depuis [Navarro et al. \(2014b\)](#), une distribution latitudinale réaliste de la glace d'eau pérenne est utilisée dans

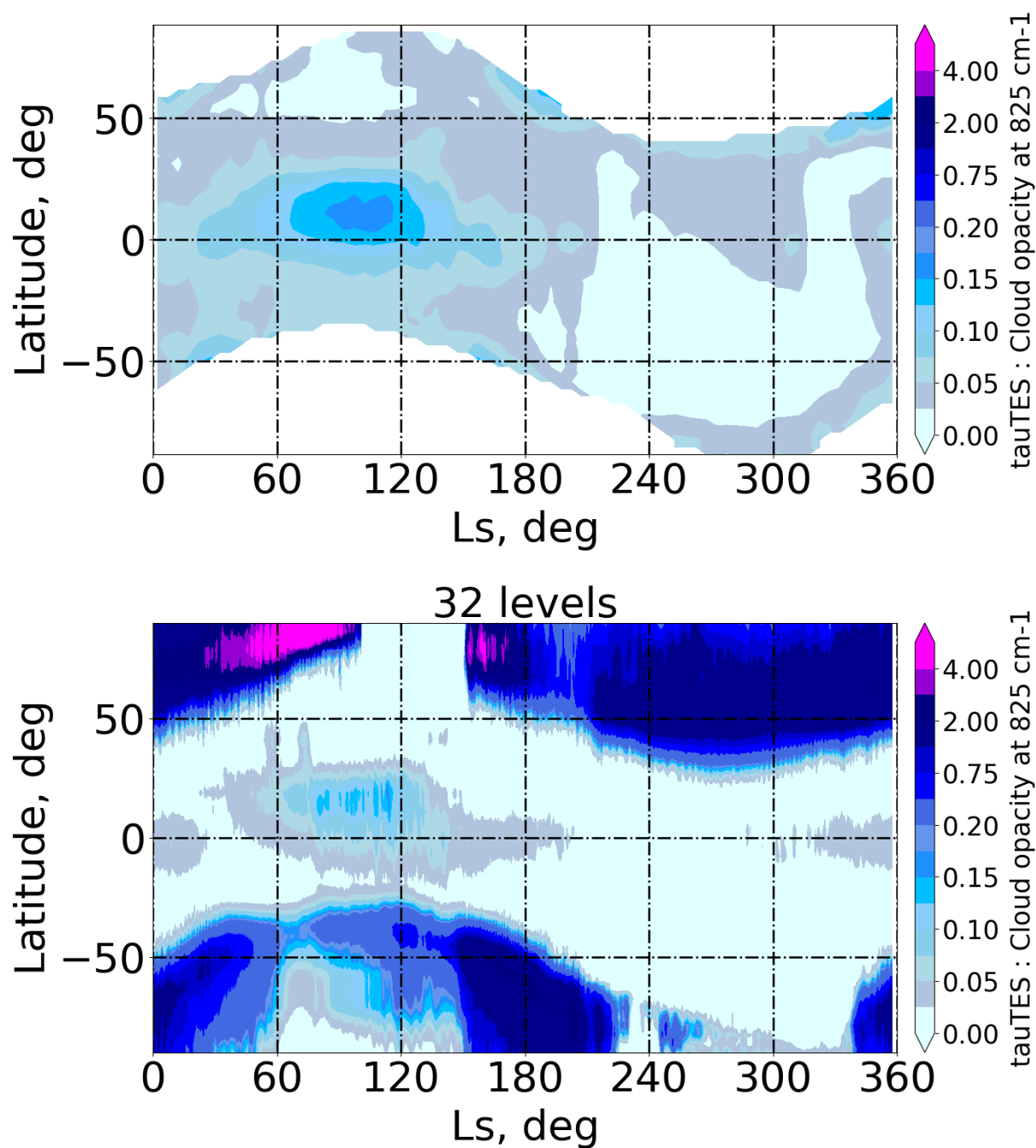


FIGURE 2.3 – Même Figure que 2.2 pour l'opacité nuageuse.

le GCM, basée sur les données en température de surface de l'instrument TES.

Givre saisonnier. De la glace permanente, ou pérenne, on distingue le givre saisonnier, c'est-à-dire la glace d'eau provenant de la condensation de la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère, et qui s'accumule soit par sédimentation, soit par condensation directe en surface. Comme la glace permanente, le givre modifie l'albédo de la surface. On utilise un seuil de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur pour le dépôt de givre en

surface pour passer d'un albédo de type sol nu à celui utilisé pour le réservoir de glace d'eau boréal. Bien sûr c'est une simplification qui ne rend pas compte de la variation significative de cet albédo dans l'espace et dans le temps, qui constitue un projet d'étude à part entière non abordé ici. L'extension spatiale maximale de ce givre saisonnier à des latitudes de -50°N et 50°N est reproduite par le modèle, comme le montre la Figure 2.4. Cette figure compare la délimitation de la glace d'eau en surface au pôle Nord à différentes longitudes solaires extraite des données des instruments TES et OMEGA avec les résultats du GCM (travail effectué sous ma direction dans le cadre du stage de M1 d'Elena Di Medio accueillie deux mois au LMD au printemps 2018). Dans ces figures on voit la difficulté pour le GCM à représenter finement la couverture surfacique de la glace, étant donnée la discrétisation spatiale : il n'y a pas de répartition sous-maille de la glace et en un instant la glace peut apparaître ou disparaître sur l'ensemble de la surface couverte par la maille, ce qui n'est pas réaliste. Une astuce a cependant consisté à utiliser la discrétisation temporelle du GCM, cette fois plus fine que celle des observations (pas de temps de 15 minutes dans une simulation GCM) pour interpoler les latitudes de disparition de glace et mieux représenter sa délimitation pour les comparaisons avec les observations (voir Figure 2.5). Vincendon et al. (2010) ont par ailleurs montré que le GCM, combiné à une version 1D comprenant un schéma d'éclairement des pentes (Spiga and Forget, 2008) était capable de fidèlement reproduire les dépôts de givre d'eau sur les basses et moyennes latitudes (entre 45°S et 50°N) en comparaison des observations des instruments OMEGA, à bord de la sonde Mars Express, et CRISM, à bord de la sonde Mars Reconnaissance Orbiter.

Condensation/sublimation. La sublimation de la glace d'eau en surface est contrôlée par le flux turbulent E_w d'échange d'eau entre la couche la plus basse du modèle et la surface (Peixoto and Oort, 1992; Forget et al., 1999; Montmessin et al., 2004) tel que :

$$E_w = -\rho C_d |U| (q_1 - q_{sat}) \quad (2.1)$$

Où ρ est la masse volumique de l'air près de la surface, C_d le coefficient de trainée aérodynamique, $|U|$ la vitesse du vent horizontal près de la surface, ou la vitesse de friction, q_1 le rapport de mélange de la vapeur d'eau au premier niveau vertical du GCM au-dessus de la surface en kg.kg^{-1} , et q_{sat} le rapport de mélange de l'eau à saturation en kg.kg^{-1} calculé à la pression et la température données. Cette équation montre que la quantité de glace d'eau en surface qui se sublime dépend à la fois de l'humidité de l'atmosphère et de l'intensité du mélange turbulent proche de la surface.

La diffusion de la vapeur d'eau en sous-surface dans le régolithe martien n'est pas prise en compte et fait l'objet de futurs développements dans le modèle.

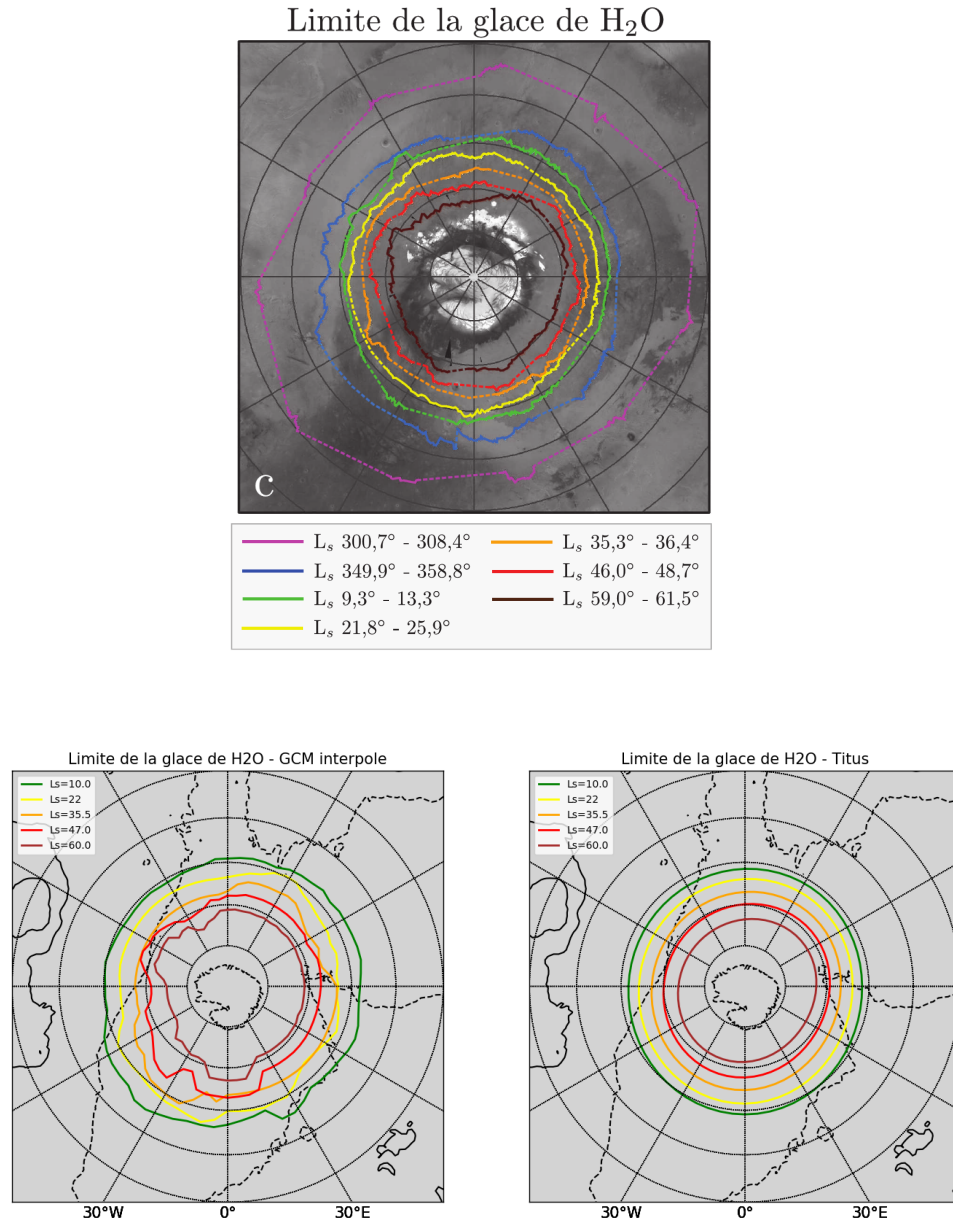


FIGURE 2.4 – Evolution saisonnière de la délimitation de la glace d'eau surfacique au pôle Nord de la planète Mars. **Haut** : Données OMEGA, figure extraite de la thèse de Thomas Appéré (Appéré, 2012), page 150. **Bas, Gauche** : Résultats du GCM avec l'astuce d'interpolation temporelle de la latitude. **Bas, Droite** : Données TES basées sur l'albédo de la glace (Titus, 2005).

2.2 Modélisation des nuages de glace d'eau avant ma thèse

Microphysique. La représentation des nuages de glace d'eau restait auparavant très simple (Montmessin et al., 2004; Madeleine et al., 2012) : la conversion de vapeur en glace, et inversement, se faisait directement de façon à atteindre la pression de vapeur saturante. Le nombre de particules de glace d'eau était défini comme une fraction fixe du nombre de grains de poussières disponibles. Cependant, cette

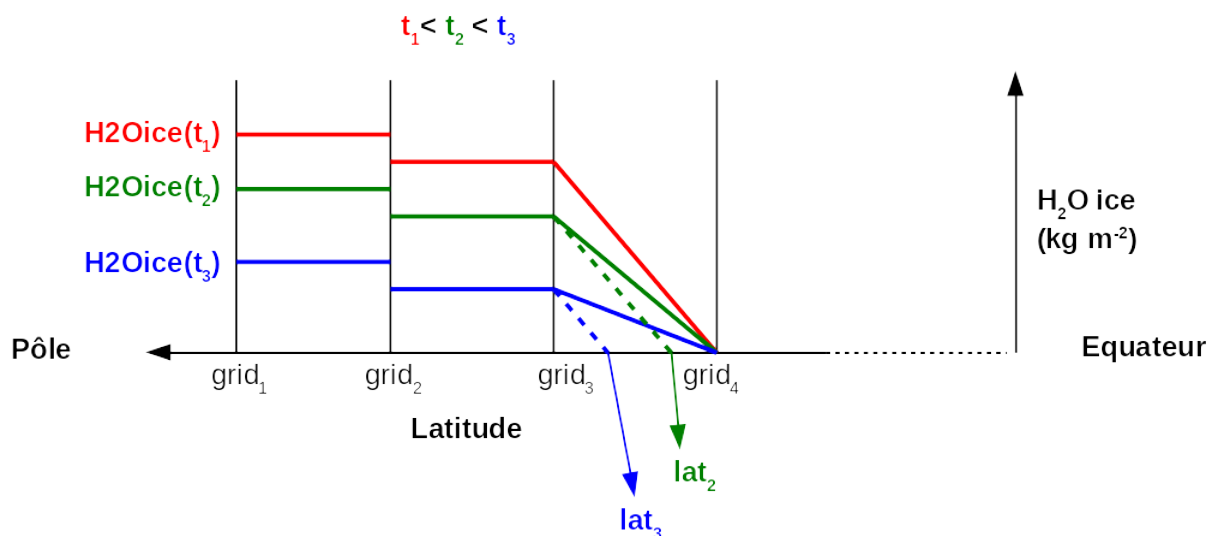


FIGURE 2.5 – Schéma explicatif de l'interpolation en temps de la latitude délimitant les contours du dépôt de glace d'eau au Nord dans le GCM pour la comparer avec les observations de givre. Le schéma représente une coupe du GCM à une longitude donnée, les points “grid_{1...4}” représentent les points de grille du GCM en latitude, de l'équateur, à droite, vers le pôle Nord, à gauche. En rouge on représente la couche de glace d'eau en un temps t_1 , dont la latitude limite de la glace se trouve exactement au point de grille grid₄. Au temps t_2 , la glace a fondu pourtant la discrétisation du GCM voudrait que la limite de glace (soit une valeur minimum de quantité de glace en kg.m^{-2}) se trouve de nouveau au même point grid₄, cependant une interpolation linéaire dans le temps permet de déterminer la latitude lat_2 comme latitude plus réaliste de ce contour de glace d'eau alors située entre les deux points de grille grid₄ et grid₃. On procède de la même façon jusqu'à ce que la glace d'eau située au point de grille grid₃ disparaisse complètement à son tour.

conversion instantanée de glace en vapeur et de vapeur en glace, essentiellement contrôlée par la température, ne rend pas bien compte des processus à l'oeuvre, en réalité beaucoup plus complexes. En effet, la glace d'eau se condense et grossit sur les grains de poussières, qui jouent le rôle de noyaux de condensation, et le nombre, la masse et le rayon des particules ainsi formées continuent d'évoluer et modifient considérablement la nature des nuages (Määttä et al., 2005). L'implémentation de la microphysique des nuages (Navarro et al., 2014b) rend compte de ces phénomènes et permet donc de prédire efficacement la taille des particules formant les nuages de glace d'eau et leur effet sur le transfert radiatif. Elle permet également la modélisation de la supersaturation, i.e. lorsqu'il y a peu de grains de poussière disponibles sur lesquels l'eau puisse se condenser. Cette microphysique est adaptée du schéma de Montmessin et al. (2002).

Nucléation. En pratique, dans le modèle, le transport de l'eau est modélisé par l'advection d'en tout quatre traceurs, un pour la glace, un pour la vapeur, deux pour la représentation des particules de poussière sur lesquelles l'eau se condense qui sont alors converties en “CCN” pour Cloud Condensation Nuclei. L'activation, c'est-à-dire la conversion, de la poussière en CCN dépend d'un paramètre de contact m tel que $m = \cos \theta$, avec θ l'angle de contact (dans la phase liquide il s'agit de l'angle de l'interface entre la gouttelette de condensation et le noyau sur lequel elle condense). Dans le cas d'une condensation la plus efficace possible le contact est maximal avec $m = 1$. En réalité ce paramètre dépend des propriétés de l'eau et de la poussière. Plus la nucléation est efficace, plus le nombre de particules de glace pour une même

masse augmente. Dans ce cas la taille des particules de glace est plus petite et la sédimentation moins efficace, ce qui favorise le transport de l'eau des régions polaires vers les plus basses latitudes (Montmessin et al., 2004). Ce paramètre contrôle très sensiblement les quantités d'eau dans l'atmosphère et sa variation entre une valeur de 0.94 à 0.96 fait respectivement doubler ou diminuer de moitié le rapport de mélange de glace d'eau atmosphérique. Son réglage permet notamment d'éviter la formation des nuages polaires au pôle Nord autour du solstice d'été et d'augmenter la quantité de vapeur d'eau dans les tropiques (Navarro et al., 2014b).

La quantité et la distribution en taille des CCN est décrite sur le même principe que le schéma à deux moments utilisé pour les traceurs de poussière (Madeleine et al., 2011), i.e. dans chaque maille du modèle par son propre rapport de mélange en masse et en nombre, avec une distribution log-normale dont la variance effective est fixée à 0.1. Comme pour la poussière, la distribution est discrétisée autour d'un rayon moyen. Pour les CCN on utilise 5 bins, entre 0.1 et 50 μm dans chacun desquels la nucléation est appliquée (Montmessin et al., 2002). La variance effective v_{eff} est directement utilisée pour calculer le flux de sédimentation au moyen du rayon effectif r^{sed} tel que $r^{\text{sed}} = r_c (1 + v_{\text{eff}})^3$ (loi de Stokes-Cunningham pour la chute des particules, avec r_c le rayon moyen de masse (Montmessin et al., 2004)). Elle influe donc sur les quantités d'eau dans l'atmosphère de la même façon que le paramètre de contact : une diminution de cette variance entraîne une diminution de la sédimentation et augmente la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère.

Pour le grossissement des cristaux de glace autour des CCN on utilise la formulation de Montmessin et al. (2002) :

$$\frac{r}{t} = \frac{1}{r} \left(\frac{S - S^*}{R_c + R_d} \right) \quad (2.2)$$

où r est le rayon du cristal (supposé sphérique), S le taux de saturation entre la pression partielle de vapeur d'eau et la pression de saturation, S^* le taux de saturation à l'équilibre qui prend en compte la courbe de la surface du cristal (effet Kelvin), et R_c et R_d les résistances de chaleur et diffusive décrites par Montmessin et al. (2004) et Montmessin et al. (2002).

Sous-pas de temps. L'intégration de la nucléation et du grossissement de la glace d'eau sur le pas de temps standard de la physique de 15 minutes a révélé une sous-estimation du rayon pour les nuages de glace d'eau formés dans le modèle ce qui correspond à une sur-estimation du nombre de CCN impliqués (Navarro et al., 2014b). Or, la sous-estimation du rayon des particules formant les nuages a de fortes répercussions sur l'évolution de l'opacité nuageuse dans le cas de nuages radiativement actifs. Dans ce cas la même quantité de glace a tendance à se condenser sur un nombre plus grand de particules de poussière, ce qui crée un nuage constitué de petites particules, mais de plus grande opacité. En particulier, toute chute de température locale due à l'effet radiatif des nuages est sur-estimée et entraîne l'augmentation du taux de saturation (ceci même quand la quantité de vapeur d'eau diminue), renforçant de plus bel l'activation des noyaux de condensation. Cette rétro-action positive entre la formation des nuages et la température, contrôlée par la taille des particules de glace et leur nombre, produit des opacités de nuage irréalistes. En effet les nuages radiativement actifs ne modifient pas seulement la dynamique de l'atmosphère martienne à l'échelle globale, mais aussi la structure et la forme des nuages eux-mêmes à l'échelle locale. L'implémentation d'un sous pas de temps adapté aux processus couplés de nucléation et de grossissement des cristaux de glace s'est alors avérée indispensable pour correctement modéliser l'évolution de la taille des particules de glace. Plusieurs tests ont montré que ce sous-pas de temps doit être inférieur à une minute pour obtenir un cycle de l'eau réaliste (Navarro et al., 2014b).

Lessivage. Enfin, le lessivage de la poussière est également représenté : les CCN sédimentent et se reconvertissent en grains de poussière une fois que la glace s'est entièrement sublimée. Une des motivations

pour implémenter ce lessivage était d'observer son effet sur la distribution verticale de la poussière. En particulier, [McCleese et al. \(2010\)](#) et [Heavens et al. \(2011a\)](#) ont notamment suggéré l'implication du lessivage dans le processus de formation des couches détachées de poussières observées par MCS, présentées au Chapitre 3 lorsque la poussière est relâchée après que la glace a complètement sublimé. Les simulations réalisées avec et sans l'effet de lessivage n'ont cependant pas donné raison à cette explication ([Navarro et al., 2014b](#)).

Résolution horizontale. Une étude plus récente du modèle à l'aide d'une résolution horizontale très fine de 1° par 1° au lieu de la résolution habituelle de 5.575° par 3.75° a étudié l'impact d'une distribution fine des nuages. Les résultats n'ont pas cependant révélé de différence majeure ([Pottier et al., 2017](#)). Afin de prendre en compte malgré tout la distribution nuageuse au sein d'une maille GCM pour une simulation GCM standard de 5.575° par 3.75° , une paramétrisation de la nébulosité sous-maille a été implémentée au cours du travail de thèse d'Alizée Pottier ([Pottier, 2016](#)). L'idée est de considérer qu'une maille GCM est non plus soit entièrement recouverte par un nuage, soit complètement libre, mais de déterminer une fraction de la maille occupée par le nuage, c'est-à-dire de définir une nébulosité partielle de la maille. Ce type de paramétrisation est systématiquement utilisé dans les modèles terrestres dans lesquels la représentation fine des nuages est essentielle. On considère que la distribution sous-maille de la température est représentée par une fonction porte, dont la largeur fixe est un paramètre réglable, centrée sur la température calculée dans la cellule. La température est alors utilisée pour calculer cette fraction nuageuse. Ainsi, la fraction de maille constituant le nuage x_{nu} à l'altitude z est calculée en intégrant la distribution en température jusqu'à la température de condensation et en normalisant, comme explicité dans l'équation suivante et par la Figure 2.6 :

$$x_{nu}(z) = \frac{\int_{T-\Delta T}^{T_{cond}} dT}{\int_{T-\Delta T}^{T+\Delta T} dT} \quad (2.3)$$

Le transfert radiatif est alors calculé deux fois : une fois sur la fraction de la maille occupée par le nuage, une fois sur la fraction de la maille libre, i.e. sans nuage. Tous ces travaux visant à mieux représenter la résolution horizontale des nuages ont été riches d'enseignement, mais il n'ont pas permis de corriger les défauts mentionnés plus haut.

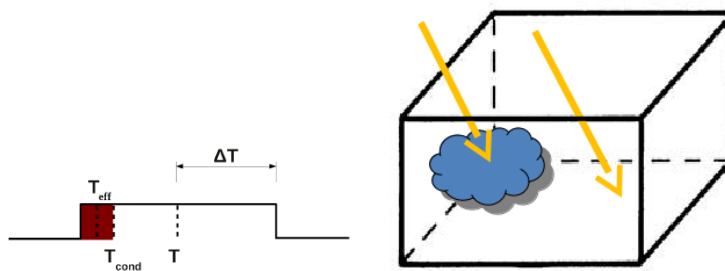


FIGURE 2.6 – [Gauche] : Distribution rectangulaire sous-maille autour de la température calculée dans le modèle considérée comme la température moyenne. On voit que même si T est prédite supérieure à T_{cond} , une fraction de la maille est néanmoins inférieure à T_{cond} et donc comprend des nuages. T_{eff} correspond à la température « effective » utilisée pour les calculs de la microphysique (extrait de la thèse d'Alizée Pottier ([Pottier, 2016](#))). [Droite] : schéma représentatif du calcul en deux temps du transfert radiatif lors de la prise en compte de la nébulosité sous-maille, i.e. une fois dans la fraction de la maille occupée par le nuage et une fois sur la partie libre de la maille.

3 Résolution verticale et modélisation de la convection nocturne

3.1 Inversions thermiques liées à la convection nocturne

Comme évoqué dans la Section 2, des inversions de température ont été systématiquement détectées la nuit dans des régions recouvertes de nuages par les radio-occultations obtenues avec les sondes MGS (Hinson and Wilson, 2004) et MRO (Hinson et al., 2014). La conversion de ces profils de température en température potentielle θ révèle que ces inversions de températures correspondent à des couches convectivement actives, c'est-à-dire pour lesquelles $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$, avec z l'altitude. Ces couches convectives nécessitent l'activation de processus de mélange sur des épaisseurs d'environ 8 km situées à 5-10 km d'altitude dans la troposphère martienne, et aux alentours de 2-3 AM heure locale.

Après avoir été longtemps débattue, l'origine de ces couches mélangées est finalement attribuée à l'effet radiatif des nuages qui se forment la nuit dans ces mêmes régions. Le mécanisme à l'oeuvre est sensiblement différent de la convection observée au sein de la couche limite pendant la journée : les nuages nocturnes refroidissent radiativement l'atmosphère et créent une force de flottabilité négative, i.e. vers le bas, sur les parcelles d'air, expliquant l'apparition des couches mélangées en-dessous du nuage. Cependant, malgré la prise en compte de l'effet radiatif des nuages, les GCMs n'ont jusqu'à présent pas été capables de reproduire ces fameuses couches mélangées.

C'est grâce à un modèle meso-échelle, d'une résolution horizontale de 30 km et verticale de 750 m, que Spiga et al. (2017) ont réussi à reproduire ce phénomène. D'un point de vue physique, le modèle meso-échelle comprend pourtant les mêmes ingrédients que le GCM nécessaires à la formation de la convection nocturne, à savoir l'effet radiatif et la microphysique des nuages (Madeleine et al., 2012; Navarro et al., 2014b), ainsi que deux paramétrisations tenant compte des processus de turbulence sous-maille non-résolus par le modèle : un schéma de diffusion Mellor-Yamada pour représenter le mélange vertical par la turbulence locale de petite échelle (Hourdin et al., 2002), et un schéma d'ajustement convectif sec pour ramener tout profil superadiabatique ($\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$) vers un profil neutre ($\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$) (Hourdin et al., 1993), sans modéliser l'intensité des mouvements verticaux générés par le mélange. Ainsi, la différence majeure entre le meso-échelle et le GCM en ce qui concerne la reproduction des couches mélangées, donc des inversions de température, semble être la résolution spatiale.

Pottier et al. (2017) ont analysé les résultats de simulations GCM avec une résolution très fine de 1° par 1° (~ 59 km à l'équateur) sans succès quant à la reproduction de ce phénomène. C'est pourquoi notre attention s'est portée cette fois-ci sur l'effet d'un raffinement de la résolution verticale du modèle. Le but était d'étudier dans un premier temps l'impact local d'une telle résolution sur l'apparition des couches mélangées en présence des nuages nocturnes simulés par le GCM, puis d'évaluer l'impact global sur l'ensemble du cycle de l'eau.

3.2 Augmentation de la résolution verticale

La résolution typique adoptée dans le GCM est déjà raffinée près de la surface (de 10 à 500 m) afin de résoudre proprement les calculs de la couche limite. Cependant, cette résolution décroît peu à peu du haut de la couche limite jusqu'en haut de l'atmosphère. Vers 10 km d'altitude elle est d'environ 2 km et vers 30 km d'altitude elle est d'environ 4 km. La résolution verticale standard du GCM comprend en tout 49 niveaux pour décrire l'atmosphère martienne de la surface jusqu'à l'exobase aux alentours de 250 km. Dans un premier temps le but est de raffiner cette résolution dans la troposphère, notamment au niveau de

la formation des nuages de glace d'eau, afin d'étudier l'effet sur la convection nocturne. Après plusieurs tests de différentes résolutions verticales, nous avons opté pour une haute résolution d'environ 1.2 km aux alentours des 30 km d'altitude, qui correspond à une grille verticale de 73 niveaux de la surface jusque ~ 250 km altitude, comme illustré par la Figure 2.7.

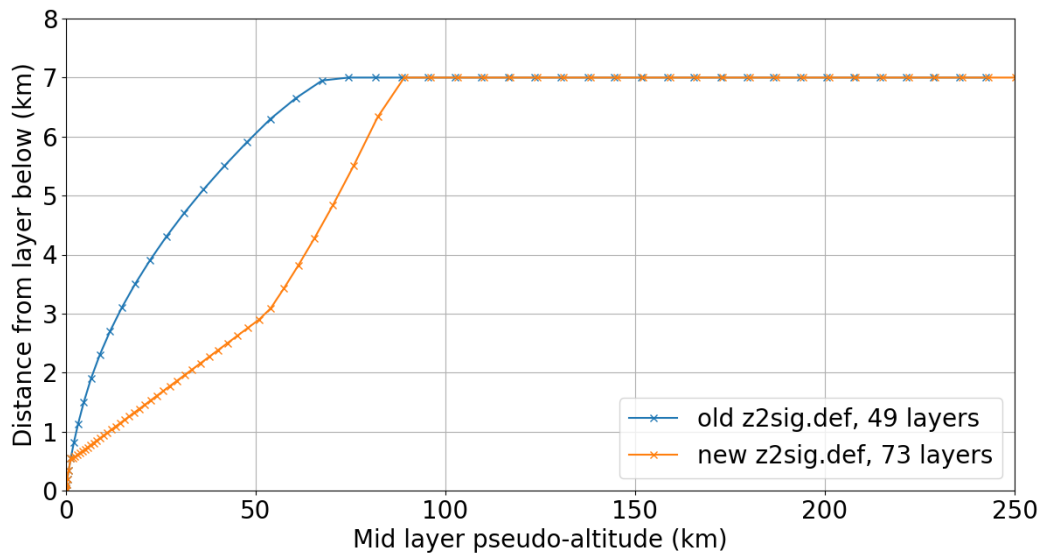


FIGURE 2.7 – Distance en km entre chaque niveau de la grille GCM et le niveau situé juste en dessous en fonction de l'altitude interpolée pour chaque niveau de la grille GCM.

Un des résultats majeurs de cette résolution verticale plus fine est l'apparition des couches mélangées sous les nuages de glace d'eau nocturnes, qui n'étaient pas visibles avec la résolution standard du GCM, comme illustré par les Figures 2.8 et 2.9. Cela prouve que, dans ce cas, le modèle possède bien déjà tous les ingrédients physiques nécessaires à la modélisation de ces couches mélangées. Le raffinement de la résolution verticale apporte donc une amélioration du cycle de l'eau au niveau local en permettant la modélisation de la convection nocturne au-dessous des nuages de glace d'eau et donc la reproduction des inversions de températures observées par les radio-occultations de MGS et MRO.

Au niveau global, on constate une meilleure distribution surfacique des nuages de glace d'eau en comparaison des données TES (voir Figure 2.10), notamment au-dessus des hautes topographies. Cependant, le modèle produit toujours trop de nuages au niveau du cratère d'Hellas et de la capuche polaire (comme évoqué par Pottier (2016) et Pottier et al. (2017)). Les Figures 2.11 et 2.12 représentent respectivement la moyenne zonale de l'opacité des nuages de glace d'eau et de la colonne de vapeur d'eau calculées par une simulation GCM standard et par une simulation GCM avec la résolution verticale plus fine. Ces figures montrent que l'impact global sur le cycle de l'eau d'une résolution plus fine est faible. De plus les principaux défauts évoqués en Section 2 persistent : la capuche polaire reste trop épaisse et les tropiques restent trop secs.

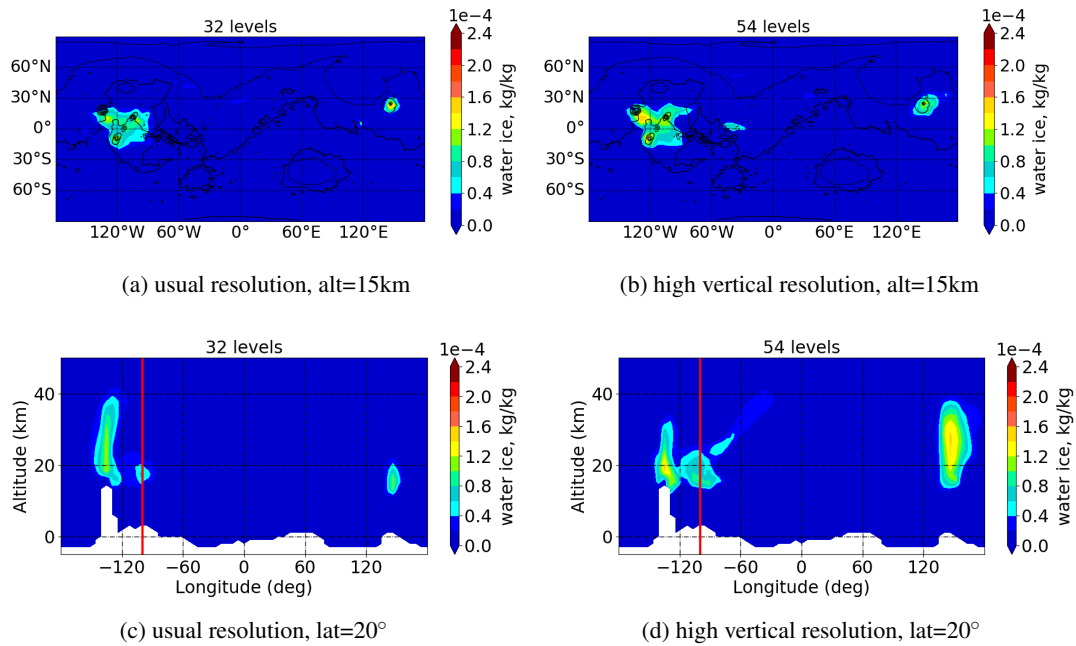


FIGURE 2.8 – **Haut** : Coupes horizontales en latitude/longitude du rapport de mélange de glace d'eau en kg.kg^{-1} à $L_s = 150^\circ$, $LT=2AM$ à 15 km d'altitude. **Bas** : Coupes verticales en altitude au-dessus de l'areoïde martien/longitude du rapport de mélange de glace d'eau en kg.kg^{-1} à $L_s = 150^\circ$, $LT=2AM$ et à $lat = 20^\circ$. **Gauche** : Simulations GCM obtenues avec la résolution verticale standard de 49 niveaux, soit environ 2 km aux alentours de 15 km d'altitude. **Droite** : Simulations GCM obtenues avec la résolution fine de 73 niveaux, soit environ 1.2 km aux alentours de 15 km d'altitude.

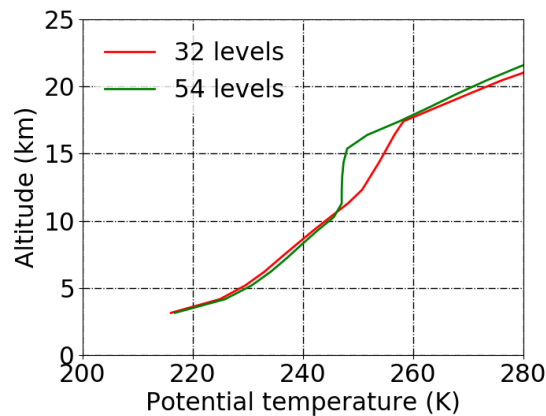


FIGURE 2.9 – Profils de température potentielle en fonction de l'altitude au-dessus de l'areoïde martien à $L_s = 150^\circ$, $lat = 20^\circ$, $lon = 120^\circ$ et $LT=2AM$ obtenus respectivement avec la résolution standard du GCM de 49 niveaux (en rouge), soit 32 niveaux pour une simulation n'incluant pas la thermosphère, et la haute résolution de 73 niveaux (en vert), soit 54 niveaux pour une simulation n'incluant pas la thermosphère.

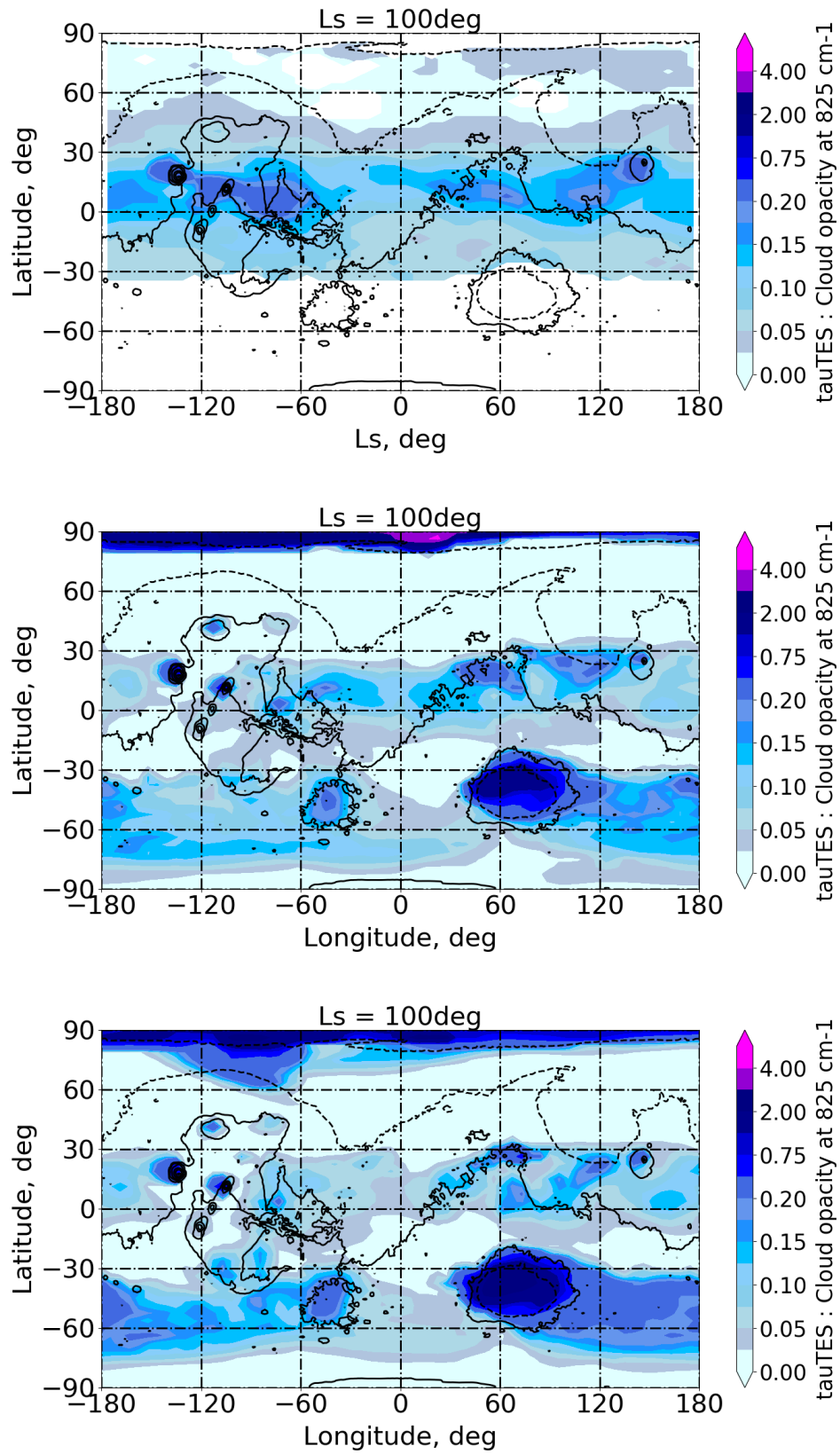


FIGURE 2.10 – Distribution en latitude/longitude de l’opacité de la glace d’eau à $L_s = 100^\circ$ à 14 :00 heure locale. **Haut** : données de l’instrument TES. **Milieu** : Simulation GCM avec la résolution verticale standard de 49 niveaux verticaux. **Bas** : Simulation GCM avec la résolution fine de 73 niveaux verticaux.

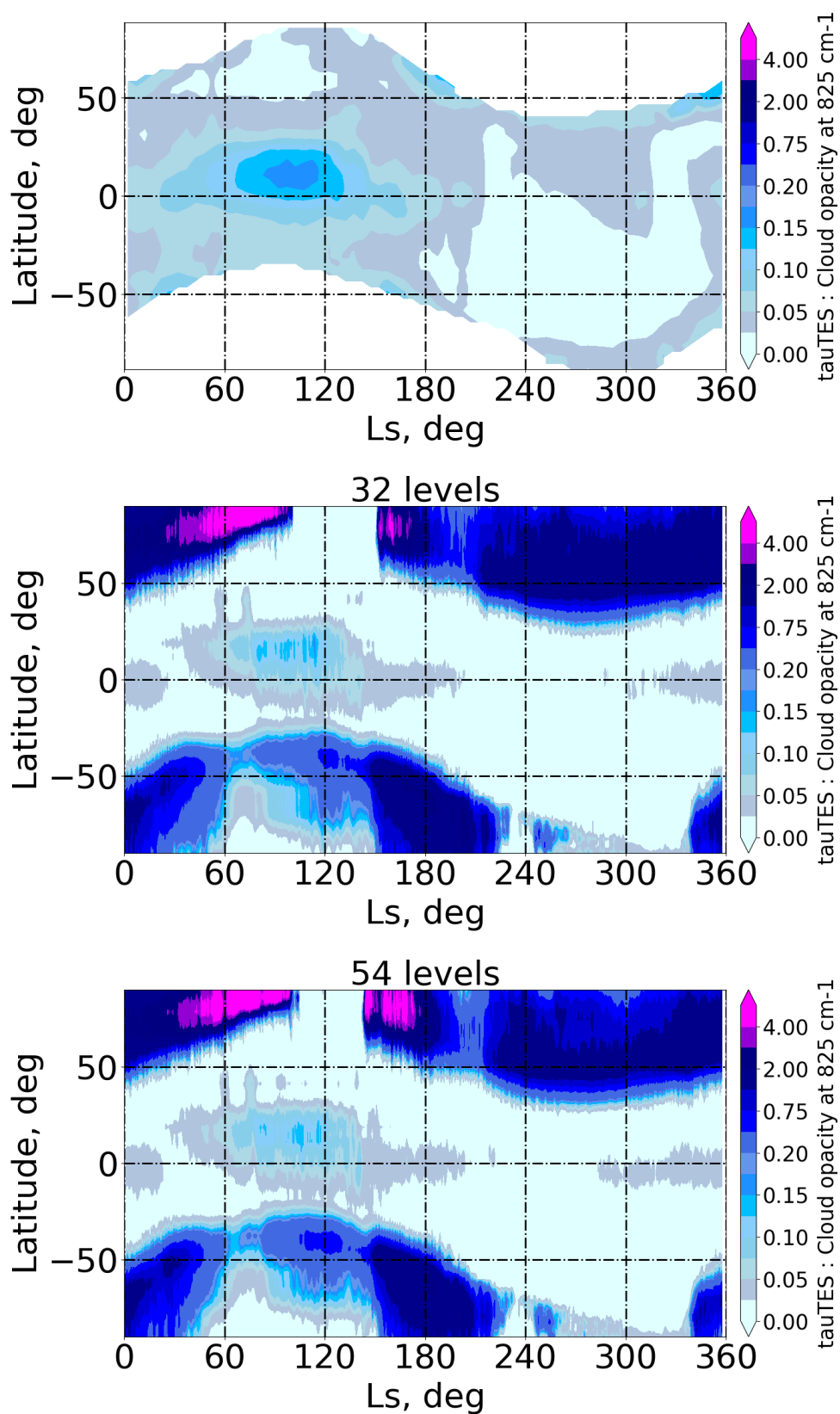


FIGURE 2.11 – Evolution saisonnière de la moyenne zonale de l’opacité nuageuse à 14 :00 heure locale. **Haut** : données de l’instrument TES. **Milieu** : Simulation GCM avec la résolution verticale standard de 49 niveaux verticaux. **Bas** : Simulation GCM avec la résolution fine de 73 niveaux verticaux.

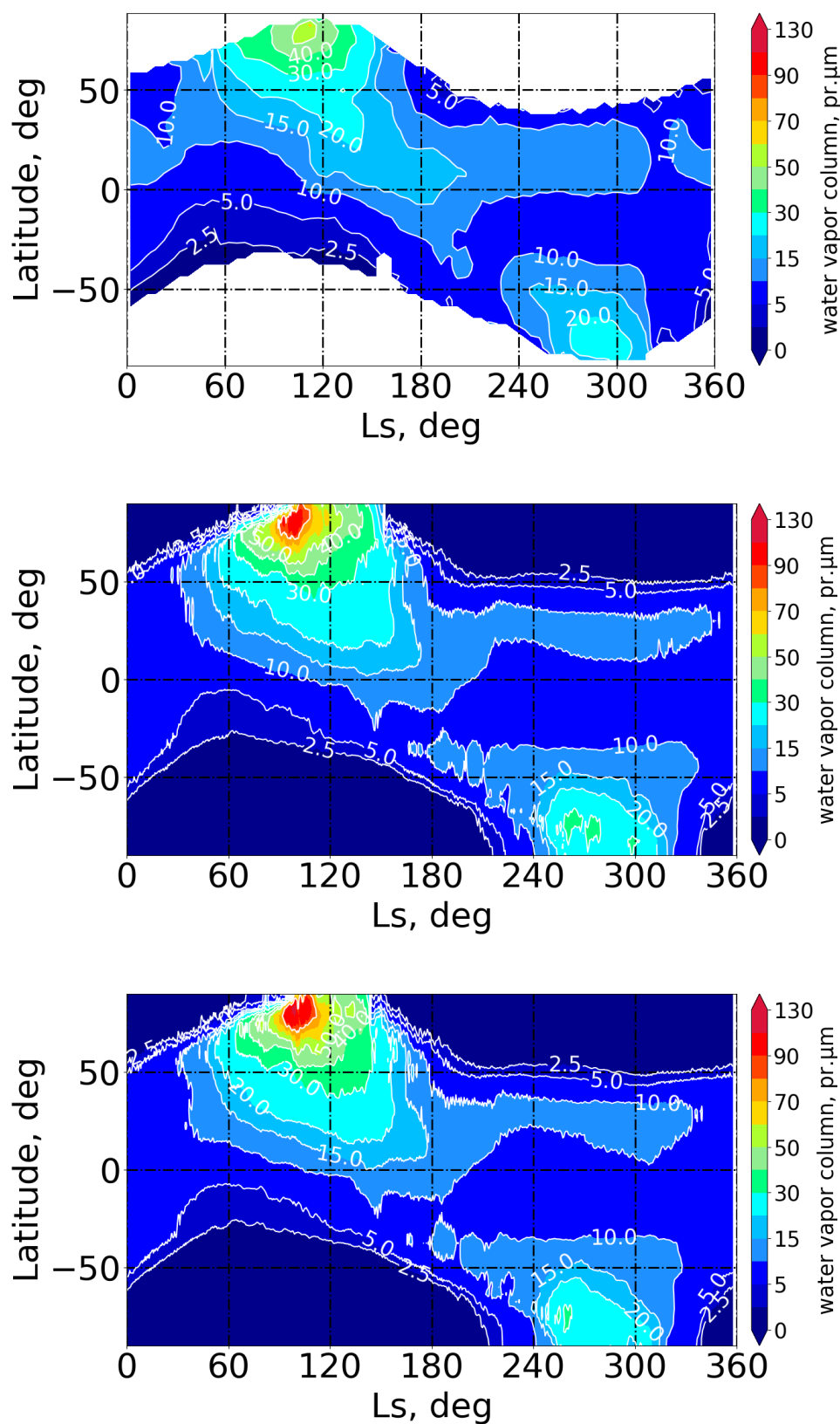


FIGURE 2.12 – Même Figure que 2.11 pour la colonne intégrée de vapeur d'eau.

4 Les défis des couplages de la microphysique des nuages

4.1 Sensibilité au pas de temps physique

Cette étude a débuté par une découverte fortuite : avant d'adopter la haute résolution verticale présentée dans la Section 3, plusieurs tests ont été réalisés avec des résolutions encore plus fines comme par exemple 135 niveaux répartis de la surface à environ 200 km en haut de l'atmosphère, avec une résolution d'environ 500 m à 15 km d'altitude. L'expérience a montré qu'une simulation GCM ne peut rester stable avec une telle résolution verticale à moins de raffiner également la résolution temporelle. La résolution temporelle actuelle de la physique dans le modèle pour une simulation standard est de 15 minutes. Elle est de 1.5 minutes pour la dynamique (voir Chapitre 1). La microphysique possède quant à elle son propre sous-pas de temps (voir Section 2) qui est réglé à 30 secondes. Afin de faire tourner notre simulation de 135 niveaux verticaux, la résolution temporelle de la physique a été augmentée de moitié, c'est-à-dire fixée à 7.5 minutes, le pas de temps de la microphysique restant par ailleurs inchangé.

Bien que le pas de temps de la microphysique soit resté le même, le changement de résolution temporelle semble avoir un impact considérable sur le cycle de l'eau, comme on peut le voir dans la Figure 2.13. L'effet est le même lorsqu'on augmente encore la finesse du pas temporel en passant à 3.75 minutes. La Figure 2.14 montre l'évolution temporelle des quantités totales planétaires de glace en surface, de glace dans l'atmosphère et de vapeur d'eau pour les trois cas évoqués : simulation GCM standard, simulation avec un pas de temps physique de 7.5 minutes et simulation avec un pas de temps physique de 3.75 minutes. On voit que la différence entre 7.5 et 3.75 minutes est négligeable comparée à celle qui éloigne le cas de 15 minutes, ce qui permet de vérifier que la simulation converge vers un état stable lorsqu'on diminue le pas de temps. Par ailleurs, augmenter le nombre de sous-pas de temps de la microphysique ne change pas la différence observée.

4.2 Effets de couplages

On constate que l'effet global du changement de résolution temporelle sur le cycle de l'eau est bien plus important que le changement de résolution verticale, notamment sur la capuche polaire de l'hiver Nord. Cette différence entre résolutions temporelles est seulement visible lorsque la microphysique des nuages d'eau est active. Cela suggère un couplage non pris en compte entre la microphysique et d'autres processus implémentés dans le GCM. En effet, comme illustré par les Figures 2.15 et 2.16, les différentes paramétrisations de la physique du GCM sont parcourues successivement, donc indépendamment les unes des autres. La microphysique intègre ses calculs sur un pas de temps beaucoup plus fin que le reste.

La question est donc de trouver quelle paramétrisation, extérieure à la microphysique dans notre modèle, devrait être intégrée à celle-ci et sur le même sous-pas de temps pour correctement rendre compte de la formation des nuages de glace d'eau. Afin de répondre à cette question, j'ai réalisé des simulations GCM avec un pas de temps de 7.5 minutes en testant tour à tour l'influence d'une régression du pas de temps pour chacune des paramétrisations de la physique. C'est à-dire qu'on appelle 4 fois moins la paramétrisation que l'on veut tester dans la physique afin de voir si réduire ainsi son pas de temps et donc sa variation avec celle des autres paramétrisations a une influence considérable ou non. La Figure 2.17 trace les évolutions temporelles des quantités totales planétaires de glace en surface, de glace dans l'atmosphère et de vapeur d'eau avec un pas de temps physique de 7.5 minutes pour ces différentes simulations. On voit que l'appel moins fréquent du transfert radiatif et de l'ajustement convectif semblent avoir une faible influence sur la variation de ces quantités. La fréquence d'appel

des thermiques semble avoir un peu plus d'impact, mais la différence reste négligeable comparée à celle observée pour la diffusion turbulente et surtout pour la sédimentation. Cette petite étude simple nous permet donc d'identifier les potentiels coupables de la forte différence observée d'un pas de temps physique de 15 à 7.5 minutes. En effet une telle variation entre les simulations pour lesquelles on appelle moins fréquemment les paramétrisations des thermiques, de la diffusion turbulente et de la sédimentation suggère un fort couplage entre celles-ci et la paramétrisation des nuages de glace d'eau. Le couplage avec la sédimentation semble particulièrement fort et on décide donc d'effectivement coupler cette même sédimentation à la paramétrisation des nuages de glace d'eau.

La Figure 2.18 montre les résultats d'une telle simulation. La Figure 2.19, comme sur le modèle de la Figure 2.17, trace les évolutions temporelles des quantités totales planétaires de glace en surface, de glace dans l'atmosphère et de vapeur d'eau avec un pas de temps physique de 7.5 minutes en appelant 4 fois moins tour à tour les différentes paramétrisations, cette fois avec la sédimentation couplée. On voit que le couplage de la sédimentation à la microphysique des nuages n'a pas beaucoup changé les résultats et n'a pas réglé le problème. Un autre couplage subsiste.

Rappelons que cette différence observée entre les pas de temps n'existe que lorsque la microphysique des nuages est activée. La principale différence entre la paramétrisation simple des nuages de glace d'eau utilisée auparavant et la microphysique est l'intervention de la poussière comme noyau de condensation. Or, outre la sédimentation, les concentrations de poussière sont modifiées par la paramétrisation de la diffusion turbulente et des thermiques. On soupçonne donc un fort effet de couplage avec la diffusion turbulente et/ou les thermiques. Celles-ci ne peuvent être couplées aussi simplement à la microphysique des nuages que la sédimentation, cela serait extrêmement coûteux en terme de temps de calcul.

La solution la plus simple serait bien sûr de faire tourner le modèle systématiquement avec une résolution temporelle deux fois plus fine mais c'est une solution très coûteuse en temps de calcul. Une autre solution plus élégante, et que l'on souhaite adopter par la suite, consiste à bel et bien utiliser un pas de temps physique de 7.5 minutes, mais de réduire la fréquence d'appel des paramétrisations qui n'ont pas besoin d'une résolution temporelle aussi fine, comme par exemple le transfert radiatif, ou encore la condensation du CO₂ comme on a pu le faire dans les tests présentés précédemment. Ce travail de "super-cycling" est en cours, mené par Antoine Bierjon en stage au LMD sous la direction de François Forget, Ehouarn Millour et de moi-même.

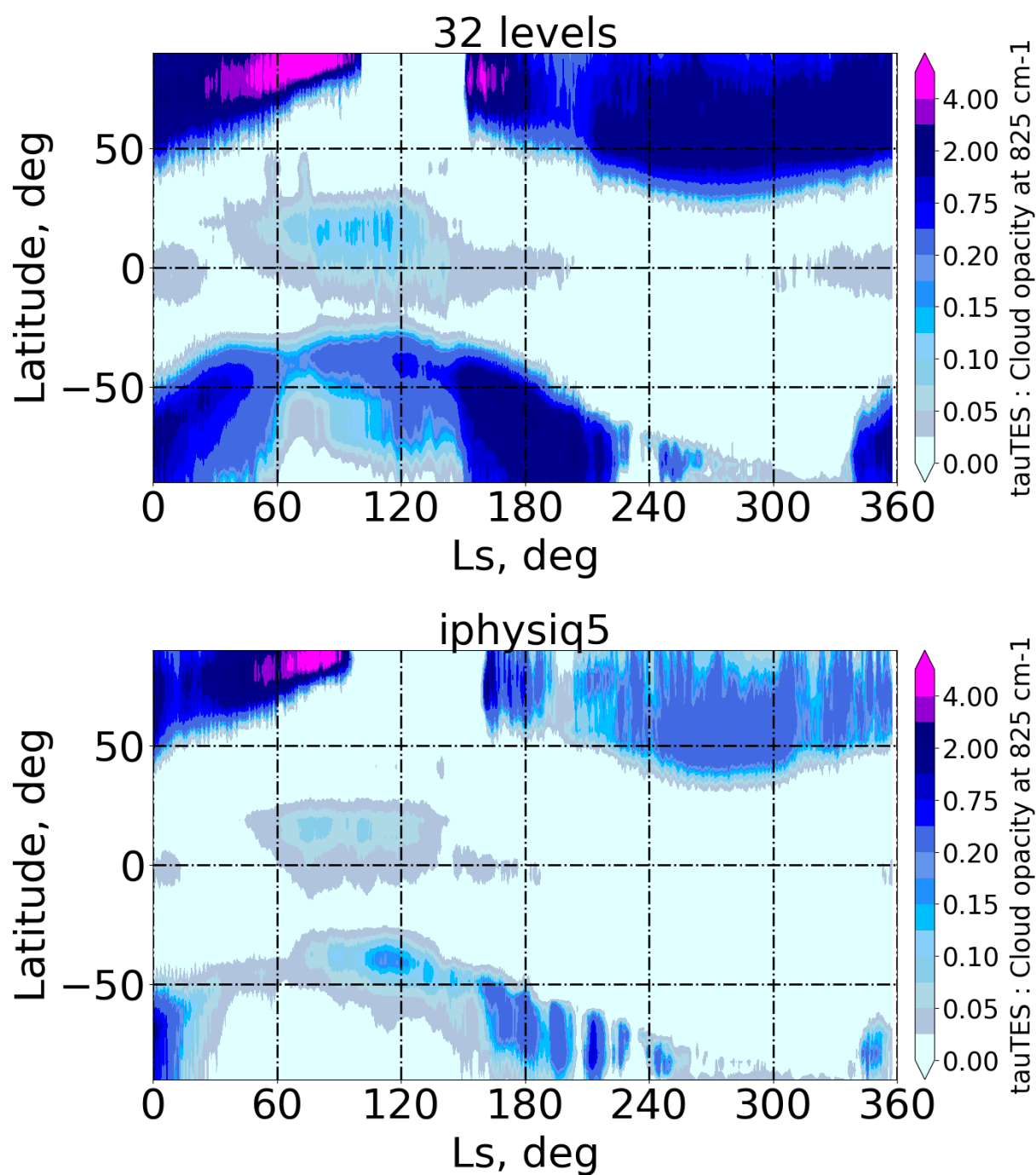


FIGURE 2.13 – Evolution saisonnière de la moyenne zonale de l’opacité nuageuse à 14 :00 heure locale pour une simulation GCM réalisée Haut : avec le pas de temps standard de 15 minutes. Bas : avec le pas de temps de 7.5 minutes.

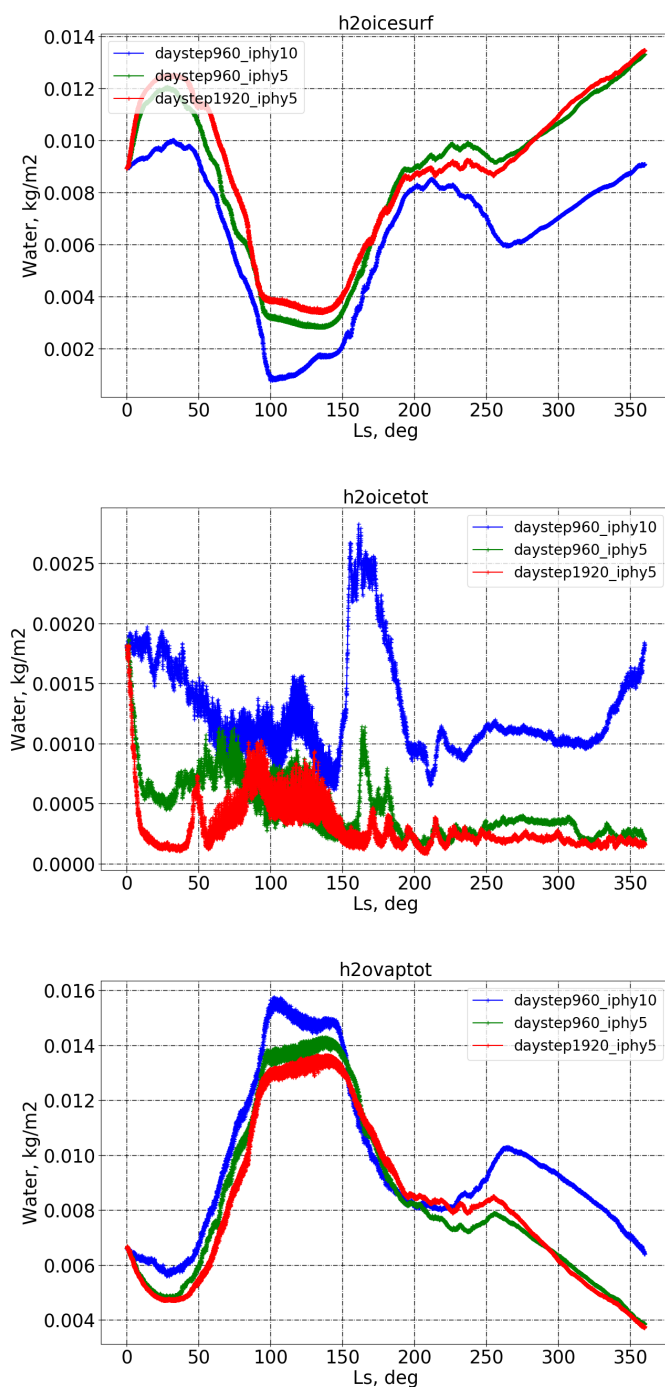


FIGURE 2.14 – Evolution saisonnière de la moyenne planétaire de la quantité totale **Haut** : de glace d'eau en surface ; **Milieu** : de la colonne intégrée de glace d'eau dans l'atmosphère ; **Bas** : de la colonne intégrée de vapeur d'eau dans l'atmosphère respectivement pour les cas tracés en bleu, vert et rouge d'une simulation GCM standard de pas de temps de 15 minutes (960 pas de temps dynamiques par jour, appel de la physique tous les 10 pas de temps dynamiques), d'une simulation GCM de pas de temps physique de 7.5 minutes (960 pas de temps dynamiques par jour, appel de la physique tous les 5 pas de temps dynamiques) et d'une simulation GCM de pas de temps physique de 3.75 minutes (1920 pas de temps dynamiques par jour, appel de la physique tous les 5 pas de temps dynamiques).

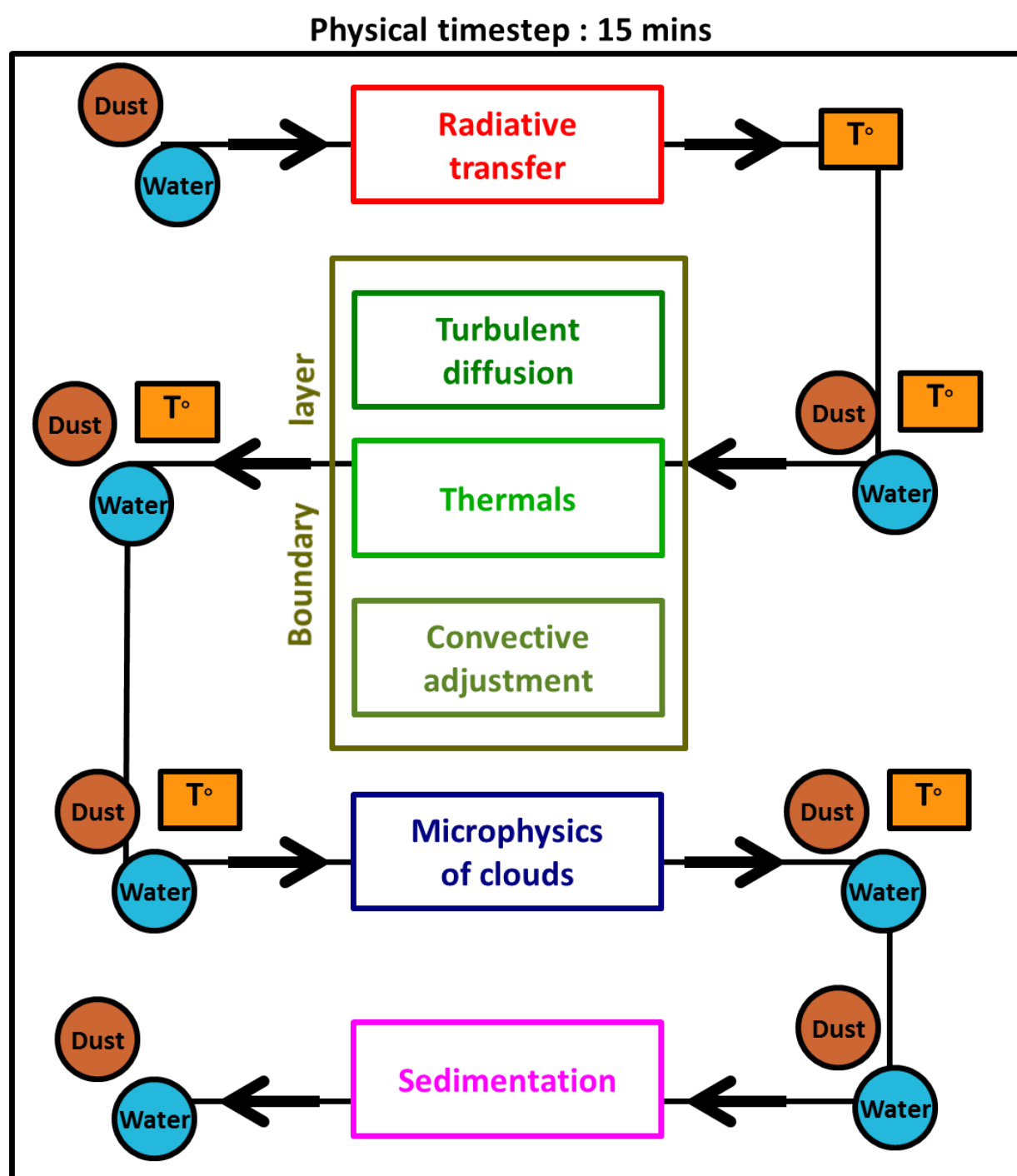


FIGURE 2.15 – Représentation schématique de l'ensemble des paramétrisations parcourues au sein du GCM dans la partie du calcul des tendances physiques : les bulles « dust » et « water » représentent respectivement les traceurs de la poussière et de l'eau, « T° » représente la variable de température. Le schéma représente le traitement de ces différentes variables par le passage à travers les paramétrisations successives implémentées dans le GCM : le transfert radiatif, le schéma de diffusion turbulente, le modèle des thermiques, l'ajustement convectif, la microphysique des nuages et la sédimentation. Le schéma n'est pas exhaustif mais résume les paramétrisations principales impliquées dans la variation des quantités de traceurs et de température pendant un pas de temps physique, et qui ont directement ou indirectement une influence sur la formation des nuages de glace d'eau.

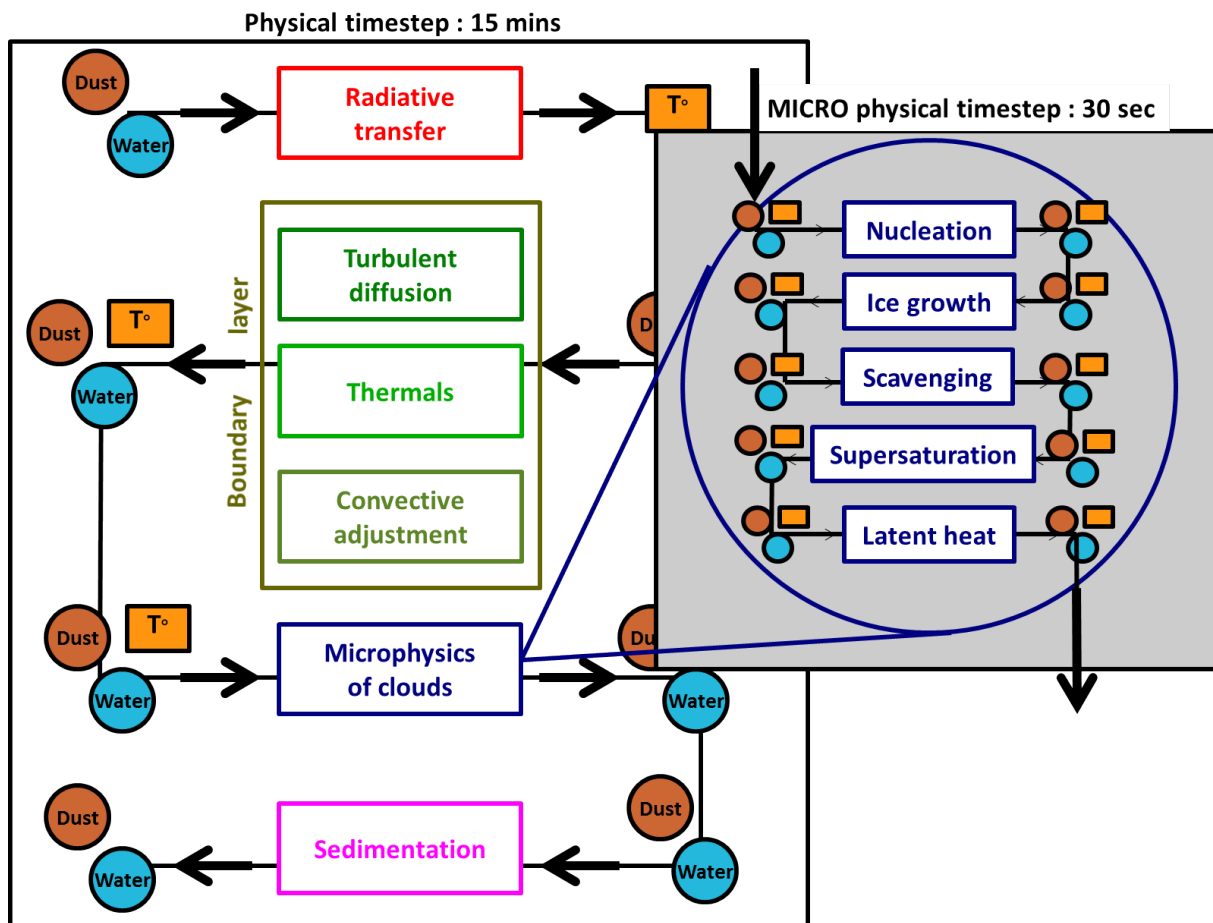


FIGURE 2.16 – Même schéma que dans la Figure 2.15 avec le détail de la microphysique des nuages et les différents processus sont mentionnés : nucléation de la glace d'eau sur les particules de poussière, grossissement de la glace sur la poussière, lessivage de la poussière, supersaturation et relâchement de chaleur latente lorsque la glace se sublime ou condense.

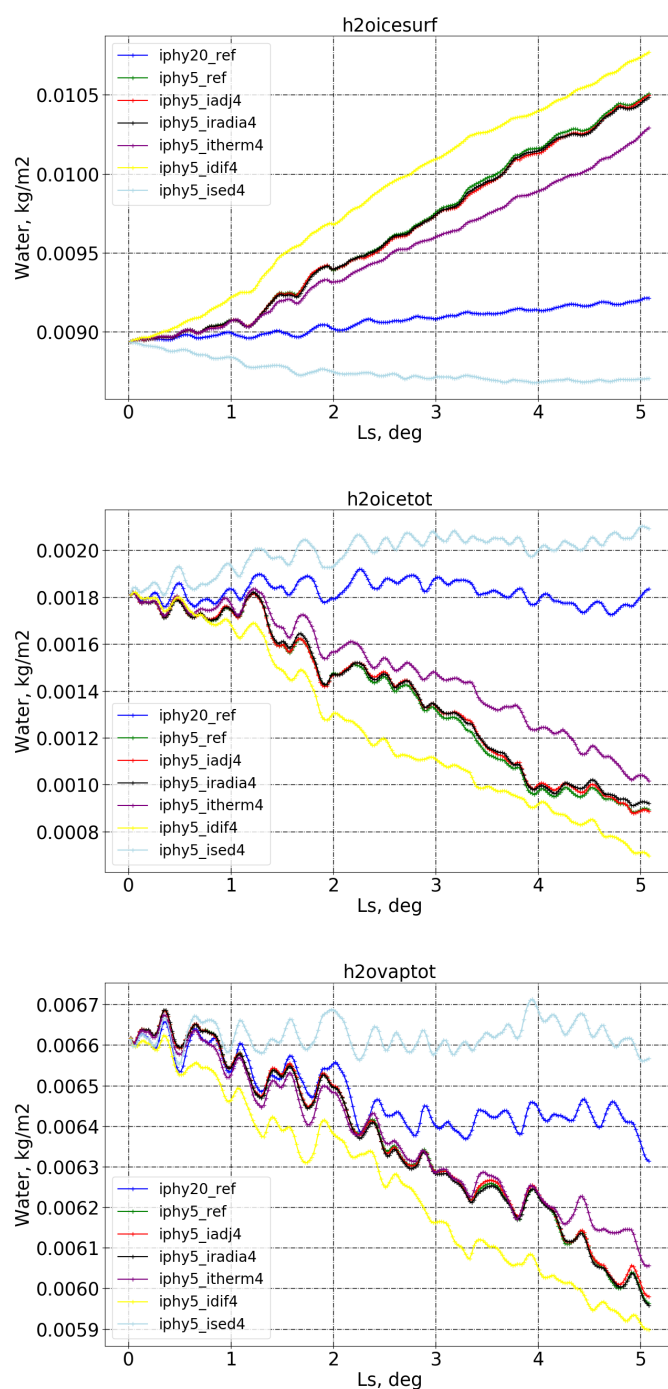


FIGURE 2.17 – Evolution saisonnière de la moyenne planétaire de la quantité totale **Haut** : de glace d'eau en surface ; **Milieu** : de la colonne intégrée de glace d'eau dans l'atmosphère ; **Bas** : de la colonne intégrée de vapeur d'eau dans l'atmosphère respectivement pour les cas tracés en bleu, vert, rouge, noir, violet, jaune, bleu clair d'une simulation GCM standard de pas de temps physique de 30 minutes (960 pas de temps dynamiques par jour, appel de la physique tous les 20 pas de temps dynamiques), d'une simulation GCM de pas de temps physique de 7.5 minutes (960 pas de temps dynamiques par jour, appel de la physique tous les 5 pas de temps dynamiques), d'une simulation GCM de pas de temps de 7.5 minutes pour la physique et de 30 minutes (960 pas de temps dynamiques par jour, appel de la physique tous les 5 pas de temps dynamiques, appel de la paramétrisation tous les 4 pas de temps physique) respectivement pour l'ajustement convectif, le transfert radiatif, le calcul des thermiques dans la couche limite, la diffusion turbulente de la couche limite, la sédimentation. Ces graphes révèlent que la sédimentation, la plume thermique et la diffusion turbulente semblent être les paramétrisations les plus sensibles à la variation du pas de temps physique.

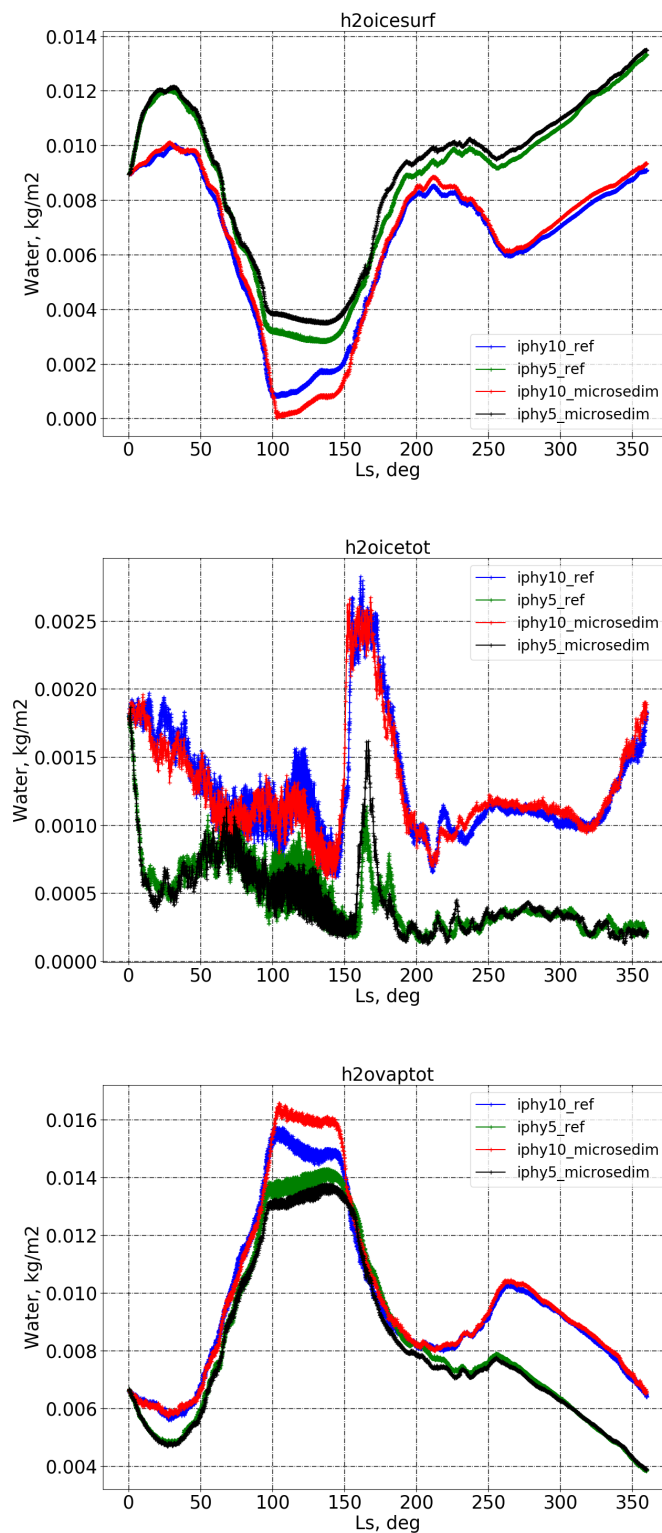


FIGURE 2.18 – Evolution saisonnière de la moyenne planétaire de la quantité totale **Haut** : de glace d'eau en surface ; **Milieu** : de la colonne intégrée de glace d'eau dans l'atmosphère ; **Bas** : de la colonne intégrée de vapeur d'eau dans l'atmosphère pour les cas de référence d'une simulation GCM avec un pas de temps physique de 15 minutes et de 7.5 minutes respectivement en bleu et en vert, et les cas pour lesquels on a couplé la sédimentation à la microphysique des nuages avec un pas de temps de 15 minutes et de 7.5 minutes respectivement en rouge et en noir.

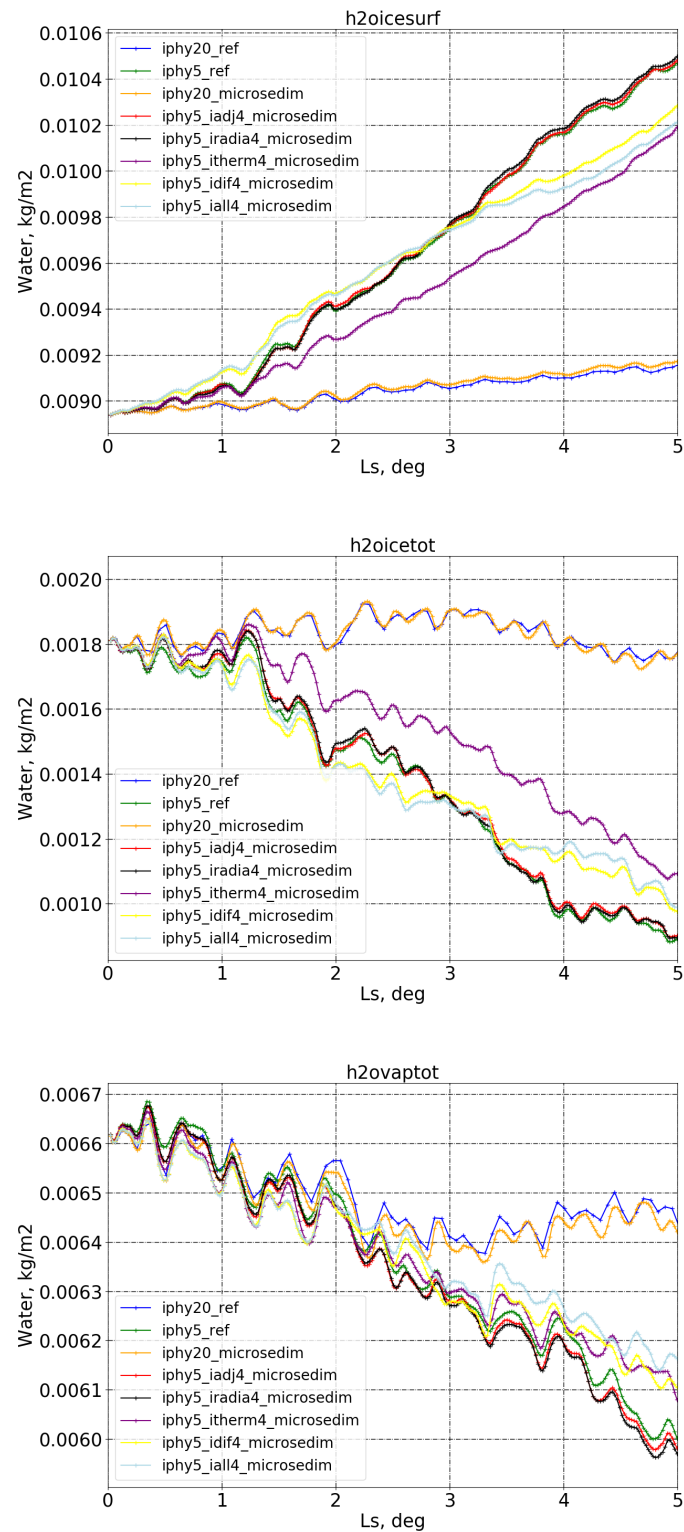


FIGURE 2.19 – Même Figure que Figure 2.17 dans le cas du couplage de la sédimentation à la microphysique. En bleu clair on a ajouté le cas de l'appel moins fréquent de toutes les paramétrisations (960 pas de temps dynamiques par jour, appel de la physique tous les 5 pas de temps dynamiques, appel de chaque paramétrisation tous les 4 pas de temps physique).

5 Autre amélioration : Effets de la chaleur latente

5.1 Dans le GCM actuel

Dans le GCM martien, le dégagement de chaleur latente qui se produit lors de la sublimation et de la condensation de l'eau en surface n'est pas pris en compte car il a été considéré comme négligeable parmi les termes autrefois méconnus du bilan thermique de la surface. Il l'est par ailleurs dans la formation des nuages, qui ne nous intéressent pas dans cette partie. On se propose donc ici de compléter le modèle en prenant en compte la variation de la température due à cet échange de chaleur. Le flux d'eau échangé à la surface E_w dépend de l'équation 2.1 défini dans la section 2. On calcule alors la variation de température qui accompagne la sublimation de l'eau telle que :

$$\left(\frac{\partial T_{surf}}{\partial t} \right)_{H_2O} = \frac{L_{subl}}{C_p} E_w \quad (2.4)$$

Où L_{subl} est la chaleur latente de sublimation et C_p la chaleur spécifique de la surface.

La Figure 2.20 montre l'évolution de la différence de température de surface en moyenne zonale entre une simulation GCM standard et une simulation dans laquelle on a pris en compte le dégagement de chaleur latente de l'eau en surface. On voit que la différence apparaît essentiellement entre $L_s=0^\circ$ et $L_s=100^\circ$ en bordure de la calotte polaire nord où la température de surface est plus basse dans le cas de la prise en compte de la chaleur latente, ce qui peut s'expliquer par la forte sublimation, associée à un refroidissement par chaleur latente, de la calotte pendant l'été nord ; et aux alentours de $L_s=150^\circ$ au pôle nord où la température de surface est cette fois ponctuellement plus élevée dans le cas de la prise en compte de la chaleur latente, qui retarde sans doute l'amorce de la condensation en surface au début de l'automne nord.

La Figure 2.21 montre l'évolution des quantités planétaires d'eau calculées pour une simulation avec le GCM standard et une simulation dans laquelle on a ajouté l'effet de la chaleur latente sur la sublimation et la condensation de l'eau en surface. En conclusion, on confirme que le cycle de l'eau global de Mars actuel n'est pas particulièrement impacté par la prise en compte du dégagement de chaleur latente et on ne fait pas d'erreur majeure en ne l'intégrant pas au modèle. En revanche, dans le cas d'un cycle de l'eau beaucoup plus intense, comme celui qui devrait avoir régné sur la planète Mars il y a quelques millions d'années dans des conditions d'obliquité différentes, ces écarts de température ont pu être particulièrement importants. Dans la section suivante on s'intéresse à l'impact de cette prise en compte de chaleur latente dans le cas d'un paléoclimat martien propice à l'apparition d'eau liquide.

5.2 Application aux paléoclimats

5.2.a Les gullies

Dans cette section notre attention se porte sur l'effet du dégagement de chaleur latente dans des conditions de paléoclimats martien dans lesquelles l'eau liquide aurait eu des chances d'apparaître. La présence d'eau liquide sur Mars, passée et actuelle, demeure un mystère insoluble tant les traces et les preuves sont contradictoires. Parmi ces traces géologiques on distingue notamment les « gullies », ces petits canaux, en apparence très semblables à des écoulements de débris induits par de l'eau liquide qu'on pourrait trouver sur Terre, observés par plusieurs instruments à la surface de Mars. Ces gullies sont orientées vers les pôles entre 30° et 45° de latitude, puis sur toutes les pentes aux plus hautes latitudes (Harrison et al., 2015; Conway and Balme, 2016). Leur âge, tout comme leur processus de formation, restent à ce jour une énigme et elles continuent d'alimenter le débat sur la présence actuelle et passée d'eau liquide à la surface

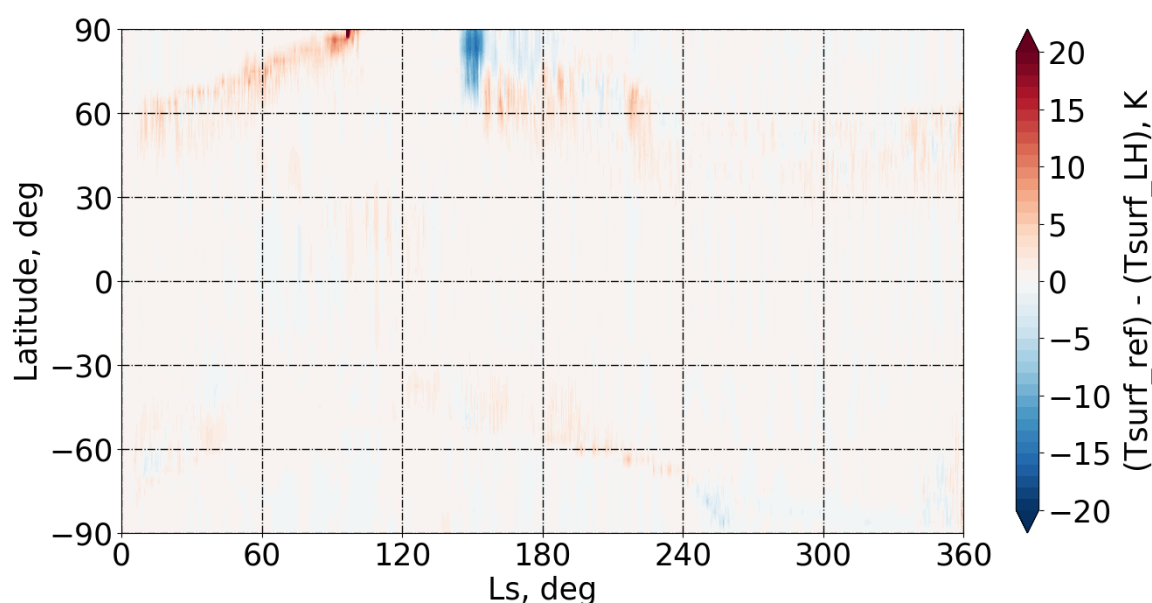


FIGURE 2.20 – Evolution saisonnière de la différence de température de surface en moyenne zonale entre le cas d’une simulation GCM de référence et le cas d’une simulation GCM avec la prise en compte du dégagement de chaleur latente lors de la sublimation et de la condensation de l’eau en surface.

de Mars. Beaucoup de théories ont été proposées pour expliquer leur mécanisme de formation et deux d’entre elles demeurent principalement aujourd’hui : l’une invoquant l’occurrence d’écoulements d’eau liquide, l’autre d’écoulements de débris secs engendrés par l’échappement de CO_2 gazeux provenant de la glace présente en sous-sol (Pilorget and Forget, 2016). Or, la présence d’eau liquide sur Mars est à l’heure actuelle extrêmement peu probable compte tenu des conditions climatiques qui règnent sur la planète, à savoir une pression et des températures très faibles, bien en-dessous du point triple de l’eau. L’eau ne peut donc a priori que se sublimer, c’est-à-dire passer directement de l’état solide à l’état gazeux, ou bien se condenser, c’est-à-dire passer de l’état gazeux à l’état solide. De plus, en dehors des régions polaires, la glace d’eau est instable à la surface de Mars, et disparaît au bout de quelques semaines.

On sait maintenant que cela n’a pas toujours été ainsi et qu’il y a quelques millions d’années, l’obliquité de Mars a pu atteindre des valeurs beaucoup plus élevées que sa valeur actuelle de 25° (Laskar and Robutel, 1993; Laskar et al., 2004). Les modèles de climat ont alors révélé que dans une telle configuration le cycle de l’eau martien est complètement chamboulé par l’intensification des changements de températures saisonniers. Les glaciers d’eau se déplacent et s’accumulent à des endroits complètement différents d’aujourd’hui, c’est-à-dire non plus aux pôles mais à des moyennes ou basses latitudes. La quantité de vapeur d’eau dans l’atmosphère est elle aussi amplifiée et le cycle des nuages s’intensifie, renforçant l’effet de serre, favorisant ainsi la montée des températures. À une obliquité plus grande que 35° , les pentes de montagnes orientées vers les pôles aux moyennes et basses latitudes peuvent être à la fois les endroits les plus froids en moyenne annuelle (une condition qui favorise alors l’accumulation de glace d’eau), et les endroits les plus chauds pendant l’été (Costard et al., 2002). Cependant le refroidissement par dégagement de chaleur latente de toute glace exposée à la sublimation tend à limiter l’effet d’élévation de température pendant l’été. Le but de l’étude présentée ici est de simuler localement l’ac-

cumulation de glace et sa capacité à fondre à haute obliquité aux endroits propices à l'apparition de gullies.

5.2.b Simulation 1D en conditions paléoclimatiques

On réalise une simulation climatique 1D, d'abord sans la prise en compte de la chaleur latente de sublimation/condensation en surface, dans laquelle on impose les conditions les plus favorables pour observer l'apparition d'eau liquide en surface. On impose une obliquité de 35° et on se place à la latitude -45° , avec une pente de 30° orientée vers le pôle Sud. A l'état initial on impose une pression de 1200 Pa, soit une pression environ deux fois plus élevée que sur Mars actuelle, et une grosse quantité de glace en surface (1000 kg.m^{-2}). On observe alors l'évolution de la glace sur une année martienne pour différentes conditions d'albédo et d'inertie thermique. Ces conditions sont résumées dans le Tableau 2.1. Les condi-

Soil Type	Thermal Inertia	Albedo	$T_{max} > 0^\circ\text{C}?$	$T_{mean} > 0^\circ\text{C}?$
Dry soil	200	0.2	yes	no
Porous ice	400	0.35	yes	no
Pure ice	1000	0.7	no	no

TABLE 2.1 – Résumé des paramètres utilisés pour les différentes simulations lors de la sublimation et condensation en surface de l'eau dans le cas d'une simulation GCM avec une obliquité de 35° et sans la prise en compte de la chaleur latente.

tions d'albédo de type « dry soil » sont les conditions caractéristiques d'une surface aride, par exemple d'une surface de glace qui serait recouverte entièrement de poussière. Le type « porous ice » correspond à de la glace polluée par des grains de poussières. Enfin, le type « pure ice » correspond à une surface entièrement recouverte de glace pure et très réfléchissante. La Figure 2.23 résume les résultats des simulations réalisées avec les paramètres du Tableau 2.1 et fournit les températures minimale, maximale et moyenne sur l'ensemble des sols martiens. On observe tout d'abord que seuls les cas de « dry soil » et « porous ice » voient leur température maximale dépasser la température seuil de fusion de l'eau. En revanche dans aucun des cas la température moyenne ne dépasse ce seuil. On peut donc se figurer que, dans le cas d'une obliquité de 35° , de l'eau liquide peut potentiellement apparaître à la surface de la planète localement aux endroits simulés et de façon ponctuelle, c'est-à-dire de façon instable, pendant les journées les plus chaudes de l'année martienne.

La Figure 2.24 donne les résultats d'une simulation climatique 1D cette fois avec la prise en compte de la chaleur latente, au même emplacement que dans les simulations précédentes à -45° , sur une pente de 30° orientée vers le pôle Sud, et à obliquité de 35° , toujours avec une pression initiale de 1200 Pa, et dans le cas le plus favorable pour atteindre le seuil de fusion, i.e. le cas "dry soil" avec un albédo de 0.2 et une inertie thermique de 200 SI. On voit dans ce cas qu'aucune des températures diurnes minimale, moyenne ou maximale n'atteint le seuil de 273.15 K. On réalise alors la même simulation cette fois-ci dans le cas d'une obliquité de 45° . Les résultats sont présentés dans la Figure 2.25. Sans la prise en compte de la chaleur latente la température moyenne atteint presque le seuil de 273.15 K. En revanche, lorsqu'on ajoute la prise en compte du dégagement de chaleur latente, on voit que même dans ce cas d'une obliquité extrême, les températures maximales atteintes au cours de l'année n'arrivent pas à dépasser le point triple de l'eau. On remarque que lorsqu'on s'approche de la température seuil de 0°C , les taux de sublimation augmentent considérablement ce qui induit une très forte rétroaction négative.

On conclut par cette étude que même si la glace peut s'accumuler sur des plus basses latitudes lors des fortes variations d'obliquité de la planète, les températures de surface atteintes dans les régions d'observations des gullies ne peuvent en théorie dépasser la température seuil de l'état liquide de l'eau. Si les gullies sont apparues dans une période passée de Mars à laquelle l'obliquité était plus forte, cette étude joue naturellement en faveur de la seconde théorie invoquée pour expliquer leur formation, à savoir un mécanisme d'écoulement sec, qui ne fait pas intervenir d'eau liquide. Cependant, seule la température de surface a été étudiée ici et la possibilité de voir de l'eau liquide émerger de la sous-surface doit être elle aussi explorée. En effet, la glace d'eau présente dans le sous-sol martien est protégée par les dépôts qui la recouvrent et reste stable. Il se peut que la diffusion de chaleur par le régolithe martien lui permette d'atteindre des températures moyennes supérieures à celle du point de fusion de l'eau ([Costard et al., 2002](#)). La diffusion de l'eau et sa condensation dans le régolithe martien n'est pas encore incluse dans le GCM actuel. Cependant, le projet d'implémenter une paramétrisation de ce phénomène physique dans le GCM a fait l'objet d'un important travail de post-doctorat réalisé par Pierre-Yves Meslin (à présent à l'IRAP, Toulouse) il y a quelques années, récemment relancé dans le cadre du stage de Julian Weinmann sous la direction de Pierre-Yves Meslin.

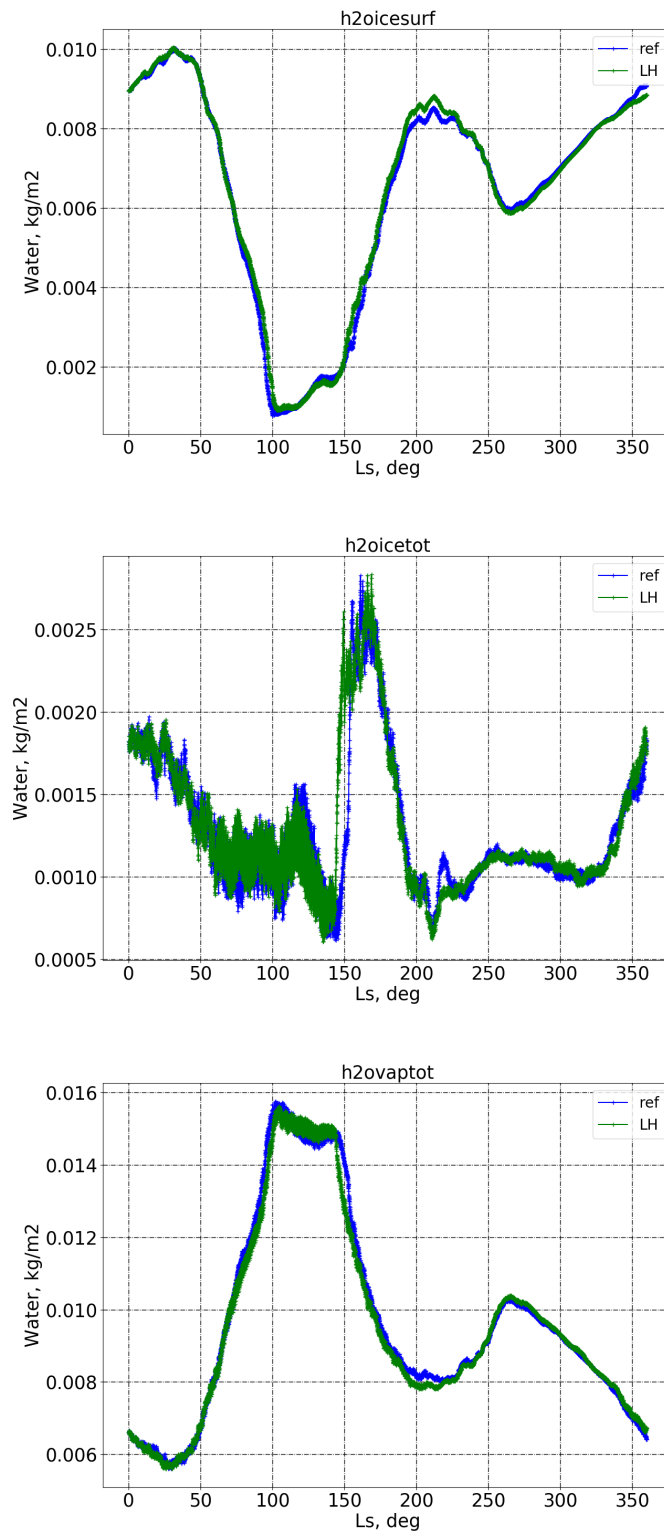


FIGURE 2.21 – Evolution saisonnière de la moyenne planétaire de la quantité totale **Haut** : de glace d'eau en surface ; **Milieu** : de la colonne intégrée de glace d'eau dans l'atmosphère ; **Bas** : de la colonne intégrée de vapeur d'eau dans l'atmosphère pour les cas de référence d'une simulation GCM (courbe "ref" en bleu) et dans le cas de la prise en compte du dégagement de chaleur latente lors de la sublimation et de la condensation de l'eau en surface (courbe "LH" en vert).

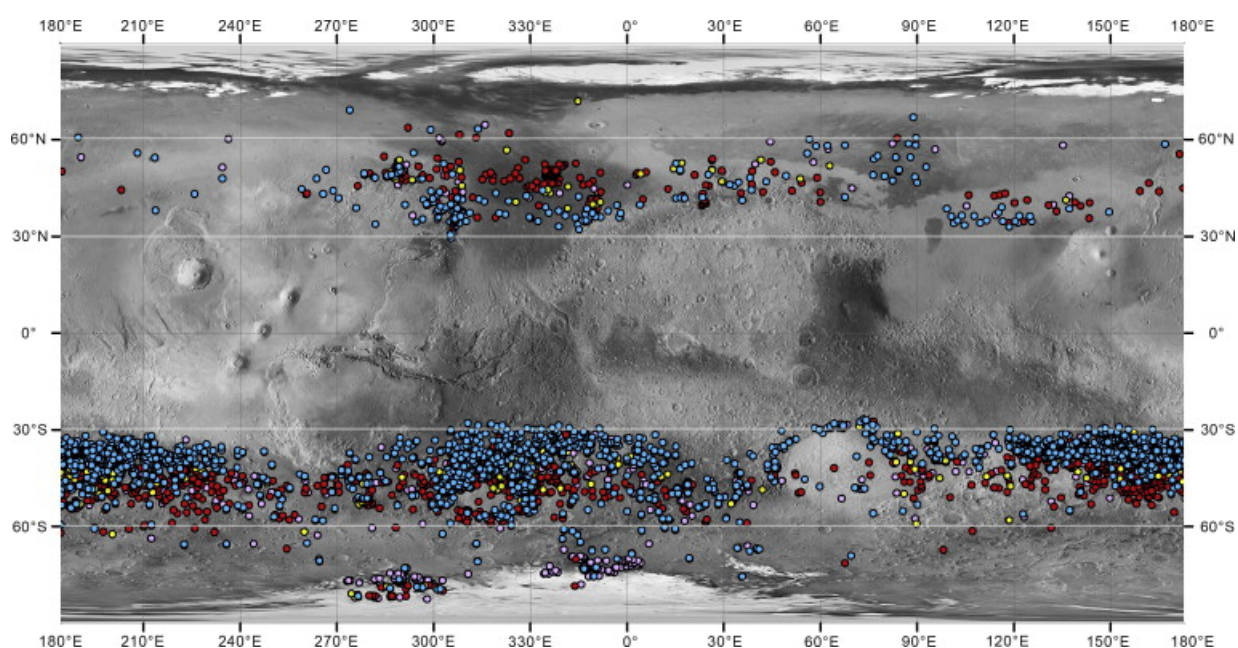


FIGURE 2.22 – Image extraite de [Harrison et al. \(2015\)](#) représentant la distribution globale des gullies sur le globe martien cartographiées à partir des données de CTX de la caméra Mars Orbiter Camera Wide Angle (MOC WA) à bord de la sonde Mars Global Surveyor (MGS) superposées aux données topographiques de l'instrument Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA). La localisation des gullies est signalée par des points, les couleurs indiquent leur orientation : en bleu : vers le pôle, en jaune : vers l'est/ouest, en rouge : vers l'équateur, en violet : pas de préférence.

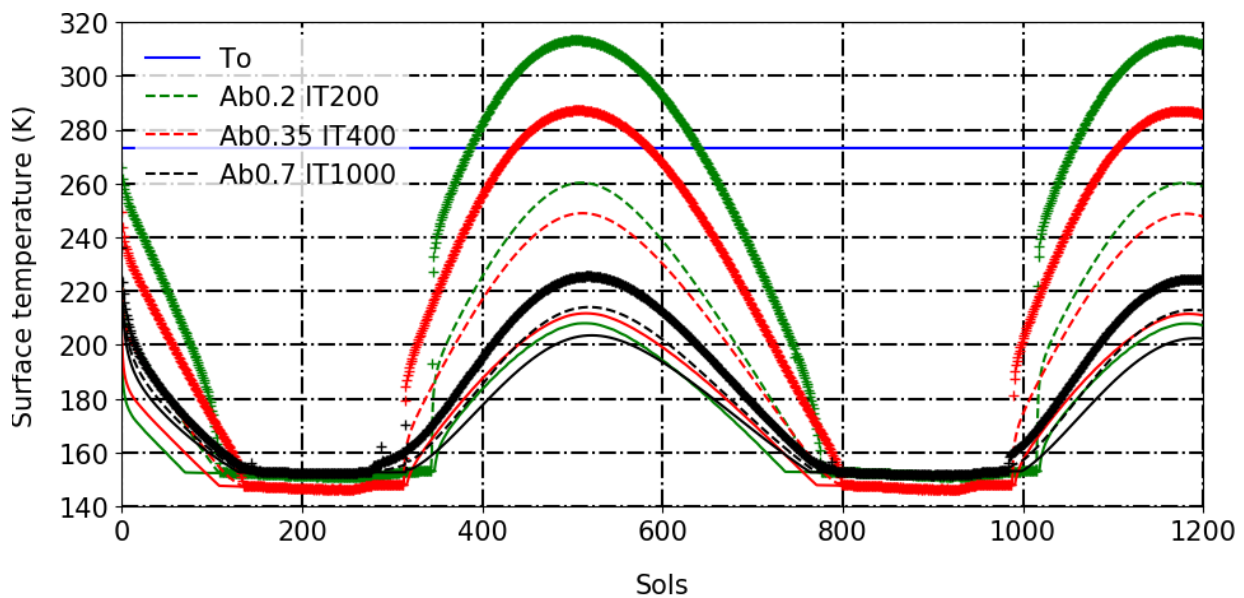


FIGURE 2.23 – Simulation 1D à la latitude -45°N , sur une pente de 30° orientée vers le pôle Sud, à obliquité de 35° et à une pression initiale de 1200 Pa sur 1200 sols martiens sans prendre en compte le dégagement de chaleur latente. **En bleu** : La température du point de fonte de l'eau $T_0 = 273.15\text{ K} = 0^\circ\text{C}$. **En rouge** : simulation réalisée dans le cas d'un albédo et d'une inertie thermique de type « **dry soil** » (voir Tableau 2.1). **En vert** : simulation réalisée dans le cas d'un albédo et d'une inertie thermique de type « **porous ice** » (voir Tableau 2.1). **En noir** : simulation réalisée dans le cas d'un albédo et d'une inertie thermique de type « **pure ice** » (voir Tableau 2.1). Les traits continus correspondent à la température minimale en moyenne diurne, les tirets à la température maximale en moyenne diurne et les croix à la température moyenne diurne.

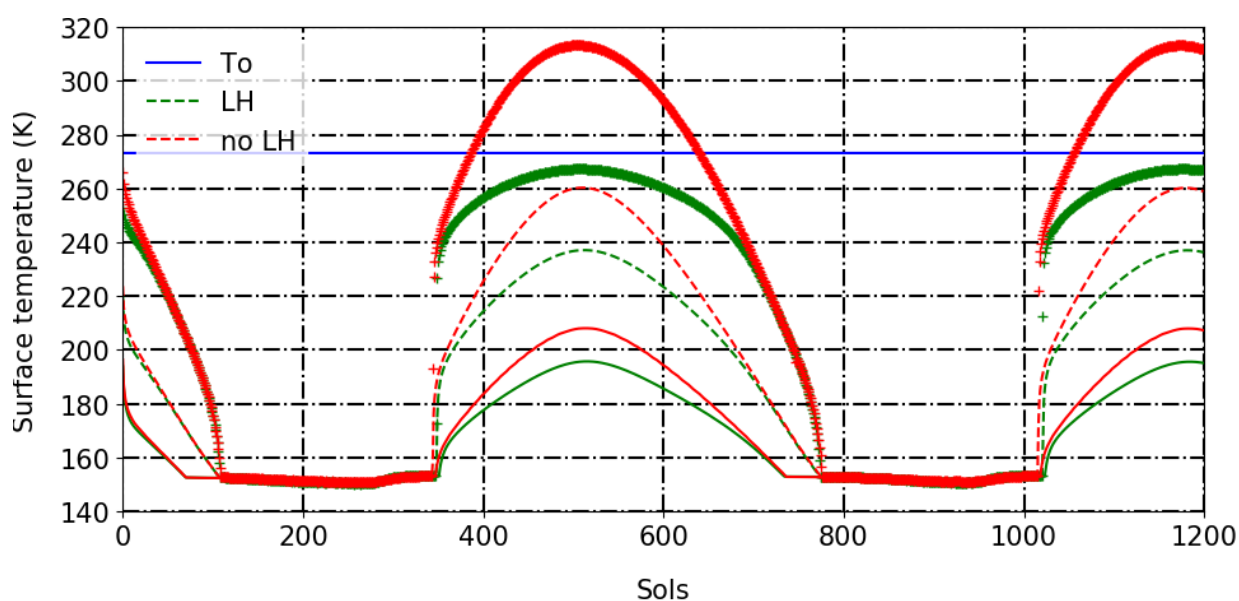


FIGURE 2.24 – Simulation 1D à la latitude -45°N , sur une pente de 30° orientée vers le pôle Sud, à obliquité de 35° et à une pression initiale de 1200 Pa sur 1200 sols martiens. L'albédo et l'inertie thermique sont fixés respectivement à 0.2 et 200 SI. **En bleu** : La température du point de fonte de l'eau $T_0 = 273.15\text{ K} = 0^\circ\text{C}$. **En rouge** : simulation réalisée **sans** la prise en compte de l'effet de dégagement de chaleur latente lors de la sublimation et de la condensation de la glace. **En vert** : simulation réalisée **avec** la prise en compte de l'effet de dégagement de chaleur latente lors de la sublimation et de la condensation de la glace.

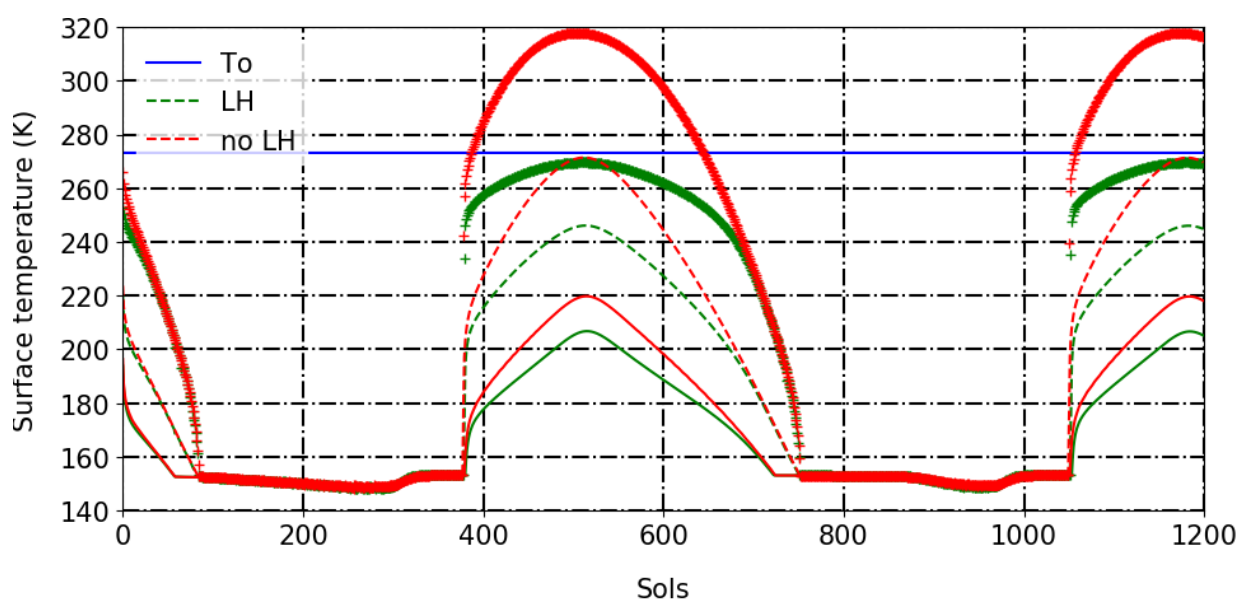


FIGURE 2.25 – Même figure que 2.24 pour une simulation GCM réalisée à une obliquité de 45° .

CHAPITRE 3

CYCLE DES POUSSIÈRES : MODÉLISATION DU TRANSPORT VERTICAL DES POUSSIÈRES PAR LES PROCESSUS MÉSO-ÉCHELLE

« Une odeur de Temps flottait dans l'air ce soir-là. Il sourit et retourna cette idée dans sa tête. Que pouvait bien sentir le Temps ? La poussière, les vieilles horloges et l'odeur des hommes. »

Chroniques martiennes, Ray
Bradbury

Sommaire

1	Problématique	68
2	Représentation actuelle du cycle des poussières dans le GCM	70
3	Nouvelle méthode de contrôle de l'opacité de poussière	73
4	Paramétrisation de l'entraînement de la poussière par les vents de pente anabatiques au-dessus des hautes topographies sous-maille	81
5	Paramétrisation des rocket dust storm	109

1 Problématique

Ce chapitre se focalise sur les développements que j'ai apportés dans le GCM sur la modélisation du cycle des poussières. En particulier c'est la modélisation des couches détachées de poussières, succinctement présentées au Chapitre 1, qui est l'objet principal de mes travaux. Ces couches détachées sont très souvent présentes dans l'atmosphère martienne, et, dans la plupart des cas, non simulées par notre GCM (voir Figure 3.1 et 3.2). C'est aussi le cas pour les autres GCM actuels. Par exemple, [Daerden et al. \(2015\)](#) parviennent à reproduire les couches détachées de poussière observées par le LIDAR (light detection and ranging) à bord du lander Phoenix avec le modèle GEM-Mars en modélisant le mécanisme de « solar escalator » décrit pour la Terre par [de Laat et al. \(2012\)](#). Cependant le modèle ne reproduit pas l'effet global de couche détachée observé sur toute l'année martienne comme le mentionnent [Neary and Daerden \(2018\)](#).

Le but est de reproduire une distribution verticale de poussière au plus proche de celle observée par les orbiteurs martiens et ainsi de mieux comprendre leur origine. En particulier, l'instrument Mars Climate Sounder (MCS) ([McCleese et al., 2007](#)), à bord de la sonde Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) ([Zurek and Smrekar, 2007](#)), offre une très bonne couverture annuelle de la distribution verticale de poussière qui permet d'identifier les principales caractéristiques des couches détachées. Les données MCS permettent en l'inversion de profils verticaux de l'opacité de poussière, i.e. l'extinction partielle due à la présence de poussière par unité de longueur, $d_z\tau$ (en km^{-1}) au nombre d'onde 463 cm^{-1} (correspondant au centre du canal de mesure A5 de l'instrument MCS) ([Heavens et al., 2011a](#)), et qui se situe dans le domaine infrarouge. On utilise la Density Scaled Opacity (DSO), exprimée en $\text{m}^2.\text{kg}^{-1}$, comme une variable de référence pour évaluer la quantité de poussière dans l'atmosphère¹. La Figure 3.1 représente notamment la moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -25° N et 25° N de la DSO sur l'année martienne MY29. Il s'agit de la DSO nocturne, les données diurnes étant moins fiables pour des raisons de calibrage ([Heavens et al., 2011a](#)). Cette figure nous sert de référence pour évaluer la justesse de nos résultats de simulation GCM. Elle résume les caractéristiques principales des couches détachées à reproduire, à savoir : l'effet détaché de la surface, qui s'applique sur toute l'année et sur la moyenne de la DSO, la concentration de cette DSO qui varie sur l'ensemble de l'année avec une nette augmentation pendant la saison des tempêtes de poussière, et enfin l'altitude de ces couches détachées qui, en moyenne zonale et méridionale, sur toute l'année, se situe toujours à environ 100 Pa, soit environ 20 – 30 km d'altitude.

L'origine des couches détachées de poussière est encore largement débattue. Comme évoqué précédemment, les phénomènes de tempêtes qui injectent beaucoup de poussière dans l'atmosphère sont fréquents sur Mars sous forme de tempêtes locales, régionales, ou encore globales, avec une saison préférentielle pour l'intensité de ces tempêtes pendant le printemps et l'été de l'hémisphère Sud. Les modèles GCMs qui réussissent à simuler numériquement ces tempêtes ne parviennent cependant pas à obtenir à la fois la structure, la concentration, l'élévation et la persistance dans le temps des couches

1. La Density Scaled Opacity (DSO) se définit en fonction du rapport de mélange de poussière q contenu dans l'atmosphère selon l'équation suivante ([Heavens et al., 2011a](#)) :

$$\frac{d_z\tau}{\rho} = \frac{3}{4} \frac{Q_{\text{ext}}}{\rho_D r_{\text{eff}}} q \quad (3.1)$$

Avec ρ la masse volumique de l'atmosphère, Q_{ext} le coefficient d'extinction, r_{eff} le rayon effectif de la poussière, respectivement 0.35 et $1.06\mu \text{ m}$ dans l'algorithme d'inversion, et ρ_D fixé à 3000 kg.m^{-3} . Pour comparer cette DSO issue des observations aux résultats de notre GCM, qui nous fournit la valeur du rapport de mélange de poussière, on utilise donc la simple relation :

$$\left(\frac{d_z\tau}{\rho} \right)_{\text{GCM}} = 1.2 \times 10^{-4} q_{\text{GCM}} \quad (3.2)$$

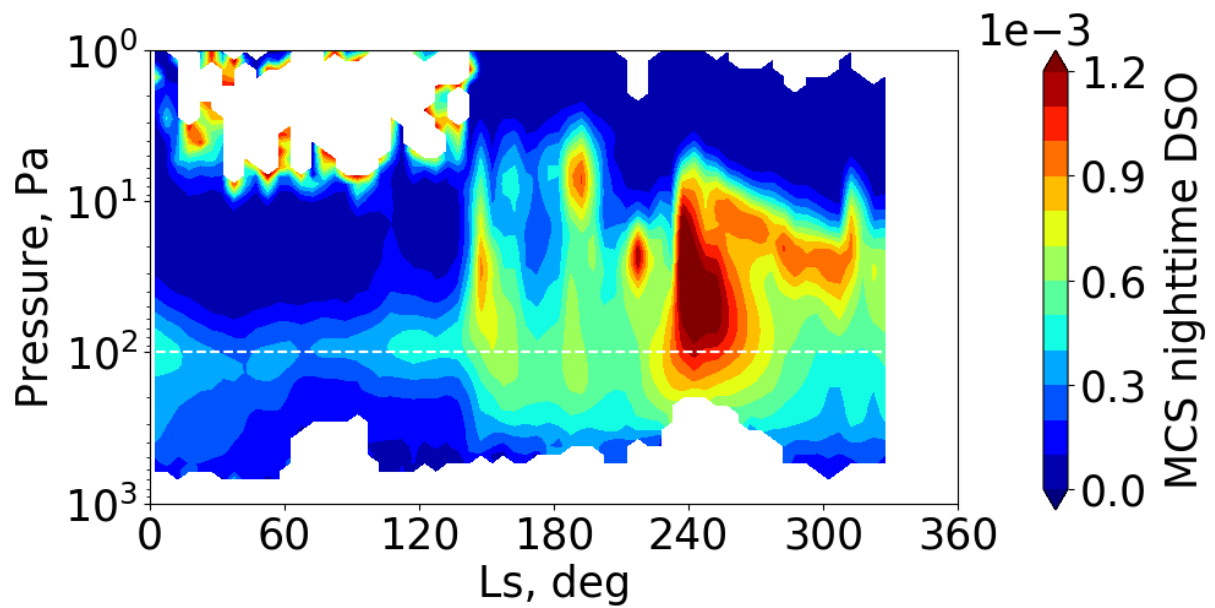


FIGURE 3.1 – Moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -30°N et 30°N de la Density Scaled Opacity (DSO) de poussière mesurée par l'instrument MCS à bord de la sonde MRO, pendant la nuit, binnée par 5° de Ls. Précisons que la DSO très élevée qui apparaît entre 10 et 1 Pa entre Ls 0° et 150° est associée à la présence de nuages de CO_2 et non de poussière (Heavens et al., 2011a).

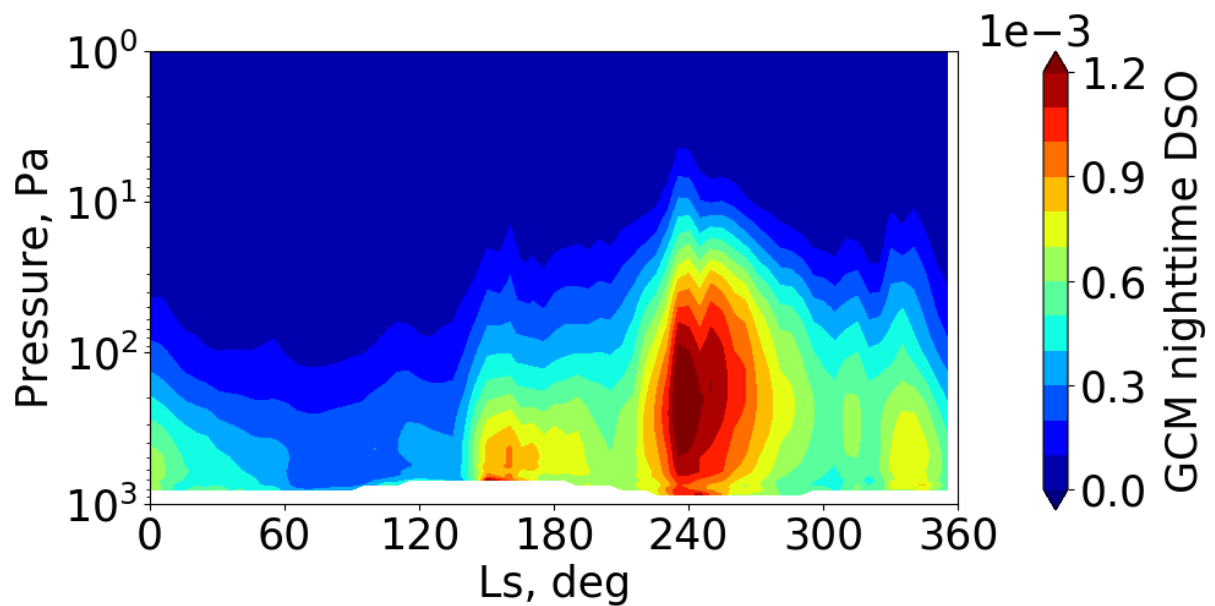


FIGURE 3.2 – Moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -30°N et 30°N de la Density Scaled Opacity (DSO) de poussière, pendant la nuit (heure locale 3 :00am), binnée par 5° de Ls, résultat d'une simulation standard GCM d'une année martienne

détachées observées par MCS. De plus, les couches détachées sont majoritairement observées par la sonde dans les tropiques pendant le printemps et l'été de l'hémisphère Nord (Heavens et al., 2011a),

saison durant laquelle l'occurrence de grosse tempête est faible (Cantor et al., 2001). C'est pourquoi plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer la présence et la formation des couches détachées.

Les « dust devils », décrits dans le Chapitre 1, sont soupçonnés de jouer un rôle dans le maintien de la dose perpétuelle de poussière en suspension dans l'atmosphère pendant le printemps et l'été de l'hémisphère nord (Kahre et al., 2006). Cependant, Heavens et al. (2011a) estiment que leur capacité de transport vertical n'est pas suffisante pour créer des couches détachées aussi élevées que celles observées. Leur altitude n'est en effet pas plus haute que ~ 8 km (Fisher et al., 2005).

Le lessivage de la poussière par les nuages de glace d'eau a aussi été évoqué pour expliquer l'apparition des couches détachées (Heavens et al., 2011a). Lorsque les nuages se forment, la glace d'eau se condense sur les grains de poussière disponibles ce qui accélère leur vitesse de sédimentation. Lorsque la poussière recouverte de glace atteint une altitude à laquelle la température est plus élevée, la glace se sublime libérant ainsi la poussière ce qui pourrait potentiellement générer une couche détachée. Ce processus de lessivage de la poussière a été finement paramétrisé dans le GCM du LMD (Navarro et al., 2014b) qui ne parvient pourtant pas à reproduire les couches détachées observées par MCS.

C'est finalement grâce à des modèles méso-échelle que deux autres mécanismes aboutissant à la formation de couches détachées ont été révélés. Ils constituent à présent des pistes solides d'investigations. Il s'agit du transport vertical par vents de pente au dessus des hautes topographies modélisé par Rafkin et al. (2002), et du phénomène de “rocket dust storm” modélisé par Spiga et al. (2013) et récemment paramétrisé dans le modèle GCM du LMD par Wang et al. (2018). Dans ce chapitre, ce sont ces deux processus dont on étudie la modélisation et l'impact sur le cycle des poussières en comparaison des observations.

La **Section 2** fait le point sur l'état actuel du GCM en matière de représentation du cycle des poussières. Dans la **Section 3**, une nouvelle méthode d'injection de la poussière et de contrôle de son opacité par le GCM est développée et proposée. Dans la **Section 3**, une nouvelle paramétrisation de l'entraînement de la poussière par les vents de pente au-dessus de la haute topographie sous-maille est implémentée dans le GCM et étudiée. Enfin, la **Section 4** présente les résultats obtenus d'un couplage de la nouvelle méthode de contrôle de l'opacité de poussière et de la paramétrisation des « rocket dust storm » développée initialement par Wang et al. (2018). On précise que l'ensemble des simulations présentées dans ce chapitre sont réalisées avec la nouvelle résolution verticale affinée de 73 niveaux présentée dans le Chapitre 2 (susceptible de favoriser la modélisation de la convection). En pratique, dans notre cas, puisqu'on ne prend pas en compte la thermosphère, les simulations sont effectuées avec 54 niveaux, le haut du modèle s'arrêtant alors à environ 120 km.

2 Représentation actuelle du cycle des poussières dans le GCM

2.1 Transport de la poussière

Le transport de la poussière est décrit par un schéma dit à deux moments, utilisé par exemple par Schulz et al. (1998) pour modéliser les panaches de poussières observés dans le désert du Sahara, et implémenté dans le GCM par Madeleine et al. (2011). On considère que dans chaque couche atmosphérique la taille des particules de poussière peut être représentée par une distribution lognormale. Trois paramètres suffisent à décrire la dynamique de l'ensemble des particules. En effet, la distribution des particules est

donnée par :

$$n(r) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_0 r} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(r/r_0)}{\sigma_0} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

où $n(r)dr$ est le nombre de particules de poussière par kg dans l'intervalle de taille $[r, r+dr]$, N le nombre total de particules par kg, et r_0 et σ_0 respectivement la moyenne et l'écart type calculés sur la distribution. Les moments associés à la distribution lognormale sont exprimés par :

$$M_k = \int_0^\infty r^k n(r) dr = N r_0^k \exp \left(\frac{k^2}{2} \sigma_0^2 \right) \quad (3.4)$$

Par conséquent la distribution lognormale est entièrement décrite par N , r_0 et σ_0 . De plus le rapport de mélange q est directement lié à r_0 par la relation :

$$\begin{aligned} q &= \int_0^\infty \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_p n(r) dr \\ &= \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_p M_3 \\ &= \frac{4}{3} \pi \rho_p N r_0^3 \exp \left(\frac{9}{2} \sigma_0^2 \right) \end{aligned}$$

C'est pourquoi si on suppose que l'écart type σ_0 est constant, la distribution est entièrement décrite par le nombre de particules en $N \cdot \text{kg}^{-1}$ et le rapport de mélange q en $\text{kg} \cdot \text{kg}^{-1}$. L'évolution de la taille des particules de poussière peut donc être prédite par le GCM à l'aide de seulement deux traceurs. Cette méthode est appelée schéma à deux moments car N est égal à M_0 et q est directement lié à M_3 . Le rayon effectif r_{eff} de la poussière s'exprime tel que :

$$r_{\text{eff}} = \left(\frac{3}{4} \frac{q}{\pi \rho_p N} \right)^{1/3} (1 + v_{\text{eff}}) \quad (3.5)$$

Avec v_{eff} la variance effective. La poussière est donc représentée dans le GCM par deux traceurs advectés par un schéma de type Van Leer I (Van Leer, 1977; Hourdin and Armengaud, 1999). La sédimentation de la poussière dépend de la taille des particules, et la distribution lognormale de taille des particules est discrétisée sur 12 bins pour chacun desquels le flux de sédimentation de chaque traceur est calculé. Avant ma thèse, la masse et le nombre de particules de poussière étaient injectés à la surface sur l'ensemble du globe martien à chaque pas de temps à l'aide de deux taux d'élévation constants de poussière $\partial_t q$ et $\partial_t N$. En chaque point de la planète le contenu de chaque colonne de poussière était ensuite ajusté pour suivre une climatologie prescrite sous forme de cartes de l'opacité de poussière modifiées quotidiennement. Le rayon effectif et la variance de l'ensemble soulevé ont été fixés respectivement à $3\mu\text{m}$ et 0.5, de façon à ce que le r_{eff} prédit par le GCM corresponde aux observations de Wolff et al. (2006).

2.2 Transfert radiatif

Dans le GCM la poussière est caractérisée par sa quantité et sa distribution spatiale, ainsi que par ses propriétés radiatives. L'épaisseur optique est indirectement obtenue par la quantité de poussière dans l'atmosphère telle que :

$$d\tau_\lambda = \frac{3}{4} \frac{Q_{\text{ext},\lambda} q}{\rho_p r_{\text{eff}}} dp \quad (3.6)$$

Où Q_{ext} est le coefficient d'extinction, ou facteur efficace, q le rapport de mélange de poussière, ρ_p la masse volumique des particules de poussière, et r_{eff} le rayon effectif.

Les tailles de particules de poussière prédites par le schéma à deux moments sont utilisées dans le GCM pour calculer un champ de paramètres de diffusion simple composé de Q_{ext} , ω_0 et g , (avec ω_0 l'albédo de simple diffusion et g le facteur d'assymétrie), qui évolue dans le temps et l'espace (Madeleine et al., 2011). Ces paramètres de simple diffusion sont calculés à l'aide d'une distribution lognormale, à partir d'un indice de réfraction de la poussière déterminé par Wolff et al. (2006, 2009), utilisant le code T-Matrix de Mishchenko et al. (1996) en faisant l'hypothèse de particules de poussière de forme cylindrique ($D/L = 1$) (Wolff et al., 2001). Le GCM utilise ensuite cette table de valeurs et le rayon effectif prédit par le schéma de transport pour intégrer ces paramètres dans chaque maille du modèle et ainsi prendre en compte la variation de la diffusion.

2.3 Modèle semi-interactif

Après avoir calculé les tailles, les paramètres de simple diffusion et la distribution des particules de poussière, on peut précisément déduire l'opacité de poussière sur l'ensemble du globe martien. Pour cela, on déterminait jusqu'alors l'opacité $d\tau_\lambda$ de chaque couche à partir du rapport de mélange en masse q , du rayon effectif r_{eff} et du coefficient d'extinction $Q_{\text{ext},\lambda}$ selon l'équation 3.6. Ensuite, à chaque pas de temps, en tout point du modèle, le profil d'opacité était multiplié par le rapport entre la colonne intégrée d'opacité de poussière donnée par les observations quotidiennes τ_{obs} compilée par Montabone et al. (2015) et celle calculée par le GCM τ_{GCM} :

$$d\tau_{\text{GCM}} = \frac{\tau_{\text{obs}}}{\tau_{\text{GCM}}} d\tau_{\text{GCM}} \quad (3.7)$$

Ainsi le modèle gèrait la distribution et le transport de la poussière mais restait guidé par les observations, dont il s'assurait à chaque instant d'obtenir la même opacité intégrée de poussière pour le calcul du transfert radiatif : c'est ce qu'on appelait un modèle semi-interactif. Ce modèle de poussière implémenté par Madeleine et al. (2011) dans le GCM du LMD a apporté une très nette amélioration de la représentation de la poussière, montrant que le calcul interactif de l'épaisseur optique et de la taille des particules de poussière par le GCM permettait d'obtenir des températures beaucoup plus réalistes que celles obtenues avec le modèle contraint de Conrath (1975) utilisé auparavant (Forget et al., 1999).

La prochaine étape à ce développement, et qui constitue une des directions d'étude de la thèse, consiste à s'affranchir de la normalisation de l'opacité de poussière et à faire en sorte que le GCM soit directement capable de prédire les bonnes quantités de poussière ainsi que des profils de poussière plus réalistes, prenant en compte notamment la présence des fameuses couches détachées de poussière abordées plus haut.

3 Nouvelle méthode de contrôle de l'opacité de poussière

Comme décrit dans la Section 2, le calcul de la concentration de poussière est dépendant du facteur “tauscaling”, rapport entre l’opacité donnée par les observations et celle calculée par le GCM. Le but est de s’affranchir de ce coefficient et de faire en sorte que le GCM manipule directement des valeurs réalistes de rapports de mélange de poussière. Le travail de Déborah Bardet, en stage au LMD pendant l’été 2017, a permis d’initier une nouvelle approche que j’ai reprise et développée pendant ma thèse. Le principe consiste à injecter directement à la surface du modèle la quantité de poussière nécessaire pour atteindre l’opacité des observations. En pratique on calcule la différence $\Delta\tau$ entre l’épaisseur optique donnée par le scénario de poussière $\tau_{ref_scenario}$ et l’épaisseur optique calculée par le GCM τ_{ref} , et de cette différence on déduit la quantité de poussière Δq à injecter telle que :

$$\Delta q = \frac{4}{3} \frac{p_{surf}}{p_{ref}} \frac{\rho_{dust}}{Q_{ext}} \frac{r_{eff}}{\Delta t} \Delta\tau \quad (3.8)$$

Δq est donc la différence de rapport de mélange de poussière (en kg.kg_{air}^{-1}) à injecter, p_{surf} la pression de surface (en Pa), ρ_{dust} la masse volumique de la poussière (en kg.m^{-3}), r_{eff} (en m) le rayon effectif de la distribution de la particule de poussière, p_{ref} la pression de référence (i.e. 610 Pa), Q_{ext} le facteur efficace, Δt (en s) l’intervalle de temps sur lequel a lieu l’injection et $\Delta\tau$ la différence d’épaisseur optique entre le scénario de poussière et le GCM.

On impose que cette injection soit uniquement diurne et positive, c’est-à-dire qu’elle ait lieu respectivement entre les heures locales de 10 :00 et 18 :00, puisqu’on pense que c’est pendant la journée qu’il y a a priori le plus de poussière brassée dans l’atmosphère, et seulement si la prédiction du GCM est inférieure à celle des observations. Des premiers tests ont d’abord imposé une injection ponctuelle de $\Delta\tau$ dès que la différence d’opacité était détectée, ce qui dans la pratique revenait à injecter directement toute la quantité de poussière correspondante à $\Delta\tau$ à 10 :00 heure locale. Après cette injection brutale, l’épaisseur optique du GCM reste très supérieure à celle des observations jusqu’à la fin de la fenêtre à 18 :00, ce qui ne permet pas de nouvelle injection et impose une forte oscillation dans l’opacité calculée par le GCM (voir Figure 3.3). Ces fortes et sporadiques injections, interprétées comme de violents et spontanés soulèvements de poussière semblent moins proches de la réalité qu’un soulèvement réparti au cours de la journée. C’est pourquoi on choisit finalement un mode d’injection continu entre 10 :00 et 18 :00.

Le choix s’est naturellement porté sur une comparaison des valeurs de τ_{ref} et $\tau_{ref_scenario}$ à 14 :00, puisque cela correspond à l’heure locale de mesure de la majorité des données compilées pour générer les scénarios de poussière. Initialement la lecture de $\tau_{ref_scenario}$ et le nouveau calcul de $\Delta\tau$ était effectué chaque jour, i.e. chaque sol, à 14 :00. L’injection de $\Delta\tau$ était donc répartie à flux constant sur chaque pas de temps entre 14 :00 et 18 :00 du même sol, puis entre 10 :00 et 14 :00 du sol suivant, et ainsi de suite (voir Figure 3.3). Cependant, ce découpage de l’injection sur deux jours crée un jour de décalage pour le suivi des observations car la valeur injectée correspond à celle qui devrait être obtenue le jour même. Une autre option consiste alors à comparer l’opacité du GCM de 14 :00 avec celle des observations à 14 :00 du lendemain.

La comparaison avec la valeur d’opacité du lendemain semble à première vue donner un meilleur suivi des observations par le modèle (non montré ici). Cependant, le risque en 3D est que si l’opacité du jour suivant est augmentée non pas par le déclenchement d’une tempête de poussière mais par le transport horizontal provenant d’une maille adjacente, on fait une erreur de diagnostic sur la poussière à effectivement injecter. Les deux méthodes présentent donc des avantages et des inconvénients. Deux simulations sur

une année martienne ont été réalisées avec les deux timing d'injection pour observer la différence. La Figure 3.4 montre la comparaison de τ_{ref} et $\tau_{ref_scenario}$ en fonction du temps moyennée sur tout le globe martien pour les deux cas. On voit que la différence reste globalement très ténue, mais que l'accord avec les observations est un peu meilleur localement dans le cas d'une comparaison au jour suivant, par exemple à $L_s = 240^\circ$. Le procédé nous semblant également plus logique d'injecter la quantité de poussière correspondant à une valeur ciblée le lendemain, on décide de retenir la comparaison de τ_{ref} avec $\tau_{ref_scenario}$ à 14 :00 le jour suivant comme seul critère d'injection de poussière dans le GCM.

Une fois injectée, la poussière est soumise à la circulation générale du modèle : elle est advectée par la diffusion turbulente, par les courants horizontaux de grande échelle, et elle subit également la sédimentation. Dans ces conditions, le principal résultat est que le modèle est parfaitement capable, au moyen de la résolution du transfert radiatif, de l'advection et de la sédimentation, de gérer la poussière injectée et de créer un véritable cycle diurne de la poussière, et d'ainsi rester proche des observations (voir Figure 3.4). La Figure 3.5 montre la moyenne zonale de l'opacité en fonction du temps comparée aux observations. Bien que le GCM reproduise les traits majeurs de la variation annuelle et latitudinale de l'opacité, on voit que la poussière a tendance à s'accumuler au pôle Nord pendant la nuit polaire. Cet effet pourrait bien être corrigé par la prise en compte de la présence des nuages polaires de CO_2 et de leur effet de lessivage sur la poussière. Pour l'instant une telle paramétrisation est implémentée et développée sous la direction d'Anni Määttänen mais n'a pas encore été validée. Par ailleurs la Figure 3.6 donne la comparaison de la distribution spatiale de la poussière à $L_s = 240^\circ$, pendant une tempête de poussière, avec les observations. On voit que les caractéristiques principales de la répartition de poussière sont reproduites par le modèle, cependant on remarque une fois de plus le surplus de poussière au Nord, et à l'inverse un manque de poussière au Sud vers la latitude $-50^\circ N$.

On peut d'ores et déjà voir l'effet de cette nouvelle injection de poussière sur la moyenne zonale de la DSO (voir Section 2), ce qui est donné par la Figure 3.7. On voit que la différence est forte dès le début de la saison des tempêtes de poussière vers $L_s = 150^\circ$ où le GCM brasse plus de poussière qu'auparavant. Cependant cela ne suffit pas pour créer les couches détachées observées, on voit que la poussière reste concentrée près de la surface.

D'autres tests ont été réalisés dans le cadre du stage de Déborah Bardet, avec notamment l'injection de poussière, non plus à la surface, mais répartie uniformément sur l'ensemble des couches du modèle comprises entre la surface et une pression équivalente à 10 km, puis 30 km d'altitude. Le résultat principal de ces simulations est que dans ces conditions des couches détachées de poussières peuvent se former au bout de quelques jours. De plus une injection jusqu'à 10 km d'altitude, soit à peu près la hauteur de la couche limite qui se développe la journée sur Mars, suffit à les voir se former, bien que le processus soit plus rapide dans le cas d'une injection jusqu'à 30 km.

Cette observation prometteuse suggère que la simple présence de poussière mélangée au sein de la couche limite est susceptible d'entraîner la formation de couches détachées. Les questions suivantes surviennent alors :

- qu'est-ce qui contrôle dans ce cas la formation des couches détachées : la turbulence ? la couche limite ?
- si la poussière est injectée plus près de la surface est-ce que les couches détachées vont se former malgré tout ?
- comment représenter l'injection de cette poussière au sein de la couche limite sans devoir l'impo-

ser (quel processus physique contrôle l'injection et comment le paramétrer) ?

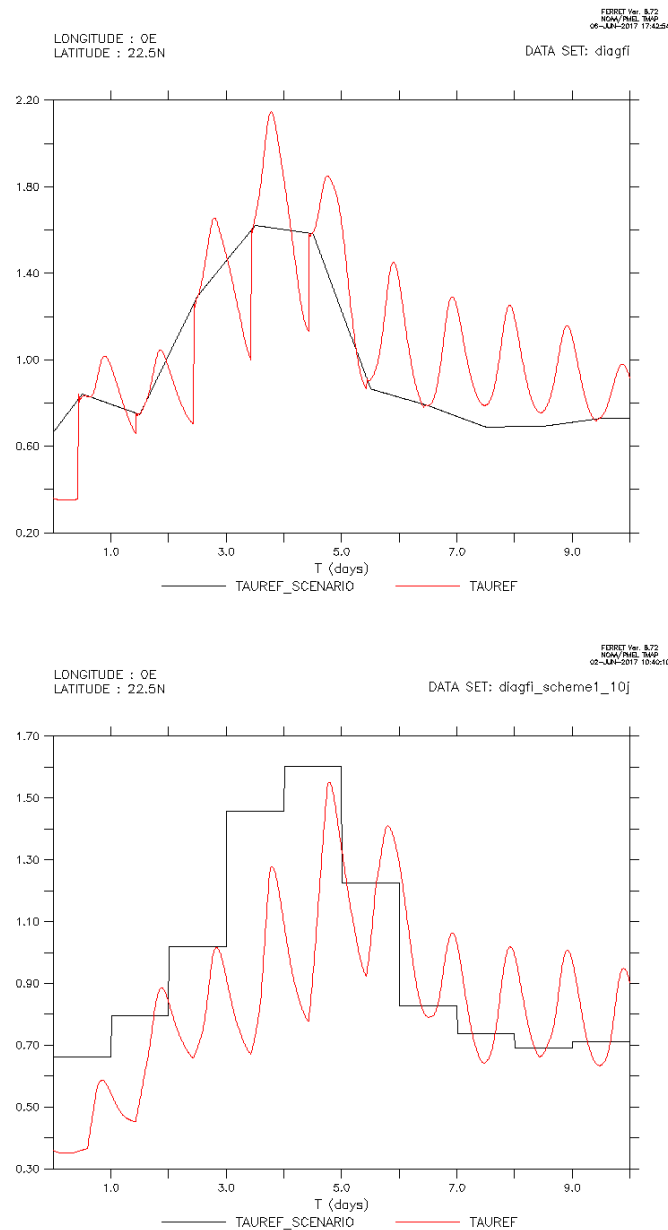


FIGURE 3.3 – Variations de τ_{ref} et $\tau_{ref_scenario}$ (normalisées à la pression de référence de surface) au cours du temps pour une simulation de 10 sols, avec un jour initial à Longitude solaire (Ls) 143.39, pour le scénario MY29. L'axe des abscisses représente le temps en sols, l'axe des ordonnées l'épaisseur optique. **Haut** : En noir, l'opacité observée et disponible dans le scénario MY29 (interpolée d'une valeur d'un jour à l'autre par le modèle); en rouge l'opacité calculée par le GCM avec une injection ponctuelle depuis la surface dès qu'une différence avec le modèle est détectée strictement positive entre 10h et 18h heure locale (en dehors de cet intervalle, l'injection est nulle). **Bas** : En noir, l'opacité observée et disponible dans le scénario MY29, imposée pour 14 :00 et constante sur toute la journée; en rouge l'opacité calculée par le GCM avec une injection depuis la surface, strictement positive et continue entre 10h et 18h heure locale (en dehors de cet intervalle, l'injection est nulle). Figure extraite du rapport de stage de Déborah Bardet, 2017.

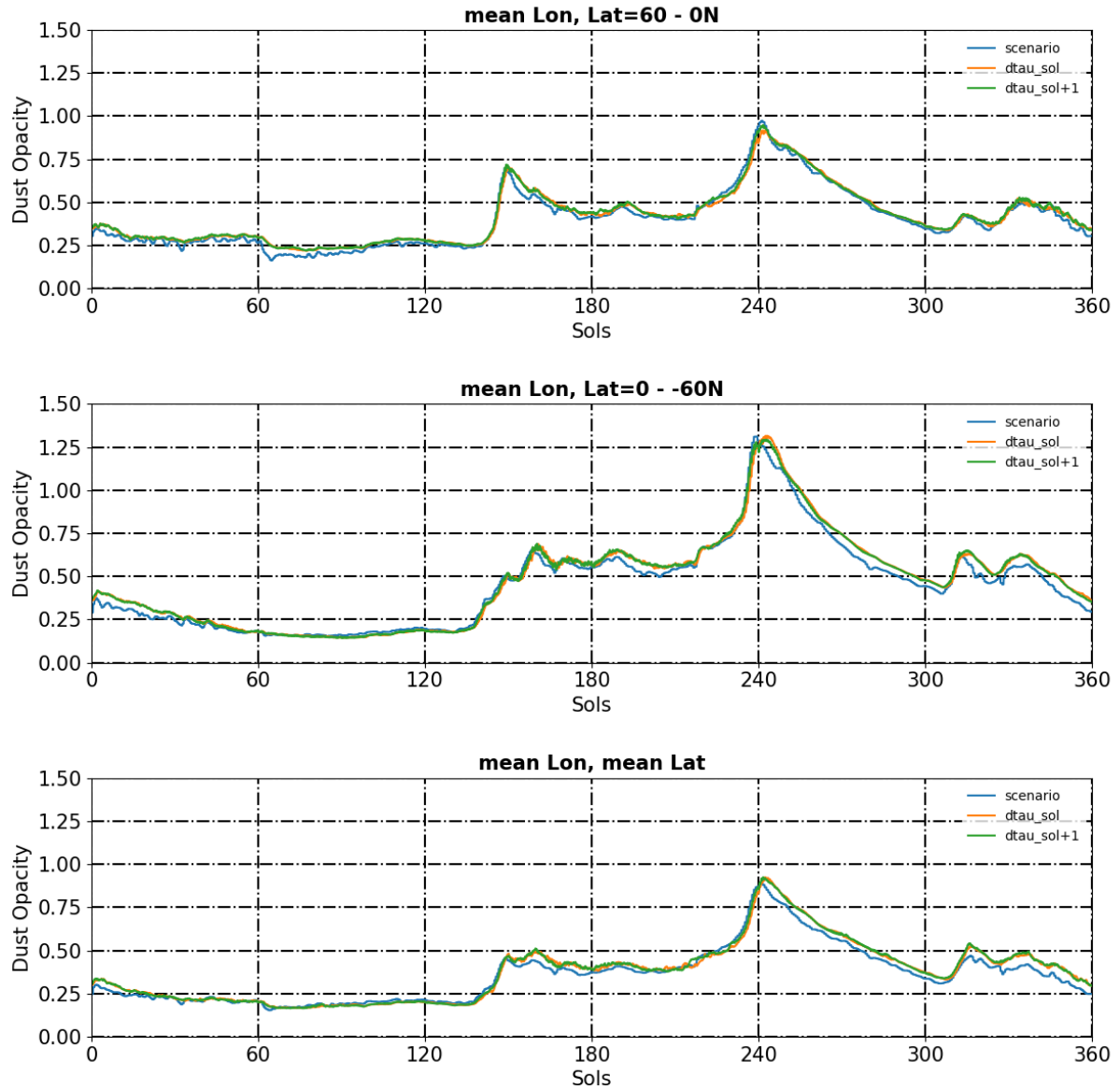


FIGURE 3.4 – Simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection de poussière en surface pour les deux timing de comparaison étudiés, à savoir 14 :00 le jour même ($dtau_sol$) ou 14 :00 le jour suivant ($dtau_sol + 1$). **Haut** : Moyenne zonale de l’opacité de colonne intégrée de poussière en fonction de la longitude solaire L_s moyennée sur les latitudes de l’hémisphère Nord entre 0° et 60° . **Milieu** : Même quantité moyennée sur les latitudes de l’hémisphère Sud entre 0° et -60° . **Bas** : Même quantité en moyenne planétaire sur l’ensemble des latitudes du globe.

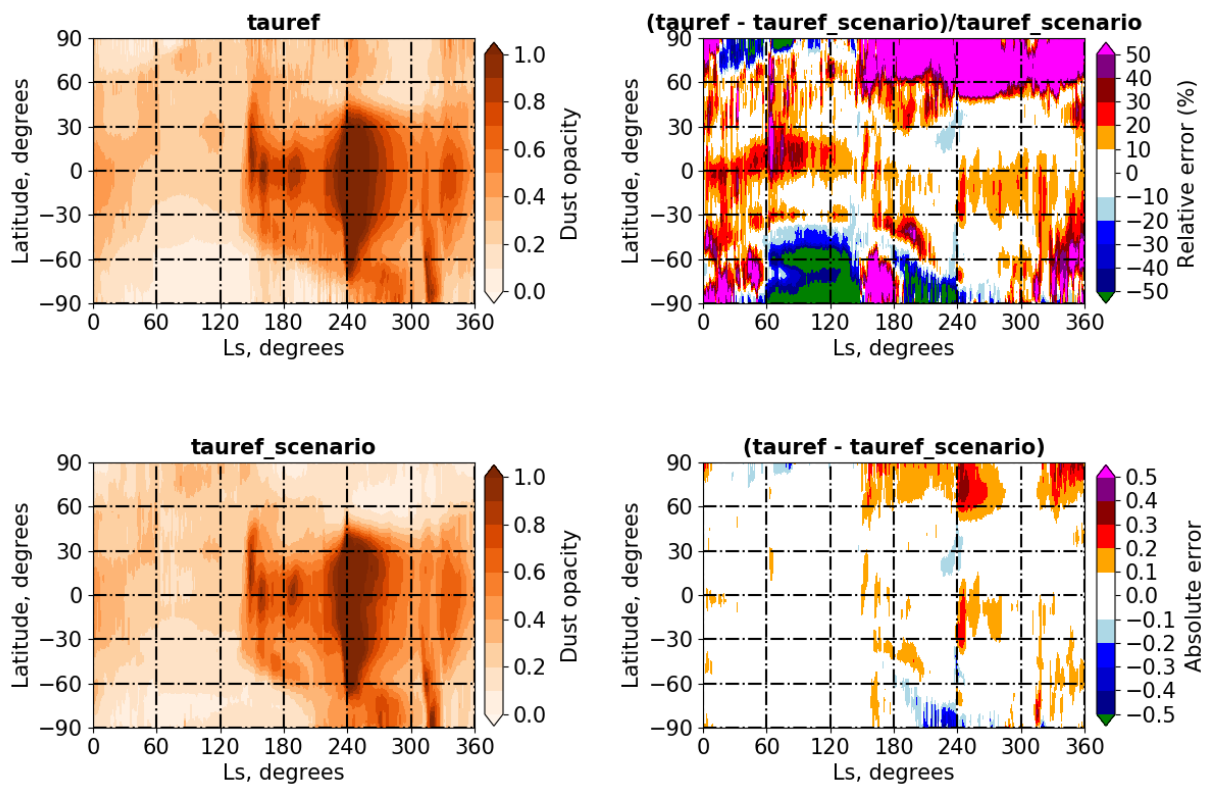


FIGURE 3.5 – Moyenne zonale de l’opacité de colonne intégrée de poussière en fonction de la longitude solaire Ls. Gauche, Haut : cette quantité calculée pour une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection de poussière en surface ; Gauche, Bas : cette quantité donnée par les observations correspondant aux scénarios de poussière lus par le GCM ; Droite, Haut : l’erreur relative entre les deux premières figures. Droite, Bas : l’erreur absolue.

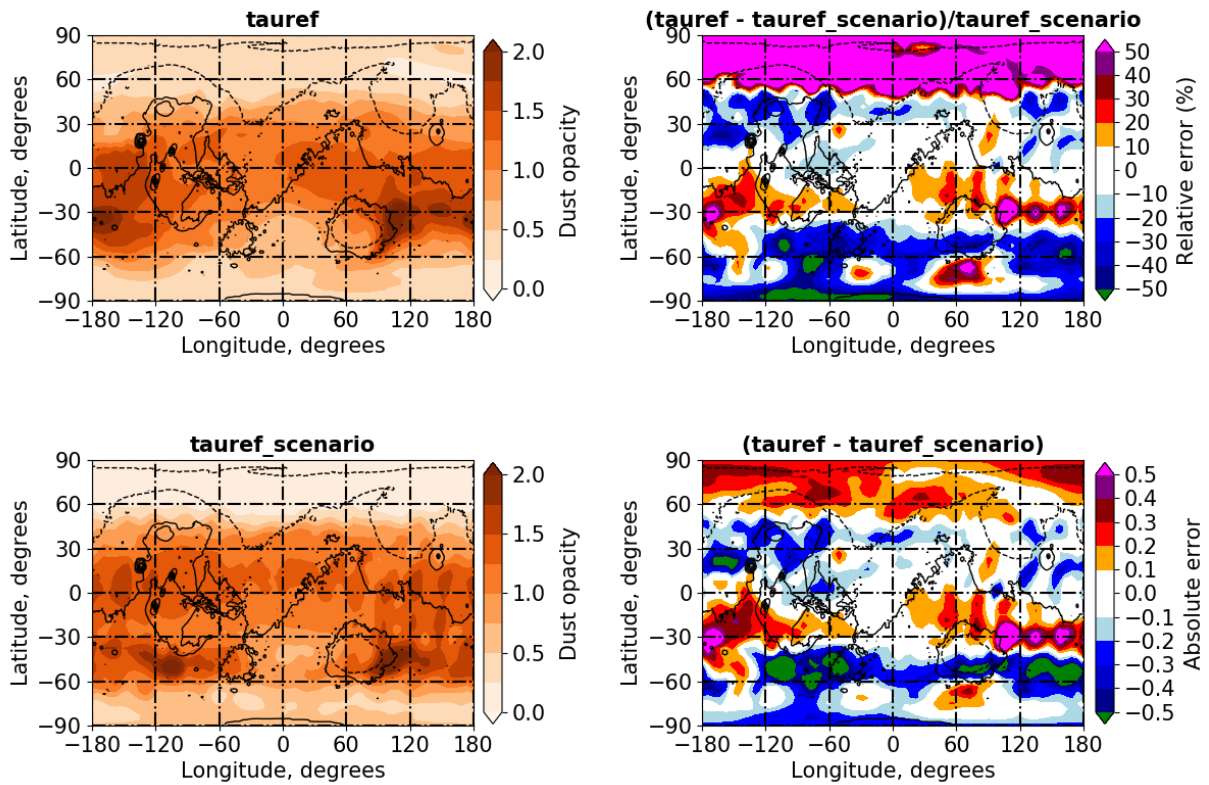


FIGURE 3.6 – Carte en latitude/longitude de l’opacité de colonne intégrée de poussière à $Ls \simeq 240^\circ$. Gauche, Haut : cette quantité calculée pour une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection de poussière en surface; Gauche, Bas : cette quantité donnée par les observations correspondant aux scénarios de poussière lus par le GCM; Droite, Haut : l’erreur relative entre les deux premières figures. Droite, Bas : l’erreur absolue.

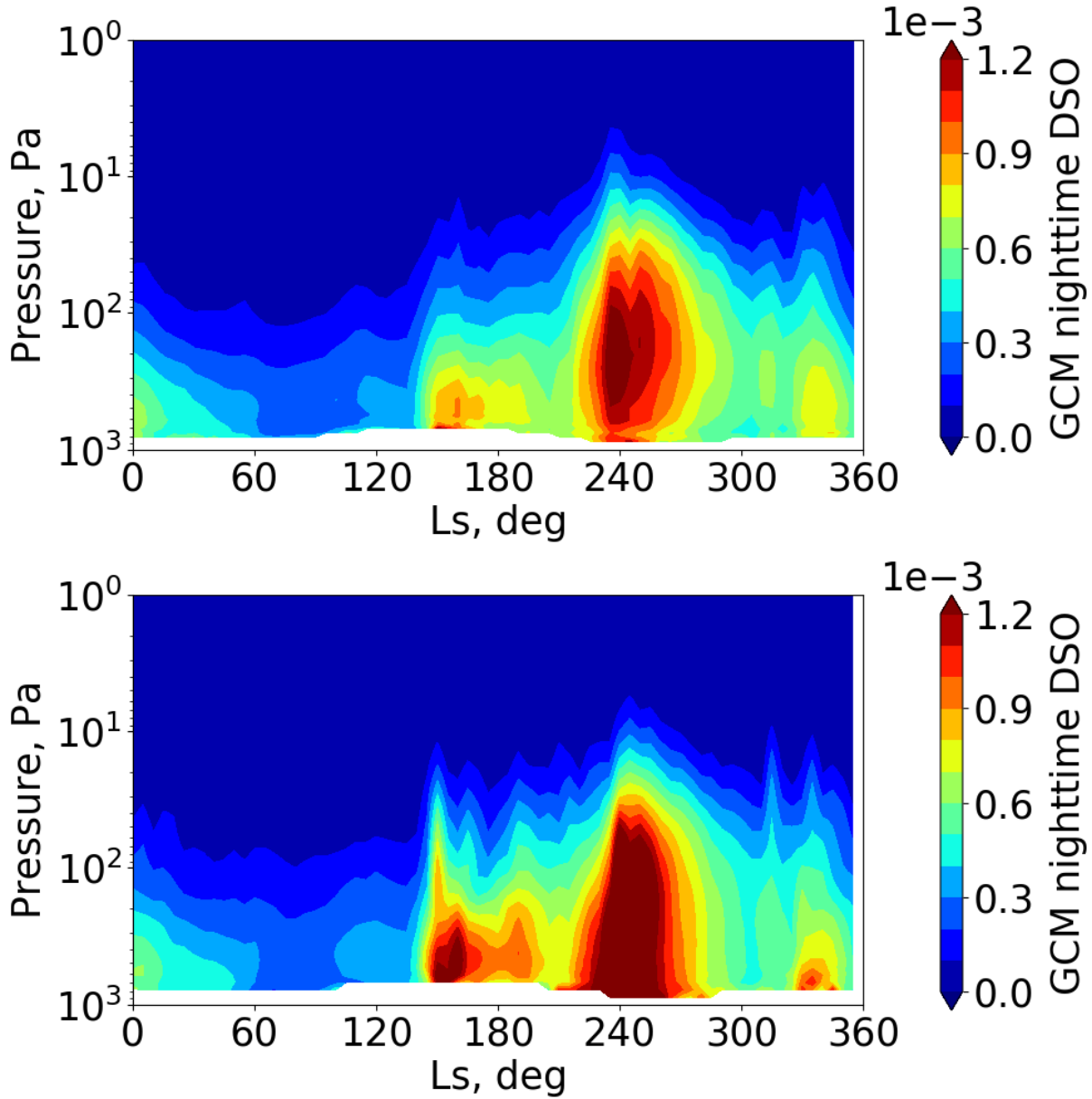


FIGURE 3.7 – Moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -25°N et 25°N de la Density Scaled Opacity (DSO) de poussière, pendant la nuit (heure locale 3 :00am), binnée par 5° de Ls. **Haut** : résultat d’une simulation standard GCM d’une année martienne. **Bas** : résultat d’une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection de poussière en surface

4 Paramétrisation de l'entraînement de la poussière par les vents de pente anabatiques au-dessus des hautes topographies sous-maille

4.1 Contexte

[Rafkin et al. \(2002\)](#) sont parvenus à modéliser une couche détachée grâce à un modèle méso-échelle (plus exactement une mise en abîme de « nested models » allant d'une résolution de 240 à 3 km) en reproduisant un nuage de poussière observé au-dessus d'Arsia Mons par l'instrument MOC (Mars Orbiter Camera) à bord de la sonde MGS.

Le nuage est observé à $L_s = 180^\circ$ à 14 :00 heure locale et présente une structure en spirale à une altitude d'environ 15 km au-dessus de la surface, soit ~ 30 km au-dessus de l'areoïde martien. Les vents anabatiques, qui sont les vents ascensionnels générés pendant la journée le long des pentes des montagnes, sont simulés par le modèle et entraînent la poussière avec une vitesse ascendante typiquement d'environ 15 m.s^{-1} jusqu'à environ ~ 30 km réussissant à former le nuage observé. La poussière qui atteint cette hauteur est ensuite transportée horizontalement sur des centaines de kilomètres avant de redescendre progressivement (voir Figure 3.8).

[Rafkin et al. \(2002\)](#) suggèrent également que ce type de mécanisme agit sur tous les autres aérosols comme la vapeur d'eau qui pourrait alors former un nuage au-dessus de la montagne par refroidissement adiabatique. Ceci est confirmé par la suite par [Michaels et al. \(2006\)](#) avec le même type de modèle, cette fois-ci visant à simuler les nuages de glace d'eau observés par MOC au-dessus des volcans de la région Tharsis à $L_s = 100^\circ$.

[Heavens et al. \(2015\)](#) révèlent par ailleurs l'existence d'« extreme detached dust layers » (EDDL) définies comme des couches détachées de poussière observées à plus de 50 km de hauteur, en-dehors des zones de tempêtes et entre $L_s 80^\circ$ et $L_s 220^\circ$. D'après [Heavens et al. \(2015\)](#) ces EDDLs semblent fortement corrélées à la présence des hautes topographies et les auteurs soupçonnent une forte implication de celles-ci dans le transport vertical de la poussière. L'ensemble de ces résultats plaident en faveur de l'action dominante de la circulation topographique sur la formation des couches détachées.

Dans cette Section on se propose de créer, d'implémenter et de tester une paramétrisation de ce phénomène d'entraînement par vents de pente dans le GCM martien du LMD.

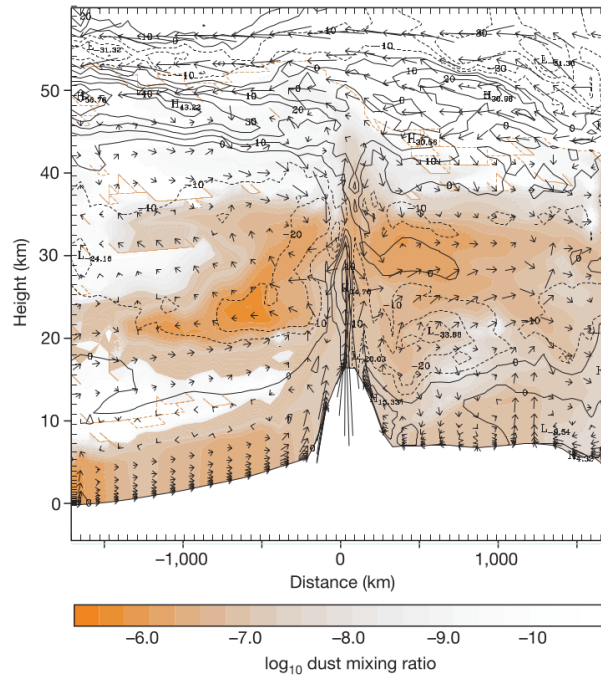


FIGURE 3.8 – Figure extraite de [Rafkin et al. \(2002\)](#) (Figure 4). Coupe altitude/longitude du modèle au centre d’Arsia Mons représentant le rapport de mélange de poussière et les vitesses de vents (vitesse verticale maximale : $\sim 9 \text{ m s}^{-1}$, vitesse horizontale maximale : $\sim 95 \text{ m s}^{-1}$).

4.2 Topographie sous-maille et inventaire des sommets

Le but est de déterminer la hauteur de chaque sommet à la surface du globe martien, afin de définir ensuite le sommet le plus haut contenu dans chaque maille du GCM. A chaque sommet on associe une base, et la hauteur de la montagne correspond à la différence entre l’altitude du sommet et l’altitude de la base. Nous décrivons ici la stratégie qui permet de calculer ces variables.

On utilise les données de l’instrument MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter, à bord de la sonde MGS, voir Figure 3.9) qui fournit l’altitude de la topographie par rapport à l’areoïde martien² avec une résolution de 32 pixels par degrés ([Smith et al., 2001a](#)).

Les étapes de traitement de ces données sont les suivantes (voir aussi figure 3.10) :

- On réduit d’abord la résolution de notre grille à 8 pixels par degrés, c’est-à-dire qu’on regroupe les pixels par quatre, afin d’optimiser le champ de recherche.
- Sur cette nouvelle grille on localise les sommets grâce à une fenêtre glissante de 5x5 pixels : dès que le pixel central de cette fenêtre correspond à l’altitude maximale de la fenêtre on considère qu’il s’agit d’un sommet isolé.
- A chaque sommet localisé on doit maintenant faire correspondre une base. Pour calculer la base on définit une aire de recherche autour du sommet dont on impose un rayon maximal de 400 km (distance basée sur la largeur du géant Olympus Mons). Soit S_1 le sommet situé au centre de

2. L’areoïde martien (“are-” pour “Arès”, i.e. Mars en Grec) est équivalent au géoïde terrestre et se définit comme la surface équipotentielle du champ de pesanteur. Sur Mars il a été déterminé grâce aux données acquises par l’altimètre laser MOLA de la sonde MGS

la zone de recherche. Au sein de cette zone on cherche à présent le sommet S_2 qui correspond au sommet plus haut que S_1 le plus proche de S_1 . Si on ne trouve pas de sommet de plus haute altitude dans toute la zone, alors la base correspond au point d'altitude la plus basse. Sinon, on trace une droite fictive reliant le sommet S_1 au sommet S_2 , et on définit la base comme le point d'altitude la plus basse parmi les points situés sur cette droite.

- La hauteur de la montagne, nommée h_{mons} , est l'altitude du sommet moins l'altitude de la base.
- Enfin, on reporte ces résultats sur une grille de un degré par un degré afin de pouvoir ajouter ces variables dans les fichiers d'états initiaux de notre GCM.

Finalement, on obtient une carte des sommets et des hauteurs de montagne (voir Figure 3.11).

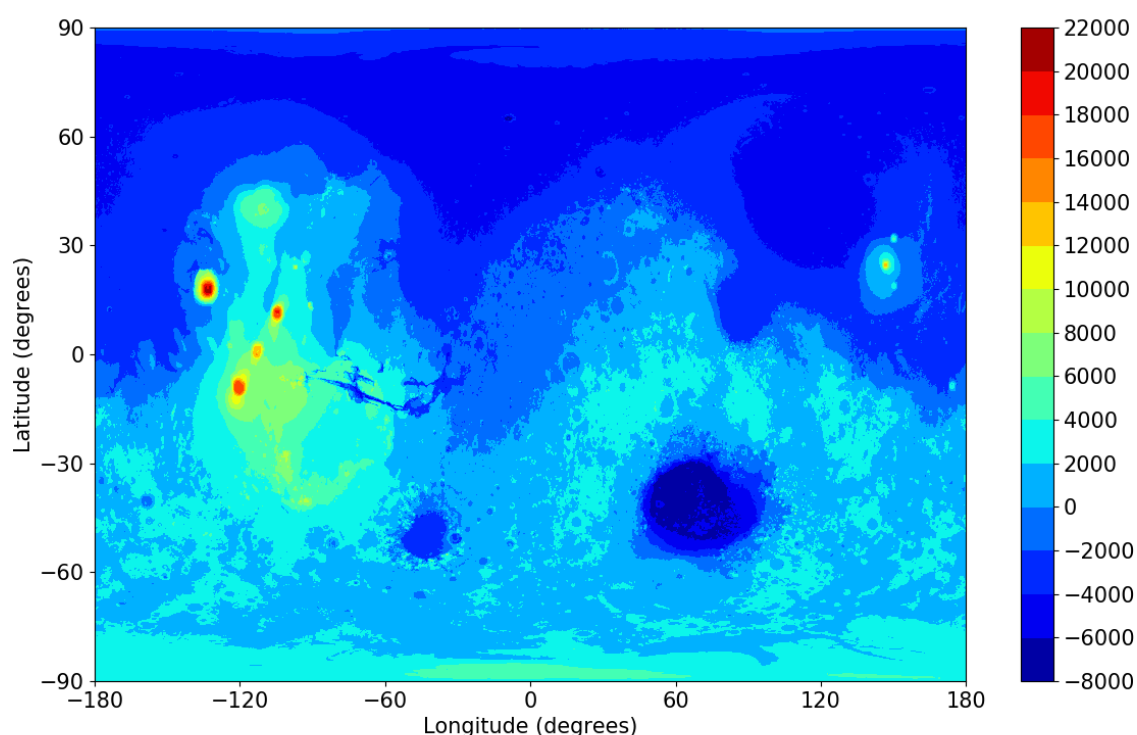


FIGURE 3.9 – Topographie MOLA avec une résolution de 32 pixels par degrés.

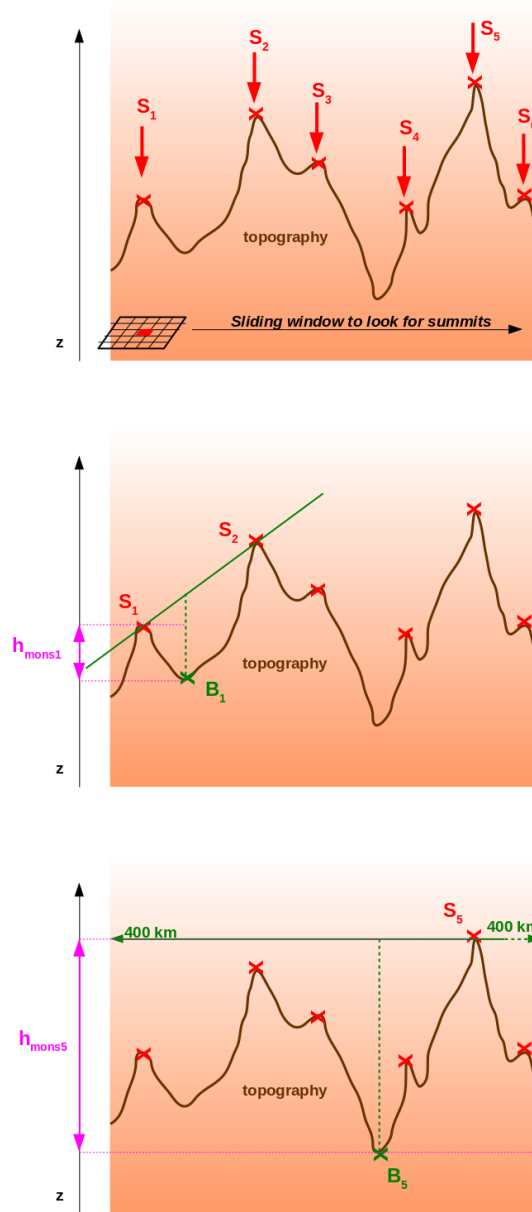


FIGURE 3.10 – Schéma explicatif du calcul de la localisation des sommets et du calcul de h_{mons} . **Haut** : Localisation des sommets sur la carte réduite à 8 pixels par degrés à l’aide d’une fenêtre glissante de 5x5 pixels. Un sommet est identifié lorsqu’il s’agit du point de plus haute altitude situé au centre de la fenêtre. **Milieu** : Exemple de détermination de la base B_1 pour le sommet S_1 : le sommet d’altitude supérieure à S_1 et le plus proche de S_1 est le sommet S_2 , la base est alors le point d’altitude la plus basse située sur la droite $S_1 - S_2$. **Bas** : Exemple de la détermination de la base B_5 pour le sommet S_5 : le sommet S_5 est le plus haut sur sa zone environnante de 400 km de rayon, la base est alors le point le plus bas de cette zone.

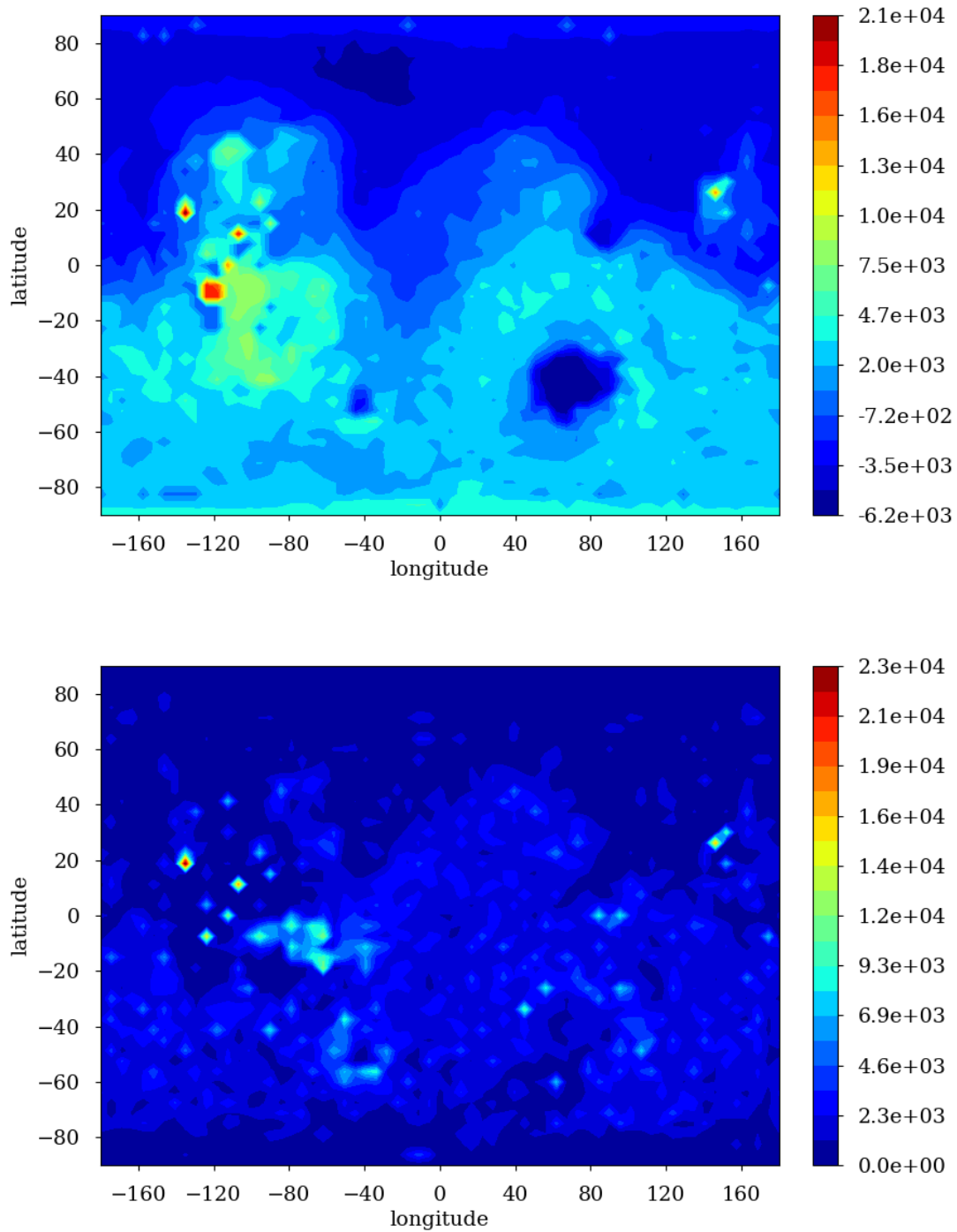


FIGURE 3.11 – **Haut** : carte de l'altitude au-dessus de l'aréole des sommets en m. **Bas** : carte de hauteur des sommets h_{mons} (m), soit l'altitude du sommet moins l'altitude de la base.

4.3 Calcul de la fraction de maille occupée par la montagne

On considère que la poussière injectée au-dessus de la montagne ne va se concentrer que sur une fraction de la maille. Cette fraction de maille, qui représente d’une certaine façon la largeur du “couloir” vertical d’élévation de poussière qui va se former au-dessus de la montagne, dépend a priori de la convergence des vents de pente, qui eux-mêmes dépendent de la pente de la montagne et de sa hauteur, soit de h_{mons} . On définit cette fraction de maille arbitrairement comme la topographie relative de la maille par rapport à l’ensemble du globe martien :

$$x_{mons} = \frac{h_{mons} - h_{min}}{h_{max} - h_{min}} \quad (3.9)$$

Avec h_{min} et h_{max} respectivement la plus basse et la plus haute montagne (soit la plus petite et la plus grande valeur de h_{mons}) sur l’ensemble du globe martien. Voir Figure 3.12. La fraction de maille varie donc

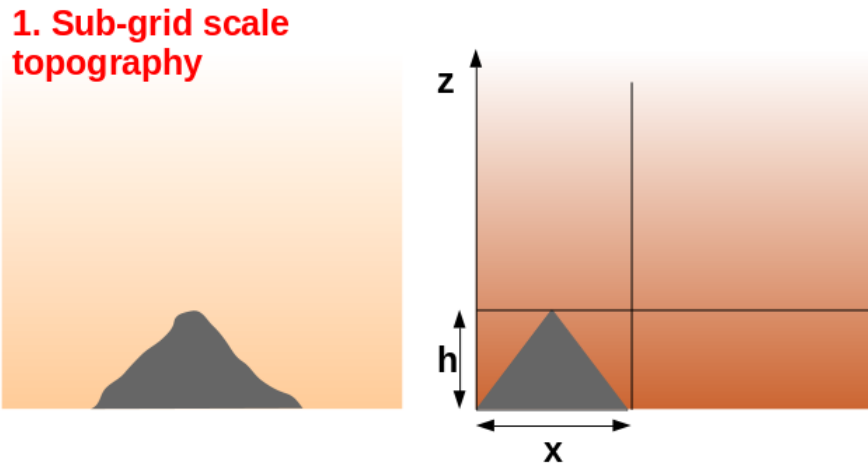


FIGURE 3.12 – Illustration de la prise en compte de la présence de la topographie sous-maille au sein d’une maille GCM

entre zéro, pour la plus petite topographie sous-maille répertoriée, et un, pour la plus haute, soit Olympus Mons. Ce paramètre joue un rôle essentiel, comme nous le verrons par la suite, dans la description de la modélisation de l’entraînement de la poussière de la couche limite vers le sommet de la montagne. En effet, il est directement lié d’une part à la quantité de poussière entraînée, d’autre part, à sa concentration elle-même liée à l’opacité de cette poussière vue par le transfert radiatif. Sur ces deux éléments sa variation a un effet opposé : plus x_{mons} augmente, plus la quantité de poussière entraînée augmente, en revanche moins la poussière est concentrée, ce qui diminue l’effet de chauffage radiatif (voir Section 4.6).

4.4 Calcul de la vitesse verticale

Formulation. On cherche à déterminer le profil de vitesse verticale W à appliquer au-dessus de la montagne sous-maille. Pour cela on considère que l’accélération de la parcelle d’air située au dessus de la montagne est égale à la somme des forces qui lui sont appliquées, c’est-à-dire ici la force de flottabilité due à la différence de température entre le haut de la montagne et l’air environnant (on néglige pour l’instant les forces de friction). On a alors l’équation suivante, en référence lagrangienne :

$$\frac{DW}{dt} = g \frac{T' - T}{T} \quad (3.10)$$

Avec T' la température au sommet de la montagne, T la température de l'air environnant à la même altitude que le sommet. La dérivée lagrangienne qui se décompose telle que $DW/dt = \partial W/\partial t + W\partial W/\partial z$. A l'état stationnaire, on a : $\partial W/\partial t = 0$. D'où l'équation :

$$W \frac{\partial W}{\partial z} = g \frac{T' - T}{T}$$

On peut alors discrétiser cette équation pour exprimer la vitesse verticale dans chaque couche l du modèle :

$$W_{l+\frac{1}{2}} \left(\frac{W_{l+1} - W_l}{z_{l+1} - z_l} \right) = g \left(\frac{T'_{l+\frac{1}{2}} - T_{l+\frac{1}{2}}}{T_{l+\frac{1}{2}}} \right)$$

$$\frac{1}{2} (W_l + W_{l+1}) \left(\frac{W_{l+1} - W_l}{z_{l+1} - z_l} \right) = g \left(\frac{T'_{l+\frac{1}{2}} - T_{l+\frac{1}{2}}}{T_{l+\frac{1}{2}}} \right)$$

Ce qui donne :

$$W_{l+1}^2 - W_l^2 = 2g(z_{l+1} - z_l) \left(\frac{T'_{l+\frac{1}{2}}}{T_{l+\frac{1}{2}}} - 1 \right) \quad (3.11)$$

Précisons que les indices entiers sont les niveaux, c'est-à-dire les limites des couches, alors que les indices en $\frac{1}{2}$ correspondent aux milieux des couches (voir Figure 3.13).

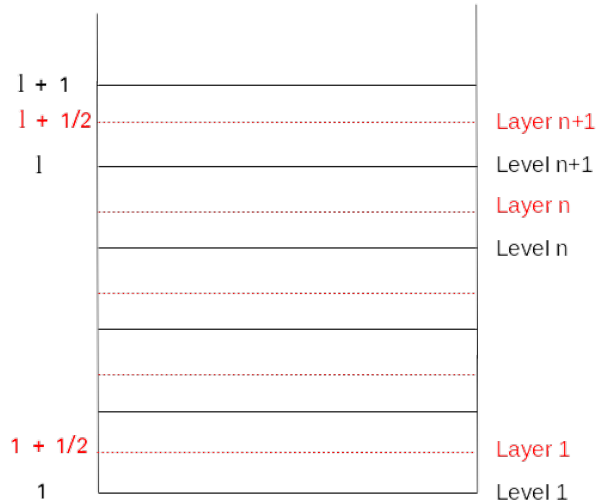


FIGURE 3.13 – Schéma d'une colonne du GCM et de son indigage vertical : les niveaux (levels) sont les limites des couches, les couches (layers) sont les inter-niveaux. Dans la discrétisation des équations les indices entiers correspondent aux niveaux, alors que les indices en $\frac{1}{2}$ correspondent aux couches.

Vitesse au sommet. On estime arbitrairement la vitesse verticale w_0 de la couche l_{summit} , la couche juste au-dessus de la montagne, là où a lieu l'injection de poussière provenant de la couche limite, telle que :

$$w_0 = k_0 \sqrt{\frac{T'_{l_{summit}}}{T_{l_{summit}}} - 1} \quad (3.12)$$

Avec k_0 un coefficient que l'on laisse comme paramètre réglable pour contrôler cette vitesse initiale. Cette vitesse est en effet très complexe à calculer car elle dépend de la convergence de masse engendrée par les vents anabatiques sur les flancs du sommet, difficile à calculer analytiquement.

Hauteur du sommet. On distingue la hauteur de montagne du point de vue du GCM, h_{summit} , et la hauteur de montagne « réelle », h_{mons} , calculée dans la Section 4.2. En effet, la surface, ou le premier niveau, du GCM correspond à la moyenne de l'altitude au-dessus de l'areoïde martien calculée au sein de la maille du modèle. On détermine donc la hauteur de la montagne du point de vue du GCM h_{summit} comme étant la hauteur du sommet *summit* moins la hauteur de la surface du GCM, soit $h_{summit} = summit - \phi_s/g$, avec ϕ_s le géopotential de la surface et g la constante d'accélération (voir Figure 3.14).

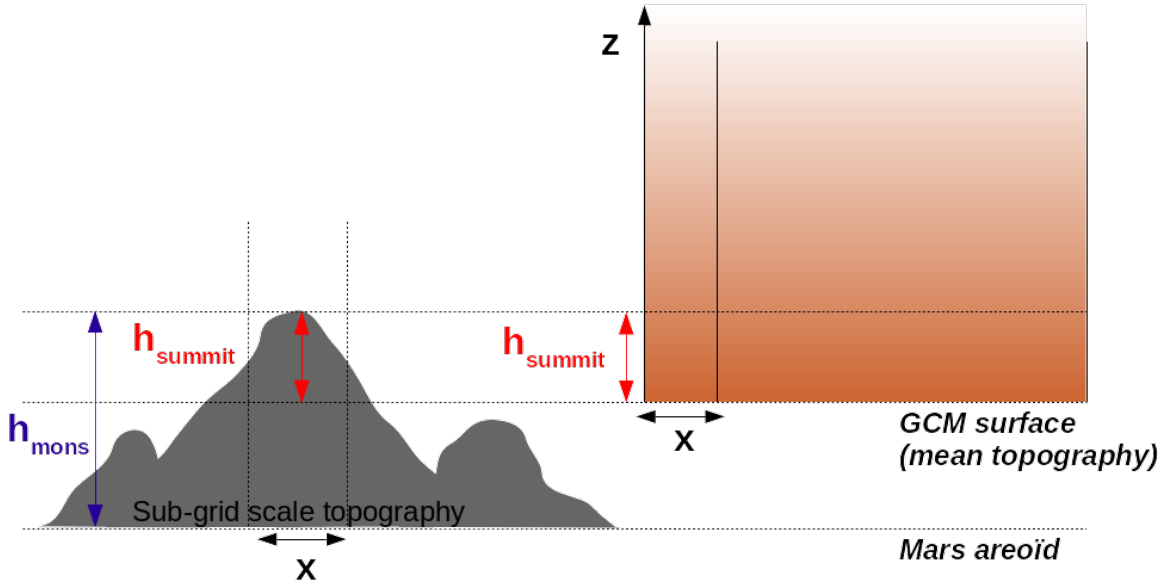


FIGURE 3.14 – Illustration du calcul de la hauteur de la topographie sous-maille $h_{summit} = summit - \phi_s/g$ dans le GCM ainsi que du calcul de la fraction x sur laquelle la poussière entraînée de la couche limite est concentrée dans une maille du GCM

Température au sommet. Comme on ne connaît pas la température réelle à la base de la montagne mais seulement la température donnée par le GCM (donc de la surface moyenne jusqu'au sommet de l'atmosphère), on pose la température T' au sommet de la montagne, i.e. au niveau $l_{summit} = l(h_{summit})$, égale à celle de la première couche de l'atmosphère, puis on la fait décroître selon le gradient adiabatique jusqu'à ce qu'elle devienne inférieure ou égale à la température d'environnement, à laquelle elle revient dans les couches supérieures. En discrétisant on a alors :

$$T'_{l_{summit}} = T_1$$

$$T'_{l+1} = T'_l - \frac{g}{C_p}(z_{l+1} - z_l)$$

Et ainsi de suite juste à la plus haute couche du modèle.

Température d'environnement. La température dite d'environnement est elle aussi recalculée : dans la couche l_{summit} elle est imposée comme égale à la température de l'air à l'altitude h_{mons} . Pour les couches supérieures on la calcule par interpolation. De cette façon on souhaite prendre en compte la différence de

température entre la surface et le sommet de la montagne. On a alors :

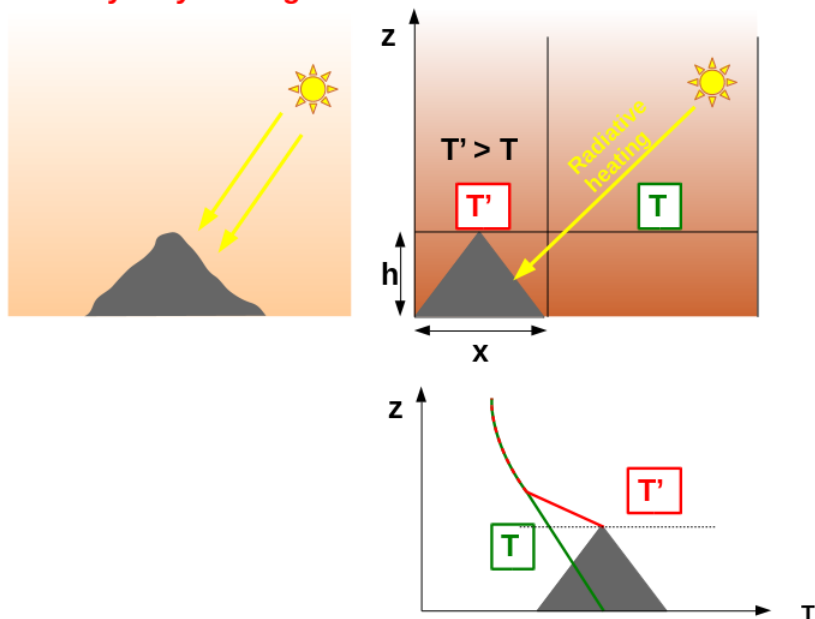
$$T_{l_{\text{summit}}} = T_{l_{\text{mons}}}$$

$$T_{l_{\text{summit}}+1} = T_{l_{\text{mons}}} + ((z_{l_{\text{mons}}} + (z_{l_{\text{summit}}+1} - z_{l_{\text{summit}}})) - z_{l_{\text{mons}}}) \frac{T_{l_{\text{mons}}+1} - T_{l_{\text{mons}}}}{z_{l_{\text{mons}}+1} - z_{l_{\text{mons}}}}$$

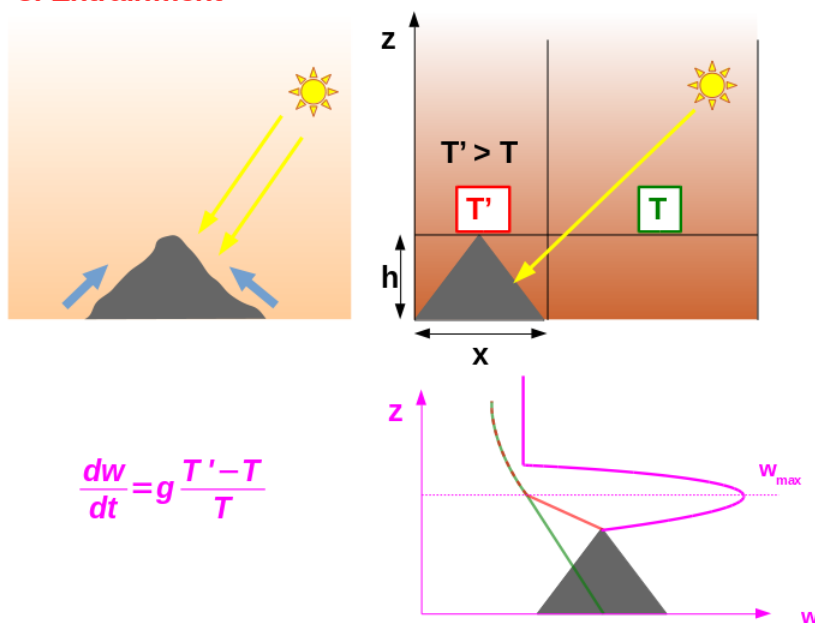
Et ainsi de suite juste à la plus haute couche du modèle.

Bien sûr la réalité voudrait que la température au sommet soit celle de la surface réelle, donc située virtuellement en-dessous du premier niveau du GCM. Comme on ne connaît pas cette valeur, l'astuce consiste à recalculer la température d'environnement comme celle située à hauteur h_{mons} de façon à reproduire la différence entre la température au-dessus de la montagne et à sa base (voir Figure 3.15).

2. Buoyancy forcing



3. Entrainment



$$\frac{dw}{dt} = g \frac{T' - T}{T}$$

FIGURE 3.15 – **Haut** : Illustration de la force de flottabilité générée par la détermination des profils de température au-dessus de la topographie sous-maille et dans l'environnement libre d'une maille GCM; **Bas** : Illustration du calcul du profil de vent vertical généré par la force de flottabilité induit par la présence de la topographie sous-maille

4.5 Entraînement de la poussière de la couche limite au-dessus des montagnes

Le principe de cette paramétrisation est de prélever la poussière déjà présente dans la couche limite et de l'injecter au-dessus des montagnes sous-maille. C'est donc de la poussière déjà existante dans l'atmosphère du modèle qui est convertie en poussière entraînée au-dessus des montagnes. À cette poussière on associe un nouveau traceur qu'on appelle « topdust ». C'est ce traceur qui est entraîné et injecté en hauteur, puis subit l'advection verticale et le déentraînement. On détermine alors la quantité de poussière qui va effectivement être prélevée de la couche limite en considérant que l'entraînement s'effectue sur l'ensemble des couches du modèle au sein desquelles la vitesse verticale augmente, c'est-à-dire l'ensemble des couches comprises entre la surface et la couche à laquelle la vitesse verticale est maximale. Et c'est au niveau de cette couche où la vitesse verticale est maximale que l'on injecte la poussière ainsi prélevée sous forme d'un flux $F_{l_{wmax}}$ en kg.m^{-2} tel que :

$$F_{l_{wmax}} = x|w_{max}|\Delta t \rho_{l_{wmax}} \bar{q}_{PBL} \quad (3.13)$$

Avec l_{wmax} la couche à laquelle la vitesse verticale est maximale, i.e. $w = w_{max}$ et q_{PBL} la rapport de mélange total de la poussière comprise entre la surface et l_{wmax} . Il faut également déterminer les nouveaux rapports de mélange dans chaque couche de la couche limite après ce prélèvement. Pour cela on considère que :

$$\begin{aligned} \sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{q'_l \Delta P_l}{g} - \sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{q_l \Delta P_l}{g} &= -F_{l_{wmax}} \\ \sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{q'_l \Delta P_l}{g} - \sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{q_l \Delta P_l}{g} &= -x|w_{max}|\Delta t \rho_{l_{wmax}} \bar{q}_{PBL} \\ \sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{q'_l \Delta P_l}{g} - \sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{q_l \Delta P_l}{g} &= -x|w_{max}|\Delta t \rho_{l_{wmax}} \frac{\sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{q_l \Delta P_l}{g}}{\sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{\Delta P_l}{g}} \end{aligned}$$

Avec q_l le rapport de mélange au niveau l au temps t et q'_l le rapport de mélange au niveau l au temps $t + \Delta t$, g la constante d'accélération de la gravité, ΔP_l la variation de pression au niveau l ($\Delta P_l = P_{l+1} - P_l$). On pose $K = \frac{x|w_0|\rho_{l_{wmax}}}{\sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{\Delta P_l}{g}}$. K est constant sur un même pas de temps Δt . On a alors :

$$\begin{aligned} \sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{q'_l \Delta P_l}{g} - \sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{q_l \Delta P_l}{g} &= -\Delta t K \sum_{l=1}^{l_{wmax}} \frac{q_l \Delta P_l}{g} \\ \sum_{l=1}^{l_{wmax}} (q'_l - q_l) \Delta P_l &= -\sum_{l=1}^{l_{wmax}} \Delta t K q_l \Delta P_l \end{aligned}$$

Par identification, dans chaque couche de la surface ($l = 1$) jusqu'en haut de la couche limite ($l = l_{wmax}$), on a :

$$q'_l - q_l = -\Delta t K q_l \quad (3.14)$$

C'est-à-dire que l'équation à résoudre peut s'écrire :

$$\frac{\partial q_l}{\partial t} = -K q_l \quad (3.15)$$

Par intégration de l'équation 3.15 on a alors :

$$q'_l = q_l \exp(-\Delta t K) \quad (3.16)$$

Avec le langage du GCM qui calcule les tendances $\frac{dq}{\Delta t}$ des variables, on a donc :

$$\frac{dq}{\Delta t} = \frac{q'_l - q_l}{\Delta t} = - \frac{(1 - \exp(-\Delta t K)) q_l}{\Delta t} \quad (3.17)$$

Cette partie de la paramétrisation est illustrée par la Figure 3.16.

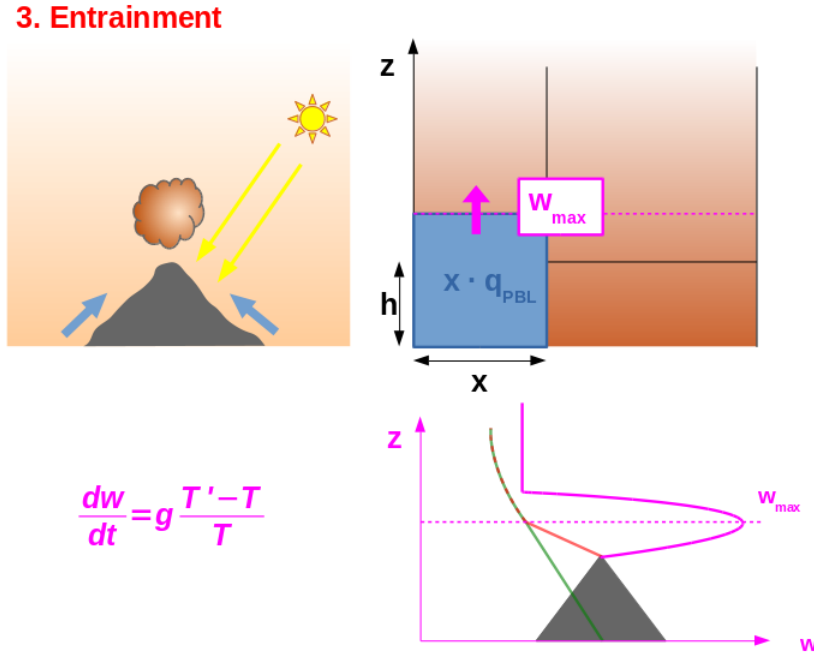


FIGURE 3.16 – Illustration de l’entraînement de la poussière des couches proches de la surface au-dessus de la topographie sous-maille au sein d’une maille GCM

4.6 Chauffage radiatif

Une fois la poussière entraînée et concentrée au-dessus de la montagne, elle est chauffée radiativement. La différence de chauffage radiatif exercé d’une part sur cette poussière concentrée et d’autre part sur la poussière environnante génère également une force de flottabilité capable de transporter la poussière vers le haut. Cet effet est caractéristique des « Rocket Dust Storm », présentées en Section 4. Rappelons l’équation principale du phénomène, décrit et modélisé à l’aide d’un modèle meso-échelle par [Spiga et al. \(2013\)](#). D’un point de vue Lagrangien on a :

$$\frac{D\theta}{Dt} = \Delta \mathcal{H} \Pi^{-1} \quad (3.18)$$

Avec $\Delta \mathcal{H} = \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{conc+env} - \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{env}$, le taux de chauffage que l’on veut ici considéré comme le surplus de chauffage dû à la présence de la poussière concentrée, i.e. la différence de variation de température entre la poussière concentrée et la poussière environnante ; θ la température potentielle ; $\Pi = \left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{R}{c_p}}$ la fonction d’Exner, dans laquelle P est la pression, P_0 la pression de référence, R la constante des gaz, et C_p la capacité de chaleur spécifique. La dérivée Lagrangienne se décompose telle que $\frac{D\theta}{Dt} = \frac{\partial \theta}{\partial t} + w \frac{\partial \theta}{\partial z}$, avec,

w la vitesse verticale, d'où l'équation d'un point de vue Eulérien :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \Delta \mathcal{H} \Pi^{-1} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (3.19)$$

Si on considère que l'on se trouve à l'état stationnaire, on a alors $\frac{\partial \theta}{\partial t} = 0$, ce qui revient à considérer que l'effet du chauffage radiatif supplémentaire dû à la concentration de poussière est entièrement compensé par le refroidissement adiabatique généré dynamiquement par le mouvement vertical. Ce qui, en faisant l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique, permet d'exprimer la vitesse verticale selon :

$$w = \frac{\Delta \mathcal{H}}{\frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p}} \quad (3.20)$$

Le but est donc de prendre en compte l'effet de ce mécanisme sur la poussière concentrée au sommet de la topographie sous-maille. Pour cela on discrétise l'équation 3.20 selon :

$$W_l \left(\frac{g}{c_p} + \frac{T'_{l+\frac{1}{2}} - T'_{l-\frac{1}{2}}}{z_{l+\frac{1}{2}} - z_{l-\frac{1}{2}}} \right) = \Delta \mathcal{H}_l \quad (3.21)$$

Ce qui permet de donner une estimation de la température au-dessus de la montagne de la couche l modifiée par le surplus de chauffage radiatif et le refroidissement adiabatique telle que :

$$T'_{l+\frac{1}{2}} = T'_{l-\frac{1}{2}} + \left(\frac{\Delta \mathcal{H}_l}{W_l} - \frac{g}{c_p} \right) (z_{l+\frac{1}{2}} - z_{l-\frac{1}{2}}) \quad (3.22)$$

On utilise enfin cette expression du calcul de $T'_{l+\frac{1}{2}}$ dans l'équation 3.11 pour laquelle :

$$W_{l+1}^2 - W_l^2 = 2g(z_{l+1} - z_l) \left(\frac{T'_{l+\frac{1}{2}}}{T_{l+\frac{1}{2}}} - 1 \right) \quad (3.23)$$

Un cas particulier se produit lorsque $(W_l^2 + 2g(z_{l+1} - z_l)(T'_{l+\frac{1}{2}}/T_{l+\frac{1}{2}} - 1)) < 0$.

Dans ce cas on considère que le déentraînement est tel que la température dans la colonne est égale à la température environnante, et que le vent vertical est ramené à la valeur qui compense l'excédant de chauffage radiatif par le refroidissement adiabatique :

$$\text{si } W_l^2 + 2g(z_{l+1} - z_l) \left(\frac{T'_{l+\frac{1}{2}}}{T_{l+\frac{1}{2}}} - 1 \right) < 0 \text{ alors :}$$

$$T'_{l+\frac{1}{2}} = T_{l+\frac{1}{2}} \quad (3.24)$$

$$W_{l+1} = \frac{\Delta \mathcal{H}_{l+1}}{\left(\frac{T_{l+\frac{3}{2}} - T_{l+\frac{1}{2}}}{z_{l+\frac{3}{2}} - z_{l+\frac{1}{2}}} + \frac{g}{c_p} \right)} \quad (3.25)$$

On considère également que dès que la vitesse ainsi calculée est inférieure à la valeur donnée par l'équation 3.20, on la ramène à cette valeur, la vitesse dite « radiative ». La Figure 3.17 illustre cette partie.

Une fois le profil de vitesse verticale complètement déterminé du sommet de la montagne jusqu'en haut de l'atmosphère, on utilise un schéma d'advection pseudo-amont de Van Leer pour effectuer le transport de la poussière (Van Leer, 1977).

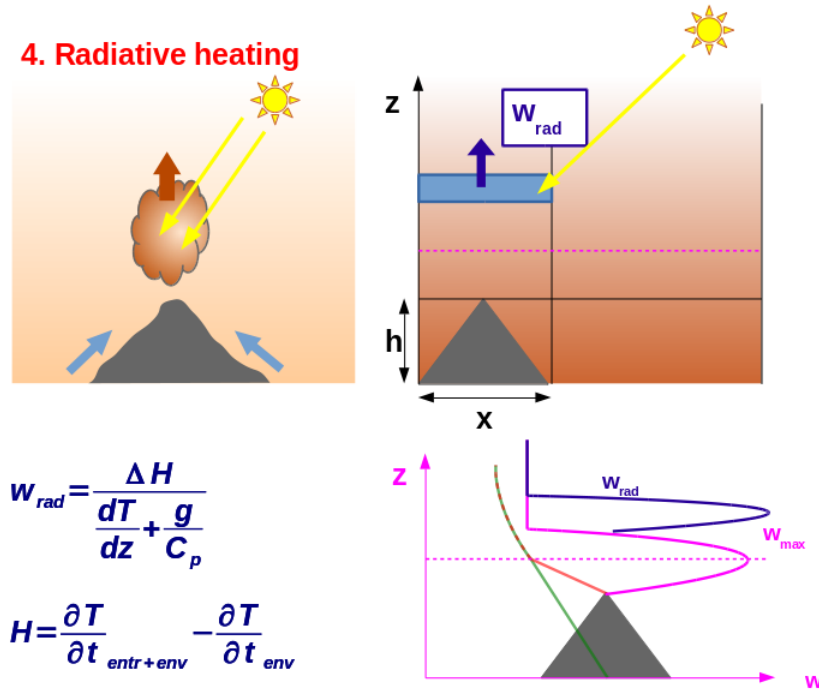


FIGURE 3.17 – Illustration de l'action de la différence de chauffage radiatif exercé sur la poussière concentrée et la poussière de l'environnement libre et du profil vertical de vitesse qui en découle

4.7 Déentraînement de la poussière concentrée dans la poussière d'environnement

Le déentraînement est un élément de contrôle de l'altitude maximale atteinte par la poussière. En effet s'il est trop fort, la poussière entraînée n'a pas le temps d'être advectée en hauteur d'une part par la différence de température entre au-dessus et à côté de la montagne, et d'autre part par le chauffage radiatif exercé sur la poussière concentrée qui ne l'est plus une fois convertie en poussière d'environnement. Si on considère que le panache de poussière qui s'élève au-dessus de la montagne va garder un diamètre constant tout au long de son ascension, on peut simplement estimer que le déentraînement d'air $detr_z$ (en $\text{kg}_{air} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) s'exprime à l'aide du flux de masse $f_z = \rho_z w_z$, avec w_z la vitesse verticale et ρ_z la masse volumique en z tel que :

$$\frac{\partial f_z}{\partial z} = -detr_z$$

$$\frac{\partial \rho_z w_z}{\partial z} = -detr_z$$

Le déentraînement de poussière, exprimé en $\text{kg}_{poussière} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, est alors égal à $q_z \times detr_z = -\frac{\partial \rho_z w_z}{\partial z} q_z$, avec q_z le rapport de mélange de poussière exprimé en $\text{kg}_{poussière} \cdot \text{kg}_{air}^{-1}$. Ce déentraînement correspond alors à une variation ∂q_z de q_z qui s'écrit :

$$\frac{\partial q_z}{\partial t} = -\frac{q_z}{\rho_z} \frac{\partial \rho_z w_z}{\partial z} \quad (3.26)$$

Ce type d'équation s'intègre comme détaillé précédemment dans la Section 4.5, ce qui donne :

$$q'_z = q_z \exp\left(-\Delta t \frac{1}{\rho_z} \frac{\partial \rho_z w_z}{\partial z}\right) \quad (3.27)$$

Avec q'_z le rapport de mélange de poussière à l'altitude z au temps $t + \Delta t$. Avec le langage du GCM qui calcule les tendances $\frac{dq}{\Delta t}$ des variables, on a donc :

$$\frac{dq_z}{\Delta t} = - \frac{(1 - \exp(-\Delta t \frac{1}{\rho_z} \frac{\partial \rho_z w_z}{\partial z}))}{\Delta t} q_z \quad (3.28)$$

Ceci correspond à la quantité de poussière de type « topdust » convertie en poussière d'environnement « dust » à la fin du pas de temps Δt . Le déentraînement est illustré par la Figure 3.18.

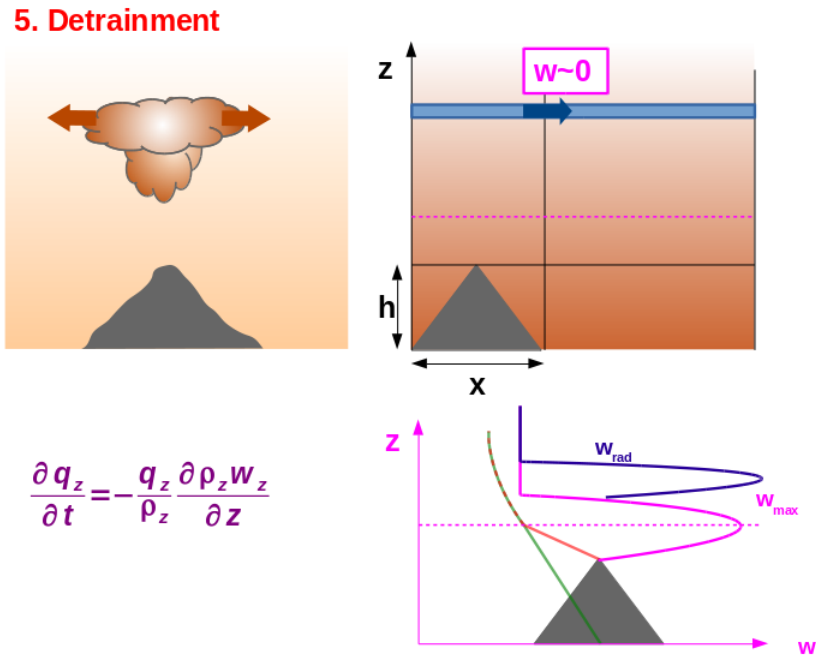


FIGURE 3.18 – Illustration du déentraînement de la poussière concentrée dans la poussière de l'environnement d'une maille GCM, soit la dernière étape de la paramétrisation

4.8 Résultats du modèle et discussion

4.8.a Règlage de la vitesse verticale

La vitesse verticale joue évidemment un rôle primordial : d'une part elle contrôle la quantité de poussière entraînée des couches proches de la surface au sommet de la montagne, puisqu'elle est directement liée au flux $F_{l_{wmax}}$ (voir équation 5.9), d'autre part son profil contrôle l'altitude à laquelle la poussière se trouve transportée.

Pour régler correctement la vitesse verticale atteinte au-dessus des montagnes, on peut faire appel à des simulations meso-échelle qui rendent compte des phénomènes sous-mailles tels que l'activation des vents de pente anabatiques en pleine journée. On utilise la simulation décrite dans Spiga et al. (2011) (résolution horizontale de 30 km, à $L_s=141^\circ$) dont le domaine comprend la région de Tharsis avec les volcans Olympus Mons et Arsia Mons qui nous servent de parfaits exemples de hautes montagnes pouvant déclencher ce genre de vents de pente. En effet, si on visualise la vitesse verticale dans l'ensemble du domaine sous forme de coupe au-dessus de la topographie (Figure 3.19), on voit qu'à une altitude de 22 km elle atteint un maximum d'environ 3 m.s^{-1} en début d'après-midi au-dessus d'Olympus Mons et Arsia Mons. La Figure 3.20 montre une coupe de cette même vitesse verticale à la longitude d'Arsia Mons ($\sim -120^\circ$), et on peut voir l'évolution de cette vitesse verticale qui croît au-dessus d'Arsia Mons tout au long de la journée.

Là encore la vitesse maximale atteinte est d'environ 3 m.s^{-1} . Si on trace le profil de la vitesse verticale au beau milieu de la petite flamme dessinée par la vitesse verticale, par exemple à la latitude -9° , on voit le pic de vitesse obtenu vers 15h qui s'étend de la surface (juste au-dessus d'Arsia Mons, i.e. un peu au-dessus de 15 km) jusqu'à environ 30 km au-dessus de l'aréoïde et qui atteint son maximum à environ 22 km (Figure 3.21). C'est ce type de profil de vitesse verticale que l'on veut reproduire avec le GCM. On retient qu'au-dessus d'Arsia Mons la vitesse W_0 doit être de l'ordre de 0.5 m.s^{-1} lors du développement du panache, la vitesse maximale atteinte de l'ordre de 3 m.s^{-1} , et enfin que l'épaisseur du panache doit être d'une dizaine de kilomètres. On définit alors les coefficients k_0 , k_1 et k_2 qui s'insèrent dans les équations 3.12 et 3.11 tels que :

$$W_0 = k_0 \sqrt{\frac{T'_{l_{summit}}}{T_{l_{summit}}} - 1}$$

$$W_{l+1}^2 = (1 - 2k_1(z_{l+1} - z_l))W_l^2 + k_2 2g(z_{l+1} - z_l) \left(\frac{T'_{l+\frac{1}{2}}}{T_{l+\frac{1}{2}}} - 1 \right)$$

Ces coefficients permettent de prendre en compte d'une part les erreurs d'approximation faites par le modèle, par exemple lors du choix de la température d'environnement (k_0 et k_2), mais encore les effets de dissipation de la vitesse verticale dus aux frottements (k_1). La formulation de la vitesse reste néanmoins fidèle à la physique employée.

Les coefficients sont ajustés sur la base d'une simulation 1D, réalisée dans les mêmes conditions que la simulation meso-échelle, même L_s , latitude et paramètres de topographie (h_{mons} , x_{mons}) proches de ceux d'Arsia Mons.

4.8.b Sans chauffage radiatif

Simulation GCM. Afin d'évaluer l'effet seul de la prise en compte de l'entraînement au-dessus de la topographie sous-maille, on réalise dans un premier temps des simulations GCM avec une vitesse radiative nulle ($w_{rad} = 0$).

Une simulation d’une année martienne est réalisée avec la nouvelle paramétrisation et ses paramètres fixés comme décrits plus haut : la fraction de maille calculée comme dans l’équation 4.3, les coefficients k_0, k_1, k_2 pour lesquels le profil de vitesse obtenu au-dessus d’Arsia Mons correspond à celui de la simulation méso-échelle, on a donc une vitesse maximale atteinte au-dessus d’Arsia Mons d’environ 3 m.s^{-1} . On utilise également la nouvelle injection de poussière présentée en Section 3.

La Figure 3.22 représente l’évolution de la density scaled opacity (DSO) et de la vitesse verticale associée calculées sur le deuxième jour de la simulation à la latitude -7° , i.e. la latitude d’Arsia Mons. On voit qu’au-dessus du sommet Arsia une couche de poussière se forme au cours de la journée à environ 30 km d’altitude. On voit aussi l’évolution diurne de la vitesse verticale qui crée un panache similaire à celui observé dans la simulation méso-échelle. L’effet d’entraînement fonctionne sur l’ensemble du globe, au-dessus des plus petites comme des plus hautes topographies. Comme prédit par la théorie, il est plus efficace au-dessus des plus hautes montagnes qui elles seules parviennent à générer un transport de poussière à une hauteur de 30 km. Une fois la poussière entraînée au-dessus des montagnes, et en l’absence de chauffage radiatif, la poussière est peu à peu détraînée à l’altitude à laquelle elle se trouve, advectée horizontalement, ou bien sédimentée. Après plusieurs jours de simulations, bien que l’effet “détaché” persiste, la couche de poussière obtenue ne dépasse pas la couche limite au-dessus des petites topographies (non montré ici).

Paramètres. On se propose alors de tester l’influence des paramètres, propres à notre paramétrisation, qui permettent de contrôler le mécanisme d’entraînement de poussière par les vents de pente, à savoir :

- **la fraction de maille** x_{mons} , qui agit sur le flux de poussière entraînée, ainsi que sur sa concentration, comme décrit en section 4.3. Cependant, dans le cas d’une vitesse radiative nulle, seul son effet sur l’entraînement importe. Pour faire varier x_{mons} , on définit un coefficient C_{mons} compris entre 0 et 1, tel que $x_{mons} = C_{mons} \frac{h_{mons} - h_{min}}{h_{max} - h_{min}}$.
- **le profil de vitesse vertical**, qui agit lui aussi sur le flux de poussière entraînée, puis sur le transport de cette poussière. Le profil de vitesse vertical est caractérisé notamment par la valeur maximale atteinte au dessus-de la montagne pendant la journée. On définit alors deux jeux de coefficients k_0, k_1, k_2 , l’un pour lequel la valeur maximale est proche de 3 m.s^{-1} comme dans le modèle méso-échelle, et un autre pour lequel la valeur maximale est proche de 10 m.s^{-1} , valeur obtenue dans l’article de Rafkin et al. (2002).
- **le détraînement**, qui agit d’une part sur la concentration de la poussière entraînée, et d’autre part sur son transport vertical. Pour moduler le détraînement on définit un coefficient C_{detr} compris entre 0 et 1, tel que $detr_z = C_{detr} \frac{\partial p_z w_z}{\partial z}$ (voir 4.7).
- **la topographie**, qui a un effet direct sur tous les autres paramètres. On étudie l’effet de la haute topographie seule en désactivant l’effet d’entraînement au-dessus des montagnes dont la hauteur est inférieure à 10 km ($h_{mons} < 10 \text{ km}$).

Le Tableau 3.2 résume les conditions et les valeurs des paramètres associées aux différentes simulations testées. La Figure 3.24 présente les résultats obtenus pour ces différentes simulations, en comparant la DSO obtenue à 14 :00 heure locale à la longitude -121° , à la latitude de Arsia Mons dans les mêmes conditions que la simulation de référence.

Résultats du GCM. Ce que l'on observe, c'est que l'ensemble de ces paramètres influe surtout sur la quantité de poussière injectée en hauteur et donc sur l'effet de « détachement », mais peu sur la hauteur atteinte par la couche détachée (même en laissant le modèle évoluer sur plusieurs jours).

On remarque qu'augmenter l'amplitude de la vitesse (soit la largeur en altitude de la boucle créée par le profil de vitesse) permettrait de gagner en altitude. Cependant le réglage du profil de vitesse est effectué sur des simulations méso-échelle et peut difficilement être remis en cause si l'on veut respecter un comportement réaliste de la vitesse verticale.

Dans le cas particulier où on désactive l'entraînement au-dessus des montagnes de moins de 10 km de hauteur, on voit que l'effet détaché de la surface disparaît au niveau des plus basses topographies. La poussière des basses couches n'est pas aspirée par les hautes montagnes, qui auraient pu avoir un effet de cheminée à poussière. Au lieu de cela, la poussière reste simplement mélangée par l'effet des thermiques, de la diffusion turbulente et de l'ajustement convectif. Des tests en 1D montrent que les premières couches ne se vident jamais complètement même au-dessus d'Olympus Mons où la fraction de maille entraînée est égale à 1 (non montré ici). La diffusion turbulente et les autres paramétrisations agissant au sein de la couche limite continuent de mélanger la poussière dans les premières couches.

On conclut donc que pour soulever la poussière et créer l'effet de couche détachée, toutes les montagnes doivent être activées dans le modèle. Un autre test a consisté à diminuer le rayon moyen des grains de poussières soulevés du sol en le modifiant à $1\ \mu\text{m}$ au lieu des $3\ \mu\text{m}$ habituels, pour freiner la sédimentation. Cette modification n'a pas beaucoup d'effet et ne permet pas d'augmenter la hauteur de la couche détachée.

	C_{mons}	w_{max}	C_{detr}	Mounts
a	1	$\sim 3\ \text{m.s}^{-1}$	1	all
b	1	$\sim 10\ \text{m.s}^{-1}$	1	all
c	1	$\sim 1\ \text{m.s}^{-1}$	1	all
d	0.1	$\sim 3\ \text{m.s}^{-1}$	1	all
e	1	$\sim 3\ \text{m.s}^{-1}$	0.1	all
f	1	$\sim 3\ \text{m.s}^{-1}$	1	$h_{mons} > 10\ \text{km}$

TABLE 3.1 – Tableau résumant les paramètres de la paramétrisation de l'entraînement de poussière par les vents de pente au-dessus des montagnes, et leurs variations des différentes simulations réalisées

La paramétrisation réussit à former des couches détachées à la bonne hauteur localement au-dessus des hautes montagnes, comme on a pu le voir avec l'exemple d'Arsia Mons. La paramétrisation réussit également à reproduire l'effet global de détachement de la poussière de la surface dès lors que l'effet d'entraînement de toute la topographie sous-maille est activé. Cependant, on ne voit pas de couche détachée se former à plus de 10 km au-dessus des plus basses topographies, à l'inverse de ce qui est observé. Il semblerait donc qu'un mécanisme supplémentaire à celui de l'entraînement par vents de pente doive être invoqué pour expliquer la montée de la poussière au-dessus des plus petites montagnes à plus d'une dizaine de km. Naturellement, on pense à l'effet d'ascendance généré par le chauffage radiatif de la poussière présenté plus haut. C'est l'objet de la partie suivante.

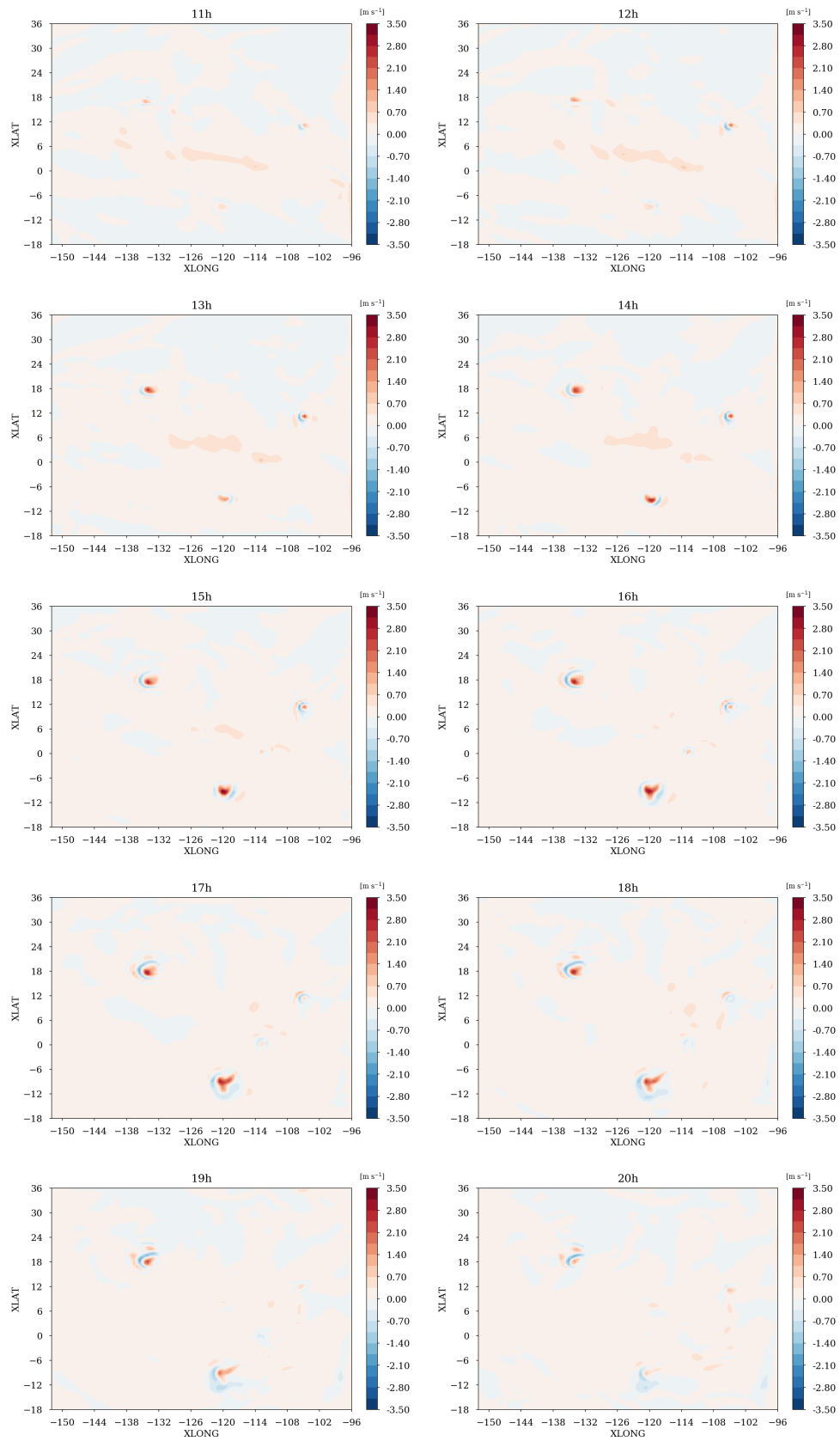


FIGURE 3.19 – Simulation meso-échelle [Spiga et al. \(2011\)](#) : coupe de la vitesse verticale en m.s^{-1} à 22 km d'altitude au-dessus de l'aéroïde et évolution aux différentes heures locales de la journée

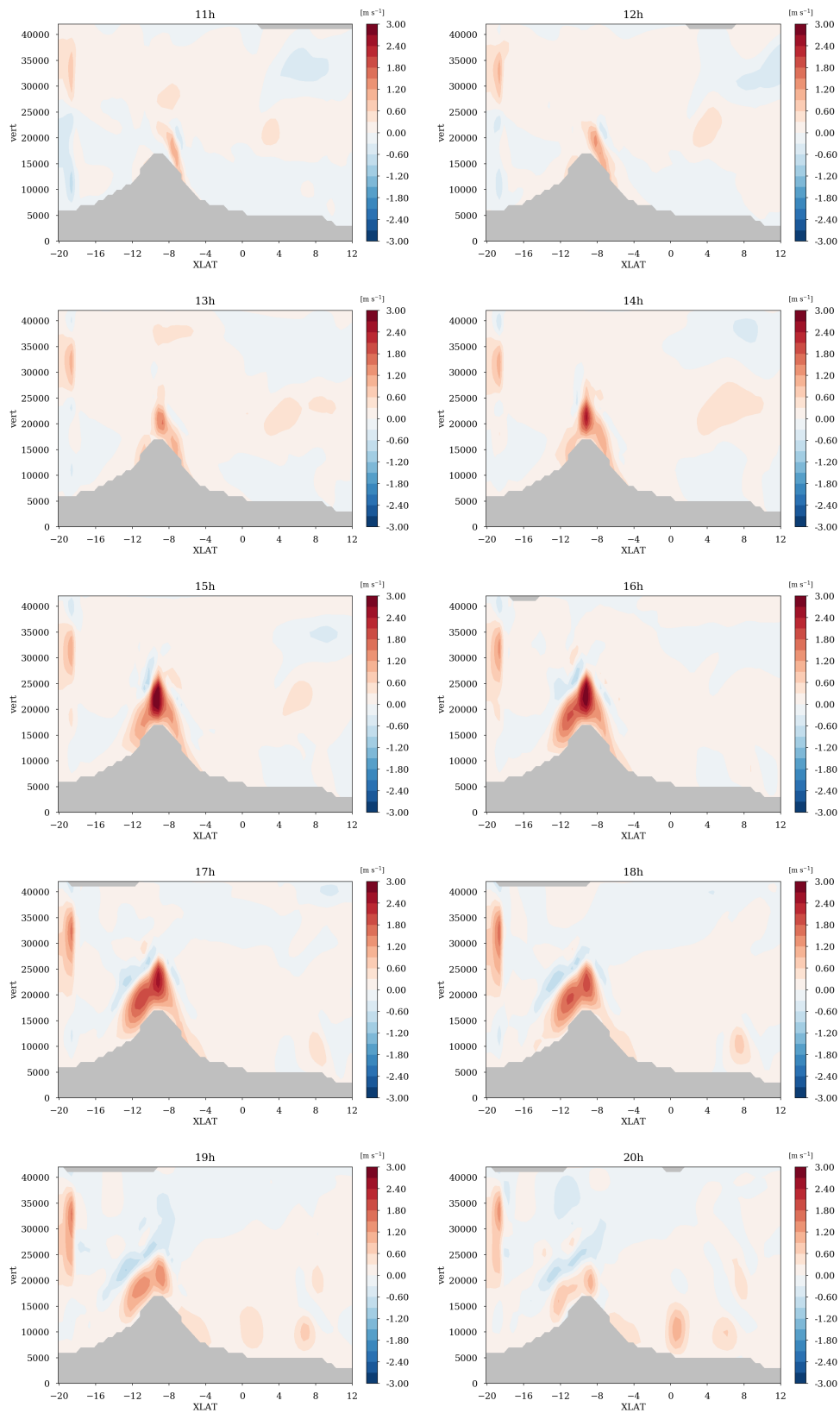


FIGURE 3.20 – Simulation meso-échelle [Spiga et al. \(2011\)](#) : cartes (Latitude - Longitude en degrés) de la vitesse verticale en m.s^{-1} à la longitude -120°E et évolution aux différentes heures locales de la journée

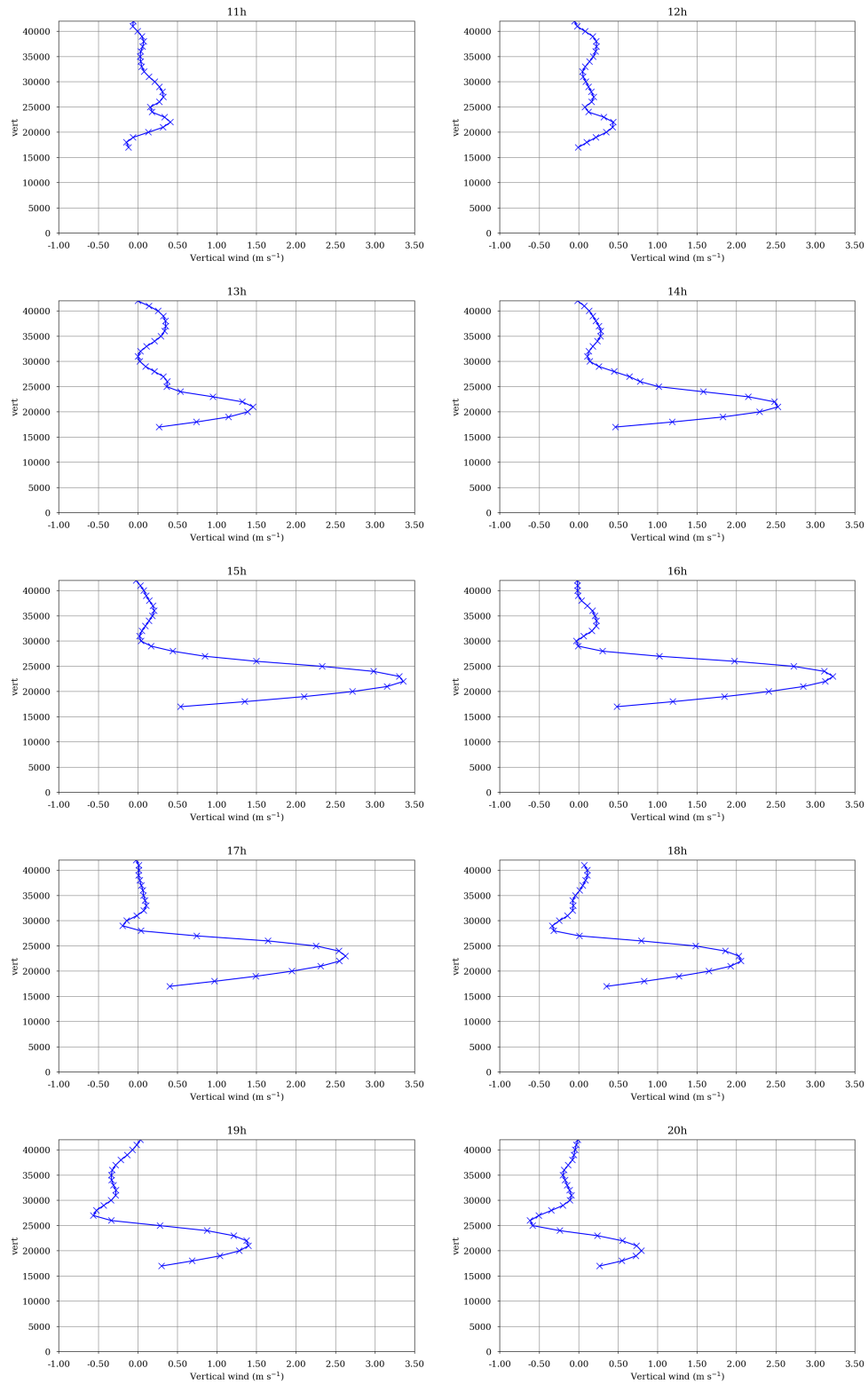


FIGURE 3.21 – Simulation meso-échelle [Spiga et al. \(2011\)](#) : profil de la vitesse verticale en m.s^{-1} aux longitude -120°E et latitude -9°N et évolution aux différentes heures locales de la journée

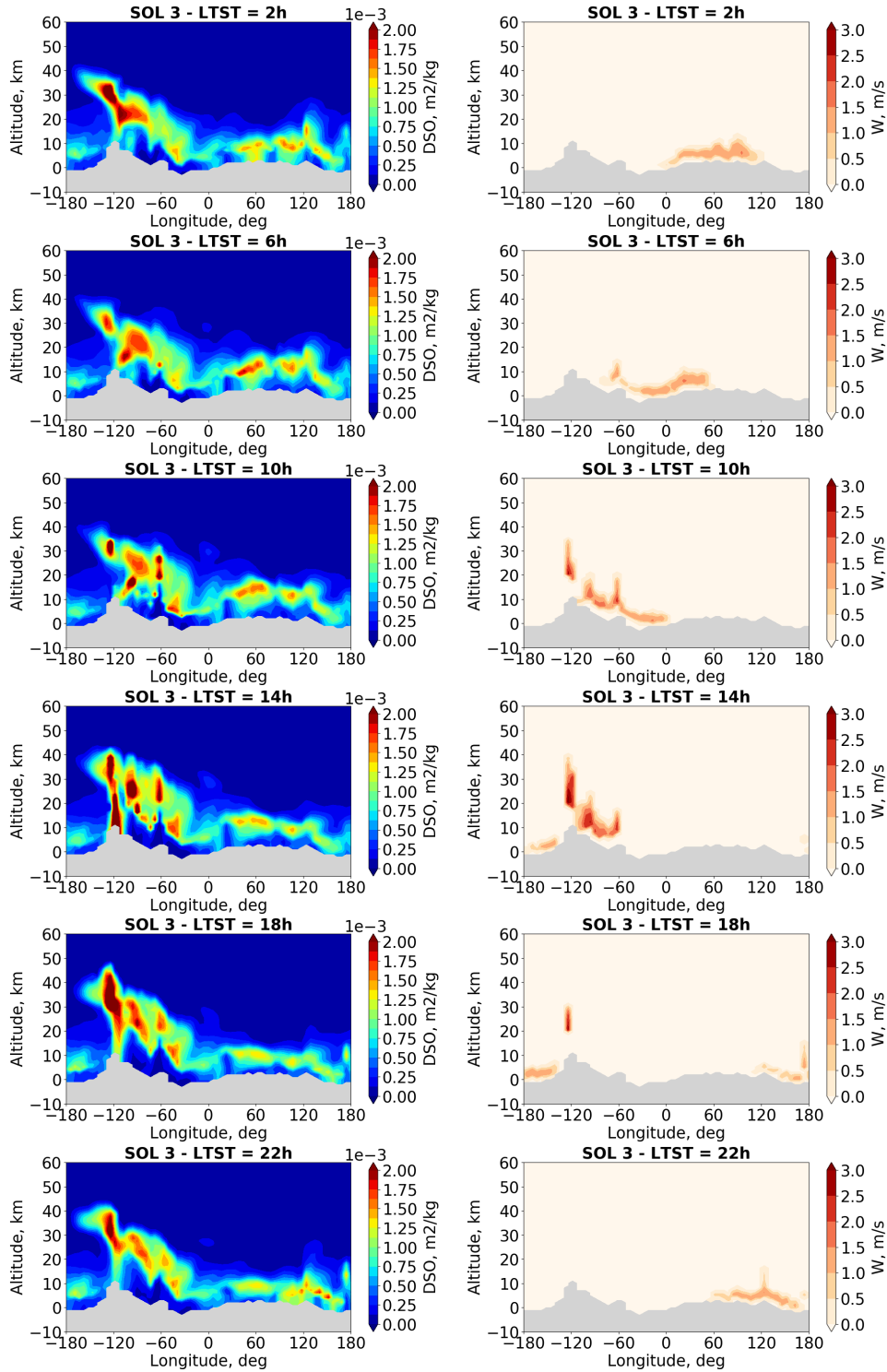


FIGURE 3.22 – Simulation GCM avec la paramétrisation de l’entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille sans la prise en compte de l’effet radiatif de la poussière concentrée. **Gauche** : Evolution de la Density Scaled Opacity (DSO) à la latitude -7° en fonction de l’altitude et de la longitude sur un sol martien, le deuxième de la simulation commençant à $L_s=0^\circ$, à 2 :00, 6 :00, 10 :00, 14 :00, 18 :00 et 22 :00 heure locale à la longitude d’Arsia Mons ($\sim -121^\circ$); **Droite** : Evolution de la vitesse verticale à la latitude -7° en fonction de l’altitude et de la longitude sur un sol martien, le deuxième d’une simulation GCM sur une année martienne, donc proche de $L_s=0^\circ$, à 2 :00, 6 :00, 10 :00, 14 :00, 18 :00 et 22 :00 heure locale à la longitude d’Arsia Mons ($\sim -121^\circ$)

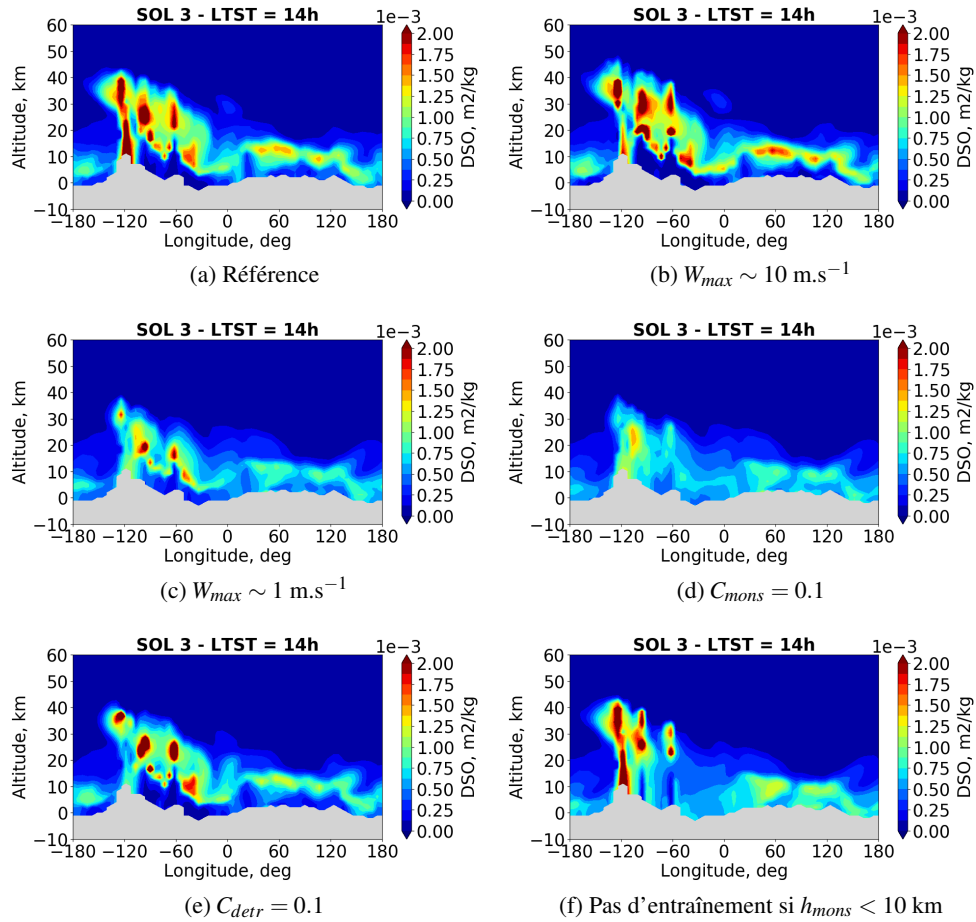


FIGURE 3.23 – Simulation GCM avec la paramétrisation de l’entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille sans la prise en compte de l’effet radiatif de la poussière concentrée dont les conditions sont résumées dans le Tableau 3.2 (dans l’ordre de haut en bas). **Gauche** : Evolution de la Density Scaled Opacity (DSO) à la latitude -7° en fonction de l’altitude et de la longitude sur un sol martien, le troisième de la simulation commençant à $Ls=0^\circ$, à 14 :00 heure locale à la longitude d’Arsia Mons ($\sim -121^\circ$); **Droite** : Evolution de la vitesse verticale.

4.8.c Avec chauffage radiatif

Simulation GCM. Dans cette partie on teste l'effet du chauffage radiatif des poussières concentrées dans l'ascendance comme décrit en section 4.6 ajouté à la paramétrisation. Le déentraînement joue alors un rôle crucial. En effet s'il est trop important, il favorise la déconcentration de la poussière entraînée et réduit donc le contraste de chauffage. S'il est trop faible, il favorise inversement la concentration de la poussière qui par chauffage radiatif peut se retrouver très haut très vite dans l'atmosphère. On choisit de détraîner la journée selon les équations décrites en 4.7, et de détraîner complètement la nuit pour un comportement sain de la poussière. Pour simplifier, on empêche la vitesse radiative d'être négative, c'est-à-dire de transporter vers le bas lors du refroidissement nocturne.

Paramètres. Les paramètres qui influent sur le mécanisme sont les mêmes que précédemment. Cette fois-ci la fraction de maille joue son double jeu contradictoire puisque le chauffage radiatif est activé : si x_{mons} augmente, alors on entraîne plus de poussière, mais on la concentre moins ce qui rend le chauffage radiatif moins efficace, et inversement. À ces paramètres on ajoute la valeur maximale pouvant être atteinte par la vitesse radiative qui est contrôlée par les frottements et donc difficile à estimer. D'après Wang et al. (2018) et Spiga et al. (2013) on la fixe à 10 m.s^{-1} . De nouveau on expérimente l'influence de ces paramètres sur la formation des couches détachées. Le tableau Tableau 3.2 résume les conditions et les valeurs des paramètres associées aux différentes simulations testées.

	C_{mons}	w_{max}	C_{detr}	$w_{rad,max}$
a	1	$\sim 3 \text{ m.s}^{-1}$	1	10 m.s^{-1}
b	1	$\sim 3 \text{ m.s}^{-1}$	1	3 m.s^{-1}
c	0.1	$\sim 3 \text{ m.s}^{-1}$	1	10 m.s^{-1}
e	1	$\sim 3 \text{ m.s}^{-1}$	0.1	10 m.s^{-1}
f	1	$\sim 1 \text{ m.s}^{-1}$	0.5	10 m.s^{-1}
g	$d\tau_{stormdust}/x_{mons}^2$	$\sim 3 \text{ m.s}^{-1}$	1	10 m.s^{-1}

TABLE 3.2 – Tableau résumant les paramètres de la paramétrisation de l'entraînement de poussière par les vents de pente au-dessus des montagnes avec le chauffage radiatif, et leurs variations dans les différentes simulations réalisées

Résultats du GCM. La Figure 3.24 présente les résultats obtenus pour ces différentes simulations, en comparant la DSO obtenue cette fois-ci à 2 :00 heure locale à la longitude -121° à la latitude de Arsia Mons, qui correspond à environ 14 :00 heure locale à la longitude 60° à laquelle la topographie est basse.

La Figure 3.25 montre la moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -30° N et 30° N pour la simulation la plus favorable à la formation de couches détachées, soit la simulation avec un faible déentraînement. Malgré la meilleure combinaison des paramètres, on voit que l'effet radiatif est faible, en particulier là où on voulait qu'il fonctionne c'est-à-dire au-dessus des petites montagnes. Ceci s'explique par le fait que localement la poussière entraînée verticalement ne dépasse pas la hauteur de la couche limite et n'est donc pas assez concentrée en comparaison de la poussière environnante qui s'accumule au fur et à mesure du déentraînement et de la sédimentation. Le pouvoir radiatif est donc limité. La Figure 3.25 montre qu'on peut tout de même arriver à une couche détachée globale proche des observations, bien que plus basse.

En conclusion, la paramétrisation réussit à reproduire l'effet local des couches détachées observées au-dessus des hautes topographies telles que les volcans de la région Tharsis. En revanche, l'altitude atteinte par la couche détachée globale obtenue sur toute l'année martienne en moyenne planétaire dans

les tropiques reste trop basse en comparaison des observations, notamment pendant la saison claire, et ce malgré l'activation du chauffage radiatif de la poussière concentrée au-dessus des montagnes.

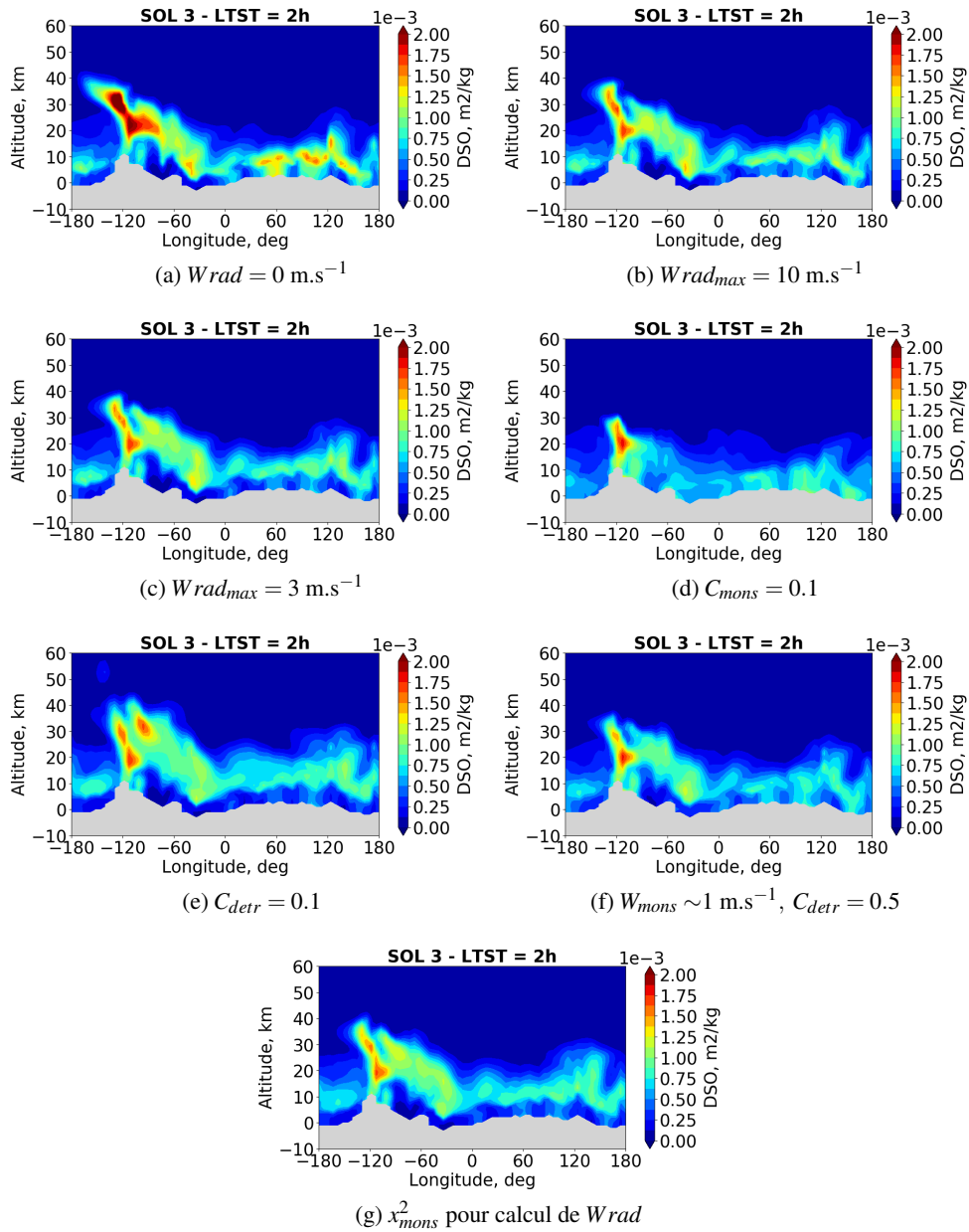


FIGURE 3.24 – Evolution de la Density Scaled Opacity (DSO) à la latitude -7° en fonction de l'altitude et de la longitude sur un sol martien, le troisième de la simulation commençant à $L_s=0^\circ$, à 14 :00 heure locale à la longitude d'Arsia Mons ($\sim -121^\circ$) pour une simulation GCM avec la paramétrisation de l'entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille avec la prise en compte de l'effet radiatif de la poussière concentrée dont les conditions sont résumées dans le Tableau 3.2 (dans l'ordre de haut en bas).

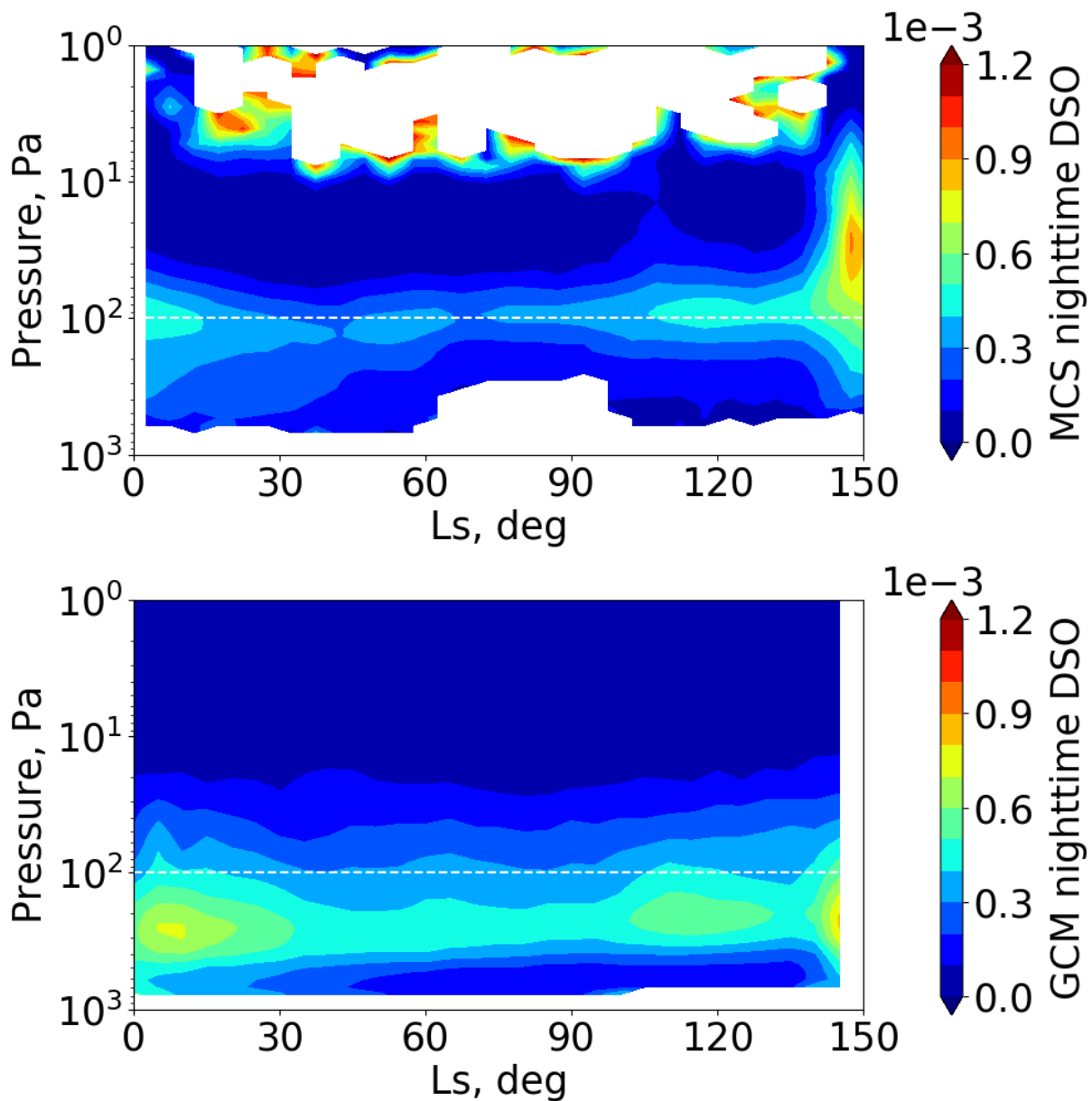


FIGURE 3.25 – Évolution de la moyenne zonale et méridionale sur la bande de latitude de -25°N à 25°N de la Density Scaled Opacity de poussière nocturne, heure locale 3 :00, binnée par 5° de Ls, en fonction de la pression et de la longitude solaire pendant la saison claire entre $L_s=0^\circ$ et $L_s=150^\circ$. **[Haut]** : Données MCS. **[Bas]** : Simulation GCM avec la paramétrisation de l’entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille avec la prise en compte de l’effet radiatif de la poussière concentrée.

4.8.d Simulation méso-échelle

Puisque l'effet d'entraînement de la poussière par les topographies sous-maille ne semble pas parvenir à reproduire les caractéristiques des couches détachées de façon satisfaisante, on s'interroge sur la caractérisation des paramètres qui nous servent à contraindre cette paramétrisation.

La paramétrisation du GCM était basée sur 1) les résultats de [Rafkin et al. \(2002\)](#) et 2) des simulations du modèle méso-échelle du LMD. Cependant ces simulations n'intégraient pas le processus complet que nous cherchons à paramétriser, c'est-à-dire le transport d'une poussière radiativement active, ce qui demandait des travaux spécifiques.

J'ai donc réalisé une simulation méso-échelle avec le Mars Mesoscale Model du LMD ([Spiga and Forget, 2009](#)) dans les mêmes conditions que [Rafkin et al. \(2002\)](#) c'est-à-dire à Ls 180°, sur un domaine centré sur Arsia Mons (longitude -120°E , latitude -10°N) avec 401×401 points de grille, une résolution horizontale de 5 km et une résolution verticale d'environ 700 m. Le domaine méso-échelle est contraint par une simulation GCM. Dans notre simulation la poussière est donc à présent radiativement active, en mode interactif, c'est-à-dire qu'elle ne subit aucun calibrage aux observations, et on n'impose aucune injection de poussière supplémentaire (ou soulèvement), si bien que seule la poussière présente initialement dans le modèle est soumise à la circulation du modèle.

La Figure 3.26 montre une coupe de la quantité de poussière et de la vitesse verticale au-dessus de la montagne, ainsi que la vitesse du vent zonal, qui en surface correspond au vent de pente, à une heure où cette vitesse est la plus élevée au-dessus d'Arsia Mons. On voit qu'on obtient à peu près les mêmes ordres de grandeur que [Rafkin et al. \(2002\)](#) en ce qui concerne la vitesse verticale et les vents de pente. En revanche on n'observe pas un entraînement aussi fort de la poussière.

Ce résultat peut suggérer plusieurs choses. Tout d'abord contrairement à [Rafkin et al. \(2002\)](#) on n'impose pas de soulèvement de la poussière, qui, de fait, n'est pas renflouée au fur et à mesure et diminue en concentration. Ensuite, puisque l'effet d'entraînement est assez faible malgré des valeurs de vitesses verticales élevées on peut se demander si l'effet fort simulé par [Rafkin et al. \(2002\)](#) n'est pas l'observation d'un cas extrême qui en réalité n'est pas systématiquement observé. Dans ce cas, cela expliquerait que notre simulation GCM ne parvient pas à reproduire les caractéristiques des couches détachées qui en réalité proviennent de la combinaison de plusieurs phénomènes parmi lesquels l'entraînement par les vents de pente n'est pas dominant. En conclusion, il reste du travail à entreprendre pour comprendre les détails des processus à l'oeuvre dans ce mécanisme en analysant par exemple d'autres simulations méso-échelle, à différentes saisons mais aussi avec (comme dans les conditions de [Rafkin et al. \(2002\)](#)) et sans soulèvement de poussière.

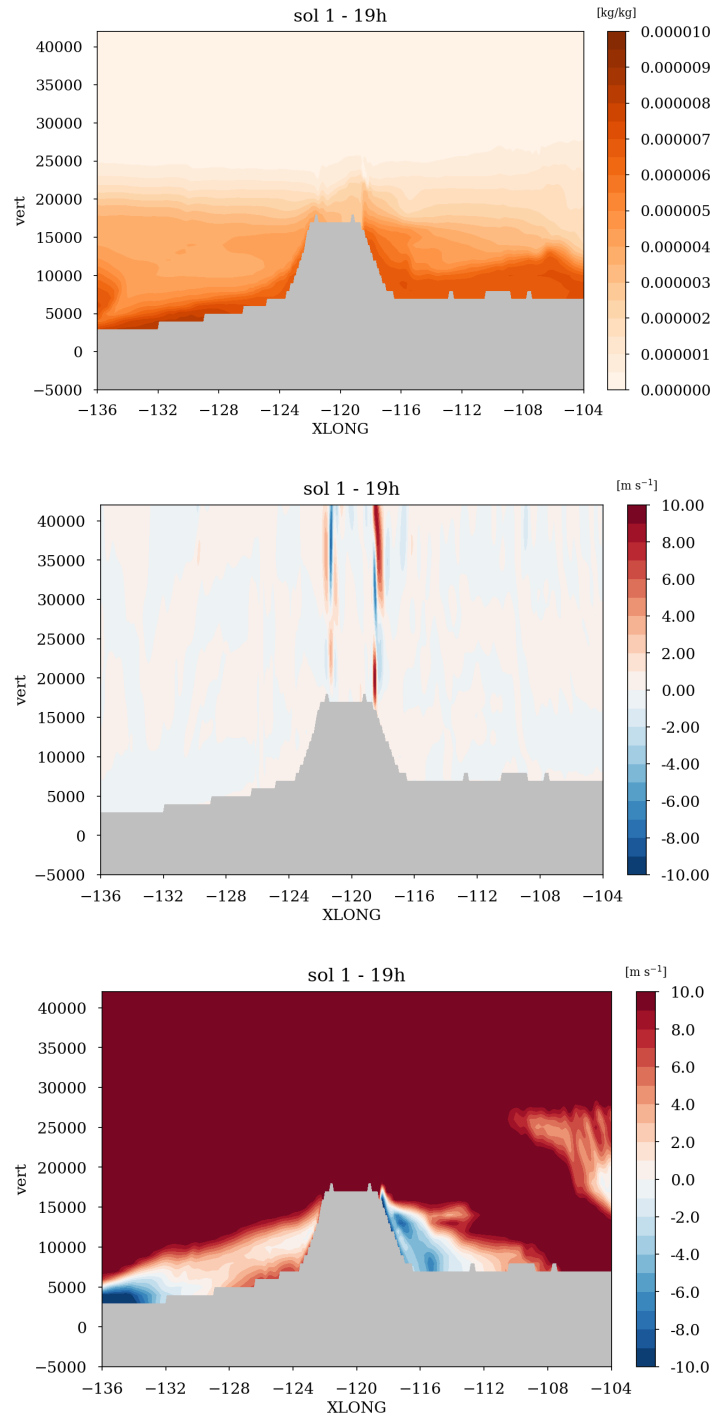


FIGURE 3.26 – Coupe altitude/longitude centrée sur Arsia Mons à 19 :00 heure locale à longitude 0° (soit $\sim 11 :00$ à longitude -120°) d’une simulation méso-échelle réalisée avec le Mars Mesoscale Model du LMD (Spiga and Forget, 2009) avec une résolution horizontale de 5 km et une résolution verticale de ~ 700 m. **Haut** : Rapport de mélange du traceur de la masse de poussière. **Milieu** : Vitesse de vent vertical : on observe notamment la formation d’une onde de gravité au niveau de la pente à longitude -118° . **Bas** : Vitesse de vent zonal, avec la colorbar centrée sur zéro afin de voir distinctement les vents de pentes, très inférieurs aux vents zonaux globaux. Vitesse de vent vertical maximale au-dessus d’Arsia Mons : 11 m.s^{-1} , Vitesse de vent zonal maximale sur les pentes : $\sim 15 \text{ m.s}^{-1}$, Vitesse horizontale maximale au-dessus d’Arsia Mons : 85 m.s^{-1} .

5 Paramétrisation des rocket dust storm

5.1 Un point sur les travaux précédents

Spiga et al. (2013) ont proposé une théorie permettant d'expliquer la formation de couches détachées durant les périodes où le vent est suffisamment fort pour soulever la poussière. En effet, lorsque de la poussière très concentrée est soulevée dans l'atmosphère par exemple par une tempête locale, elle absorbe plus de radiations solaires que la poussière environnante ce qui crée l'énergie convective responsable de son ascendance. Grâce à un modèle meso-échelle les auteurs montrent que ce phénomène, baptisé « rocket dust storm » permet d'expliquer le transport vertical de la poussière à des altitudes allant de 30 à 50 km. La poussière est ensuite soumise au transport horizontal de grande échelle, créant ainsi des couches détachées très similaires à celles qui sont observées. De plus, la sédimentation, tout comme la subsidence liée au refroidissement radiatif nocturne, étant moins efficaces que le transport convectif qui a lieu le jour, ces couches détachées peuvent rester visibles pendant quelques jours.

La convection meso-échelle semble être un élément essentiel à la présence de couches détachées dans l'atmosphère martienne et doit être représentée par le GCM. Cependant la résolution de celui-ci ne permet pas de résoudre directement ces processus qui se produisent sous-maille, i.e. à une échelle inférieure à celle de la grille du GCM. Par ailleurs le modèle meso-échelle est lui-même trop coûteux pour tourner sur une année martienne entière et sur l'ensemble du globe martien, et ne permet donc pas d'étudier la variabilité globale et saisonnière de ces couches détachées. C'est pourquoi Wang et al. (2018) ont développé et implémenté une paramétrisation au sein du GCM capable de représenter ces rocket dust storm.

Poussière de tempête. Le principe de la paramétrisation consiste à considérer qu'une fraction seulement de la maille GCM est occupée par la tempête locale et voit s'élever de la poussière concentrée, tandis que le reste de la maille contient la poussière d'environnement. En pratique on utilise alors deux traceurs différents pour ces deux types de poussière : le traceur « dust » pour la poussière d'environnement, et le traceur « stormdust » pour la poussière injectée par la tempête locale puis emportée par la rocket dust storm.

Déclenchement. Dans cette paramétrisation on déclenche le processus de rocket dust storm au sein de la maille dès qu'une potentielle tempête locale est repérée, c'est-à-dire dès qu'une variation d'opacité (CDOD : Column Dust Optical Depth) de plus de 0.2 d'un jour à l'autre est détectée par le modèle. Ce critère est basé sur les observations de Cantor et al. (2006) (voir Wang et al. (2018)).

Injection. On considère que la poussière correspondant à cette variation d'opacité correspond à la poussière injectée par la tempête locale, soit la poussière de type « stormdust ». L'injection de cette poussière est opérée seulement de 10 :00 à 12 :00 du matin, intervalle de temps déterminé empiriquement de façon à s'approcher le plus possible des observations (Wang et al., 2018). Après le calcul de la poussière injectée, on estime la fraction de maille qui devrait être occupée par la tempête. Pour cela on se base sur l'opacité maximale mesurée pour une tempête locale de poussière observée par OMEGA et étudiée par Määttänen et al. (2009) et Spiga et al. (2013), pour laquelle on calcule le rapport de mélange correspondant qui servira de référence pour calculer la fraction de maille x_{storm} telle que $x_{storm} = \frac{q}{q_{ref}}$.

Transfert radiatif. Le transfert radiatif est ensuite calculé deux fois : une première fois sur la poussière d'environnement seule, une seconde fois sur la poussière d'environnement à laquelle on ajoute la poussière injectée par la tempête locale et concentrée sur la fraction de maille x_{storm} . L'effet radiatif sur la poussière concentrée est déterminé comme dans l'équation 3.20 décrite en section 4.6.

Transport vertical. La poussière, d'environnement (traceur « dust ») et de tempête (traceur « storm-dust »), est ensuite advectée verticalement par un schéma pseudo-amont de Van Leer ([Hourdin and Armengaud, 1999](#); [Van Leer, 1977](#)).

Détraînement. Une fois arrivée en hauteur la poussière a perdu sa vitesse et doit alors se détraîner dans l'environnement, c'est-à-dire se re-diluer dans l'atmosphère. Le détraînement est un élément clé de cette paramétrisation puisqu'il détermine combien de poussière de tempête revient à l'état de poussière d'environnement et combien de cette poussière reste au contraire concentrée et propice à d'autres mouvements de convection. Un coefficient de détraînement est alors défini par une fonction quadratique qui fait croître le détraînement inversement par rapport à la valeur de la vitesse verticale ([Wang et al., 2018](#)).

Résultats avant ma thèse. Les résultats obtenus par cette paramétrisation des rocket dust storms sont prometteurs et permettent d'obtenir des profils de concentrations de poussière bien plus proches des observations que ce qui était obtenu auparavant (voir Figure 3.27). Cette paramétrisation ne permet d'obtenir des couches détachées que pendant la saison des tempêtes de poussières, c'est-à-dire lorsque de la poussière est disponible dans l'atmosphère en concentration suffisante pour déclencher le processus, alors que les couches détachées de poussières soient observées durant toutes les saisons de l'année martienne, encore plus pendant la saison claire selon [Spiga et al. \(2013\)](#). C'est pourquoi la mise en oeuvre de la nouvelle paramétrisation du soulèvement par vents de pente, présentée Section 3, complète l'effet des rocket dust storm car le soulèvement par vent de pente est actif toute l'année martienne. Dans cette partie on se propose de coupler cette paramétrisation des rocket dust storm avec la nouvelle méthode d'injection de poussière présentée Section 3 afin de rendre le déclenchement et le transport de la poussière plus réalistes.

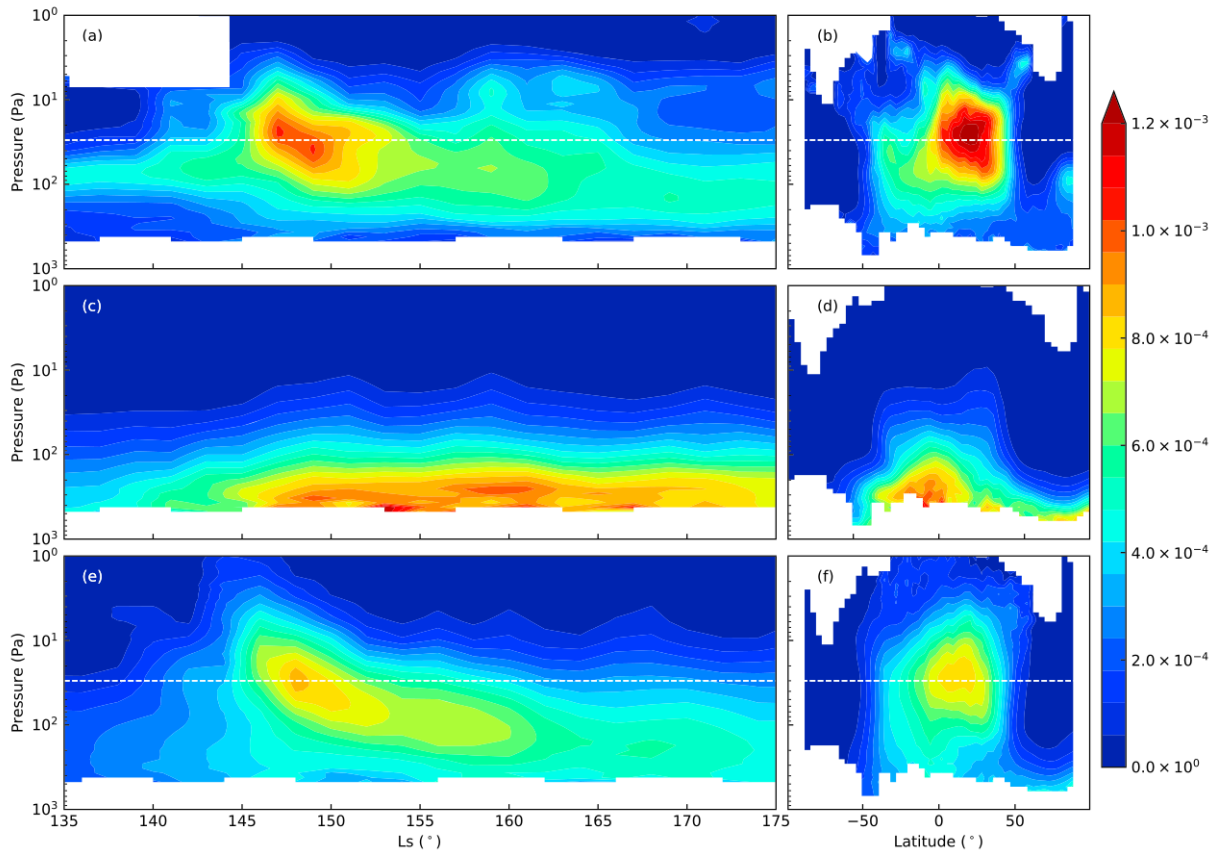


FIGURE 3.27 – Figure 7 de l’article de Wang et al. (2018) dans laquelle est représentée la density scaled opacity (DSO) de poussière nocturne observée par la sonde MCS (a,b) comparée à celles des simulations du GCM standard (c,d) et du GCM avec la paramétrisation des rocket dust storm (e,f). **Gauche** : La DSO en fonction de l’altitude et de la longitude solaire L_s , binnée par 5° de L_s , moyennée sur l’ensemble des longitudes et sur les latitudes comprises entre -25°N et 25°N . **Droite** : Moyenne zonale de la DSO calculée entre $L_s=145^\circ$ et $L_s=150^\circ$. La ligne blanche tracée à 30 Pa marque l’altitude moyenne des couches détachées.

5.2 Couplage à la nouvelle injection de poussière

Simulation GCM. On réalise une simulation dans laquelle on combine la paramétrisation des rocket dust storm déjà existante (Wang et al., 2018) avec la nouvelle injection de poussière décrite en section 3. Ainsi, on simule l’évolution de la poussière de manière réaliste (Wang et al. (2018) corrigeaient les quantités de poussière via le coefficient « tauscaling » cf. Section 2) et on n’a pas besoin d’un critère de déclenchement de la rocket dust storm (variation d’opacité d’une journée à l’autre) : la poussière injectée en surface (correspondant à $d\tau = \tau_{ref_scenario} - \tau_{ref}$) est directement disponible en tant que « stormdust », c’est-à-dire en tant que poussière concentrée de tempête locale.

Paramètres. On se propose de tester l’influence des paramètres, propres à notre paramétrisation, qui permettent de contrôler le mécanisme des rocket dust storm, à savoir :

- **la fraction de maille** x_{storm} , qui agit cette fois essentiellement sur la concentration de la poussière. On fait varier x_{storm} en faisant varier l’opacité de référence de tempête locale q_{ref} . En

théorie, plus cette fraction est faible, plus la poussière va être concentrée et le chauffage radiatif efficace.

- **le déentraînement**, qui agit d'une part sur la concentration de la poussière entraînée, et d'autre part sur son transport vertical. Pour moduler le déentraînement on définit un coefficient C_{detr} compris entre 0 et 1, tel que $detr_z = C_{detr} detr_z$. Cette formulation du déentraînement ne s'applique que lorsque la vitesse verticale est non nulle, dans le cas contraire, par exemple la nuit, on impose un déentraînement complet de la poussière. La journée, plus le déentraînement est faible, plus la poussière a le temps de se concentrer et d'être transportée en hauteur (voir Figure 3.28).
- **l'intervalle de temps d'injection**, qui contrôle la concentration de poussière injectée en surface sous forme de poussière de tempête. Plus le temps d'injection est long, plus la poussière est distillée et moins l'effet de chauffage radiatif est fort.

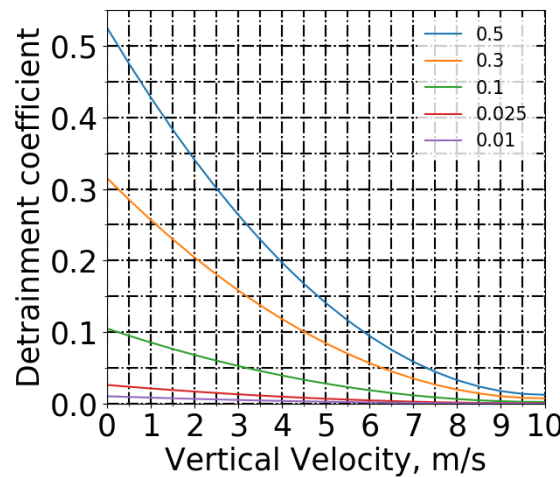


FIGURE 3.28 – Fonction quadratique utilisée pour décrire le déentraînement de la poussière de tempête (« stormdust ») dans la poussière d'environnement (« dust ») sur la base de Wang et al. (2018) pour plusieurs valeurs du coefficient C_{detr} .

Le tableau Tableau 3.3 résume les conditions et les valeurs des paramètres associées aux différentes simulations testées.

Résultats du GCM. La Figure 3.29 présente les résultats obtenus pour ces différentes simulations, en comparant la Density Scaled Opacity (DSO) obtenue à $L_s=120^\circ$ après une simulation d'un jour martien (il est minuit à la longitude $0^\circ E$), à la latitude 33° , au moment où la rocket dust storm déclenchée à la longitude -120° a atteint sa hauteur limite. On voit que dans les différents cas testés, c'est le déentraînement qui semble avoir le plus d'impact sur l'altitude atteinte par les « rocket dust storm ». Un déentraînement trop fort empêche le transport vertical et la formation de couches détachées. Vient ensuite l'intervalle de temps d'injection qui, lorsqu'il est plus court, injecte de la poussière plus concentrée, ce qui favorise l'effet radiatif et donc l'ascendance de la poussière.

	q_{ref}	C_{detr}	Δt_{inj}
a	5×10^4	0.5	10 : 00 – 18 : 00
b	5×10^4	0.5	10 : 00 – 18 : 00
c	5×10^4	0.1	10 : 00 – 18 : 00
d	7.5×10^4	0.5	10 : 00 – 18 : 00
e	2.5×10^4	0.5	10 : 00 – 18 : 00
f	5×10^4	0.5	10 : 00 – 12 : 00

TABLE 3.3 – Tableau résumant les paramètres de la paramétrisation des rocket dust storm, et leurs variations des différentes simulations réalisées

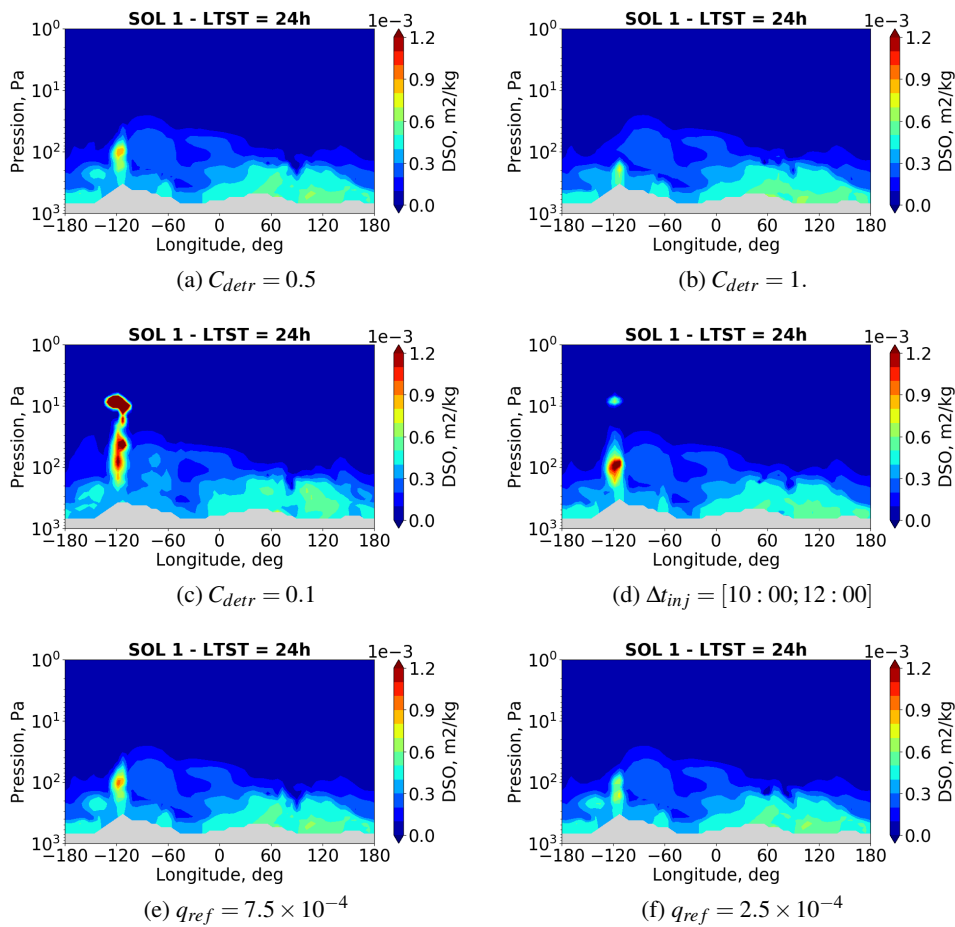


FIGURE 3.29 – Simulation GCM avec la paramétrisation des rocket dust storm. Evolution de la Density Scaled Opacity (DSO) à la latitude 33°N en fonction de l'altitude et de la longitude, au premier sol martien d'une simulation commençant à $L_s=120^\circ$, à 24 :00 à la longitude $\sim 0^\circ\text{E}$; (a) : Cas d'un déentraînement moyen avec $C_{detr} = 0.5$. (b) : Cas d'un déentraînement fort avec $C_{detr} = 1.$ (c) : Cas d'un déentraînement faible avec $C_{detr} = 0.1$. (d) : Cas d'une injection de poussière en surface entre 10 :00 et 12 :00. (e) : Cas d'une fraction de maille de tempête petite (tempête très concentrée). (f) : Cas d'une fraction de maille de tempête grande (tempête peu concentrée).

5.3 Sensibilité aux paramètres

On s’est concentré dans le paragraphe précédent sur l’effet local des rocket dust storm qui semble bien fonctionner et varier selon les paramètres utilisés. On souhaite maintenant tester leur capacité à créer la couche détachée globale observée par MCS (voir Section 2).

Il s’agit de trouver la combinaison de paramètres qui donne les meilleurs résultats et les plus réalistes en comparaison des observations. On teste tout d’abord les paramètres retenus dans Wang et al. (2018) : les paramètres correspondant au “Best Guess” tels que $q_{ref} = 5 \times 10^4$, $C_{detr} = 0.3$, $\Delta t_{inj} = [10 : 00; 12 : 00]$, et les paramètres “extrêmes” tels que $q_{ref} = 7.5 \times 10^4$, $C_{detr} = 0.1$, $\Delta t_{inj} = [10 : 00; 12 : 00]$. Les simulations se déroulent à partir de $L_s = 120^\circ$ sur 120 sols, c’est-à-dire jusqu’à environ $L_s = 180^\circ$.

La Figure 3.30 montre l’évolution de la DSO calculée par le GCM pour les deux cas étudiés comparée à celle des observations. On voit que le « Best Guess » de Wang et al. (2018) ne permet pas d’obtenir de couche détachée avec notre nouvelle méthode d’injection. La combinaison des paramètres « extrêmes » permet d’élever un peu plus la couche détachée mais reste encore plus basse que les observations. Un test avec $q_{ref} = 5 \times 10^4$, $C_{detr} = 0.1$, $\Delta t_{inj} = [10 : 00; 12 : 00]$ (non montré ici) ne présente pas de grande différence avec la simulation aux paramètres “extrêmes”. Comme pressenti, c’est donc le déentraînement et la fenêtre d’injection qui jouent un rôle majeur sur l’altitude atteinte par les couches détachées locales, comme globale.

Paramètres. On teste alors différentes combinaisons de paramètres dans lesquelles on fait varier essentiellement le déentraînement et la fenêtre d’injection, puisque ce sont ces deux paramètres qui semblent avoir le plus d’influence. Le Tableau 3.4 résume ces différentes combinaisons de paramètres et les Figures 3.31 et 3.32 montrent l’évolution de la DSO pour chaque cas étudié.

Résultats du GCM. On voit que seule la combinaison d’un déentraînement très faible ou nul avec une fenêtre d’injection réduite et ce sur les heures locales de la matinée permet d’obtenir une couche détachée aussi haute que celle observée. Les meilleures combinaisons obtenues sont donc les cas [3], [4] et [7]. La Figure 3.33 montre une coupe de la moyenne zonale de la DSO entre $L_s = 145^\circ$ et $L_s = 150^\circ$ à la latitude de $\sim 30^\circ\text{N}$ en comparaison des données MCS. Dans les deux cas on distingue la formation d’une couche détachée comparable aux observations mais dont la distribution en longitude est très différente. Le cas d’une injection entre 10 :00 et 12 :00 semble donner une distribution longitudinale plus continue de la poussière.

	C_{detr}	Δt_{inj}
1	0.1	10 : 00 – 18 : 00
2	0.01	10 : 00 – 18 : 00
3	0.01	10 : 00 – 12 : 00
4	0.	10 : 00 – 12 : 00
5	0.	10 : 00 – 14 : 00
6	0.	14 : 00 – 18 : 00
7	0.	8 : 00 – 10 : 00

TABLE 3.4 – Tableau résumant les paramètres de la paramétrisation des rocket dust storm, et leurs variations des différentes simulations réalisées

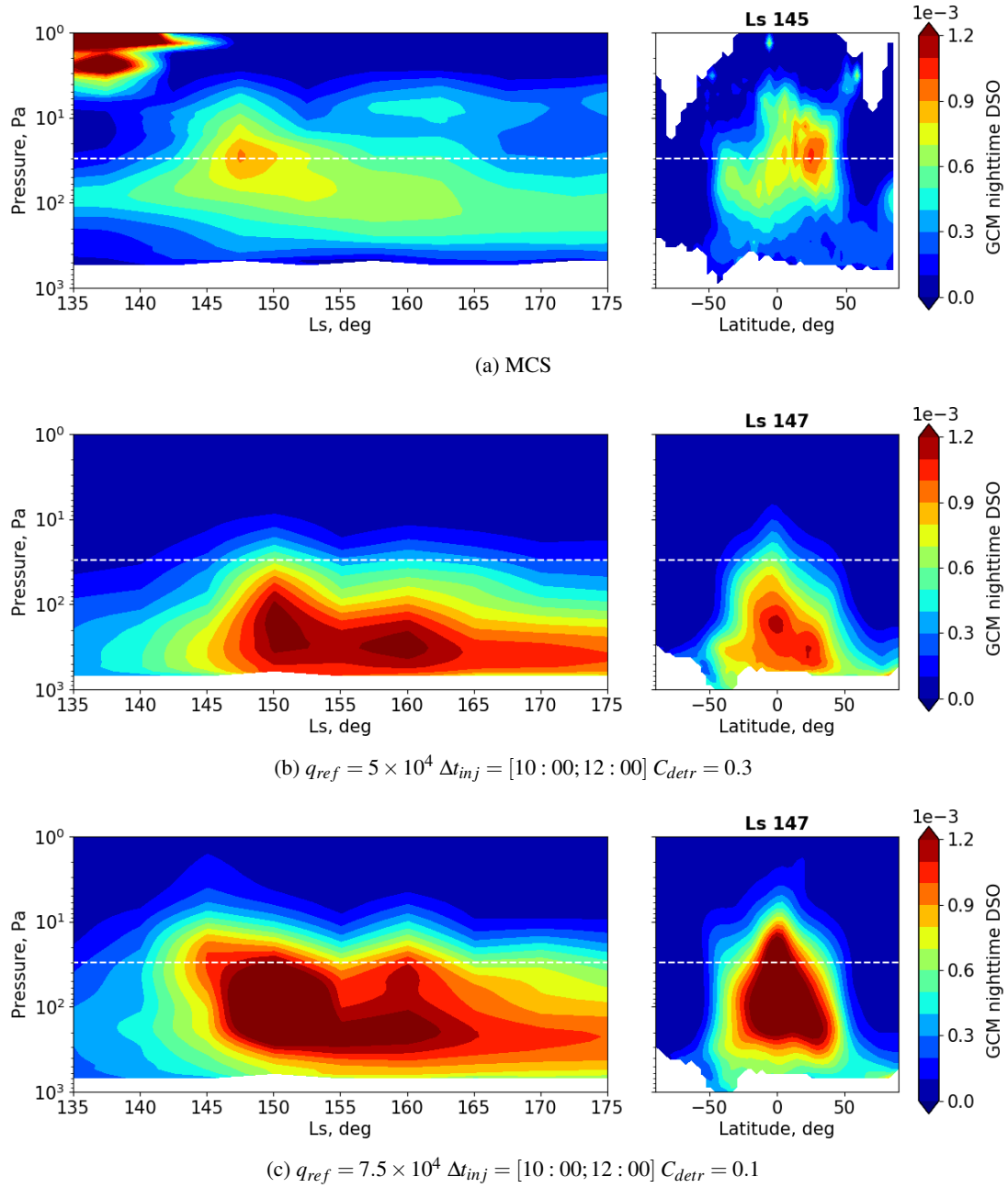


FIGURE 3.30 – Evolution de la Density Scaled Opacity de poussière donnée par l’instrument MCS et par le GCM pour différentes combinaisons de paramètres à l’heure locale 3 :00am, binnée par 5° de Ls. **Gauche** : En moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -25°N et 25°N en fonction de la pression et de la longitude solaire. **Droite** : En moyenne zonale de $L_s = 145^\circ$ à $L_s = 150^\circ$ en fonction de la pression et de la latitude.

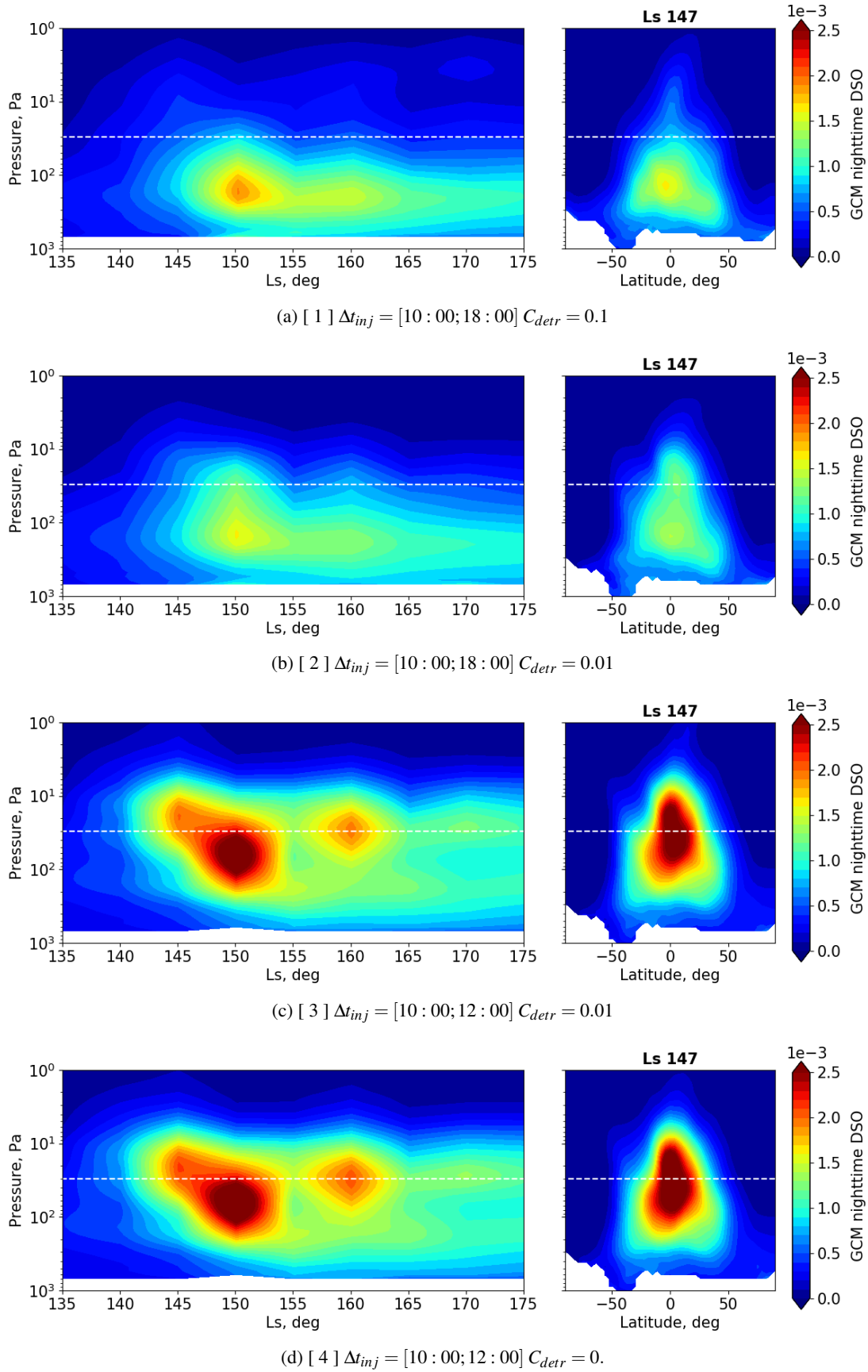


FIGURE 3.31 – Evolution de la Density Scaled Opacity de poussière donnée par le GCM pour différentes combinaisons de paramètres à l’heure locale 3 :00am, binnée par 5° de Ls. Gauche : En moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -25° N et 25° N en fonction de la pression et de la longitude solaire. Droite : En moyenne zonale de $Ls = 145^{\circ}$ à $Ls = 150^{\circ}$ en fonction de la pression et de la latitude.

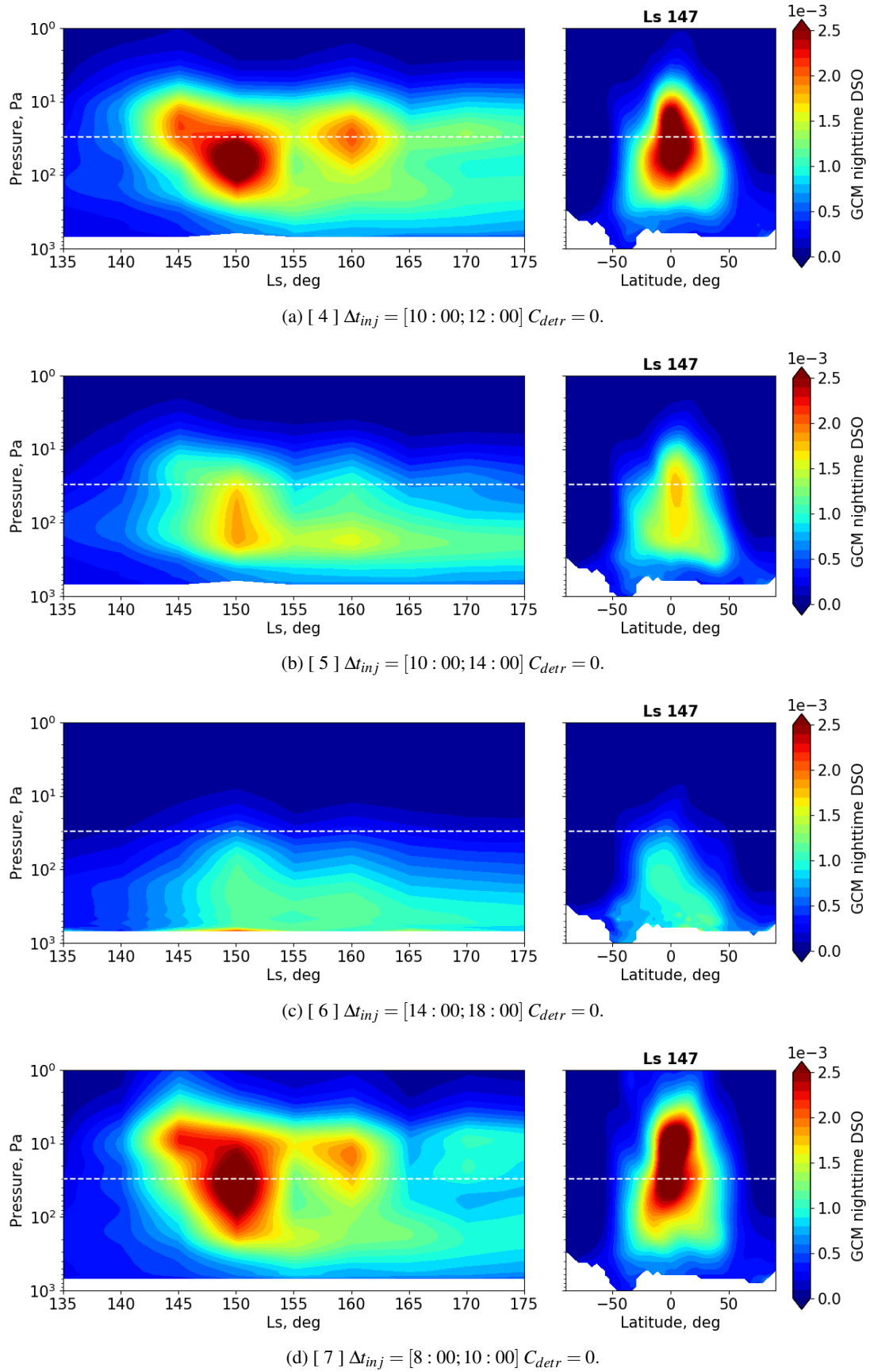


FIGURE 3.32 – Evolution de la Density Scaled Opacity de poussière donnée par le GCM pour différentes combinaisons de paramètres à l'heure locale 3 :00am, binnée par 5° de Ls. Gauche : En moyenne zonale et entre les latitudes -30°N et 30°N en fonction de la pression et de la longitude solaire. Droite : En moyenne zonale de $Ls = 145^\circ$ à $Ls = 150^\circ$ en fonction de la pression et de la latitude (Droite).

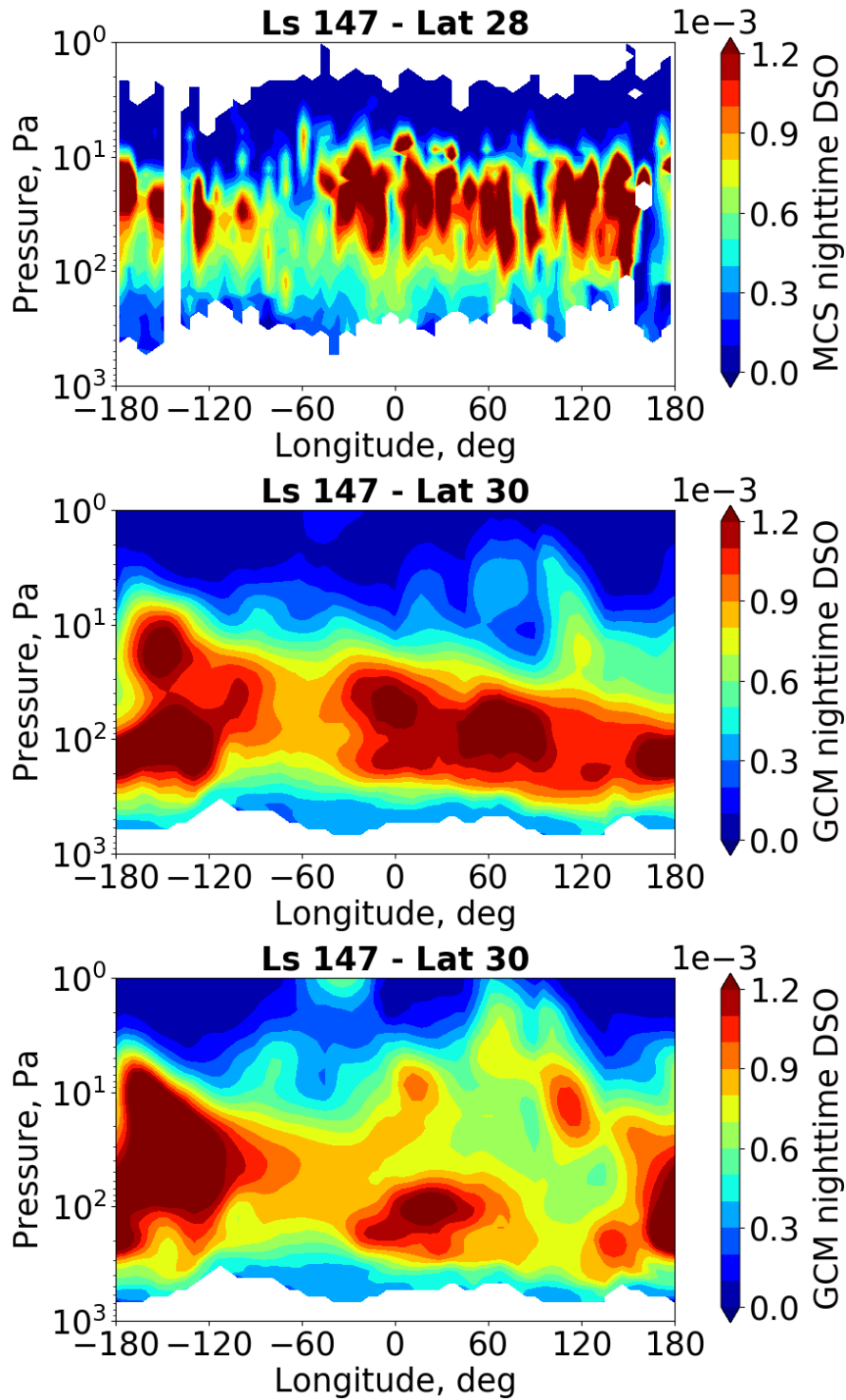


FIGURE 3.33 – Coupe verticale (Pression - Longitude) à $L_s \sim 150^\circ$ de la Density Scaled Opacity (DSO) à la latitude de 30°N . **Haut** : Données MCS. **Milieu** : simulation GCM avec la paramétrisation des Rocket Dust Storm telle que $\Delta t_{inj} = [10 : 00; 12 : 00]$ et $C_{detr} = 0..$ **Bas** : simulation GCM avec la paramétrisation des Rocket Dust Storm telle que $\Delta t_{inj} = [8 : 00; 10 : 00]$ et $C_{detr} = 0..$

CHAPITRE 4

CYCLES DE L'EAU ET DES POUSSIÈRES : EFFETS DE COUPLAGE

« *La vérité est la fille du temps.* »

La fille du temps, Joséphine Tey

Sommaire

1	Problématique	120
2	Nouvelle injection de poussière en surface	120
3	Paramétrisation de l'entraînement de la poussière au-dessus des hautes topographies	123
4	Paramétrisation des « rocket dust storm »	127
5	Couplage des paramétrisations de l'entraînement de poussière au-dessus des reliefs et des « rocket dust storm »	134
6	Modélisation du lessivage de la poussière par la neige carbonique	142

1 Problématique

Dans cette partie on analyse l'effet de l'implémentation des différentes paramétrisations présentées dans le Chapitre 3, à savoir la nouvelle injection de poussière, combinée à la nouvelle paramétrisation des rocket dust storm, ainsi que la nouvelle paramétrisation de l'entraînement de poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille, sur le cycle global des poussières et de l'eau.

Le but est de voir comment se comportent ces différentes paramétrisations les unes avec les autres et si le modèle suit la bonne direction en comparaison des observations sur une année martienne complète, en se basant sur les références énoncées dans le Chapitre 2. De plus, il s'agit d'ajuster les paramètres de chacun de ces développements à cette nouvelle configuration de façon à se rapprocher au mieux des observations.

La **Section 2** présente les résultats du cycle de l'eau du modèle avec l'implémentation de la nouvelle méthode d'injection et de contrôle de l'opacité de poussière. La **Section 3** montre les résultats du cycle de l'eau modélisé par le GCM toujours avec la nouvelle méthode d'injection et de contrôle d'opacité de poussière, ainsi qu'avec l'implémentation de la nouvelle paramétrisation de l'entraînement de la poussière au-dessus des sommets des montagnes (voir Chapitre 3). La **Section 4** montre les résultats du cycle de l'eau modélisé par le GCM toujours avec la nouvelle méthode d'injection et de contrôle d'opacité de poussière, ainsi qu'avec l'implémentation de la paramétrisation des rocket dust storm (voir Chapitre 3). La **Section 5** donne les résultats du modèle avec l'ensemble des nouvelles améliorations présentées au Chapitre 3 : la nouvelle méthode d'injection et de contrôle d'opacité de poussière, la paramétrisation de l'entraînement de la poussière au-dessus des sommets des montagnes et la paramétrisation des rocket dust storm. La **Section 6** présente les résultats préliminaires de l'implémentation du lessivage par la glace de CO₂ sur une simulation GCM réalisée avec la nouvelle méthode d'injection et de contrôle d'opacité de poussière et la paramétrisation des rocket dust storm.

On précise que l'ensemble des simulations présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec la résolution verticale fine décrite au Chapitre 2, c'est-à-dire avec 54 niveaux verticaux pour des simulations qui ne prennent pas en compte la thermosphère.

2 Nouvelle injection de poussière en surface

Les Figures 4.1 et 4.2 montrent la différence relative et absolue respectivement entre le cycle de l'opacité nuageuse et le cycle de la colonne de vapeur d'eau en moyennes zonales entre le modèle de référence, c'est-à-dire le modèle à l'issue de Navarro et al. (2014b), et le modèle dans lequel on a implémenté la nouvelle méthode de contrôle de l'opacité de poussière des observations introduite en Chapitre 3.

On remarque que la poussière accumulée dans la capuche polaire de l'hiver nord semble avoir pour effet d'épaissir la couche nuageuse à cet endroit, effet inverse de ce qu'on voudrait obtenir (voir Chapitre 2). En revanche, la couche nuageuse en dehors des pôles est également plus épaisse, ce qui va en faveur des observations de l'instrument TES. Par ailleurs on distingue un léger désépaississement de la capuche polaire sud. En ce qui concerne la colonne de vapeur d'eau, on voit que la nouvelle version du modèle a tendance à contenir globalement plus de vapeur d'eau, notamment au niveau des tropiques pendant l'hiver de l'hémisphère Nord ce qui va en faveur d'une amélioration du modèle.

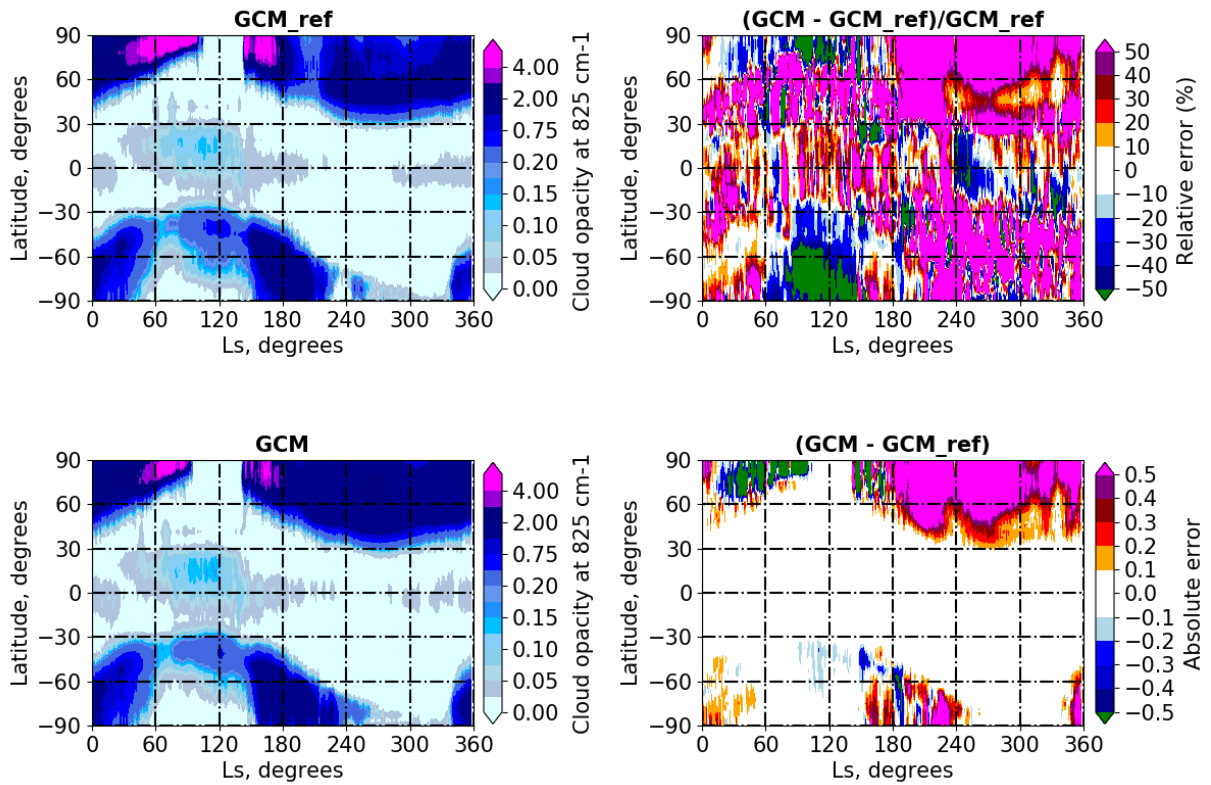


FIGURE 4.1 – Gauche, Haut : Moyenne zonale de l'opacité nuageuse contenue dans le GCM pour une simulation GCM de référence selon Navarro et al. (2014b). Gauche, Bas : Même figure pour une simulation GCM avec la nouvelle méthode de suivi des observations d'opacité de poussière. Droite, Haut : erreur relative entre les deux figures de gauche. Droite, Bas : erreur absolue entre les deux figures de gauche.

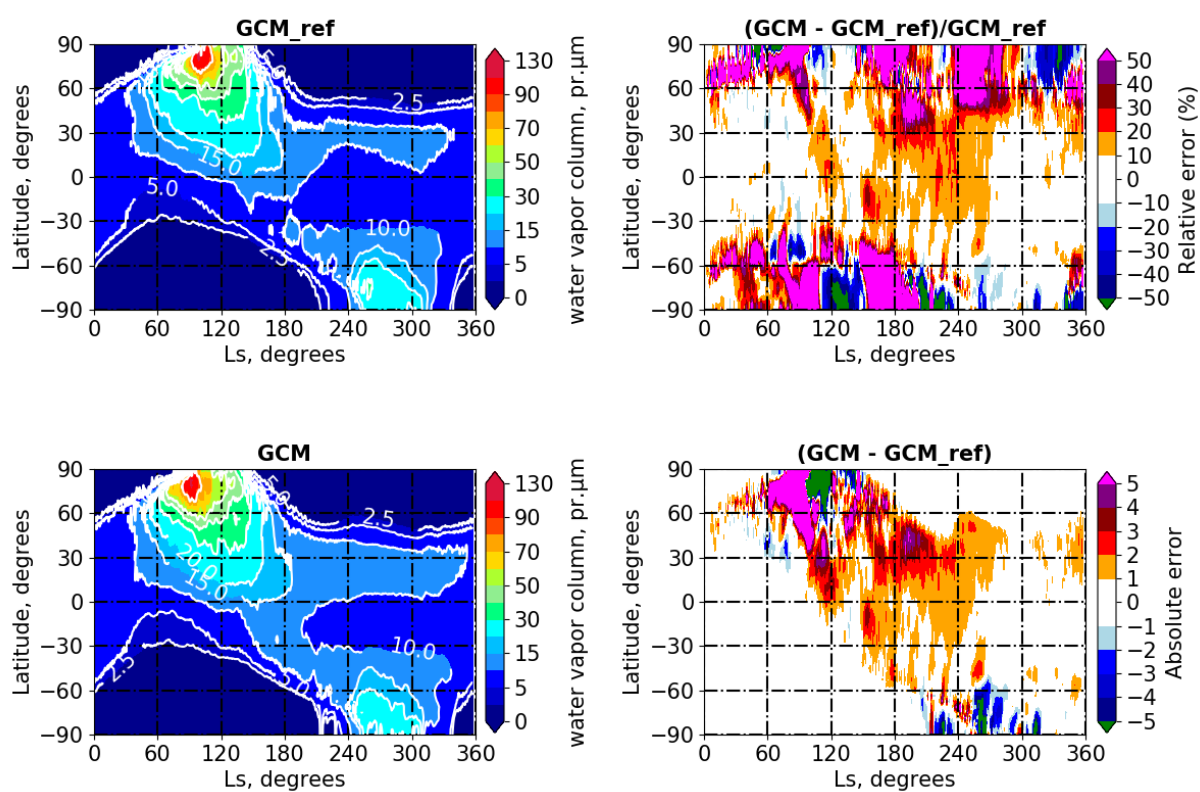


FIGURE 4.2 – Même Figure que 4.1 pour la colonne intégrée de vapeur d'eau.

3 Paramétrisation de l'entraînement de la poussière au-dessus des hautes topographies

Le Chapitre 3 montrait que la paramétrisation de l'entraînement de poussière par vents de pente parvient à former une couche détachée globale proche des observations durant la saison claire, bien que plus basse. L'activation du chauffage radiatif de la poussière concentrée au-dessus des montagnes ne parvient pas à améliorer le modèle.

3.1 Effet global sur le cycle des poussières

La comparaison de la colonne intégrée d'opacité de poussière révèle également que dans le cas d'une simulation pour laquelle les paramètres sont dans la meilleure combinaison pour obtenir la plus haute couche détachée globale possible, un effet pervers se produit : la poussière injectée en hauteur par l'effet d'entraînement au-dessus des montagnes est transportée vers de plus basses latitudes où elle s'accumule (voir Figure 4.3).

En effet, la disparition de la poussière des points de grille d'où elle a été transportée entraîne une détection de manque de poussière par le modèle qui déclenche alors de l'injection de poussière en surface, renforçant le phénomène et perpétuant le cercle vicieux. Notons que cet effet ne pourrait être remarqué si l'on utilisait encore l'ancienne méthode de suivi de l'opacité de poussière puisque la colonne de poussière serait immédiatement recalibrée aux observations, on ne verrait pas l'effet de transport ni d'accumulation de la poussière.

3.2 Effet global sur le cycle de l'eau

Cette accumulation de poussière aux latitudes entre -30° N et 0° N perturbe également le cycle de l'eau au niveau de la ceinture nuageuse de l'aphélie ("aphelion cloud belt") : la poussière réchauffe l'atmosphère et réduit la formation des nuages (voir Figure 4.4), faisant l'effet inverse de ce qui devrait être amélioré. Pour préserver le cycle de l'eau cet effet doit donc absolument être corrigé.

Ces résultats suggèrent que l'effet des montagnes à lui seul ne peut expliquer la formation des couches détachées. Artéfact de notre modèle ou réalité physique ? Un tel paradoxe suggère plusieurs choses. Tout d'abord il est possible que le processus soit activé trop fréquemment dans le modèle en comparaison de ce qui se produit en réalité, injectant beaucoup trop de poussière dans l'atmosphère en altitude ce qui expliquerait sa forte accumulation dans les basses latitudes. En effet Rafkin et al. (2002) mentionnent le cas d'une simulation à $L_s=142^\circ$ qui ne présente plus du tout le même nuage de poussière généré à $L_s=180^\circ$, révélant ainsi l'existence d'une variation saisonnière de la circulation topographique. Ceci n'est pas proprement simulé par notre paramétrisation qui ne détaille pas les effets du relief. Une autre suggestion est tout simplement que la formation de couches détachées par vents de pente reste un phénomène local qui contribue mais ne suffit pas à générer la formation de la couche détachée globale observée.

L'effet des vents de pente reste néanmoins incontestable au vu des multiples corrélations qui ont déjà été observées et simulées. C'est pourquoi nous souhaitons maintenir l'implémentation de notre paramétrisation que l'on optimise de façon à obtenir à la fois des couches détachées les plus élevées possibles tout en préservant le cycle de l'eau. Après plusieurs tests, cette optimisation est obtenue avec une fraction de maille fixée $x_{mons} = 0.5$, ce qui permet d'entraîner moins de poussière. Les résultats sont montrés dans la Section 5 réunissant l'ensemble des paramétrisations.

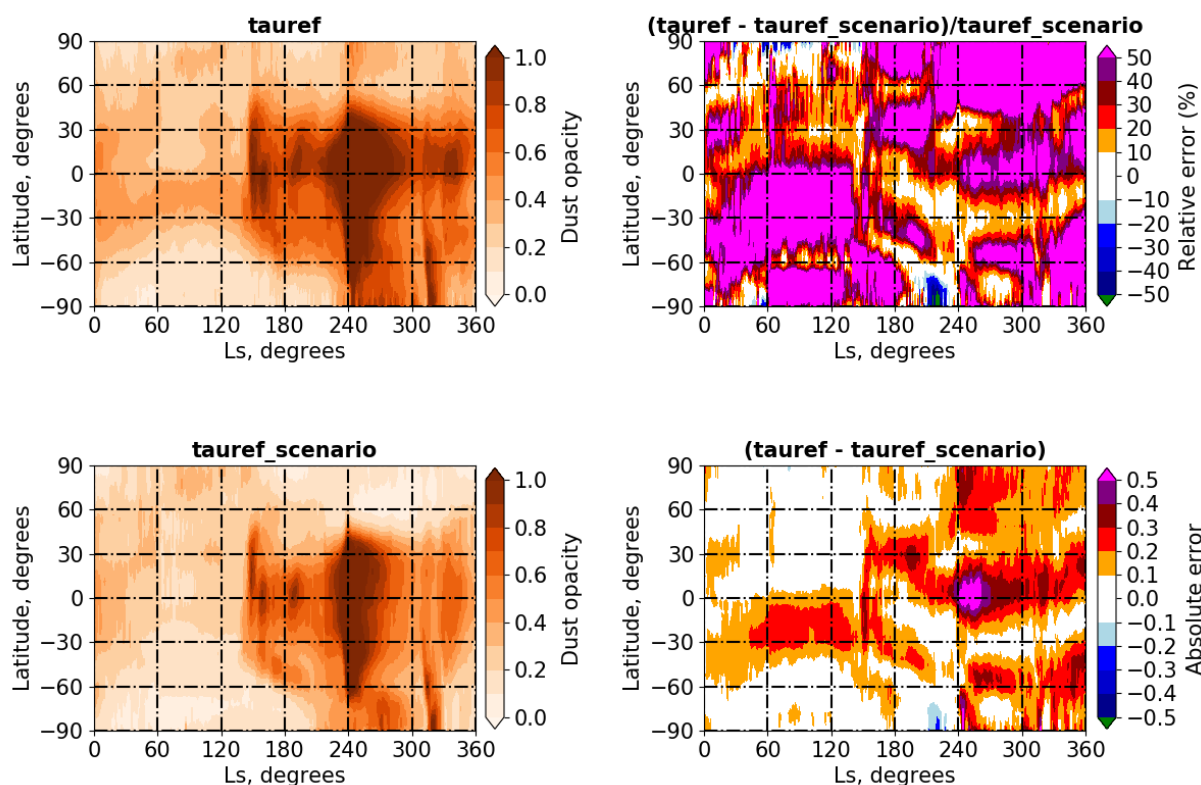


FIGURE 4.3 – Moyenne zonale de l’opacité de colonne intégrée de poussière en fonction de la longitude solaire Ls. Gauche, Haut : cette quantité calculée pour une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection de poussière en surface et la nouvelle paramétrisation de l’entraînement de la poussière par les vents de pente de la topographie sous-maille; Gauche, Bas : cette quantité donnée par les observations correspondant aux scénarios de poussière lus par le GCM; Droite, Haut : l’erreur relative entre les deux premières figures. Droite, Bas : l’erreur absolue.

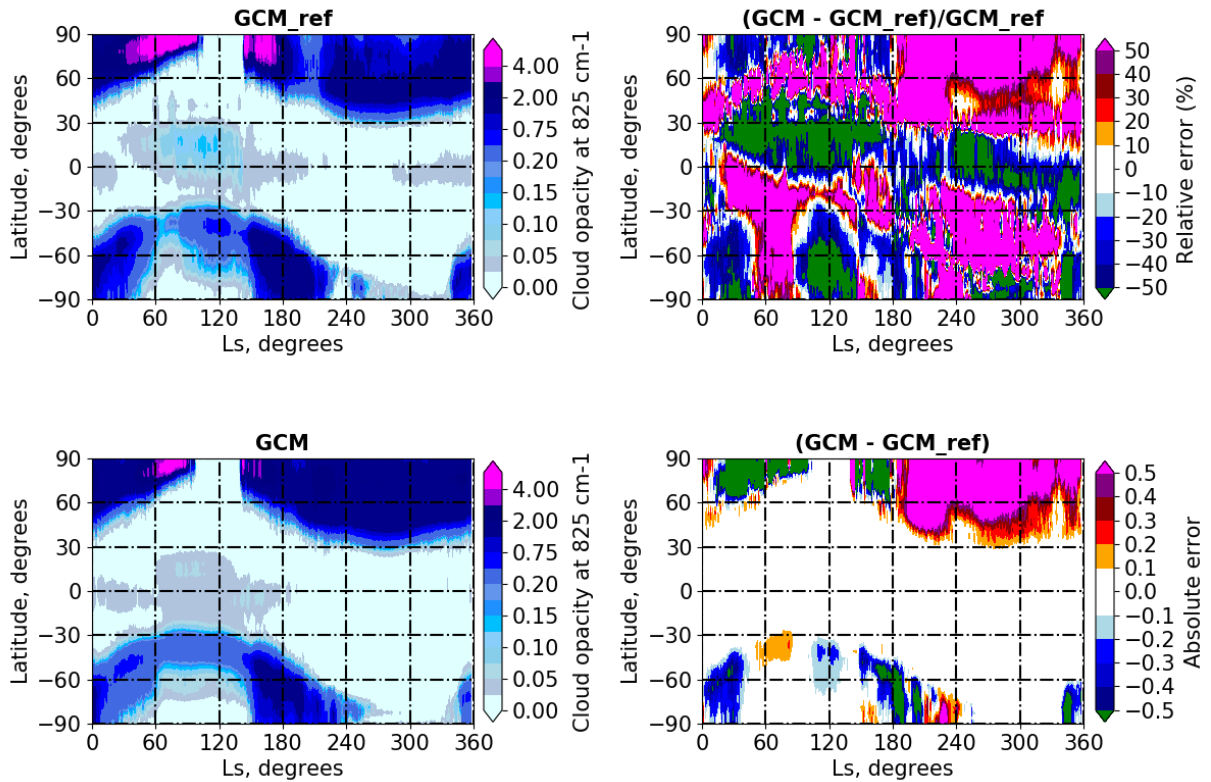


FIGURE 4.4 – Gauche, Haut : Moyenne zonale de l'opacité nuageuse contenue dans le GCM pour une simulation GCM de référence selon Navarro et al. (2014b). Gauche, Bas : Même figure pour une simulation GCM avec la nouvelle méthode de suivi des observations d'opacité de poussière et la nouvelle paramétrisation de l'entraînement de la poussière par les vents de pente de la topographie sous-maille. Droite, Haut : erreur relative entre les deux figures de gauche. Droite, Bas : erreur absolue entre les deux figures de gauche.

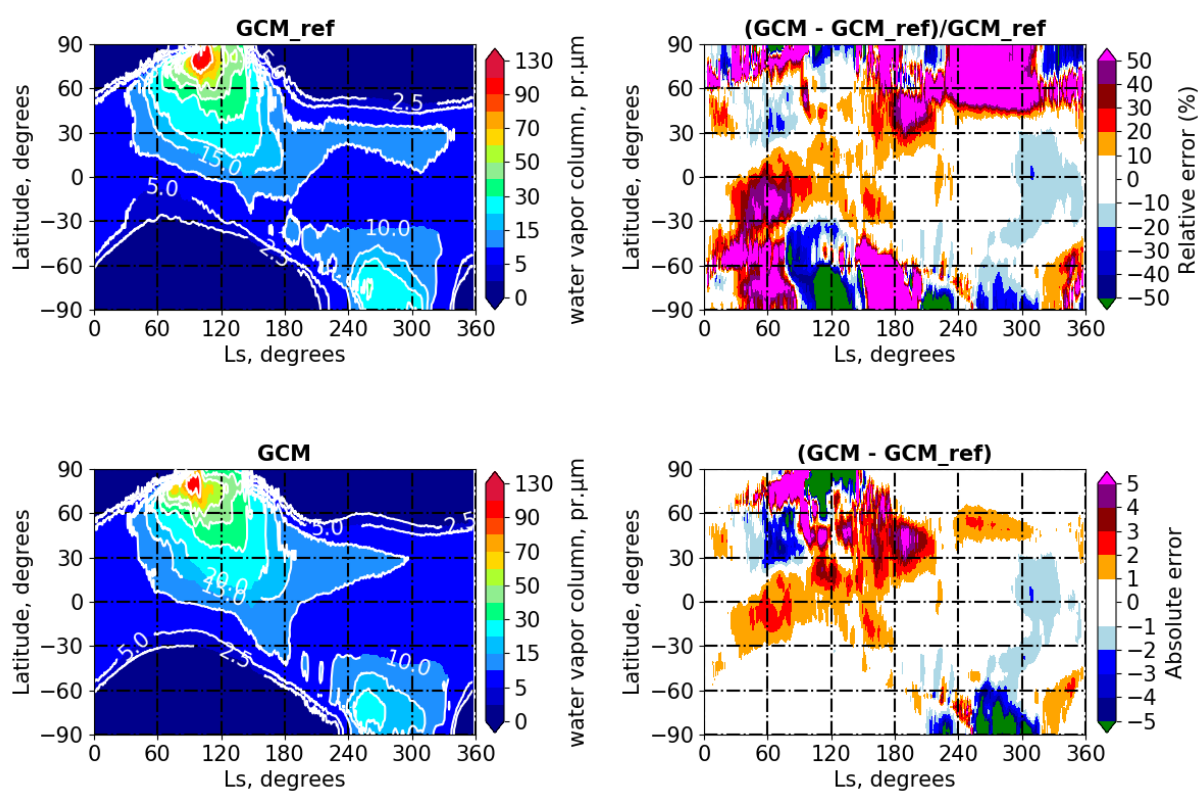


FIGURE 4.5 – Même Figure que 4.4 pour la colonne intégrée de vapeur d'eau.

4 Paramétrisation des « rocket dust storm »

On a montré que l'élévation de la poussière pouvant former des couches détachées par l'effet de rocket dust storm est majoritairement sensible à la force de déentraînement de la poussière de tempête dans la poussière d'environnement et à la fenêtre temporelle d'injection de poussière en surface.

4.1 Effet global sur le cycle des poussières

On vérifie maintenant que dans les meilleurs cas de couches détachées produites le cycle des poussières conserve une épaisseur optique intégrée réaliste vis-à-vis des observations. La Figure 4.6 montre l'évolution saisonnière de la colonne intégrée d'opacité de poussière donnée par le modèle en comparaison de celle des observations comme dans la Section 3 pour les cas d'une injection entre 10 :00 et 12 :00 et une injection entre 8 :00 et 10 :00. Dans les deux cas le modèle suit globalement bien les observations mais présente toujours un excès d'opacité en comparaison des observations, ce que l'on pouvait déjà voir avec la formation des couches détachées. En effet, comme le schéma injecte la poussière là où elle manque en comparaison des observations, sans jamais en supprimer là où il y en a trop, la moindre erreur dans le transport conduit à un excès de poussière (par exemple si la poussière injectée dans le GCM est évacuée trop vite dans les mailles voisines, ou si l'augmentation de l'opacité observée est due à du transport et non pas à du soulèvement). Plusieurs tests ont montré que réguler la quantité injectée de poussière en surface grâce à un coefficient C_{inj} tel que $d\tau = C_{inj} \times (\tau_{ref,scenario} - \tau_{GCM})$ permettrait de contrer cet effet sans modifier significativement la hauteur des couches détachées. Le meilleur compromis pour obtenir la meilleure correspondance entre le modèle et les observations est d'imposer $C_{inj} = 0.25$ (voir Figure 4.6). Le modèle suit alors correctement les observations sauf à partir de $Ls=210^\circ$, c'est-à-dire en plein dans la saison des tempêtes, où on remarque un excès de poussière par rapport aux observations dans l'hémisphère Nord, et au contraire un déficit de poussière dans l'hémisphère Sud. Les deux effets se compensent et l'opacité moyenne planétaire se rééquilibre. Baisser le coefficient à $C_{inj} = 0.1$ produit par ailleurs une opacité bien trop basse en comparaison des observations (non montré ici). En revanche, augmenter légèrement le déentraînement, auquel cet effet semble très sensible, permet de réduire l'excès de poussière à partir de $Ls=210^\circ$ et en particulier à $Ls=240^\circ$, comme montré dans la Figure 4.7 dans laquelle on voit la comparaison du cycle de poussière avec un déentraînement tel que $C_{det} = 0$ et $C_{det} = 0.05$.

4.2 Effet global sur le cycle de l'eau

En ce qui concerne le cycle de l'eau, la Figure 4.8 montre la différence d'opacité nuageuse entre ce qui est obtenu par la simulation de référence et la simulation dans laquelle on a implémenté les rocket dust storms, pour le cas d'une injection entre 10 :00 et 12 :00, une injection en surface telle que $C_{inj} = 0.25$ et un déentraînement tel que $C_{det} = 0.05$. On voit que la capuche polaire nord est plus épaisse pendant l'hiver mais moins épaisse au printemps dans le cas des rocket dust storms, et la ceinture nuageuse de l'aphélie est plus ténue, ce qui une fois de plus ne va pas dans le sens que l'on voudrait. Il en va de même pour la colonne intégrée de vapeur d'eau montrée dans la Figure 4.9. La vapeur est moins présente dans les tropiques pendant l'hiver nord au contraire de ce qui devrait être amélioré.

Les mêmes figures pour le cas d'une injection entre 8 :00 et 10 :00, $C_{inj} = 0.25$ et $C_{det} = 0.05$ (voir Figures 4.10 et 4.11) présentent une ceinture nuageuse de l'aphélie un peu plus épaisse et un petit peu plus de vapeur d'eau dans les tropiques. Les différences sont cependant ténues et il est difficile de trancher sur la meilleure combinaison entre ces deux jeux de paramètres. Par contre le déentraînement, même léger, semble essentiel pour diminuer simultanément les effets non voulus de réduction de l'aphelion cloud belt et épaissement de la capuche polaire nord.

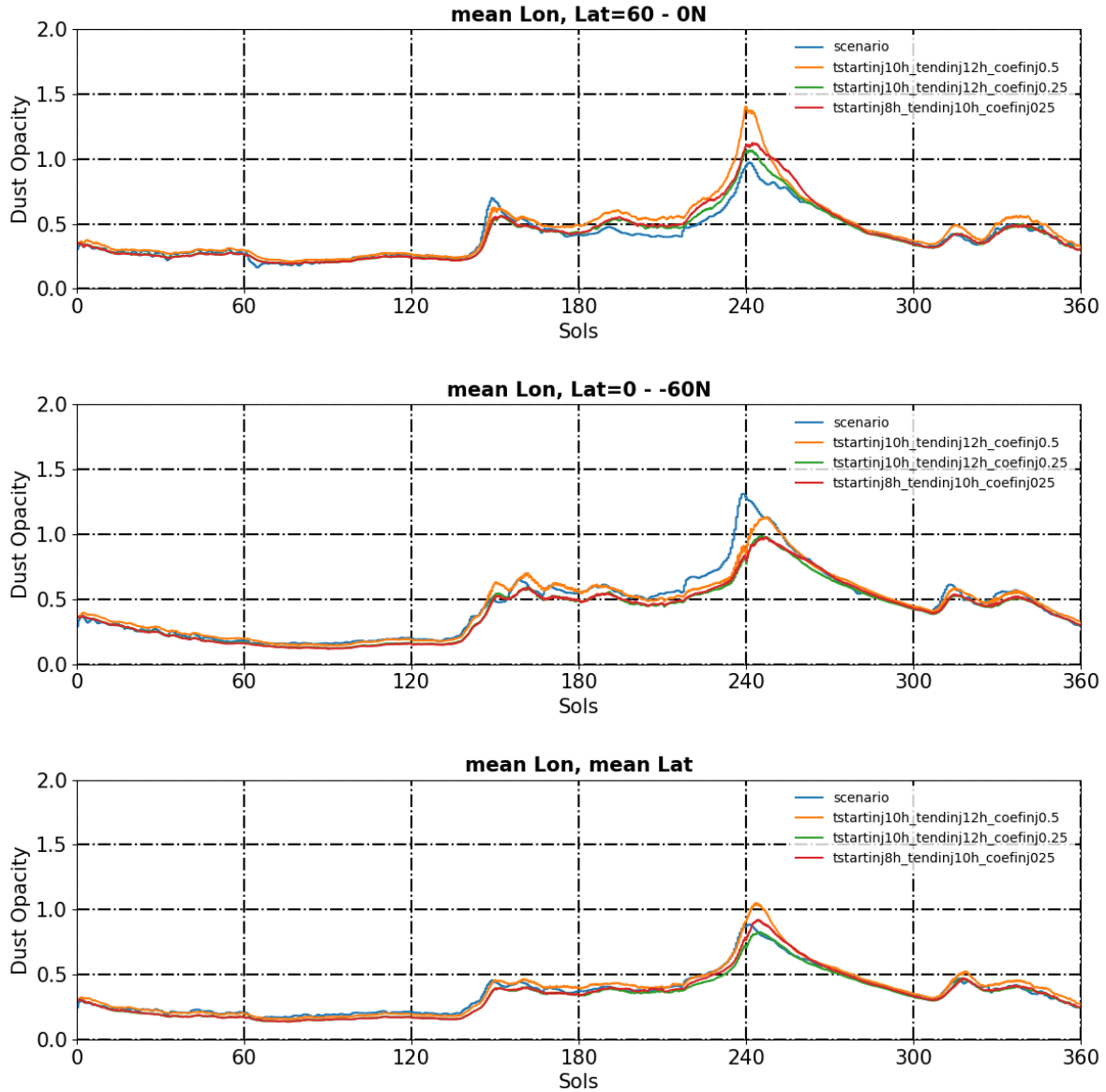


FIGURE 4.6 – Évolution de l’opacité des poussières extraite d’une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la paramétrisation des rocket dust storm couplée à la nouvelle méthode d’injection de poussière en surface pour les différents cas étudiés : une fenêtre d’injection entre 10 :00 et 12 :00, entre 8 :00 et 10 :00, une injection telle que $C_{inj} = 0.5$ et $C_{inj} = 0.25$. Pour toutes ces simulations $C_{det} = 0$. Haut : Moyenne zonale de l’opacité de colonne intégrée de poussière en fonction de la longitude solaire L_s moyennée sur les latitudes de l’hémisphère Nord entre 0°N et 60°N . Milieu : Même quantité moyennée sur les latitudes de l’hémisphère Sud entre 0°N et -60°N . Bas : Même quantité en moyenne planétaire sur l’ensemble des latitudes du globe.

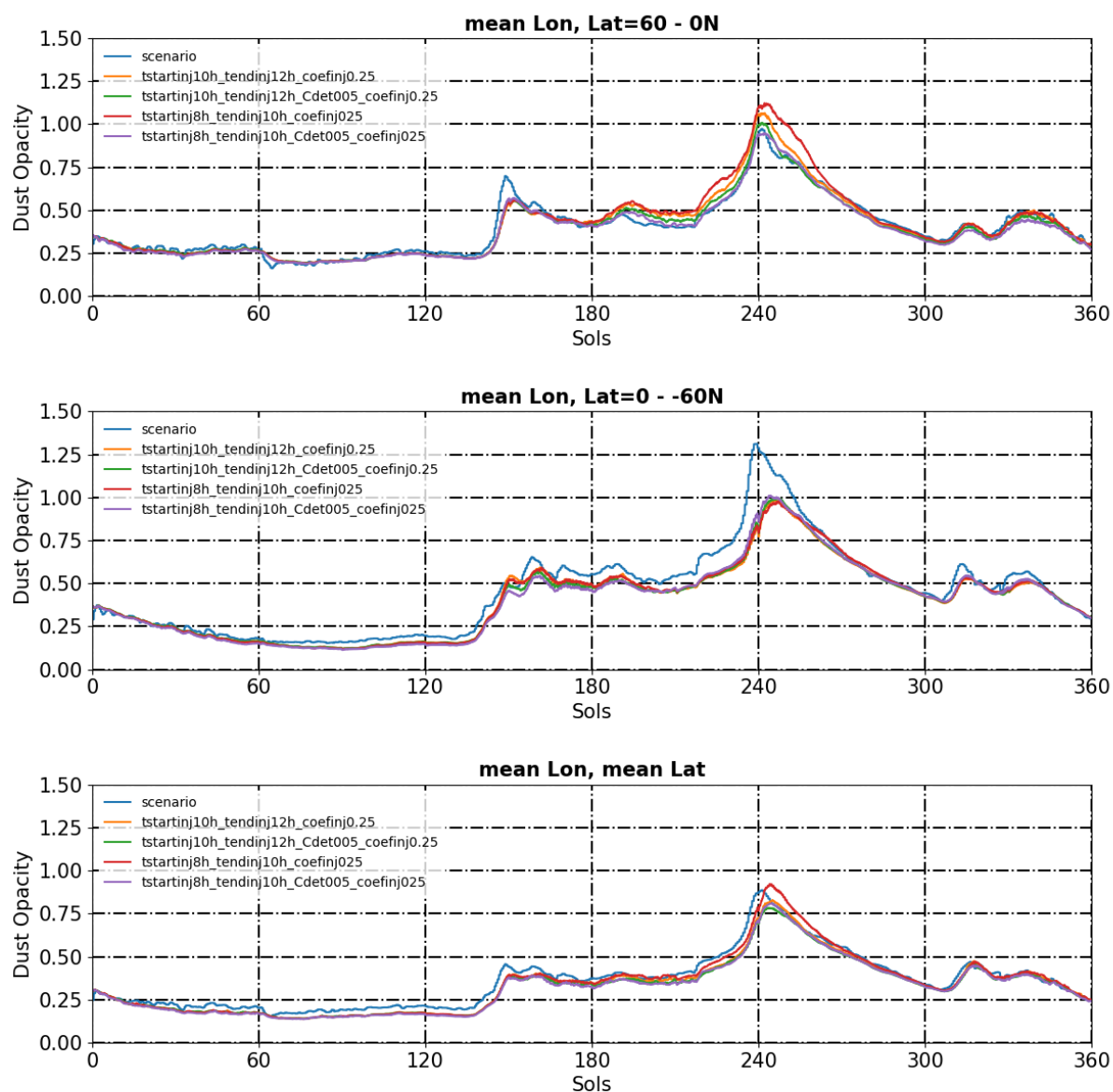


FIGURE 4.7 – Même Figure que 4.6 pour différentes valeurs du déentraînement C_{det} ($C_{det} = 0$ et $C_{det} = 0.05$) et fenêtres d'injection (10 :00 - 12 :00 et 8 :00 - 10 :00). Pour toutes les simulations $C_{inj} = 0.25$.

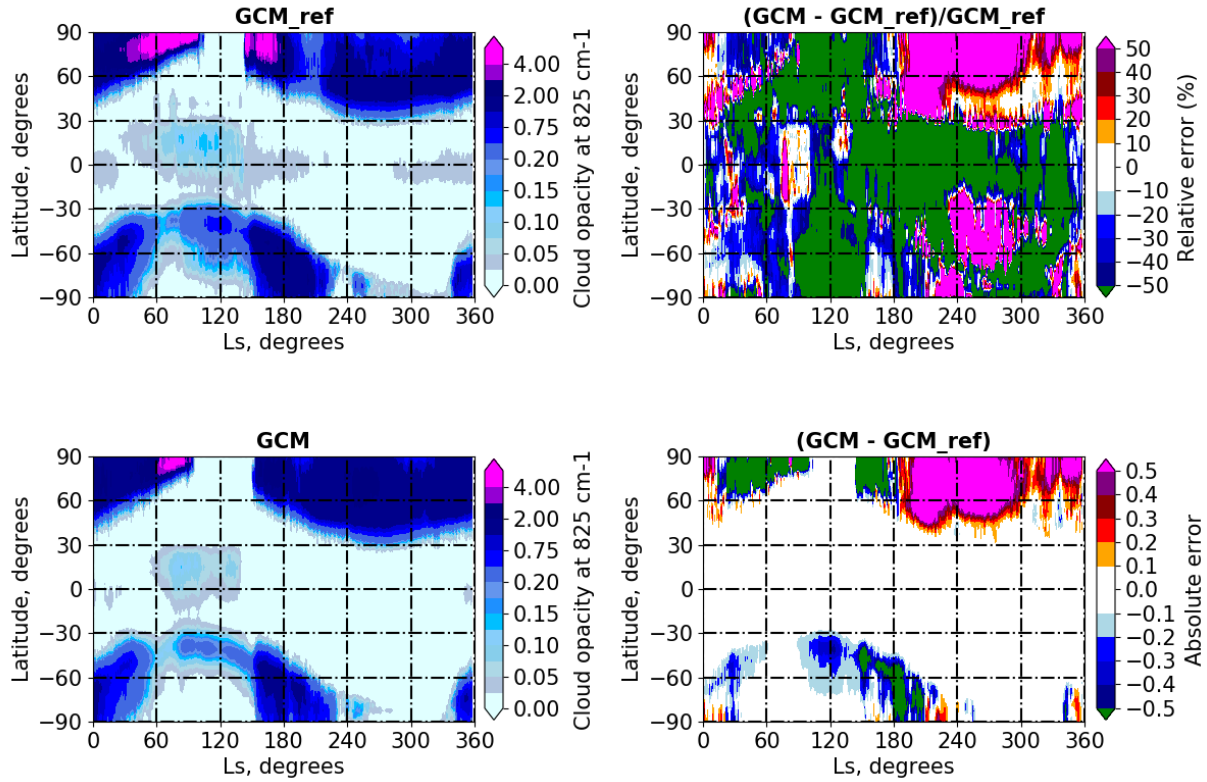


FIGURE 4.8 – [Gauche, Haut] : Moyenne zonale de l’opacité nuageuse contenue dans le GCM pour une simulation GCM de référence selon Navarro et al. (2014b). [Gauche, Bas] : Même figure pour une simulation GCM avec la nouvelle méthode de suivi des observations d’opacité de poussière et la paramétrisation des rocket dust storm avec une fenêtre d’injection entre 10 :00 et 12 :00, $C_{det} = 0.05$ et $C_{inj} = 0.25$. [Droite, Haut] : erreur relative entre les deux figures de gauche. [Droite, Bas] : erreur absolue entre les deux figures de gauche.

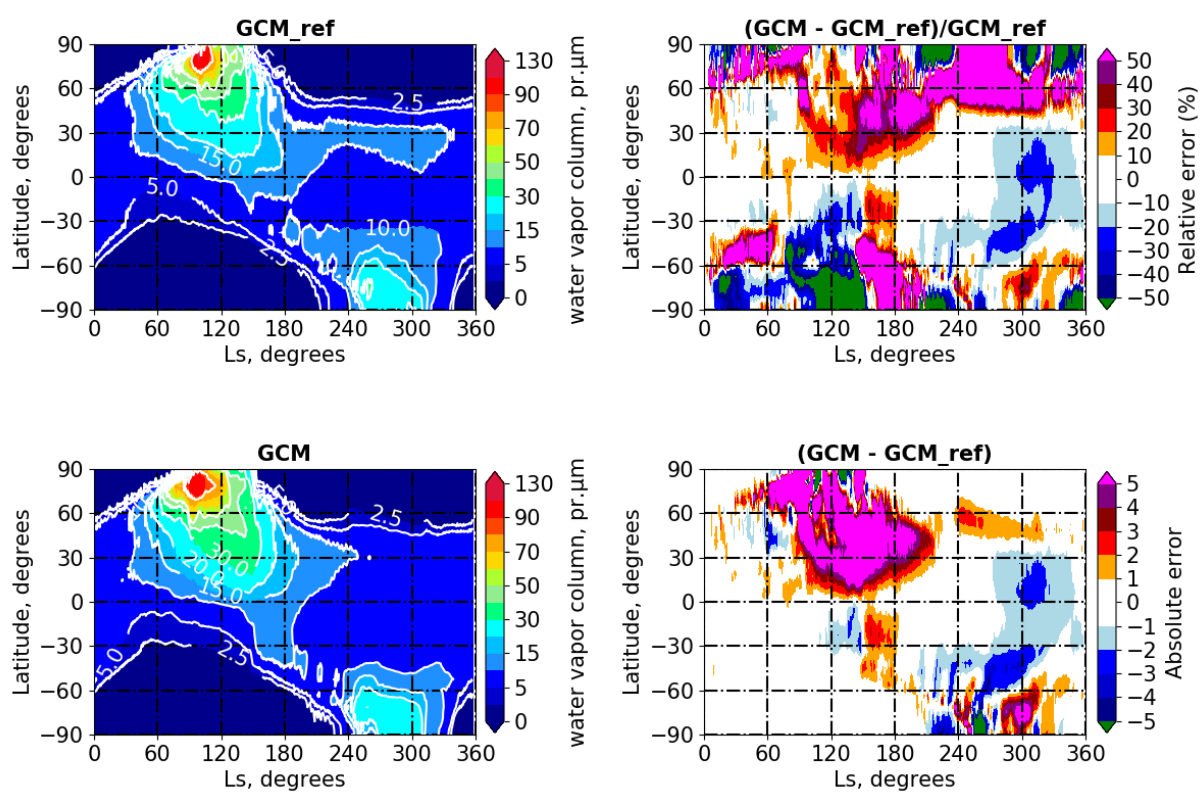


FIGURE 4.9 – Même Figure que 4.8 mais pour la colonne intégrée de vapeur d'eau.

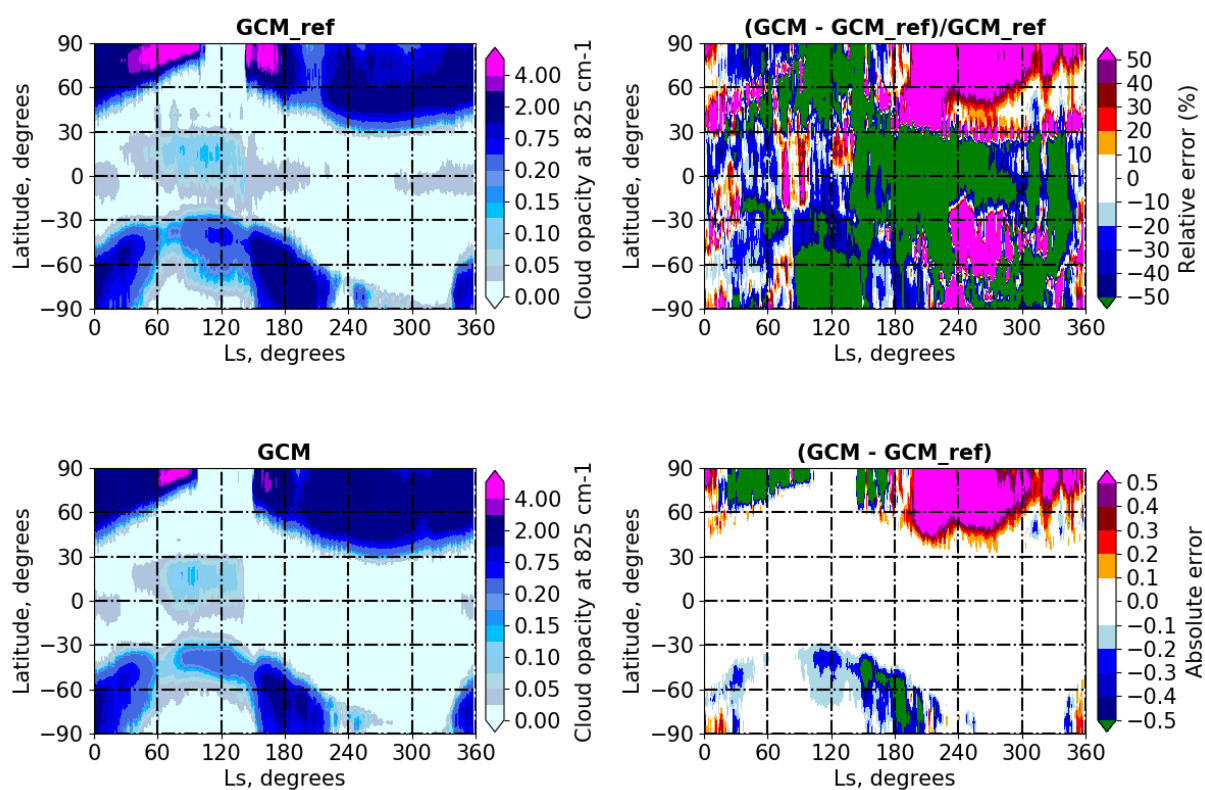


FIGURE 4.10 – Même Figure que 4.8 mais pour une fenêtre d'injection entre 8 :00 et 10 :00 (au lieu de 10 :00 - 12 :00).

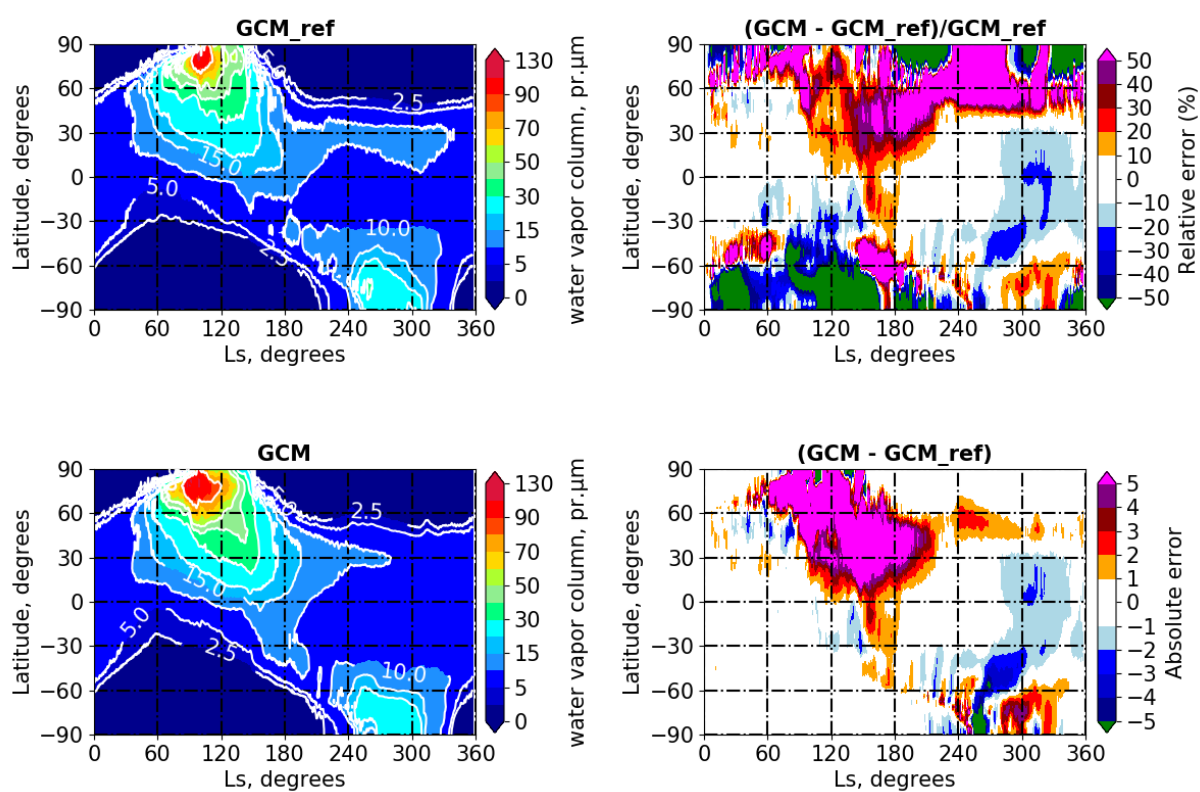


FIGURE 4.11 – Même Figure que 4.10 mais pour le cycle de la vapeur d'eau.

5 Couplage des paramétrisations de l'entraînement de poussière au-dessus des reliefs et des « rocket dust storm »

L'apparition de couches détachées et la modification du cycle des poussières dans le modèle impacte sensiblement le cycle de l'eau, en modifiant légèrement les températures atmosphériques et au travers de la microphysique des nuages qui implique la poussière utilisée comme noyau de condensation. On réalise une simulation dans laquelle on active les paramétrisations des vents de pente et des rocket dust storm, ainsi que le cycle de l'eau.

5.1 Effet global sur le cycle des poussières

Avec cette simulation on obtient bien une couche détachée globale, ce qui n'était pas le cas avec les simulations de la version précédente du GCM (Figure 4.12). Cette couche détachée, comme ce qui était observé dans le Chapitre 3, demeure cependant trop basse par rapport aux observations.

Par ailleurs, bien que le modèle suive globalement bien les observations de la colonne intégrée d'opacité de poussière, on voit qu'en voulant préserver une opacité raisonnable dans l'hémisphère Nord, on génère un manque de poussière dans l'hémisphère Sud pendant la saison des tempêtes de poussière (voir Figures 4.13 et 4.14).

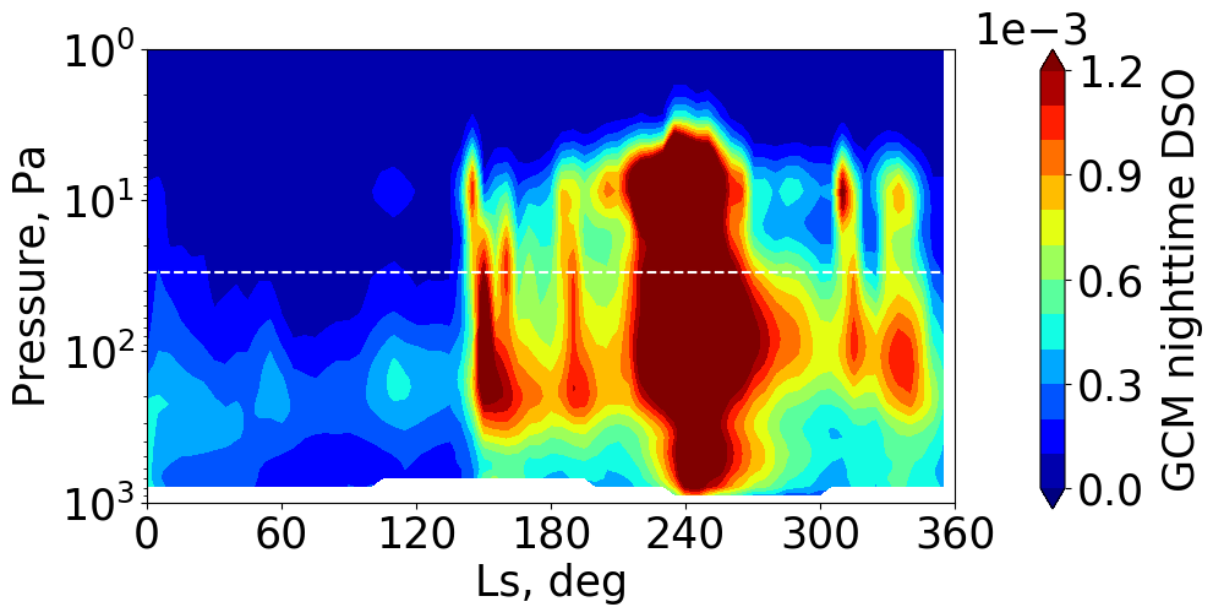


FIGURE 4.12 – Évolution de la Density Scaled Opacity de poussière nocturne, heure locale 3 :00am, binnée par 5° de Ls, en fonction de la pression et de la longitude solaire extraite d'une simulation GCM sur une année martienne entière avec le cycle de l'eau et des poussières, la nouvelle méthode d'injection et de contrôle de l'opacité de poussière (avec $C_{inj} = 0.25$), la paramétrisation de l'entraînement de la poussière au-dessus des sommets des montagnes sous-maille (avec $x_{mons} = 0.5$), ainsi que la paramétrisation des rocket dust storm (avec une injection entre 10 :00 et 12 :00 et $C_{det} = 0.05$).

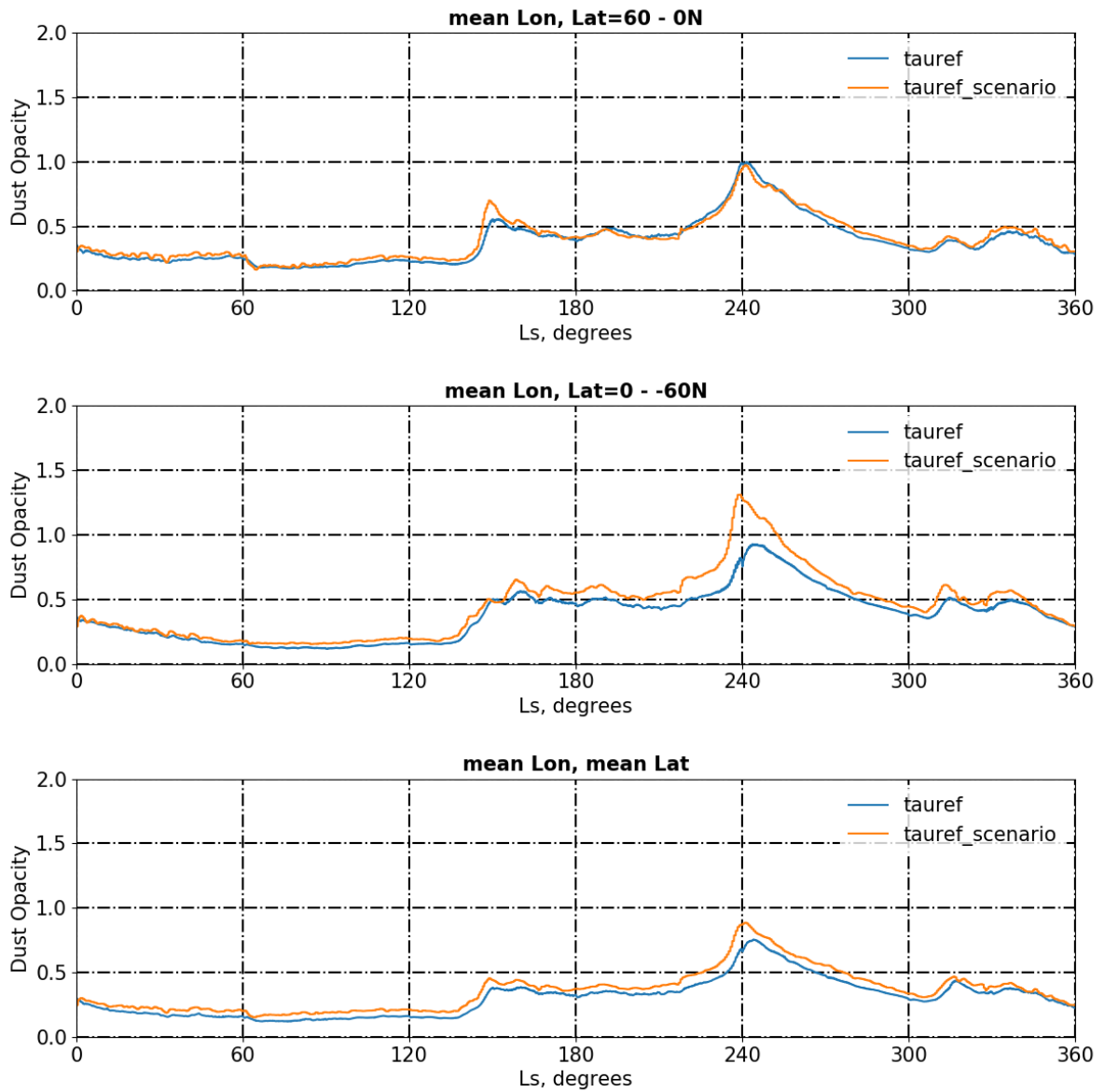


FIGURE 4.13 – Simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection et de contrôle de l’opacité de poussière (avec $C_{inj} = 0.25$), la paramétrisation de l’entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille (avec $x_{mons} = 0.5$), ainsi que la paramétrisation des rocket dust storm (avec une injection entre 10 :00 et 12 :00 et $C_{det} = 0.05$). **Haut** : Opacité de colonne intégrée d’opacité de poussière en fonction de la longitude solaire L_s en moyenne zonale et méridionale sur les latitudes de l’hémisphère Nord de 0°N à 60°N . **Milieu** : Opacité de colonne intégrée d’opacité de poussière en fonction de la longitude solaire L_s en moyenne zonale et méridionale sur les latitudes de l’hémisphère Sud de 0°N à -60°N . **Bas** : Moyenne planétaire de l’opacité de colonne intégrée d’opacité de poussière en fonction de la longitude solaire L_s .

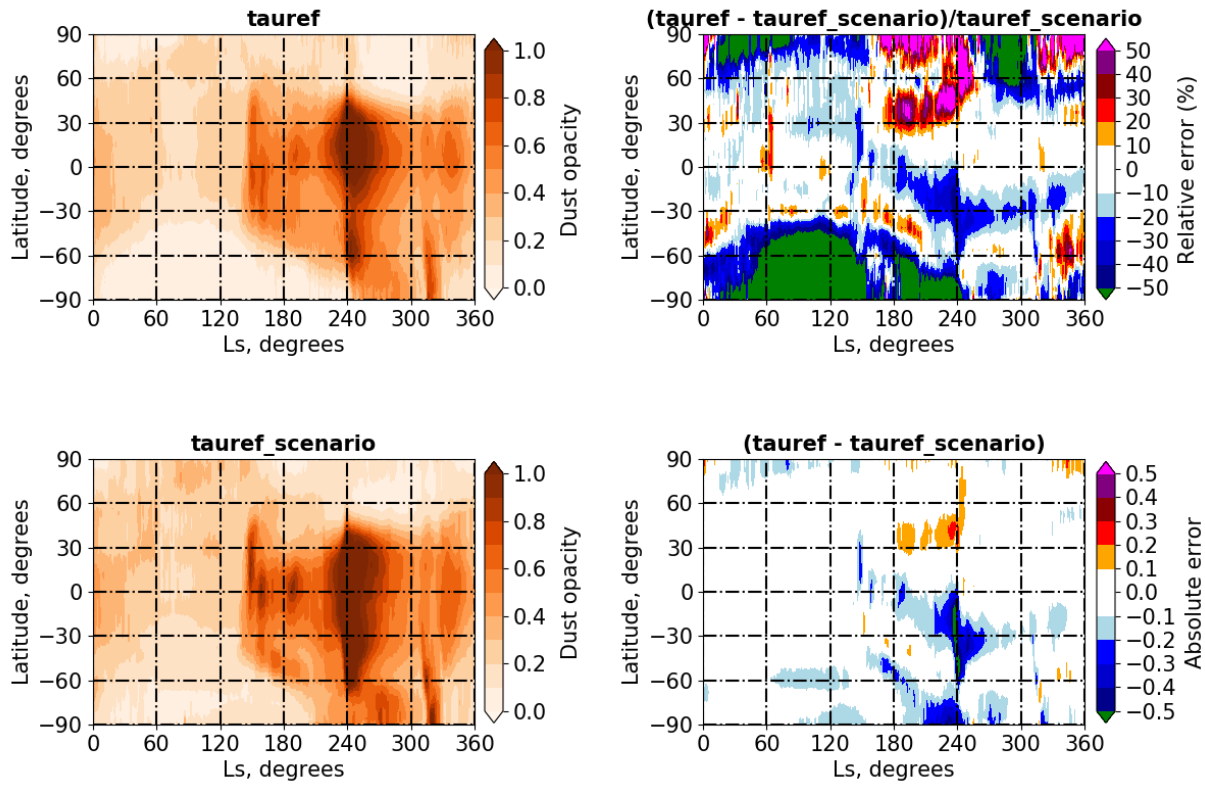


FIGURE 4.14 – Moyenne zonale de l’opacité de colonne intégrée de poussière en fonction de la longitude solaire L_s . [Gauche, Haut] : cette quantité calculée pour une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection et de contrôle de l’opacité de poussière (avec $C_{inj} = 0.25$), la paramétrisation de l’entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille (avec $x_{mons} = 0.5$), ainsi que la paramétrisation des rocket dust storm (avec une injection entre 10 :00 et 12 :00 et $C_{det} = 0.05$); [Gauche, Bas] : cette quantité donnée par les observations correspondant aux scénarios de poussière lus par le GCM; [Droite, Haut] : l’erreur relative entre les deux premières figures. [Droite, Bas] : l’erreur absolue.

5.2 Effet global sur le cycle de l’eau

Les effets décrits dans les sections précédentes sont de nouveaux observés pour le cycle de l’eau avec l’implémentation des nouvelles paramétrisations : une nuit polaire plus épaisse, la colonne intégrée de vapeur d’eau diminuée dans les tropiques, et la ceinture nuageuse de l’aphélie moins épaisse également en comparaison des observations (voir Figures 4.17 et 4.16). Bien que le modèle préserve un cycle de l’eau acceptable, celui-ci ne semble pas globalement amélioré par l’ajout des nouvelles paramétrisations en comparaison de ce qui était obtenu auparavant avec le modèle.

5.3 Effet global sur la température

On vérifie que l’implémentation de l’ensemble de ces paramétrisations conserve également des températures réalistes vis-à-vis des observations. Les Figures 4.18 et 4.19 montrent deux exemples de moyennes diurnes de la température obtenues par le modèle en comparaison des observations de l’instrument MCS à bord de la sonde Mars Reconnaissance Orbiter. Ces cartes sont générées à partir des

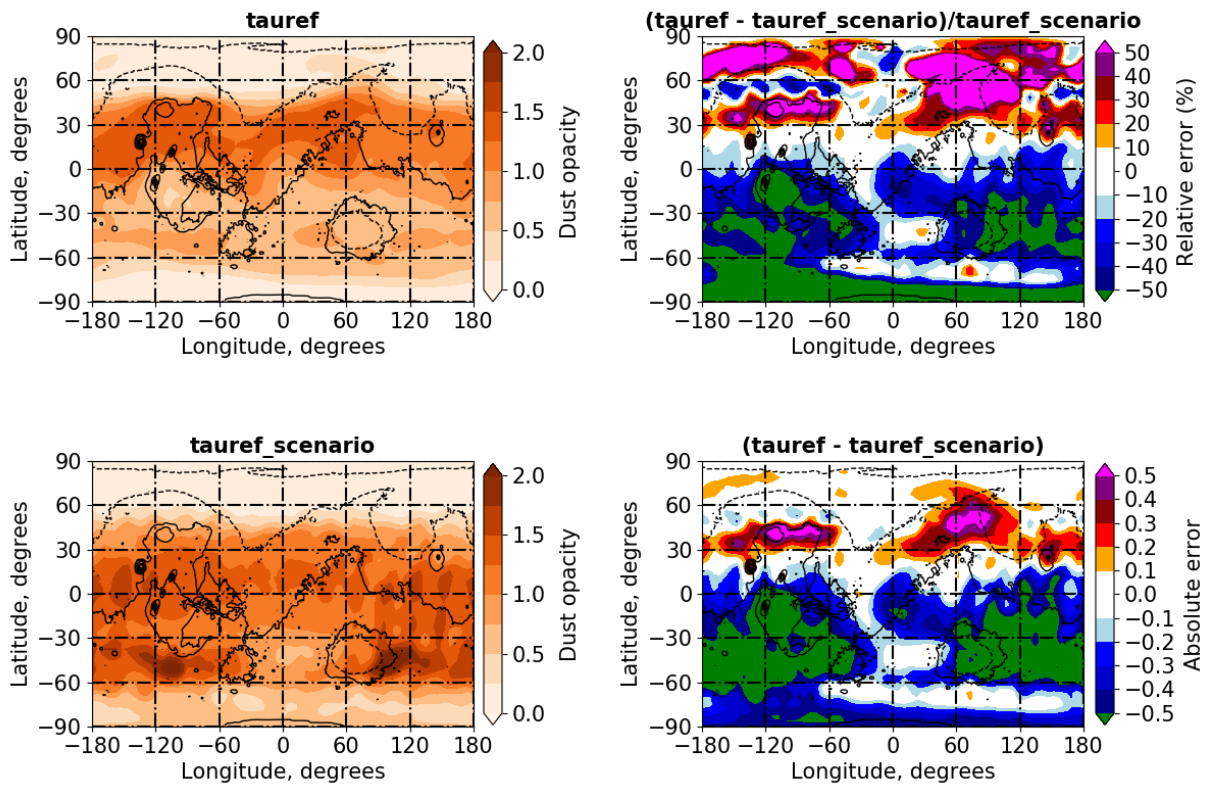


FIGURE 4.15 – Carte en latitude/longitude de l’opacité de colonne intégrée de poussière à $L_s \simeq 240^\circ$. **Gauche, Haut** : cette quantité calculée pour une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection et de contrôle de l’opacité de poussière (avec $C_{inj} = 0.25$), la paramétrisation de l’entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille (avec $x_{mons} = 0.5$), ainsi que la paramétrisation des rocket dust storm (avec une injection entre 10 :00 et 12 :00 et $C_{det} = 0.05$); **Gauche, Bas** : cette quantité donnée par les observations correspondant aux scénarios de poussière lus par le GCM; **Droite, Haut** : l’erreur relative entre les deux premières figures. **Droite, Bas** : l’erreur absolue.

résultats du simulateur d’observable réalisé par Antoine Bierjon en stage au LMD sous la direction de François Forget, Ehouarn Millour et moi-même. Ce simulateur d’observable s’efforce de compiler les résultats d’une simulation GCM sous le même « angle de vue » de l’instrument, c’est-à-dire aux mêmes heures locales, aux mêmes dates, et aux mêmes endroits du globe martien. Pour simplifier, tout se passe comme si l’instrument observait une atmosphère générée par le GCM.

Globalement on voit que l’excès de poussière génère une augmentation de la température dans le modèle qui ne va pas forcément dans le sens des observations. Cependant, les champs de températures sont acceptables et pas irréalistes.

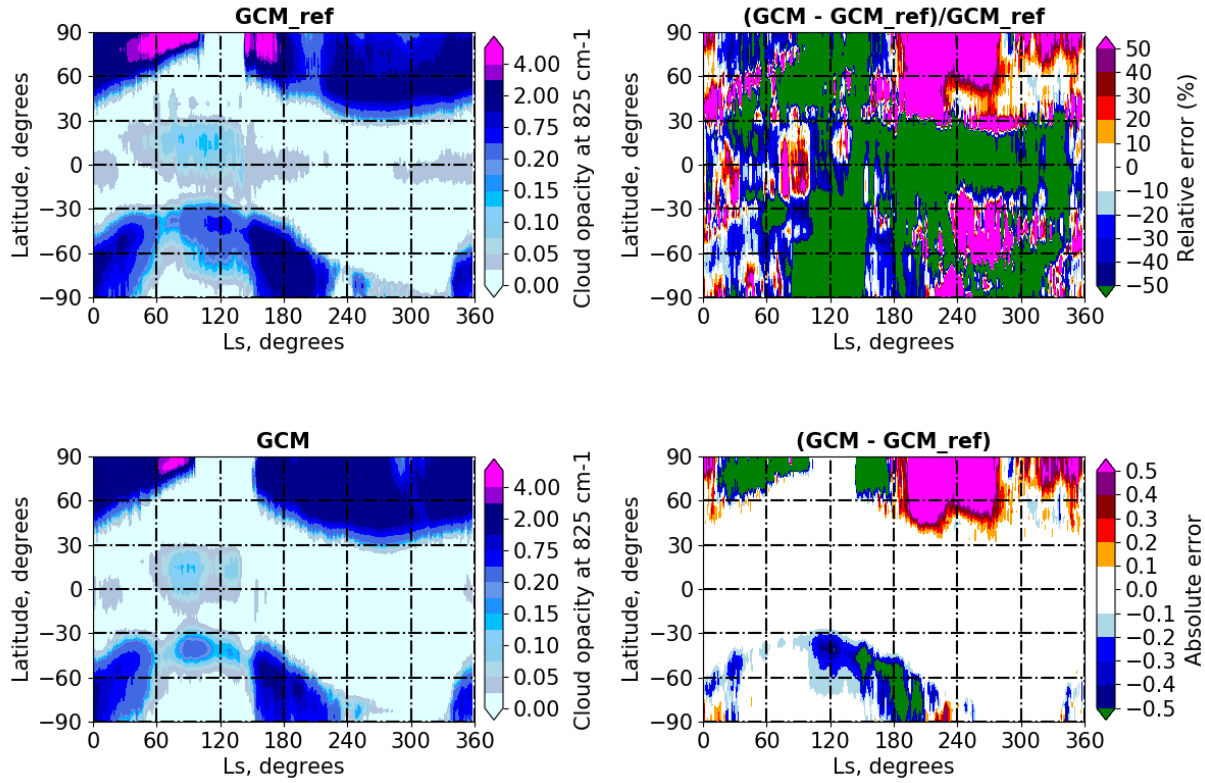


FIGURE 4.16 – [Gauche, Haut] : Moyenne zonale de l’opacité nuageuse contenue dans le GCM pour une simulation GCM de référence selon Navarro et al. (2014b). [Gauche, Bas] : Même figure pour une simulation GCM avec la nouvelle méthode d’injection et de contrôle de l’opacité de poussière (avec $C_{inj} = 0.25$), la paramétrisation de l’entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille (avec $x_{mons} = 0.5$), ainsi que la paramétrisation des rocket dust storm (avec une injection entre 10 :00 et 12 :00 et $C_{det} = 0.05$). [Droite, Haut] : erreur relative entre les deux figures de gauche. [Droite, Bas] : erreur absolue entre les deux figures de gauche.

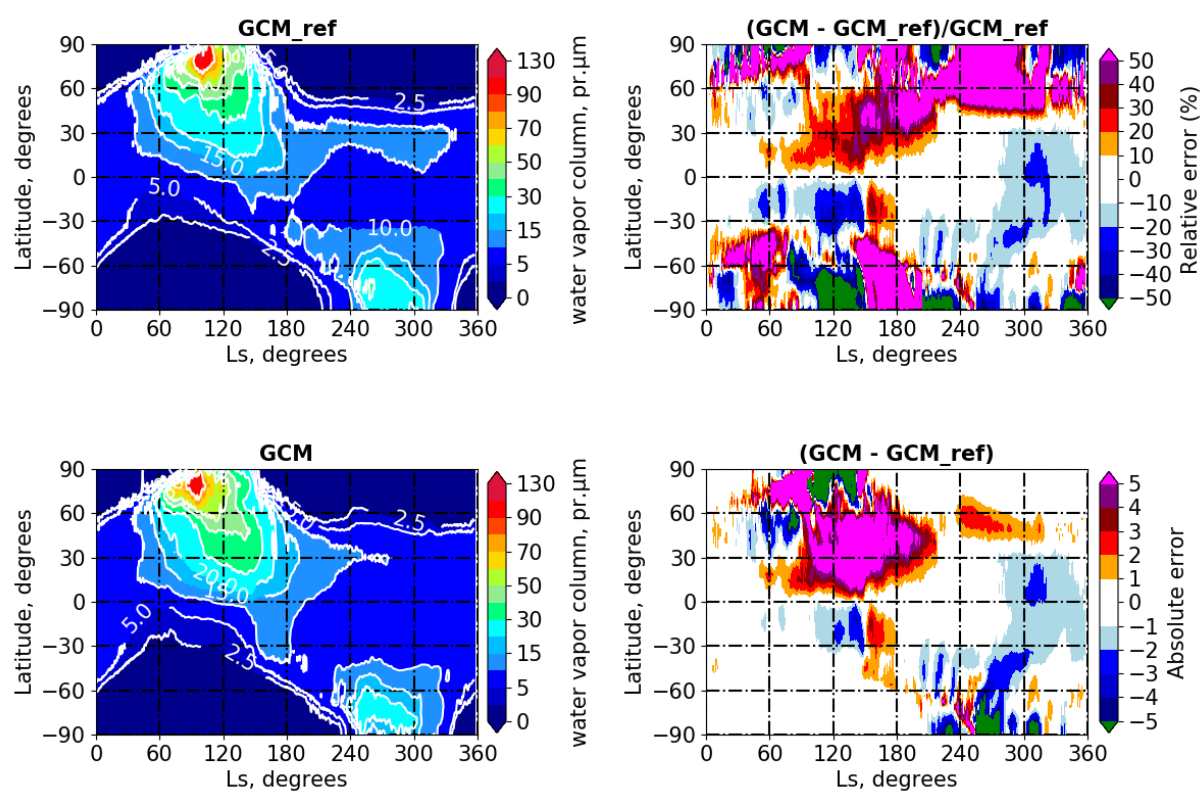


FIGURE 4.17 – Même Figure que 4.16 mais pour la colonne intégrée de vapeur d'eau.

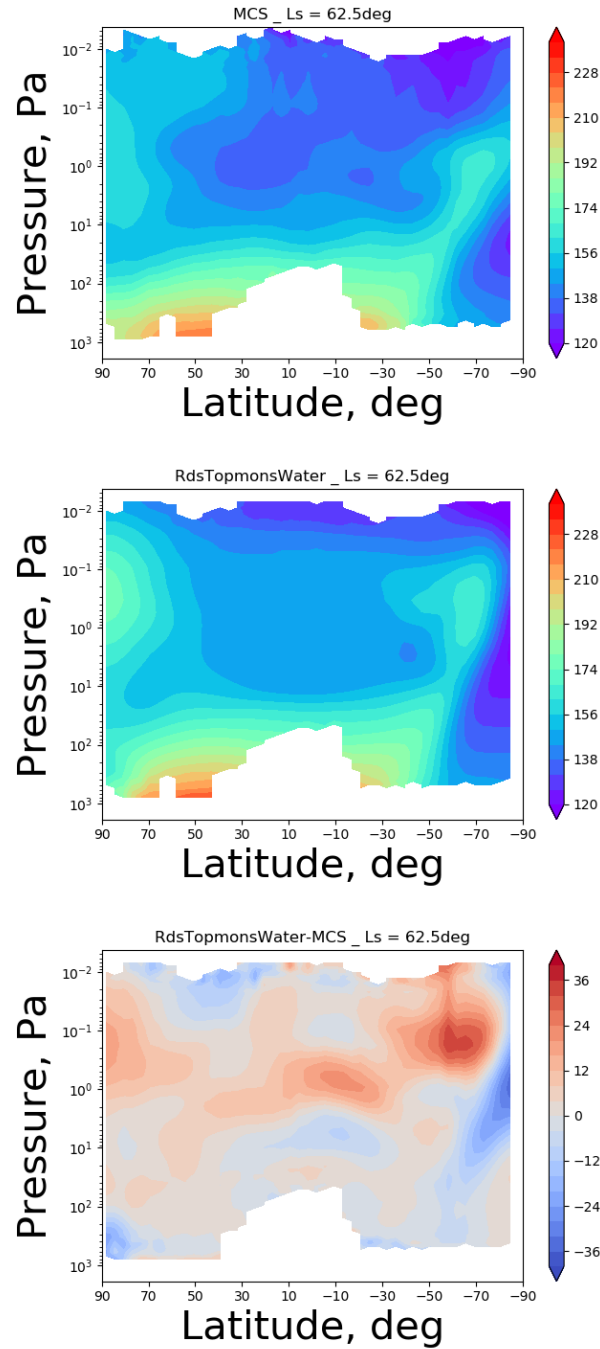


FIGURE 4.18 – Coupe Pression/Latitude de la moyenne diurne de la température à $L_s \sim 60^\circ$. **Haut** : Données MCS. **Milieu** : Données GCM générées par le simulateur d’observable pour une simulation avec la nouvelle méthode d’injection et de contrôle de l’opacité de poussière (avec $C_{inj} = 0.25$), la paramétrisation de l’entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille (avec $x_{mons} = 0.5$), ainsi que la paramétrisation des rocket dust storm (avec une injection entre 10 :00 et 12 :00 et $C_{det} = 0.05$). **Bas** : Différence des deux Figures (données GCM - données MCS). Cartes fournies par Antoine Bierjon en stage au LMD.

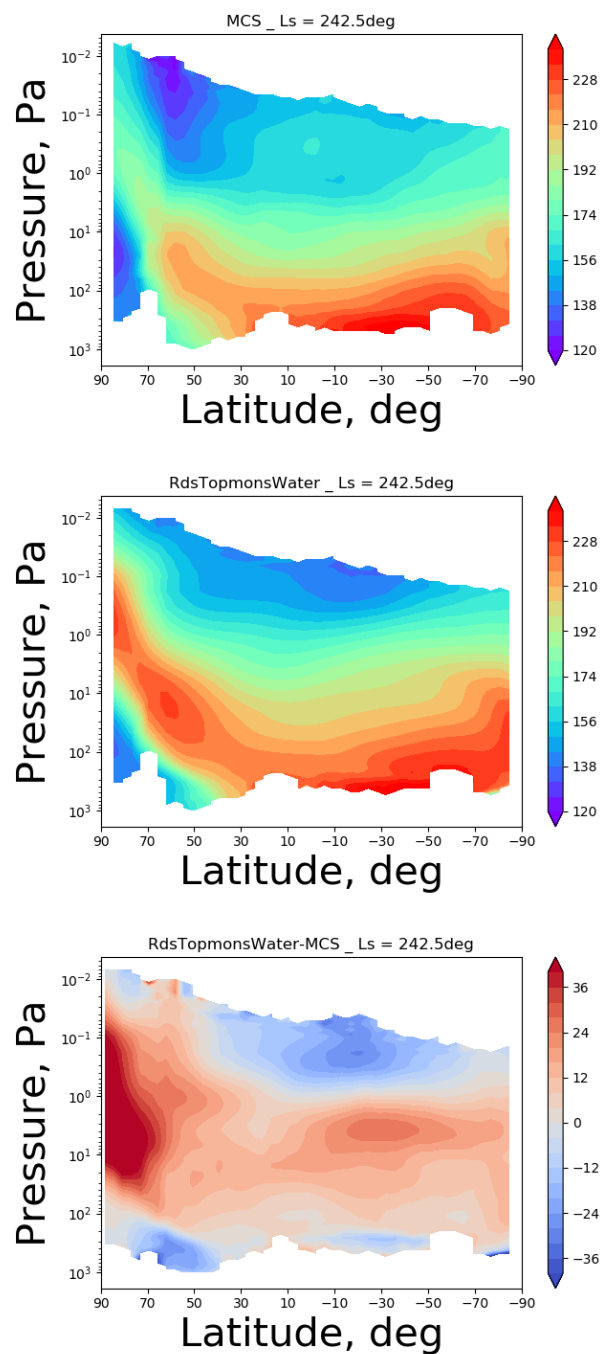


FIGURE 4.19 – Même Figure que 4.18 à $L_s \sim 240^\circ$.

6 Modélisation du lessivage de la poussière par la neige carbonique

6.1 Aspects théoriques

Selon toute vraisemblance microphysique, il est très probable que la CO_2 se condense sur les particules de poussières. D'une part, ces particules servent de noyaux de condensation, c'est-à-dire qu'elles permettent au CO_2 de se condenser initialement sur quelque chose (condensation hétérogène). D'autre part, lorsque le taux de condensation est dominé par le refroidissement radiatif, c'est au niveau de chaque poussière que ce refroidissement a lieu, et c'est donc sur elle que la condensation s'effectue. Dans chaque "flocon" de glace de CO_2 , il y aura donc à l'origine au moins un grain de poussière. En fait, il est probable que chaque flocon parvenant au sol soit composé de plusieurs flocons qui se sont accrochés (coalescence) et que certains grains de poussière soient "impactés" directement par les flocons durant leur descente.

En se condensant sur les poussières, le CO_2 peut probablement accélérer la sédimentation des poussières, selon un processus similaire au "lessivage" des aérosols terrestres par les précipitations. Sur Terre, ce processus est plus ou moins bien connu. De nombreux mécanismes physiques relativement complexes sont impliqués : diffusion convective, thermophorèse, diffusiophorèse, impaction gravitationnelle et inertielle, etc (Pruppacher and Klett, 1978). Néanmoins, on considère généralement que ce mode de déposition domine nettement sur le "dépôt sec", basé sur la sédimentation gravitationnelle et turbulente (Slinn, 1983).

Sur Mars, ce processus de lessivage pourrait donc être important du point de vue du cycle des poussières et de la formation des sédiments polaires. Il constitue par ailleurs une rétroaction négative pour la condensation atmosphérique. En effet, la poussière renforce la condensation, mais la condensation retire la poussière. Les mêmes raisonnements s'appliquent pour les particules nuageuses de glace d'eau qui sont transportées au coeur de la nuit polaire et servent certainement aussi de noyaux de condensation pour le CO_2 .

6.2 Une simple paramétrisation

Schématiquement, la poussière peut être lessivée lors du processus de condensation (lessivage par nucléation) ou durant la chute de la particule (lessivage par impaction). Sur Terre, il est généralement considéré que ce dernier processus est faible lorsque les aérosols sont petits devant la taille des particules précipitantes (Slinn, 1983). D'autre part, cette distinction est probablement artificielle sur Mars puisque la condensation a lieu à tous les niveaux et non pas simplement dans un nuage à une altitude donnée. En conséquence, nous supposons que le lessivage par impaction est négligeable, ou plutôt qu'il peut être pris en compte dans le lessivage par condensation sur les particules.

À l'exemple de nombreuses paramétrisations terrestres (comme par exemple Joussaume (1990)) nous ferons l'hypothèse que, lors du processus de condensation, la quantité de poussières incluses dans les précipitations est proportionnelle à la concentration locale. Nous pouvons donc introduire le "rapport de lessivage" $\mathcal{R}$ ("Scavenging ratio" en anglais) :

$$\mathcal{R} = \frac{\text{concentration des poussières dans la glace qui se condense}}{\text{concentration des poussières dans l'atmosphère}} \quad (4.1)$$

(les concentrations sont des concentrations en masse, kg.kg^{-1}).

En supposant que $\mathcal{R}$ est constant, le calcul du lessivage découle d'une simple déduction logique. L'objectif est de calculer la "tendance" sur le rapport de mélange en masse de la poussière q (c'est-à-dire l'évolution de la quantité de poussière liée au lessivage pendant un pas de temps exprimé sous forme de dérivé partielle) : $(\partial q / \partial t)_{\text{scav}}$ (en $\text{kg.kg}^{-1}.\text{s}^{-1}$).

Dans une maille du modèle, le taux de condensation du CO_2 est calculé par le GCM par l'algorithme décrit dans Forget et al. (1998), qui suppose que la glace se condense et sédimente jusqu'à la surface

au cours de chaque pas de temps (la glace n'est pas advectée par la circulation horizontale). Le calcul s'effectue de haut en bas, depuis la plus haute couche $l = N$ jusqu'à la couche juste au dessus de la surface $l = 1$. Dans la couche l de masse M_l , le taux de condensation-sublimation du CO_2 vaut $(\partial m_l / \partial t)$ (en $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$). On en a déduit le flux de glace carbonique F_{ice} qui sédimente depuis la couche $l + 1$ vers la couche l

$$F_{\text{ice}_{l+1}} = \sum_{k=l+1}^N \frac{\partial m_k}{\partial t} \quad (4.2)$$

Condensation. Si $\partial m_l / \partial t > 0$ (la glace se forme), l'équation 4.1 s'écrit :

$$\mathcal{R} = \frac{-\left(\frac{\partial q_l}{\partial t}\right)_{\text{scav}} \left(\frac{1}{M_l}\right) \left(\frac{\partial m_l}{\partial t}\right)}{q_l} \quad (4.3)$$

on en déduit :

$$\left(\frac{\partial q_l}{\partial t}\right)_{\text{scav}} = -\frac{\mathcal{R} q_l}{M_l} \left(\frac{\partial m_l}{\partial t}\right) \quad (4.4)$$

Par intégration temporelle, on obtient la décroissance du rapport de mélange de la poussière δq_l due au lessivage à chaque pas de temps δt du modèle (on utilise donc un schéma numérique implicite qui garantit que l'on ne peut lessiver plus que la quantité de poussière présente).

$$\left(\frac{\delta q_l}{\delta t}\right)_{\text{scav}} = -\frac{q_l}{\delta t} \left(1 - e^{-\left(\frac{\mathcal{R}}{M_l}\right) \left(\frac{\partial m_l}{\partial t}\right) \delta t}\right) \quad (4.5)$$

Sublimation. Si $\partial m_l / \partial t < 0$ (la glace se sublime en descendant dans des couches plus chaudes que la température de condensation du CO_2), on suppose que la poussière est libérée en proportion du taux de sublimation :

$$\left(\frac{\delta q_l}{\delta t}\right)_{\text{scav}} = -\frac{\frac{\partial m_l}{\partial t}}{M_l} \frac{F_{\text{dust}_{l+1}}}{F_{\text{ice}_{l+1}}} \quad (4.6)$$

Avec $F_{\text{dust}_{l+1}}$ le flux de poussière lessivée qui sédimente depuis la couche $l + 1$ vers la couche l :

$$F_{\text{dust}_{l+1}} = \sum_{k=l+1}^N \frac{\delta q_k}{\delta t} \quad (4.7)$$

Le taux de lessivage sur le nombre de particules N se déduit directement du lessivage sur la masse $\delta q_l / \delta t$ en utilisant l'équation 3.5 du Chapitre 3.

Cette paramétrisation ne dépend donc que du "rapport de lessivage" $\mathcal{R}$. Peut-on estimer sa valeur ? Sur Terre, de nombreuses campagnes de mesures ont été conduites pour étudier ses variations. Par exemple (Jaffrezo et al., 1990) ont mesuré qu'à Paris $\mathcal{R}$ varie entre 500 et 1500 selon l'origine des masses d'air. Les observations dans les nuages de glace d'eau sont plus rares. (Gogoi et al., 2018) ont par exemple récemment compilé des observations en Antarctique et rapporté des valeurs autour de $\mathcal{R} = 120$. Historiquement dans notre GCM un ratio plus faible est utilisé entre $\mathcal{R} = 10$ et $\mathcal{R} = 50$.

6.3 Simulation avec le lessivage

La paramétrisation présentée à la Section 6.2 est implémentée dans le GCM (implémentée dans le modèle par Antoine Bierjon en stage au LMD) pour tester son effet sur une simulation avec la paramétrisation des rocket dust storm. La Figure 4.20 montre la différence d'opacité de poussière obtenue avec et sans l'implémentation du lessivage par la glace de CO₂. Les résultats obtenus vont bien en faveur d'une diminution de l'opacité de poussière dans les régions polaires ce qui va dans le sens de nos prédictions, et permettra dans le futur de rétablir un meilleur cycle des poussières, et donc de l'eau, avec l'implémentation de nos nouvelles paramétrisations et d'en corriger, au moins partiellement, le majeur défaut. Des valeurs $\mathcal{R}$ plus grandes devront également être testées.

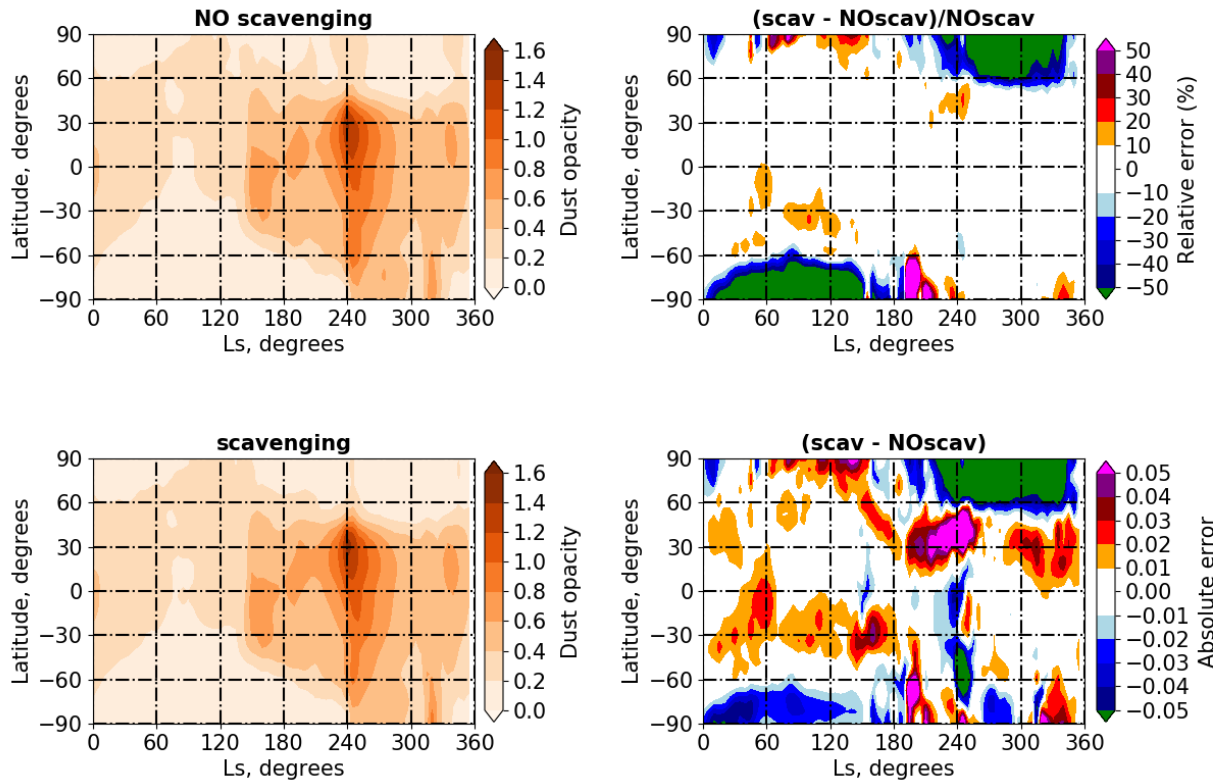


FIGURE 4.20 – [Gauche, Haut] : Évolution de la moyenne zonale de la colonne intégrée d'opacité de poussière pour une simulation GCM avec l'implémentation de la paramétrisation des « rocket dust storm » **sans lessivage** par la glace de CO₂. [Gauche, Bas] : Même Figure **avec lessivage** par la glace de CO₂ pour un rapport de lessivage $\mathcal{R} = 50$. [Droite, Haut] : erreur relative entre les deux figures de gauche. [Droite, Bas] : erreur absolue entre les deux figures de gauche.

CHAPITRE 5

LES ONDES DE GRAVITÉ DANS LA HAUTE ATMOSPHÈRE MARTIENNE

« I'm a slow learner, it's true. But I learn. »

Sansa Stark dans la série adaptée de
Game Of Thrones, Georges R. R.
Martin

Sommaire

1	Problématique	146
2	Article : Distribution des ondes de gravités dans la haute atmosphère martienne	147

1 Problématique

Ce chapitre se consacre aux travaux menés sur les ondes de gravité observées dans la haute atmosphère martienne. Les ondes de gravité sont la conséquence d’une perturbation de l’équilibre entre la force de gravité et la force de flottabilité générée par le déplacement d’une particule fluide dans un environnement de masse volumique différente. Ces ondes sont reconnues comme pouvant grandement impacter le climat martien. Tout d’abord elle perturbent l’environnement dans lequel elles se propagent provoquant localement des variations intenses de températures, ce qui impacte directement la météorologie par exemple avec l’apparition de nuages de CO₂ dans la haute atmosphères (Spiga et al., 2012). Ensuite, elles impactent la circulation générale de l’atmosphère lorsqu’elles saturent et déferlent, transmettant ainsi leur énergie et forçant l’écoulement global atmosphérique (Alexander et al., 2010). Elles font l’objet de nombreuses études et sont actuellement perçues comme une des pièces maîtresses du puzzle climatique martien.

Les ondes de gravité sont supposées provenir de sources multiples, cependant on distingue en particulier les ondes d’origine orographique (topographie) et non-orographique (convection, courants-jets...). Les longueurs d’onde verticales et horizontales de ces ondes sont respectivement de l’ordre de 10 km et 200 km (Magalhaes et al., 1999; Fritts et al., 2006). Tout comme les processus de “rocket dust storm” ou “entraînement par vents de pente” présentés dans les chapitre précédents, elles sont donc le résultat de mécanismes méso-échelles, c’est-à-dire d’échelle sous-maille à notre modèle, et leur prise en compte nécessite l’implémentation de paramétrisations. Actuellement le GCM martien du LMD est capable de modéliser l’effet des ondes d’origine orographique sur la circulation générale de l’atmosphère (Lott and Miller, 1997; Forget et al., 1999). Un travail récent a été effectué sur l’implémentation d’une paramétrisation de l’effet des ondes non-orographiques (Gilli et al., 2018). Bien qu’en phase de validation cette paramétrisation révèle que la prise en compte des ondes non-orographiques semble améliorer considérablement les résultats du modèle en comparaison des observations, notamment par un effet de correction systématique des biais observés entre les champs de températures (Gilli et al., 2018).

Le travail présenté dans ce chapitre s’inscrit dans l’objectif futur de l’amélioration de la représentation des ondes de gravité par le modèle. La **Section 2** est un article publié dans le journal Planetary and Space Sciences focalisé sur l’étude des ondes de gravité dans la haute atmosphère mesurées par l’instrument NGIMS à bord de la sonde MAVEN. Les travaux de cet article découlent d’une étude réalisée pour la Mars Climate Database à l’occasion de la préparation de la phase d’aérofreinage de la sonde TGO sur la demande des ingénieurs de l’ESA et du CNES. En effet, la Mars Climate Database est capable, à la demande de l’utilisateur, de générer localement des ondes de gravité de type orographique. Dans le schéma de modélisation de la MCD, l’onde se déplace verticalement mais pas horizontalement. Or, dans le cas d’une trajectoire quasiment horizontale, comme dans le contexte d’une manœuvre d’aérofreinage, on a besoin de savoir l’impact d’une variation horizontale des ondes de gravité. Avant de commencer ma thèse, dans le cadre de mon travail d’ingénieur de recherche au LMD, j’ai implémenté la variation horizontale des ondes de gravité dans la MCD. Ce travail est présenté dans le rapport fourni à l’ESA inséré dans l’Annexe A.

2 Article : Distribution des ondes de gravités dans la haute atmosphère martienne

2.1 Abstract

By measuring the regular oscillations of the density of CO₂ in the upper atmosphere (between 120 and 190 km), the mass spectrometer MAVEN/NGIMS (Atmosphere and Volatile Evolution/Neutral Gas Ion Mass Spectrometer) reveals the local impact of gravity waves. This yields precious information on the activity of gravity waves and the atmospheric conditions in which they propagate and break. The intensity of gravity waves measured by MAVEN in the upper atmosphere has been shown to be dictated by saturation processes in isothermal conditions. As a result, gravity waves activity is correlated to the evolution of the inverse of the background temperature. Previous data gathered at lower altitudes (~95 to ~150 km) during aerobraking by the accelerometers on board MGS (Mars Global Surveyor), ODY (Mars Odyssey) and MRO (Mars Reconnaissance Orbiter) are analyzed in the light of those recent findings with MAVEN. The anti-correlation between GW-induced density perturbations and background temperature is plausibly found in the ODY data acquired in the polar regions, but not in the MGS and MRO data. MRO data in polar regions exhibit a correlation between the density perturbations and the Brunt-Väisälä frequency (or, equivalently, static stability), obtained from Global Climate Modeling compiled in the Mars Climate Database. At lower altitude levels (between 100 and 120 km), although wave saturation might still be dominant, isothermal conditions are no longer verified. In this case, theory predicts that the intensity of gravity waves is no more correlated to background temperature, but to static stability. At other latitudes in the three aerobraking datasets, the GW-induced relative density perturbations are correlated with neither inverse temperature nor static stability; in this particular case, this means that the observed activity of gravity waves is not only controlled by saturation, but also by the effects of gravity-wave sources and wind filtering through critical levels. This result highlights the exceptional nature of MAVEN/NGIMS observations which combine both isothermal and saturated conditions contrary to aerobraking measurements.

2.2 Introduction

Gravity waves propagate as perturbations of the stratified atmospheric fluid (Gossard and Hooke, 1975), with the buoyancy force being the restoring mechanism giving rise to the waves (cf Fritts and Alexander, 2003; Alexander et al., 2010, for a review). While being essentially regional-scale phenomena, gravity waves can be responsible for significant dynamical and thermal forcing of the global atmospheric state, as they transfer their momentum and energy upon their saturation and breaking in the upper atmosphere (Lindzen, 1981; Palmer et al., 1986; McFarlane, 1987).

Gravity waves are ubiquitous in the Martian atmosphere and were actually one of the first atmospheric phenomenon to be witnessed by orbiting spacecraft (Briggs and Leovy, 1974). As is the case on Earth (O'sullivan and Dunkerton, 1995; Vincent and Alexander, 2000; Plougonven et al., 2003; Spiga et al., 2008), those waves may be triggered in the Martian lower atmosphere by different sources : topography (Pickersgill and Hunt, 1979, 1981), convection (Spiga et al., 2013; Imamura et al., 2016), or jet-streams and fronts in ageostrophic evolution. Amongst all those sources, only the impact of the topographic source on the global circulation is accounted for in all Martian Global Climate Models (GCM, e.g. Barnes, 1990; Collins et al., 1997; Forget et al., 1999; Hartogh et al., 2005), although the exploration of the impact of an additional non-orographic source is a topic of current active research (Medvedev et al., 2015; Gilli et al., 2018).

The upward propagation of gravity waves from their tropospheric sources to the upper atmosphere leads to large departures of density, temperature and winds in the thermosphere, owing to the exponential increase of gravity wave amplitude with height (Fritts and Alexander, 2003; Parish et al., 2009). Measure-

ments of CO₂ density through accelerometers, gathered during the aerobraking of Mars Global Surveyor (MGS), Mars Odyssey (ODY) and Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) observed the sustained gravity wave activity in the Martian thermosphere between 90 and 130 km (Fritts et al., 2006; Creasey et al., 2006; Tolson et al., 2007b). Those measurements also demonstrated the large variability of the gravity-wave amplitudes with season, local time, latitude and longitude.

The Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN) mission to Mars (Jakosky et al., 2015), operating since 2014, is dedicated to studying the upper atmosphere of Mars and, as such, is a unique opportunity to broaden the knowledge of gravity wave activity on Mars. The mass spectrometer NGIMS (Neutral Gas Ion Mass Spectrometer) on board MAVEN (Mahaffy et al., 2015) recently delivered new and more accurate measurements of density fluctuations at upper altitudes between 120 and 300 km, identified as typical gravity-wave signatures (Yiğit et al., 2015; England et al., 2017).

Based on those MAVEN/NGIMS measurements, Terada et al. (2017) observed that gravity-wave amplitudes derived from Ar density with wavelengths between ~ 100 and ~ 500 km near the exobase in the Martian thermosphere are anti-correlated with the background temperature. The authors demonstrated this anti-correlation by considering gravity waves saturation caused by convective instability in the upper thermosphere. These observations were further discussed in a recent study focusing on Ar density between 120 and 200 km by Siddle et al. (2019), who observed that gravity waves amplitudes also increase with increasing solar zenith angle.

The goal of this paper is to build on those recent findings by MAVEN and to expand this analysis by comparing all available aerobraking data from other orbiting spacecraft. In particular, we explore the saturation conditions of gravity waves in a lower part of the thermosphere (between 90 and 130 km) than the one observed by MAVEN (between 120 and 300 km). Thus, we obtain a broader dataset of the variability of gravity wave activity with altitude, latitude and season. This allows us to compare the available measurements with diagnostics obtained by GCM through the Mars Climate Database (MCD Lewis et al., 1999; Forget et al., 1999; Millour et al., 2015)

This paper is organized as follows. In section 2.3, we provide information on the datasets. Section 2.4 features a discussion of the MAVEN/NGIMS measurements, while section 2.5 features a comparative discussion of the aerobraking datasets. We conclude in section 2.6.

2.3 Data and Method

2.3.a Datasets used in this study

During aerobraking operations in the Martian thermosphere, the accelerometers of MGS, ODY and MRO (Lyons et al., 1999; Smith and Bell, 2005; Tolson et al., 2008) acquired data during 850 passes for MRO (since September 1997, Martian Year [MY] 23) (Keating et al., 2002), 320 passes for ODY (since October 2001, MY 25) (Tolson et al., 2007a), and 430 passes for MGS (from April to August 2006, MY 28) (Tolson, 2007), covering latitude ranges from 60°N to 90°S for MGS, 30°N to 90°N for ODY, and 0° to 90°S for MRO. Periapsis altitudes varied from about 95 km to 150 km (see Figures 5.1 and 5.2).

In addition to those aerobraking datasets, the CO₂ density variations from 3124 orbits are available from MAVEN/NGIMS mass spectrometer data reported in the NASA Planetary Data System from October 2014 (MY32) to February 2017 (MY33) (Benna and Lyness, 2014). Considering the NGIMS settings were changed to a new operating mode starting from February 2015, as mentioned in England et al. (2017) and Terada et al. (2017), we chose to focus on datasets from February 2015 to February 2017. The instrument is still in operation at the time of writing and the present study can be complemented in the future by an analysis of the interannual variability. The MAVEN observations cover (high periapsis) altitude ranges between ~ 120 km and ~ 190 km, and have large latitudinal coverage, as shown in Figure 5.1 and Figure 5.2.

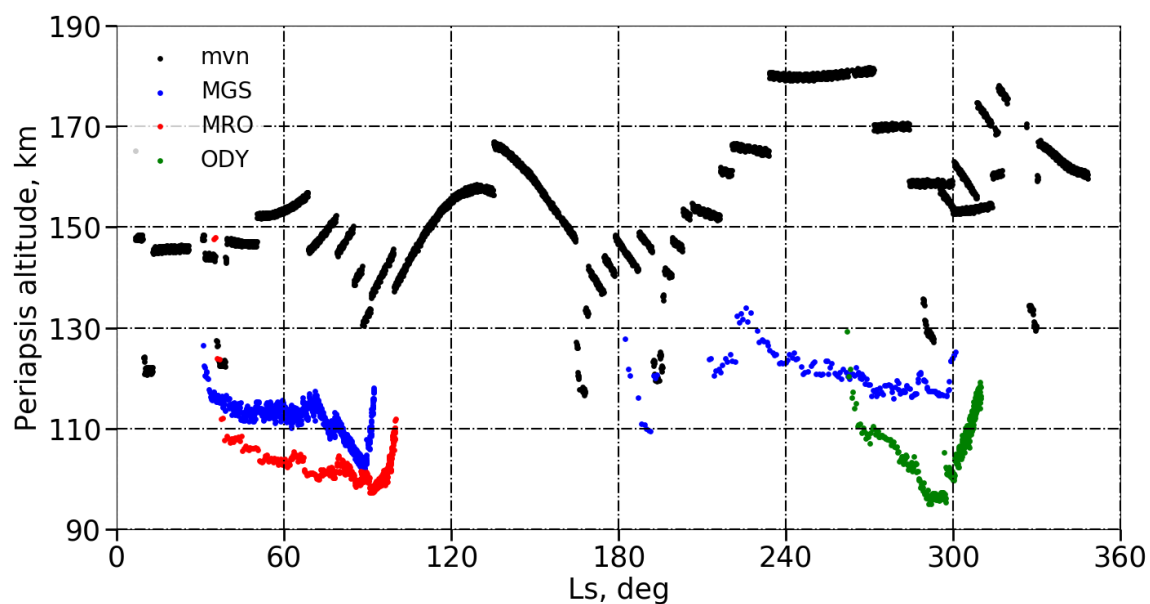


FIGURE 5.1 – Vertical (km) and seasonal (Solar Longitude in degrees) coverage of Mars Global Surveyor (MGS), Mars Odyssey (ODY), Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) and MAVEN (MVN) spacecrafts, each dot corresponds to the periapsis location of one orbit

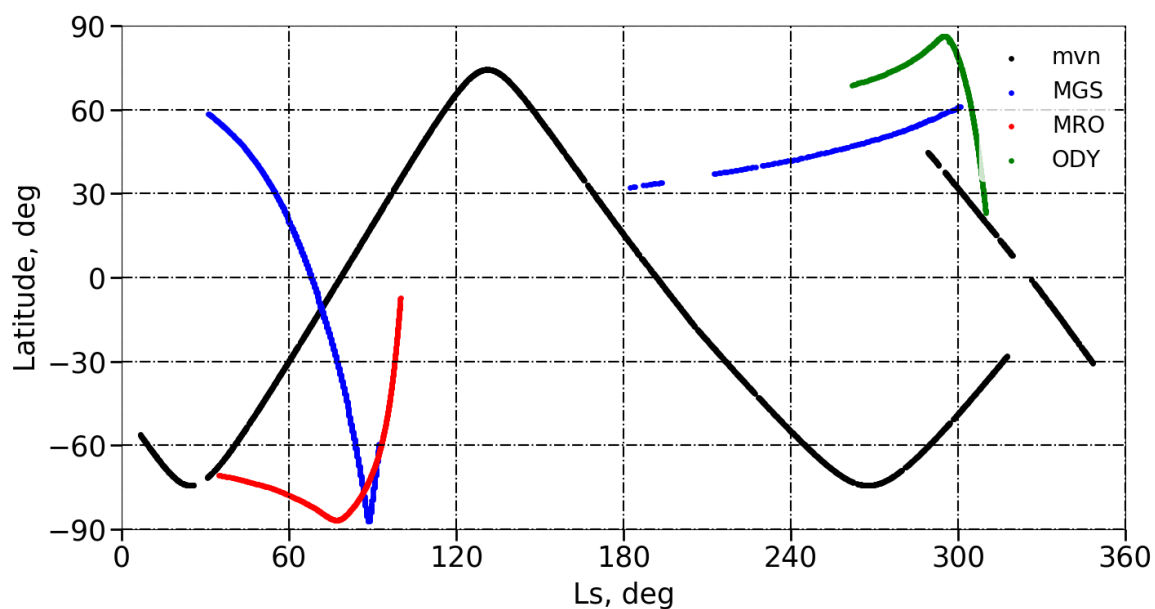


FIGURE 5.2 – Latitudinal (degrees) and seasonal (Solar Longitude in degrees) coverage of Mars Global Surveyor (MGS), Mars Odyssey (ODY), Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) and MAVEN (MVN) spacecrafts, each dot corresponds to the periapsis location of one orbit

2.3.b Computing the amplitude of gravity wave perturbations

Along each orbit trajectory, we extract the longitudes, latitudes, solar longitudes (L_s , which is the position of the planet on its orbit, defined as an angle from a reference position, corresponding by convention to the northern spring equinox), local times, altitudes, CO₂ density measurements, as well as the elapsed time from the periapsis. The geodesic distance from the periapsis is calculated from the latitude and longitude displacements. A relative density perturbation $\delta\rho_r$ is obtained by subtracting the mean density ρ_m (considered here to be a 40-second rolling averaged density, as in Tolson et al., 1999, 2005, 2007b, 2008; Creasey et al., 2006) from the instantaneous density ρ_i , and by normalizing with the mean density

$$\delta\rho_r = \frac{\rho_i - \rho_m}{\rho_m} \quad (5.1)$$

Typical examples of orbit trajectory, absolute and relative density variations, obtained for the MGS orbit 1046 and for the MAVEN orbit 3641 are shown in Figure 5.3. Considering the relative density perturbations, rather than the absolute value, enables a direct diagnostic of the effect of gravity waves, with the underlying assumption that the 40-second average provides an acceptable estimate of the “background” atmospheric state upon which the gravity waves propagate.

In order to quantify the amplitude (i.e. the intensity) of the observed gravity waves on a single orbit, and to assess the spatial and seasonal variability of the gravity wave activity, we calculate for each orbit the Root Mean Square (RMS) of the fluctuations of relative densities $\delta\rho_r$ along the trajectory.

Figure 5.4 (MAVEN/NGIMS data) and Figure 5.5 (aerobraking data) show the seasonal variations of the GW activity as quantified by this RMS quantity, i.e. the RMS as a function of the L_s , all other parameters (longitudes, latitudes, local times, altitudes) confounded. A distinctive pattern of amplitude fluctuations with season is found in the MAVEN data in Figure 5.4, in agreement with the tendencies discussed in Terada et al. (2017).

2.3.c Temperature estimates

The background temperature T is estimated at each point of each orbit with the ideal gas law and the hydrostatic equilibrium, as a function of the mean density of CO₂ ρ and the altitude z as follows :

$$\int \frac{\partial\rho}{\rho} = -\frac{g}{R_{CO_2}T} \int \partial z \quad (5.2)$$

with g the gravitational acceleration and R_{CO_2} the ideal gas constant of CO₂.

We split the orbit in three parts.

1. The middle leg is the part of the orbit track close to the periapsis, where the displacement is almost horizontal, the density almost constant, and, consequently, where the temperature can no longer be deduced from equation 5.2. We arbitrarily define this middle leg as containing the points for which the ratio between the mean density and the maximal density is greater than 10%.
2. The inbound leg corresponds to the points located "before" the periapsis not included in the middle leg.
3. The outbound leg refers to the points located "after" the periapsis not included in the middle leg.

Thus the middle leg of the measurements is excluded from the comparative analysis, and we only keep the inbound and outbound profiles for all aerobrakings and MAVEN/NGIMS measurements.

We found that in the inbound and outbound legs, the temperature profiles follow a similar vertical gradient. We thus study the variability of temperature from one orbit to another with a single representative

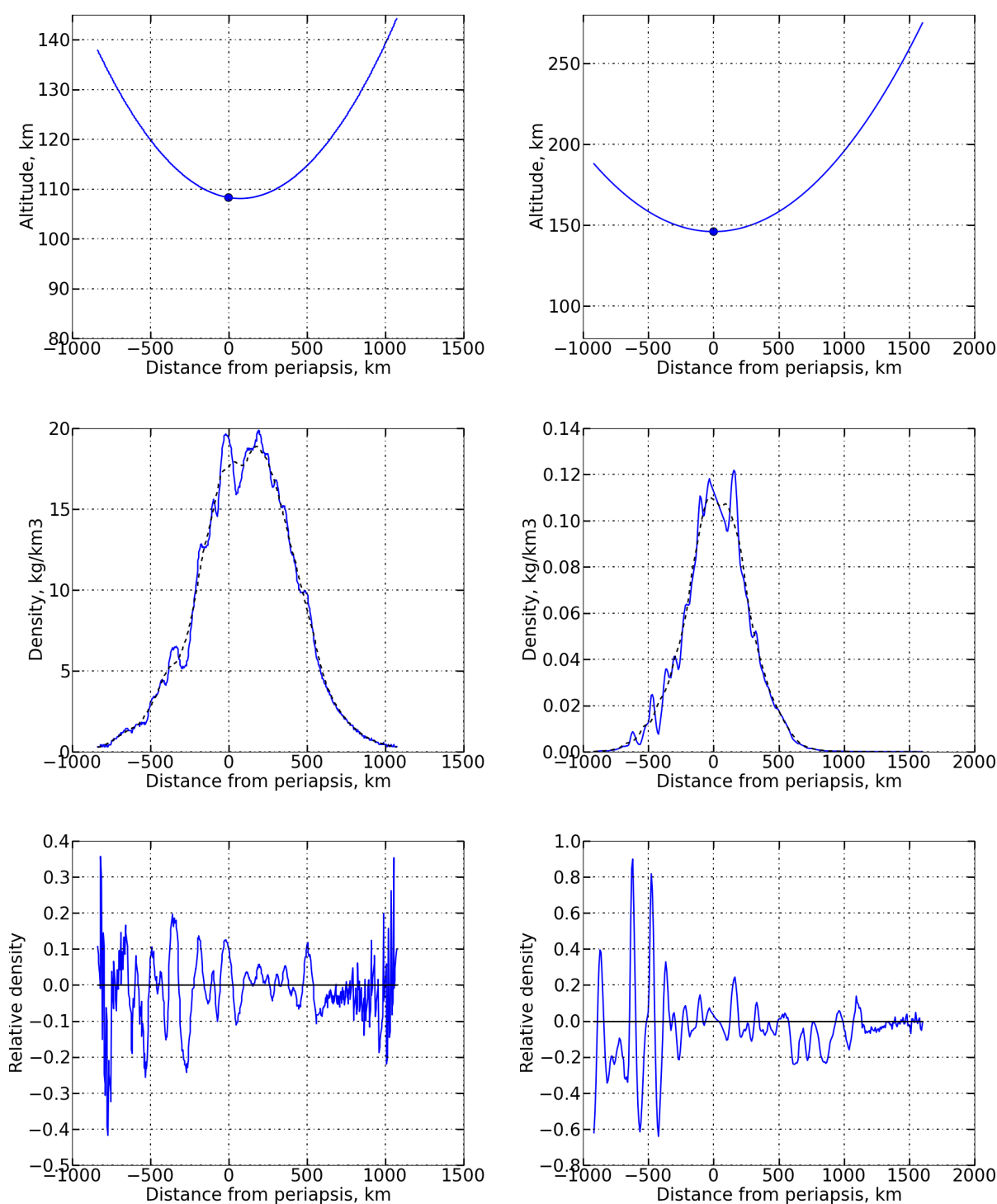


FIGURE 5.3 – Left : example of orbit 1046 from MGS, Right : example of orbit 3641 from MAVEN. From Left to Right : orbit's trajectory characterized by the displacement in altitude along the distance from periapsis in km; Density variations in kg km⁻³ in function of the distance from periapsis in km; Relative density variation in function of the distance from periapsis in km.

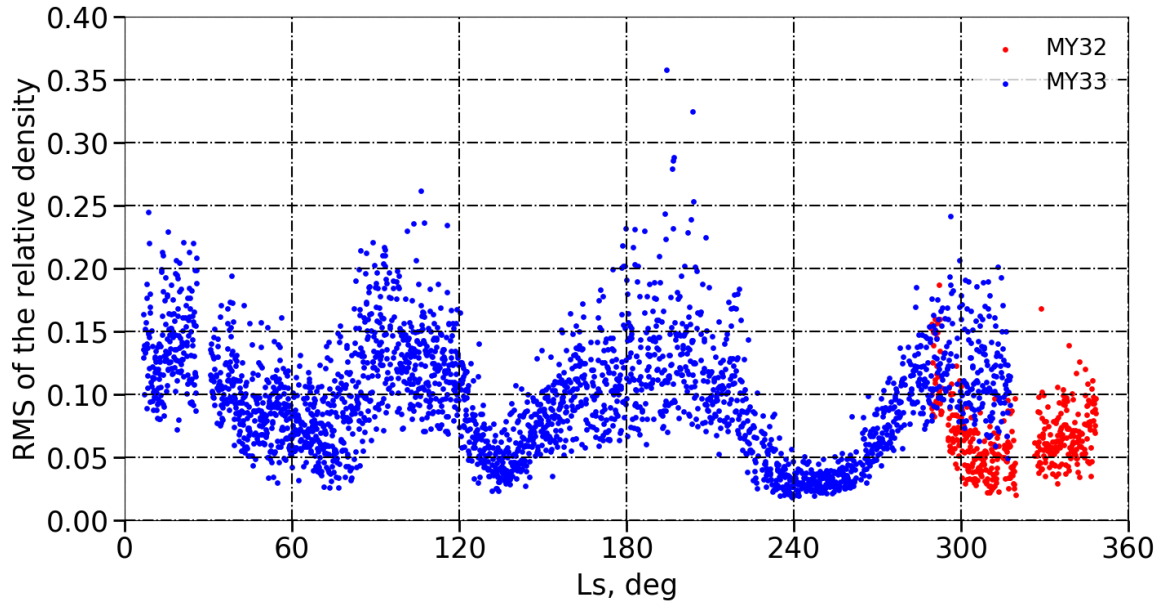


FIGURE 5.4 – Seasonal variability of GWs amplitudes measured by MAVEN/NGIMS. Each point corresponds to the RMS of the relative densities calculated over each orbit. In this figure the RMS has been calculated on the points around the periapsis, where the trajectory is close to be horizontal, at distances from the periapsis comprised between -700 and 700 km. This restriction reduces the altitude range to around 15 km above the periapsis. Data gathered from Martian Year (MY) 32 are in red, and data from MY33 in blue.

value for both the inbound and outbound legs, chosen as the average value on each leg. Those temperatures estimated from aerobraking and MAVEN/NGIMS measurements are compared in Figure 5.6 and Figure 5.7 with the temperature in the Mars Climate Database (built from Global Climate Model (GCM) simulations [Millour et al., 2015](#)) for the same spatio-temporal coordinates (L_s , longitude, latitude, altitude, local time). Only the comparisons of temperatures measured on outbound legs versus temperature modeled in the MCD are displayed for the sake of brevity; the analysis for inbound legs is similar. The MCD temperatures are systematically lower than those observed by MAVEN and aerobraking, and there is also much more variability in the observation data points; however, the overall seasonal variability is well reproduced, except the $L_s = 290^\circ$ maximum observed by ODY. This gives us confidence that using a value of background temperature averaged over the inbound and outbound legs is suitable to carry out an analysis of the seasonal (climatological) trends.

2.4 Vertical Propagation of Gravity Waves : analysis of the MAVEN observations in the thermosphere

In the absence of additional wave sources and dissipation processes (e.g., radiative damping [Eckermann et al., 2011](#)), the amplitude of gravity waves is expected to grow exponentially with altitude as the atmospheric density decreases. Conversely, the amplitudes of gravity waves appear to anti-correlate with altitude, according to the altitudes of the MAVEN measurements shown in Figure 5.1 and the amplitudes $\delta\rho$ of the perturbations shown in Figure 5.4. In other words, in the MAVEN observations, gravity-wave amplitude seems to correlate with density, as opposed to an anti-correlation expected if the ampli-

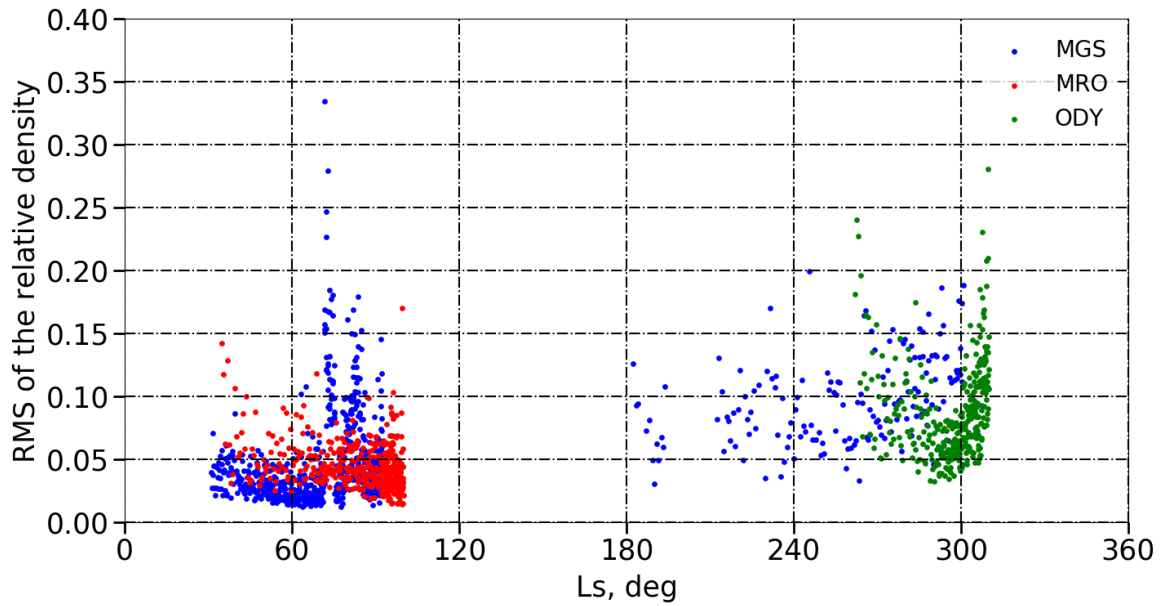


FIGURE 5.5 – Seasonal variability of GWs amplitudes measured by aerobraking instruments MGS, ODY and MRO. Each point corresponds to the RMS of the relative densities calculated over each orbit. In this figure the RMS has been calculated on the points around the periapsis, where the trajectory is close to be horizontal, at distances from the periapsis comprised between -400 and 400 km. Beyond these distances the aerobraking data become very noisy. This restriction reduces the altitude range to around 10 km above the periapsis.

cation of gravity-wave amplitude with altitude (and reduced density) was the only controlling factor. This is confirmed by considering the seasonal variations of density perturbations $\delta\rho$ at a constant pressure level, e.g. at pressures $4 \times 10^{-8} < P < 6 \times 10^{-8}$ Pa (corresponding to altitudes between ~ 160 and ~ 240 km) in Figure 5.8. The observed variability in gravity-wave amplitude must be controlled by either the sources of those waves and/or the impact of saturation and critical levels.

In the MAVEN measurements, gravity wave activity in the thermosphere is randomly distributed with longitude and latitude (figures not shown). No correlation appears to exist between this gravity wave activity and either the position of topographical highs and lows (mountains and craters), or the position of mesospheric jet-streams. This suggests that the regional distribution of the intensity of gravity waves is more controlled by propagation effects (e.g., filtering by saturation or critical levels, [Fritts and Alexander, 2003](#)) than by the distribution of the sources triggering those waves.

The background horizontal wind plays a particularly crucial role in impacting the conditions for the upward propagation of gravity waves emitted in the troposphere. A critical level occurs when and where the background horizontal wind velocity $\bar{u}$ almost equals the gravity wave phase speed c (first Eliassen-Palm theorem, [Lindzen, 1981](#)). A gravity wave that reaches a critical level can no longer propagate towards the thermosphere : hence horizontal circulations may filter out gravity waves emitted in the troposphere from the mesosphere and the thermosphere.

Considering, for the sake of simplicity, a gravity-wave phase speed $c = 0$ (typical of orographic gravity waves), we explored the regional and seasonal variability of background horizontal winds $\bar{u}$ simulated in the MCD from the troposphere to the lower mesosphere (since no measurements of such winds are available). We found no correlation between this variability, and the regional and seasonal variability of

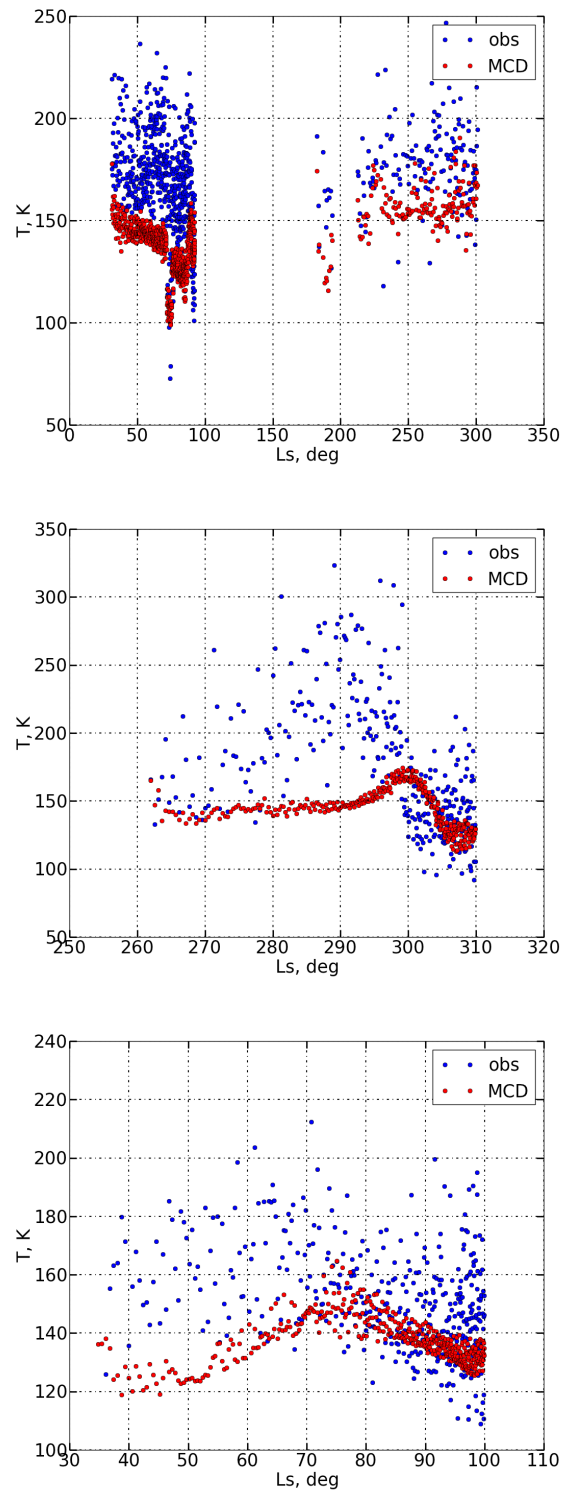


FIGURE 5.6 – Mean background temperature estimated over the outbound leg and calculated from the CO_2 density observations (blue dots) and estimated with the MCD (red dots) as a function of Solar Longitude; from the upper to the lower and from the left to the right : MGS, ODY and MRO

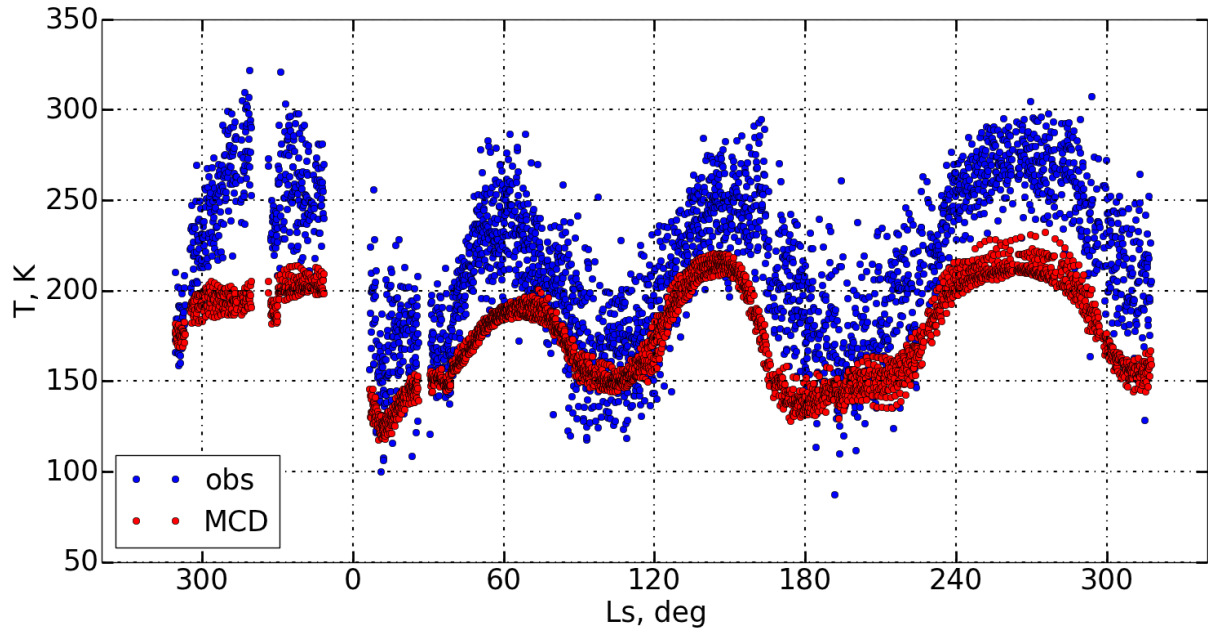


FIGURE 5.7 – Mean background temperature estimated over the outbound leg and calculated from the CO₂ density observations of NGIMS instrument (blue dots) and estimated with the MCD (red dots) as a function of Solar Longitude

the gravity wave amplitudes observed by MAVEN (not shown). While the modeled winds have not been validated and may differ from reality, there is no reason to explain the variability of the observed gravity wave amplitudes solely with the occurrence of critical levels.

It follows from the above discussions that the most likely possibility to explain the observed variability of gravity wave amplitude in the MAVEN observations is the breaking/saturation due to convective instability. This shall lead to, according to [Terada et al. \(2017\)](#), the gravity wave amplitudes to be inversely proportional to the background temperature. Let us propose an alternate, yet equivalent, derivation of the theoretical arguments in [Terada et al. \(2017\)](#) that we will use in section 2.5.

The saturation of a gravity wave occurs as soon as it encounters convective instability ([Lindzen, 1981](#); [Hauchecorne et al., 1987](#); [Terada et al., 2017](#)). Local mixing occurs as the gravity wave breaks, inducing an adiabatic (neutral) temperature lapse rate. We consider the case of a medium-frequency gravity wave $f \ll \omega \ll N$, where f , ω and N are respectively the Coriolis, the gravity-wave and the Brunt-Väisälä frequencies, with N such that

$$N^2 = \frac{g}{T} \left[\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{C_p} \right]$$

assuming the short-wavelength approximation $2Hk_z \gg 1$, where k_z is the vertical wave number. Which are reasonable assumptions for most gravity waves observed in planetary upper atmospheres ([Fritts and Alexander, 2003](#)). In those conditions, according to [Hauchecorne et al. \(1987\)](#), the saturated conditions lead to

$$k_z \theta'_s = \frac{N^2 \bar{\theta}}{g} \quad \Rightarrow \quad \frac{\theta'_s}{\bar{\theta}} = \frac{N^2}{gk_z} \quad (5.3)$$

where θ'_s is the amplitude of the wave at saturation (expressed in perturbations of potential temperature), $\bar{\theta}$ the background potential temperature and g the acceleration of gravity. Besides, the linearized fluid

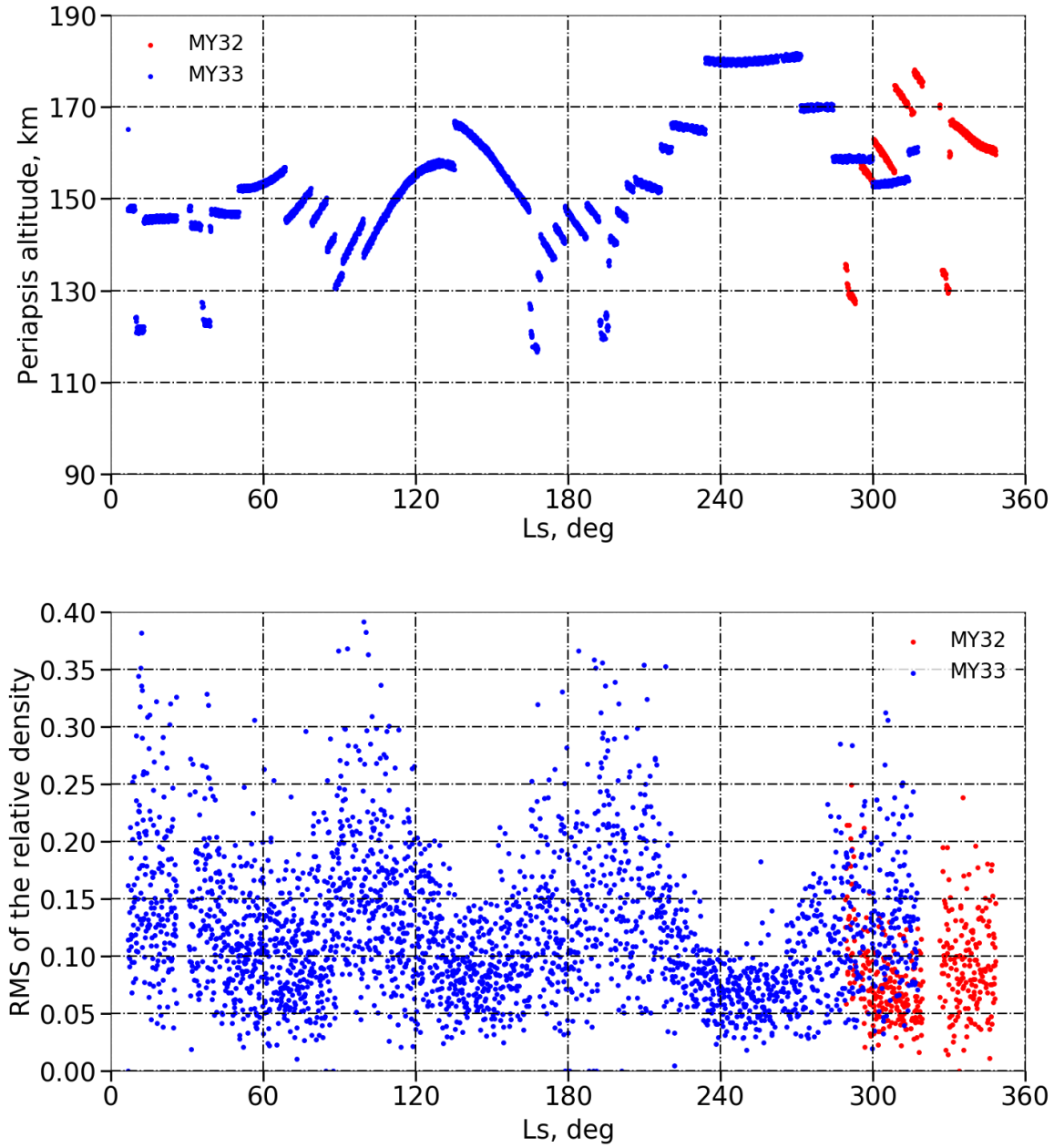


FIGURE 5.8 – Upper : Vertical (km) and seasonal (Solar Longitude in degrees) coverage of MAVEN (MVN) spacecraft, each dot corresponds to the periapsis location of one orbit. Down : Seasonal variability of GWs amplitudes measured by MAVEN/NGIMS at a constant pressure level P such as $4 \times 10^{-8} < P < 6 \times 10^{-8}$ Pa. Each point corresponds to the RMS of the relative densities calculated over each orbit. Data gathered from Martian Year (MY) 32 are in red, and data from MY33 in blue.

equations applied to the propagation of gravity waves (Fritts and Alexander, 2003) lead to :

$$\frac{\theta'}{\bar{\theta}} = \frac{1}{c_s^2} \frac{P'}{\bar{\rho}} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \quad (5.4)$$

where ρ is the density, P' and ρ' the pressure and density perturbations, and c_s the sound speed. We can

neglect the compressibility term related to the background density gradient, which is equivalent to filter out acoustic gravity waves ($c_s \rightarrow \infty$). This entails :

$$\left| \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right| = \left| \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \right| \quad (5.5)$$

Combining equations 5.3 and 5.5, we obtain the equation expressing the relative density perturbations by gravity waves :

$$\delta\rho = \frac{|\rho'|}{\bar{\rho}} = \frac{N^2}{k_z g} \quad (5.6)$$

which corresponds to the observed diagnostic described in equation 5.1. Isothermal background profiles $T = T_0$ are often observed in the Martian thermosphere, where EUV heating is offset by molecular conduction (Bougher et al., 1990). In the specific case of isothermal profiles, N^2 can be reduced to :

$$N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{d\bar{\theta}}{dz} = \frac{g^2}{C_p T_0} \quad (5.7)$$

which yields the “inverse temperature” dependency (Terada et al., 2017) in the case of isothermal profiles at saturation :

$$\delta\rho = \frac{|\rho'|}{\bar{\rho}} = \frac{g}{k_z C_p} \frac{1}{T_0} \quad (5.8)$$

MAVEN data are acquired high in the Martian thermosphere (above 150 km) even for deep dip acquisitions : hence the temperature profiles retrieved by MAVEN are approximately isothermal (England et al., 2017; Terada et al., 2017). The temperature profiles modeled and compiled in the MCD also indicate widespread isothermal profiles at the altitudes probed by MAVEN. Comparing Figures 5.4 and 5.9 confirms qualitatively equation 5.8, i.e. the correlation between the amplitude of gravity wave perturbations and the inverse background temperature. Quantitatively, in the case of the inbound leg of each orbit, a correlation coefficient $R \simeq 0.70$ between the average of the relative density and the calculated temperature is found (see Figure 5.10). Our analysis of the MAVEN is thus compliant with the one conducted by Terada et al. (2017), and we now turn to the analysis of aerobraking data in the lower thermosphere.

2.5 Gravity Waves in the Lower Thermosphere : Aerobraking Data

2.5.a Analysis

Aerobraking data have been studied in the past to observe the activity of gravity waves in the lower thermosphere, either to discuss the variability of potential sources (Creasey et al., 2006) or to assess wave filtering by zonal jets and how large-amplitude GWs could penetrate to high altitudes (Fritts et al., 2006). Here we assess if the “inverse temperature” correlation inferred from the MAVEN/NGIMS data (Terada et al., 2017, and section 2.4 of this paper) can be extended to those lower-thermosphere aerobraking observations obtained by the three accelerometers of MGS, ODY and MRO.

In the aerobraking observations, as is emphasized by Tolson et al. (2005) and Tolson et al. (2008), the intensity of density perturbations are systematically lower when the spacecraft enters the polar vortex (e.g. MRO during the southern hemisphere winter and ODY during the northern hemisphere winter). Figure 5.11 shows two examples : ODY orbit 155, which goes through the northern hemisphere winter vortex at $L_s = 298.30^\circ$ and latitude 82.43°N , and MRO orbit 250, going through the southern hemisphere winter vortex at $L_s = 90.01^\circ$ and latitude $=69.50^\circ\text{S}$. These variations of density perturbations within the same orbital track could be explained by the anti-correlation between temperature and gravity wave activity explained above (an explanation that was not provided in Tolson et al., 2008). Polar warming at

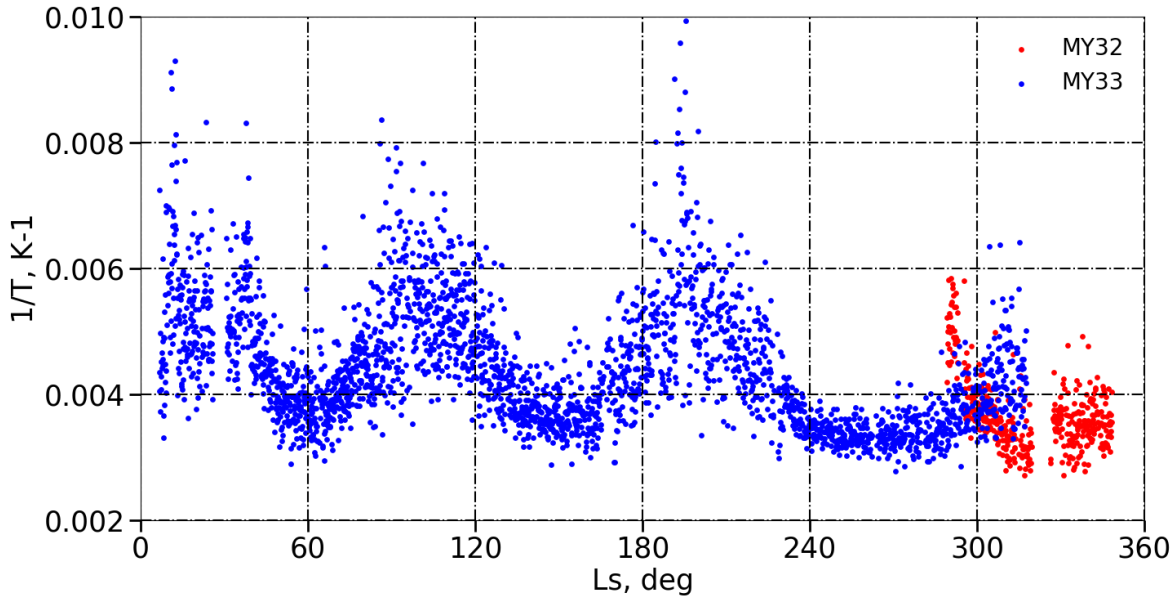


FIGURE 5.9 – Seasonal variability of the background temperature estimated from MAVEN/NGIMS density measurements (ideal gas law and hydrostatic equilibrium). Each point corresponds to the inverse of the mean background temperature calculated over the outbound leg of each orbit. Data gathered from Martian Year (MY) 32 are in red, and data from MY33 in blue.

thermospheric altitudes (first observed by ODY during aerobraking, [Keating et al., 2003](#)) results from the adiabatic heating generated by the subsidence of air over the winter pole produced by strong interhemispheric transport ([González-Galindo et al., 2009a](#)). The entry of the spacecraft inside the polar vortex is then expected to be associated with an increase of temperature, leading to a decrease of gravity wave activity according to equation 5.8.

In Figures 5.12 and 5.13, the observed RMS of the relative density variations is compared to the inverse of the background temperature, calculated for each orbit of each instrument over the outbound leg (for the sake of brevity, similar results over the inbound leg are not shown). Latitudinal and seasonal variability are displayed respectively in Figures 5.12 and 5.13.

The amplitude of gravity waves present similar features with the inverse of temperature in the MGS observations, with an amplitude increase at latitudes 60°S, 50°N and particularly at 20°S, where inverse temperature is higher in Figure 5.12, corresponding to $L_s \sim 70^\circ$ in Figure 5.13. The anti-correlation seems easier to identify in ODY data, in particular at polar latitudes around 80°N, where a clear decrease of GWs amplitude is correlated with the polar warming (see previous paragraph). Conversely, no obvious correlation between density perturbations and inverse temperature is found in the MRO aerobraking data : there is an increase in gravity waves activity from latitude -90° to -70°, while the tendency for inverse temperature is unclear, corresponding to $L_s \sim 35^\circ$ in Figure 5.13. Furthermore, the gravity waves activity decreases at $L_s \sim 95^\circ$, corresponding to a latitude of -20°, whereas it is not the case for inverse temperature. Correlations have been calculated for the three instruments between the gravity waves amplitude and inverse temperature as done for MAVEN in Figure 5.10, but for all of them the correlation coefficient R remains below 0.5. The largest correlation coefficient is obtained for ODY ($R = 0.48$), whereas it is around 0.2 for the two other datasets.

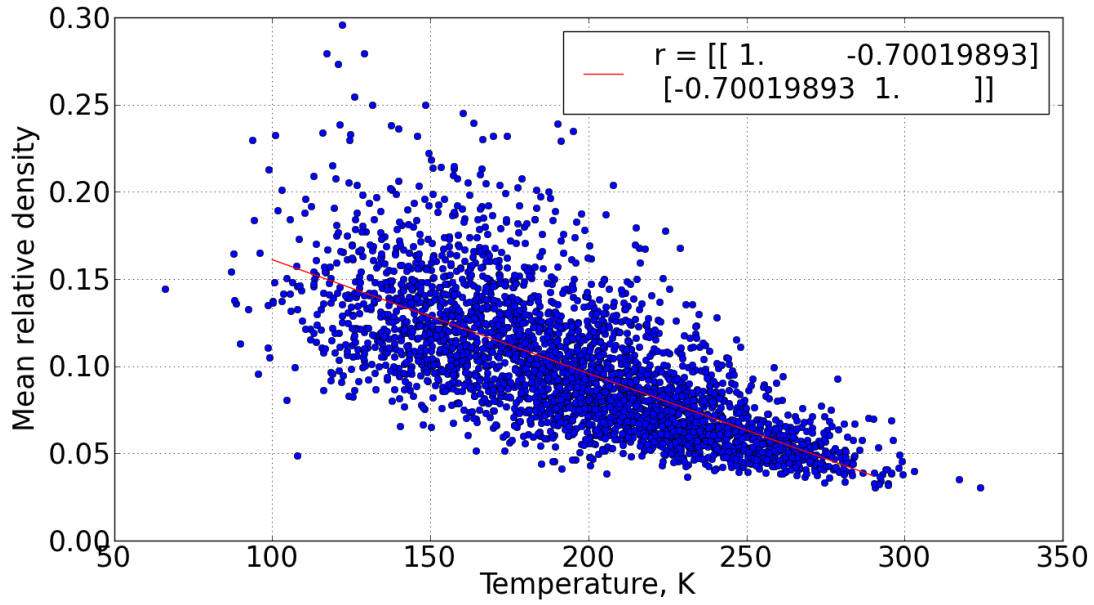


FIGURE 5.10 – Correlation between the average of the absolute relative density and the average of the background temperature calculated for MAVEN/NGIMS data over the inbound leg of each orbit. Temperature is obtained from the density observations by means of the ideal gas law and the hydrostatic equilibrium

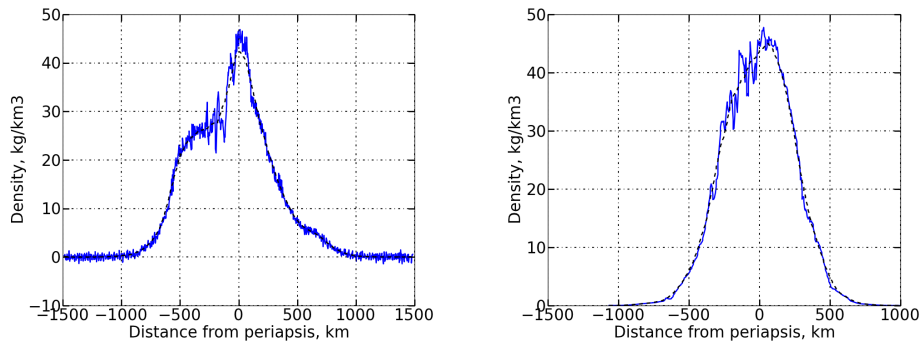


FIGURE 5.11 – Examples of orbit 155 of ODY and orbit 250 of MRO. Density variations in kg km^{-3} in function of the distance from periapsis in km

2.5.b Discussion

The correlation between density perturbations, caused by gravity waves, and the inverse background temperature, suggested by equation 5.8, appears to be observed by MAVEN/NGIMS. A similar correlation, albeit less clear-cut than with the MAVEN/NGIMS dataset, is also noticed during ODY aerobraking phases at high latitudes. This correlation seems to be observed at certain locations for MGS, as seen in the previous section, and also in particular cases for MRO, as seen in the previous section for the orbits located in the polar warming. However, for those two spacecrafts, the correlation is not clear at all in the global analysis of the complete datasets.

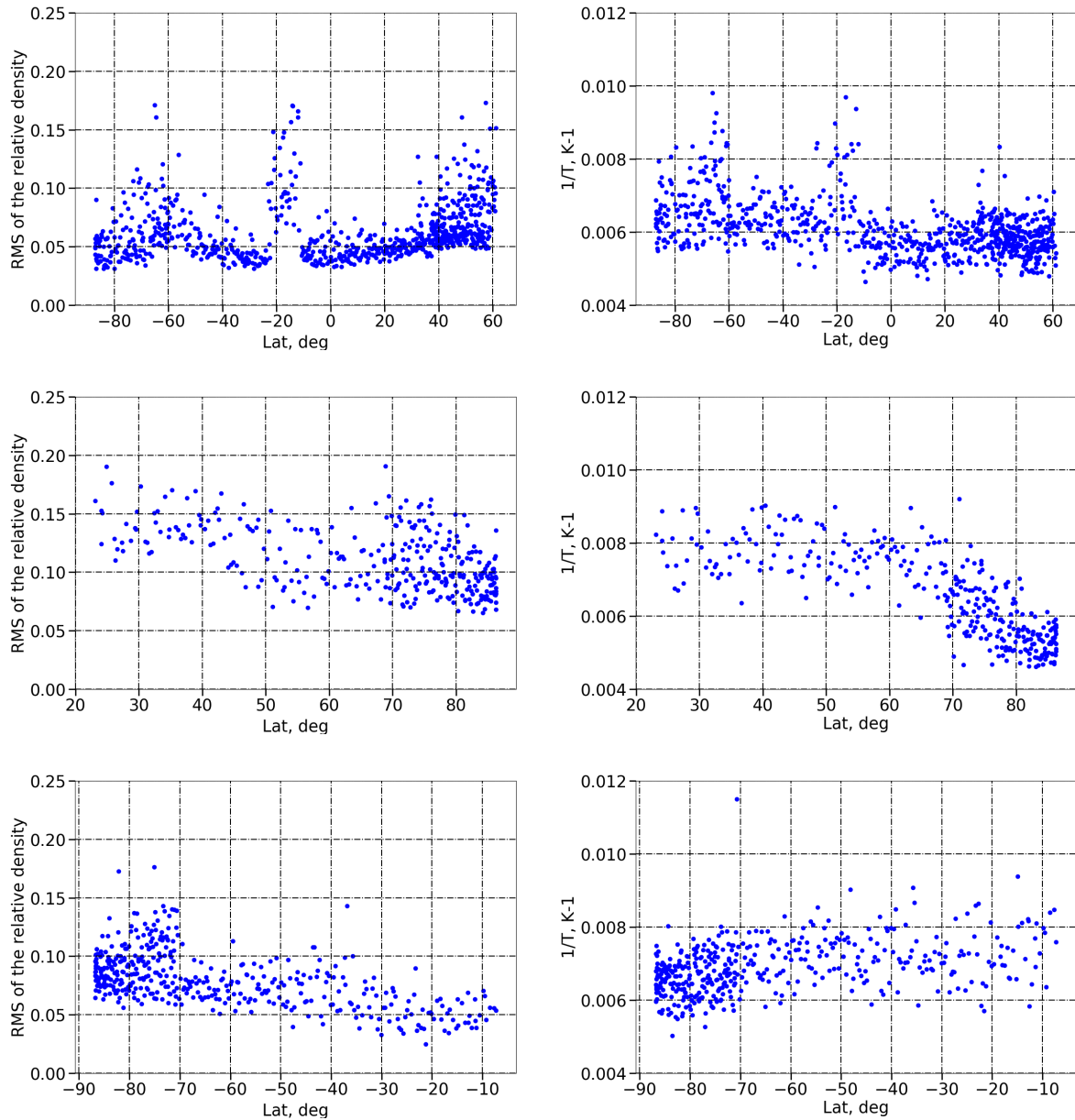


FIGURE 5.12 – From the upper to the lower : MGS, ODY, MRO. From the left to the right : RMS of the relative density calculated over the outbound leg according to the latitude of the orbit’s periapsis, inverse of the mean background temperature calculated from the observations over the outbound leg according to the latitude of the orbit’s periapsis

The aerobraking density measurements correspond to periapsis conditions at lower altitudes than the MAVEN/NGIMS measurements (cf. Figure 5.1). There, the assumption of isothermal profiles could not be valid. Indeed, in Figure 5.14 we compare the temperature gradients calculated with the MCD for the three aerobraking missions along with MAVEN/NGIMS. The Figure shows that MAVEN/NGIMS data mainly correspond to isothermal profiles, whereas the three other instruments present larger temperature gradients. Yet, equation 5.8 is only effective in isothermal conditions. As a matter of fact, we observe in the ODY data that a potential correlation between gravity wave activity and inverse temperature only appears

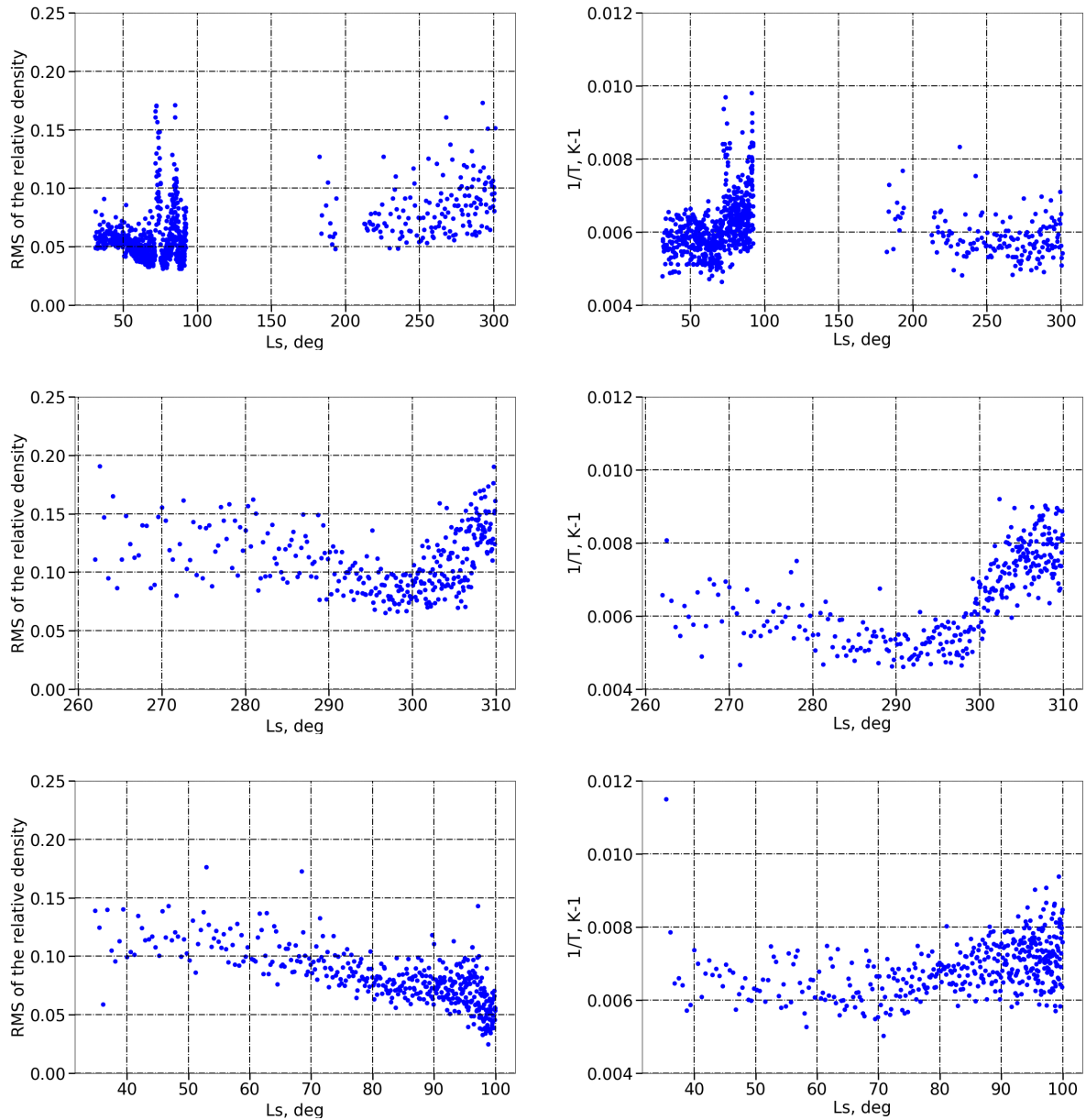


FIGURE 5.13 – From the upper to the lower : MGS, ODY, MRO. From the left to the right : RMS of the relative density calculated over the outbound leg according to L_s , inverse of the mean background temperature calculated from the observations over the outbound leg according to L_s

where the temperature gradient is the lowest, at higher latitudes. This is also possibly the case for MGS at the points located around latitudes -60° and -20° . However, MRO, which presents the lowest temperature gradient, presents no clear correlation with the inverse temperature. There could be an explanation for the temperature gradient being lower for ODY and MRO, despite the fact they are lower in altitude : at polar latitudes, the polar warming shifts the threshold for isothermal conditions to lower altitudes in the mesosphere. Furthermore, when the temperature gradient is significant, the more general equation 5.6 shall prevail instead of equation 5.8, which means that the amplitude of gravity waves is proportional to the static stability N^2 rather than the inverse background temperature.

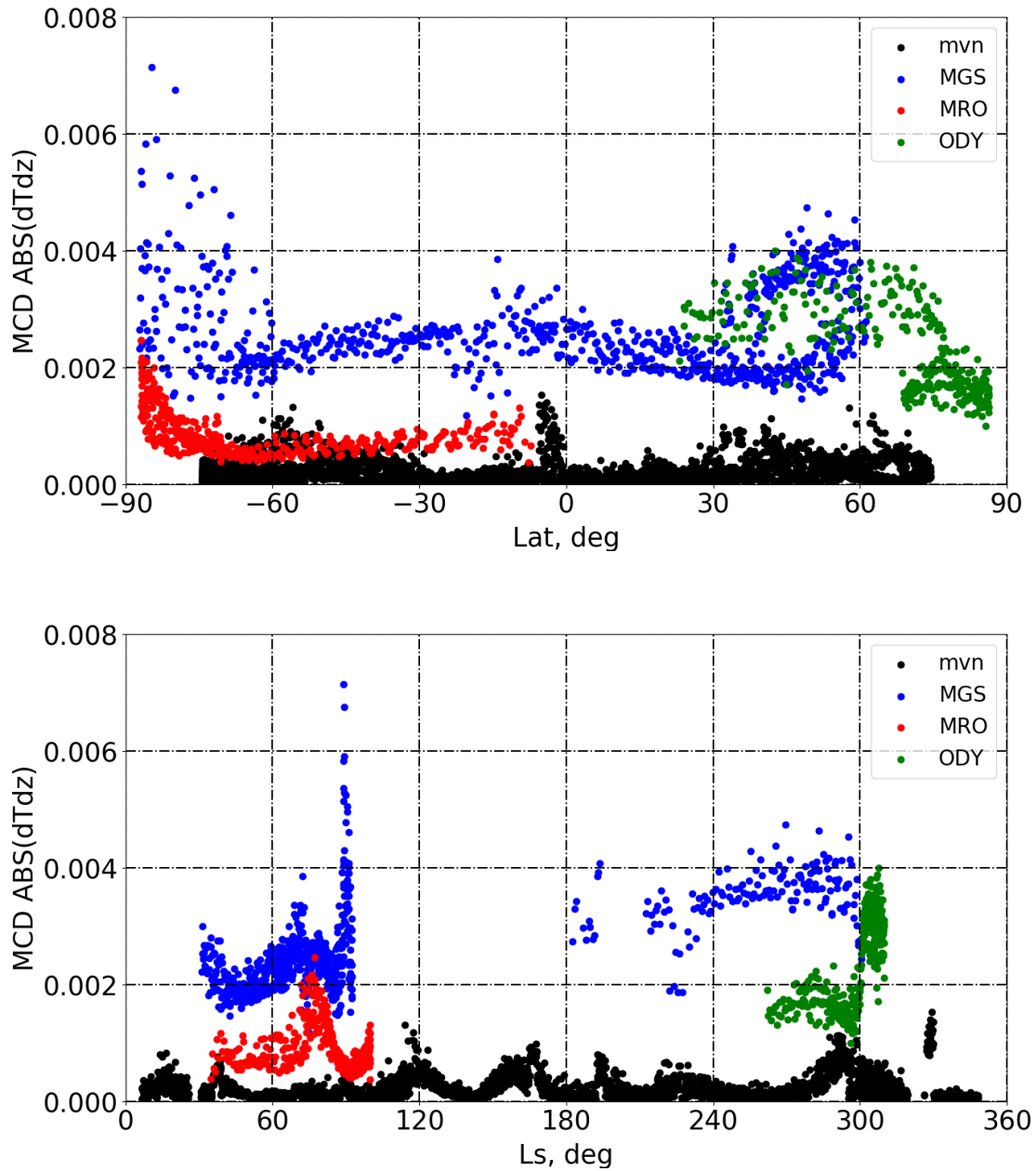


FIGURE 5.14 – Upper : Absolute value of the mean temperature gradient along the latitude calculated with the MCD over the outbound leg of each orbit of the different aerobraking instruments and MAVEN/NGIMS. Down : Absolute value of the mean temperature gradient along the L_s calculated with the MCD over the outbound leg of each orbit of the different aerobraking instruments and MAVEN/NGIMS.

The possible correlation with static stability N^2 can be tested with the MCD in the conditions that were met by the aerobraking measurements. Figure 5.15 displays the comparison between the RMS of the relative density acquired at the different aerobraking orbits and the static stability calculated from the MCD (for the corresponding orbital spatio-temporal coordinates). We observe the same peak of gravity waves activity and static stability for MGS at latitude -20° and in the North pole, but not for the other

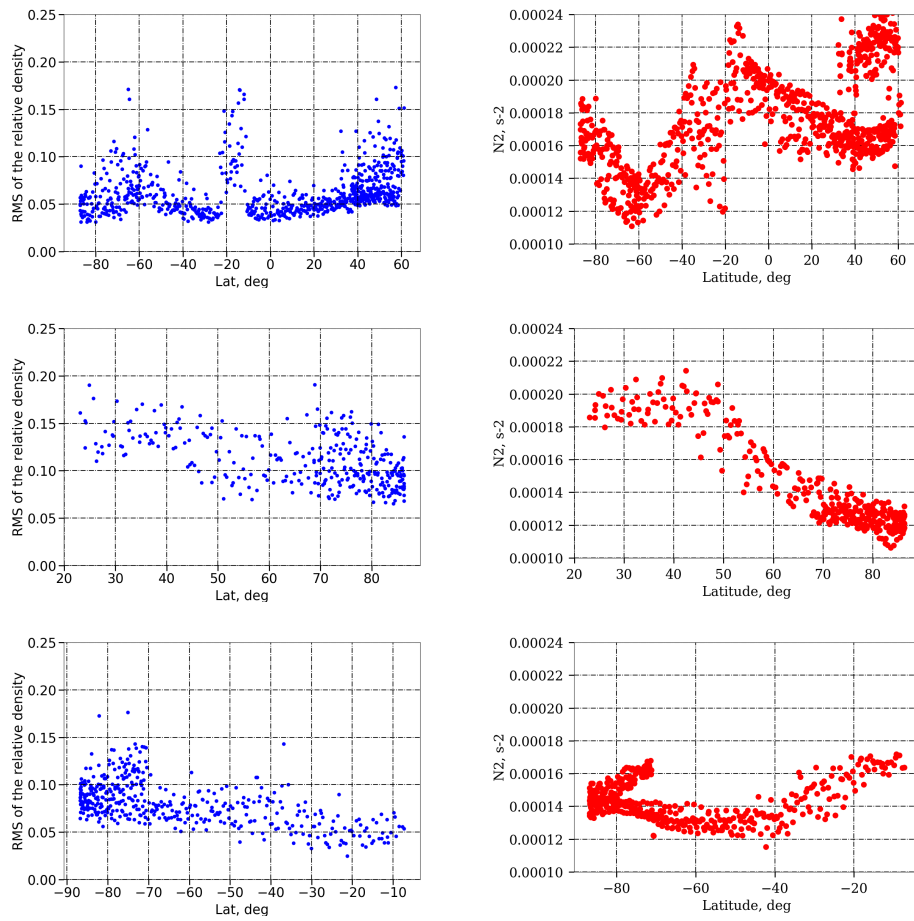


FIGURE 5.15 – From the upper to the lower : MGS, ODY, MRO. Left : RMS of the relative density calculated over the outbound leg of each orbit of aerobraking data according to the latitude of the orbit’s periapsis; Right : Mean static stability N^2 calculated over the outbound leg of each orbit of aerobraking data according to the latitude of the orbit’s periapsis, N^2 has been calculated by means of the Mars Climate Database (MCD) at the different orbital characteristics and with the corresponding dedicated MCD dust scenarios of Mars Year (MY) 25 (MCD detailed document, [Montabone et al. \(2015\)](#))

latitudes. A good correlation between the GWs activity and the static stability, as with the inverse temperature, can be found for ODY. Regarding MRO, the static stability N^2 correlates well to the observed amplitude of gravity waves in high-latitude regions (latitudes above -50°S), but such a correlation is not found at lower latitudes.

There might be multiple reasons for aerobraking measurements not following equation 5.6 in the low and mid latitudes. Firstly, while no correlation was found with potential sources of gravity wave, it is still possible that outside the polar regions, propagation effects would compete with the regional variability of gravity-wave sources. Secondly, following a similar argument, the filtering by critical levels was ruled out for a lack of clear tendency, but might be of peculiar importance for specific regions (see [Spiga et al., 2012](#)). Thirdly, the regional variability of vertical wavelength k_z , a parameter found in equations 5.6 and 5.8, in principle could impact density perturbations ([Smith et al., 1987](#)), which then would be less clearly correlated to static stability N^2 .

2.6 Conclusion

We have studied the seasonal and regional variability of density perturbations, putatively caused by the propagation of gravity waves in the thermosphere, in different sets of data issued from the aerobraking phases of MGS, ODY and MRO (accelerometers) and the observations of the NGIMS instrument on board MAVEN. The modeling compiled in the Mars Climate Database has been used to complement background atmospheric conditions obtained by observations. Our conclusions are as follows :

1. The correlation found in the MAVEN observations by [Terada et al. \(2017\)](#) between the inverse background temperature and the density perturbations reasonably extends to the ODY aerobraking measurements, but not to the MGS and MRO aerobraking measurements. This result emphasizes the exceptional nature of MAVEN datasets, which combine both isothermal and saturated conditions (equation 5.8). The seasonal variability of inverse background temperature measured by MAVEN is reproduced in the Mars Climate Database.
2. In comparison to MAVEN/NGIMS measurements, MGS, ODY and MRO aerobraking data cover a lower layer in the thermosphere, where the Mars Climate Database predicts non-isothermal conditions. In these conditions, and under the hypothesis of saturation, a correlation between the gravity waves perturbation with the static stability is expected (equation 5.6). A correlation of density perturbations monitored both by ODY and MRO during aerobraking in polar regions with static stability N^2 is observed and indicates that wave saturation might be still dominant, but the isothermal conditions are no longer verified (equation 5.6).
3. The spatial variability of gravity-wave-induced density perturbations are difficult to explain for the global MGS dataset and in lower latitudes for ODY and MRO aerobraking, where no clear correlation with neither inverse temperature nor static stability is found. The effects of gravity-wave sources, or wind filtering effects through critical levels, were ruled out as explanations for most of the measured variability, yet might play a stronger role in the low-to-mid latitudes.

Future studies will employ measurements during the aerobraking phase of the ExoMars Trace Gas Orbiter, as well as new measurements by MAVEN, to confirm the conclusions drawn in this study and the existing literature. Broadening the knowledge of gravity wave activity in the mesosphere and thermosphere is crucial to understand the large-scale heat and momentum budget of this part of the Martian atmosphere.

CONCLUSION

CONCLUSION : RÉSUMÉ

Les mystères de l'atmosphère martienne n'ont pas fini d'être résolus et continuent de fasciner les scientifiques. Les modèles numériques de climats constituent de puissants outils pour appréhender la circulation globale de l'atmosphère. Le Modèle de Climat Global du LMD s'efforce de reproduire l'atmosphère martienne le plus fidèlement possible en comparaison perpétuelle avec les nouvelles observations apportées. Outre les processus de grande échelle qui régissent l'atmosphère dans ses grandes lignes, la circulation atmosphérique est fortement impactée par l'effet de mécanismes de petite échelle. Ces mécanismes explicités par des modèles plus fins de type méso-échelle ou "LES" doivent être pris en compte par les GCMs. C'est le principe des paramétrisations qui visent à simuler les phénomènes sous-maille, c'est-à-dire qui ne peuvent être résolus directement par le modèle. De nombreuses paramétrisations ont été implémentées dans le GCM du LMD au fur et à mesure que les observations ont apporté matière à comparaison. Le travail de cette thèse s'inscrit dans la même stratégie et tente d'implémenter de nouvelles paramétrisations relatives à des processus physiques dont on observe l'existence de façon récurrente mais dont on ne comprend pas encore bien tous les rouages.

Le cycle de l'eau martien joue un rôle majeur dans la circulation de l'atmosphère. Le GCM martien du LMD reproduit un cycle de l'eau satisfaisant en comparaison des observations cependant certains éléments restent à améliorer. Parmi ceux-ci l'observation systématique d'inversions de température en présence de nuages nocturnes de l'"aphelion cloud belt", c'est-à-dire dans les tropiques pendant le printemps et été de l'hémisphère nord, n'était jusqu'à présent pas reproduite par le modèle. Ces inversions, correspondant en réalité à des zones de convection intense dues à l'effet radiatif des nuages, sont finalement reproduites grâce à l'implémentation d'une résolution verticale plus fine dans le modèle.

Outre la résolution des couches mélangées nocturnes, le raffinement de la résolution verticale a permis de révéler par sérendipité la sensibilité du modèle au pas de temps physique, indépendamment du pas de temps de la microphysique adopté pour l'intégration des processus de formation des nuages de glace d'eau. Cette sensibilité est en vérité synonyme d'un effet de couplage entre les processus de la microphysique et un processus extérieur à la microphysique paramétrisé dans le modèle. Après la recherche d'un "coupable" en particulier, nous nous sommes résignés sur le fait que la microphysique lie intimement le cycle de l'eau et le cycle des poussières qui sont tous deux fortement impliqués donc couplés à l'ensemble des autres paramétrisations. Le pas de temps physique ne pouvant être tout simplement réduit pour cause de coût et temps de calcul, une stratégie, en cours d'implémentation, consiste à adopter une méthode de "super-cycling". Il s'agit d'optimiser au maximum le temps de calcul : le pas de temps général de la physique est réduit de moitié, cependant seules les paramétrisations nécessitant une résolution fine suivent ce pas de temps, alors que les autres sont appelées deux fois moins souvent.

Une autre piste d'amélioration concerne la représentation du givre d'eau martien. Elle a porté sur la prise en compte du dégagement de chaleur latente lors de la sublimation et de la condensation de celui-ci. L'effet ne s'est pas révélé significatif sur le cycle de l'eau actuel. En revanche son application à l'étude des paléoclimats martiens apporte des perspectives intéressantes. En effet, par le passé une obliquité plus élevée semble avoir pu offrir des conditions propices à l'obtention d'eau sous forme liquide à sa surface. Plusieurs simulations 1D menées dans des conditions très favorables d'obliquité, d'orbite, de pression atmosphérique et de propriétés de la surface montrent que dans ces conditions le dégagement de chaleur latente jouait alors un rôle crucial puisque sa prise en compte empêche la température de surface d'atteindre le seuil de température de fonte de l'eau. Et ce même à une obliquité encore plus extrême de 45° .

Le cycle des poussières est un ingrédient clé de la circulation de l'atmosphère martienne. De sa repré-

sensation exacte dépend très fortement celle du bilan radiatif et donc celle de l'ensemble de l'évolution physique et dynamique du modèle. C'est pourquoi une des stratégies adoptées par les modèles existants consiste à contraindre le cycle des poussières par les observations. Jusqu'à présent le modèle du LMD procédait à une injection de poussière en surface, et à un calibrage perpétuel de la colonne intégrée d'opacité de poussière à celle des observations. Ainsi, à chaque pas de temps la quantité de poussière intégrée verticalement dans le modèle était contrainte par les observations et suivait une évolution cohérente, alors que la poussière était bel et bien transportée par le modèle et décrivait librement sa distribution verticale. Bien que très efficace, cette méthode ne permet pas de voir la circulation réelle de la poussière, puisque, si celle-ci s'accumule quelque part, sa quantité totale dans la colonne du modèle sera ramenée à celle des observations. De plus, l'injection en surface a lieu à chaque pas de temps indépendamment de la saison ou de l'heure locale, ce qui ne correspond pas à un comportement réaliste. Une nouvelle méthode de contrôle de l'opacité de poussière a donc été implémentée et adoptée dans le modèle. Elle consiste à injecter la quantité de poussière correspondant à la différence entre l'opacité calculée par le modèle et l'opacité observée directement à la surface du modèle. La comparaison est faite chaque sol à 14 :00 heure locale avec la valeur lue par les observations à 14 :00 le sol suivant. L'injection de poussière en surface est effectuée sur une fenêtre temporelle ajustable. On choisit de faire la comparaison avec le sol suivant car cela permet de laisser le temps à la poussière d'atteindre cette cible. Le test de comparer à 14 :00 avec les observations du jour ne donne pas vraiment de différence significative mais apporte un léger décalage sur le suivi des observations : si le jour suivant il y a moins de poussière on en a injecté trop, si le jour suivant il y en a plus on n'en a pas assez injecté. Dans le cas d'une opacité du modèle supérieure aux observations on ne retire pas de poussière, c'est-à-dire qu'on laisse le transport et la sédimentation agir. L'analyse de l'effet de cette nouvelle méthode d'injection sur le cycle des poussières révèle que le modèle est capable de suivre convenablement les observations. Un problème subsiste dans la nuit polaire Nord dans laquelle la poussière s'accumule en trop grande quantité. Cet effet pourrait être corrigé par l'implémentation des nuages de CO₂ et du lessivage de la poussière.

Le modèle suit donc correctement les observations en terme de colonne intégrée d'opacité de poussière. Cependant, plusieurs observations montrent que le modèle ne parvient pas à reproduire la distribution verticale de la poussière. Les mesures de l'instrument MCS révèlent notamment la structure en couche détachée de la poussière visible dans les tropiques et tout au long de l'année martienne. Cette différence vis-à-vis de ce qui est observé suggère l'action de mécanismes sous-maille non pris en compte par le modèle. La paramétrisation des « rocket dust storm » implémentée par Wang et al. (2018) dans le modèle permet d'obtenir l'effet de couche détachée pendant la saison des tempêtes de poussière, lorsque la poussière concentrée est disponible en grande quantité dans l'atmosphère. Un développement du modèle que j'ai effectué pendant ma thèse a consisté à reprendre cette paramétrisation et à la coupler à la nouvelle méthode de contrôle d'opacité de poussière évoquée plus haut. Les résultats obtenus montrent que les paramètres qui contrôlent essentiellement l'altitude des couches détachées sont le entraînement et la fenêtre d'injection de poussière. En effet, ces deux paramètres impactent directement la concentration de poussière injectée et par conséquent son effet radiatif.

La paramétrisation des « rocket dust storm » permet d'obtenir une structure de couche détachée uniquement pendant la saison des tempêtes. Le processus physique qui est suspecté de générer cette structure pendant la saison claire est l'entraînement de la poussière par les vents de pentes au-dessus des sommets de montagnes sous-maille. Pendant ma thèse j'ai développé et implémenté une paramétrisation de cet effet dans le modèle. Les principaux résultats sont que dans ces conditions la poussière crée effectivement une couche détachée globale, mais que celle-ci reste plus basse que celle observée, et ce malgré l'optimisation maximale des paramètres. Des couches détachées locales sont néanmoins obtenues à des altitudes de 30 km à 50 km au-dessus des hautes topographies telles qu'Olympus Mons et Arsia Mons. De plus, dans cette configuration, la poussière entraînée massivement en hauteur est ensuite

transportée par les mouvements de grande échelle et s'accumule dans les pôles. Le suivi du transport de la poussière et de son accumulation est par ailleurs rendu possible par l'utilisation de la nouvelle méthode de contrôle d'opacité de poussière présentée plus haut. Cet effet suggère que l'action des vents de pentes, bien qu'elle soit incontestable selon les multiples corrélations trouvées jusqu'alors, ne suffit pas pour l'instant à expliquer à elle seule la formation de la couche détachée globale observée par MCS.

L'eau et la poussière sont intimement liés dans les processus de grande et petite échelle. Une fois les nouvelles paramétrisations et autres améliorations implémentées dans le modèle, une analyse consiste à étudier les résultats de simulations sur une année martienne et l'impact des changements sur le cycle de l'eau et des poussières global.

La nouvelle méthode d'injection et de contrôle des observations de poussière entraîne une accumulation de poussière dans la nuit polaire Nord. Cette accumulation entraîne la formation d'une calotte nuageuse plus épaisse, et amplifie le biais par rapport aux observations. Par ailleurs, cette nouvelle méthode semble injecter plus de poussière dans l'atmosphère dans les tropiques pendant l'hiver Nord ce qui a pour effet de réchauffer l'atmosphère et de la rendre plus riche en vapeur d'eau, ce qui va en faveur d'une amélioration du modèle.

L'implémentation de l'entraînement de la poussière au-dessus des sommets utilisant une configuration de paramètres permettant d'obtenir une couche détachée la plus haute possible entraîne l'accumulation de la poussière dans les tropiques Sud pendant la saison claire. Cette accumulation tend à réchauffer l'atmosphère et à réduire la couche nuageuse prédite pendant la ceinture nuageuse de l'aphélie, ce qui va à l'encontre de ce qui est observé. Une optimisation des paramètres permet d'obtenir des couches détachées locales satisfaisantes au détriment d'une couche détachée globale, tout en préservant ainsi le cycle de l'eau. Des tests préliminaires incluant l'implémentation dans le modèle du lessivage de la poussière par la glace de CO₂ sont encourageants et vont en faveur d'une correction de l'effet de l'accumulation de poussière dans les pôles.

Parmi les effets sous-maille impactant profondément la circulation martienne on distingue particulièrement les ondes de gravité. Ces ondes qui peuvent provenir de nombreuses sources ont bien sûr un effet local sur les profils atmosphériques, mais aussi global lorsqu'elles déferlent et déversent leur énergie. Dans l'optique de mieux comprendre l'effet de ces ondes et leur impact sur l'atmosphère j'ai étudié leur comportement dans la haute atmosphère martienne observée par la sonde MAVEN et les accéléromètres de MGS, ODY et MRO. Dans les données de MAVEN, les variations des perturbations générées par les ondes de gravité dans la thermosphère sont clairement corrélées à la variation de l'inverse de la température d'environnement. Ce résultat démontré par [Terada et al. \(2017\)](#) est revisité à la lumière des autres mesures réalisées par les accéléromètres. Une même corrélation est trouvée pour les données de ODY, en revanche pas pour celles de MGS et MRO pour lesquelles le GCM suggère plutôt une corrélation avec la stabilité statique qui devrait apparaître lorsque l'on quitte les conditions isothermiques. Cette corrélation n'est cependant pas systématiquement vérifiée ce qui suggère l'action combinée des sources et niveaux critiques.

CONCLUSION : PERSPECTIVES

PROLONGEMENT DE LA THÈSE

Entraînement de l'eau au-dessus de la haute topographie sous-maille. Dans la continuité de ma thèse je travaille actuellement sur l'application de l'entraînement généré par les vents de pente vu au Chapitre 3 aux autres traceurs que la poussière, et notamment les traceurs de l'eau. Il serait extrêmement coûteux de transporter ces traceurs comme ceux de la poussière car cela nécessiterait de doubler, voire tripler le nombre de traceurs 3D dans le GCM. Il faut donc concevoir une paramétrisation qui modélise ce transport vertical et calcule l'injection des traceurs à partir des informations produites par la modélisation des flux de poussières. Pour cela on s'inspire largement du schéma de la plume thermique développé par [Colaïtis et al. \(2013\)](#), se basant sur le travail initial de [Hourdin et al. \(2002\)](#). On simplifie ce schéma en considérant que l'on connaît le profil de vitesse vertical calculé précédemment grâce à la poussière, et qui comprend l'entraînement par les vents de pentes au-dessus de la topographie sous-maille, ainsi que l'ascendance par chauffage radiatif. Grâce à ce profile de vitesse, et la fraction de maille définie également dans le Chapitre 3, sur laquelle on considère que le "panache" est concentré, on peut calculer l'entraînement et le déentraînement des traceurs sur le même principe que le panache thermique. Celui-ci se base sur l'hypothèse d'un état stationnaire dans lequel on exprime les rapports de mélange dans le panache et à l'extérieur du panache dans chaque couche du modèle à l'aide de l'entraînement et du déentraînement, eux-mêmes calculés avec la vitesse verticale et la fraction de maille que l'on considère constante pendant le transport.

Comme dans [Hourdin et al. \(2002\)](#) on définit le flux de masse $\hat{f}$, en $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, tel que $\hat{f} = x\rho\hat{w}$, avec x la fraction de maille, $\hat{w}$ la vitesse verticale au sein du panache et ρ la masse volumique en z . Le flux de masse $\hat{f}$ est relié au flux d'air entrant $\hat{e}$ et au flux d'air détraîné $\hat{d}$ par :

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial z} = \hat{e} - \hat{d} \quad (5.9)$$

Les propriétés de l'air à l'intérieur du panache sont quant à elles définies par l'équation de conservation :

$$\frac{\partial \hat{f}\hat{\phi}}{\partial z} = \hat{e}\hat{\phi}_e - \hat{d}\hat{\phi} \quad (5.10)$$

où ϕ est un scalaire, par exemple le rapport de mélange d'un traceur, et l'indice $_e$ est relatif à l'environnement. ϕ_e est relié à $\hat{\phi}$ dans le panache et à la valeur moyenne dans la maille $\bar{\phi}$ à un niveau z donné par :

$$\bar{\phi} = x\hat{\phi} + (1-x)\phi_e \quad (5.11)$$

L'équation 5.9 peut être discrétisée dans le modèle telle que :

$$\hat{E}_l + \hat{F}_{l-\frac{1}{2}} = \hat{D}_l + \hat{F}_{l+\frac{1}{2}} \quad (5.12)$$

Avec $\hat{E}_l/(z_{l+\frac{1}{2}} - z_{l-\frac{1}{2}})$ une estimation de l'entraînement $\hat{e}_z$, et toujours en considérant que la notation $\hat{}$ désigne les variables au sein du panache.

Le scalaire $\hat{\phi}$ dans le panache est alors déduit selon l'équation 5.10 discrétisée telle que :

$$\hat{E}_l\hat{\phi}_l + \hat{F}_{l-\frac{1}{2}}\hat{\phi}_{l-1} = \hat{D}_l\hat{\phi}_l + \hat{F}_{l+\frac{1}{2}}\hat{\phi}_l \quad (5.13)$$

Dans notre cas précis, on fait subir aux autres traceurs le même entraînement au-dessus de la montagne que celui de la poussière (voir Chapitre 3). Le calcul commence donc au-dessus de la montagne au niveau auquel on injecte la poussière provenant des couches inférieures, à savoir le niveau auquel la vitesse est maximale l_{wmax} (voir Chapitre 3). Dans ce cas on a $\hat{F}_{l+\frac{1}{2}} - \hat{F}_{l-\frac{1}{2}} < 0$ car la vitesse verticale ne fait que décroître, c'est uniquement le déentraînement qui domine et l'équation 5.12 devient $\hat{D}_l = -(\hat{F}_{l+\frac{1}{2}} - \hat{F}_{l-\frac{1}{2}})$. On a alors :

$$\hat{\phi}_{l_{wmax}} = \bar{\phi}_{PBL} \quad (5.14)$$

puis $\hat{\phi}_l$ est calculé avec l'équation 5.13 sur les niveaux suivants de $l_{wmax}+1$ au niveau le plus haut du modèle.

L'évolution temporelle du scalaire ϕ est finalement calculée par :

$$\rho_l \frac{\partial \phi_l}{\partial t} = \hat{D}_l \hat{\phi}_l - \hat{E}_l \phi_l - \hat{F}_{l-\frac{1}{2}} \hat{\phi}_{l-1} + \hat{F}_{l+\frac{1}{2}} \hat{\phi}_l \quad (5.15)$$

On remarque que l'on assimile la valeur du scalaire de l'environnement ϕ_e à celle sur toute la maille $\bar{\phi}$ pour simplifier. Or cette hypothèse n'est valide que pour $x \ll 1$, ce qui est loin d'être le cas pour la haute topographie, typiquement pour Olympus Mons pour lequel $x=1$. Nous n'avons pas encore de résultats avec ce schéma, seuls quelques tests en 1D ont été initiés.

Paramétrisation de l'entraînement de la poussière par les dust devils. Les dernières conférences dédiées à l'étude de Mars ont été l'occasion de discuter avec les autres membres de la communauté scientifique notamment au sujet des fameuses couches détachées. Une discussion avec Nick Heavens, dont la présentation détaillait particulièrement la distribution verticale de la poussière observée par MCS s'est avérée enrichissante : au vu de la distribution longitudinale observée, ce dernier suggère que le seul mécanisme d'entraînement par les hautes montagnes de la poussière en hauteur ne peut être l'unique ou même majeur responsable de la présence de poussière en hauteur. En revanche, les dust devils, qui sont très fréquents à la saison claire et apparaissent sur toutes les longitudes pourraient constituer une source importante d'injection en hauteur de la poussière en créant des « nuages de poussière » susceptibles d'ascendance par chauffage radiatif au-dessus de la couche limite. Bien que la théorie des dust devils ait été écartée jusqu'alors, pour les raisons évoquées en début de Chapitre 3, les résultats peu convaincants de l'implémentation de notre paramétrisation de l'entraînement de poussière par les vents de pente encouragent à creuser la question...

LES DÉVELOPPEMENTS EN COURS DU GCM MARTIEN

Dans l'optique de la diffusion de la version 6 de la Mars Climate Database plusieurs développements sont en cours parallèlement à ceux menés durant ma thèse. Une simulation comprenant l'ensemble des améliorations présentées dans cette thèse est en cours d'étude, avec notamment l'utilisation d'un pas de temps physique de 7.5 minutes au lieu de 15 minutes, et l'implémentation du "super-cycling" implémenté par Antoine Bierjon en stage au LMD depuis quelques mois sous la direction de François Forget, Ehouarn Millour et moi-même.

Implémentation de la microphysique des nuages de CO₂. L'implémentation des nuages de CO₂, dont la fine microphysique comprend, comme pour l'eau, la nucléation de la glace de CO₂ sur les aérosols, le grossissement de la glace, la supersaturation, le lessivage des aérosols, est un objectif important de la prochaine version de la MCD. Les aérosols sur lesquels la glace de CO₂ peut se condenser sont la poussière issue de la surface, mais aussi la poussière provenant de l'espace de type météoritique, ainsi que la glace d'eau qui s'est déjà condensée sur la poussière. La formation des nuages de CO₂ et le lessivage de la poussière, ainsi que des noyaux de condensation de glace d'eau, devrait réduire sensiblement l'accumulation de poussière au niveau de la nuit polaire (cf Chapitre 3) et améliorer la comparaison aux observations. Ce travail est basé sur la paramétrisation de la microphysique des nuages de CO₂ développée par [Listowski et al. \(2013\)](#) et [Listowski et al. \(2014\)](#), dont l'objectif était d'étudier en particulier la formation de ces nuages dans la mésosphère refroidie localement par le passage d'ondes de gravité. Il a été repris par Joachim Audouard sous la direction d'Anni Määttänen ([Audouard et al., 2017](#)), puis poursuivi sous la direction d'Anni Määttänen et de François Forget à l'occasion du stage de Déborah Bardet et récemment de celui de Lucas Teinturier, se focalisant tous deux sur les nuages de la nuit polaire. J'ai été impliquée dans l'avancement de ce projet notamment en aidant à l'utilisation du GCM. Depuis le mois de septembre un travail de post-doctorat a été initié sur ce sujet, toujours sous la direction d'Anni Määttänen et de François Forget.

Couplage à un modèle de sous-surface. Comme abordé dans le Chapitre 2, les échanges entre l'atmosphère et la sous-surface martienne ne sont pas représentés par le modèle. Le travail de stage de Julian Weinmann sous la direction de Pierre-Yves Meslin, dans la continuité du travail de post-doctorat réalisé par celui-ci ([Meslin et al., 2011](#)), a montré les améliorations apportées au modèle par l'implémentation d'un modèle de diffusion simulant les phénomènes d'adsorption et de désorption de l'eau et du méthane dans le régolithe martien ([Meslin et al., 2019](#); [Weinmann et al., 2019](#)). J'ai participé à ce projet notamment en aidant à l'utilisation du GCM et en fournissant des simulations de référence.

Le modèle de sous-surface purement diffusif est couplé au GCM du LMD et notamment au modèle de conduction thermique déjà implémenté dans le modèle. Il comprend 18 niveaux répartis de la surface jusqu'à 26 m de profondeur, avec une résolution qui décroît exponentiellement de la surface jusqu'en bas du modèle. Pour l'étude de la diffusion du méthane plusieurs états initiaux ont été testés avec différents scénarios pour modéliser la source initiale, ainsi que différentes durées de vie du méthane dans l'atmosphère. Les résultats ont révélés une grande influence de la prise en compte de la diffusion en sous-surface du méthane sur son cycle global. Les variations saisonnières observées par Curiosity dans le cratère de Gale sont reproduites. En revanche l'adsorption ne peut expliquer la disparition rapide du méthane, ce qui va à l'encontre des observations du Trace Gas Orbiter ([Korablev et al., 2019](#)). En ce qui concerne le cycle de l'eau, un modèle dans lequel on peut désactiver l'évolution atmosphérique a été utilisé pour contraindre les conditions aux limites du modèle de sous-surface et converger plus rapidement vers un état stable de l'eau. Plusieurs conditions initiales de la conductivité thermique de

la sous-surface ont été testées. Les résultats de ces simulations produisent un cycle de l'eau comparable à celui obtenu habituellement avec cependant une nette augmentation de la quantité globale de vapeur d'eau libérée dans l'atmosphère, ce qui n'est pas observé. Une possible explication de ces différences est que l'utilisation du modèle découplé de l'atmosphère empêche toute rétroaction entre atmosphère et sous-surface. Par ailleurs les profondeurs du dépôt de glace qui s'accumule dans la sous-surface ne correspondent pas exactement à ce qui est observé, notamment par Mars Odyssey (Feldman et al., 2004; Pathare et al., 2018). La prise en compte de l'adsorption demeure cependant essentielle dans l'étude de la formation du sous-sol martien en interaction avec l'atmosphère, notamment dans le contexte paléoclimatique avec la formation des fameux "North Polar Layered Deposits" observés dans la calotte polaire Nord. Une thèse est actuellement initiée sur ce sujet au LMD par Joseph Naar, sous la direction de François Forget.

Photochimie. Mentionnons également l'implémentation d'un nouveau « solveur » de chimie atmosphérique (Cariolle et al., 2017), ainsi que l'amélioration de la représentation de la basse-ionosphère (Cardnell et al., 2016), menées respectivement par Franck Lefèvre du LATMOS et Francisco Gonzalez-Galindo de l'IAA.

HDO. L'implémentation de la représentation de HDO et des rapports D/H dans le GCM martien est reprise à partir des travaux effectués par Montmessin et al. (2004) par Loïc Rossi en post-doctorat au LATMOS. Ces efforts de modélisation s'inscrivent notamment dans la perspective de comparer les résultats du modèle aux observations de l'instrument Atmospheric Chemistry Suite (ACS) à bord de la sonde Trace Gas Orbiter (TGO).

Simulateur d'observables. Le travail d'Antoine Bierjon, actuellement en stage au LMD sous la direction de François Forget, Ehouarn Millour et moi-même, se concentre, entre autre, sur le développement d'un simulateur d'observable permettant de comparer très précisément les sorties du modèle GCM aux observations des instruments spatiaux. Ce simulateur facilite la comparaison entre modèle et données.

Assimilation de données au GCM. Outre le développement du modèle, un outil très utile à la représentation de l'atmosphère martienne est l'assimilation de données. L'assimilation de données à un modèle de climat global consiste à guider les simulations du modèle par des observations de façon à combiner de façon optimale les résultats des calculs du modèle, basés sur les équations universelles, et les données connues de l'atmosphère. Un premier travail d'assimilation a été mené dans le GCM martien du LMD par Navarro et al. (2014a) et a été repris récemment par Roland Young avec l'assimilation des données récentes d'ACS/TIRVIM à bord de la sonde TGO, données traitées par Sandrine Guerlet (Young et al., 2019). Le projet futur est d'assimiler conjointement les données de l'instrument MCS à bord de la sonde MRO dont l'orbite couvre des heures locales complémentaires.

Une nouvelle grille dynamique. Outre l'amélioration de la représentation des phénomènes physiques, un nouveau modèle dynamique, Dynamico, a déjà fait ses preuves avec son application à la Terre et aux planètes géantes, et sera bientôt adapté au modèle martien. Ce modèle dynamique basé sur une grille icosaédrique (un icosaèdre est un solide à 20 faces), dont la résolution se définit par le découpage de ses faces en triangles équilatéraux, permet une couverture homogène de la planète et élimine les problèmes de filtrage liés à la déformation de la grille au niveau des pôles (Dubos et al., 2015). De plus ce modèle bénéficie de l'implémentation d'une complète parallélisation rendue très efficace encore une fois grâce à la nature de la grille adoptée. Néanmoins, cette nouvelle grille pose d'autres problèmes notamment en

ce qui concerne l'interpolation des résultats sur les coordonnées en latitude et longitude lisibles par les planétologues.

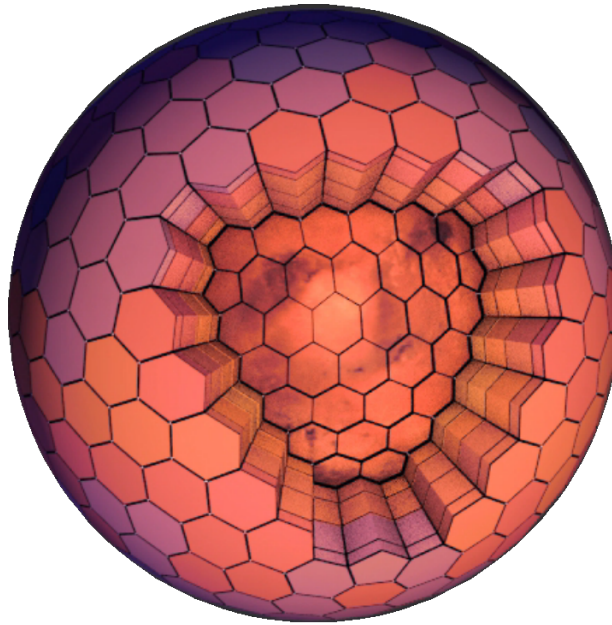


FIGURE 5.16 – Vue d'artiste de la représentation de la grille icosaédrique et des mailles hexagonales du modèle Dynamico appliqué à la planète Mars. Crédits : Xavier Carrobourg élève de l'école Estienne à Paris.

ANNEXE A

LES ONDES GRAVITÉ DANS LA MARS CLIMATE DATABASE

1 Introduction

The Mars Climate Database (MCD), developed by the Laboratory of Dynamic Meteorology (LMD, Paris), provides a complete set of atmospheric statistics computed from the MCD Model. Data of various fields (temperature, winds, pressure) together with atmospheric composition are stored from the surface up to a 300 km altitude over 12 months and 12 local times of day. Although fundamental information on diurnal and annual cycles are kept by the software, there is a need to simulate the intra-month or day-to-day variations, which are averaged out, and then provide a set of realistic range of variability for the fields the user wants to reproduce. The so-called large scale perturbations, added as input argument in the MCD, aim at simulating this variability based on a storage through Empirical Orthogonal Functions over the different simulated years.

Another particular source of atmosphere variability are the gravity waves, which are the consequence of a perturbation of the equilibrium between the force of gravity and the buoyancy generated by a fluid element displacement to a layer of different density. The current MCD simulates this phenomenon, the so-called small-scale perturbations, by modeling a vertical wave propagation. However, longitudinal propagation of the gravity waves was also revealed by first Mars Global Surveyor (MGS), then Mars Odyssey (ODY) and Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) during aerobraking operations. Aerobraking is the use of atmospheric drag for beneficial orbit changes via multiple passes through an upper atmosphere. Especially density variations were measured by the respective accelerometers and have provided observable longitudinal small-scale gravity wave spectra. More recently, the Mars Atmosphere and Volatile Evolution Mission (MAVEN) has also provided accurate measurements of the perturbed density leading to further observations of the gravity waves. The MCD has to be improved to take the longitudinal variations of gravity waves into account and give users even more realistic simulations.

2 Spacecraft data analysis

2.1 Accelerometer data during Mars aerobraking Operations of MGS, ODY, MRO

Orbits data collected from spacecraft Mars Global Surveyor (MGS), Mars Odyssey (ODY) and Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) can be a reference to study gravity waves and to compare results obtained with the MCD. MGS, ODY and MRO provided data during about 850, 320, and 430 passes covering latitude ranges from 60°N to 90°S, 30°N to 90°N, and 0° to 90°S, respectively. Periapsis altitudes varied from 95 to 130 km (Tolson et al., 2007b).

The data analysis has been restricted to ODY orbits up from 55°N (see Figure A.2), which are associated to Ls around 300°, to MRO orbits down from 55°S (see Figure A.3), associated to Ls between 40° and 95°, and to MGS orbits between 0°N and 60°N (see Figure A.4), which cover the widest range of seasons

from Ls 45° to 270°.

It has also to be mentioned that ODY and MRO orbits correspond to Mars years 25 and 28, which are two particular years known as representative for global dust storms, and MGS orbits cover Mars year 23, which is an example of a typical martian year.

Figures A.2, A.3 and A.4 display the relative density $dens_{rel}$ measured for 10 different orbits of respectively ODY, MRO and MGS. The relative density is plotted in function of the distance from the orbit's periapsis. In the presented Figures the frame was restricted to -400 to 400 km in order to focus on the aerobraking phase, meaning the entry into the atmosphere, which reveals gravity waves. Outside this frame, data are very perturbed by noise effects.

The relative density is calculated as follows :

$$dens_{rel} = \frac{dens_{1s} - dens_{40s}}{dens_{40s}} \quad (A.1)$$

where $dens_{1s}$ is the density measured during 1 second by the orbiter, and $dens_{40s}$ is a mean density averaged on 40 seconds. The analysis of the relative density instead of the absolute value allows a direct view of the effect of the gravity waves on the unperturbed meteorological variable, estimated by the average on 40 seconds.

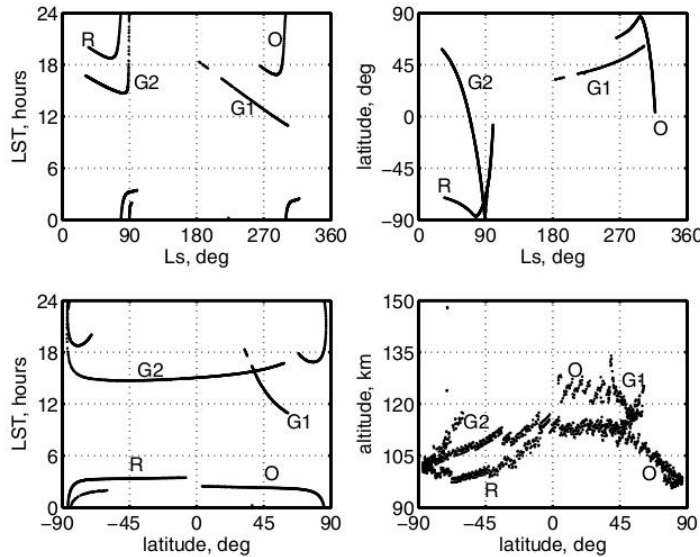


FIGURE A.1 – Span of atmospheric parameters covered by MGS, ODY, and MRO aerobraking periapsis locations extracted from Tolson et al. (2007b)

2.2 Neutral Gas and Ion Mass Spectrometer (NGIMS) data from MAVEN's measurements

The Mars Atmosphere and Volatile Evolution Mission (MAVEN) goal is to advance the understanding of the evolution of the martian climate and surface environment by exploring processes that lead to atmospheric escape. MAVEN's Neutral Gas and Ion Mass Spectrometer is designed to characterize the source region for escaping atoms, with measurements of the neutral upper atmosphere and ionosphere. Typical altitudes for NGIMS measurements are between $\sim 150 - 500$ km although periodic excursions down to ~ 125 km are planned. Over the course of the mission a wide range of latitudes, longitudes, and local times will be sampled. The elliptical orbit enables the space environment and the energy inputs into

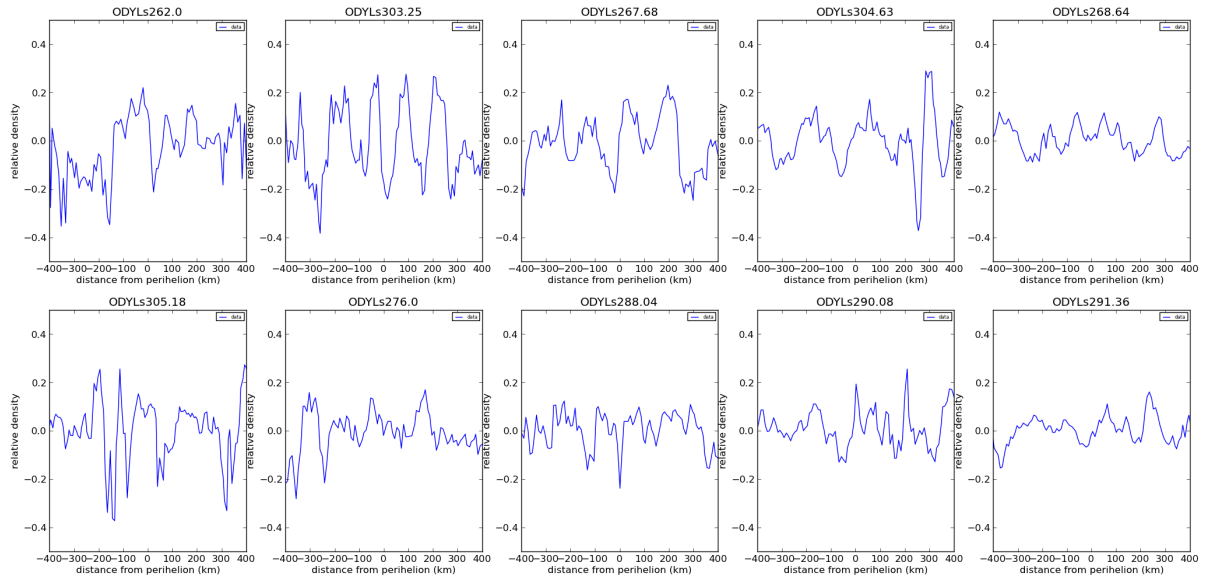


FIGURE A.2 – 10 ODY (Mars Odyssey) orbits samples of periapsis' latitude up from 55°N , relative density in function of the distance from the orbit's periapsis reduced to a frame of -400 - 400 km

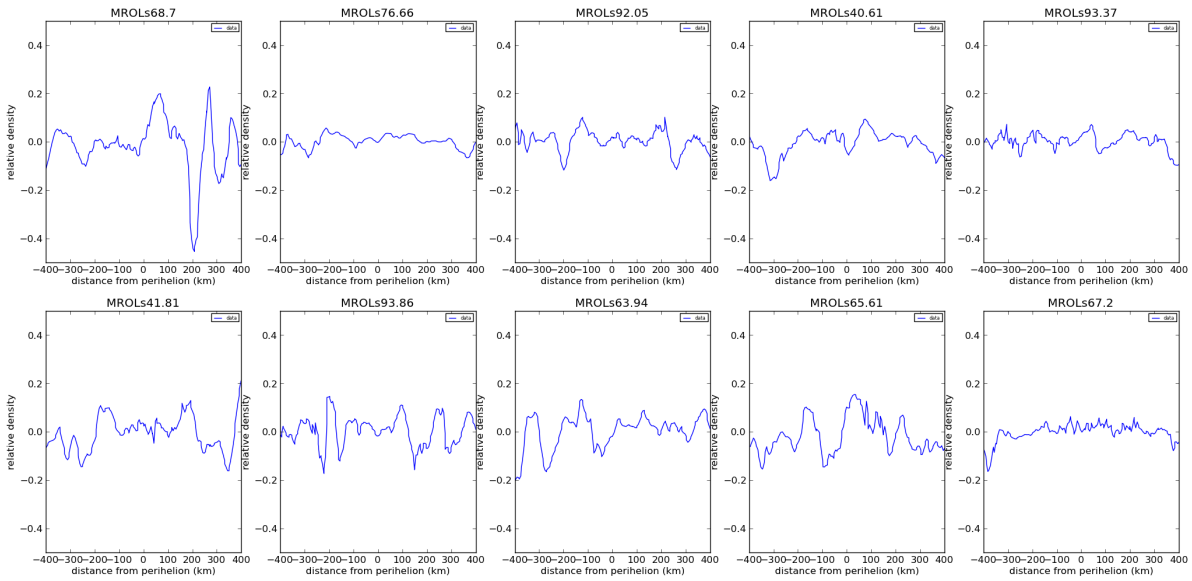


FIGURE A.3 – 10 MRO (Mars Reconnaissance Orbiter) orbits samples of periapsis' latitude down from 55°S , relative density in function of the distance from the orbit's periapsis reduced to a frame of -400 - 400 km

the upper atmosphere to be regularly measured with MAVEN instruments (Mahaffy et al., 2015). These instruments are able to perform much more precise measurements than the previous presented acce-

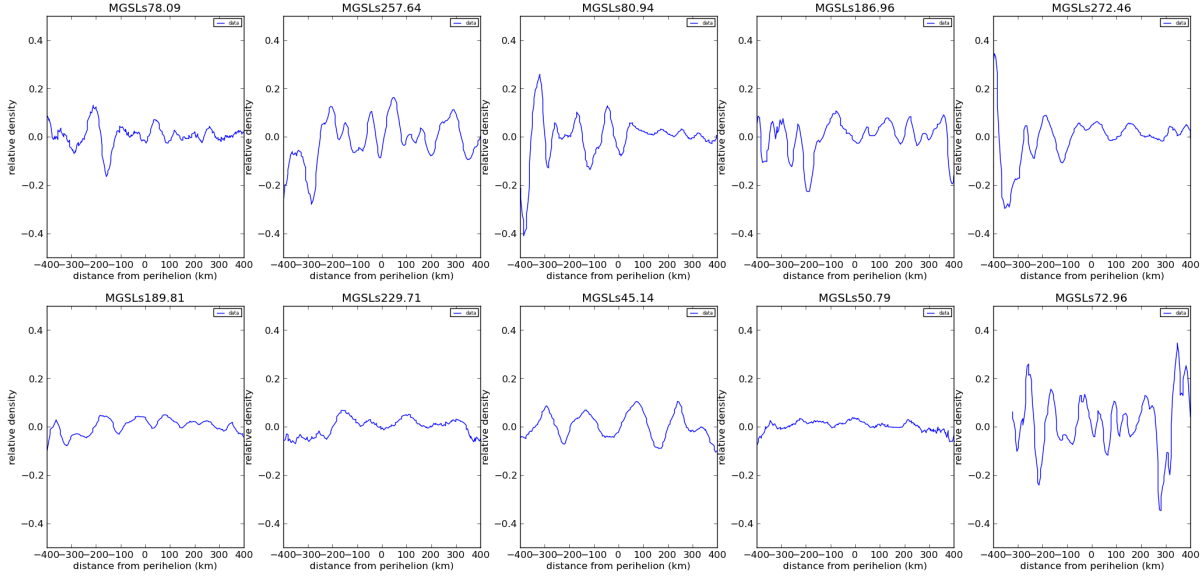


FIGURE A.4 – 10 MGS (Mars Global Surveyor) orbits samples of periapsis' latitude between 0°N and 60°N , relative density in function of the distance from the orbit's periapsis reduced to a frame of -400 - 400 km

lerometers ODY, MRO and MGS. At the time present investigation was undertaken, some lately gathered and unpublished data, observable in Figure A.5, were available. They clearly revealed the presence of gravity waves in the upper atmosphere, by providing the variation of neutral gas and ions, which are directly linked to the simple variation of the density. These data provided an interesting approximation of a typical gravity wave relative amplitude and wave length, respectively 0.2 and 220km, and the orders of magnitude could also be taken as a reference.

Meanwhile complete datasets of NGIMS observations have been released and are now available to accurate and extend the investigation to further orbits characteristics. Figure A.6 displays the relative density for a sample of 6 orbits retrieved from MAVEN datasets. Relative density has been calculated by the LMD from available raw data (single species abundance) with a running mean over 40 seconds, as for the previous cases (see (A.1)).

3 MCD : expression of the spatial propagation

3.1 Current MCD small-scale perturbations modelling

The surface stress exerted by a vertically-propagating, stationary gravity wave can be written :

$$\tau_0 = k\rho_0 N_0 |v_0| \sigma_0 \quad (\text{A.2})$$

where k is a characteristic gravity wave horizontal wave number, ρ_0 is the surface density, N_0 is the surface Brunt Väisälä frequency, v_0 is the surface vector wind and σ_0 is a measure of the orographic variance. In this case we choose the model sub-grid scale topographic variance. The surface stress can be related to the gravity wave vertical isentropic displacement, δh , by :

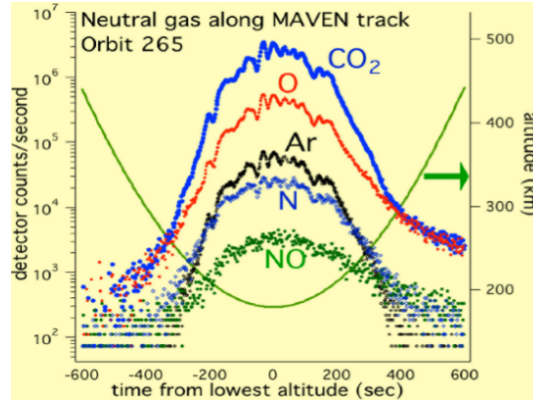


FIGURE A.5 – Neutral and ion measurements on MAVEN orbits 264 and 265

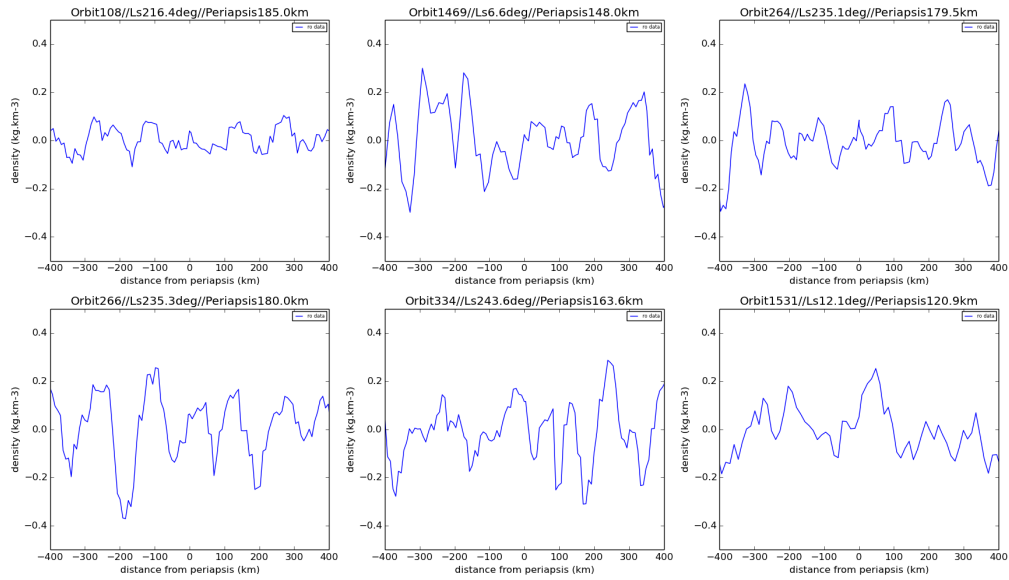


FIGURE A.6 – 6 MAVEN (Mars Atmosphere and Volatile Evolution Mission) orbits samples (orbit number//Solar Longitude//Periapsis altitude), relative density in function of the distance from the orbit's periapsis reduced to a frame of -400 - 400 km

$$\tau_0 = k\rho_0 N_0 |v_0| (\delta h)^2 \quad (\text{A.3})$$

We then assume that the stress, σ_0 , above the surface is equal to the one at the surface. This leads to an expression for the wave displacement δh , at height z :

$$\delta h = \sqrt{\frac{\rho_0 N_0 |v_0| \sigma_0}{\rho N |v|}} \quad (\text{A.4})$$

where ρ , N and v are respectively the density, Brunt Väisälä frequency and wind vector at height z . The gravity wave perturbation to a meteorological variable is calculated by considering vertical displace-

ments of the form :

$$\delta z = \delta h \sin\left(\frac{2\pi z}{\lambda} + \phi_0\right) \quad (\text{A.5})$$

where λ is a characteristic vertical wavelength for the gravity wave and ϕ_0 is a randomly generated surface phase angle. Perturbations to temperature, density and wind at height z are then found by using the value at $z + \delta z$ on the background profile, with the perturbations to temperature and density calculated on the assumption of adiabatic motion to the valid height. A value can be chosen for λ ($\lambda=16\text{km}$ as a default, as it provides a reasonable comparison with the observed Viking entry temperature profiles above 50km), in the range of 2 - 30 km; longer vertical wavelength should be well resolved by the model and shorter wavelengths result in negligible perturbations. An example of several small scale perturbations is shown Figure A.7 (see MCD v5.2 detailed design document for more details).

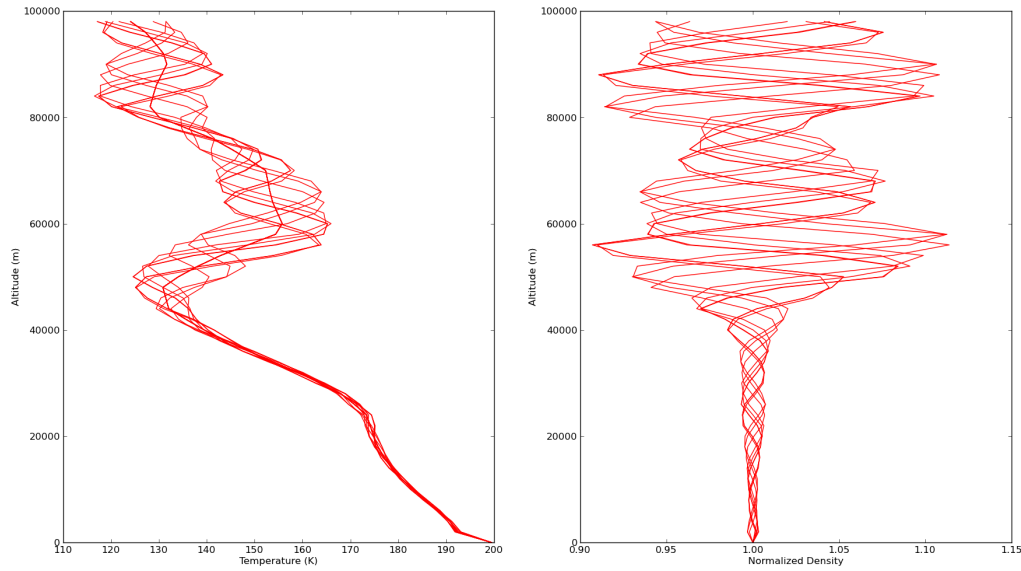


FIGURE A.7 – Series of 10 perturbations, all with the same wavelength (16km), generated by the small scale variability model added to mean profiles of temperature and density from the MCD. Left plot : Atmospheric temperatures (including unperturbed profile). Right plot : density deviations (i.e. perturbed over unperturbed density ratios). Profiles obtained at longitude 230° East, latitude 30° South, Solar Longitude $L_s=73^\circ$ and a local time of 10 hours.

3.2 Longitudinal propagation

The sinus term of (A.5) formulates the spatial propagation of the perturbation and, as mentioned before, only vertical propagation, along the altitude coordinates z , is currently taken into account. To retrieve an horizontal variation of the gravity wave, this expression has to be completed by longitudinal propagation terms, which can be formulated through the longitude and latitude displacements.

Although the first idea would have been to merely add x and y propagation terms, results remain unsuc-

cessfull, as the displacements consist in a combination of many directions and are hardly reproducible by an universal function.

In that way, the final approach relies on a dynamic fit to the entered longitudes and latitudes considering that the horizontal wave propagation is characterized by the longitudinal trajectory it is measured on. It is then possible to define a characteristic distance, representative for the wave propagation direction, between the trajectory's initial point at (lat0,lon0) and its following points at (lat,lon) (where lat and lon are respectively the latitude and longitude). This strategy relies on the trajectory's initial point resaving at every new seed (see paragraph "MCD use") simulation launch, and on its keeping value for a complete set of points launched by the same seed. It has to be reminded that the seed, which is entered by the user, characterizes a new set of realistic data variability.

The distance between initial coordinates (lat0,lon0) and dynamic coordinates (lat,lon), named Dist, can be expressed as follows :

$$Dist = 2R_{Mars} \arcsin\left(\sqrt{\sin\left(\frac{lat - lat_0}{2}\right)^2 + \cos(lat_0) \cos(lat) \sin\left(\frac{lon - lon_0}{2}\right)^2}\right) \quad (A.6)$$

Now a characteristic distance has been defined, it is associated to a typical wavelength λ_{Dist} and the complete formulation of the vertical displacement δz becomes :

$$\delta z = \delta h \sin\left(\frac{2\pi z}{\lambda} + \frac{2\pi Dist}{\lambda_{Dist}} + \phi_0\right) \quad (A.7)$$

The horizontal wavelength observed varies from one dataset to another, although it remains in the same range of values. To create a realistic order of magnitude based on observations, λ_{Dist} is then related to the value of λ fixed by the user as $\lambda_{Dist} = 10 \times \lambda$.

3.3 Saturation

The MCD currently provides gravity waves modulations in a frame of amplitudes limited by a defined saturation. The saturation is a consequence of a physical limit that cannot be overcome. If calculated values overcome a certain threshold, they are set to a maximum value, leading the signal to a constant maximum amplitude. In the current MCD the saturation threshold is settled by a maximum deviation dz_{max} , which can be added to the vertical coordinate z to re-calculate the perturbed meteorological variables, as explained above.

For thermodynamical reasons, dz_{max} is set to :

$$dz_{max} = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (A.8)$$

with λ still the vertical wavelength as defined in equation (A.5). The so-formulated saturation effect is been challenged by the data observations : some of them present very high amplitudes, against others, which stay under lowest values.

In order to perform a more realistic frame of amplitudes variability, a random coefficient generated by the seed making the saturation threshold vary between $\frac{\lambda}{2\pi}$ and $3 \frac{\lambda}{2\pi}$ is finally introduced.

4 MCD use

Gravity waves are implemented in the MCD with the perturbation 3 (or 4 if the user wants to add also the large scale perturbations, see MCD v5.2 user Manual) as small scale perturbations. Once the right per-

turkey has been set, the user has to choose the seedin (any randomly chosen number), which corresponds to the random number generator seed. For the first call to call_mcd, this value is used to seed the random number generator. If the value of seedin is changed between subsequent calls to call_mcd, it triggers the reseeding of the random number generator and subsequently the regeneration of a new perturbed atmosphere.

There is absolutely no change in the use of the MCD after the modification implemented for their horizontal variations. Just as before, the user, who wants to impose gravity waves for his simulation will set a seed number, which will generate independant random coefficients for both the horizontal wavelength (between 100 and 250 km) and the saturation threshold (between $\frac{\lambda}{2\pi}$ and $3\frac{\lambda}{2\pi}$).

It has to be noticed that, by reseeding, the initial coordinates ((lon0,lat0), see (A.6)) are set to the current values of latitude and longitude, resetting the variable *Dist* described before (see (A.6)), representing the horizontal displacements from the first point to the others of the considered trajectory, to zero. Therefore, the same seed has to be conserved for the study of a set of coordinates constituting an horizontal displacement, if the user wants to observe the horizontal variability of gravity waves.

5 Validation

The equation (A.7) is finally introduced in the MCD with the variable λ_{Dist} between 100 and 250km, and the variable saturation between $\frac{\lambda}{2\pi}$ and $3\frac{\lambda}{2\pi}$, both randomly generated by the seed as explained before. As an example, polar characteristics of ten selected orbits are applied as entry data to the MCD (longitude, latitude, local time, solar longitude Ls), and both observations and MCD results are compared. Results are visible on Figure A.8, the three MCD curves correspond to three different seeds, equivalent to three sets of possibility comprised in the range of variability compiled by the MCD.

The same comparison is done in Figure A.9 for the 6 MAVEN samples mentioned before.

For both samples sets, despite significant differences between orbiter and MCD data, MCD results present a quite satisfying range of variability of wavelength and amplitude and seem to appropriately cover data observations.

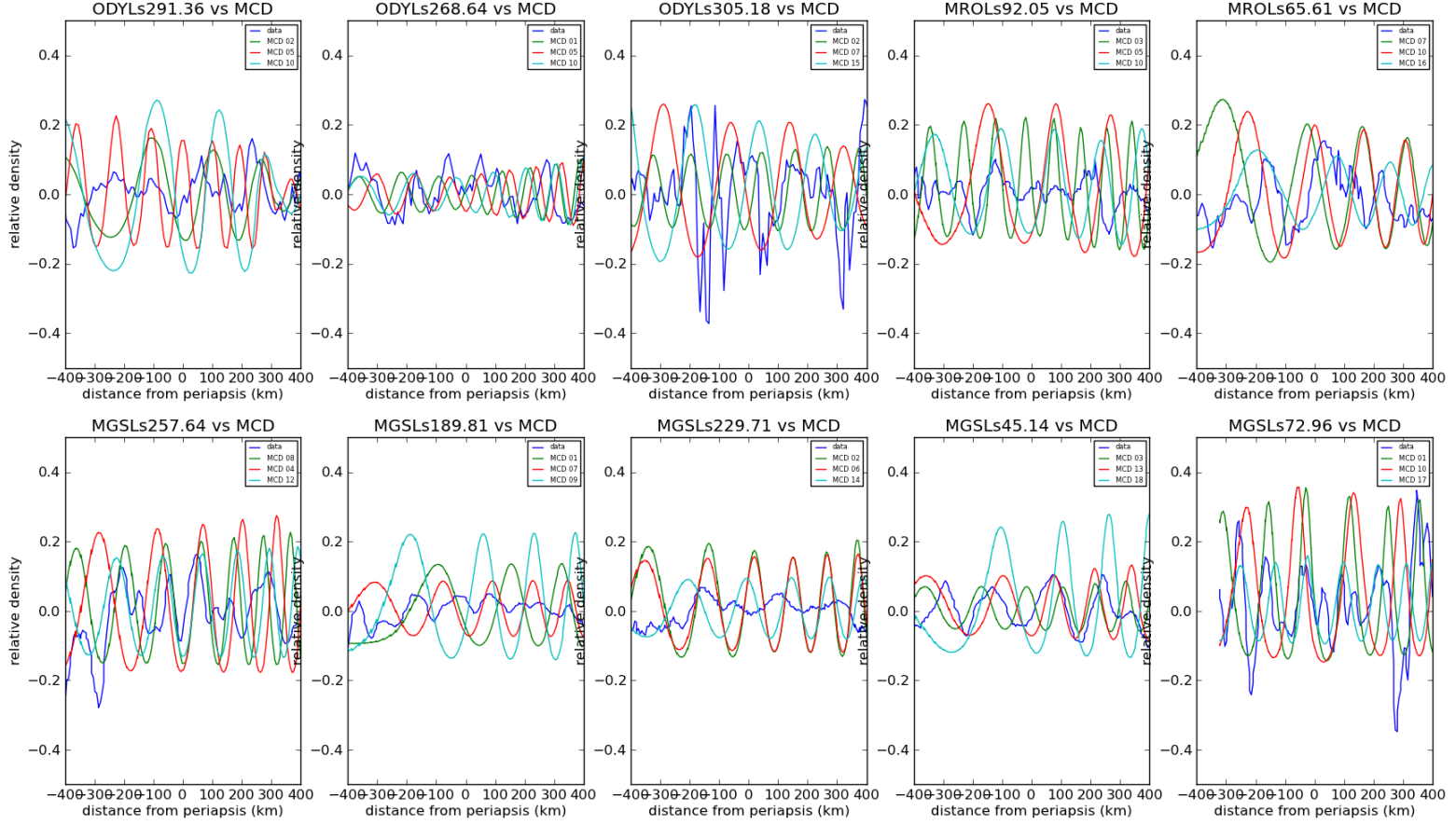


FIGURE A.8 – Relative density towards distance from periapsis for 10 selected orbits gathered from ODY, MGS and MRO, compared to MCD results generated with the same polar characteristics and for many different seeds. Only three of the best fitting seeds are displayed on the figure for the sake of clarity. For all simulations $\lambda=16\text{km}$, λ_{Dist} is randomly generated between 100 and 250km and saturation dz_{max} between $\frac{\lambda}{2\pi}$ and $3\frac{\lambda}{2\pi}$

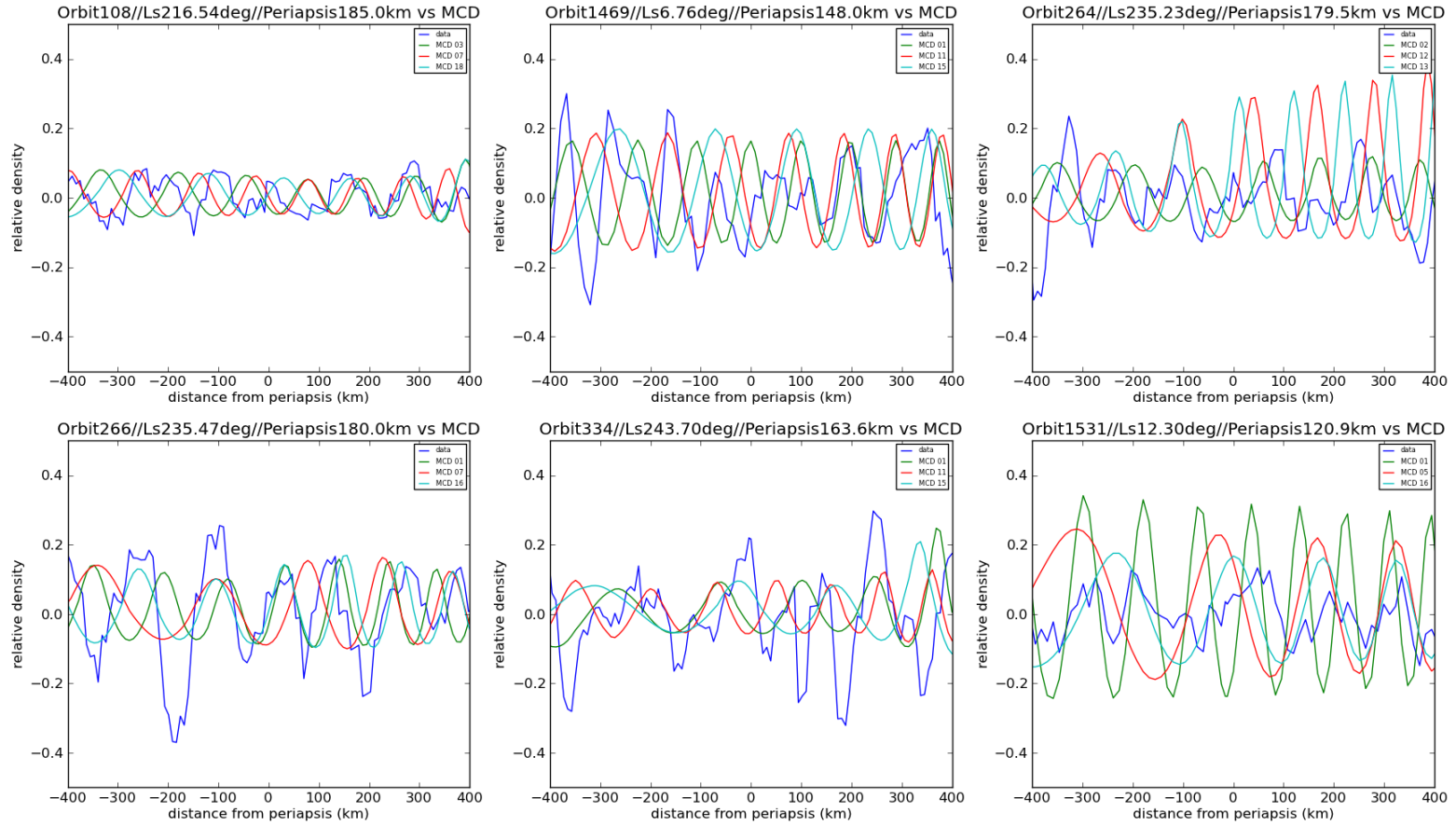


FIGURE A.9 – Relative density towards distance from periapsis for 6 selected orbits gathered from MAVEN, compared to MCD results generated with the same polar characteristics and for many different seeds. Only three of the best fitting seeds are displayed on the figure for the sake of clarity. For all simulations $\lambda=16\text{km}$, λ_{Dist} is randomly generated between 100 and 250km and saturation dZ_{max} between $\frac{\lambda}{2\pi}$ and $3\frac{\lambda}{2\pi}$

6 Application to the upper atmosphere

The gravity wave perturbation is represented by the vertical displacement δz generated by an orographic stress, as described in Equations A.4 and A.5. Then, the perturbation $T'(z)$ of the temperature $\bar{T}(z)$ is expressed as :

$$\begin{aligned} T(z) &= \bar{T}(z) + T'(z) \\ T'(z) &= \bar{T}(z + \delta z) - \bar{T}(z) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

The temperature perturbation is corrected to the potential temperature, in order to cancel the perturbation $T'(z)$ in case of convective instability such that $\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{g}{C_p}$:

$$T'(z) = T'(z) + \left(\frac{g}{C_p} \right) \delta z \quad (\text{A.10})$$

Then, the perturbation $\rho'(z)$ of density $\rho(z)$ is calculated from the perturbation $T'(z)$ of the temperature $\bar{T}(z)$ as :

$$\left| \frac{\rho'(z)}{\rho(z)} \right| = \left| \frac{T'(z)}{\bar{T}(z) + T'(z)} \right|$$

In the light of Vals et al. (2019), we can also wonder if the MCD is reliable in its representation of gravity waves in the upper atmosphere, in particular at saturation in the thermosphere. In the specific case of saturation we have $\delta z = \delta z_{max}$, a constant value, and in the specific case of isothermal conditions, the temperature is supposed to be constant as $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$. Consequently, from Equation A.9 we obtain $T'(z) = 0$, and the correction to the potential temperature (see Equation A.10) provides $T'(z) = \left(\frac{g}{C_p} \right) \delta z_{max}$. This leads to the equation :

$$\left| \frac{\rho'(z)}{\rho(z)} \right| = \left| \frac{\frac{g}{C_p} \delta z_{max}}{\bar{T} + \frac{g}{C_p} \delta z_{max}} \right|$$

Which means that we recover the correlation of the perturbation of the density to the inverse temperature demonstrated in Vals et al. (2019) :

$$\left| \frac{\rho'(z)}{\rho(z)} \right| \equiv \left| \frac{1}{\bar{T}} \right|$$

7 Conclusion

The modifications brought to the MCD have introduced an improved gravity waves implementation. Although no input arguments have been added to the function, the user is now able to simulate gravity waves effects under vertical and longitudinal displacements, covering a widest and more realistic field of variability.

According to the different datasets, gravity waves horizontal wavelenth and amplitude variations depend on their location on the globe, and also on the season they are passing through. Since MAVEN data have been released, much more orbit samples are now available to enable a more relevant statistical investigation of this dependency. The process of such a detailed investigation has been initiated by the LMD and has lead to the analysis of the systematic behaviour of gravity waves in the thermosphere.

Bibliographie

- Alexander, M. J., Geller, M., McLandress, C., Polavarapu, S., Preusse, P., Sassi, F., Sato, K., Eckermann, S., Ern, M., Hertzog, A., Kawatani, Y., Pulido, M., Shaw, T. A., Sigmond, M., Vincent, R., and Watanabe, S. (2010). Recent developments in gravity-wave effects in climate models and the global distribution of gravity-wave momentum flux from observations and models. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136(650) :1103–1124. :10
- Angelats i Coll, M., Forget, F., López-Valverde, M. A., Read, P. L., and Lewis, S. R. (2004). Upper atmosphere of Mars up to 120 km : Mars Global Surveyor accelerometer data analysis with the LMD general circulation model. *J. Geophys. Res.*, page 1011. :04
- Angelats i Coll, M., Forget, F., López-Valverde, M. A., and González-Galindo, F. (2005). The first Mars thermospheric general circulation model : The Martian atmosphere from the ground to 240 km. *Geophys. Res. Lett.*, 32 :4201. :05
- Appéré, T. (2012). *Cycle actuel de l'eau sur Mars : étude des dépôts saisonniers de l'hémisphère nord par télédétection hyperspectrale (OMEGA/Mars Express)*. thèse, Université Grenoble Alpes. :12
- Audouard, J., Määttänen, A., Listowski, C., Forget, F., Millour, E., and Spiga, A. (2017). Martian GCM with complete CO₂ microphysics. In *European Planetary Science Congress*, pages EPSC2017–254. :17
- Baines, P. G. and Palmer, T. N. (1990). Rationale for a new physically-based parametrisation of sub-grid scale orographic effects. Technical Report 169, Eur. Cent. for Medium-Range Weather Forecasts, Reading, England. :90
- Barnes, J. R. (1990). Possible effect of breaking gravity waves on the circulation of the middle atmosphere of Mars. *J. Geophys. Res.*, 95 :1401–1421. :90
- Barnes, J. R., Haberle, R. M., Pollack, J. B., Lee, H., and Schaeffer, J. (1996). Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA Ames general circulation model, 3, winter quasi-stationary eddies. *J. Geophys. Res.*, 101 :12753–12776. :96
- Barnes, J. R., Pollack, J. B., Haberle, R. M., Zurek, R. W., Leovy, C. B., Lee, H., and Schaeffer, J. (1993). Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA/Ames General Circulation Model, 2, Transient baroclinic eddies. *J. Geophys. Res.*, 98(E2) :3125–3148. :93
- Bell, J. M., Bougher, S. W., and Murphy, J. R. (2007). Vertical dust mixing and the interannual variations in the Mars thermosphere. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112(E12) :E12002. :07
- Benna, M. and Lyness, E. (2014). MAVEN Neutral Gas and Ion Mass Spectrometer Data, urn:nasa:pds:maven_ngims. :14
- Bertaux, J.-L., Fonteyn, D., Korabiev, O., Chassefière, E., Dimarellis, E., Dubois, J. P., Hauchecorne, A., Cabane, M., Rannou, P., Levasseur-Regourd, A. C., Cernogora, G., Quemerais, E., Hermans, C., Kockarts, G., Lippens, C., Maziere, M. D., Moreau, D., Muller, C., Neefs, B., Simon, P. C., Forget, F., Hourdin, F., Talagrand, O., Moroz, V. I., Rodin, A., Sandel, B., and Stern, A. (2000). The study of the martian atmosphere from top to bottom with SPICAM light on mars express. *Planet. & Space Sci.*, 48 :1303–1320. :00

- Bibring, J.-P., Langevin, Y., Mustard, J. F., Poulet, F., Arvidson, R., Gendrin, A., Gondet, B., Mangold, N., Pinet, P., and Forget, F. (2006). Global Mineralogical and Aqueous Mars History Derived from OMEGA/Mars Express Data. *Science*, 312 :400–404. :06
- Bottger, H. M., Lewis, S. R., Read, P. L., and Forget, F. (2003). GCM simulations of the Martian water cycle . In *Mars atmosphere modelling and observations workshop abstracts*, <http://www-mars.lmd.jussieu.fr/granada2003>. :03
- Bougher, S. W., Roble, R. G., Ridley, E. C., and Dickinson, R. E. (1990). The Mars thermosphere. II - General circulation with coupled dynamics and composition. *J. Geophys. Res.*, 95 :14811–14827. :90
- Branigan, T. L. (1965). Mariner 4 : Mission to Mars. *The Physics Teacher*, 3(7) :303–307. :65
- Briggs, G. A. and Leovy, C. B. (1974). Mariner 9 observations of the Mars north polar hood. 55 :278–296. :74
- Cantor, B. A., James, P. B., Caplinger, M., and Wolff, M. J. (2001). Martian dust storms : 1999 Mars Orbiter Camera observations. *J. Geophys. Res.*, 106 :23653–23688. :01
- Cantor, B. A., Kanak, K. M., and Edgett, K. S. (2006). Mars Orbiter Camera observations of Martian dust devils and their tracks (September 1997 to January 2006) and evaluation of theoretical vortex models. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111(E10) :12002–+. :06
- Cardnell, S., Witasse, O., Molina-Cuberos, G. J., Michael, M., Tripathi, S. N., Déprez, G., Montmessin, F., and O’Brien, K. (2016). A photochemical model of the dust-loaded ionosphere of Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 121(11) :2335–2348. :16
- Cariolle, D., Moinat, P., Teyssède, H., Giraud, L., Josse, B., and Lefèvre, F. (2017). ASIS v1.0 : an adaptive solver for the simulation of atmospheric chemistry. *Geoscientific Model Development*, 10(4) :1467–1485. :17
- Chaufray, J. Y., Gonzalez-Galindo, F., Forget, F., Lopez-Valverde, M., Leblanc, F., Modolo, R., Hess, S., Yagi, M., Brelvi, P. L., and Witasse, O. (2014). Three-dimensional Martian ionosphere model : II. Effect of transport processes due to pressure gradients. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 119(7) :1614–1636. :14
- Clancy, R., Grossman, A. W., Wolff, M. J., James, P. B., Rudy, D. J., Billawala, Y. N., Sandor, B. J., Lee, S. W., and Muhleman, D. O. (1996). Water vapor saturation at low altitudes around Mars aphelion : a key to Mars climate. *Icarus*, 122 :36–62. :96b
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., Woff, M. J., Christensen, P. R., Smith, M. D., Pearl, J. C., Conrath, B. J., and Wilson, R. J. (2000). An intercomparison of ground-based millimeter, MGS TES, and Viking atmospheric temperature measurements : Seasonal and interannual variability of temperatures and dust loading in the global Mars atmosphere. , 105 :9553–9571. :00
- Colaëtis, A., Spiga, A., Hourdin, F., Rio, C., Forget, F., and Millour, E. (2013). A thermal plume model for the Martian convective boundary layer. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 118 :1468–1487. :13
- Colaprete, A., Toon, O. B., and Magalhães, J. A. (1999). Cloud formation under Mars Pathfinder conditions. *J. Geophys. Res.*, 104 :9043–9054. :99

- Collins, M. and James, I. N. (1995). Regular and irregular baroclinic waves in a simplified global circulation model of the Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 100(E7) :14421–14432. :95a
- Collins, M., Lewis, S., and Read, P. L. (1997). Gravity wave drag in a global circulation model of the Martian atmosphere : parametrisation and validation. 44 :1395–1409. :97
- Collins, M., Lewis, S. R., Read, P. L., and Hourdin, F. (1996). Baroclinic wave transitions in the Martian atmosphere. *Icarus*, 120 :344–357. :96
- Conrath, B. J. (1975). Thermal structure of the Martian atmosphere during the dissipation of dust storm of 1971. , 24 :36–46. :75
- Conway, S. J. and Balme, M. R. (2016). A novel topographic parameterization scheme indicates that martian gullies display the signature of liquid water. *Earth and Planetary Science Letters*, 454 :36–45. :16
- Costard, F., Forget, F., Mangold, N., and Peulvast, J. P. (2002). Formation of Recent Martian Debris Flows by Melting of Near-Surface Ground Ice at High Obliquity. *Science*, 295 :110–113. :02
- Creasey, J. E., Forbes, J. M., and Keating, G. M. (2006). Density variability at scales typical of gravity waves observed in Mars' thermosphere by the MGS accelerometer. *Geophys. Res. Lett.*, 33 :L22814. :06ugw
- Daerden, F., Neary, L., Viscardy, S., García Muñoz, A., Clancy, R. T., Smith, M. D., Encrenaz, T., and Fedorova, A. (2019). Mars atmospheric chemistry simulations with the GEM-Mars general circulation model. , 326 :197–224. :19
- Daerden, F., Whiteway, J. A., Neary, L., Komguem, L., Lemmon, M. T., Heavens, N. G., Cantor, B. A., Hébrard, E., and Smith, M. D. (2015). A solar escalator on Mars : Self-lifting of dust layers by radiative heating. , 42(18) :7319–7326. :15
- de Laat, A. T. J., Stein Zweers, D. C., Boers, R., and Tuinder, O. N. E. (2012). A solar escalator : Observational evidence of the self-lifting of smoke and aerosols by absorption of solar radiation in the February 2009 Australian Black Saturday plume. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 117(D4) :D04204. :12
- De Vaucouleurs, G. (1954). *Physics of the planet Mars*. Faber and Faber, London. :54
- Douté, S., Schmitt, B., Langevin, Y., Bibring, J. P., Altieri, F., Bellucci, G., Gondet, B., Poulet, F., and The Mex Omega Team (2007). South Pole of Mars : Nature and composition of the icy terrains from Mars Express OMEGA observations. *Planetary and Space Science*, 55(1-2) :113–133. :07
- Dubos, T., Dubey, S., Tort, M., Mittal, R., Meurdesoif, Y., and Hourdin, F. (2015). Dynamico-1.0, an icosahedral hydrostatic dynamical core designed for consistency and versatility. *Geoscientific Model Development*, 8(10) :3131–3150. :15
- Eckermann, S. D., Ma, J., and Zhu, X. (2011). Scale-dependent infrared radiative damping rates on Mars and their role in the deposition of gravity-wave momentum flux. *Icarus*, 211 :429–442. :11
- England, S. L., Liu, G., Yiğit, E., Mahaffy, P. R., Elrod, M., Benna, M., Nakagawa, H., Terada, N., and Jakosky, B. (2017). MAVEN NGIMS observations of atmospheric gravity waves in the Martian thermosphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 122 :2310–2335. :17

- Fedorova, A. A., Korablev, O. I., Perrier, S., Bertaux, J. L., Lefevre, F., Rodin, A., and Kiselev, A. (2006). Exploration of Mars in the SPICAM-IR experiment onboard the Mars-Express spacecraft : 2. Nadir observations : Simultaneous observations of water vapor and O₂ glow in the Martian atmosphere. *Cosmic Research*, 44(4) :294–304. :06
- Feldman, W. C., Boynton, W. V., Tokar, R. L., Prettyman, T. H., Gasnault, O., Squyres, S. W., Elphic, R. C., Lawrence, D. J., Lawson, S. L., Maurice, S., McKinney, G. W., Moore, K. R., and Reedy, R. C. (2002). Global Distribution of Neutrons from Mars : Results from Mars Odyssey. *Science*, 297 :75–78. :02
- Feldman, W. C., Prettyman, T. H., Maurice, S., Plaut, J. J., Bish, D. L., Vaniman, D. T., Mellon, M. T., Metzger, A. E., Squyres, S. W., Karunatillake, S., Boynton, W. V., Elphic, R. C., Funsten, H. O., Lawrence, D. J., and Tokar, R. L. (2004). Global distribution of near-surface hydrogen on Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 109 :9006. :04
- Fisher, J. A., Richardson, M. I., Newman, C. E., Szwest, M. A., Graf, C., Basu, S., Ewald, S. P., Toigo, A. D., and Wilson, R. J. (2005). A survey of Martian dust devil activity using Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera images. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110(E9) :3004–+. :05
- Focas, J. H. (1961). Étude photométrique et polarimétrique des phénomènes saisonniers de la planète Mars. *Annales d'Astrophysique*, 24 :309. :61
- Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Collins, M., Lewis, S. R., Read, P. L., and Huot., J.-P. (1999). Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km. , 104 :24,155–24,176. :99
- Forget, F., Hourdin, F., and Talagrand, O. (1998). CO₂ snow fall on Mars : Simulation with a general circulation model. , 131 :302–316. :98
- Forget, F., Montmessin, F., Bertaux, J.-L., González-Galindo, F., Lebonnois, S., Quémerais, E., Reberac, A., Dimarellis, E., and López-Valverde, M. A. (2009). Density and temperatures of the upper Martian atmosphere measured by stellar occultations with Mars Express SPICAM. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114(E13) :1004–+. :09
- Forget, F., Pollack, J. B., and Hansen, G. B. (1995). Low brightness temperatures of Martian polar caps : CO₂ clouds or low surface emissivity ? *J. Geophys. Res.*, 100 :21,119–21,234. :95
- Fritts, D. and Alexander, M. (2003). Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Rev. Geophys.*, 41(1) :1003. :03
- Fritts, D. C., Wang, L., and Tolson, R. H. (2006). 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)*, 111(A10) :12304–+. :06
- Gierasch, P. J. and Goody, R. M. (1972). The effect of dust on the temperature of the Martian atmosphere. , 29 :400–402. :72
- Gilli, G., Forget, F., Spiga, A., Navarro, T., and T., M. (2018). Impact of gravity waves on the middle atmosphere of mars : a non-orographic gravity wave parameterization based on global climate modeling and mcs observations. Submitted to Journal of Geophysical Research. :18submitted

- Giuranna, M., Viscardy, S., Daerden, F., Neary, L., Etiope, G., Oehler, D., Formisano, V., Aronica, A., Wolkenberg, P., Aoki, S., Cardesín-Moinelo, A., Marín-Yaseli de la Parra, J., Merritt, D., and Amoroso, M. (2019). Independent confirmation of a methane spike on Mars and a source region east of Gale Crater. *Nature Geoscience*, 12(1752-0908) :326–332. :19
- Gogoi, M. M., Babu, S. S., Pandey, S. K., Nair, V. S., Vaishya, A., Girach, I. A., and Koushik, N. (2018). Scavenging ratio of black carbon in the Arctic and the Antarctic. *Polar Science*, 16 :10–22. :18
- González-Galindo, F., Chaufray, J. Y., López-Valverde, M. A., Gilli, G., Forget, F., Leblanc, F., Modolo, R., Hess, S., and Yagi, M. (2013). Three-dimensional Martian ionosphere model : I. The photochemical ionosphere below 180 km. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 118(10) :2105–2123. :13
- González-Galindo, F., Forget, F., López-Valverde, M. A., and Angelats i Coll, M. (2009a). A Ground-to-Exosphere Martian General Circulation Model. 2. The Atmosphere During Perihelion Conditions : Thermospheric Polar Warming . *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114(E13) :E08004. :09b
- González-Galindo, F., Forget, F., López-Valverde, M. A., Angelats i Coll, M., and Millour, E. (2009b). A Ground-to-Exosphere Martian General Circulation Model. 1. Seasonal, Diurnal and Solar Cycle Variation of Thermospheric Temperatures. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114(E13) :4001. :09a
- González-Galindo, F., López-Valverde, M. A., Angelats i Coll, M., and Forget, F. (2005). Extension of a Martian general circulation model to thermospheric altitudes : UV heating and photochemical models. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110(E9) :9008. :05
- Gossard, E. E. and Hooke, W. H. (1975). *Waves in the atmosphere : Atmospheric infrasound and gravity waves - Their generation and propagation*, volume 2 of *Developments in Atmospheric Science*. Elsevier Scientific Publishing, first edition. :75
- Grima, C., Kofman, W., Mouginot, J., Phillips, R. J., Hérique, A., Biccari, D., Seu, R., and Cutigni, M. (2009). North polar deposits of Mars : Extreme purity of the water ice. *Geophys. Res. Lett.*, 36 :3203. :09
- Guzewich, S. D., Talaat, E. R., Toigo, A. D., Waugh, D. W., and McConnochie, T. H. (2013). High-altitude dust layers on Mars : Observations with the Thermal Emission Spectrometer. , 118 :1177–1194. :13tes
- Haberle, R. M., Joshi, M. M., Murphy, J. R., Barnes, J. R., Schofield, J. T., Wilson, G., Lopez-Valverde, M., Hollingsworth, J. L., Bridger, A. F. C., and Schaeffer, J. (1999). General circulation model simulations of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology data. *J. Geophys. Res.*, 104 :8957–8974. :99
- Haberle, R. M., Kahre, M. A., Hollingsworth, J. L., Montmessin, F., Wilson, R. J., Urata, R. A., Brecht, A. S., Wolff, M. J., Kling, A. M., and Schaeffer, J. R. (2019). Documentation of the NASA/Ames Legacy Mars Global Climate Model : Simulations of the present seasonal water cycle. , 333 :130–164. :19
- Haberle, R. M., Murphy, J. R., and Schaeffer, J. (2003). Orbital change experiments with a Mars general circulation model. *Icarus*, 161 :66–89. :03
- Haberle, R. M., Pollack, J. B., Barnes, J. R., Zurek, R. W., Leovy, C. B., Murphy, J. R., Lee, H., and Schaeffer, J. (1993). Mars Atmospheric Dynamics as Simulated by the NASA/Ames General Circulation model, 1, The zonal-Mean Circulation. *J. Geophys. Res.*, 98(E2) :3093–3124. :93

- Harrison, T. N., Osinski, G. R., Tornabene, L. L., and Jones, E. (2015). Global documentation of gullies with the Mars Reconnaissance Orbiter Context Camera and implications for their formation. , 252 :236–254. :15
- Hartogh, P., Medvedev, A. S., Kuroda, T., Saito, R., Villanueva, G., Feofilov, A. G., Kutepov, A. A., and Berger, U. (2005). Description and climatology of a new general circulation model of the Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110(E9) :11008. :05
- Hauchecorne, A., Chanin, M. L., and Wilson, R. (1987). Mesospheric temperature inversion and gravity wave breaking. *Geophys. Res. Lett.*, 14 :933–936. :87
- Heavens, N. G., Cantor, B. A., Hayne, P. O., Kass, D. M., Kleinböhl, A., McCleese, D. J., Piqueux, S., Schofield, J. T., and Shirley, J. H. (2015). Extreme detached dust layers near Martian volcanoes : Evidence for dust transport by mesoscale circulations forced by high topography. , 42(10) :3730–3738. :15
- Heavens, N. G., Johnson, M. S., Abdou, W. A., Kass, D. M., Kleinböhl, A., McCleese, D. J., Shirley, J. H., and Wilson, R. J. (2014). Seasonal and diurnal variability of detached dust layers in the tropical Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 119 :1748–1774. :14
- Heavens, N. G., Richardson, M. I., Kleinböhl, A., Kass, D. M., McCleese, D. J., Abdou, W., Benson, J. L., Schofield, J. T., Shirley, J. H., and Wolkenberg, P. M. (2011a). The vertical distribution of dust in the Martian atmosphere during northern spring and summer : Observations by the Mars Climate Sounder and analysis of zonal average vertical dust profiles. , 116(E15) :4003. :11mcs
- Heavens, N. G., Richardson, M. I., Kleinböhl, A., Kass, D. M., McCleese, D. J., Abdou, W., Benson, J. L., Schofield, J. T., Shirley, J. H., and Wolkenberg, P. M. (2011b). Vertical distribution of dust in the Martian atmosphere during northern spring and summer : High-altitude tropical dust maximum at northern summer solstice. , 116(E15) :E01007. :11dust
- Herr, K. C. and Pimentel, G. C. (1969). Infrared absorptions near three microns recorded over the polar caps of Mars. *Science*, 166 :496–499. :69
- Herr, K. C. and Pimentel, G. C. (1970). Evidence for solid carbon dioxide in the upper atmosphere of Mars. *Science*, 167 :47–49. :70
- Herschel, W. (1784). On the remarkable appearance of the polar regions of the planet Mars, the inclination of its axis, the position of its poles, and its spheroidal figure ; With a few hints relative to its diameter. *Philos. Trans.*, 24 :233–273. :84
- Hinson, D. P., Asmar, S. W., Kahan, D. S., Akopian, V., Haberle, R. M., Spiga, A., Schofield, J. T., Kleinböhl, A., Abdou, W. A., Lewis, S. R., Paik, M., and Maalouf, S. G. (2014). Initial results from radio occultation measurements with the Mars Reconnaissance Orbiter : A nocturnal mixed layer in the tropics and comparisons with polar profiles from the Mars Climate Sounder. *Icarus*, 243 :91–103. :14
- Hinson, D. P. and Wilson, R. J. (2004). Temperature inversions, thermal tides, and water ice clouds in the Martian tropics. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 109(E18) :1002–+. :04clouds
- Hollingsworth, J. L. and Barnes, J. R. (1996). Forced stationary waves in Mars' winter atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 53 :428–448. :96
- Hourdin, F. (1992). A new representation of the CO₂ 15 μ m band for a Martian general circulation model. , 97(E11) :18,319–18,335. :92

- Hourdin, F. and Armengaud, A. (1999). Test of a hierarchy of finite-volume schemes for transport of trace species in an atmospheric general circulation model. , 127 :822–837. :99
- Hourdin, F., Couvrex, F., and Menut, L. (2002). Parameterization of the Dry Convective Boundary Layer Based on a Mass Flux Representation of Thermals. *Journal of Atmospheric Sciences*, 59 :1105–1123. :02
- Hourdin, F., Forget, F., and Talagrand, O. (1995). The sensitivity of the Martian surface pressure to various parameters : A comparison between numerical simulations and Viking observations. *J. Geophys. Res.*, 100 :5501–5523. :95
- Hourdin, F., Le Van, P., Forget, F., and Talagrand, O. (1993). Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars. , 50 :3625–3640. :93
- Imamura, T., Watanabe, A., and Maejima, Y. (2016). Convective generation and vertical propagation of fast gravity waves on Mars : One- and two-dimensional modeling. *Icarus*, 267 :51–63. :16
- Jaffrezo, J.-L., Colin, J.-L., and Gros, J.-M. (1990). Some physical factors influencing scavenging ratios. *Atmospheric Environment*, 24(12) :3073–3083. :90
- Jakosky, B. M., Lin, R. P., Grebowsky, J. M., Luhmann, J. G., Mitchell, D. F., Beutelschies, G., Priser, T., Acuna, M., Andersson, L., Baird, D., Baker, D., Bartlett, R., Benna, M., Bougher, S., Brain, D., Carson, D., Cauffman, S., Chamberlin, P., Chaufray, J.-Y., Cheatom, O., Clarke, J., Connerney, J., Cravens, T., Curtis, D., Delory, G., Demcak, S., DeWolfe, A., Eparvier, F., Ergun, R., Eriksson, A., Espley, J., Fang, X., Folta, D., Fox, J., Gomez-Rosa, C., Habenicht, S., Halekas, J., Holsclaw, G., Houghton, M., Howard, R., Jarosz, M., Jedrich, N., Johnson, M., Kasprzak, W., Kelley, M., King, T., Lankton, M., Larson, D., Leblanc, F., Lefevre, F., Lillis, R., Mahaffy, P., Mazelle, C., McClintock, W., McFadden, J., Mitchell, D. L., Montmessin, F., Morrissey, J., Peterson, W., Possel, W., Sauvaud, J.-A., Schneider, N., Sidney, W., Sparacino, S., Stewart, A. I. F., Tolson, R., Toubanc, D., Waters, C., Woods, T., Yelle, R., and Zurek, R. (2015). The Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN) Mission. *Space Science Reviews*, 195 :3–48. :15maven
- James, P. B., Kieffer, H. H., and Paige, D. A. (1992). The seasonal cycle of carbon dioxide on Mars. In *Mars*, pages pp. 934–968. University of Arizona Press, Tucson. :92mars
- Joshi, M. M., Lewis, S. R., L., R. P., and Catling, D. C. (1995). Western Boundary Courrents in the Martian atmosphere : Numerical simulations and observational evidence. *J. Geophys. Res.*, 100 :5485–5500. :95
- Joussaume, S. (1990). Three-dimensional simulations od the atmospheric cycle of desert dust particles using a general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 95 :1909–1941. :90
- Justh, H. L., Dwyer Cianciolo, A. M., Burns, K. L., Hoffman, J., and Powell, R. W. (2019). Mars Global Reference Atmospheric Model (Mars-GRAM) Upgrades. *LPI Contributions*, 2089 :6140. :19
- Justus, C. G., James, B. F., and Johnson, D. L. (1997). Recent and planned improvements in the Mars Global Reference Atmospheric Model (Mars-GRAM). *Advances in Space Research*, 19(8) :1223–1231. :97
- Kahre, M. A., Hollingsworth, J. L., Haberle, R. M., and Wilson, R. J. (2015). Coupling the Mars dust and water cycles : The importance of radiative-dynamic feedbacks during northern hemisphere summer. , 260 :477–480. :15

- Kahre, M. A., Murphy, J. R., and Haberle, R. M. (2006). Modeling the Martian dust cycle and surface dust reservoirs with the NASA Ames general circulation model. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111(E10) :6008. :06
- Kahre, M. A., Wilson, R. J., Hollingsworth, J. L., Haberle, R. M., Brecht, A. S., Urata, R. A., Bertrand, T., Kling, A., Jha, V., Batterson, C. M., and Steakley, K. (2018). High Resolution Modeling of the Dust and Water Cycles with the NASA Ames Mars Global Climate Model. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, volume 2018, pages P33B–01. :18
- Keating, G., Tolson, R., Hanna, J., Beebe, R., Murphy, J., and Huber, L. (2002). MGS-M-ACCEL-5-PROFILE-V1.2, NASA Planetary Data System. :02
- Keating, G. M., Theriot, Jr., M., Tolson, R., Bougher, S., Forget, F., and Forbes, J. (2003). Global Measurements of the Mars Upper Atmosphere : In Situ Accelerometer Measurements from Mars Odyssey 2001 and Mars Global Surveyor. In Mackwell, S. and Stansbery, E., editors, *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, page 1142. :03
- Kieffer, H. H., Titus, T. N., Mullins, K. F., and Christensen, P. R. (2000). Mars south polar spring and summer behavior observed by TES : Seasonal cap evolution controlled by frost grain size. *J. Geophys. Res.*, 105 :9653–9700. :00
- Kleinböhl, A., Schofield, J. T., Kass, D. M., Abdou, W. A., and McCleese, D. J. (2015). No widespread dust in the middle atmosphere of Mars from Mars Climate Sounder observations. , 261 :118–121. :15
- Korablev, O., Montmessin, F., Trokhimovskiy, A., Fedorova, A. A., Shakun, A. V., Grigoriev, A. V., Moshkin, B. E., Ignatiev, N. I., Forget, F., Lefèvre, F., Anufreychik, K., Dzuban, I., Ivanov, Y. S., Kalinikov, Y. K., Kozlova, T. O., Kungurov, A., Makarov, V., Martynovich, F., Maslov, I., Merzlyakov, D., Moiseev, P. P., Nikolskiy, Y., Patrakeev, A., Patsaev, D., Santos-Skripko, A., Sazonov, O., Semena, N., Semenov, A., Shashkin, V., Sidorov, A., Stepanov, A. V., Stupin, I., Timonin, D., Titov, A. Y., Viktorov, A., Zharkov, A., Altieri, F., Arnold, G., Belyaev, D. A., Bertaux, J. L., Betsis, D. S., Duxbury, N., Encrenaz, T., Fouchet, T., GÃ©rard, J.-C., Grassi, D., Guerlet, S., Hartogh, P., Kasaba, Y., Khatuntsev, I., Krasnopolsky, V. A., Kuzmin, R. O., Lellouch, E., Lopez-Valverde, M. A., Luginin, M., Määtänen, A., Marcq, E., Martin Torres, J., Medvedev, A. S., Millour, E., Olsen, K. S., Patel, M. R., Quantin-Nataf, C., Rodin, A. V., Shematovich, V. I., Thomas, I., Thomas, N., Vazquez, L., Vincendon, M., Wilquet, V., Wilson, C. F., Zasova, L. V., Zelenyi, L. M., and Zorzano, M. P. (2018). The Atmospheric Chemistry Suite (ACS) of Three Spectrometers for the ExoMars 2016 Trace Gas Orbiter. *Space Science Reviews*, 214 :7. :18
- Korablev, O., Vandaele, A. C., Montmessin, F., Fedorova, A. A., Trokhimovskiy, A., Forget, F., Lefèvre, F., Daerden, F., Thomas, I. R., Trompet, L., Erwin, J. T., Aoki, S., Robert, S., Neary, L., Viscardy, S., Grigoriev, A. V., Ignatiev, N. I., Shakun, A., Patrakeev, A., Belyaev, D. A., Bertaux, J.-L., Olsen, K. S., Baggio, L., Alday, J., Ivanov, Y. S., Ristic, B., Mason, J., Willame, Y., Depiesse, C., Hetey, L., Berkenbosch, S., Clairquin, R., Queirolo, C., Beeckman, B., Neefs, E., Patel, M. R., Bellucci, G., López-Moreno, J.-J., Wilson, C. F., Etiope, G., Zelenyi, L., Svedhem, H., Vago, J. L., Acs, and NOMAD Science Teams (2019). No detection of methane on Mars from early ExoMars Trace Gas Orbiter observations. *Nature*, 568(7753) :517–520. :19
- Kuiper, G. P. (1957). Visual Observations of Mars, 1956. , 125 :307. :57
- Kuroda, T., Hashimoto, N., Sakai, D., and Takahashi, M. (2005). Simulation of the Martian atmosphere using a CCSR/NIES AGCM. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, v.83, 1-19 (2005), 83. :05

- Kuroda, T., Medvedev, A. S., Kasaba, Y., and Hartogh, P. (2013). Carbon dioxide ice clouds, snowfalls, and baroclinic waves in the northern winter polar atmosphere of Mars. , 40(8) :1484–1488. :13
- Kuroda, T., Medvedev, A. S., Yiğit, E., and Hartogh, P. (2015). A global view of gravity waves in the Martian atmosphere inferred from a high-resolution general circulation model. , 42(21) :9213–9222. :15
- Kuroda, T., Yiğit, E., and Medvedev, A. S. (2019). Annual Cycle of Gravity Wave Activity Derived From a High-Resolution Martian General Circulation Model. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 124(6) :1618–1632. :19
- Langevin, Y., Bibring, J.-P., Montmessin, F., Forget, F., Vincendon, M., Douté, S., Poulet, F., and Gondet, B. (2007). 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)*, 112(E11) :8–+. :07
- Langevin, Y., Poulet, F., Bibring, J.-P., Schmitt, B., Douté, S., and Gondet, B. (2005). Summer Evolution of the North Polar Cap of Mars as Observed by OMEGA/Mars Express. *Science*, 307 :1581–1584. :05
- Laskar, J., Correia, A. C. M., Gastineau, M., Joutel, F., Levrard, B., and Robutel, P. (2004). Long term evolution and chaotic diffusion of the insolation quantities of Mars. *Icarus*, 170 :343–364. :04
- Laskar, J. and Robutel, P. (1993). The chaotic obliquity of the planets. *Nature*, 361 :608–612. :93
- Lebonnois, S., Quémerais, E., Montmessin, F., Lefèvre, F., Perrier, S., Bertaux, J.-L., and Forget, F. (2006). Vertical distribution of ozone on Mars as measured by SPICAM/Mars Express using stellar occultations. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111 :9. :06
- Lefèvre, F., Bertaux, J.-L., Clancy, R. T., Encrenaz, T., Fast, K., Forget, F., Lebonnois, S., Montmessin, F., and Perrier, S. (2008). Heterogeneous chemistry in the atmosphere of Mars. *Nature*, 454 :971–975. :08
- Lefèvre, F., Lebonnois, S., Montmessin, F., and Forget, F. (2004). Three-dimensional modeling of ozone on Mars . *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 109 :E07004. :04
- Leighton, R. R. and Murray, B. C. (1966). Behavior of carbon dioxide and other volatiles on Mars. *Science*, 153 :136–144. :66
- Leovy, C. and Mintz, Y. (1969). Numerical simulation of the atmospheric circulation and climate of Mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 26 :1167–1190. :69
- Lewis, S. R., Collins, M., Read, P. L., Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., and Huot., J.-P. (1999). A Climate Database for Mars. *J. Geophys. Res.*, 104 :24,177–24,194. :99
- Lewis, S. R., Mulholland, D. P., Read, P. L., Montabone, L., Wilson, R. J., and Smith, M. D. (2016). The solstitial pause on Mars : 1. A planetary wave reanalysis. , 264 :456–464. :16
- Lewis, S. R. and Read, P. L. (2003). Equatorial jets in the dusty Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108 :5034–+. :03
- Lindzen, R. S. (1981). Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, 86 :9707–9714. :81

- Listowski, C., Määttänen, A., Montmessin, F., Spiga, A., and Lefevre, F. (2014). Modeling the microphysics of CO₂ ice clouds within wave-induced cold pockets in the martian mesosphere. *Icarus*, 237 :239–261. :14
- Listowski, C., Määttänen, A., Riipinen, I., Montmessin, F., and Lefèvre, F. (2013). Near-pure vapor condensation in the Martian atmosphere : CO₂ ice crystal growth. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 118(10) :2153–2171. :13
- Lott, F. and Miller, M. (1997). A new sub-grid scale orographic drag parametrization : its formulation and testing. 123 :101–128. :97
- Lyons, D. T., Beerer, J. G., Esposito, P., Johnston, M. D., and Willcockson, W. H. (1999). Mars Global Surveyor : Aerobraking Mission Overview. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 36 :307–313. :99
- Määttänen, A., Fouchet, T., Forni, O., Melchiorri, R., Forget, F., Savijärvi, H., Bibring, J. P., Langevin, Y., Gondet, B., Formisano, V., and Giuranna, M. (2009). A study of the properties of a local dust storm with Mars Express OMEGA and PFS data. *Icarus*, 201(2) :504–516. :09
- Määttänen, A., Listowski, C., Montmessin, F., Maltagliati, L., Reberac, A., Joly, L., and Bertaux, J.-L. (2013). A complete climatology of the aerosol vertical distribution on Mars from MEx/SPICAM UV solar occultations. , 223 :892–941. :13
- Määttänen, A., Vehkamäki, H., Lauri, A., Merikallio, S., Kauhanen, J., Savijärvi, H., and Kulmala, M. (2005). Nucleation studies in the Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110 :2002. :05
- Madeleine, J.-B., Forget, F., Millour, E., Montabone, L., and Wolff, M. J. (2011). Revisiting the radiative impact of dust on Mars using the LMD Global Climate Model. , 116 :11010. :11
- Madeleine, J.-B., Forget, F., Millour, E., Navarro, T., and Spiga, A. (2012). The influence of radiatively active water ice clouds on the Martian climate. *Geophys. Res. Lett.*, 39 :23202. :12radclouds
- Magalhaes, J. A., Schofield, J. T., and Seiff, A. (1999). Results of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation. *J. Geophys. Res.*, 104 :8943–8956. :99
- Mahaffy, P. R., Benna, M., Elrod, M., Bougher, S. W., Yelle, R., and Jakosky, B. M. (2015). Early Composition, Structure, and Isotope Measurements in the Upper Atmosphere of Mars from MAVEN's Neutral Gas and Ion Mass Spectrometer. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 46 of *Lunar and Planetary Science Conference*, page 1981. :15
- Mahaffy, P. R., Webster, C. R., Atreya, S. K., Franz, H., Wong, M., Conrad, P. G., Harpold, D., Jones, J. J., Leshin, L. A., Manning, H., and et al. (2013). Abundance and Isotopic Composition of Gases in the Martian Atmosphere from the Curiosity Rover. , 341 :263–266. :13
- McCleese, D. J., Heavens, N. G., Schofield, J. T., Abdou, W. A., Bandfield, J. L., Calcutt, S. B., Irwin, P. G. J., Kass, D. M., Kleinböhl, A., Lewis, S. R., Paige, D. A., Read, P. L., Richardson, M. I., Shirley, J. H., Taylor, F. W., Teanby, N., and Zurek, R. W. (2010). Structure and dynamics of the Martian lower and middle atmosphere as observed by the Mars Climate Sounder : Seasonal variations in zonal mean temperature, dust, and water ice aerosols. , 115(E14) :12016–+. :10
- McCleese, D. J., Schofield, J. T., Taylor, F. W., Calcutt, S. B., Foote, M. C., Kass, D. M., Leovy, C. B., Paige, D. A., Read, P. L., and Zurek, R. W. (2007). Mars Climate Sounder : An investigation of thermal

- and water vapor structure, dust and condensate distributions in the atmosphere, and energy balance of the polar regions. , 112(E11) :5–+. :07
- McDunn, T. L., Bougher, S. W., Murphy, J., Smith, M. D., Forget, F., Bertaux, J. L., and Montmessin, F. (2010). Simulating the density and thermal structure of the middle atmosphere (80-130 km) of Mars using the MGCM-MTGCM : A comparison with MEX/SPICAM observations. , 206(1) :5–17. :10
- McFarlane, N. A. (1987). The effect of orographically excited gravity wave drag on the general circulation of the lower stratosphere and troposphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 44 :1775–1800. :87
- Medvedev, A. S., González-Galindo, F., Yiğit, E., Feofilov, A. G., Forget, F., and Hartogh, P. (2015). Cooling of the Martian thermosphere by CO₂ radiation and gravity waves : An intercomparison study with two general circulation models. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 120 :913–927. :15
- Medvedev, A. S., Yiğit, E., Hartogh, P., and Becker, E. (2011). Influence of gravity waves on the Martian atmosphere : General circulation modeling. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 116 :10004. :11a
- Medvedev, A. S., Yiğit, E., Kuroda, T., and Hartogh, P. (2013). General circulation modeling of the Martian upper atmosphere during global dust storms. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 118(10) :2234–2246. :13
- Mellor, G. L. and Yamada, T. (1982). Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. of Geophys.*, 20(4) :851–875. :82
- Menzel, D. H., Coblenz, W. W., and Lampland, C. O. (1925). Planetary temperatures derived from radiation measurements using Russell’s formula (abstract). *Popular Astronomy*, 33 :297. :25
- Meslin, P. Y., Gough, R., Lefèvre, F., and Forget, F. (2011). Little variability of methane on Mars induced by adsorption in the regolith. , 59(2-3) :247–258. :11a
- Meslin, P. Y., Weinmann, J., Moores, J., Smith, C. L., Forget, F., Millour, E., Gough, R., Atreya, S., Webster, C., and Mahaffy, P. (2019). Implications of a Strong Adsorption Process on the Variability of Methane in the Martian Atmosphere. *LPI Contributions*, 2089 :6401. :19mars9
- Michaels, T. I., Colaprete, A., and Rafkin, S. C. R. (2006). Significant vertical water transport by mountain-induced circulations on Mars. *Geophys. Res. Lett.*, 33 :L16201. :06
- Miller, M. J., Palmer, P. M., and Swinbank, R. (1989). Parametrisation and influence of sub-grid scale orography in general circulation and numerical weather prediction models. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 40 :84–109. :89
- Millour, E., Forget, F., Spiga, A., Navarro, T., Madeleine, J. B., Montabone, L., Lefevre, F., Chaufray, J. Y., Lopez-Valverde, M. A., Gonzalez-Galindo, F., Lewis, S. R., Read, P. L., Desjean, M. C., Huot, J. P., and MCD/GCM Development Team (2014). The Mars Climate Database (MCD version 5.1). In *Eighth International Conference on Mars*, volume 1791, page 1184. :14
- Millour, E., Forget, F., Spiga, A., Navarro, T., Madeleine, J.-B., Montabone, L., Pottier, A., Lefevre, F., Montmessin, F., Chaufray, J.-Y., Lopez-Valverde, M. A., Gonzalez-Galindo, F., Lewis, S. R., Read, P. L., Huot, J.-P., Desjean, M.-C., and MCD/GCM development Team (2015). The Mars Climate Database (MCD version 5.2). *European Planetary Science Congress 2015*, 10 :EPSC2015–438. :15

- Millour, E., Forget, F., Spiga, A., Vals, M., Zakharov, V., Montabone, L., Lefevre, F., Montmessin, F., Chaufray, J. Y., Lopez-Valverde, M. A., Gonzalez-Galindo, F., Lewis, S. R., Read, P., Desjean, M. C., and Cipriani, F. (2019). The Latest Mars Climate Database (Version 6.0). *LPI Contributions*, 2089 :6171. :19
- Millour, E., Forget, F., Spiga, A., Vals, M., Zakharov, V., Navarro, T., Montabone, L., Lefevre, F., Montmessin, F., Chaufray, J.-Y., Lopez-Valverde, M., Gonzalez-Galindo, F., Lewis, S., Read, P., Desjean, M.-C., and MCD/GCM Development Team (2017). The Mars Climate Database (MCD version 5.3). In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, volume 19, page 12247. :17
- Mischna, M. A., Baker, V., Milliken, R., Richardson, M., and Lee, C. (2013). Effects of obliquity and water vapor/trace gas greenhouses in the early martian climate. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 118(3) :560–576. :13
- Mischna, M. A., Lee, C., and Richardson, M. (2012). Development of a fast, accurate radiative transfer model for the Martian atmosphere, past and present. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 117 :10009. :12
- Mishchenko, M. I., Travis, L. D., and Mackowski, D. W. (1996). T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles : a review. , 55 :535–575. :96
- Mitrofanov, I., Anfimov, D., Kozyrev, A., Litvak, M., Sanin, A., Tret'yakov, V., Krylov, A., Shvetsov, V., Boynton, W., Shinohara, C., Hamara, D., and Saunders, R. S. (2002). Maps of Subsurface Hydrogen from the High Energy Neutron Detector, Mars Odyssey. *Science*, 297 :78–81. :02
- Mitrofanov, I. G., Zuber, M. T., Litvak, M. L., Demidov, N. E., Sanin, A. B., Boynton, W. V., Gilichinsky, D. A., Hamara, D., Kozyrev, A. S., Saunders, R. D., Smith, D. E., and Tret'yakov, V. I. (2007). Water ice permafrost on Mars : Layering structure and subsurface distribution according to HEND/Odyssey and MOLA/MGS data. , 34(18) :L18102. :07
- Montabone, L., Forget, F., Millour, E., Wilson, R. J., Lewis, S. R., Cantor, B., Kass, D., Kleinböhl, A., Lemmon, M. T., Smith, M. D., and Wolff, M. J. (2015). Eight-year climatology of dust optical depth on Mars. , 251 :65–95. :15
- Montmessin, F., Bertaux, J.-L., Quémerais, E., Korablev, O., Rannou, P., Forget, F., Perrier, S., Fussen, D., Lebonnois, S., Rébérac, A., and Dimarellis, E. (2006). Subvisible CO₂ ice clouds detected in the mesosphere of Mars. , 183 :403–410. :06franck
- Montmessin, F., Forget, F., Haberle, R. M., Rannou, P., and Cabane, M. (2003). Water-Ice Clouds in the LMDs Martian General Circulation Model. In *Sixth International Conference on Mars*, page 3117. :03
- Montmessin, F., Forget, F., Rannou, P., Cabane, M., and Haberle, R. M. (2004). Origin and role of water ice clouds in the Martian water cycle as inferred from a general circulation model. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 109(E18) :10004. :04jgr
- Montmessin, F., Fouchet, T., and Forget, F. (2004). Modeling the annual cycle of HDO in the Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, Submitted. :05
- Montmessin, F., Korablev, O., Lefèvre, F., Bertaux, J. L., Fedorova, A., Trokhimovskiy, A., Chaufray, J. Y., Lacombe, G., Reberac, A., Maltagliati, L., Willame, Y., Guslyakova, S., Gérard, J. C., Stiepen, A., Fussen, D., Mateshvili, N., Määttänen, A., Forget, F., Witasse, O., Leblanc, F., Vandaele, A. C., Marcq, E., Sandel, B., Gondet, B., Schneider, N., Chaffin, M., and Chapron, N. (2017). SPICAM on Mars Express : A 10 year in-depth survey of the Martian atmosphere. , 297 :195–216. :17

- Montmessin, F., Rannou, P., and Cabane, M. (2002). New insights into Martian dust distribution and water-ice cloud microphysics. *Jour. Geophys. Res. (Planets)*, pages 4–1. :02
- Mouginot, J., Pommerol, A., Kofman, W., Beck, P., Schmitt, B., Herique, A., Grima, C., Safaeinili, A., and Plaut, J. J. (2010). The 3-5 MHz global reflectivity map of Mars by MARSIS/Mars Express : Implications for the current inventory of subsurface H₂O. *Icarus*, 210(2) :612–625. :10
- Mulholland, D. P., Lewis, S. R., Read, P. L., Madeleine, J.-B., and Forget, F. (2016). The solsticial pause on Mars : 2 modelling and investigation of causes. *Icarus*, 264 :465–477. :16
- Mumma, M. J., Villanueva, G. L., Novak, R. E., Hewagama, T., Bonev, B. P., DiSanti, M. A., Mandell, A. M., and Smith, M. D. (2009). Strong Release of Methane on Mars in Northern Summer 2003. *Science*, 323(5917) :1041. :09
- Murphy, J., Pollack, J. B., Haberle, R. M., Leovy, C. B., Toon, O. B., and Schaeffer, J. (1995). Three-dimensional numerical simulation of Martian global dust storms. *J. Geophys. Res.*, 100 :26357–26376. :95
- Navarro, T., Forget, F., Millour, E., and Greybush, S. J. (2014a). Detection of detached dust layers in the Martian atmosphere from their thermal signature using assimilation. , 41(19) :6620–6626. :14grl
- Navarro, T., Madeleine, J.-B., Forget, F., Spiga, A., Millour, E., Montmessin, F., and Määttänen, A. (2014b). Global Climate Modeling of the Martian water cycle with improved microphysics and radiatively active water ice clouds. *Journal of Geophysical Research (Planets)*. :14jgr
- Neary, L. and Daerden, F. (2011). Modelling the Martian Atmosphere Using the GEM-Mars GCM. In Forget, F. and Millour, E., editors, *Mars Atmosphere : Modelling and observation*, pages 68–69. :11
- Neary, L. and Daerden, F. (2018). The GEM-Mars general circulation model for Mars : Description and evaluation. , 300 :458–476. :18
- Nelli, S. M., Murphy, J. R., Feldman, W. C., and Schaeffer, J. R. (2009). Characterization of the nighttime low-latitude water ice deposits in the NASA Ames Mars General Circulation Model 2.1 under present-day atmospheric conditions. *Journal of Geophysical Research (Planets), Planetary atmospheres* (5210, 5405, 5704), 114(E11) :E11003. :09
- Neugebauer, G., Munch, G., Chase, S. C., Jr., Hatzenbeler, H., Miner, E., and Schofield, D. (1969). Mariner 1969 : Preliminary Results of the Infrared Radiometer Experiment. *Science*, 166(3901) :98–99. :69
- Neugebauer, G., Münch, G., Kieffer, H., Chase, Jr., S. C., and Miner, E. (1971). Mariner 1969 Infrared Radiometer Results : Temperatures and Thermal Properties of the Martian Surface. *Astronomical Journal*, 76 :719. :71
- Newman, C. E., Gómez-Elvira, J., Marin, M., Navarro, S., Torres, J., Richardson, M. I., Battalio, J. M., Guzewich, S. D., Sullivan, R., de la Torre, M., Vasavada, A. R., and Bridges, N. T. (2017). Winds measured by the rover environmental monitoring station (rems) during the mars science laboratory (msl) rover’s bagnold dunes campaign and comparison with numerical modeling using marswrf. *Icarus*, 291(Supplement C) :203 – 231. :17
- Newman, C. E., Lewis, S. R., Read, P. L., and Forget, F. (2002a). Modeling the Martian dust cycle, 1. Representations of dust transport processes. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107 :6–1. :02a

- Newman, C. E., Lewis, S. R., Read, P. L., and Forget, F. (2002b). Modeling the Martian dust cycle 2. Multiannual radiatively active dust transport simulations. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107 :7–1. :02b
- Newman, C. E. and Richardson, M. I. (2015). The impact of surface dust source exhaustion on the martian dust cycle, dust storms and interannual variability, as simulated by the MarsWRF General Circulation Model. , 257 :47–87. :15
- Orosei, R., Lauro, S. E., Pettinelli, E., Cicchetti, A., Coradini, M., Cosciotti, B., Di Paolo, F., Flamini, E., Mattei, E., Pajola, M., Soldovieri, F., Cartacci, M., Cassenti, F., Frigeri, A., Giuppi, S., Martufi, R., Masdea, A., Mitri, G., Nenna, C., Noschese, R., Restano, M., and Seu, R. (2018). Radar evidence of subglacial liquid water on Mars. *Science*, 361(6401) :490–493. :18
- O’sullivan, D. and Dunkerton, T. (1995). Generation of Inertia–Gravity Waves in a Simulated Life Cycle of Baroclinic Instability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 52(21) :3695–3716. :95
- Owen, T., Biemann, K., Rushneck, D. R., Biller, J. E., Howarth, D. W., and Lafleur, A. L. (1977). The composition of the atmosphere at the surface of Mars. , 82 :4635–4639. :77
- Palmer, T. N., Shutts, G. J., and Swinbank, R. (1986). Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parametrisation. 112 :1001–1039. :86
- Pankine, A. A., Tamppari, L. K., Bandfield, J. L., McConnochie, T. H., and Smith, M. D. (2013). Retrievals of martian atmospheric opacities from MGS TES nighttime data. *Icarus*, 226 :708–722. :13
- Parish, H. F., Schubert, G., Hickey, M. P., and Walterscheid, R. L. (2009). Propagation of tropospheric gravity waves into the upper atmosphere of Mars. *Icarus*, 203 :28–37. :09
- Pathare, A. V., Feldman, W. C., Prettyman, T. H., and Maurice, S. (2018). Driven by excess? Climatic implications of new global mapping of near-surface water-equivalent hydrogen on Mars. , 301 :97–116. :18
- Peixoto, J. P. and Oort, A. H. (1992). *Physics of Climate*. American Institute of Physics, New York. :92
- Pettit, E. and Nicholson, S. B. (1925). The Diurnal Maximum of Temperature on Mars. *Astronomische Nachrichten*, 225(19) :331. :25
- Phillips, R. J., Zuber, M. T., Smrekar, S. E., Mellon, M. T., Head, J. W., Tanaka, K. L., Putzig, N. E., Milkovich, S. M., Campbell, B. A., Plaut, J. J., Safaeinili, A., Seu, R., Biccari, D., Carter, L. M., Picardi, G., Orosei, R., Mohit, P. S., Heggy, E., Zurek, R. W., Egan, A. F., Giacomoni, E., Russo, F., Cutigni, M., Pettinelli, E., Holt, J. W., Leuschen, C. J., and Marinangeli, L. (2008). Mars North Polar Deposits : Stratigraphy, Age, and Geodynamical Response. *Science*, 320 :1182–. :08
- Pickersgill, A. O. and Hunt, G. E. (1979). The formation of Martian Lee Waves generated by a crater. *J. Geophys. Res.*, 84(B14) :8317–8331. :79
- Pickersgill, A. O. and Hunt, G. E. (1981). An examination of the formation of linear lee waves generated by giant Martian volcanoes. *Journal of Atmospheric Sciences*, 38 :40–51. :81
- Pilorget, C. and Forget, F. (2016). Formation of gullies on Mars by debris flows triggered by CO₂ sublimation. *Nature Geoscience*, 9 :65–69. :16

- Plaut, J. J., Picardi, G., Safaeinili, A., Ivanov, A. B., Milkovich, S. M., Cicchetti, A., Kofman, W., Mouginot, J., Farrell, W. M., Phillips, R. J., Clifford, S. M., Frigeri, A., Orosei, R., Federico, C., Williams, I. P., Gurnett, D. A., Nielsen, E., Hagfors, T., Heggy, E., Stofan, E. R., Plettemeier, D., Watters, T. R., Leuschen, C. J., and Edenhofer, P. (2007). Subsurface Radar Sounding of the South Polar Layered Deposits of Mars. *Science*, 316 :92–. :07
- Plougonven, R., Teitelbaum, H., and Zeitlin, V. (2003). 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(21) :4686–4704. :03
- Pollack, J. B., Colburn, D. S., Flasar, F. M., Kahn, R., Carlston, C. E., and Pidek, D. (1979). Properties and effects of dust particles suspended in the Martian atmosphere. , 84(B6) :2929–2945. :79
- Pollack, J. B., Haberle, R. M., Schaeffer, J., and Lee, H. (1990). Simulations of the general circulation of the Martian atmosphere, 1, Polar processes. , 95 :1447–1473. :90
- Pollack, J. B., Leovy, C. B., Greiman, P. W., and Mintz, Y. (1981). A Martian General Circulation Model Experiment with Large Topography. *Journal of Atmospheric Sciences*, 38 :3–29. :81
- Pottier, A. (2016). *Cycle de l'eau martien : nuages et vapeur, observables et modèles, vers la haute résolution*. thèse, Université Pierre et Marie Curie. :16
- Pottier, A., Forget, F., Montmessin, F., Navarro, T., Spiga, A., Millour, E., Szantai, A., and Madeleine, J.-B. (2017). Unraveling the Martian water cycle with high-resolution global climate simulations. *Icarus*. :17
- Pruppacher, H. R. and Klett, J. D. (1978). *Microphysics of clouds and precipitation*. D. Reidel. :78
- Putzig, N. E. and Mellon, M. T. (2007). Apparent thermal inertia and the surface heterogeneity of Mars. *Icarus*, 191 :68–94. :07
- Rafkin, S. C. R., Haberle, R. M., and Michaels, T. I. (2001). The Mars Regional Atmospheric Modeling System : Model Description and Selected Simulations. *Icarus*, 151 :228–256. :01
- Rafkin, S. C. R., Sta. Maria, M. R. V., and Michaels, T. I. (2002). Simulation of the atmospheric thermal circulation of a martian volcano using a mesoscale numerical model. , 419 :697–699. :02
- Richardson, M. I., Toigo, A. D., and Newman, C. E. (2007). PlanetWRF : A general purpose, local to global numerical model for planetary atmospheric and climate dynamics. *J. Geophys. Res.*, 112(E09001). :07
- Richardson, M. I. and Wilson, R. J. (2002a). Investigation of the nature and stability of the Martian seasonal water cycle with a general circulation model. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107(E5) :7–1. :02water
- Richardson, M. I. and Wilson, R. J. (2002b). Investigation of the nature and stability of the Martian seasonal water cycle with a general circulation model. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107(E5) :7–1. :02jgr
- Rossow, W. B. (1978). Cloud microphysics : Analysis of the clouds of Earth, Venus, Mars, and Jupiter. *Icarus*, 36 :1,50. :78

- Schofield, J. T., Crisp, D., Barnes, J. R., Haberle, R. M., Magalhães, J. A., Murphy, J. R., Seiff, A., Larsen, S., and Wilson, G. (1997). The Mars Pathfinder Atmospheric Structure Investigation/Meteorology (ASI/MET) experiment. *Science*, 278 :1752–1757. :97
- Schulz, M., Balkanski, Y. J., Guelle, W., and Dulac, F. (1998). Role of aerosol size distribution and source location in a three-dimensional simulation of Saharan dust episode tested against satellite-derived optical thickness. , 103 :10,579–10,592. :98
- Shaposhnikov, D. S., Rodin, A. V., and Medvedev, A. S. (2016). The water cycle in the general circulation model of the martian atmosphere. *Solar System Research*, 50(2) :90–101. :16
- Siddle, A., Mueller-Wodarg, I., Stone, S., and Yelle, R. (2019). Global characteristics of gravity waves in the upper atmosphere of Mars as measured by MAVEN/NGIMS. *Icarus*, 333 :12–21. :19
- Slinn, W. G. N. (1983). Air to sea transfer of particles. In Liss, P. and Slinn, W. G. N., editors, *Air-sea exchange of gases and particles*, pages 299–405. D. Reidel Publishing Company. :83
- Smith, D. E., Zuber, M. T., Frey, H. V., Garvin, J. B., Head, J. W., Muhleman, D. O., Pettengill, G. H., Phillips, R. J., Solomon, S. C., Zwally, H. J., Banerdt, W. B., Duxbury, T. C., Golombek, M. P., Lemoine, F. G., Neumann, G. A., Rowlands, D. D., Aharonson, O., Ford, P. G., Ivanov, A. B., Johnson, C. L., McGovern, P. J., Abshire, J. B., Afzal, R. S., and Sun, X. (2001a). Mars Orbiter Laser Altimeter : Experiment summary after the first year of global mapping of Mars. *J. Geophys. Res.*, 106 :23689–23722. :01mola
- Smith, J. C. and Bell, J. (2005). 2001 Mars Odyssey Aerobraking. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 42 :406–415. :05
- Smith, M. D. (2009). THEMIS observations of Mars aerosol optical depth from 2002-2008. *Icarus*, 202 :444–452. :09mike
- Smith, M. D., Pearl, J. C., Conrath, B. J., and Christensen, P. R. (2001b). Thermal Emission Spectrometer results : Mars atmospheric thermal structure and aerosol distribution. *J. Geophys. Res.*, 106 :23929–23945. :01tes
- Smith, M. D., Wolff, M. J., Clancy, R. T., Kleinböhl, A., and Murchie, S. L. (2013). Vertical distribution of dust and water ice aerosols from CRISM limb-geometry observations. , 118 :321–334. :13crism
- Smith, S. A., Fritts, D. C., and Vanzandt, T. E. (1987). Evidence for a Saturated Spectrum of Atmospheric Gravity Waves. *Journal of Atmospheric Sciences*, 44(10) :1404–1410. :87
- Spiga, A., Banfield, D., Teanby, N. A., Forget, F., Lucas, A., Kenda, B., Rodriguez Manfredi, J. A., Widmer-Schmidrig, R., Murdoch, N., Lemmon, M. T., Garcia, R. F., Martire, L., Karatekin, Ö., Le Maistre, S., Van Hove, B., Dehant, V., Lognonné, P., Mueller, N., Lorenz, R., Mimoun, D., Rodriguez, S., Beucler, É., Daubar, I., Golombek, M. P., Bertrand, T., Nishikawa, Y., Millour, E., Rolland, L., Brissaud, Q., Kawamura, T., Mocquet, A., Martin, R., Clinton, J., Stutzmann, É., Spohn, T., Smrekar, S., and Banerdt, W. B. (2018). Atmospheric Science with InSight. *Space Science Reviews*, 214(7) :109. :18insight
- Spiga, A., Barth, E., Gu, Z., Hoffmann, F., Ito, J., Jemmett-Smith, B., Klose, M., Nishizawa, S., Raasch, S., Rafkin, S., Takemi, T., Tyler, D., and Wei, W. (2016). Large-Eddy Simulations of Dust Devils and Convective Vortices. *Space Science Reviews*, 203 :245–275. :16ssr

- Spiga, A., Faure, J., Madeleine, J.-B., Määttänen, A., and Forget, F. (2013). Rocket dust storms and detached dust layers in the Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 118 :746–767. :13rocket
- Spiga, A. and Forget, F. (2008). Fast and accurate estimation of solar irradiance on Martian slopes. *Geophys. Res. Lett.*, 35 :L15201. :08grl
- Spiga, A. and Forget, F. (2009). A new model to simulate the Martian mesoscale and microscale atmospheric circulation : Validation and first results. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :E02009. :09
- Spiga, A., Forget, F., Madeleine, J., Montabone, L., Lewis, S. R., and Millour, E. (2011). The impact of Martian mesoscale winds on surface temperature and on the determination of thermal inertia. , 212 :504–519. :11ti
- Spiga, A., González-Galindo, F., López-Valverde, M.-Á., and Forget, F. (2012). Gravity waves, cold pockets and CO₂ clouds in the Martian mesosphere. *Geophys. Res. Letters*, 39 :2201. :12gwco2
- Spiga, A., Hinson, D., Madeleine, J., Navarro, T., Millour, E., Forget, F., and Montmessin, F. (2017). Snow precipitation on Mars driven by cloud-induced nighttime convection. *Nature Geoscience*, 10 :652–657. :17clouds
- Spiga, A., Teitelbaum, H., and Zeitlin, V. (2008). Identification of the sources of inertia-gravity waves in the Andes Cordillera region. *Annales Geophysicae*, 26 :2551–2568. :08gw
- Spinrad, H., Münch, G., and Kaplan, L. D. (1963). Letter to the Editor : the Detection of Water Vapor on Mars. *The Astrophysical Journal*, 137 :1319. :63
- Svitek, T. and Murray, B. (1990). Winter frost at Viking Lander 2 site. *J. Geophys. Res.*, pages 1495–1510. :90
- Terada, N., Leblanc, F., Nakagawa, H., Medvedev, A. S., Yiğit, E., Kuroda, T., Hara, T., England, S. L., Fujiwara, H., Terada, K., Seki, K., Mahaffy, P. R., Elrod, M., Benna, M., Grebowsky, J., and Jakosky, B. M. (2017). Global distribution and parameter dependences of gravity wave activity in the Martian upper thermosphere derived from MAVEN/NGIMS observations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 122 :2374–2397. :17
- Tillman, J. E., Johnson, N. C., Guttorp, P., and Percival, D. B. (1993). The Martian annual atmospheric pressure cycle : years without great dust storms. , 98(E6) :10,963–10,971. :93
- Titus, T. N. (2005). Mars Polar Cap Edges Tracked over 3 Full Mars Years. In Mackwell, S. and Stansbery, E., editors, *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, volume 36 of *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*. :05
- Titus, T. N., Kieffer, H. H., Mullins, K. F., and Christensen, P. R. (2001). TES premapping data : Slab ice and snow flurries in the Martian north polar night. *J. Geophys. Res.*, 106 :23181–23196. :01
- Toigo, A. D. and Richardson, M. I. (2002). A mesoscale model for the Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107(E12) :5049. :02
- Tolson, R. (2007). MRO Profile Data Records V1.0, MRO-M-ACCEL-2-PROFILE-V1.0, NASA Planetary Data System. :07mro

- Tolson, R., Bemis, E., Hough, S., Zaleski, K., Keating, G., Shidner, J., Brown, S., Brickler, A., Scher, M., and Thomas, P. (2008). Atmospheric Modeling Using Accelerometer Data During Mars Reconnaissance Orbiter Aerobraking Operations. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 45 :511–518. :08
- Tolson, R., Dwyer, A. M., Escalera, P. E., George, B. E., Hanna, J. L., Keating, G. M., and Werner, M. R. (2005). Application of Accelerometer Data to Mars Odyssey Aerobraking and Atmospheric Modeling. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 42 :435–443. :05
- Tolson, R., Murphy, J., Beebe, R., and Huber, L. (2007a). ODY-M-ACCEL-5-PROFILE-V2.0, NASA Planetary Data System. :07ody
- Tolson, R. H., Cancro, G. J., Keating, G. M., Noll, S. N., Parker, J. S., and Wilkerson, B. L. (1999). Application of Accelerometer Data to Mars Global Surveyor Aerobraking Operations. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 36 :323–329. :99
- Tolson, R. H., Keating, G. M., Zurek, R. W., Bougher, S. W., Justus, C. G., and Fritts, D. C. (2007b). Application of Accelerometer Data to Atmospheric Modeling During Mars Aerobraking Operations. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 44 :1172–1179. :07
- Toon, O. B., Pollack, J. B., and Sagan, C. (1977). Physical properties of the particles composing the Martian dust storm of 1971-1972. , 30 :663–696. :77
- Tyler, D., Barnes, J. R., and Haberle, R. M. (2002). Simulation of surface meteorology at the Pathfinder and VL1 sites using a Mars mesoscale model. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107(E4) :5018. :02
- Vals, M., Spiga, A., Forget, F., Millour, E., Montabone, L., and Lott, F. (2019). Study of gravity waves distribution and propagation in the thermosphere of mars based on mgs, ody, mro and maven density measurements. *Planetary and Space Science*, 178 :104708. :19
- Van Leer, B. (1977). Towards the ultimate conservative difference scheme : IV. A new approach to numerical convection. , 23 :276–299. :77
- Vincendon, M., Forget, F., and Mustard, J. (2010). Water ice at low to midlatitudes on Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 115(E10) :E10001. :10jgr
- Vincent, R. A. and Alexander, M. J. (2000). Gravity waves in the tropical lower stratosphere : An observational study of seasonal and interannual variability. *J. Geophys. Res.*, 105(14) :17971–17982. :00
- Wang, C., Forget, F., Bertrand, T., Spiga, A., Millour, E., and Navarro, T. (2018). Parameterization of Rocket Dust Storms on Mars in the LMD Martian GCM : Modeling Details and Validation. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 123(4) :982–1000. :18
- Webster, C. R., Mahaffy, P. R., Atreya, S. K., Flesch, G. J., Mischna, M. A., Meslin, P.-Y., Farley, K. A., Conrad, P. G., Christensen, L. E., Pavlov, A. A., Martín-Torres, J., Zorzano, M.-P., McConnochie, T. H., Owen, T., Eigenbrode, J. L., Glavin, D. P., Steele, A., Malespin, C. A., Archer, P. D., Sutter, B., Coll, P., Freissinet, C., McKay, C. P., Moores, J. E., Schwenzer, S. P., Bridges, J. C., Navarro-Gonzalez, R., Gellert, R., Lemmon, M. T., MSL Science Team, Abbey, W., Achilles, C., Agard, C., Alexandre Alves Verdasca, J., Anderson, D., Anderson, R. C., Anderson, R. B., Appel, J. K., Archer, P. D., Arevalo, R., Armiens-Aparicio, C., Arvidson, R., Atlaskin, E., Atreya, A. S., Azeez, A. S., Baker, B., Baker, M., Balic-Zunic, T., Baratoux, D., Baroukh, J., Barraclough, B., Battalio, M., Beach, M., Bean, K., Beck, P., Becker, R., Beegle, L., Behar, A., Belgacem, I., Bell, James F., I., Bender, S., Benna, M., Bentz, J.,

Berger, J., Berger, T., Berlanga, G., Berman, D., Bish, D., Blacksberg, J., Blake, D. F., José Blanco, J., Blaney, Á. D., Blank, J., Blau, H., Bleacher, L., Boehm, E., Bonnet, J.-Y., Botta, O., Böttcher, S., Boucher, T., Bower, H., Boyd, N., Boynton, W., Braswell, S., Breves, E., Bridges, J. C., Bridges, N., Brinckerhoff, W., Brinza, D., Bristow, T., Brunet, C., Brunner, A., Brunner, W., Buch, A., Bullock, M., Burmeister, S., Burton, J., Buz, J., Cabane, M., Calef, F., Cameron, J., Campbell, J. L., Cantor, B., Caplinger, M., Clifton, Carey, J., Caride Rodríguez, J., Carmosino, M., Carrasco Blázquez, I., Cavanagh, P., Charpentier, A., Chipera, S., Choi, D., Christensen, L., Clark, B., Clegg, S., Cleghorn, T., Cloutis, E., Cody, G., Coll, P., Coman, E. I., Conrad, P., Coscia, D., Cousin, A., Cremers, D., Crisp, J. A., Cropper, K., Cros, A., Cucinotta, F., d'Uston, C., Davis, S., Day, M., Daydou, Y., DeFlores, L., Dehouck, E., Delapp, D., DeMarines, J., Dequaire, T., Des Marais, D., Desrousseaux, R., Dietrich, W., Dingler, R., Domagal-Goldman, S., Donny, C., Downs, R., Drake, D., Dromart, G., Dupont, A., Duston, B., Dworkin, J. P., Dyar, M. D., Edgar, L., Edgett, K., Edwards, C. S., Edwards, L., Edwards, P., Ehlmann, B., Ehresmann, B., Eigenbrode, J., Elliott, B., Elliott, H., Ewing, R., Fabre, C., Fairén, A., Fairén, A., Farley, K., Farmer, J., Fassett, C., Favot, L., Fay, D., Fedosov, F., Feldman, J., Fendrich, K., Fischer, E., Fisk, M., Fitzgibbon, M., Flesch, G., Floyd, M., Flückiger, L., Forni, O., Fox, V., Fraeman, A., Francis, R., François, P., Franz, H., Freissinet, C., French, K. L., Frydenvang, J., Garvin, J., Gasnault, O., Gefroy, C., Gellert, R., Genzer, M., Getty, S., Glavin, D., Godber, A., Goesmann, F., Goetz, W., Golovin, D., Gómez Gómez, F., Gómez-Elvira, J., Gondet, B., Gordon, S., Gorevan, S., Graham, H., Grant, J., Grinspoon, D., Grotzinger, J., Guillemot, P., Guo, J., Gupta, S., Guzewich, S., Haberle, R., Halleaux, D., Hallet, B., Hamilton, V., Hand, K., Hardgrove, C., Hardy, K., Harker, D., Harpold, D., Harri, A.-M., Harshman, K., Hassler, D., Haukka, H., Hayes, A., Herkenhoff, K., Herrera, P., Hettrich, S., Heydari, E., Hipkin, V., Hoehler, T., Hollingsworth, J., Hudgins, J., Huntress, W., Hurowitz, J., Hviid, S., Iagnemma, K., Indyk, S., Israël, G., Jackson, R. S., Jacob, S., Jakosky, B., Jean-Rigaud, L., Jensen, E., Kløvgaard Jensen, J., Johnson, J. R., Johnson, M., Johnstone, S., Jones, A., Jones, J. H., Joseph, J., Joulin, M., Jun, I., Kah, L. C., Kahanpää, H., Kahre, M., Kaplan, H., Karpushkina, N., Kashyap, S., Kauhanen, J., Keely, L., Kelley, S., Kempe, F., Kemppinen, O., Kennedy, M. R., Keymeulen, D., Kharytonov, A. e., Kim, M.-H., Kinch, K., King, P., Kirk, R., Kirkland, L., Kloos, J., Kocurek, G., Koefoed, A., Köhler, J., Kortmann, O., Kotrc, B., Kozyrev, A., Krau, J., Krezoski, B. G., Kronyak, R., Krysak, D., Kuzmin, R., Lacour, J.-L., Lafaille, V., Langevin, Y., Lanza, N., Lapôtre, M., Larif, M.-F., Lasue, J., Le Deit, L., Le Mouélic, S., Lee, E. M., Lee, Q.-M., Lee, R., Lees, D., Lefavor, M., Lemmon, M., Lepinette, A., Lepore, M. K., Leshin, L., Léveillé, R., Lewin, É., Lewis, K., Li, S., Lichtenberg, K., Lipkaman, L., Lisov, D., Little, C., Litvak, M., Liu, L., Lohf, H., Lorigny, E., Lugmair, G., Lundberg, A., Lyness, E., Madsen, M. B., Magee, A., Mahaffy, P., Maki, J., Mäkinen, T., Malakhov, A., Malespin, C., Malin, M., Mangold, N., Manhes, G., Manning, H., Marchand, G., Marín Jiménez, M., Martín García, C., Martin, D. K., Martin, M., Martin, P., Martínez Martínez, G., Martínez-Frías, J., Martín-Sauceda, J., Martín-Soler, M. J., Martín-Torres, F. J., Mason, E., Matthews, T., Matthiä, D., Mauchien, P., Maurice, S., McAdam, A., McBride, M., McCartney, E., McConnochie, T., McCullough, E., McEwan, I., McKay, C., McLain, H., McLennan, S., McNair, S., Melikechi, N., Mendaza de Cal, T., Merikallio, S., Merritt, S., Meslin, P.-Y., Meyer, M., Mezzacappa, A., Milkovich, S., Millan, M., Miller, H., Miller, K., Milliken, R., Ming, D., Minitti, M., Mischna, M., Mitchell, J., Mitrofanov, I., Moersch, J., Mokrousov, M., Molina, A., Moore, J. C., Moores, J. E., Mora-Sotomayor, L., Moreno, G., Morookian, J. M., Morris, R. V., Morrison, S., Mousset, V., Mrigakshi, A., Mueller-Mellin, R., Muller, J.-P., Muñoz Caro, G., Nachon, M., Nastan, A., Navarro López, S., Navarro González, R., Nealson, K., Nefian, A., Nelson, T., Newcombe, M., Newman, C., Newsom, H., Nikiforov, S., Nikitzuk, M., Niles, P., Nixon, B., Noblet, A., Noe, E., Nolan, D. T., Oehler, D., Ollila, A., Olson, T., Orthen, T., Owen, T., Ozanne, M., de Pablo Hernández, M. Á., Pagel, H., Paillet, A., Pallier, E., Palucis, M., Parker, T., Parot, Y., Parra, A., Patel, K., Paton, M., Paulsen, G., Pavlov, A. e., Pavri, B., Peinado-González, V., Pepin, R., Peret, L.,

- Pérez, R., Perrett, G., Peterson, J., Pílorget, C., Pinet, P., Pinnick, V., Pla-García, J., Plante, I., Poitrasson, F., Polkko, J., Popa, R., Posiolova, L., Posner, A., Pradler, I., Prats, B., Prokhorov, V., Raaen, E., Radziemski, L., Rafkin, S., Ramos, M., Rampe, E., Rapin, W., Raulin, F., Ravine, M., Reitz, G., Ren, J., Rennó, N., Rice, M., Richardson, M., Ritter, B., Rivera-Hernández, F., Robert, F., Robertson, K., Rodriguez Manfredi, J. A., José Romeral-Planelló, J., Rowland, S., Rubin, D., Saccoccio, M., Said, D., Salamon, A., Sanin, A., Sans Fuentes, S. A. r., Saper, L., Sarrazin, P., Sautter, V., Savijärvi, H., Schieber, J., Schmidt, M., Schmidt, W., Scholes, D., Schoppers, M., Schröder, S., Schwenzer, S. P., Sciascia Borlina, C., Scodary, A., Sebastián Martínez, E., Sengstacken, A., Shechet, J. G., Shterts, R., Siebach, K., Siili, T., Simmonds, J. J., Sirven, J.-B., Slavney, S., Sletten, R., Smith, M. D., Sobron Sanchez, P., Spanovich, N., Spray, J., Spring, J., Squyres, S., Stack, K., Stalport, F., Starr, R., Stein, A. S. T., Stern, J., Stewart, N., Stewart, W., Stipp, S. S. L., Stoiber, K., Stolper, E., Sucharski, R., Sullivan, R., Summons, R., Sumner, D. Y., Sun, V., Supulver, K., Sutter, B., Szopa, C., Tan, F., Tate, C., Teinturier, S., ten Kate, I. L., Thomas, A., Thomas, P., Thompson, L., Thuillier, F., Thulliez, E., Tokar, R., Toplis, M., de la Torre Juárez, M., Torres Redondo, J., Trainer, M., Treiman, A., Tretyakov, V., Ullán-Nieto, A., Urqui-O'Callaghan, R., Valentín-Serrano, P., Van Beek, J., Van Beek, T., VanBommel, S., Vaniman, D., Varenikov, A., Vasavada, A. R., Vasconcelos, P., de Vicente-Retortillo Rubalcaba, Á., Vicenzi, E., Vostrukhin, A., Voytek, M., Wadhwa, M., Ward, J., Watkins, J., Webster, C. R., Weigle, G., Wellington, D., Westall, F., Wiens, R., Wilhelm, M. B., Williams, A., Williams, J., Williams, R., Williams, R. B., Williford, K., Wilson, M. A., Wilson, S. A., Wimmer-Schweingruber, R., Wolff, M., Wong, M., Wray, J., Yana, C., Yen, A., Yingst, A., Zeitlin, C., Zimdar, R., and Zorzano Mier, M.-P. (2015). Mars methane detection and variability at Gale crater. *Science*, 347(6220) :415–417. :15
- Webster, C. R., Mahaffy, P. R., Atreya, S. K., Moores, J. E., Flesch, G. J., Malespin, C., McKay, C. P., Martinez, G., Smith, C. L., Martin-Torres, J., Gomez-Elvira, J., Zorzano, M.-P., Wong, M. H., Trainer, M. G., Steele, A., Archer, D., Sutter, B., Coll, P. J., Freissinet, C., Meslin, P.-Y., Gough, R. V., House, C. H., Pavlov, A., Eigenbrode, J. L., Glavin, D. P., Pearson, J. C., Keymeulen, D., Christensen, L. E., Schwenzer, S. P., Navarro-Gonzalez, R., Pla-García, J., Rafkin, S. C. R., Vicente-Retortillo, Á., Kahanpää, H., Viudez-Moreiras, D., Smith, M. D., Harri, A.-M., Genzer, M., Hassler, D. M., Lemmon, M., Crisp, J., Sander, S. P., Zurek, R. W., and Vasavada, A. R. (2018). Background levels of methane in Mars' atmosphere show strong seasonal variations. *Science*, 360(6393) :1093–1096. :18
- Weinmann, J., Meslin, P. Y., Vals, M., Forget, F., and Millour, E. (2019). Exploring the Impact of the Regolith on the Martian Water Cycle with a Global Climate Model. *LPI Contributions*, 2089 :6410. :19mars9
- Wilson, R. J. (1997). A general circulation model of the Martian polar warming. *Geophys. Res. Lett.*, 24 :123–126. :97
- Wilson, R. J. and Guzewich, S. D. (2014). Influence of water ice clouds on nighttime tropical temperature structure as seen by the mars climate sounder. *Geophysical Research Letters*, 41(10) :3375–3381. 2014GL060086. :14
- Wilson, R. J., Lewis, S. R., Montabone, L., and Smith, M. D. (2008). Influence of water ice clouds on Martian tropical atmospheric temperatures. *Geophys. Res. Lett.*, 35 :7202–+. :08
- Wilson, R. W. and Hamilton, K. (1996). Comprehensive model simulation of thermal tides in the Martian atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 53 :1290–1326. :96
- Wolff, M. J., Clancy, R. T., Kahre, M. A., Haberle, R. M., Forget, F., Cantor, B. A., and Malin, M. C. (2019). Mapping water ice clouds on Mars with MRO/MARCI. *Icarus*, 332 :24–49. :19

- Wolff, M. J., Clancy, R. T., Pitman, K. M., Bell, J. F., and James, P. B. (2001). Constraints on Martian Aerosol Particles Using MGS/TES and HST Data : Shapes. In *AGU Fall Meeting Abstracts*. :01
- Wolff, M. J., Smith, M. D., Clancy, R. T., Arvidson, R., Kahre, M., Seelos, F., Murchie, S., and Savijärvi, H. (2009). Wavelength dependence of dust aerosol single scattering albedo as observed by the Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer. , 114(E13) :0–+. :09
- Wolff, M. J., Smith, M. D., Clancy, R. T., Spanovich, N., Whitney, B. A., Lemmon, M. T., Bandfield, J. L., Banfield, D., Ghosh, A., Landis, G., Christensen, P. R., Bell, J. F., and Squyres, S. W. (2006). Constraints on dust aerosols from the Mars Exploration Rovers using MGS overflights and Mini-TES. , 111(E10) :12. :06
- Wolff, M. J., Todd Clancy, R., Goguen, J. D., Malin, M. C., and Cantor, B. A. (2010). Ultraviolet dust aerosol properties as observed by MARCI. *Icarus*, 208(1) :143–155. :10
- Yiğit, E., England, S. L., Liu, G., Medvedev, A. S., Mahaffy, P. R., Kuroda, T., and Jakosky, B. M. (2015). High-altitude gravity waves in the martian thermosphere observed by maven/ngims and modeled by a gravity wave scheme. *Geophysical Research Letters*, pages –. 2015GL065307. :15
- Young, R. M. B., Guerlet, S., Millour, E., Forget, F., Navarro, T., Montabone, L., Ignatiev, N., Grigoriev, A., Shakun, A., Trokhimovskiy, A., Montmessin, F., and Korablev, O. (2019). Assimilation of Observations from ACS/TIRVIM on board ExoMars TGO into the LMD Mars GCM. *LPI Contributions*, 2089 :6195. :19
- Zuber, M. T., Smith, D. E., Solomon, S. C., Muhleman, D. O., Head, J. W., Garvin, J. B., Abshire, J. B., and Bufton, J. L. (1992). The Mars Observer Laser Altimeter Investigation. *Journal of Geophysical Research*, 97(E5) :7781–7797. :92
- Zurek, R. W. and Smrekar, S. E. (2007). An overview of the Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) science mission. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112(E11) :5–+. :07