



**Contrat CNES Année 2019 :
Développement de la Mars Climate Database et
préparation EXOMARS**

Bon de commande n° 4500062845 / DSO091

**Note technique sur le modèle du climat martien
version 6.**

Ref : LMD_CNES_EXM_gcm6.0

**Préparé par : Margaux Vals, Ehouarn Millour, Francois Forget,
Aymeric Spiga, Antoine Bierjon, Déborah Bardet, Chao Wang**

Laboratoire de Météorologie Dynamique, CNRS, IPSL, Paris, France.

18 décembre 2019

Table des matières

1	Introduction	3
2	Amélioration du cycle de l'eau	4
2.1	Résolution verticale et modélisation de la convection nocturne	8
2.1.1	Inversions thermiques liées à la convection nocturne	8
2.1.2	Augmentation de la résolution verticale	8
2.2	Les défis des couplages de la microphysique des nuages	14
2.2.1	Sensibilité au pas de temps physique	14
2.2.2	Effets de couplages	14
2.3	Autre amélioration : Effets de la chaleur latente	23
2.3.1	Dans le GCM actuel	23
2.3.2	Application aux paléoclimats	23
3	Amélioration du cycle des poussières	28
3.1	Nouvelle méthode de contrôle de l'opacité de poussière	31
3.2	Paramétrisation de l'entraînement de la poussière par les vents de pente anabatiques au-dessus des hautes topographies sous-maille	39
3.2.1	Contexte	39
3.2.2	Topographie sous-maille et inventaire des sommets	40
3.2.3	Calcul de la fraction de maille occupée par la montagne	44
3.2.4	Calcul de la vitesse verticale	44
3.2.5	Entraînement de la poussière de la couche limite au-dessus des montagnes	48
3.2.6	Chauffage radiatif	49
3.2.7	Déentraînement de la poussière concentrée dans la poussière d'envi- ronnement	51
3.2.8	Résultats du modèle et discussion	53
3.3	Paramétrisation des rocket dust storm	65
3.3.1	Un point sur les travaux précédents	65
3.3.2	Couplage à la nouvelle injection de poussière	67
3.3.3	Sensibilité aux paramètres	70
4	Effets de couplages des cycles de l'eau et des poussières	75
4.1	Nouvelle injection de poussière en surface	75
4.2	Paramétrisation de l'entraînement de la poussière au-dessus des hautes to- pographies	77
4.2.1	Effet global sur le cycle des poussières	77
4.2.2	Effet global sur le cycle de l'eau	77
4.3	Paramétrisation des « rocket dust storm »	80
4.3.1	Effet global sur le cycle des poussières	80
4.3.2	Effet global sur le cycle de l'eau	80
4.4	Couplage des paramétrisations de l'entraînement de poussière au-dessus des reliefs et des « rocket dust storm »	85
4.4.1	Effet global sur le cycle des poussières	85
4.4.2	Effet global sur le cycle de l'eau	85
4.4.3	Effet global sur la température	86
4.5	Modélisation du lessivage de la poussière par la neige carbonique	92
4.5.1	Aspects théoriques	92
4.5.2	Une simple paramétrisation	92
4.5.3	Simulation avec le lessivage	94
5	Conclusion générale	95

1 Introduction

Ce document présente l'ensemble des développements apportés au Modèle de Climat Global martien du Laboratoire de Météorologie Dynamique dans le cadre de la préparation de la Mars Climate Database version 6. Ces développements concernent notamment la représentation des cycles de l'eau et des poussières et de leurs couplages.

La Section 2 rassemble les travaux réalisés sur le cycle de l'eau. 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.

La Section 3 rassemble les travaux réalisés sur le cycle des poussières. 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.

La Section 4 porte sur la combinaison des améliorations apportées aux cycles de l'eau et des poussières et leurs effets de couplages entre ces deux cycles. Nous montrons notamment 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.

2 Amélioration du cycle de l'eau

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

Malgré une bonne représentation global du cycle de l'eau martien, le GCM du LMD conserve un certain nombre de biais 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 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., 2014] (voir Figure 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 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 2.1** décrit l'implémentation d'une résolution verticale plus fine sur le cycle de l'eau, tandis que la **Section 2.2** 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 cette partie, dans la **Section 2.3**, nous décrivons une autre amélioration récemment implémentée : 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.

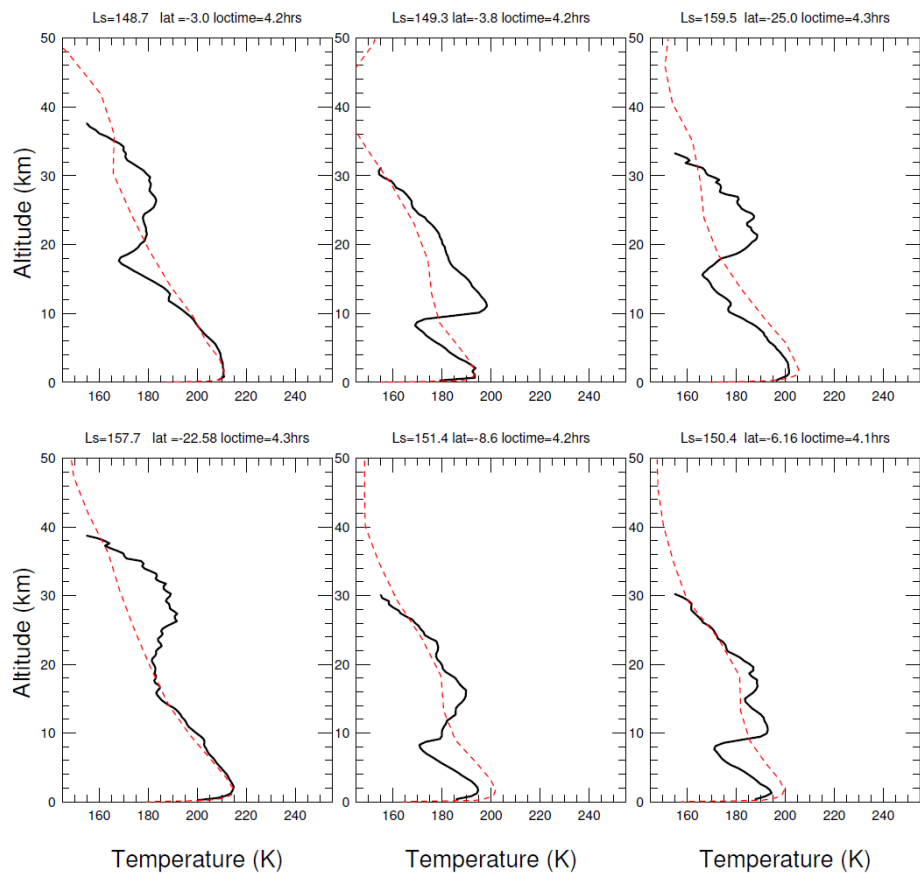


FIGURE 1 – Profils de température obtenus par les radio-occultations mesurées par la sonde MGS dans les tropiques pendant la saison de la ceinture nuageuse de l'aphélie (l'« aphelion cloud belt ») (en noir) [Hinson and Wilson, 2004] comparés aux mêmes profils de température obtenus avec le GCM du LMD (en rouge).

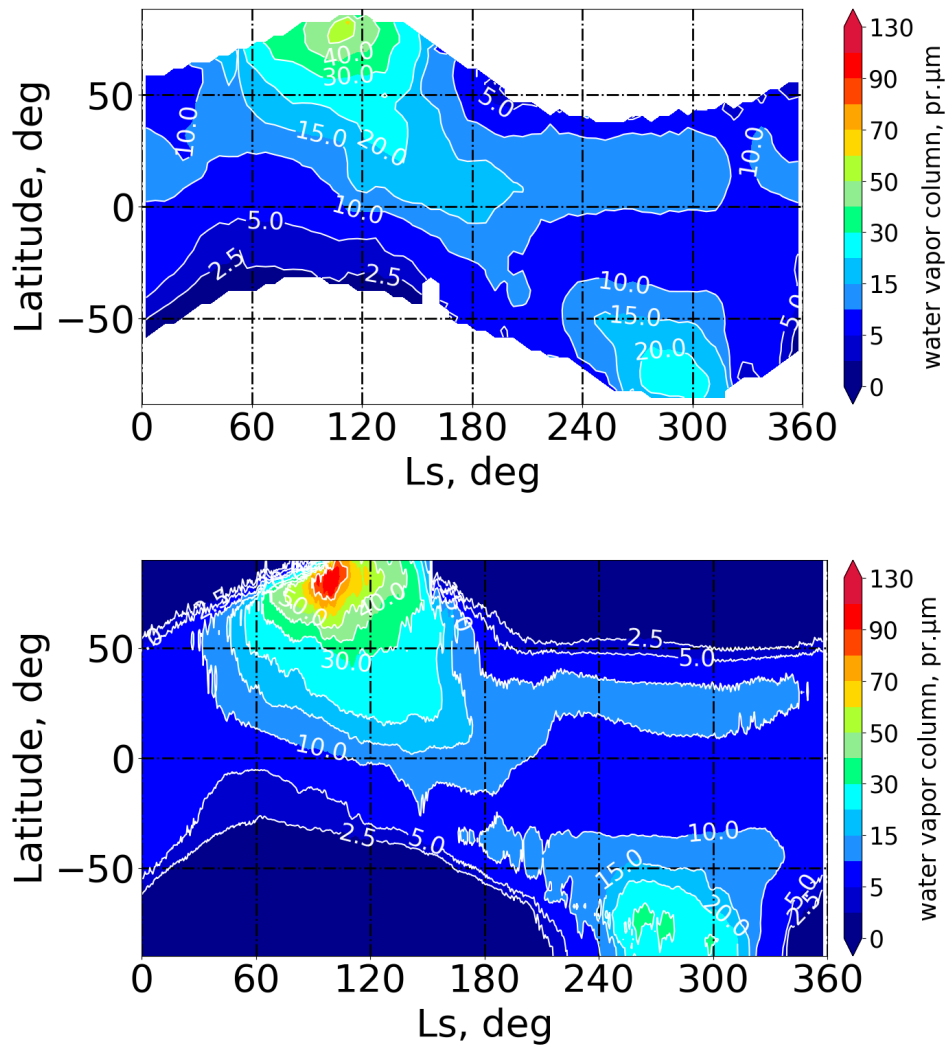


FIGURE 2 – Evolution saisonnière de la moyenne zonale de la colonne intégrée de vapeur d'eau. Haut : données de l'instrument TES. Bas : Simulation réalisée avec le GCM dans la version précédente ces dernières améliorations. Ces figures se basent sur celles réalisées par Navarro et al. [2014], contenant les plus récentes avancées du modèle, c'est-à-dire l'implémentation de l'effet radiatif et de la microphysique des nuages.

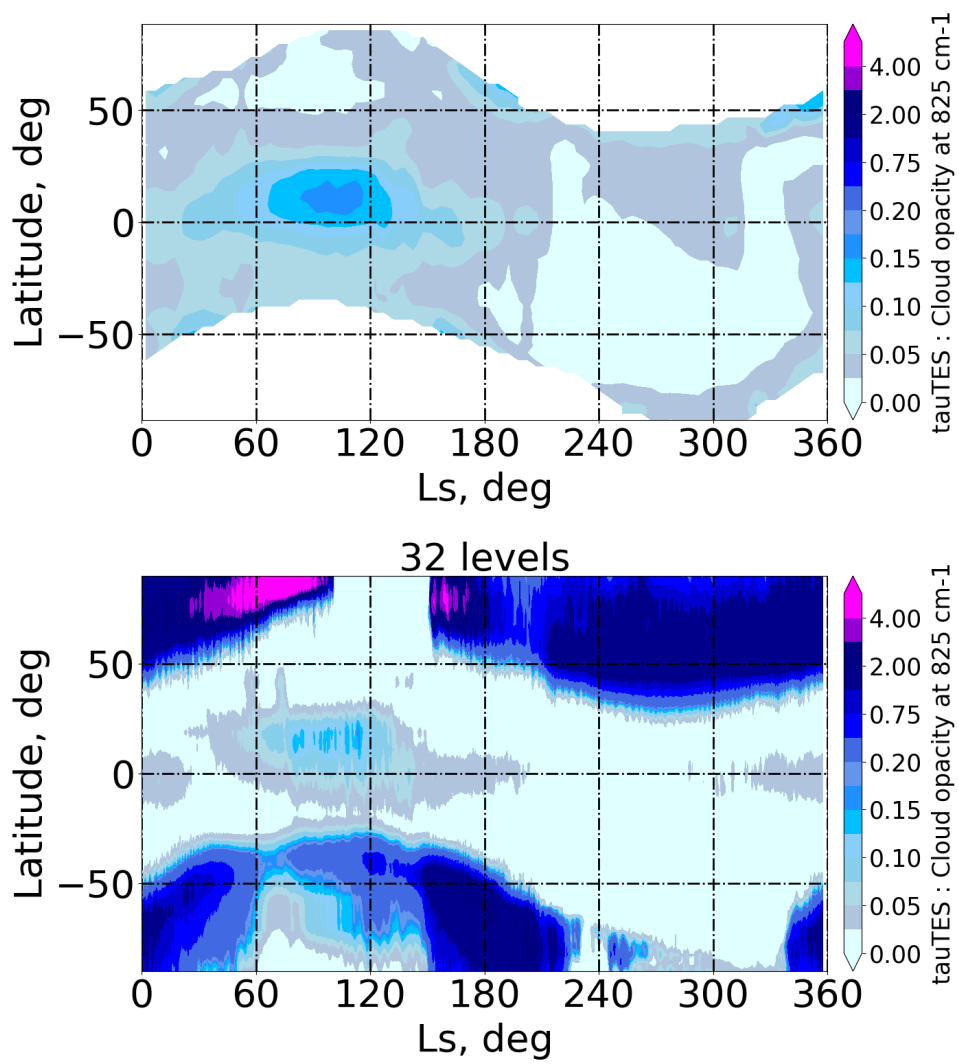


FIGURE 3 – Même Figure que 2 pour l'opacité nuageuse.

2.1 Résolution verticale et modélisation de la convection nocturne

2.1.1 Inversions thermiques liées à la convection nocturne

Comme évoqué plus haut, 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., 2014], 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.

2.1.2 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 4.

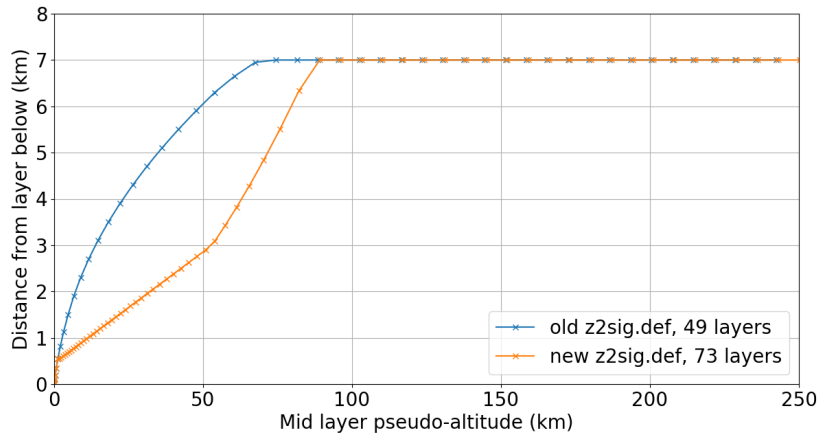


FIGURE 4 – Distance en km entre chaque niveau de la grille GCM et le niveau situé juste en dessous en fonction de l'altitude interpolée pour chaque niveau de la grille GCM.

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 5 et 6. 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 7), 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 8 et 9 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 plus haut persistent : la capuche polaire reste trop épaisse et les tropiques restent trop secs.

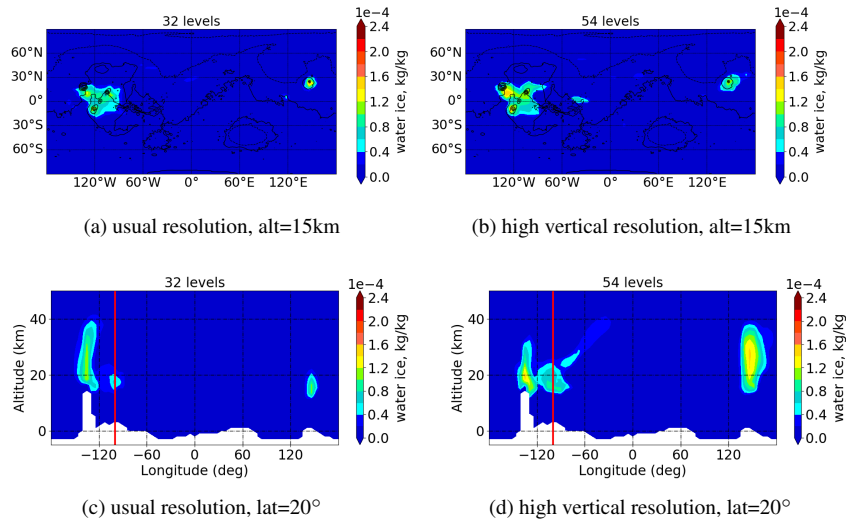


FIGURE 5 – Haut : Coupes horizontales en latitude/longitude du rapport de mélange de glace d'eau en kg.kg^{-1} à $L_s = 150^\circ$, $LT=2AM$ à 15 km d'altitude. Bas : Coupes verticales en altitude au-dessus de l'areoïde martien/longitude du rapport de mélange de glace d'eau en kg.kg^{-1} à $L_s = 150^\circ$, $LT=2AM$ 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.

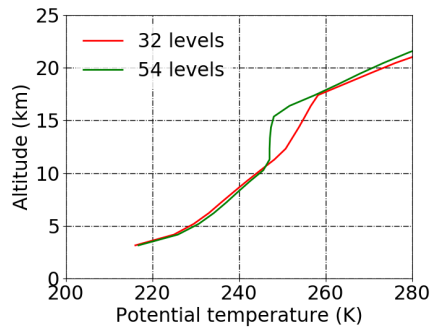


FIGURE 6 – Profils de température potentielle en fonction de l'altitude au-dessus de l'areoïde martien à $L_s = 150^\circ$, $lat = 20^\circ$, $lon = 120^\circ$ et $LT=2AM$ obtenus respectivement avec la résolution standard du GCM de 49 niveaux (en rouge), soit 32 niveaux pour une simulation n'incluant pas la thermosphère, et la haute résolution de 73 niveaux (en vert), soit 54 niveaux pour une simulation n'incluant pas la thermosphère.

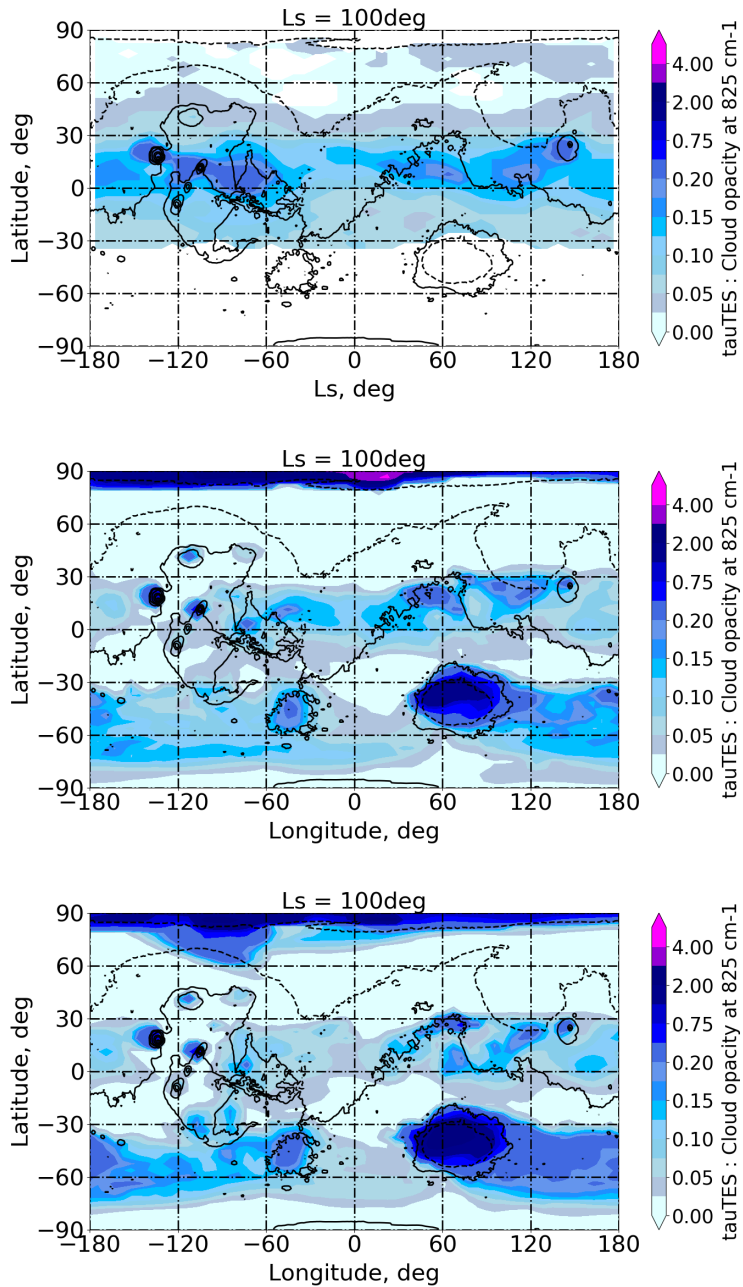


FIGURE 7 – Distribution en latitude/longitude de l’opacité de la glace d’eau à $Ls = 100^\circ$ à 14 :00 heure locale. Haut : données de l’instrument TES. Milieu : Simulation GCM avec la résolution verticale standard de 49 niveaux verticaux. Bas : Simulation GCM avec la résolution fine de 73 niveaux verticaux.

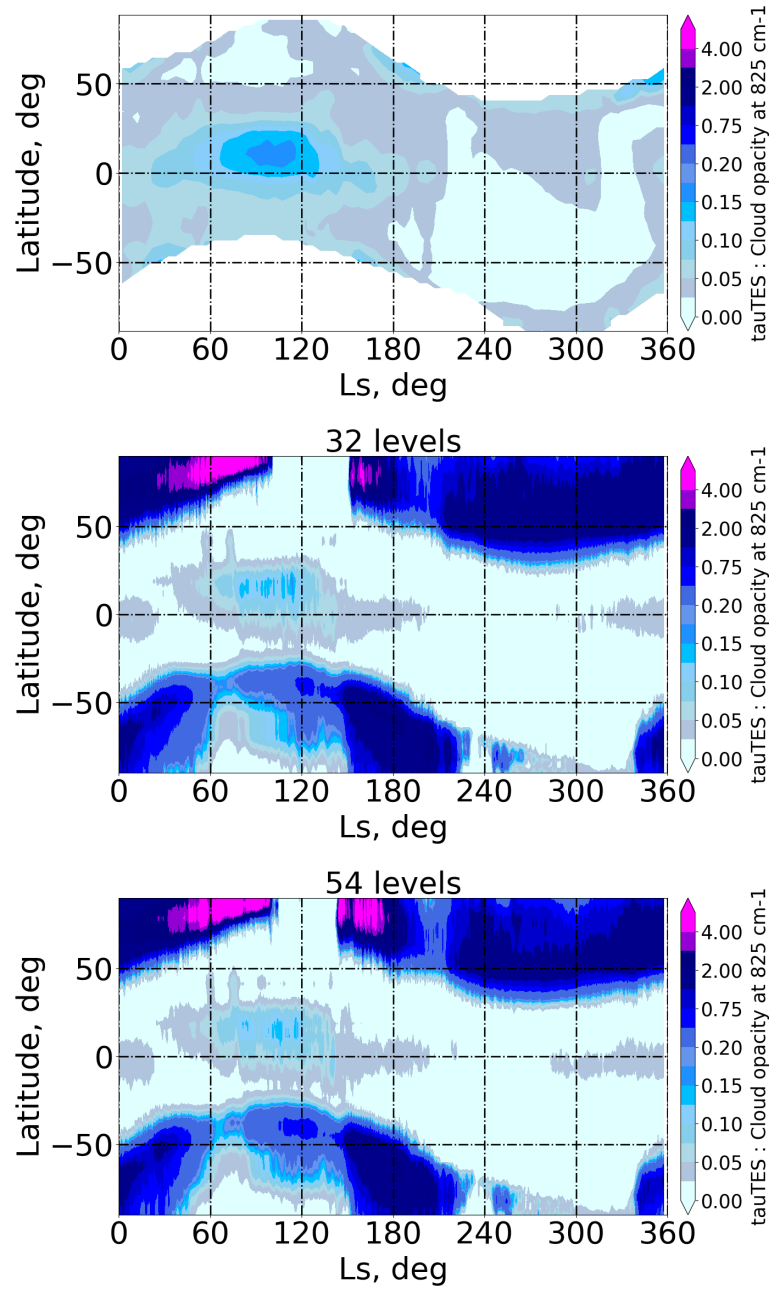


FIGURE 8 – Evolution saisonnière de la moyenne zonale de l’opacité nuageuse à 14 :00 heure locale. Haut : données de l’instrument TES. Milieu : Simulation GCM avec la résolution verticale standard de 49 niveaux verticaux. Bas : Simulation GCM avec la résolution fine de 73 niveaux verticaux.

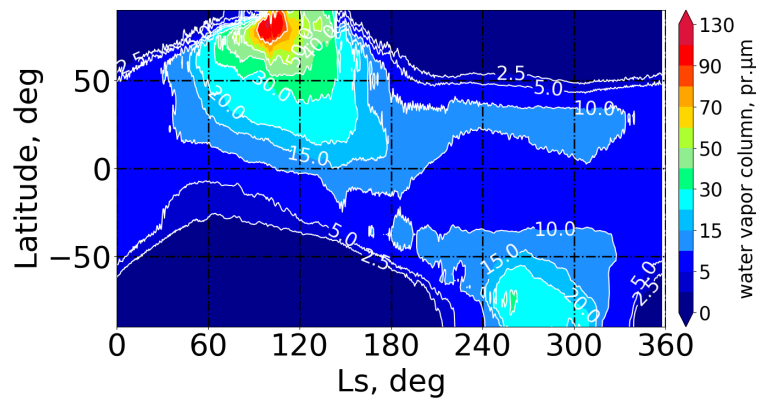
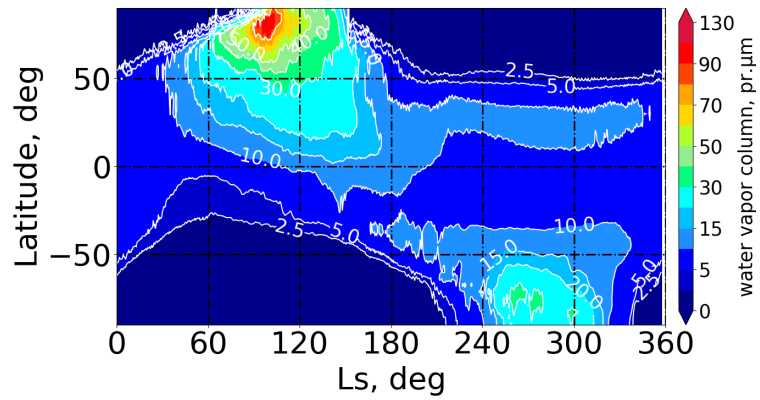
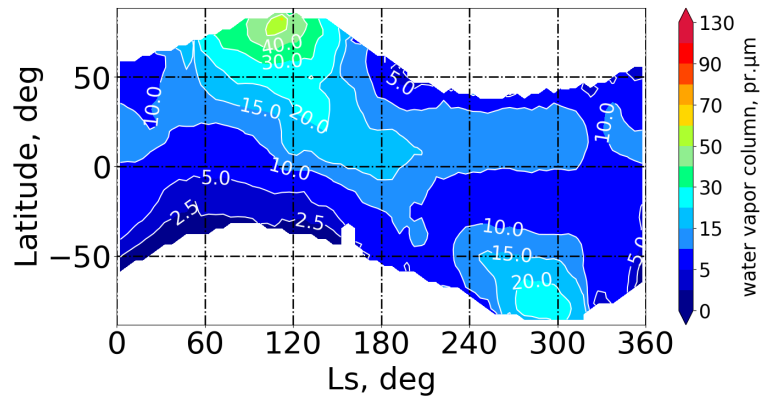


FIGURE 9 – Mème Figure que 8 pour la colonne intégrée de vapeur d'eau.

2.2 Les défis des couplages de la microphysique des nuages

2.2.1 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 2.1, 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. La microphysique possède quant à elle son propre sous-pas de temps 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 10. L'effet est le même lorsqu'on augmente encore la finesse du pas temporel en passant à 3.75 minutes. La Figure 11 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.

2.2.2 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 12 et 13, 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 14 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 15 montre les résultats d'une telle simulation. La Figure 16, comme sur le modèle de la Figure 14, 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 CO_2 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 et Ehouarn Millour.

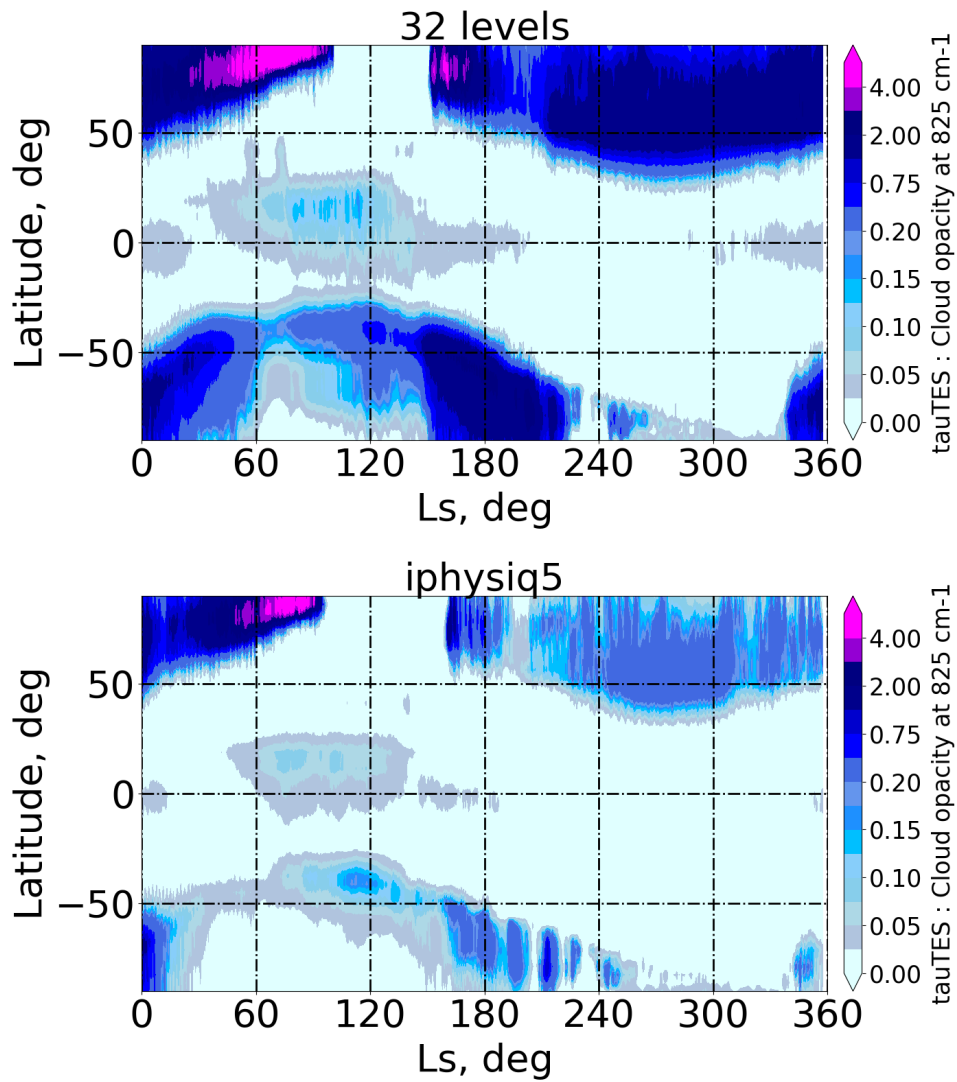


FIGURE 10 – Evolution saisonnière de la moyenne zonale de l’opacité nuageuse à 14 :00 heure locale pour une simulation GCM réalisée Haut : avec le pas de temps standard de 15 minutes. Bas : avec le pas de temps de 7.5 minutes.

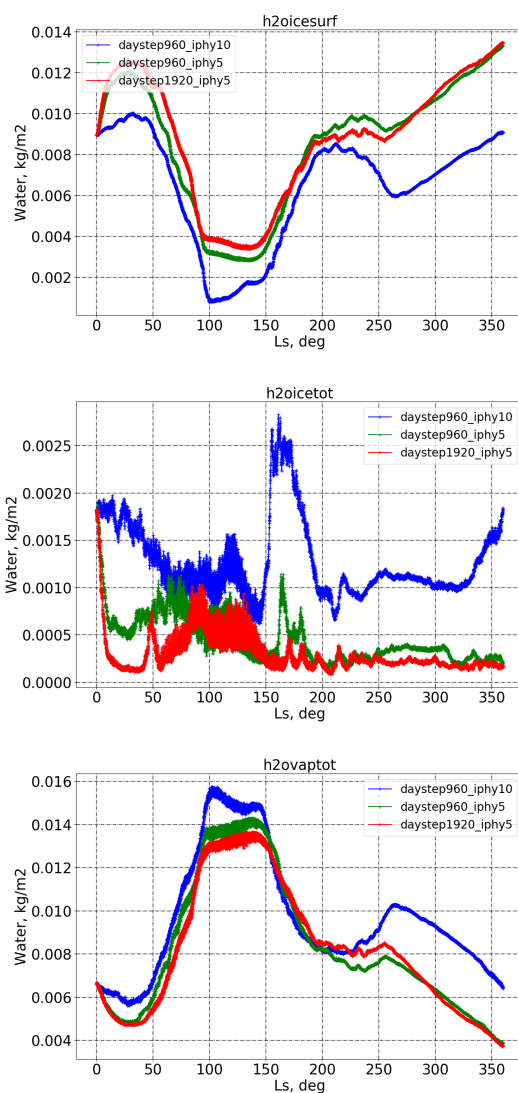


FIGURE 11 – Evolution saisonnière de la moyenne planétaire de la quantité totale Haut : de glace d’eau en surface ; Milieu : de la colonne intégrée de glace d’eau dans l’atmosphère ; Bas : de la colonne intégrée de vapeur d’eau dans l’atmosphère respectivement pour les cas tracés en bleu, vert et rouge 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).

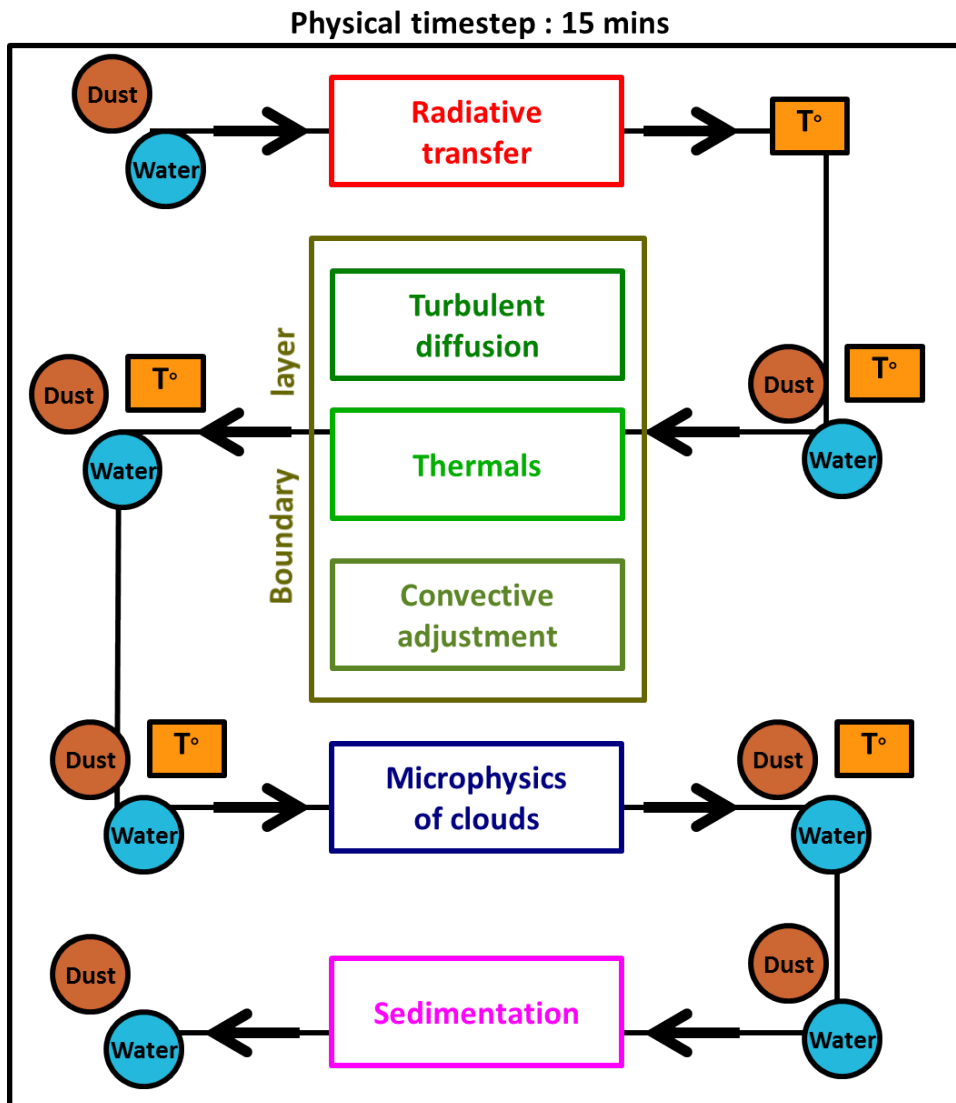


FIGURE 12 – Représentation schématique de l'ensemble des paramétrisations parcourues au sein du GCM dans la partie du calcul des tendances physiques : les bulles « dust » et « water » représentent respectivement les traceurs de la poussière et de l'eau, « T° » représente la variable de température. Le 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.

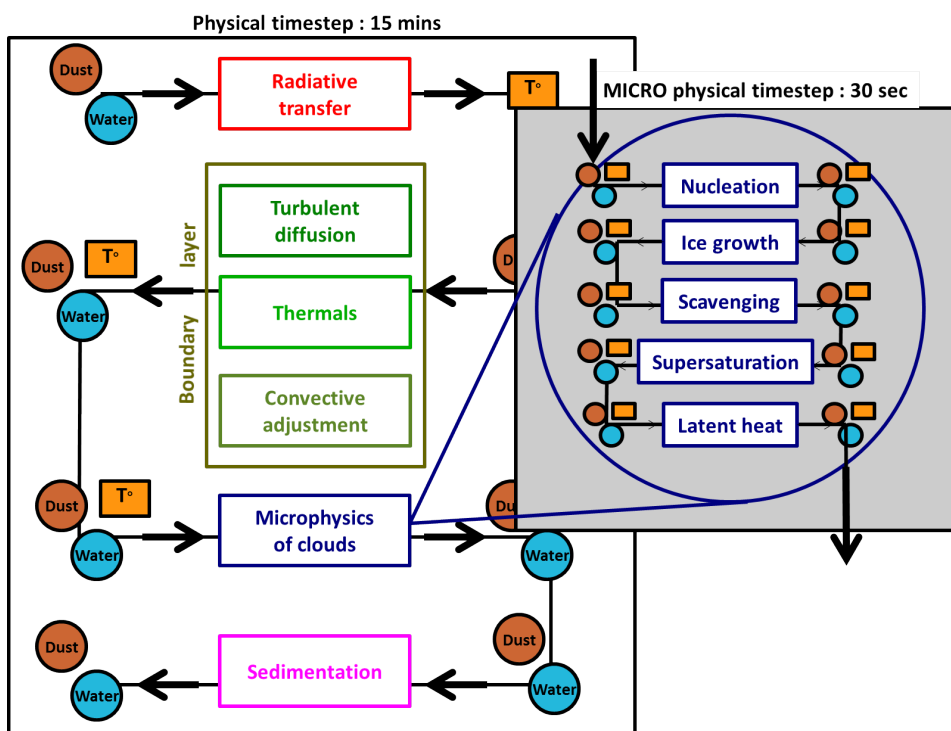


FIGURE 13 – Même schéma que dans la Figure 12 avec le détail de la microphysique des nuages et les différents processus sont mentionnés : nucléation de la glace d’eau sur les particules de poussière, grossissement de la glace sur la poussière, lessivage de la poussière, supersaturation et relâchement de chaleur latente lorsque la glace se sublime ou condense.

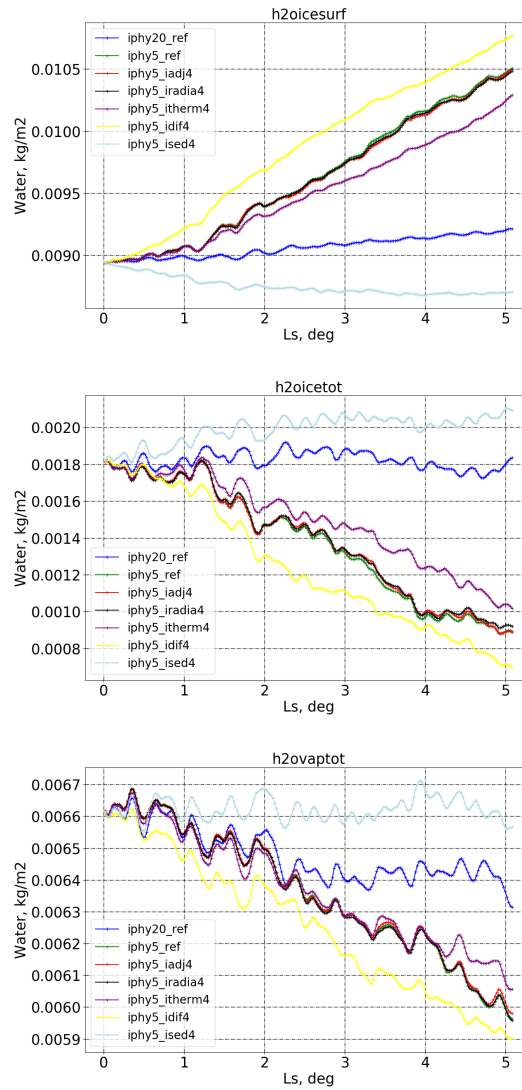


FIGURE 14 – Evolution saisonnière de la moyenne planétaire de la quantité totale Haut : de glace d’eau en surface ; Milieu : de la colonne intégrée de glace d’eau dans l’atmosphère ; Bas : de la colonne intégrée de vapeur d’eau dans l’atmosphère respectivement pour les cas tracés en bleu, vert, rouge, 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.

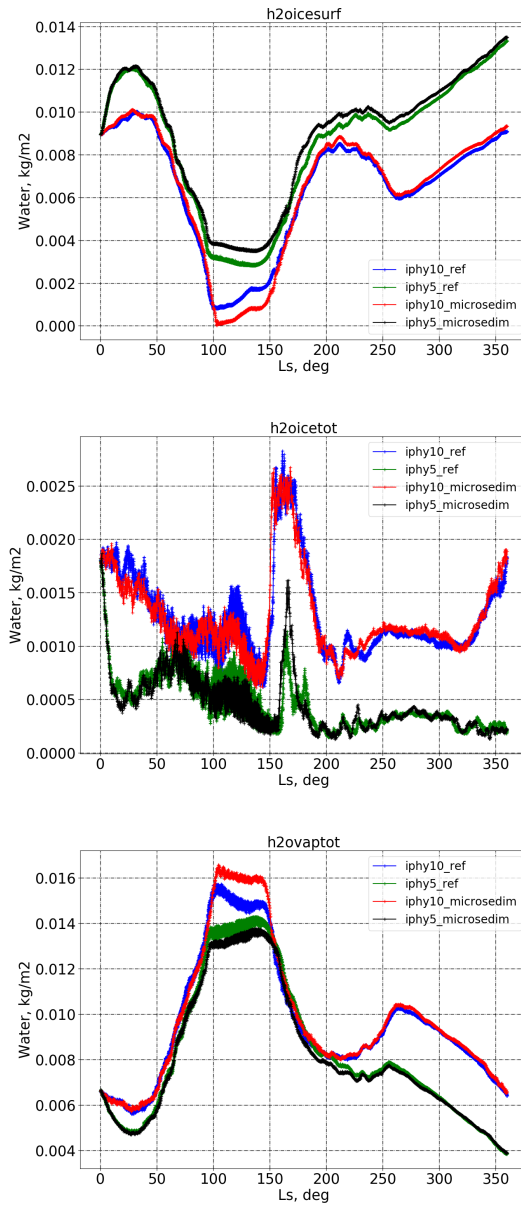


FIGURE 15 – Evolution saisonnière de la moyenne planétaire de la quantité totale Haut : de glace d'eau en surface ; Milieu : de la colonne intégrée de glace d'eau dans l'atmosphère ; Bas : de la colonne intégrée de vapeur d'eau dans l'atmosphère pour les cas de référence d'une simulation GCM avec un 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.

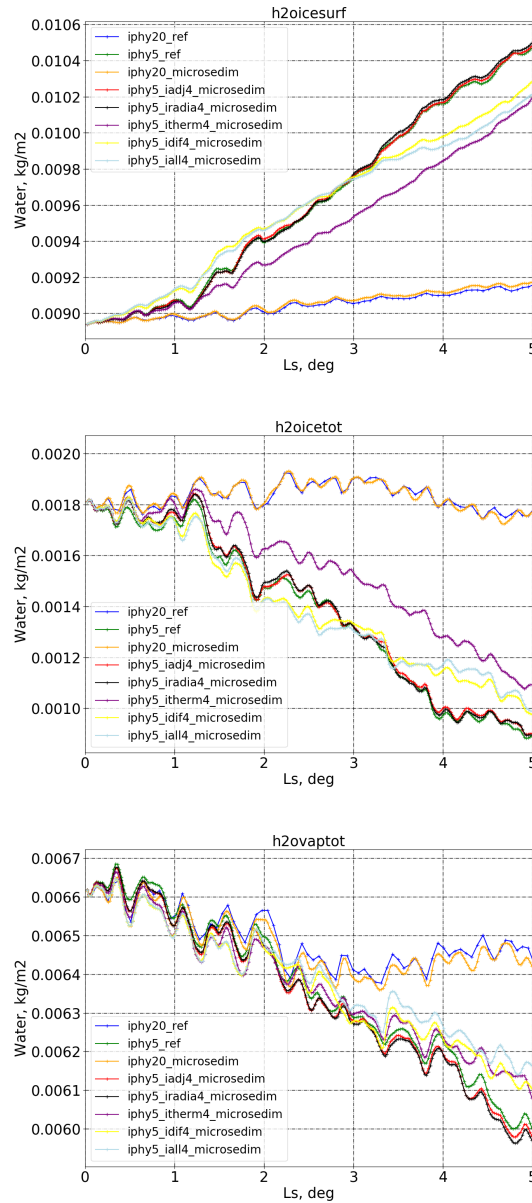


FIGURE 16 – Même Figure que Figure 14 dans le cas du couplage de la sédimentation à la microphysique. En bleu clair on a ajouté le cas de l'appel moins fréquent de toutes les paramétrisations (960 pas de temps dynamiques par jour, appel de la physique tous les 5 pas de temps dynamiques, appel de chaque paramétrisation tous les 4 pas de temps physique).

2.3 Autre amélioration : Effets de la chaleur latente

2.3.1 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. 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 :

$$E_w = -\rho C_d |U| (q_1 - q_{sat}) \quad (1)$$

Où ρ est la masse volumique de l'air près de la surface, C_d le coefficient de traînée 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. On calcule alors la variation de température qui accompagne la sublimation de l'eau telle que :

$$\left(\frac{\partial T_{surf}}{\partial t} \right)_{H_2O} = \frac{L_{subl}}{C_p} E_w \quad (2)$$

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

La Figure 17 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 18 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.

2.3.2 Application aux paléoclimats

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

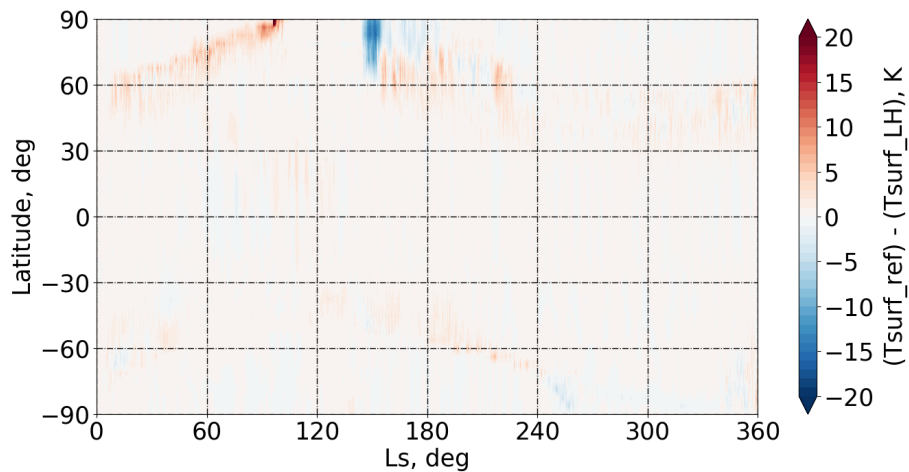


FIGURE 17 – Evolution saisonnière de la différence de température de surface en moyenne zonale entre le cas d’une simulation GCM de référence et le cas d’une simulation GCM avec la prise en compte du dégagement de chaleur latente lors de la sublimation et de la condensation de l’eau en surface.

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 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,

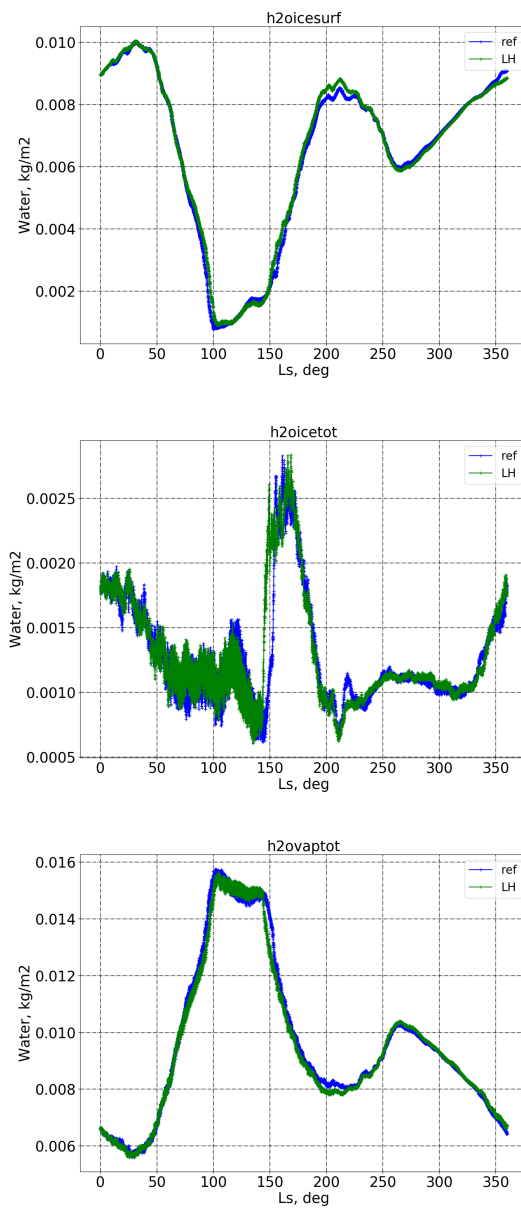


FIGURE 18 – Evolution saisonnière de la moyenne planétaire de la quantité totale Haut : de glace d'eau en surface ; Milieu : de la colonne intégrée de glace d'eau dans l'atmosphère ; Bas : de la colonne intégrée de vapeur d'eau dans l'atmosphère pour les cas de référence d'une simulation GCM (courbe "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).

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

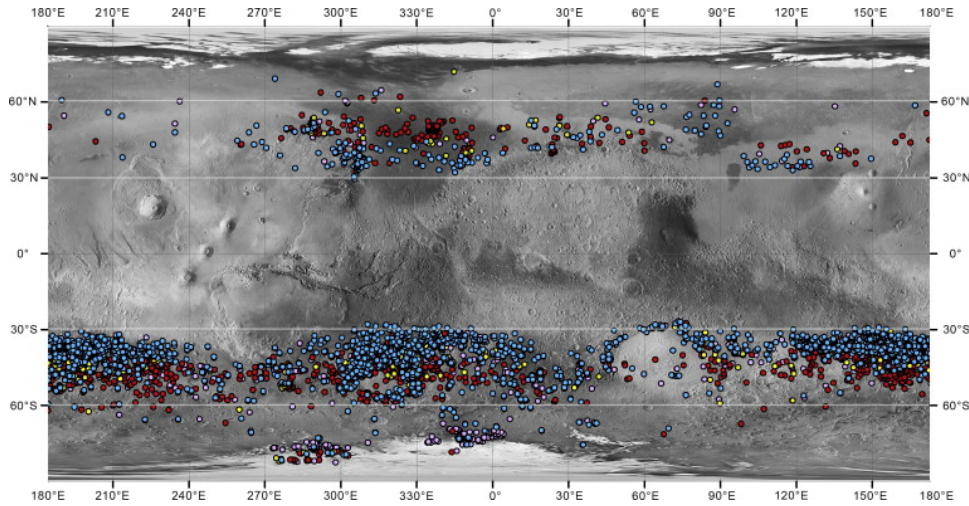


FIGURE 19 – Image extraite de Harrison et al. [2015] représentant la distribution globale des gullies sur le globe martien cartographiées à partir des données de CTX de la caméra Mars Orbiter Camera Wide Angle (MOC WA) à bord de la sonde Mars Global Surveyor (MGS) superposées aux données topographiques 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.

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

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 1. Les conditions d’albédo de type « dry

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

TABLE 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.

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 20 résume les résultats des simulations réalisées avec les paramètres du Tableau 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.

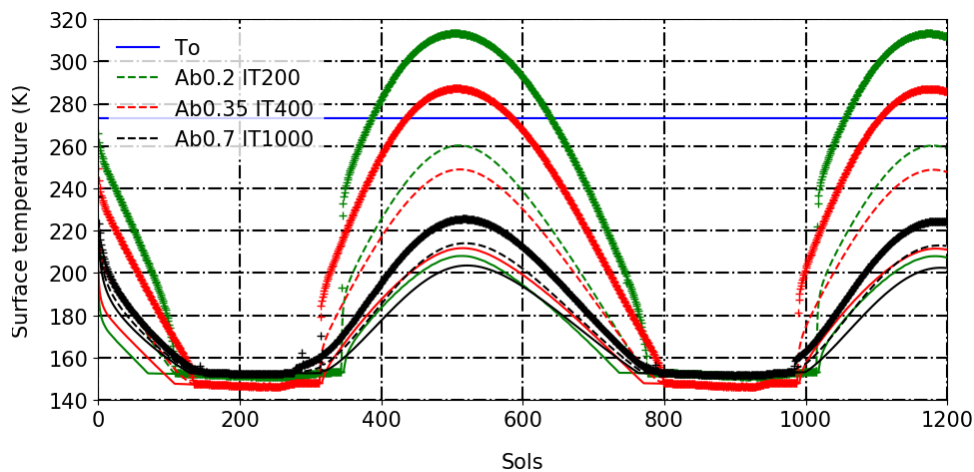


FIGURE 20 – Simulation 1D à la latitude -45°N , sur une pente de 30° orientée vers le pôle Sud, à obliquité de 35° et à une pression initiale de 1200 Pa sur 1200 sols martiens sans prendre en compte le dégagement de chaleur latente. **En bleu** : La température du point de fonte de l'eau $T_0 = 273.15\text{ K} = 0^\circ\text{C}$. **En rouge** : simulation réalisée dans le cas d'un albédo et d'une inertie thermique de type « dry soil » (voir Tableau 1). **En vert** : simulation réalisée dans le cas d'un albédo et d'une inertie thermique de type « porous ice » (voir Tableau 1). **En noir** : simulation réalisée dans le cas d'un albédo et d'une inertie thermique de type « pure ice » (voir Tableau 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.

La Figure 21 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 22. 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.

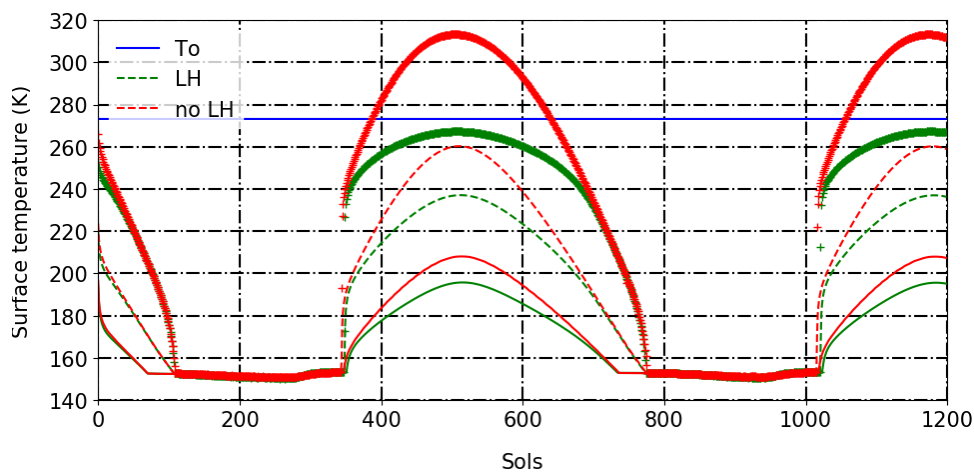


FIGURE 21 – Simulation 1D à la latitude -45°N , sur une pente de 30° orientée vers le pôle Sud, à obliquité de 35° et à une pression initiale de 1200 Pa sur 1200 sols martiens. L'albédo et l'inertie thermique sont fixés respectivement à 0.2 et 200 SI. **En bleu** : La température du point de fonte de 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.

3 Amélioration du cycle des poussières

Cette partie se focalise sur les développements dernièrement apportés dans le GCM sur la modélisation du cycle des poussières. En particulier c'est la modélisation des couches détachées de poussières, qui est l'objet principal de ces 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 23 et 24). 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

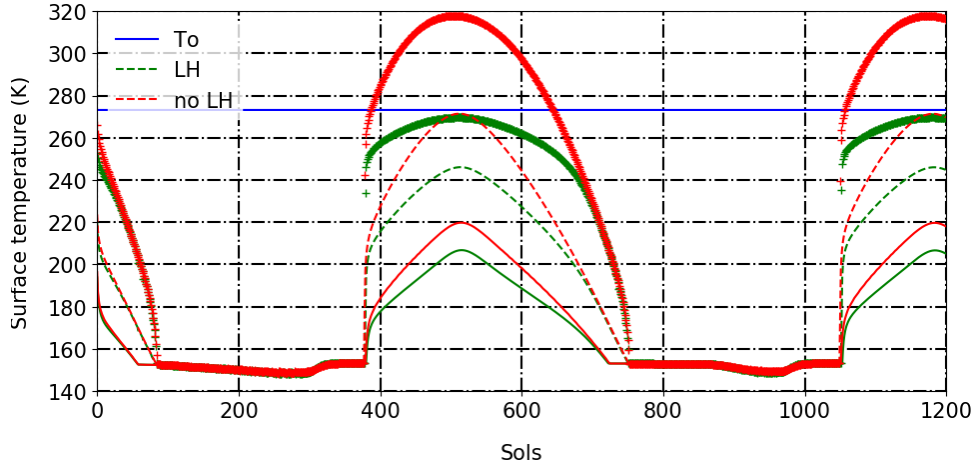


FIGURE 22 – Même figure que 21 pour une simulation GCM réalisée à une obliquité de 45° .

pour la Terre par de Laot 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., 2011], et qui se situe dans le domaine infrarouge. On utilise la Density Scaled Opacity (DSO), exprimée en $\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$, comme une variable de référence pour évaluer la quantité de poussière dans l'atmosphère¹. La Figure 23 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., 2011]. 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

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., 2011] :

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

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 $3000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. 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 :

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

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.

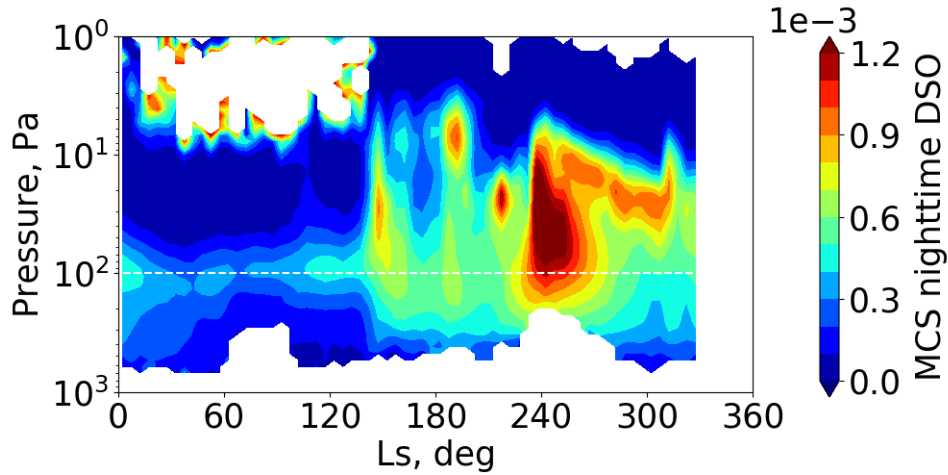


FIGURE 23 – Moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -30°N et 30°N de la Density Scaled Opacity (DSO) de poussière mesurée par l'instrument MCS à bord de la sonde MRO, pendant la nuit, binnée par 5° de Ls. Précisons que la DSO très élevée qui apparaît entre 10 et 1 Pa entre Ls 0° et 150° est associée à la présence de nuages de CO_2 et non de poussière [Heavens et al., 2011].

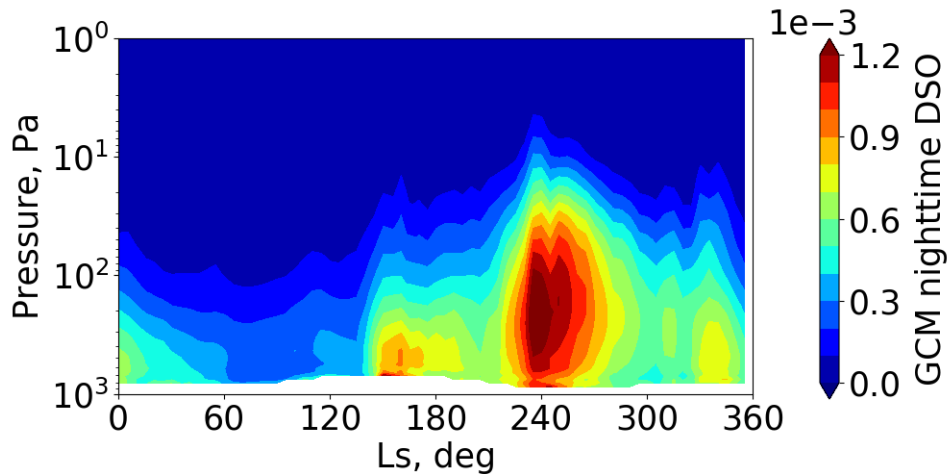


FIGURE 24 – Moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -30°N et 30°N de la Density Scaled Opacity (DSO) de poussière, pendant la nuit (heure locale 3 :00am), binnée par 5° de Ls, résultat d'une simulation standard GCM d'une année martienne

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 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., 2011], 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 », ces petits vortex convectifs très actifs pendant la saison claire, 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. [2011] 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., 2011]. 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., 2014] 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 cette partie, ce sont ces deux processus dont on étudie la modélisation et l'impact sur le cycle des poussières en comparaison des observations.

Dans la **Section 3.1**, une nouvelle méthode d'injection de la poussière et de contrôle de son opacité par le GCM est développée et proposée. Dans la **Section 4.2**, 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 4.3** 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 cette partie sont réalisées avec la nouvelle résolution verticale affinée de 73 niveaux présentée dans la Section 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.

3.1 Nouvelle méthode de contrôle de l'opacité de poussière

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 :

$$d\tau_\lambda = \frac{3}{4} \frac{Q_{\text{ext},\lambda} q}{\rho_p r_{\text{eff}}} dp \quad (5)$$

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.

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 5. 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} :

$$d\tau_{\text{GCM}} = \frac{\tau_{\text{obs}}}{\tau_{\text{GCM}}} d\tau_{\text{GCM}} \quad (6)$$

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 ce travail, 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. Comme décrit plus haut, 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 reprise et développée ces dernières années. 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 $\tau_{\text{ref_scenario}}$ 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 :

$$\Delta q = \frac{4}{3} \frac{p_{\text{surf}} \rho_{\text{dust}} r_{\text{eff}}}{p_{\text{ref}} Q_{\text{ext}} \Delta t} \Delta\tau \quad (7)$$

Δq est donc la différence de rapport de mélange de poussière (en $\text{kg.kg}_{\text{air}}^{-1}$) 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 25). 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 25). 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 26 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 $Ls = 240^\circ$. Le procédé nous semblant également plus logique d'injecter la quantité de poussière correspondante 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 26). La Figure 27 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 28 donne la comparaison de la distribution spatiale de la poussière à $Ls = 240^\circ$, pendant une tempête de poussière, avec les observations. On voit que les caractéristiques principales de la répartition de poussière sont reproduites par

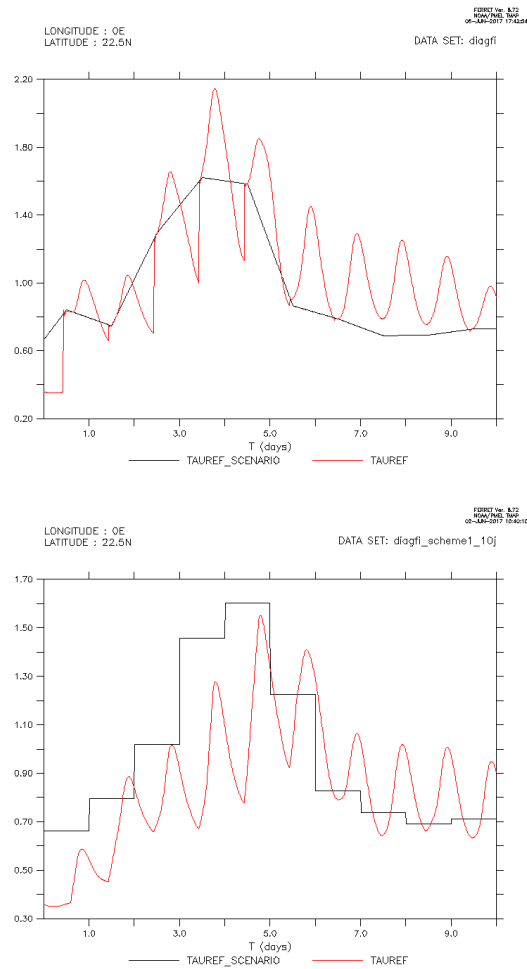


FIGURE 25 – Variations de τ_{ref} et $\tau_{ref_scenario}$ (normalisées à la pression de référence de surface) au cours du temps pour une simulation de 10 sols, avec un jour initial à Longitude solaire (L_s) 143.39, pour le scénario MY29. L'axe des abscisses représente le temps en sols, l'axe des ordonnées 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.

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°N .

On peut d'ores et déjà voir l'effet de cette nouvelle injection de poussière sur la moyenne zonale de la DSO, ce qui est donné par la Figure 29. 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 ob-

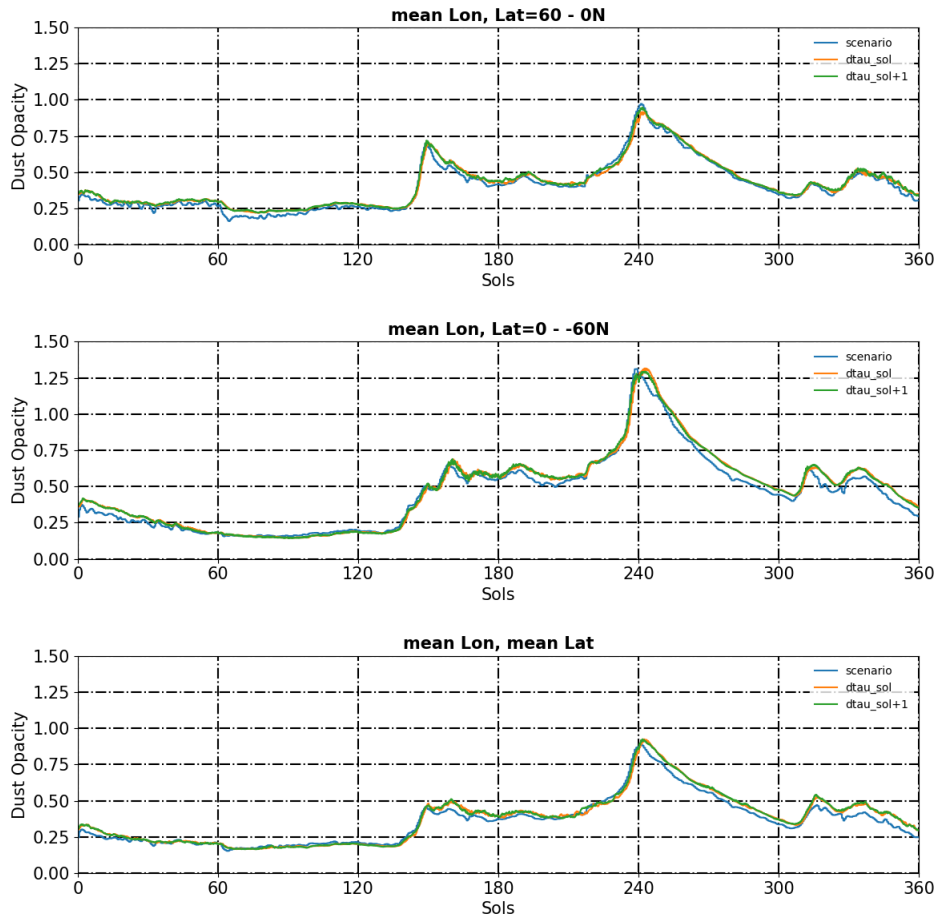


FIGURE 26 – Simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection de poussière en surface pour les deux timing de comparaison étudiés, à savoir 14 :00 le jour même ($dtau_sol$) ou 14 :00 le jour suivant ($dtau_sol + 1$). Haut : Moyenne zonale de l’opacité 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.

servées, 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 jusque 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.

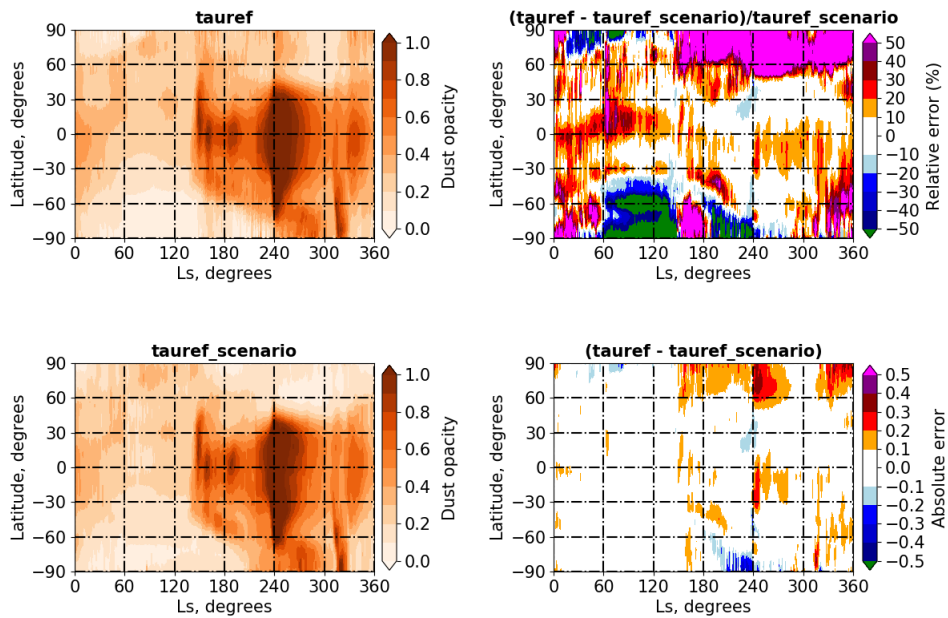


FIGURE 27 – Moyenne zonale de l’opacité de colonne intégrée de poussière en fonction de la longitude solaire Ls. Gauche, Haut : cette quantité calculée pour une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection de poussière en surface ; Gauche, Bas : 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.

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’imposer (quel processus physique contrôle l’injection et comment le paramétriser) ?

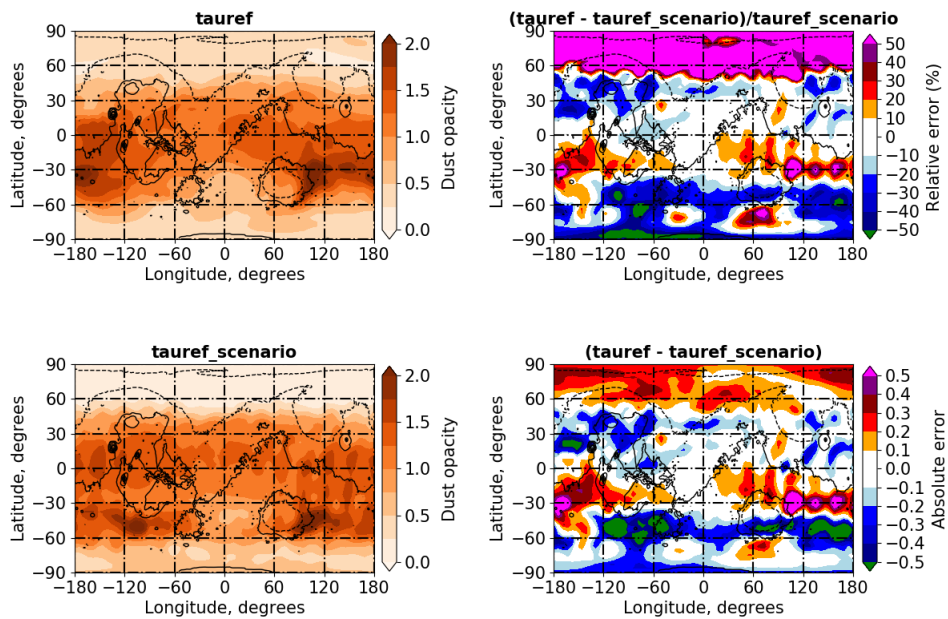


FIGURE 28 – Carte en latitude/longitude de l’opacité de colonne intégrée de poussière à $L_s \simeq 240^\circ$. Gauche, Haut : cette quantité calculée pour une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection de poussière en surface ; Gauche, Bas : 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.

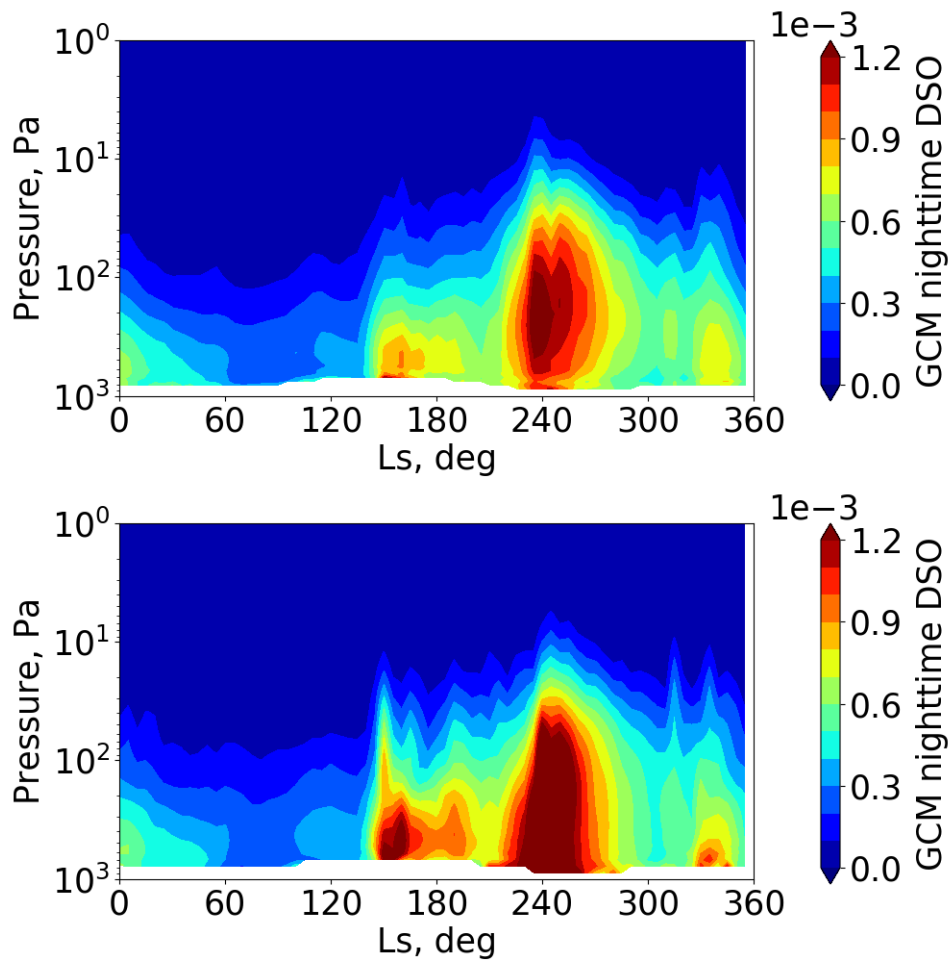


FIGURE 29 – Moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -25°N et 25°N de la Density Scaled Opacity (DSO) de poussière, pendant la nuit (heure locale 3 :00am), binnée par 5° de Ls. Haut : résultat d’une simulation standard GCM d’une année martienne. Bas : résultat d’une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection de poussière en surface

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

3.2.1 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'aréoïde 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 30).

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.

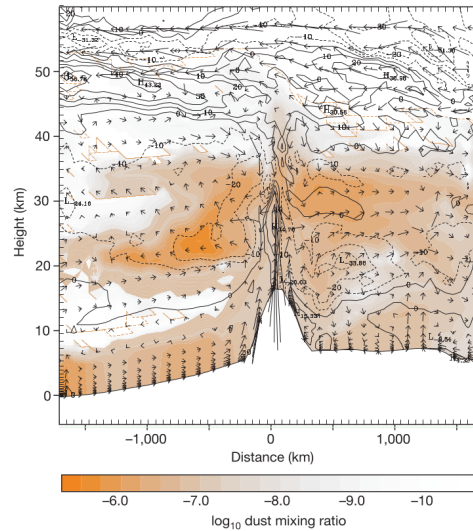


FIGURE 30 – Figure extraite de Rafkin et al. [2002] (Figure 4). Coupe altitude/longitude du modèle au centre d’Arsia Mons représentant le rapport de mélange de poussière et les vitesses de vents (vitesse verticale maximale : $\sim 9 \text{ m s}^{-1}$, vitesse horizontale maximale : $\sim 95 \text{ m s}^{-1}$).

3.2.2 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 31) qui fournit l’altitude de la topographie par rapport à l’areoïde martien² avec une résolution de 32 pixels par degrés [Smith et al., 2001].

Les étapes de traitement de ces données sont les suivantes (voir aussi figure 32) :

- 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 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

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

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 33).

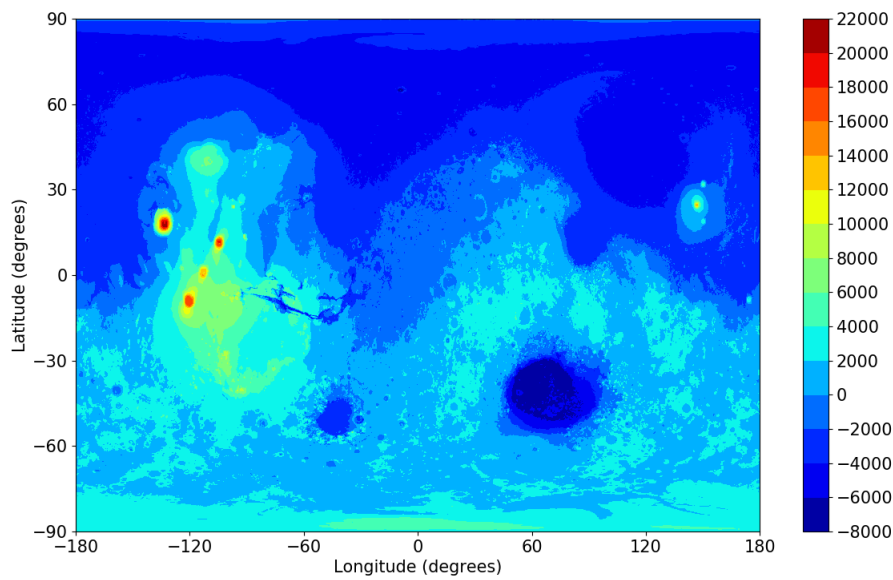


FIGURE 31 – Topographie MOLA avec une résolution de 32 pixels par degrés.

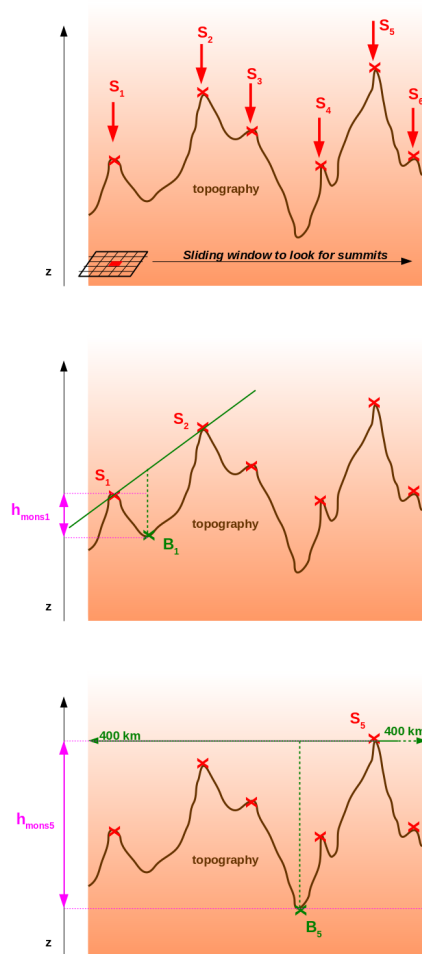


FIGURE 32 – Schéma explicatif du calcul de la localisation des sommets et du calcul de h_{mons} . Haut : Localisation des sommets sur la carte réduite à 8 pixels par degrés à l'aide d'une fenêtre glissante de 5x5 pixels. Un sommet est identifié lorsqu'il s'agit du point de plus haute altitude situé au 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.

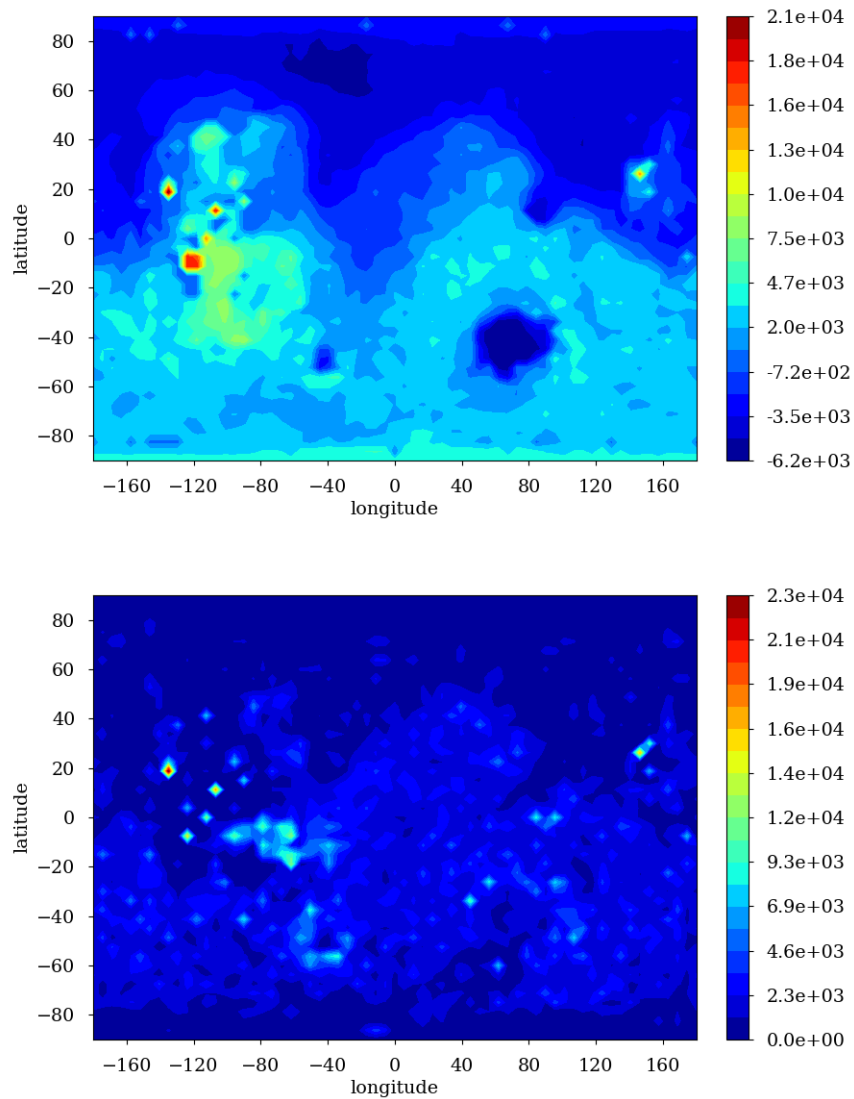


FIGURE 33 – Haut : carte de l'altitude au-dessus de l'areoïde des sommets en m. Bas : carte de hauteur des sommets h_{mons} (m), soit l'altitude du sommet moins l'altitude de la base.

3.2.3 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 :

$$x_{mons} = \frac{h_{mons} - h_{min}}{h_{max} - h_{min}} \quad (8)$$

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 34. La

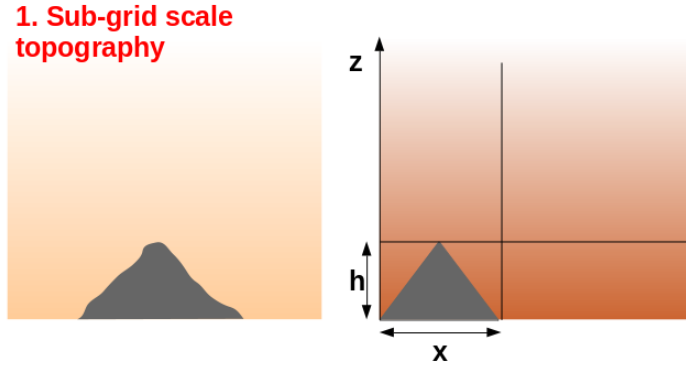


FIGURE 34 – Illustration de la prise en compte de la présence de la topographie sous-maille au sein d’une maille GCM

fraction de maille varie donc 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 3.2.6).

3.2.4 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 :

$$\frac{DW}{dt} = g \frac{T' - T}{T} \quad (9)$$

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 :

$$W_{l+1}^2 - W_l^2 = 2g(z_{l+1} - z_l) \left(\frac{T'_{l+\frac{1}{2}}}{T_{l+\frac{1}{2}}} - 1 \right) \quad (10)$$

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 35).

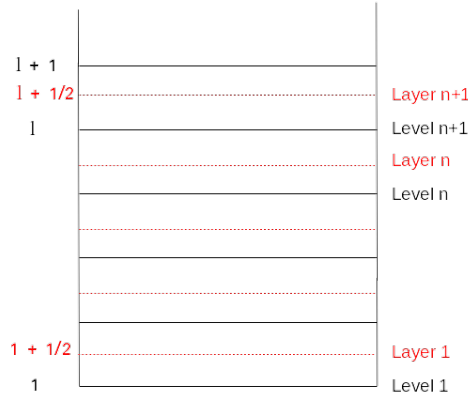


FIGURE 35 – Schéma d'une colonne du GCM et de son indexage vertical : les niveaux (levels) sont les limites des couches, les couches (layers) sont les inter-niveaux. Dans la discrétisation des équations les indices entiers correspondent aux niveaux, alors que les indices en $\frac{1}{2}$ correspondent 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 :

$$w_0 = k_0 \sqrt{\frac{T'_{l_{summit}}}{T_{l_{summit}}} - 1} \quad (11)$$

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 3.2.2. 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 36).

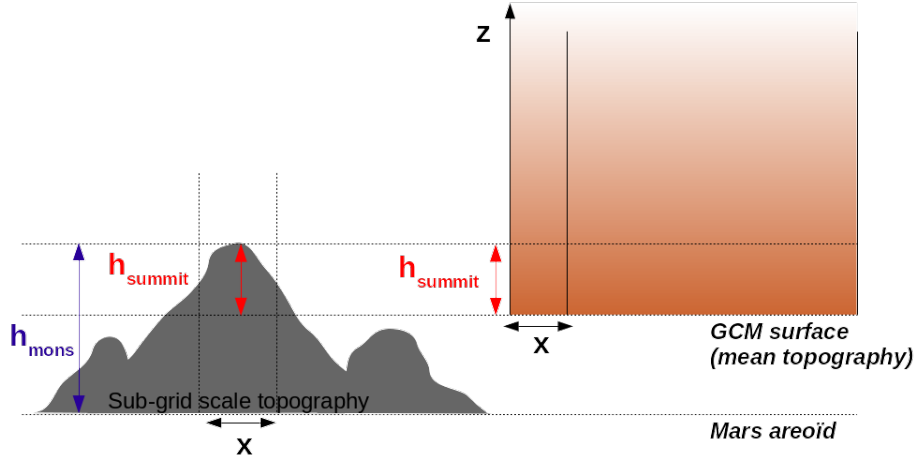


FIGURE 36 – Illustration du calcul de la hauteur de la topographie sous-maille $h_{summit} = summit - \phi_s/g$ dans le GCM ainsi que du calcul de la fraction x sur laquelle la poussière entraînée de la couche limite est concentrée dans une maille du GCM

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 :

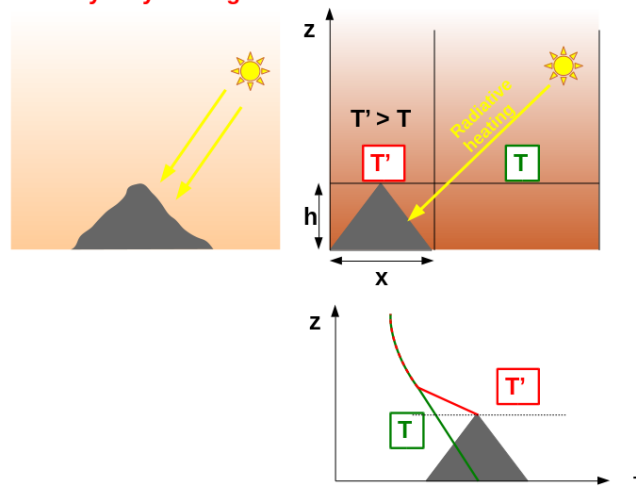
$$T_{l_{summit}} = T_{l_{mons}}$$

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

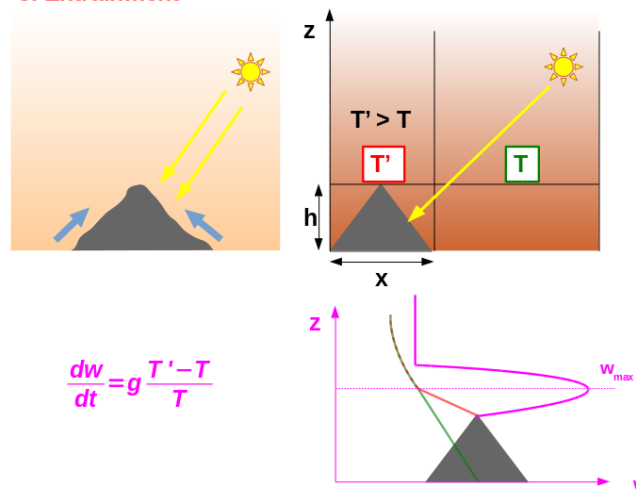
Et ainsi de suite juste à la plus haute couche du modèle.

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 37).

2. Buoyancy forcing



3. Entrainment



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

FIGURE 37 – 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

3.2.5 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 :

$$F_{l_{wmax}} = x|w_{max}|\Delta t\rho_{l_{wmax}}\bar{q}_{PBL} \quad (12)$$

Avec l_{wmax} la couche à laquelle la vitesse verticale est maximale, i.e. $w = w_{max}$ et q_{PBL} le 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 :

$$q'_l - q_l = -\Delta t K q_l \quad (13)$$

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

$$\frac{\partial q_l}{\partial t} = -K q_l \quad (14)$$

Par intégration de l'équation 14 on a alors :

$$q'_l = q_l \exp(-\Delta t K) \quad (15)$$

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

$$\frac{dq}{\Delta t} = \frac{q'_i - q_i}{\Delta t} = -\frac{(1 - \exp(-\Delta t K))q_i}{\Delta t} \quad (16)$$

Cette partie de la paramétrisation est illustrée par la Figure 38.

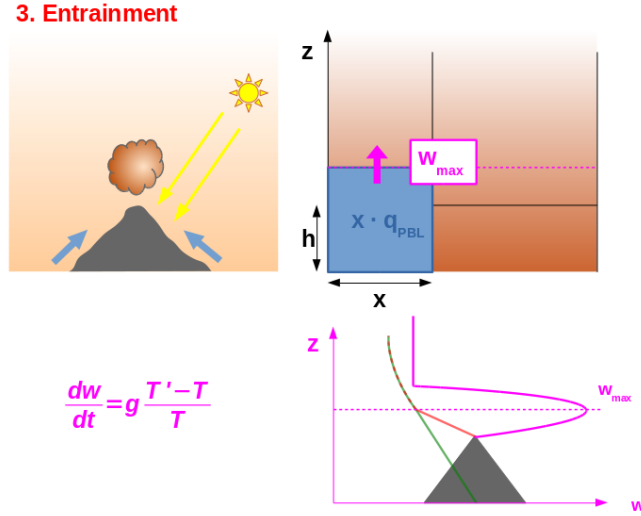


FIGURE 38 – Illustration de l'entraînement de la poussière des couches proches de la surface au-dessus de la topographie sous-maille au sein d'une maille GCM

3.2.6 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 4.3. 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 :

$$\frac{D\theta}{Dt} = \Delta\mathcal{H} \Pi^{-1} \quad (17)$$

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 :

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = \Delta\mathcal{H} \Pi^{-1} - w \frac{\partial\theta}{\partial z} \quad (18)$$

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 :

$$w = \frac{\Delta \mathcal{H}}{\frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p}} \quad (19)$$

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 19 selon :

$$W_l \left(\frac{g}{c_p} + \frac{T'_{l+\frac{1}{2}} - T'_{l-\frac{1}{2}}}{z_{l+\frac{1}{2}} - z_{l-\frac{1}{2}}} \right) = \Delta \mathcal{H}_l \quad (20)$$

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 :

$$T'_{l+\frac{1}{2}} = T'_{l-\frac{1}{2}} + \left(\frac{\Delta \mathcal{H}_l}{W_l} - \frac{g}{c_p} \right) (z_{l+\frac{1}{2}} - z_{l-\frac{1}{2}}) \quad (21)$$

On utilise enfin cette expression du calcul de $T'_{l+\frac{1}{2}}$ dans l'équation 10 pour laquelle :

$$W_{l+1}^2 - W_l^2 = 2g(z_{l+1} - z_l) \left(\frac{T'_{l+\frac{1}{2}}}{T_{l+\frac{1}{2}}} - 1 \right) \quad (22)$$

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

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 :

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

$$T'_{l+\frac{1}{2}} = T_{l+\frac{1}{2}} \quad (23)$$

$$W_{l+1} = \frac{\Delta \mathcal{H}_{l+1}}{\left(\frac{T_{l+\frac{3}{2}} - T_{l+\frac{1}{2}}}{z_{l+\frac{3}{2}} - z_{l+\frac{1}{2}}} + \frac{g}{c_p} \right)} \quad (24)$$

On considère également que dès que la vitesse ainsi calculée est inférieure à la valeur donnée par l'équation 19, on la ramène à cette valeur, la vitesse dite « radiative ». La Figure 39 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].

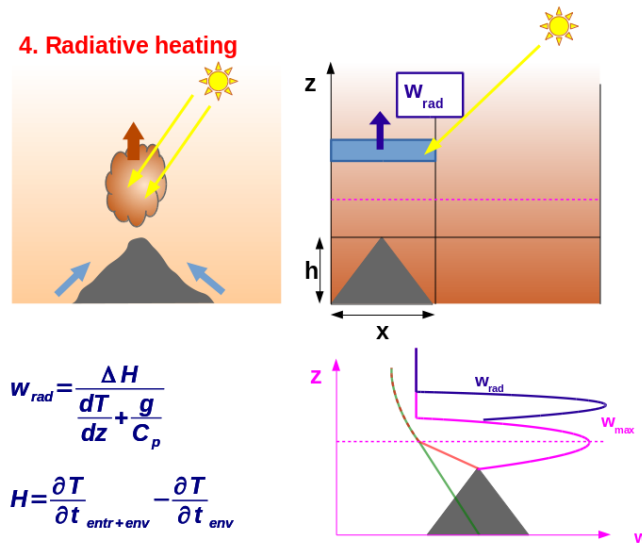


FIGURE 39 – Illustration de l’action de la différence de chauffage radiatif exercé sur la poussière concentrée et la poussière de l’environnement libre et du profil vertical de vitesse qui en découle

3.2.7 Détraînement de la poussière concentrée dans la poussière d’environnement

Le détraînement 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 détraînement 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 détraînement 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 détraînement correspond alors à une variation ∂q_z de q_z qui s’écrit :

$$\frac{\partial q_z}{\partial t} = -\frac{q_z}{\rho_z} \frac{\partial \rho_z w_z}{\partial z} \quad (25)$$

Ce type d’équation s’intègre comme détaillé précédemment dans la Section 3.2.5, ce qui donne :

$$q'_z = q_z \exp\left(-\Delta t \frac{1}{\rho_z} \frac{\partial \rho_z w_z}{\partial z}\right) \quad (26)$$

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 $\frac{dq}{dt}$ des variables, on a donc :

$$\frac{dq_z}{dt} = -\frac{(1 - \exp(-\Delta t \frac{1}{\rho_z} \frac{\partial \rho_z w_z}{\partial z}))}{\Delta t} q_z \quad (27)$$

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 40.

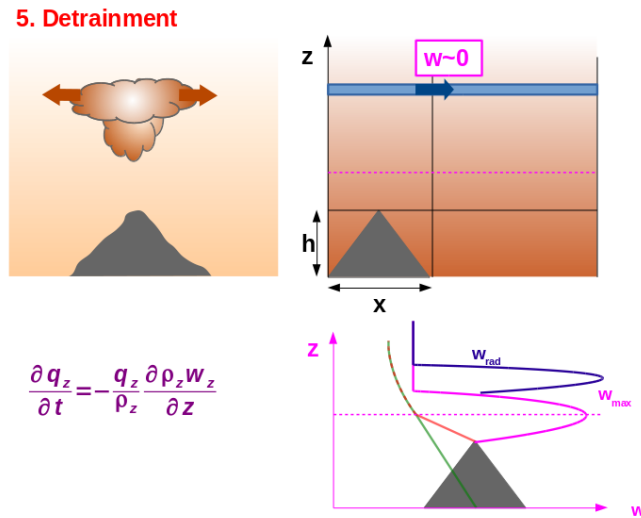


FIGURE 40 – Illustration du déentraînement de la poussière concentrée dans la poussière de l'environnement d'une maille GCM, soit la dernière étape de la paramétrisation

3.2.8 Résultats du modèle et discussion

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 12), 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 $Ls=141^\circ$) 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 41), 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 42 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 43). 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 11 et 10 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 Ls , latitude et paramètres de topographie (h_{mons} , x_{mons}) proches de ceux d'Arsia Mons.

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 3.2.3, 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 meso-échelle, on a donc une

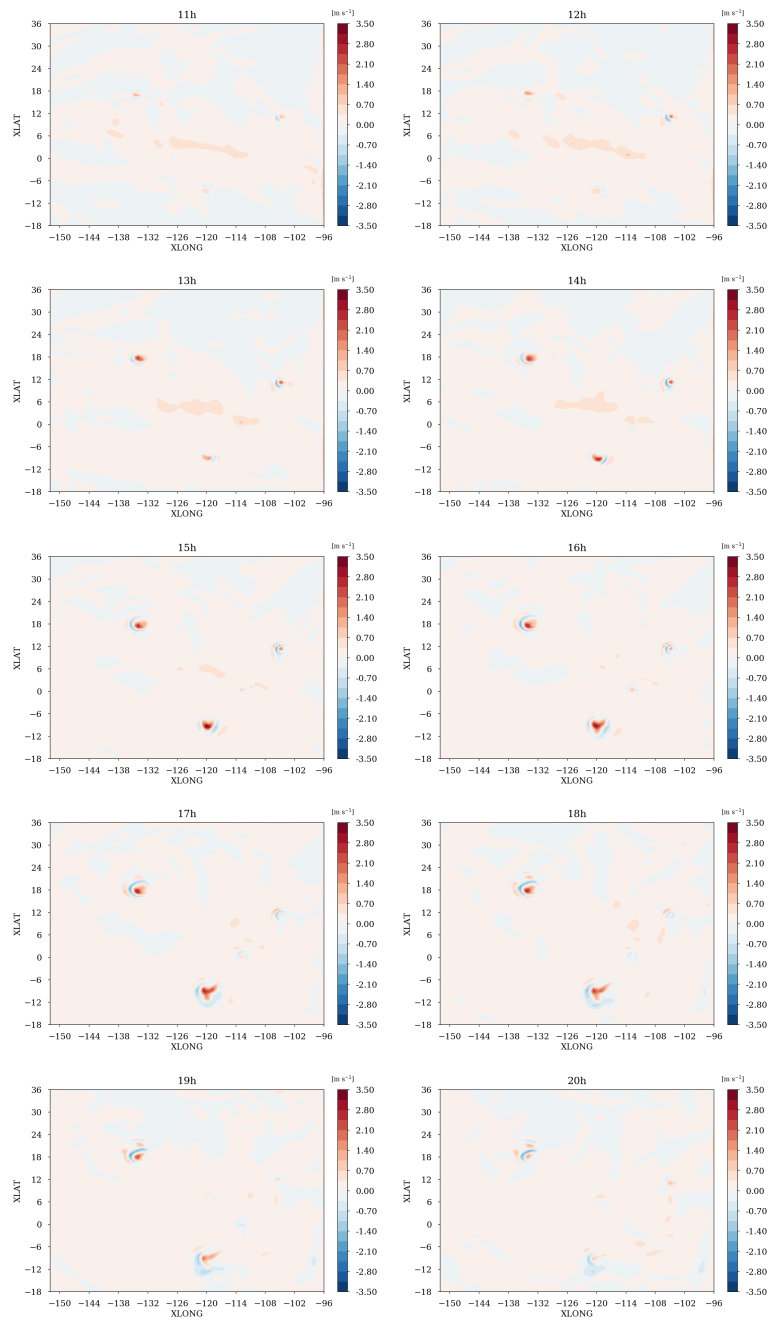


FIGURE 41 – Simulation meso-échelle Spiga et al. [2011] : coupe de la vitesse verticale en m.s^{-1} à 22 km d’altitude au-dessus de l’aéroïde et évolution aux différentes heures locales de la journée

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 3.1.

La Figure 44 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

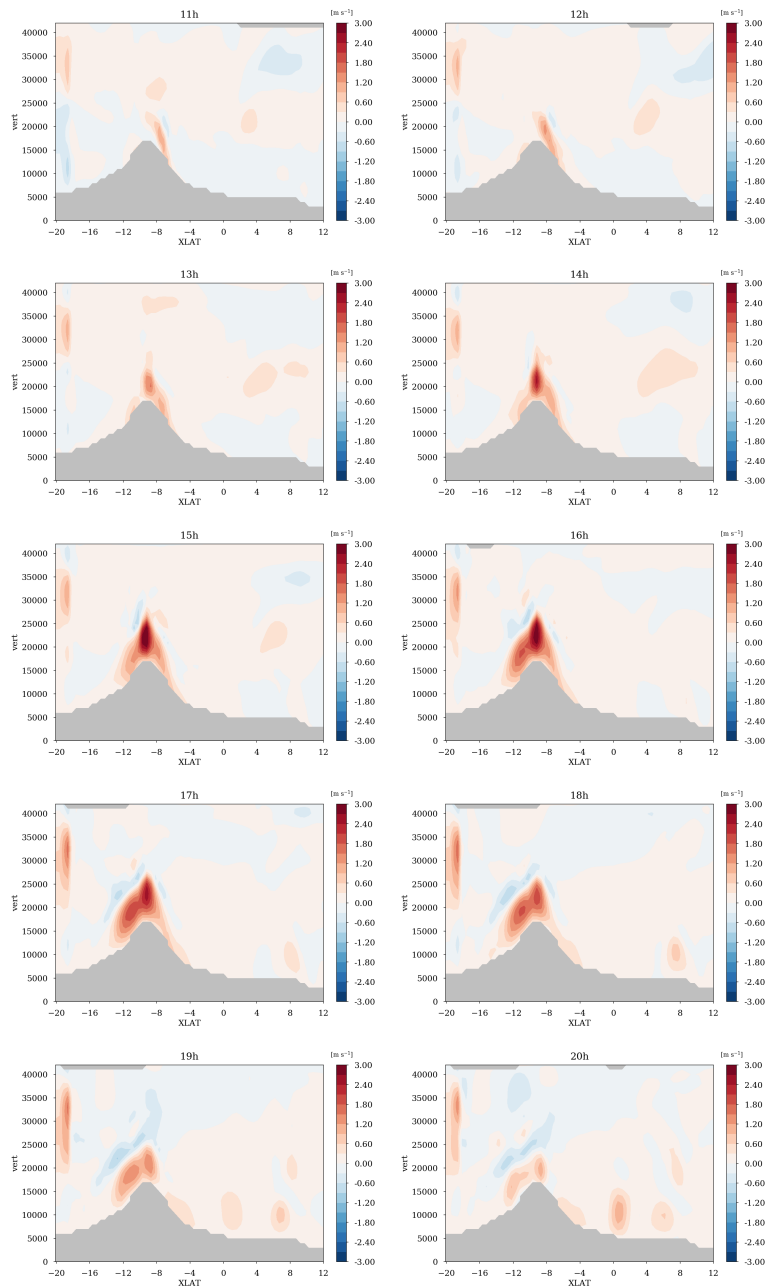


FIGURE 42 – Simulation méso-échelle Spiga et al. [2011] : cartes (Latitude - Longitude en degrés) de la vitesse verticale en m.s^{-1} à la longitude -120°E et évolution aux différentes heures locales de la journée

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

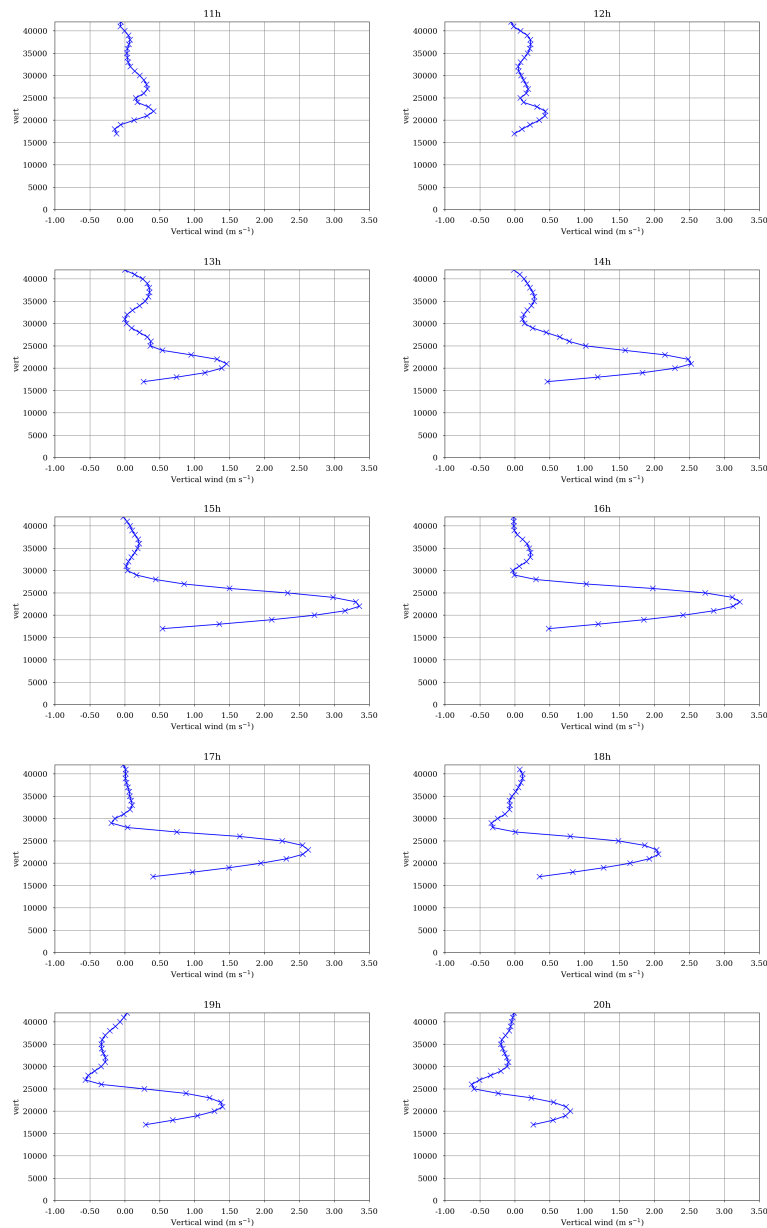


FIGURE 43 – Simulation méso-échelle Spiga et al. [2011] : profil de la vitesse verticale en m.s^{-1} aux longitude -120°E et latitude -9°N et évolution aux différentes heures locales de la journée

des montagnes, et en l'absence de chauffage radiatif, la poussière est peu à peu détrainée 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

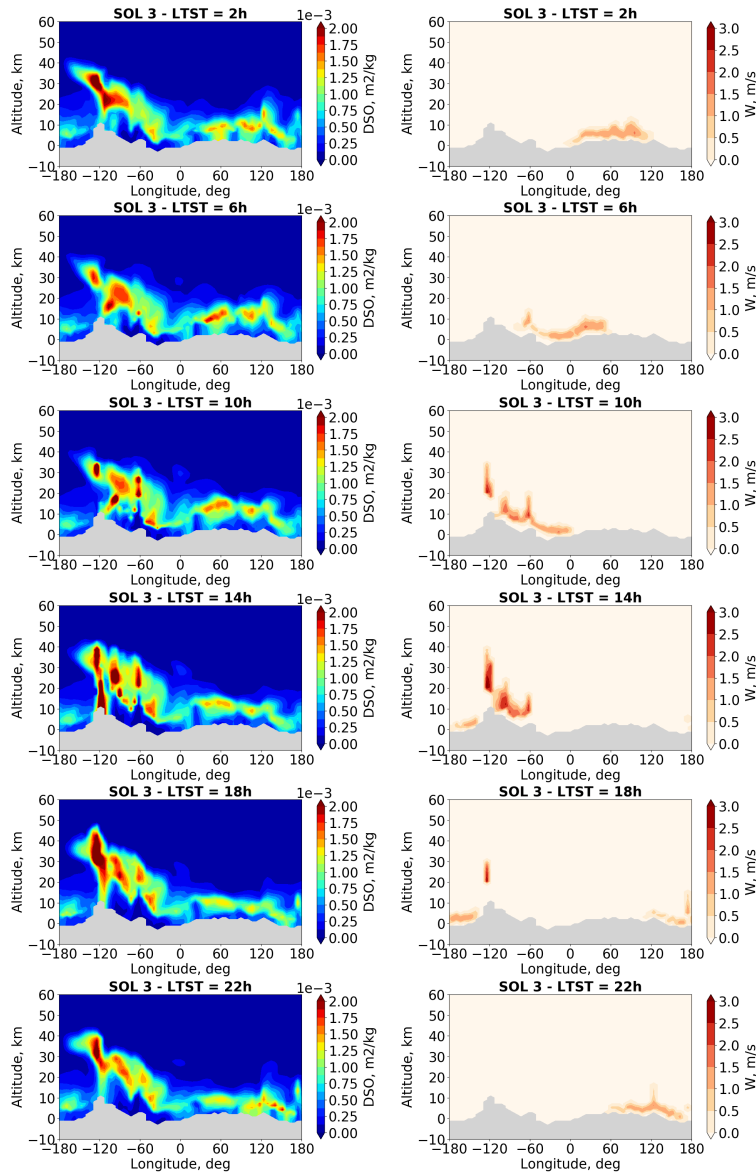


FIGURE 44 – Simulation GCM avec la paramétrisation de l’entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille sans la prise en compte de l’effet radiatif de la poussière concentrée. Gauche : Evolution de la Density Scaled Opacity (DSO) à la latitude -7° en fonction de 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 ($\sim -121^\circ$)

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 3.2.3. 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 $detr_z = C_{detr} \frac{\partial \rho_z w_z}{\partial z}$ (voir 3.2.7).
- **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 résume les conditions et les valeurs des paramètres associées aux différentes simulations testées. La Figure 46 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.

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

	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 2 – 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

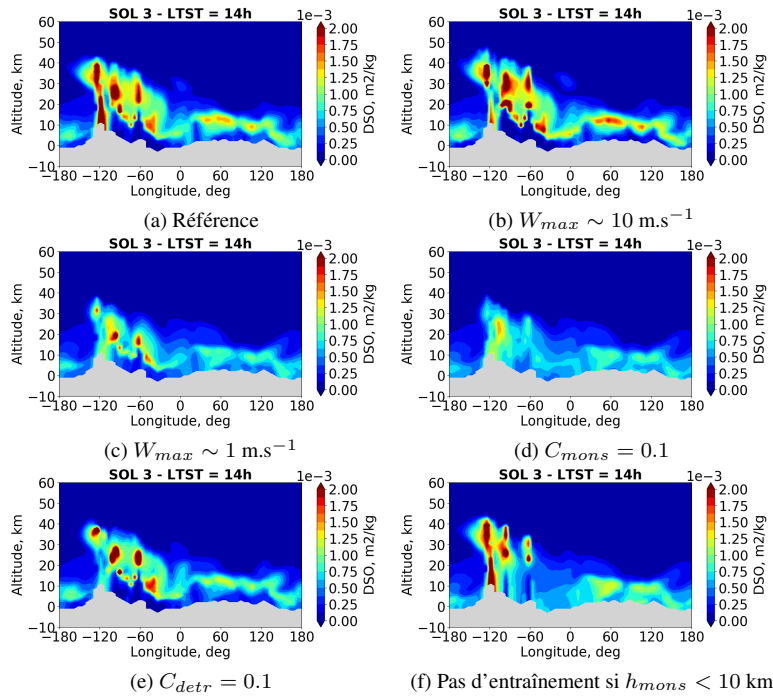


FIGURE 45 – Simulation GCM avec la paramétrisation de l’entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille sans la prise en compte de l’effet radiatif de la poussière concentrée dont les conditions sont résumées dans le Tableau 3 (dans l’ordre de haut en bas). Gauche : 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.

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 doit 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.

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 3.2.6 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 3.2.7, 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 résume les conditions et les valeurs des paramètres associées aux différentes simulations testées.

	C_{mons}	w_{max}	C_{detr}	$wrad_{max}$
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 – 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 46 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 47 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 47 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.

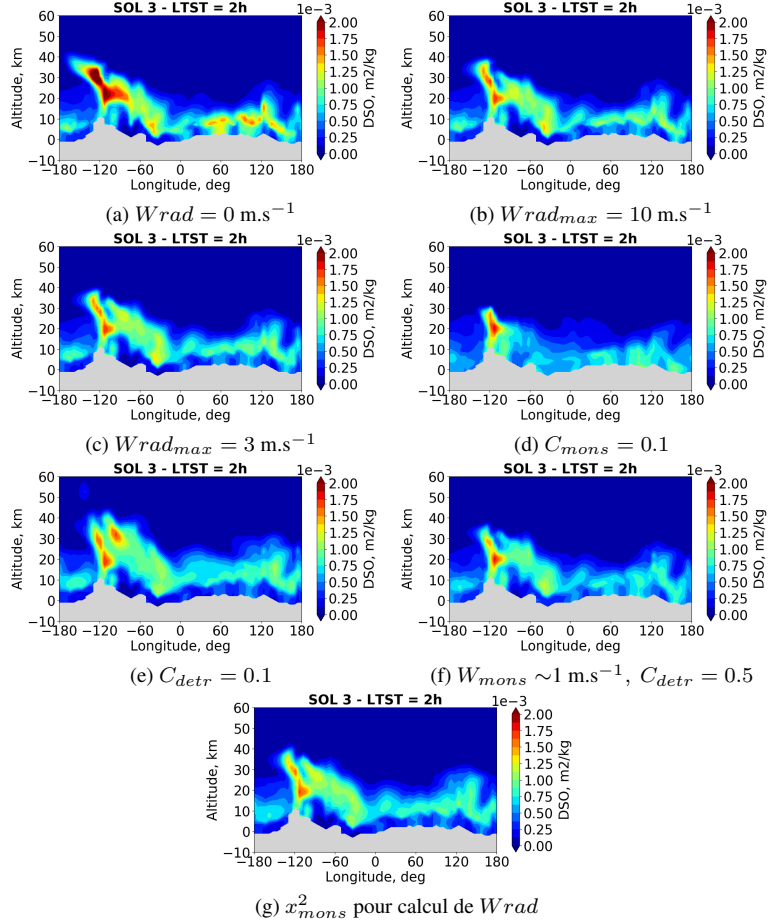


FIGURE 46 – Evolution de la Density Scaled Opacity (DSO) à la latitude -7° en fonction de l'altitude et de la longitude sur un sol martien, le troisième de la simulation commençant à $L_s=0^\circ$, à 14 :00 heure locale à la longitude d'Arsia Mons ($\sim -121^\circ$) pour une simulation GCM avec la paramétrisation 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 (dans l'ordre de haut en bas).

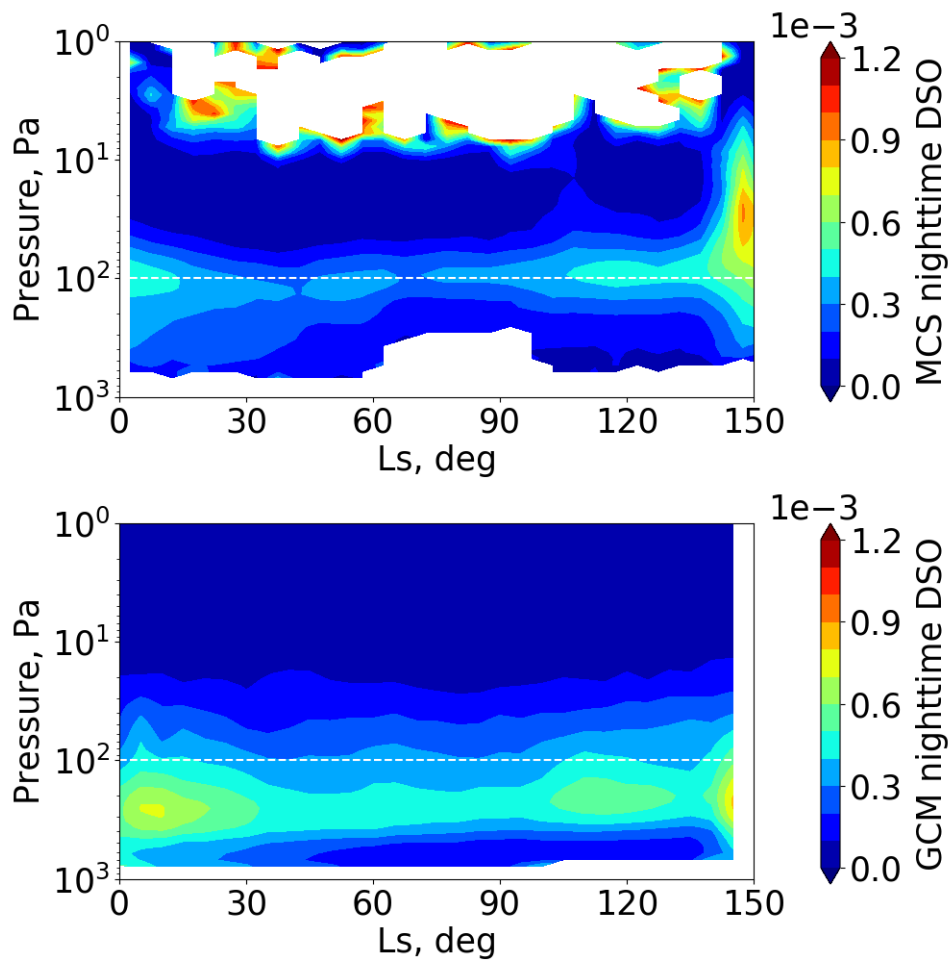


FIGURE 47 – Évolution de la moyenne zonale et méridionale sur la bande de latitude de -25°N à 25°N de la Density Scaled Opacity de poussière nocturne, heure locale 3 :00, binée par 5° de Ls, en fonction de la pression et de la longitude solaire pendant la saison claire entre $Ls=0^{\circ}$ et $Ls=150^{\circ}$. 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.

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 48 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.

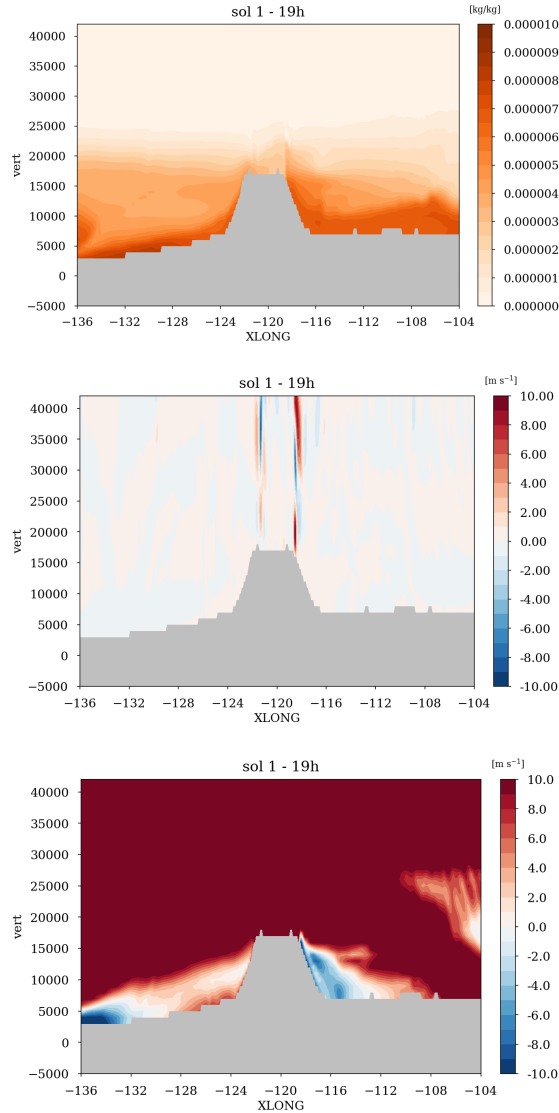


FIGURE 48 – Coupe altitude/longitude centrée sur Arsia Mons à 19 :00 heure locale à longitude 0° (soit $\sim 11 :00$ à longitude -120°) d'une simulation méso-échelle réalisée avec le Mars Mesoscale Model du LMD [Spiga and Forget, 2009] avec une résolution horizontale de 5 km et une résolution verticale 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} .

3.3 Paramétrisation des rocket dust storm

3.3.1 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 19 décrite en section 3.2.6.

Transport vertical. La poussière, d'environnement (traceur « dust ») et de tempête (traceur « stormdust »), 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 nos récents travaux. 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 49). 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 4.2, 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 3.1 afin de rendre le déclenchement et le transport de la poussière plus réalistes.

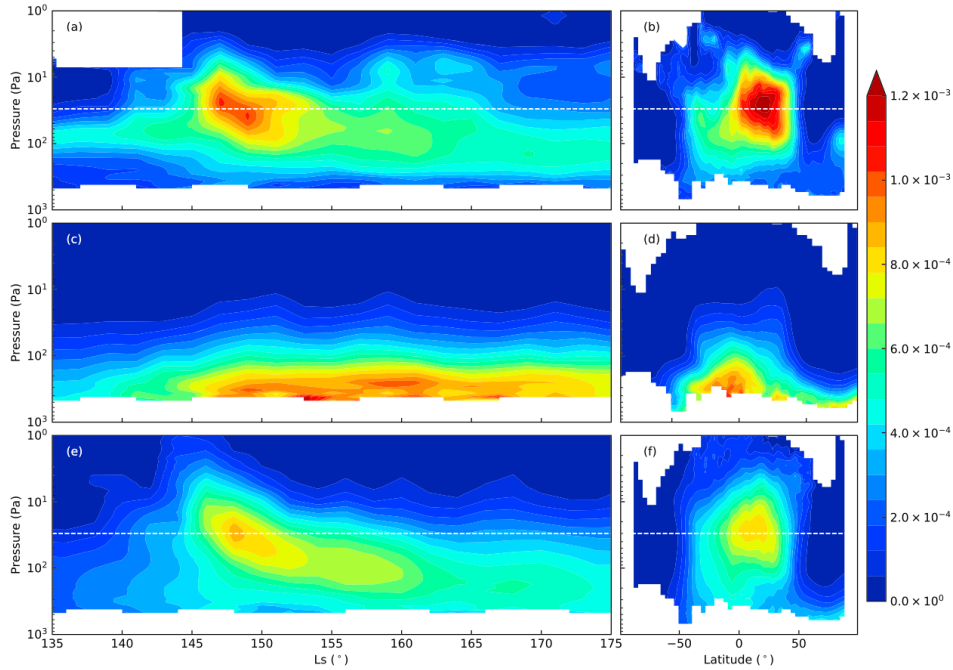


FIGURE 49 – Figure 7 de l’article de Wang et al. [2018] dans laquelle est représentée la density scaled opacity (DSO) de poussière nocturne observée par la sonde MCS (a,b) comparée à celles des simulations du GCM standard (c,d) et du GCM avec la paramétrisation des rocket dust storm (e,f). Gauche : La 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.

3.3.2 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 3.1. 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 3) 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 50).

- **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.

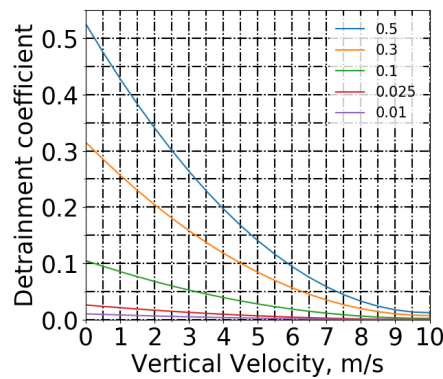


FIGURE 50 – Fonction quadratique utilisée pour décrire le déentraînement de la poussière de tempête (« stormdust ») dans la poussière d'environnement (« dust ») sur la base de Wang et al. [2018] pour plusieurs valeurs du coefficient C_{det} .

Le tableau Tableau 4 résume les conditions et les valeurs des paramètres associées aux différentes simulations testées.

Résultats du GCM. La Figure 51 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 4 – Tableau résumant les paramètres de la paramétrisation des rocket dust storm, et leurs variations des différentes simulations réalisées

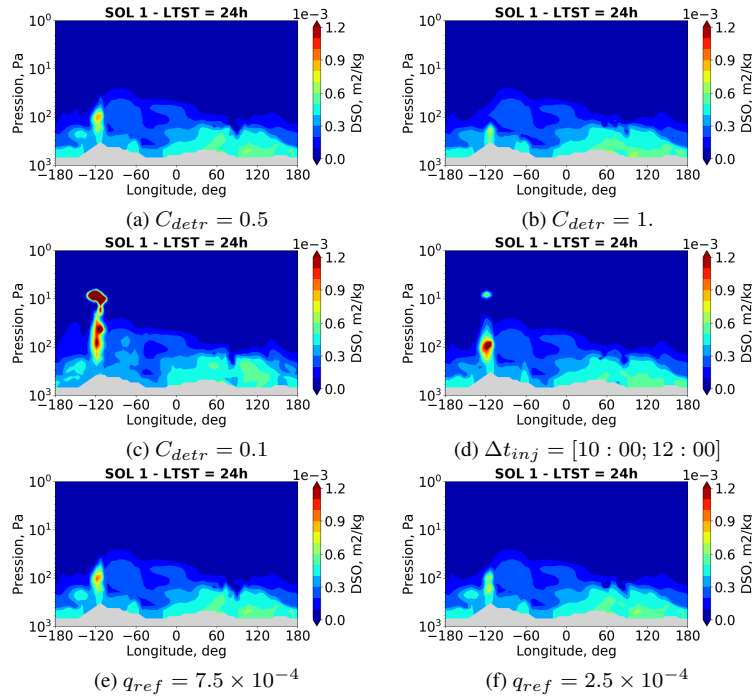


FIGURE 51 – Simulation GCM avec la paramétrisation des rocket dust storm. Evolution de la Density Scaled Opacity (DSO) à la latitude 33°N en fonction de l'altitude et de la longitude, au premier sol martien d'une simulation commençant à $L_s=120^\circ$, à 24 :00 à la longitude $\sim 0^\circ\text{E}$; (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).

3.3.3 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 3).

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 $Ls = 120^\circ$ sur 120 sols, c’est-à-dire jusqu’à environ $Ls = 180^\circ$. La Figure 52 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 5 résume ces différentes combinaisons de paramètres et les Figures 53 et 54 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 55 montre une coupe de la moyenne zonale de la DSO entre $Ls = 145^\circ$ et $Ls = 150^\circ$ à la latitude de $\sim 30^\circ N$ 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 5 – Tableau résumant les paramètres de la paramétrisation des rocket dust storm, et leurs variations des différentes simulations réalisées

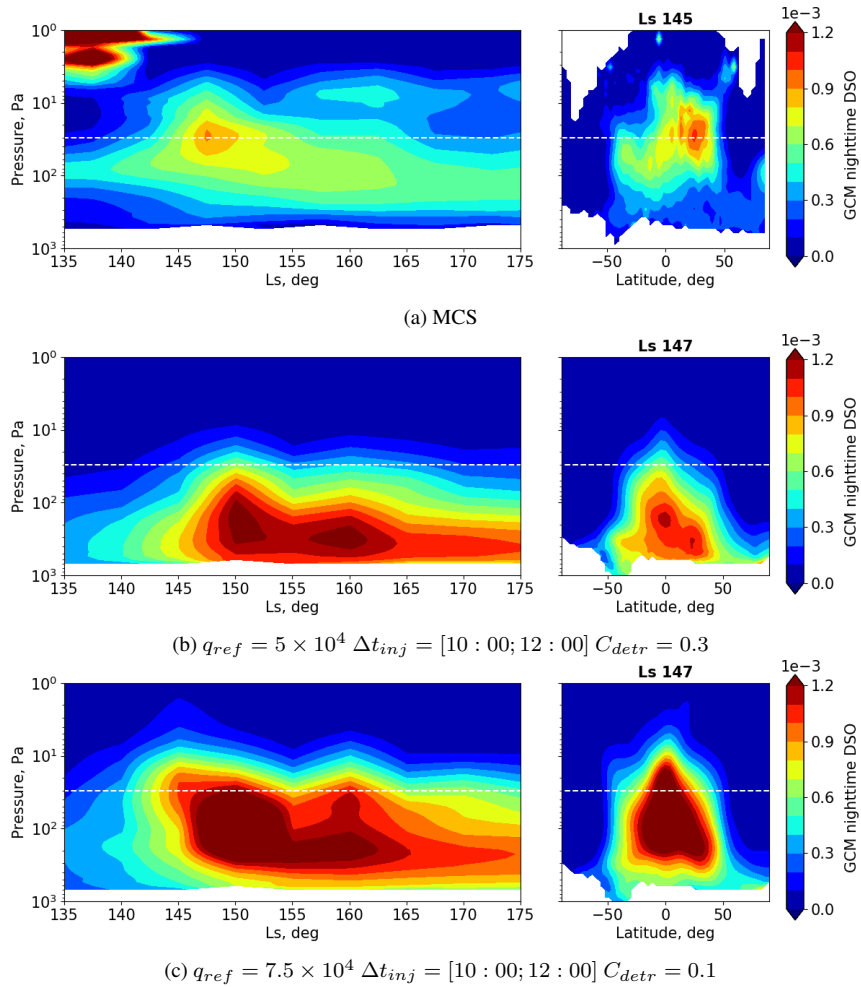


FIGURE 52 – Evolution de la Density Scaled Opacity de poussière donnée par l’instrument MCS et par le GCM pour différentes combinaisons de paramètres à l’heure locale 3 :00am, binnée par 5° de Ls. Gauche : En moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -25°N et 25°N en fonction de la pression et 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.

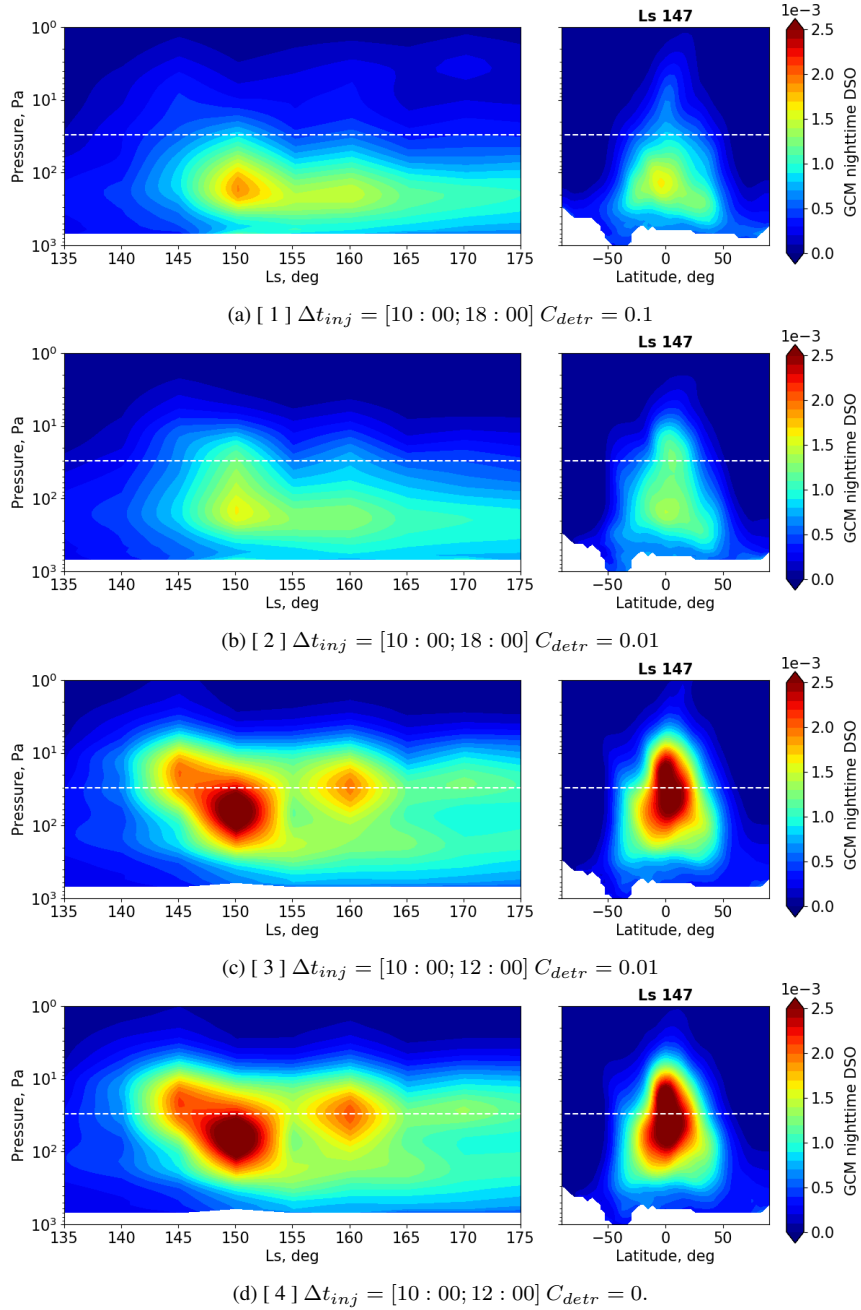


FIGURE 53 – Evolution de la Density Scaled Opacity de poussière donnée par le GCM pour différentes combinaisons de paramètres à l’heure locale 3 :00am, binnée par 5° de Ls. Gauche : En moyenne zonale et méridionale entre les latitudes -25°N et 25°N en fonction de la pression et de la longitude solaire. Droite : En moyenne zonale de $L_s = 145^{\circ}$ à $L_s = 150^{\circ}$ en fonction de la pression et de la latitude.

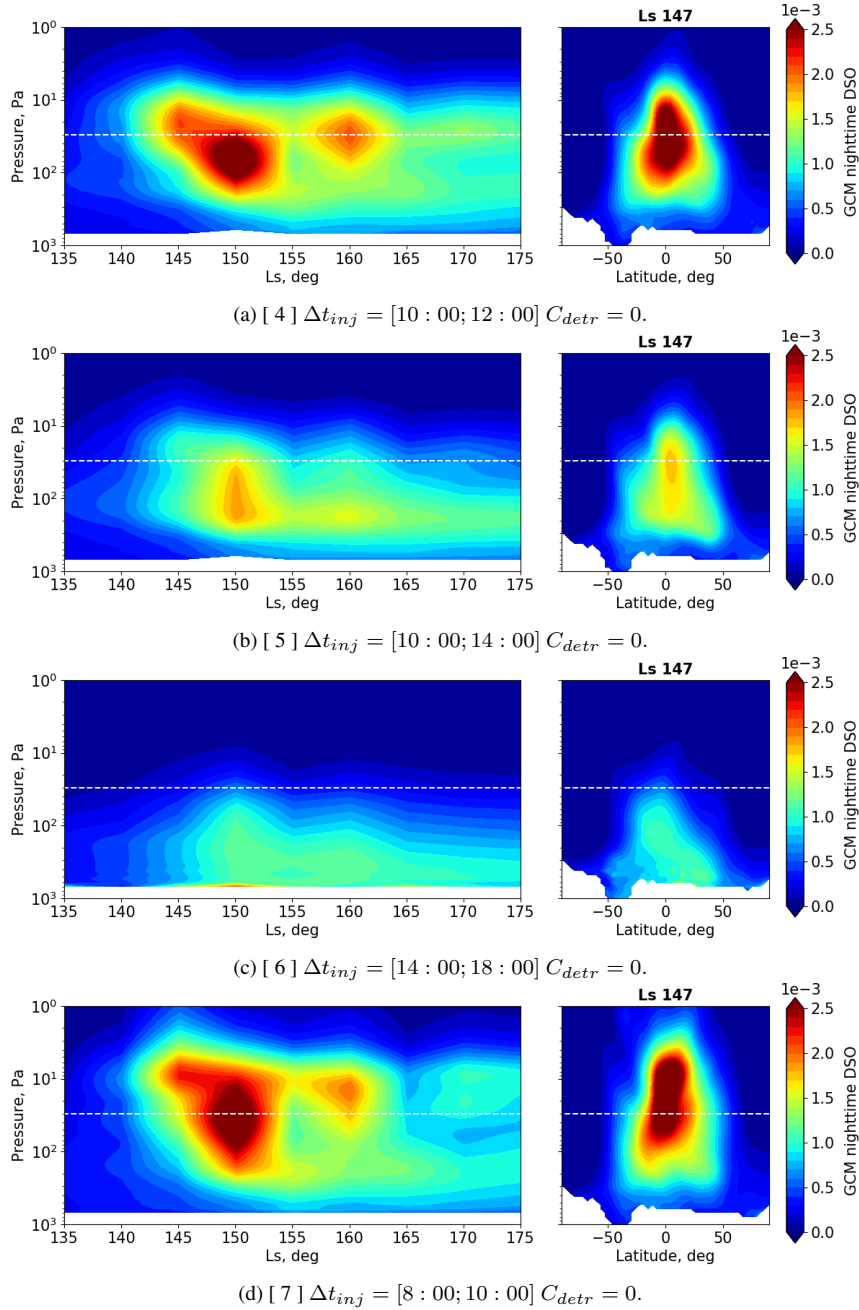


FIGURE 54 – Evolution de la Density Scaled Opacity de poussière donnée par le GCM pour différentes combinaisons de paramètres à l’heure locale 3 :00am, binnée par 5° de L_s . Gauche : En moyenne zonale et entre les latitudes -30°N et 30°N en fonction de la pression et de la longitude solaire. Droite : En moyenne zonale de $L_s = 145^\circ$ à $L_s = 150^\circ$ en fonction de la pression et de la latitude (Droite).

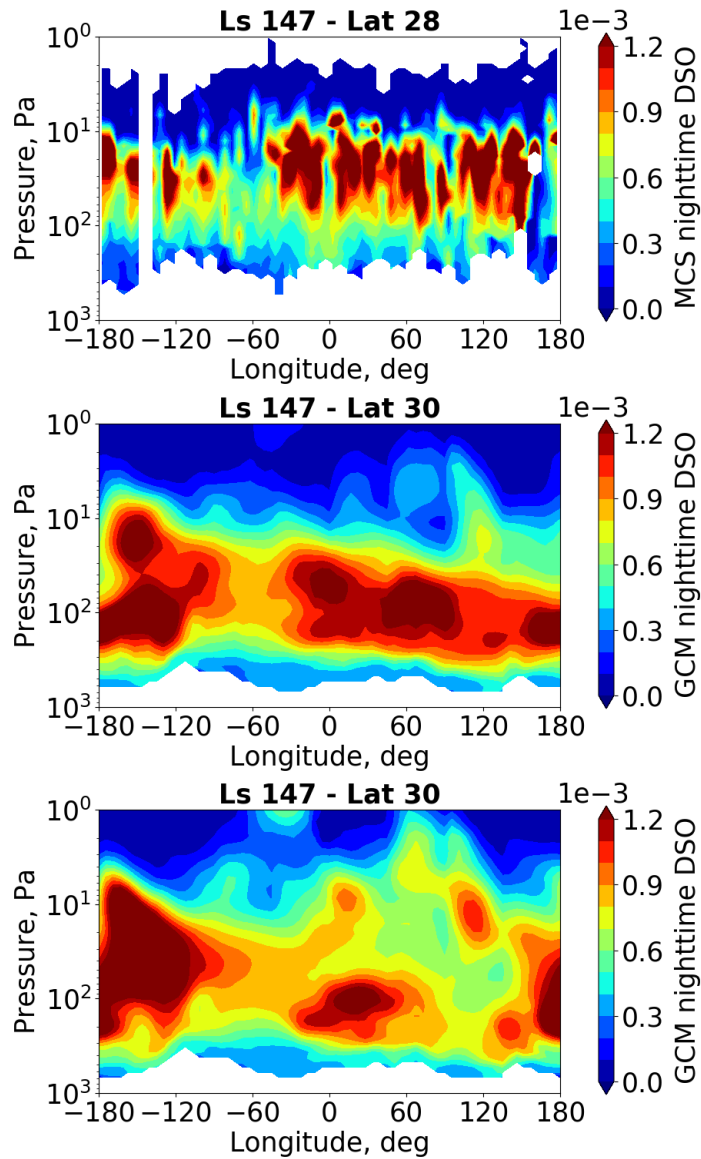


FIGURE 55 – Coupe verticale (Pression - Longitude) à $Ls \sim 150^\circ$ de la Density Scaled Opacity (DSO) à la latitude de $30^\circ N$. Haut : Données MCS. Milieu : simulation GCM avec la paramétrisation des Rocket Dust Storm telle que $\Delta t_{inj} = [10 : 00; 12 : 00]$ et $C_{detr} = 0..$ Bas : simulation GCM avec la paramétrisation des Rocket Dust Storm telle que $\Delta t_{inj} = [8 : 00; 10 : 00]$ et $C_{detr} = 0..$

4 Effets de couplages des cycles de l'eau et des poussières

Dans cette partie on analyse l'effet de l'implémentation des différentes paramétrisations présentées dans la Section 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 la Section 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 4.1** 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 4.2** 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 Section 3). La **Section 4.3** 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 paramétrisation des rocket dust storm (voir Section 3). La **Section 4.4** donne les résultats du modèle avec l'ensemble des nouvelles améliorations présentées au Section 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 4.5** 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 cette partie ont été réalisées avec la résolution verticale fine décrite en Section 2, c'est-à-dire avec 54 niveaux verticaux pour des simulations qui ne prennent pas en compte la thermosphère.

4.1 Nouvelle injection de poussière en surface

Les Figures 56 et 57 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. [2014], et le modèle dans lequel on a implémenté la nouvelle méthode de contrôle de l'opacité de poussière des observations introduite en Section 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 Section 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.

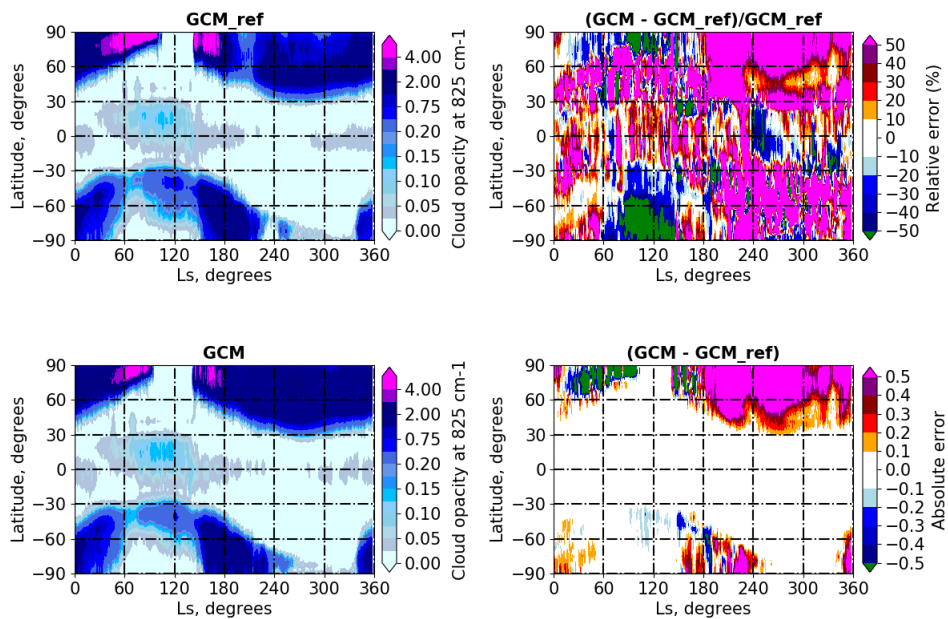


FIGURE 56 – Gauche, Haut : Moyenne zonale de l’opacité nuageuse contenue dans le GCM pour une simulation GCM de référence selon Navarro et al. [2014]. Gauche, Bas : Même figure pour une simulation GCM avec la nouvelle méthode de suivi des observations d’opacité de poussière. Droite, Haut : erreur relative entre les deux figures de gauche. Droite, Bas : erreur absolue entre les deux figures de gauche.

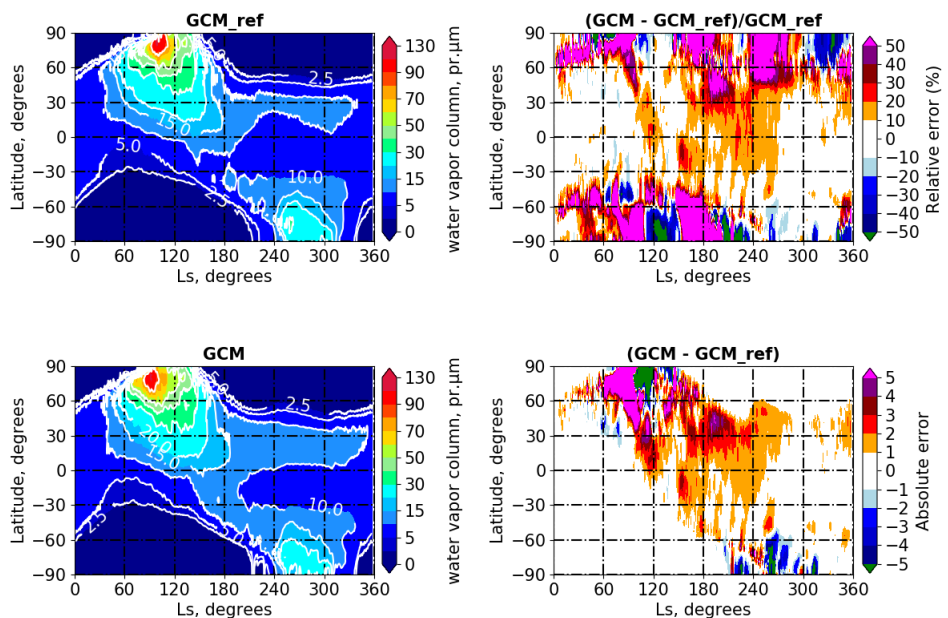


FIGURE 57 – Même Figure que 56 pour la colonne intégrée de vapeur d’eau.

4.2 Paramétrisation de l’entraînement de la poussière au-dessus des hautes topographies

La Section 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.

4.2.1 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 58). 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.

4.2.2 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 59), 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 4.4 réunissant l’ensemble des paramétrisations.

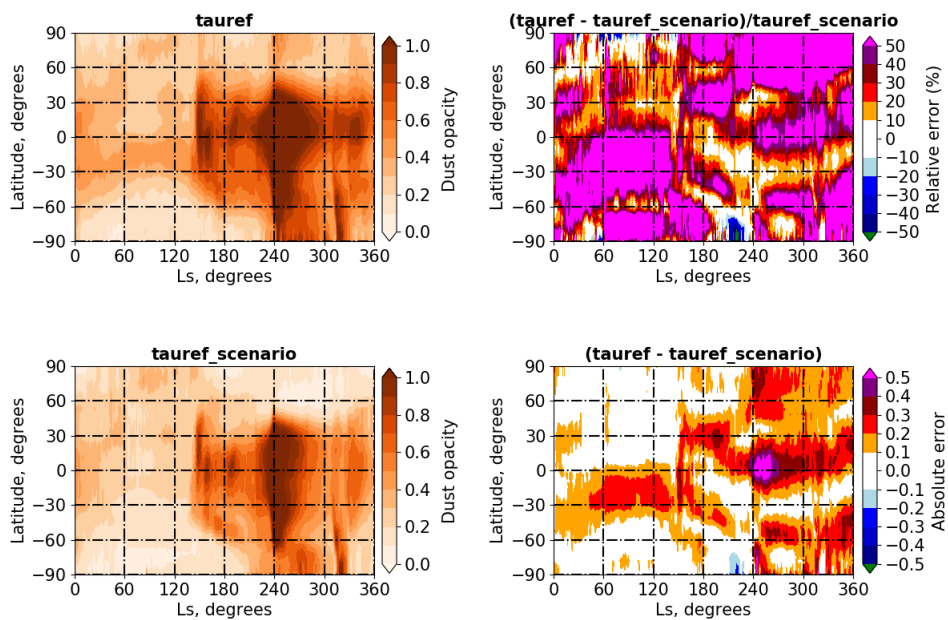


FIGURE 58 – Moyenne zonale de l’opacité de colonne intégrée de poussière en fonction de la longitude solaire Ls. Gauche, Haut : cette quantité calculée pour une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection de poussière en surface et la nouvelle 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.

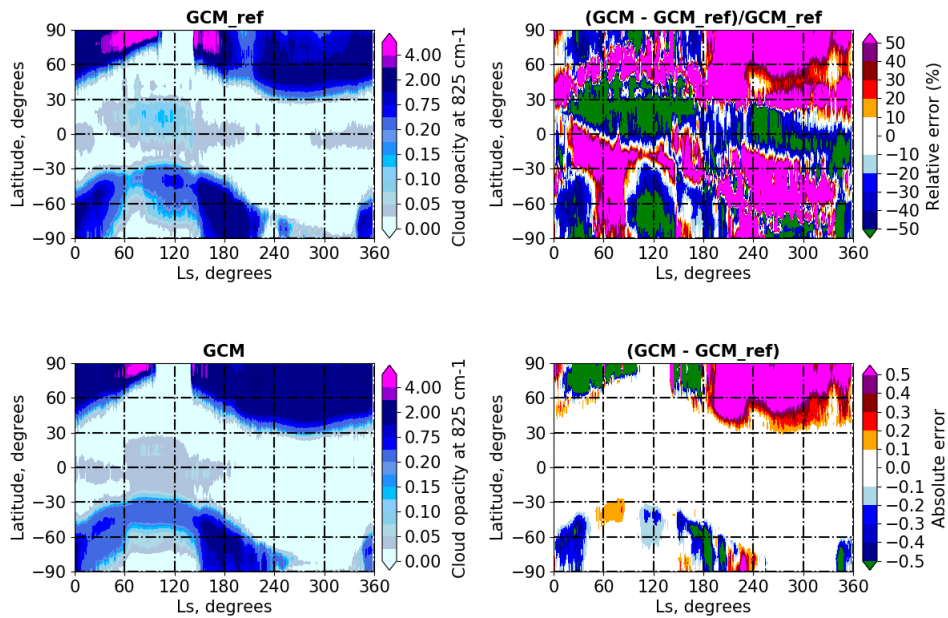


FIGURE 59 – Gauche, Haut : Moyenne zonale de l’opacité nuageuse contenue dans le GCM pour une simulation GCM de référence selon Navarro et al. [2014]. Gauche, Bas : Même figure pour une simulation GCM avec la nouvelle méthode de suivi des observations d’opacité de poussière et la nouvelle paramétrisation 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.

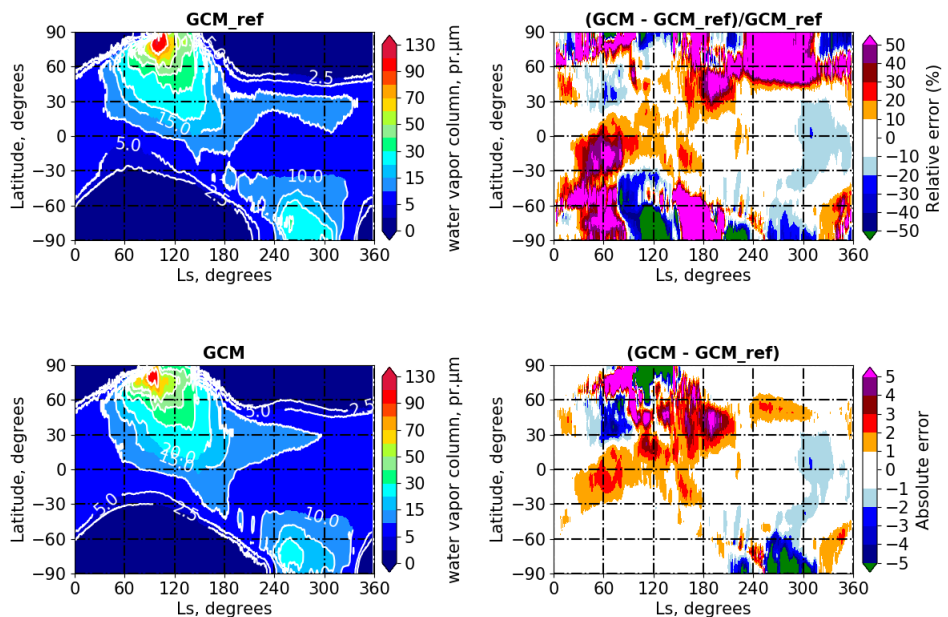


FIGURE 60 – Même Figure que 59 pour la colonne intégrée de vapeur d’eau.

4.3 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 détraînement de la poussière de tempête dans la poussière d'environnement et à la fenêtre temporelle d'injection de poussière en surface.

4.3.1 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 61 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 3.1 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 $d\tau = C_{inj} \times (\tau_{ref,scenario} - \tau_{GCM})$ permettait 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 61). Le modèle suit alors correctement les observations sauf à partir de $L_s=210^\circ$, 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 détraînement, auquel cet effet semble très sensible, permet de réduire l'excès de poussière à partir de $L_s=210^\circ$ et en particulier à $L_s=240^\circ$, comme montré dans la Figure 62 dans laquelle on voit la comparaison du cycle de poussière avec un détraînement tel que $C_{det} = 0.$ et $C_{det} = 0.05.$

4.3.2 Effet global sur le cycle de l'eau

En ce qui concerne le cycle de l'eau, la Figure 63 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 détraînement 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 64. 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 65 et 66) 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 détraînement, 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.

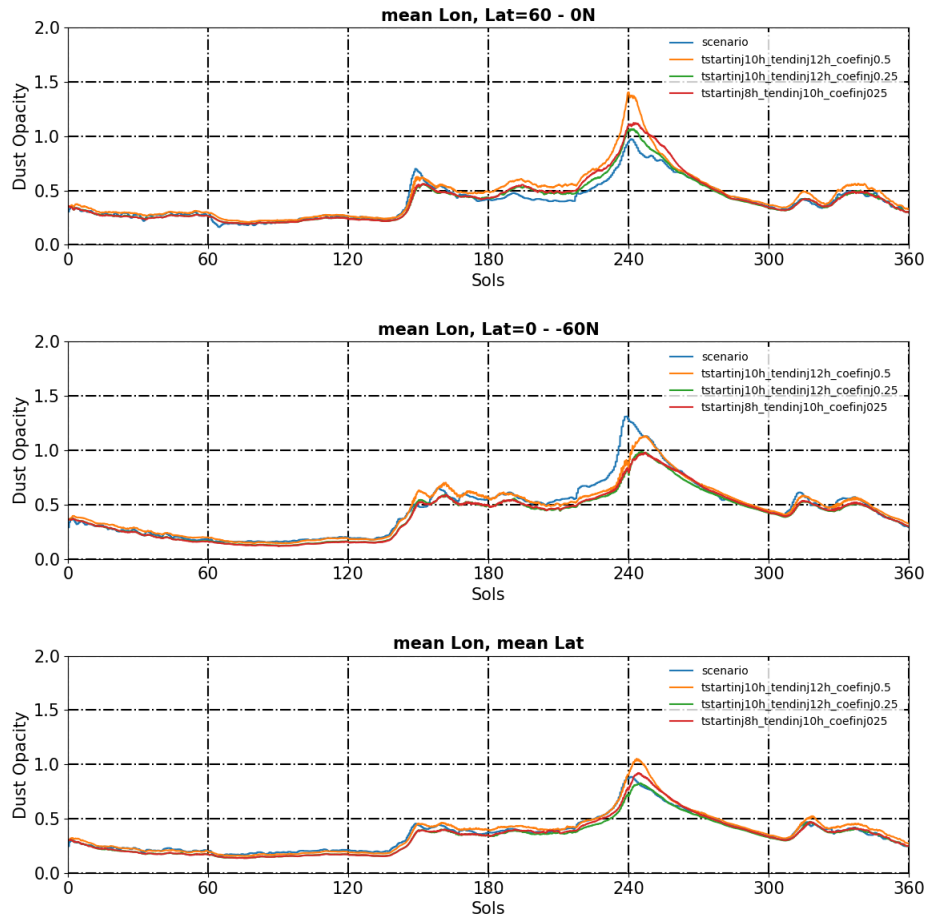


FIGURE 61 – Évolution de l'opacité des poussières extraite d'une simulation GCM d'une année martienne dans laquelle a été implémentée la paramétrisation des rocket dust storm couplée à la nouvelle méthode d'injection de poussière en surface pour les différents cas étudiés : une fenêtre d'injection entre 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.

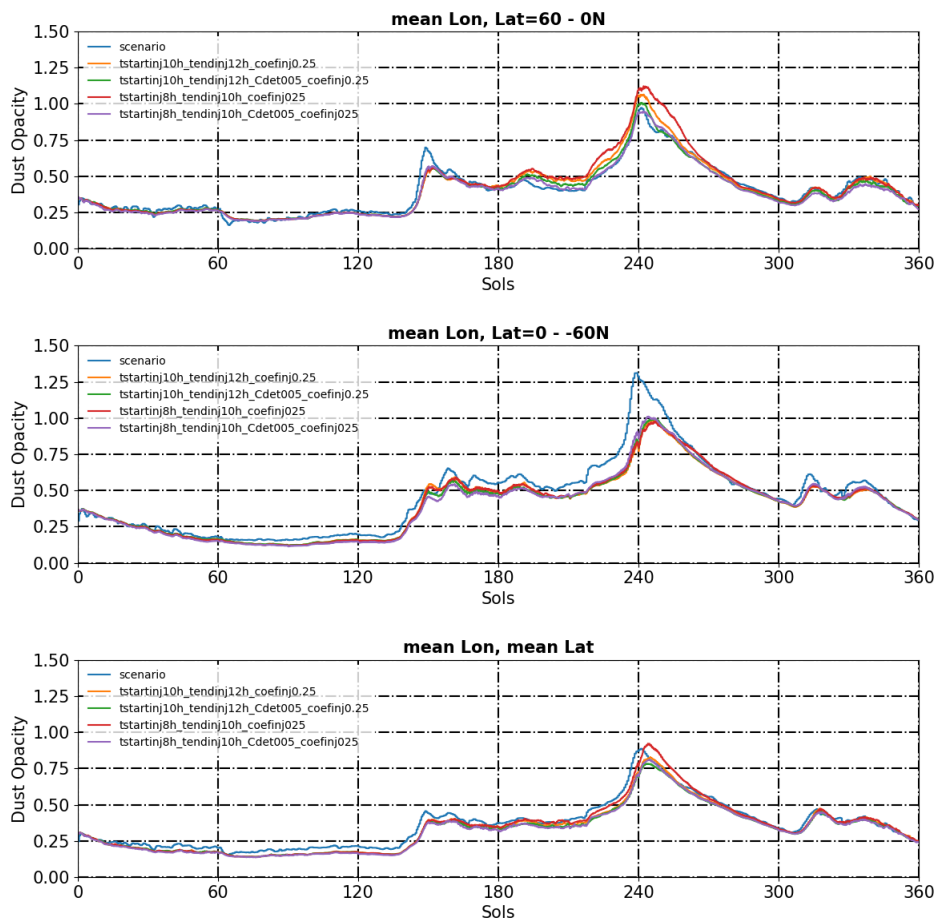


FIGURE 62 – Même Figure que 61 pour différentes valeurs du déentraînement C_{det} ($C_{det} = 0$ et $C_{det} = 0.05$) et fenêtres d'injection (10 :00 - 12 :00 et 8 :00 - 10 :00). Pour toutes les simulations $C_{inj} = 0.25$.

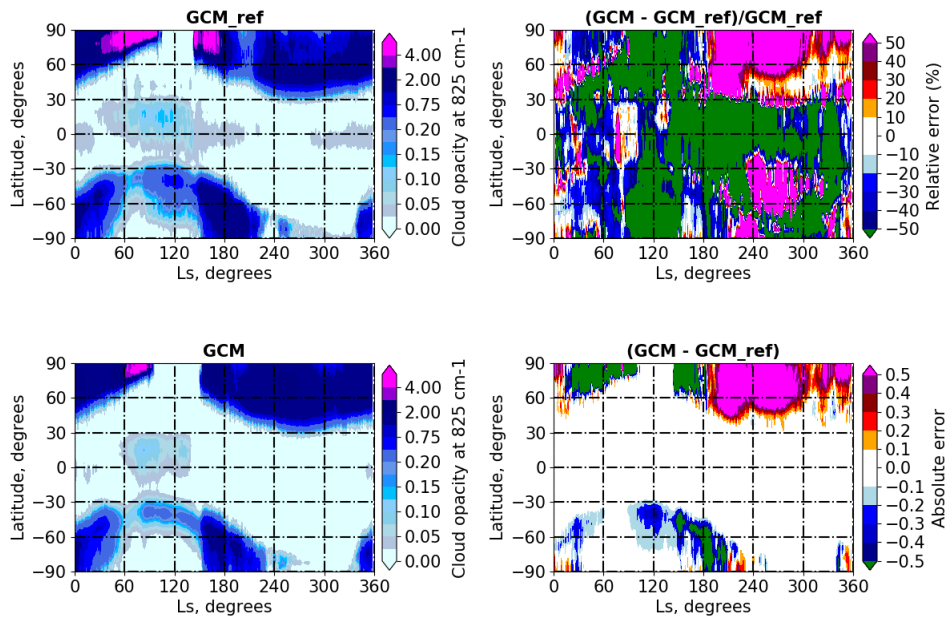


FIGURE 63 – Gauche, Haut : Moyenne zonale de l’opacité nuageuse contenue dans le GCM pour une simulation GCM de référence selon Navarro et al. [2014]. Gauche, Bas : Même figure pour une simulation GCM avec la nouvelle méthode de suivi des observations d’opacité de poussière et la paramétrisation des 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.

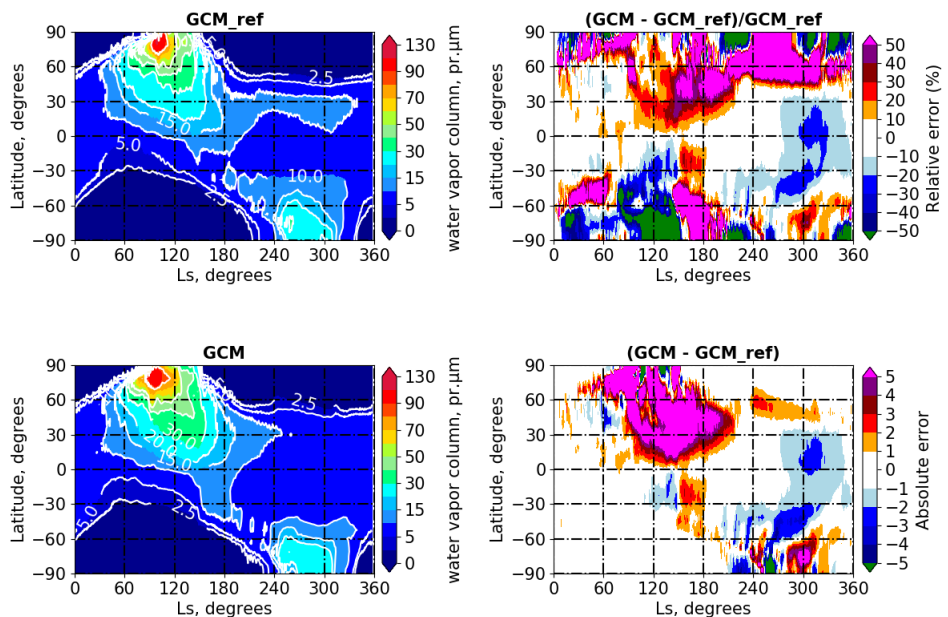


FIGURE 64 – Même Figure que 63 mais pour la colonne intégrée de vapeur d’eau.

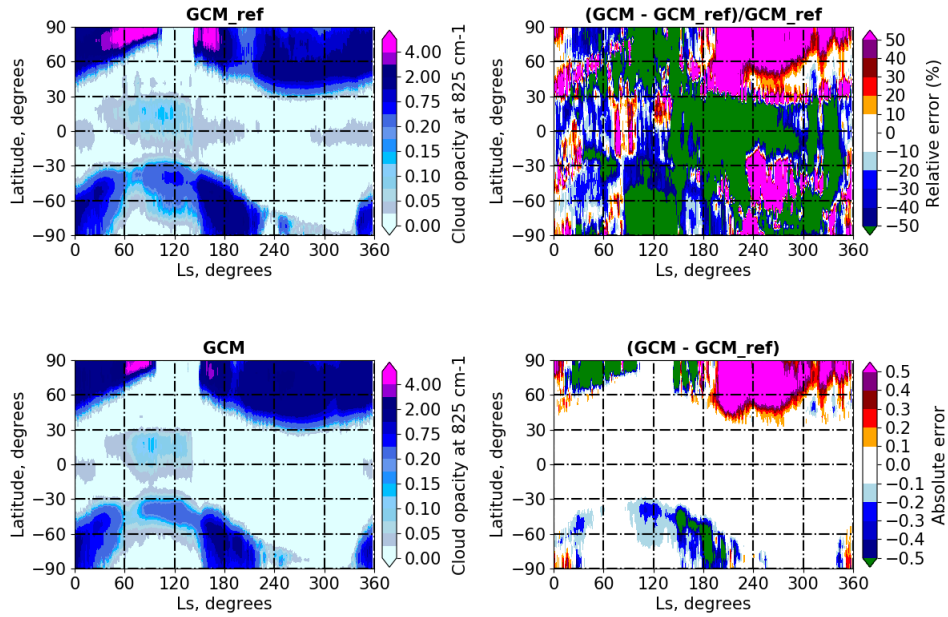


FIGURE 65 – Même Figure que 63 mais pour une fenêtre d’injection entre 8 :00 et 10 :00 (au lieu de 10 :00 - 12 :00).

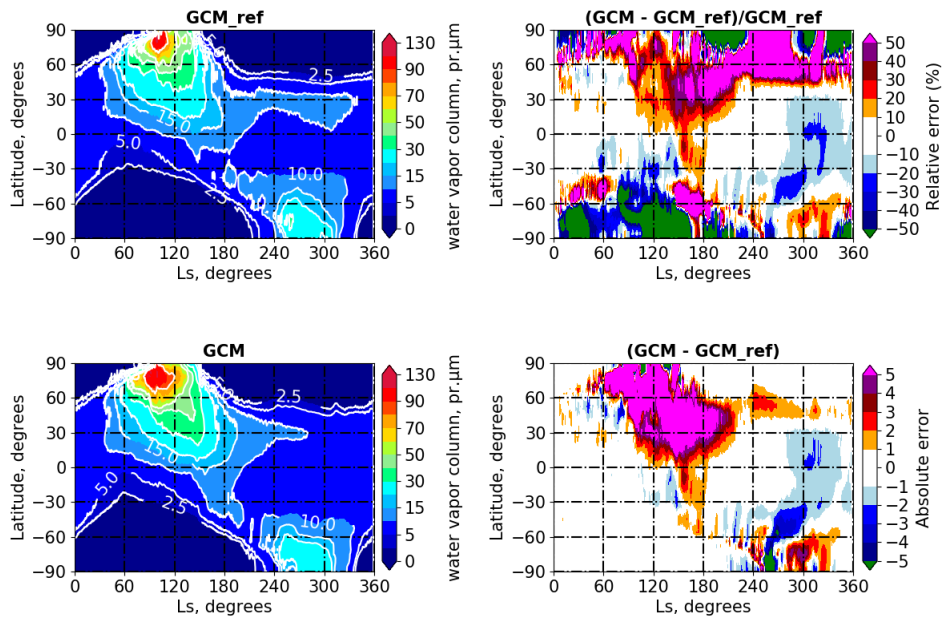


FIGURE 66 – Même Figure que 65 mais pour le cycle de la vapeur d’eau.

4.4 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.

4.4.1 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 67). Cette couche détachée, comme ce qui était observé dans la Section 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 68 et 69).

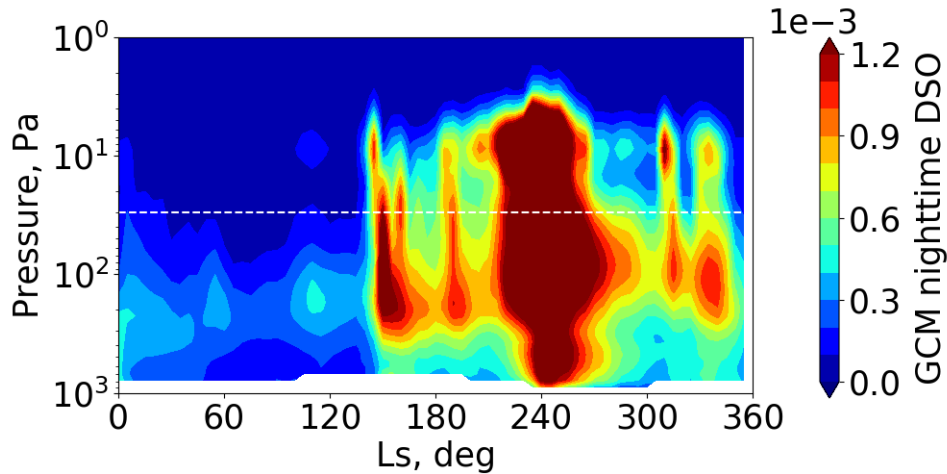


FIGURE 67 – Évolution de la Density Scaled Opacity de poussière nocturne, heure locale 3 :00am, binnée par 5° de Ls, en fonction de la pression et de la longitude solaire extraite d'une simulation GCM sur une année martienne entière avec le cycle de l'eau et des poussières, la nouvelle méthode d'injection 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 $C_{det} = 0.05$).

4.4.2 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 72 et 71). Bien que le modèle préserve un cycle de l'eau acceptable, celui-ci ne

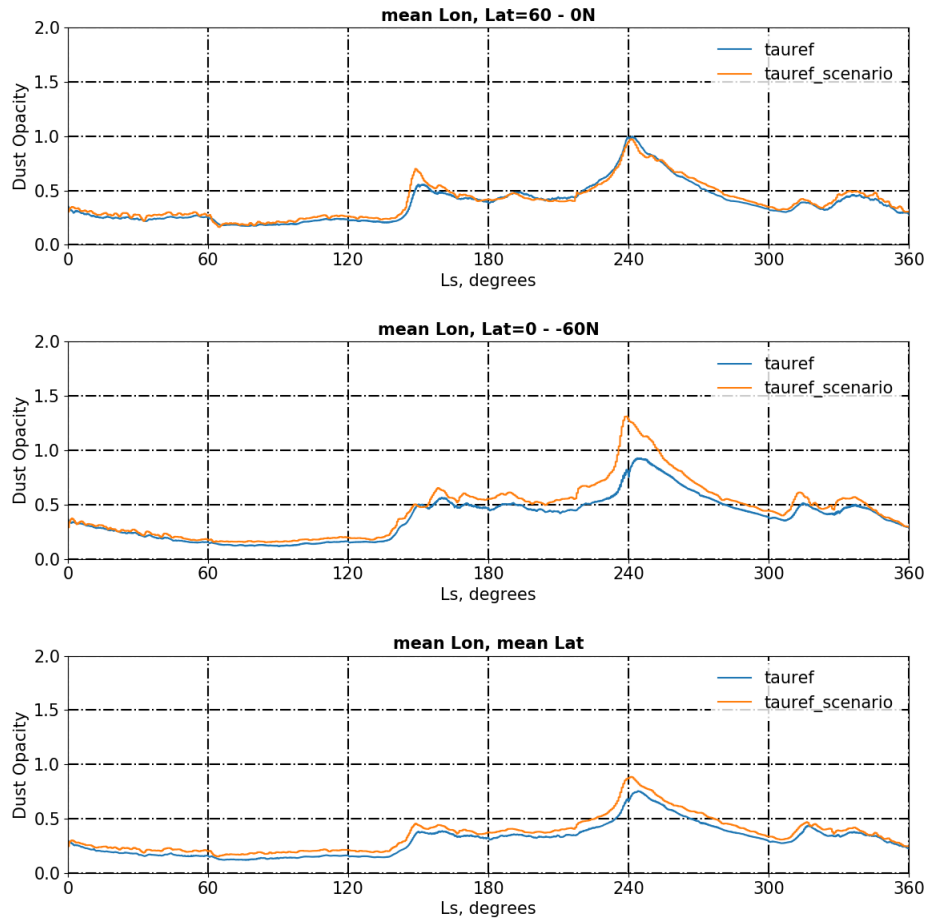


FIGURE 68 – Simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection et de contrôle de l’opacité de poussière (avec $C_{inj} = 0.25$), la paramétrisation de l’entraînement de la poussière par vents de pente au-dessus de la topographie sous-maille (avec $x_{mons} = 0.5$), 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 Ls 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 Ls 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 Ls.

semble pas globalement amélioré par l’ajout des nouvelles paramétrisations en comparaison de ce qui était obtenu auparavant avec le modèle.

4.4.3 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 73 et 74 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

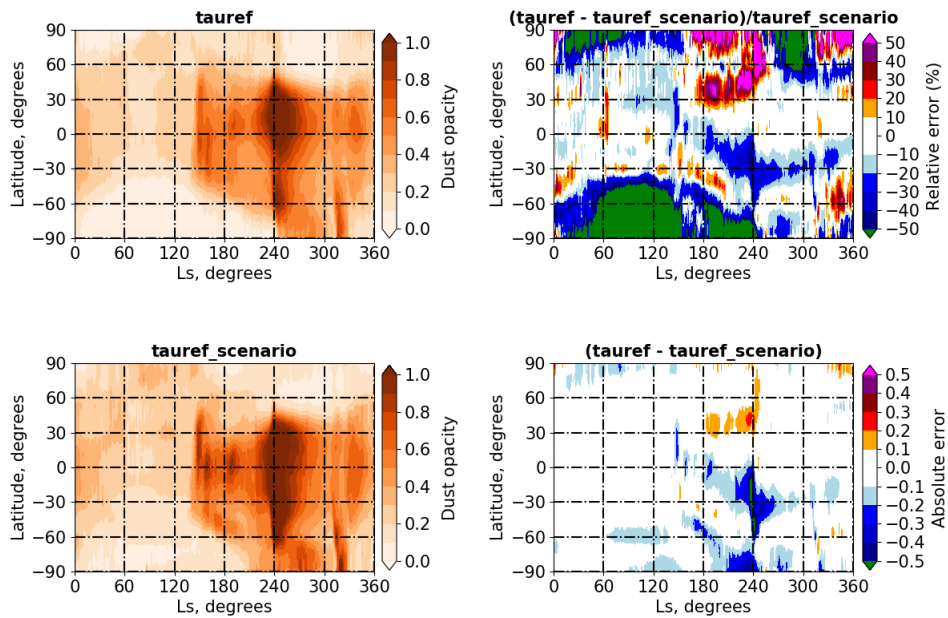


FIGURE 69 – Moyenne zonale de l’opacité de colonne intégrée de poussière en fonction de la longitude solaire L_s . Gauche, Haut : cette quantité calculée pour une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection et de contrôle de l’opacité de poussière (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.

Orbiter. Ces cartes sont générées à partir des 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.

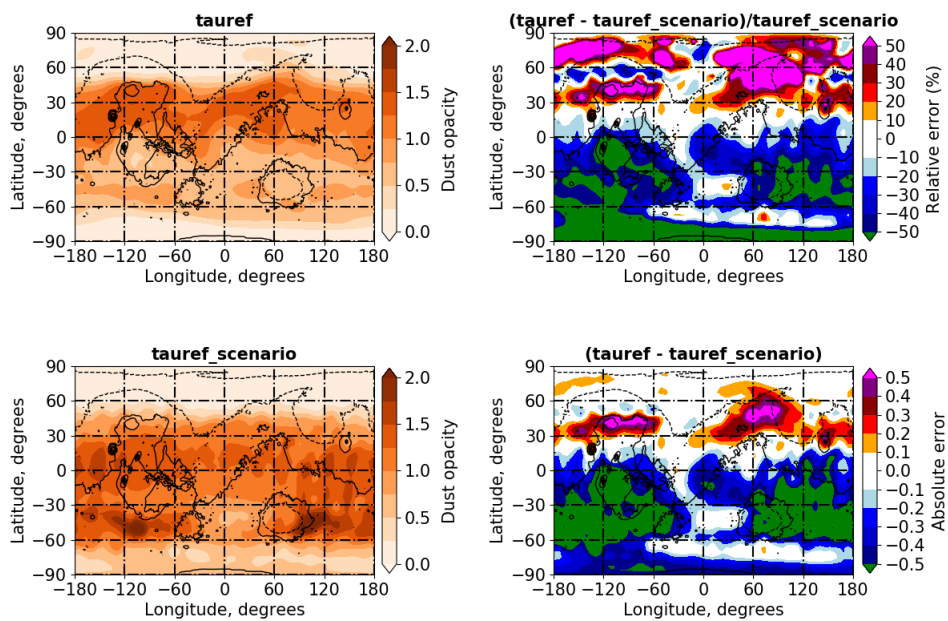


FIGURE 70 – Carte en latitude/longitude de l’opacité de colonne intégrée de poussière à $L_s \simeq 240^\circ$. Gauche, Haut : cette quantité calculée pour une simulation GCM d’une année martienne dans laquelle a été implémentée la nouvelle méthode d’injection et de contrôle de l’opacité de poussière (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.

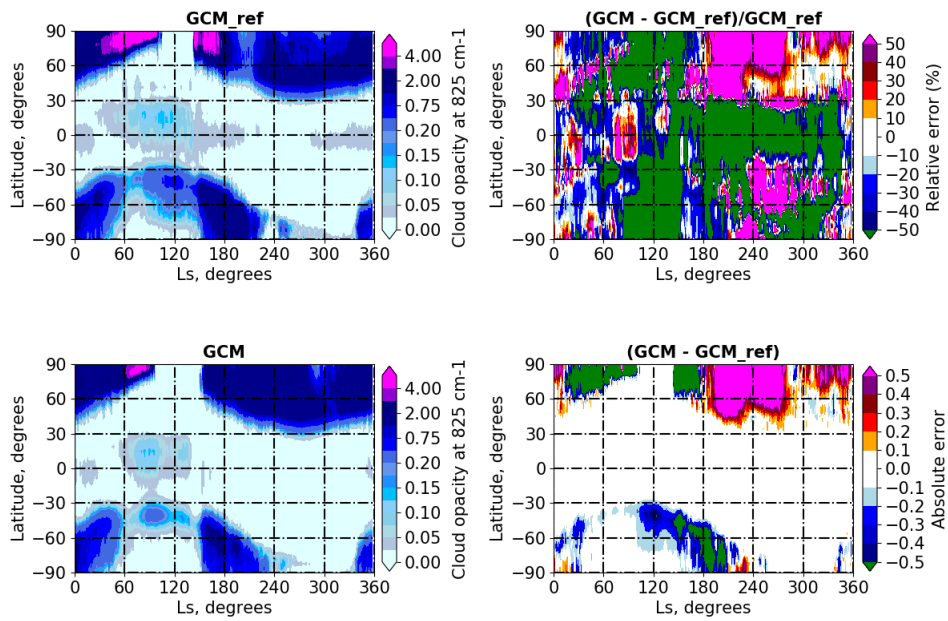


FIGURE 71 – Gauche, Haut : Moyenne zonale de l’opacité nuageuse contenue dans le GCM pour une simulation GCM de référence selon Navarro et al. [2014]. Gauche, Bas : Même figure pour une simulation GCM avec la nouvelle méthode d’injection et de contrôle de l’opacité de poussière (avec $C_{inj} = 0.25$), 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.

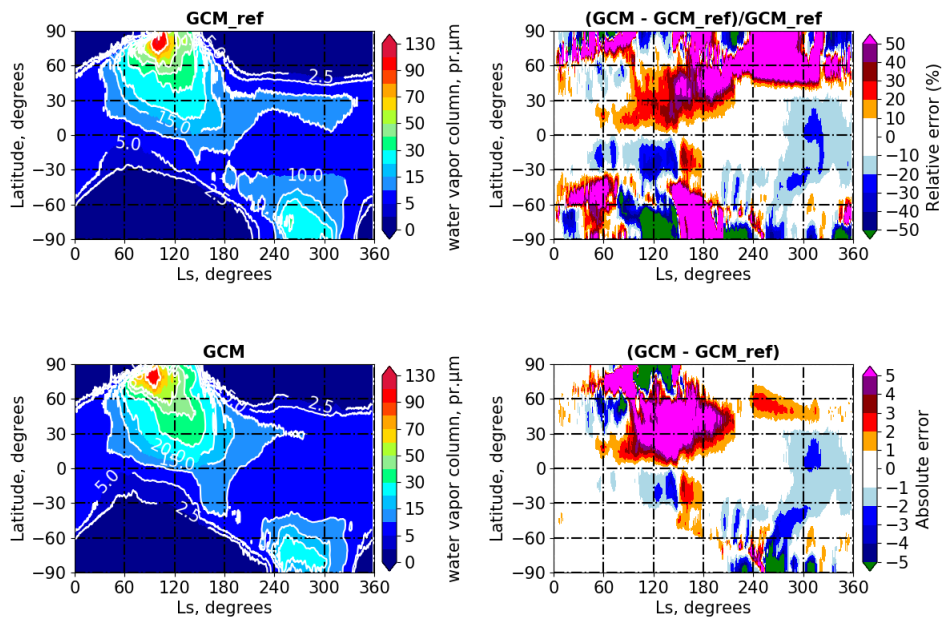


FIGURE 72 – Même Figure que 71 mais pour la colonne intégrée de vapeur d’eau.

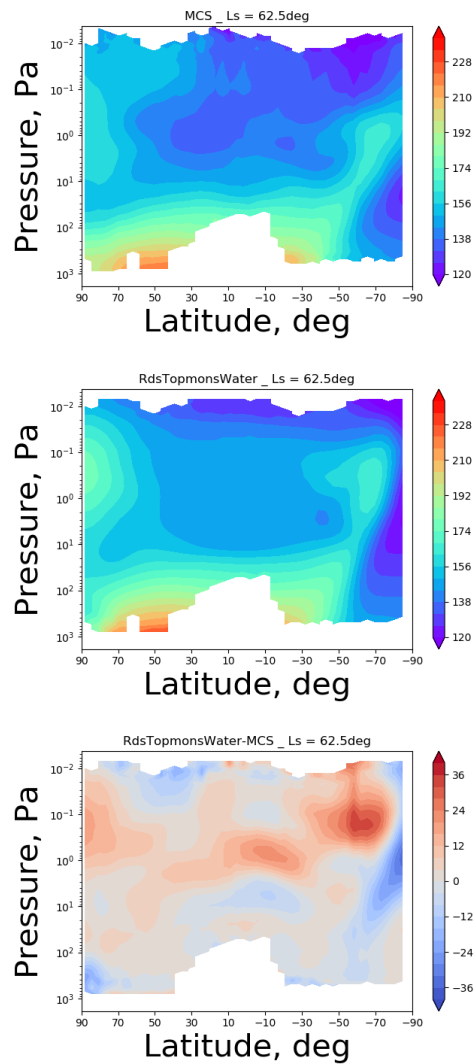


FIGURE 73 – Coupe Pression/Latitude de la moyenne diurne de la température à $L_s \sim 60^\circ$. Haut : Données MCS. Milieu : Données GCM générées par le simulateur d’observable pour une simulation avec la nouvelle méthode d’injection et de contrôle de l’opacité de poussière (avec $C_{inj} = 0.25$), 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.

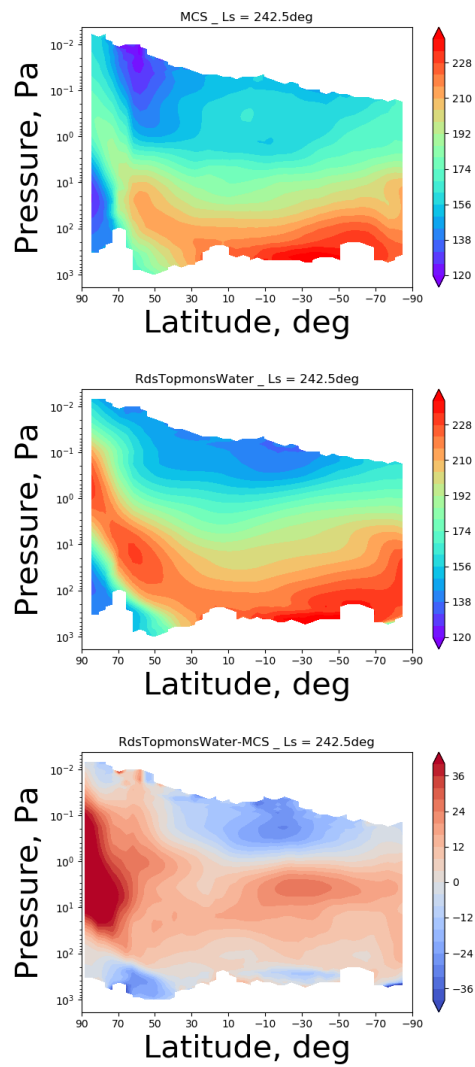


FIGURE 74 – Même Figure que 73 à $L_s \sim 240^\circ$.

4.5 Modélisation du lessivage de la poussière par la neige carbonique

4.5.1 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, diffusio-phorèse, 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 .

4.5.2 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 Jousaume [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) :

$$\mathcal{R} = \frac{\text{concentration des poussières dans la glace qui se condense}}{\text{concentration des poussières dans l'atmosphère}} \quad (28)$$

(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

$$F_{\text{ice}_{l+1}} = \sum_{k=l+1}^N \frac{\partial m_k}{\partial t} \quad (29)$$

Condensation. Si $\partial m_l / \partial t > 0$ (la glace se forme), l'équation 28 s'écrit :

$$\mathcal{R} = \frac{-\left(\frac{\partial q_l}{\partial t}\right)_{\text{scav}} \left(\frac{1}{M_l}\right) \left(\frac{\partial m_l}{\partial t}\right)}{q_l} \quad (30)$$

on en déduit :

$$\left(\frac{\partial q_l}{\partial t}\right)_{\text{scav}} = -\frac{\mathcal{R} q_l}{M_l} \left(\frac{\partial m_l}{\partial t}\right) \quad (31)$$

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).

$$\left(\frac{\delta q_l}{\delta t}\right)_{\text{scav}} = -\frac{q_l}{\delta t} \left(1 - e^{-\left(\frac{\mathcal{R}}{M_l}\right) \left(\frac{\partial m_l}{\partial t}\right) \delta t}\right) \quad (32)$$

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 :

$$\left(\frac{\delta q_l}{\delta t}\right)_{\text{scav}} = -\frac{\frac{\partial m_l}{\partial t}}{M_l} \frac{F_{\text{dust}_{l+1}}}{F_{\text{ice}_{l+1}}} \quad (33)$$

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

$$F_{\text{dust}_{l+1}} = \sum_{k=l+1}^N \frac{\delta q_k}{\delta t} \quad (34)$$

Le taux de lessivage sur le nombre de particules N se déduit directement du lessivage sur la masse $\delta q_l / \delta t^3$.

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 $\mathcal{R} = 50$.

3. En effet la masse et le nombre de particules sont liées par l'équation :

$$r_{\text{eff}} = \left(\frac{3}{4} \frac{q}{\pi \rho_p N}\right)^{1/3} (1 + \nu_{\text{eff}}) \quad (35)$$

où r_{eff} est le rayon effectif de la poussière.

4.5.3 Simulation avec le lessivage

La paramétrisation présentée à la Section 4.5.2 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 75 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.

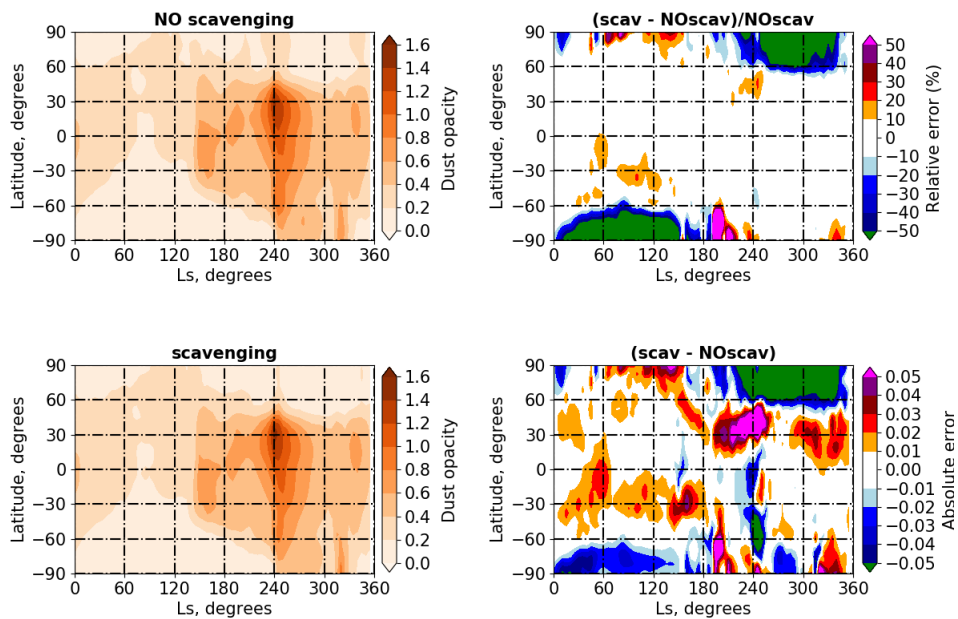


FIGURE 75 – Gauche, Haut : Évolution de la moyenne zonale de la colonne intégrée d'opacité de poussière pour une simulation GCM avec l'implémentation de la paramétrisation des « rocket dust storm » **sans lessivage** par la glace de CO₂. Gauche,Bas : Même Figure **avec lessivage** par la glace de CO₂ pour un rapport de lessivage $\mathcal{R} = 50$. Droite, Haut : erreur relative entre les deux figres de gauche. Droite, Bas : erreur absolue entre les deux figures de gauche.

5 Conclusion générale

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 représentation 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 observa-

tions 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 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 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 déentraînement 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. Nous avons 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.

Références

- 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.
- 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–+.
- Colaprete, A., Toon, O. B., and Magalhães, J. A. (1999). Cloud formation under Mars Pathfinder conditions. *J. Geophys. Res.*, 104 :9043–9054.
- Conrath, B. J. (1975). Thermal structure of the Martian atmosphere during the dissipation of dust storm of 1971. , 24 :36–46.
- 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.
- 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.
- 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.
- 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.
- Fisher, J. A., Richardson, M. I., Newman, C. E., Szwast, 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–+.
- 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.
- Forget, F., Hourdin, F., and Talagrand, O. (1998). CO₂ snow fall on Mars : Simulation with a general circulation model. , 131 :302–316.
- 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.
- 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.
- 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.

- 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.
- 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. (2011). 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.
- 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.
- 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–+.
- 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.
- Hourdin, F., Couvreux, 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.
- Hourdin, F., Le Van, P., Forget, F., and Talagrand, O. (1993). Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars. , 50 :3625–3640.
- Jaffrezo, J.-L., Colin, J.-L., and Gros, J.-M. (1990). Some physical factors influencing scavenging ratios. *Atmospheric Environment*, 24(12) :3073–3083.
- Joussaume, S. (1990). Three-dimensional simulations of the atmospheric cycle of desert dust particles using a general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 95 :1909–1941.
- 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.
- 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.
- Laskar, J. and Robutel, P. (1993). The chaotic obliquity of the planets. *Nature*, 361 :608–612.
- Määttänen, A., Fouchet, T., Forni, O., Melchiorri, R., Forget, F., Savijarvi, 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.
- 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.
- 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.

- 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–+.
- 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.
- 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.
- 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.
- 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.
- Navarro, T., Madeleine, J.-B., Forget, F., Spiga, A., Millour, E., Montmessin, F., and Määttänen, A. (2014). Global Climate Modeling of the Martian water cycle with improved microphysics and radiatively active water ice clouds. *Journal of Geophysical Research (Planets)*.
- Neary, L. and Daerden, F. (2018). The GEM-Mars general circulation model for Mars : Description and evaluation. , 300 :458–476.
- 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.
- Peixoto, J. P. and Oort, A. H. (1992). *Physics of Climate*. American Institute of Physics, New York.
- Pilorget, C. and Forget, F. (2016). Formation of gullies on Mars by debris flows triggered by CO₂ sublimation. *Nature Geoscience*, 9 :65–69.
- Pottier, A. (2016). *Cycle de l'eau martien : nuages et vapeur, observables et modèles, vers la haute résolution*. thèse, Université Pierre et Marie Curie.
- 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*.
- Pruppacher, H. R. and Klett, J. D. (1978). *Microphysics of clouds and precipitation*. D. Reidel.
- 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.
- 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.
- 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. (2001). Mars Orbiter Laser Altimeter : Experiment summary after the first year of global mapping of Mars. *J. Geophys. Res.*, 106 :23689–23722.

- 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.
- 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.
- 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.
- 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.
- Van Leer, B. (1977). Towards the ultimate conservative difference scheme : IV. A new approach to numerical convection. , 23 :276–299.
- 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.
- 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–+.
- 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*.
- 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–+.
- 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.
- 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–+.