



HAL
open science

Nuages et poussières de l'atmosphère martienne: télédétection, modélisation des rétroactions climatiques et application aux paléoclimats

Jean-Baptiste Madeleine

► **To cite this version:**

Jean-Baptiste Madeleine. Nuages et poussières de l'atmosphère martienne: télédétection, modélisation des rétroactions climatiques et application aux paléoclimats. Planétologie. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT: . tel-00691313

HAL Id: tel-00691313

<https://theses.hal.science/tel-00691313v1>

Submitted on 25 Apr 2012

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

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

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ
PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : Physique
École doctorale : Sciences de l'Environnement d'Île de France

NUAGES ET POUSSIÈRES DE L'ATMOSPHÈRE
MARTIENNE : TÉLÉDÉTECTION, MODÉLISATION
DES RÉTROACTIONS CLIMATIQUES ET
APPLICATION AUX PALÉOCLIMATS

Thèse présentée par :

Jean-Baptiste MADELEINE

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Soutenue le 4 Février 2011 devant le jury composé de :

Présidente :	M ^{me}	Hélène CHEPFER
Rapporteurs :	M.	Pascal RANNOU
	M.	Peter READ
Examineurs :	M.	Thierry FOUCHET
	M.	Nicolas MANGOLD
	M.	Michael WOLFF
Directeur de thèse :	M.	François FORGET

Laboratoire de Météorologie Dynamique
Université Pierre et Marie Curie

Comment a débuté ce voyage ? La voix ne dit pas beaucoup de choses, c'est la voix d'un homme de peu de mots. C'est une voix lointaine, qui ne veut pas trop dire. Elle parle avec d'étranges mots qui sont froids et purs, des mots qui ne sonnent qu'une fois, qui brillent d'un seul éclat fixe à la façon des étoiles.

J.M.G. LE CLÉZIO, *Vers les icebergs*, 1978.

Titre : Nuages et poussières de l'atmosphère martienne : télédétection, modélisation des rétroactions climatiques et application aux paléoclimats

Résumé : Par leur effet radiatif, les poussières atmosphériques et les nuages de glace d'eau jouent un rôle essentiel dans le climat de la planète Mars. Un module améliorant le calcul de l'extinction par les aérosols est implémenté dans le Modèle de Climat Global (GCM) martien du LMD, et permet de prendre en compte au cours de la simulation les variations 3D des propriétés radiatives des particules en fonction de leur évolution en taille.

Le modèle est d'abord utilisé pour revisiter l'impact radiatif de la poussière atmosphérique. De nouvelles propriétés des poussières sont utilisées et couplées à un schéma de transport guidé par les opacités observées. Pour la première fois, les températures simulées sont en accord avec les observations sans que l'on ait besoin d'ajuster artificiellement l'opacité des poussières.

Ce cycle des poussières est ensuite couplé au cycle de l'eau, et l'effet radiatif des nuages est ajouté. Pour mieux contraindre ces travaux, l'évolution diurne des nuages est d'abord cartographiée grâce au spectromètre imageur OMEGA, puis la taille des cristaux et l'opacité des nuages sont mesurées.

Le cycle de l'eau du GCM est ensuite ajusté à ces observations, et l'effet radiatif des nuages est analysé. Un assèchement global du cycle de l'eau est observé, tandis que les derniers biais de température significatifs disparaissent.

Le grand rôle joué par les poussières lors des changements climatiques récents est enfin mis en évidence dans un scénario expliquant l'origine des glaciations des moyennes latitudes Nord. La répartition longitudinale des dépôts est expliquée, et la sensibilité de la glaciation aux paramètres orbitaux et à l'inertie thermique de la glace est étudiée.

Mots-clés : Mars (planète), Climat, Atmosphère, Modélisation tridimensionnelle, Transfert radiatif, Observations, Aérosols, Paléoclimatologie

Title : Dust and clouds on Mars : Remote sensing, modeling of climate feedbacks and paleoclimate applications

Abstract : The radiative impact of atmospheric dust and water ice clouds is the main driver of the martian climate. The ability to compute, during a simulation, the 3D evolution of the aerosol radiative properties as a function of the predicted size and spatial distribution of the particles is added to the LMD Mars Global Climate Model (GCM).

The model is first applied to atmospheric dust, and coupled to a dust transport scheme, which is guided by the observed dust opacity. New dust radiative properties are used, and connected to the predicted size of the dust particles. For the first time, the GCM temperatures are in good agreement with the observations, without any artificial tuning of the dust opacity, as was the case before.

The water cycle is then coupled to the dust cycle, and the radiative effect of water ice clouds is implemented. To better constrain the cloud properties, their diurnal evolution is mapped using the OMEGA imaging spectrometer, and the crystal size and opacity of the thickest clouds are retrieved.

The GCM is then adjusted to these observations, and the radiative impact of clouds is assessed. Active clouds tend to dry out the whole water cycle, while at the same time removing the last significant temperature biases.

Finally we study the role of aerosols under past conditions, and a scenario for the origin of the northern mid-latitude glaciation is presented. The longitudinal distribution of the glacial deposits is explained, and the sensitivity of the glaciation to the orbital parameters, dust opacity, and ice thermal inertia is analyzed.

Keywords : Mars (planet), Climate, Atmosphere, 3D modeling, Radiative Transfer, Observations, Aerosols, Paleoclimate

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Une esquisse du système climatique martien	2
1.2	Origine du projet de thèse	12
1.3	Présentation du manuscrit	14
2	Modélisation de la diffusion par les aérosols dans le modèle de climat global	15
2.1	Introduction	16
2.2	Notions théoriques	17
2.3	Construction des tables de données	27
2.4	Intégration des paramètres de diffusion simple par le GCM	31
2.5	Calcul de la profondeur optique	34
2.6	Propriétés moyennes et propagation	35
2.7	Résolution de l'équation du transfert radiatif	35
2.8	Coût en temps de calcul	36
2.9	Résumé	37
3	L'effet radiatif des poussières revisité	39
3.1	Préface	39
3.2	Abstract	43
3.3	Introduction	43
3.4	Modeling approach	44
3.5	Results using a prescribed dust vertical distribution	51
3.6	Results of the semi-interactive dust model	56
3.7	Conclusion	58
4	Mesure des propriétés des nuages de glace d'eau tropicaux avec OMEGA	61
4.1	Préface	62
4.2	Abstract	62
4.3	Introduction	63
4.4	The OMEGA near-infrared imaging spectrometer	64
4.5	Inversion method	65
4.6	Retrieval uncertainties	74
4.7	Results	80
4.8	Interpretation	93
4.9	Conclusions	96

5	L'effet radiatif des nuages de glace d'eau	99
5.1	La découverte de l'effet radiatif des nuages	99
5.2	Modélisation et validation	101
5.3	Résultats	109
5.4	Conclusion	118
6	Application aux glaciations amazoniennes des moyennes latitudes	121
6.1	Préface	122
6.2	Abstract	123
6.3	Introduction : Evidence for northern mid-latitude ice presence and glacia- tion on Mars	124
6.4	Geological evidence for orbital-driven climate change on Mars	125
6.5	Numerical simulations under new paleoclimatic conditions	127
6.6	Results : From present-day climate to the northern midlatitude glaciation .	130
6.7	Accumulation rates and dependence on climate parameters	138
6.8	Discussion	147
6.9	Conclusions	149
7	Conclusion et perspectives	153
7.1	Rôle climatique des aérosols martiens	153
7.2	Applications des travaux de thèse et collaborations	156
7.3	Perspectives	158
7.4	Précieuse Mars	159
	Remerciements	161
	Bibliographie	165

Points fondamentaux et définitions

1. Les paramètres orbitaux de Mars	2
2. La géologie de la surface	5
3. La minéralogie	6
4. Les propriétés de la surface	7
5. La cryosphère	7
6. La dynamique atmosphérique	9
7. Le cycle des poussières	10
8. Le cycle de l'eau	12
9. Le LMD/GCM	12
10. Les ères glaciaires	13
11. Les paramètres de diffusion simple	16
12. La fonction log-normale	18
13. r_{eff} et v_{eff}	18
14. La discrétisation à rapport de volume constant	19
15. La fonction gamma	20
16. Les grandeurs radiométriques	21
17. L'équation du transfert radiatif	21
18. La fonction de phase et le paramètre d'asymétrie	23
19. La fonction de phase de Henyey-Greenstein	24
20. La profondeur optique et l'extinction	24
21. L'albédo de diffusion simple	24
22. Les lois de Kirchhoff et Planck	25
23. Les rayonnements solaire et infrarouge sur Mars	25
24. Q_{ext} , ω_0 et g pour une population donnée	25
25. Le taux de chauffage	27
26. Les méthodes de Mie et T-Matrix	28
27. Moyenner en longueur d'onde les paramètres de diffusion simple	30
28. La méthode d'intégration de Gauss	31
29. Le calcul de l'opacité dans le GCM	34
30. Les principaux codes de transfert radiatif	35
31. Les propriétés radiatives de la poussière	44
32. Le modèle de transport à deux moments	49
33. Les nuages de glace d'eau	63
34. L'instrument OMEGA	65
35. La réflectance	65

36. La fonction χ^2	72
37. Le calcul d'incertitude	74
38. Le réglage du cycle de l'eau dans le GCM	102
39. Les régions glaciaires et périglaciaires	125
40. Les simulations paléoclimatiques	127
41. La stabilité des dépôts de glace d'eau	129
42. Les ondes planétaires stationnaires	134
43. La rétroaction de l'inertie thermique	145

Liste des figures

1.1	Obliquité et excentricité de Mars sur 10 Myr	4
1.2	Topographie MOLA	6
1.3	Inertie thermique de la surface.	7
1.4	Deux journées martiennes vues par MOC	8
1.5	Spectres infrarouges de Mars	9
1.6	Température et vents zonaux déduits de l'équation du vent thermique	11
2.1	Distributions log-normale et gamma	20
2.2	Fonctions de phase de Rayleigh et de Mie	23
2.3	Éclairement et émittance spectrales de Mars	26
2.4	Théorie de Mie : Q_{ext} en fonction de x	29
3.1	Opacité de poussière à $9.3 \mu\text{m}$ et température à 0.5 hPa	40
3.2	Taux de chauffage de la poussière en 1D	41
3.3	Propriétés radiatives de la poussière pour différentes tailles de particules	42
3.4	Dust single scattering parameters	48
3.5	Predicted dust density scaled opacity and r_{eff}	51
3.6	Zonal mean GCM temperatures compared to TES observations (MY25)	53
3.7	Zonal mean GCM temperatures compared to TES observations (MY26)	54
3.8	GCM and TES temperatures at the 0.5 hPa pressure level	55
4.1	Transmittance spectrum of the martian atmosphere	66
4.2	Summary of the retrieval method	67
4.3	Example of spectral fit for thick clouds	68
4.4	True-color composition and cloud index for the two example orbits	69
4.5	Inverse χ^2 function	73
4.6	Sensitivity of the retrieval to the assumed dust opacity	77
4.7	Imaginary indices n_i of hexagonal water ice at 145 K and 270 K	78
4.8	L_s and local time of the analyzed OMEGA observations	81
4.9	Cloud index maps for $L_s = 0-90^\circ$	83
4.10	Cloud index maps for $L_s = 90-180^\circ$	84
4.11	Identified cloud types	86
4.12	Retrieval locations	89
4.13	Retrieved ice particle sizes and cloud opacities	93

5.1	Exemples de profils de température RS montrant une inversion due aux nuages	100
5.2	Coupe zonale montrant l'effet des nuages sur la température	101
5.3	Évolution annuelle de la colonne de vapeur d'eau dans le GCM	104
5.4	Évolution annuelle de l'opacité à 825 cm^{-1} de la glace d'eau dans le GCM	105
5.5	Propriétés radiatives de la glace d'eau pour différentes tailles de particules	106
5.6	$r_{\text{eff,ice}}$ mesurés par OMEGA et simulés par le GCM	108
5.7	Évolution diurne du taux de chauffage et de la température sur Tharsis	111
5.8	Effets directs et indirects des nuages sur la température	112
5.9	Impact des nuages sur la température en moyenne zonale	114
5.10	Champs de température du nouveau modèle comparés à TES	116
5.11	Écarts de température par rapport aux observations avec et sans nuages actifs	117
5.12	Température équatoriale à 0.5 hPa avec nuages actifs.	119
6.1	Vue en perspective des glaciers de Deuteronilus Mensae	122
6.2	Regions showing evidence of glaciation.	124
6.3	Variations of obliquity and eccentricity over the last 10 Myr.	126
6.4	Water cycle predicted by the LMD/GCM under different orbital conditions.	131
6.5	Zonal winds, temperature and water content under different orbital conditions.	133
6.6	Dynamics of the northern high latitudes.	134
6.7	Cloud ice content and wind field in the mid-latitude region.	137
6.8	Ice accumulation maps in the mid-latitude region.	139
6.9	Evolution of surface ice and temperature in selected regions.	140
6.10	Sensitivity experiments.	142
6.11	Ice accumulation in the southern mid-latitudes.	145
6.12	1D experiments showing the impact of ice thermal inertia on surface temperatures.	146
6.13	Sensitivity of ice accumulation rates to thermal inertia	148
6.14	Major components of the climate system related to the northern mid-latitude glaciation.	151

Chapitre 1

Introduction

I am not now writing a treatise, but simply prefacing a somewhat peculiar narrative by observations very much at random.

Je ne veux pas écrire ici un traité de l'analyse, mais simplement mettre en tête d'un récit passablement singulier quelques observations jetées tout à fait à l'abandon et qui lui serviront de préface.

EDGAR POE, traduit par Baudelaire, *Histoires extraordinaires*, 1841.

Sommaire

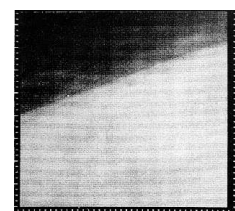
1.1 Une esquisse du système climatique martien	2
1.2 Origine du projet de thèse	12
1.3 Présentation du manuscrit	14

MARS est une planète d'une sobriété trompeuse. Les premières images de Mariner 4 (premier satellite à envoyer des données à une distance de plus d'une unité astronomique) révélèrent une surface cratérisée, lunaire, silencieuse (Branigan, 1965). Un demi-siècle plus tard, à l'heure où ces lignes sont écrites, la surface de Mars est entièrement couverte tous les jours par trois satellites (Mars Odyssey, Mars Express, et Mars Reconnaissance Orbiter), et deux rovers explorent jour après jour sa surface (Spirit et Opportunity). Avant eux, de nombreux satellites, atterrisseurs, et rovers. En projet : un véritable laboratoire nomade (Mars Science Laboratory), d'autres satellites, des retours d'échantillons. Et entre temps : beaucoup de découvertes. Mars révèle peu à peu sa fascinante complexité, et bouleverse, avec un calme spatial, notre connaissance du monde, et en particulier, du climat.

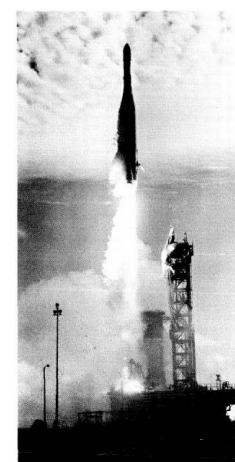
Mars est un désert froid sous basse pression (quelques millibars), où règne une température d'environ -60°C en moyenne. Un climat hyper-continental, et très aride, où l'eau en surface n'est stable qu'à l'état solide, et uniquement dans les régions polaires.

Pourtant, dès 1979, les images Viking révèlent, aux moyennes latitudes, des structures alors qualifiées « d'écoulements visqueux » (Squyres, 1979), pour ne pas dire ce qui semblait alors invraisemblable : des glaciers en plein désert.

De nombreuses structures glaciaires sont aujourd'hui imagées en détail, et révèlent l'existence de grandes glaciations dans le passé récent de la planète. Un nouveau défi



Première image de Mars par Mariner 4. La couche de poussière apparaît au-dessus de l'horizon.



Décollage de Mariner 4. (JPL, 1965)

était donc lancé aux Modèles de Circulation Générale (GCMs)¹, qui consistait à expliquer comment, en des lieux aujourd’hui hyper-arides, des glaciers avaient pu se former.

Cela était possible grâce aux récents développements du GCM martien du LMD, qui incluait une représentation du cycle des poussières (Forget et al., 1999) et un cycle de l’eau complet (Montmessin et al., 2004). Après des résultats très encourageants expliquant l’origine de premiers dépôts glaciaires (Levrard et al., 2004; Forget et al., 2006), l’idée est alors apparue de créer un modèle paléoclimatique où les aérosols seraient mieux représentés, notamment par une meilleure prise en compte de leur effet radiatif. C’est ici que la présente recherche commence.

L’objectif de cette thèse est de mieux comprendre le rôle des aérosols, c’est-à-dire principalement des poussières minérales et des nuages de glace d’eau, dans le système climatique martien. Originellement destinés à servir les climats passés, les développements du GCM ainsi réalisés se sont avérés indispensables à la compréhension du climat présent. Cette thèse se concentrera donc autant sur le rôle actuel que sur le rôle passé des aérosols.

Pour comprendre l’impact climatique des aérosols sur des échelles de temps courtes ou géologiques, il faut les replacer dans le cadre plus général du système climatique martien, ce que nous faisons dans la première partie de ce chapitre. Ensuite, l’origine du sujet de thèse est explicité, et le plan présenté dans une dernière partie.

1.1 Une esquisse du système climatique martien

Mars est un système climatique dont les principales composantes sont l’atmosphère, la cryosphère, et la surface. Ce système climatique est soumis à des forçages qui contrôlent le climat. Ils sont externes quand ils n’appartiennent pas à la planète, et internes lorsqu’ils sont liés à son activité géologique profonde.

Point sur 1

Les paramètres orbitaux de Mars

Commençons par décrire les *forçages externes*. Le premier est le Soleil. Mars se trouve à 230 millions de km du Soleil en moyenne (voir le tableau 1.1), sur une orbite qui est bien plus elliptique ($e = 0.093$) que l’orbite terrestre ($e = 0.017$). L’obliquité ϵ , c’est-à-dire l’angle compris entre l’axe de rotation de la planète et la perpendiculaire au plan de son orbite, est proche de l’obliquité terrestre, permettant l’existence de saison qui nous sont familières. À une telle distance du soleil, l’éclairement intégré sur l’ensemble des longueurs d’onde solaire* est d’environ 600 W m^{-2} , environ deux fois moins que l’éclairement solaire reçu par la Terre. La température d’équilibre, pour un albédo de 0.25, est alors de 210 K.

Voir la partie 2.2.2, et plus particulièrement le point 23.

Voir la partie 6.4.2 du chapitre 6.

Le forçage solaire varie selon la configuration orbitale de la planète*. À l’échelle saisonnière, la distance au Soleil change par l’excentricité de l’orbite. La longitude solaire au périhélie, notée L_p , permet alors de connaître la saison à laquelle la planète reçoit le plus d’ensoleillement. Les trois paramètres, obliquité, excentricité, et longitude solaire du périhélie L_p , seront par la suite appelés *paramètres orbitaux*. Actuellement, Mars est au périhélie pour une longitude solaire de 251° , ce qui correspond à la fin du printemps de l’hémisphère Sud. Sur une échelle de temps plus longue, de l’ordre de la dizaine voire centaine de milliers d’années, les paramètres orbitaux changent, et le climat

¹De plus en plus appelés Modèles de Climat Global.

1.1. Une esquisse du système climatique martien

Paramètres clés	Terre	Mars
Distance moyenne du Soleil (10^6 km)	149.6 (1 UA)	227.9 (1.52 UA)
Obliquité ϵ	23.93°	25.19°
Excentricité e	0.017	0.093
L_s du périhélie (L_p)	281°	251°
Constante solaire ($W m^{-2}$)	1367	594
Rotation Ω ($10^{-5} s^{-1}$)	7.29	7.09
Année (en jours solaires sol)	365.24	668.6
Rayon équatorial (km)	6378	3396
Gravité en surface g ($m s^{-2}$)	9.81	3.72
Pression de surface moyenne (hPa)	1013	6.1
Température d'équilibre T_e (K)	256	210
Températures de surface (K)	210-325	140-300
Vent zonal au niveau du jet U ($m s^{-1}$)	30	80
Composition atmosphérique	N ₂ 77% - O ₂ 21% H ₂ O < 3% Ar 0.1% CO ₂ 0.037%	CO ₂ 95% - N ₂ 2.7% Ar 1.6% O ₂ 0.13% H ₂ O < 0.05%
Constante des GP R ($m^2 s^{-2} K^{-1}$)	287	192
Chaleur spécifique à p. cst. C_p ($m^2 s^{-2} K^{-1}$)	1000	860
Hauteur d'échelle H_p (km)	~7.5	~10
Adiabatique sèche Γ_a ($K km^{-1}$)	9.8	4.5
Fréquence de Brunt-Väisälä N ($10^{-2} s^{-1}$)	1.1	0.6
Rayon de déformation L (km)	1100	920
Nombre de Rossby Ro	0.05	0.2

TAB. 1.1 – Paramètres orbitaux et atmosphériques principaux pour la Terre et Mars.
D'après [Read and Lewis \(2004\)](#), [Leovy \(2001\)](#) et [Forget et al. \(1995\)](#).

ne cesse de varier en suivant des cycles appelés cycles de Milankovitch. Les paramètres orbitaux contrôlent la *distribution latitudinale de l'éclairement solaire au cours de l'année*. Par exemple, le dernier maximum glaciaire sur Terre s'est déclenché il y a 21000 ans, par un changement d'un peu plus d'un demi degré de l'obliquité ϵ .

Grâce aux lois de la mécanique céleste, les paramètres orbitaux de Mars peuvent être calculés pour les derniers millions d'années de la planète, durée au-delà de laquelle la solution devient chaotique (Laskar et al., 2004). L'évolution de l'obliquité ainsi que de l'excentricité de l'orbite martienne est représentée sur la figure 1.1.

Pour comparaison, l'amplitude de ces variations sur Terre est donnée par la région bleutée. Les variations des paramètres orbitaux de la planète Mars sont bien plus grandes que sur Terre. Mars a donc connu des changements climatiques intenses, et des ères glaciaires qui seront davantage décrites dans la partie 1.2.

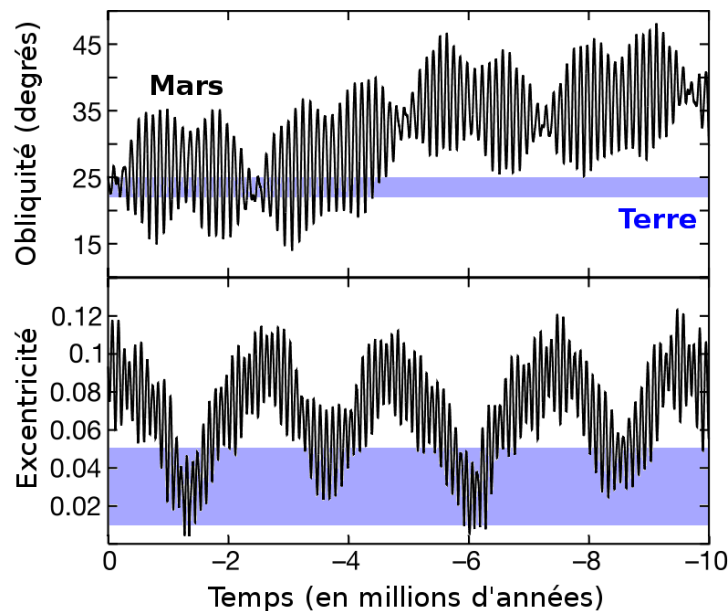


FIG. 1.1 – Évolution de l'obliquité et de l'excentricité de l'orbite martienne au cours des 10 derniers millions d'années. Pour comparaison, l'amplitude des variations sur Terre est représentée en bleu. Adapté de Laskar et al. (2002).

Voir le chapitre 6. Dans cette thèse, nous nous concentrerons sur les changements climatiques dus aux variations du forçage solaire, et ce pendant les dernières centaines de millions d'années d'histoire de la planète*. D'autres forçages externes sont essentiels, et ont probablement joué un grand rôle dans l'histoire primitive de la planète. Le vent solaire, par exemple, érode l'atmosphère de la planète si celle-ci ne possède pas un champ magnétique suffisant créé par l'activité d'un noyau métallique (Chassefière and Leblanc, 2004). La cratérisation est un autre forçage externe qui fut, dans le passé, un facteur essentiel du climat, surtout pendant le premier milliard d'années de la planète, à une époque où de nombreux petits corps peuplaient encore le système solaire (Hartmann and Neukum, 2001). La cratérisation contribue à l'érosion de l'atmosphère et à la diminution de la pression de surface, ce qui change considérablement le climat (Brain and Jakosky, 1998). Ce chan-

1.1. Une esquisse du système climatique martien

gement s'est accru lors d'un bombardement massif, survenu il y a 3.8-3.9 milliards d'années (Solomon and Head, 2007), nommé le « Late Heavy Bombardment » (LHB). La cratérisation a donc joué un grand rôle dans la transition d'une atmosphère dense et humide, lors du premier milliard d'années de la planète, à une atmosphère fine et sèche telle qu'on la connaît aujourd'hui.

Après les forçages externes, les principaux *forçages internes* de Mars sont l'activité magnétique de son noyau, et le volcanisme. L'activité magnétique du noyau change le climat car la magnétosphère résultante protège l'atmosphère de l'érosion par le vent solaire (Chassefière and Leblanc, 2004). L'activité magnétique du noyau a aujourd'hui disparu, mais le survol à basse altitude de la planète par Mars Global Surveyor (MGS) a permis de détecter un champ rémanent (Acuna et al., 1998), piégé principalement dans les roches anciennes de l'hémisphère Sud. Mars possédait donc probablement un champ magnétique actif au début de son histoire, il y a plus de 3.7 milliards d'années.

L'autre principal forçage interne est le volcanisme. Mars est une planète dont la surface a été principalement sculptée par les volcans et la cratérisation (Head et al., 2001). Le volcanisme a donc probablement beaucoup affecté les climats passés de la planète, par émission de clastes et de gaz (Hort and Weitz, 2001), mais aussi par interaction avec la cryosphère, lors d'intrusion magmatique dans d'immenses volumes d'eau souterraine (Gulick, 1998). L'activité volcanique est aujourd'hui quasi inexistante. Seules des émanations de méthane, qui restent à confirmer, pourraient suggérer la circulation actuelle de fluides hydrothermaux (Lyons et al., 2005).

A présent, ces forçages contrôlent le système climatique et ses composantes, et nous décrirons en premier lieu la surface, dont nous avons déjà évoqué rapidement la géologie. Une carte topographique de Mars est représentée sur la figure 1.2, telle que mesurée par l'altimètre laser MOLA. Les terrains sont datés selon une chronologie constituée de trois principales ères, et basée sur leur taux de cratérisation (voir la figure 14 de Hartmann and Neukum, 2001) : le Noachien, qui va de la création de la planète il y a 4.5 milliards d'années à 3.8 milliards d'années, l'Hespérien, qui va de -3.8 à -3.2 milliards d'années, et l'Amazonien, qui désigne la période la plus récente. Une très rapide biographie de la surface se résumerait ainsi*. La planète se forme il y a environ 4.5 milliards d'années, son noyau métallique se différencie, et un océan de magma se refroidit en environ 100 millions d'années². L'immense dépression du Nord de la planète (voir Fig. 1.2) se serait formée peu de temps après, et résulterait d'un gigantesque impact, expliquant cette étonnante barrière topographique entre le Nord et le Sud de la planète, nommée la « Dichotomy Boundary » (Andrews-Hanna et al., 2008). Par la suite et jusqu'à la fin du LHB, l'environnement de la planète était très différent de ce qu'il fut par la suite. En effet, de nombreux indices géologiques attestent de la présence d'eau liquide en surface à cette époque : des vallées ramifiées (Mangold et al., 2004), des dépôts sédimentaires stratifiés (Lewis et al., 2008), des deltas (Fassett and Head, 2005), et divers minéraux apparemment altérés par de l'eau liquide, dont nous reparlerons.

Après le LHB, le volcanisme se poursuit pendant l'Hespérien, et façonne près de 30% de la planète (Carr and Head, 2010). Ses principaux centres sont le plateau de Tharsis (Fig. 1.2, 10°S-110°W), Elysium Mons (30°N-150°E), et Syrtis Major (5°N-60°E). Le bom-

²Ces informations sont données par l'analyse géochimique des météorites martiennes, les shergottites (Debaille et al., 2007).

2 Point sur.....

La géologie de la surface

Pour une description plus complète, lire par exemple la récente revue de Carr and Head (2010).

bement régional dû aux remontées mantelliques de Tharsis a créé de nombreux rifts et fossés d'effondrement, dont un spectaculaire : Valles Marineris (10°S-60°W, [Hauber et al., 2010](#)). De même, les interactions entre la cryosphère et le volcanisme ont créé des écoulements d'eau épisodiques et catastrophiques (les « outflow channels », [Gulick, 1998](#)), dont le plus étendu débouche sur Chryse Planitia (30°N-30°W). Il résulte de cette histoire géologique une topographie spectaculaire, abritant le plus grand volcan du système solaire, Olympus Mons (20°N-135°W), haut de 21 km, le canyon de Valles Marineris, d'environ 5 km de profondeur, et une région climatiquement intrigante, Hellas, située 7 km en dessous des plateaux environnants (Fig. 1.2, 40°S-60°E). À la fin de l'Hespérien, la surface martienne est assez proche de ce qu'elle est aujourd'hui. À l'Amazonien, le volcanisme est dix fois moindre qu'à l'Hespérien, et centré principalement sur Tharsis et Elysium ([Carr and Head, 2010](#)). L'Amazonien est l'ère des changements climatiques dus aux cycles de Milankovitch, avec de très nombreuses formations glaciaires.

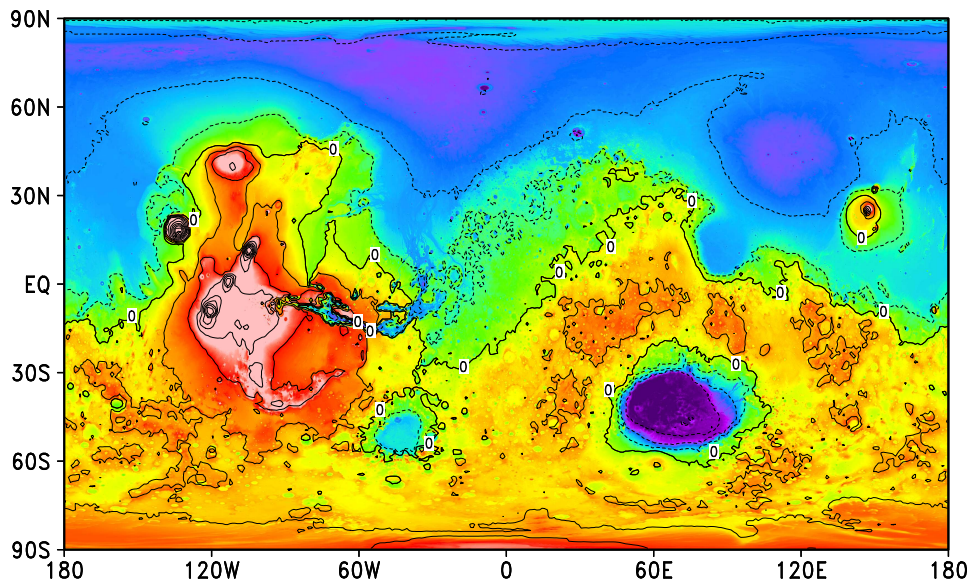


FIG. 1.2 – Topographie de Mars mesurée par l'altimètre laser MOLA ([Zuber et al., 1992](#)). Le contour d'altitude 0 (qui correspond à une pression de surface de référence de 6.1 hPa) est indiqué, les contours suivants étant séparés de 2 km. La séparation de la planète en deux grands ensembles, les plaines volcaniques au Nord (en bleu) et les hauts plateaux cratérisés au Sud (en rouge), est évidente.

Point sur..... 3
La minéralogie

La surface de Mars est donc principalement constituée de roches volcaniques, avec de rares affleurements de roches sédimentaires. Les terrains sombres (qu'il est possible de discerner sur la figure 1.4) sont des terrains basaltiques peu altérés d'une très grande diversité, couvrant par endroit toute la chaîne de cristallisation fractionnée ([Christensen et al., 2005](#)), et étant plus généralement de composition basique et ultrabasique. Les régions claires doivent leur teinte à l'altération de ces basaltes en oxydes ferriques anhydres. Cette altération très superficielle résulte probablement d'une lente oxydation au cours des derniers milliards d'années par les constituants atmosphériques (et non par l'eau), et a effacé toute signature spectrale des basaltes ([Bibring et al., 2006](#)). Parmi les

1.1. Une esquisse du système climatique martien

roches magmatiques affleurent quelques roches sédimentaires datant du Noachien et de l'Hespérien, attestant de la présence d'eau liquide à ces époques. Les spectromètres imageurs proche-infrarouge OMEGA et CRISM ont ainsi détecté des argiles (phyllosilicates hydratés, Poulet et al., 2005) riches en Fe et Mg (smectites) et des sulfates (kieserite et gypse, Gendrin et al., 2005; Langevin et al., 2005a; Arvidson et al., 2005), suggérant un contact prolongé dans le premier cas, et plus court (évaporation) dans le second de silicates avec de l'eau liquide.

Cette composition et altération du sol martien se traduisent par des albédo et inertie thermique de la surface très variables, constituant des « îlots thermiques », en forte interaction avec la dynamique atmosphérique. Les variations d'albédo peuvent être distinguées sur la première carte de la figure 1.4, tandis que l'inertie thermique, telle qu'utilisée par le GCM, est représentée sur la figure 1.3. Les deux continents thermiques, de faible inertie thermique et d'albédo élevé, sont facilement identifiables, et centrés sur Amazonis Planitia (entre 150°E et 60°W) et Arabia Terra (20°N-30°E).

4 Point sur.....

Les propriétés de la surface

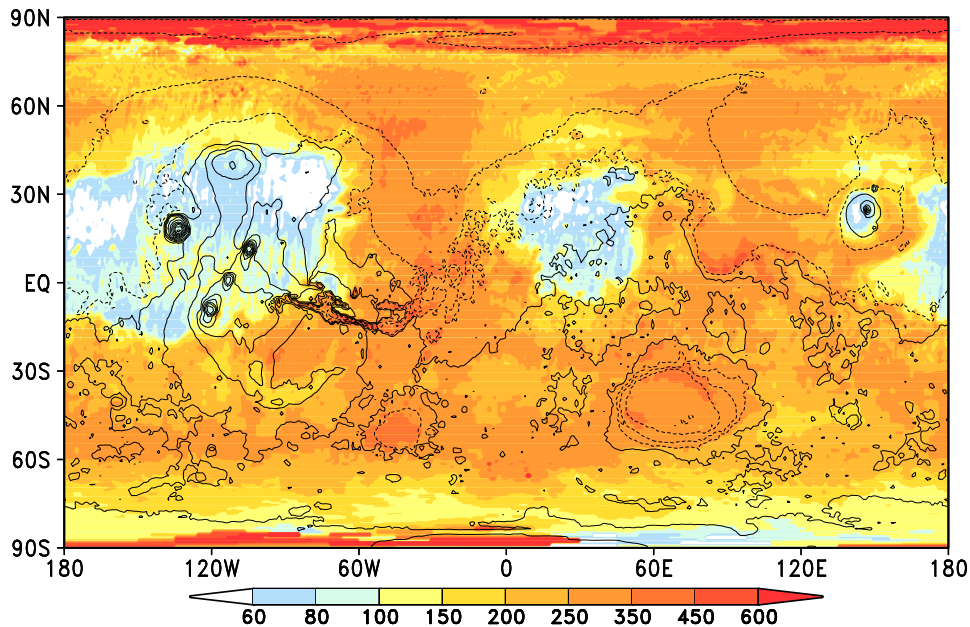


FIG. 1.3 – Inertie thermique de la surface (en $J s^{-1/2} m^{-2} K^{-1}$) utilisée dans le GCM.

5 Point sur.....

La cryosphère

L'avant dernière composante du système climatique martien est la cryosphère. Elle est constituée de deux espèces condensables : le CO_2 , principal constituant de l'atmosphère (voir tableau 1.1), et l'eau. Les pôles sont couverts de glace d'eau et de CO_2 . Au pôle Sud se trouve une imposante calotte d'eau et de poussière recouverte localement d'une dizaine de mètres de glace de CO_2 (le « piège froid », Bibring et al., 2004b; Langevin et al., 2007), tandis que la calotte permanente Nord est uniquement faite de glace d'eau. Les deux pôles se recouvrent en hiver de glace de CO_2 et d'un fin givre d'eau (voir la figure 1.4, où apparaît clairement la calotte saisonnière Sud avant le déclenchement de la tempête globale).

L'atmosphère est la dernière composante, et toute notre étude s'articule autour d'elle. Elle va transporter la poussière et l'eau et transformer, en retour, la surface et la cryo-

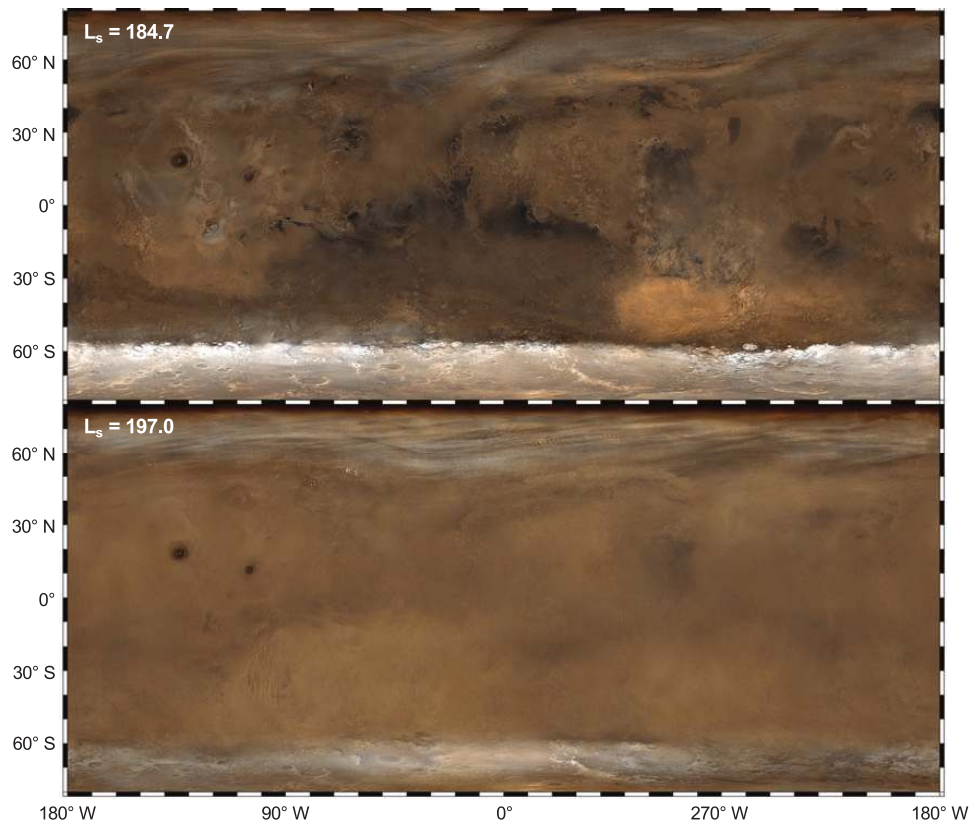


FIG. 1.4 – Images MOC aux longueurs d’onde visible d’une journée claire, puis d’une journée de tempête de poussière globale (tempête de 2001, [Cantor, 2007](#)). La calotte saisonnière de CO₂ et d’eau apparaît au Sud, ainsi que les nuages de glace d’eau, proche de Tharsis, en bordure de la calotte saisonnière Sud, ainsi qu’au Nord, où des ondes stationnaires de nombre d’onde 2 sont clairement visibles.

sphère.

Comme nous l'avons vu précédemment, la température d'équilibre de la surface martienne est de 210 K. Pour une gravité de surface de 3.72 m s^{-2} , la hauteur d'échelle obtenue est de 10.8 km. La pression atmosphérique est plus de cent fois moindre que sur Terre, et vaut en moyenne 6.1 hPa. Cette faible pression entraîne des temps de relaxation radiative courts, de l'ordre de 1 ou 2 jours, et du même ordre de grandeur que l'échelle de temps d'advection (Leovy, 1969). Il en résulte une forte réactivité de l'atmosphère martienne et un contrôle solaire plus rapide que sur Terre, où le temps de réponse thermique est environ 50 fois plus long. La surface est proche de l'équilibre radiatif, et les flux de chaleur sensible et latent sont presque négligeables (Savijärvi and Kauhanen, 2008, figure 2), ce qui est très différent de l'environnement terrestre (Spiga, 2010, et références incluses). La température de surface dépend surtout de l'inertie thermique et de l'albédo, et très peu de l'altitude. La réponse radiative rapide s'ajoute à la faible inertie thermique de la surface pour créer un climat hyper-continental. En effet, l'inertie thermique est en moyenne relativement faible comparée à la Terre, où les trois quarts de la surface sont océaniques. Les températures de surface maximales suivent donc les latitudes subsolaires, et l'amplitude des variations diurnes de température atteignent plus de 100 K.

L'atmosphère est constituée à 95% de CO_2 , qui absorbe principalement dans la bande à $15 \mu\text{m}$. La bande à $15 \mu\text{m}$ du CO_2 est évidente sur les spectres infrarouges de la planète, comme celui présenté sur la figure 1.5, et apparaît en absorption comme en émission dans les régions polaires.

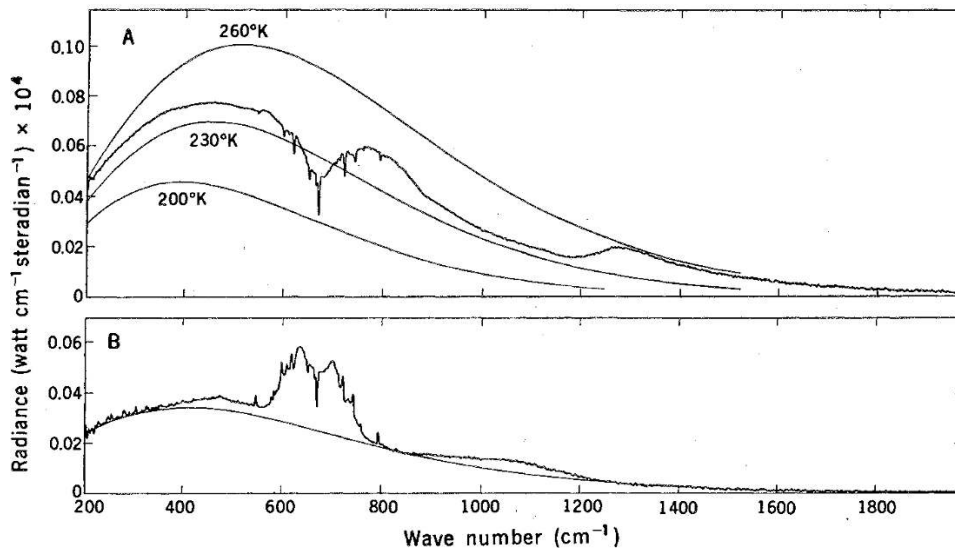


FIG. 1.5 – Spectres infrarouges de Mars acquis par le spectromètre IRIS à bord de Mariner 9 (Hanel et al., 1972) lors de la tempête de poussière globale de 1971. Les bandes à $15 \mu\text{m}$ (environ 650 cm^{-1}) du CO_2 et à $9 \mu\text{m}$ (vers 1100 cm^{-1}) de la poussière apparaissent aussi bien en absorption (régions non polaires, en haut) qu'en émission (régions polaires, en bas).

L'atmosphère est horizontalement instable (Read and Lewis, 2004), et les régions de

La circulation atmosphérique sera davantage décrite dans la partie 6.6 du chapitre 6.



Sables et poussières observés au microscope par Phoenix. Les plus gros grains en bas de l'image, provenant de la surface, font $\sim 100 \mu\text{m}$.

Point sur 7

Le cycle des poussières
Absorption et diffusion ;

plus forte insolation deviennent les branches ascendantes des cellules de Hadley. La durée du jour martien est d'environ 24 heures et 40 minutes, et le taux de rotation de la planète est donc voisin de celui de la Terre. Le rayon de déformation et le nombre de Rossby (voir le tableau 1.1) sont tels que la dynamique mise en place nous est alors assez familière, et proche de l'équilibre géostrophique*. L'équinoxe est caractérisé par deux cellules de Hadley, s'étendant jusqu'aux hautes latitudes pour créer deux jets d'Ouest atteignant 100 m s^{-1} , et un jet équatorial de haute altitude d'Est d'environ 20 m s^{-1} (voir la colonne de gauche de la figure 1.6). Aux solstices, la faible inertie thermique du sol couplée au court temps de relaxation radiative de l'atmosphère entraîne l'existence d'une cellule de Hadley unique, allant d'un hémisphère à l'autre. La structure zonale de l'atmosphère est alors caractérisée par un fort jet d'Ouest aux hautes latitudes de l'hémisphère d'hiver, fortement modulé par les ondes stationnaires (Hollingsworth and Barnes, 1996; Nayvelt et al., 1997) et baroclines (Collins et al., 1996; Hollingsworth et al., 1996). Celles-ci sont principalement forcées par les « îlots thermiques » mentionnés précédemment, et par la topographie, expliquant la prédominance des nombres d'onde 2 et 3 (voir la signature des ondes planétaires dans les nuages des hautes latitudes Nord sur l'image 1.4, ainsi que la figure 6 de Hollingsworth and Barnes, 1996). Le jet d'Est s'éloigne de l'équateur et se renforce pour avoisiner 100 m s^{-1} (voir la colonne de droite de la figure 1.6). La branche descendante de la cellule de Hadley chauffe adiabatiquement les moyennes et hautes latitudes et provoque une inversion de température (Haberle et al., 1993; Forget et al., 1999), évidente à l'approche du périhélie (voir sur la figure 1.6 la « virgule » dans le champ zonal de température aux moyennes latitudes, en particulier pour $L_s = 270^\circ$). Des jets d'Ouest naissent également proche de la surface dans l'hémisphère d'été, aux latitudes de convergence de la cellule de Hadley, à l'image des vents de mousson sur Terre. La branche basse de la cellule de Hadley, en franchissant l'équateur, se courbe par conservation du moment cinétique, pour créer des courants de bord Ouest (les « Western Boundary Currents », Joshi et al., 1995, 1997). Cette circulation moyenne est fortement modulée à échelle de temps diurne par des vents anabatiques et katabatiques proches de la surface (bien observés par exemple par le rover Pathfinder, Schofield et al., 1997), ainsi que par la propagation d'ondes de marée thermique (Wilson and Hamilton, 1996).

La dynamique de l'atmosphère érode la surface, et soulève des poussières minérales dans l'atmosphère. Le cycle des poussières résultant modifie considérablement le climat, par extinction* du rayonnement solaire et infrarouge. Ceci sera l'objet du chapitre 3. Les propriétés de la poussière martienne commencent à être bien connues, grâce à des campagnes d'observation simultanées rendues possibles par les nombreuses missions récentes³. La poussière martienne absorbe surtout le rayonnement solaire, et constitue la principale source de chauffage diabatique de l'atmosphère (Gierasch and Goody, 1972). Elle peut cependant être une source de refroidissement infrarouge pendant la nuit. La dynamique de la couche de poussière, ses propriétés physiques et radiatives, les processus de soulèvement lui donnant naissance (notamment par tourbillons de poussières, ou « dust devils »), et les rétroactions climatiques résultantes sont les sujets d'intenses recherches. Ce cycle est également couplé aux cycles du CO_2 et de l'eau.

En effet, ces deux espèces peuvent se trouver sous forme gazeuse et solide dans l'environnement martien. L'atmosphère de Mars se condense au pôle pour former, comme

³Voir à ce propos la partie 3.4.2 du chapitre 3.

1.1. Une esquisse du système climatique martien

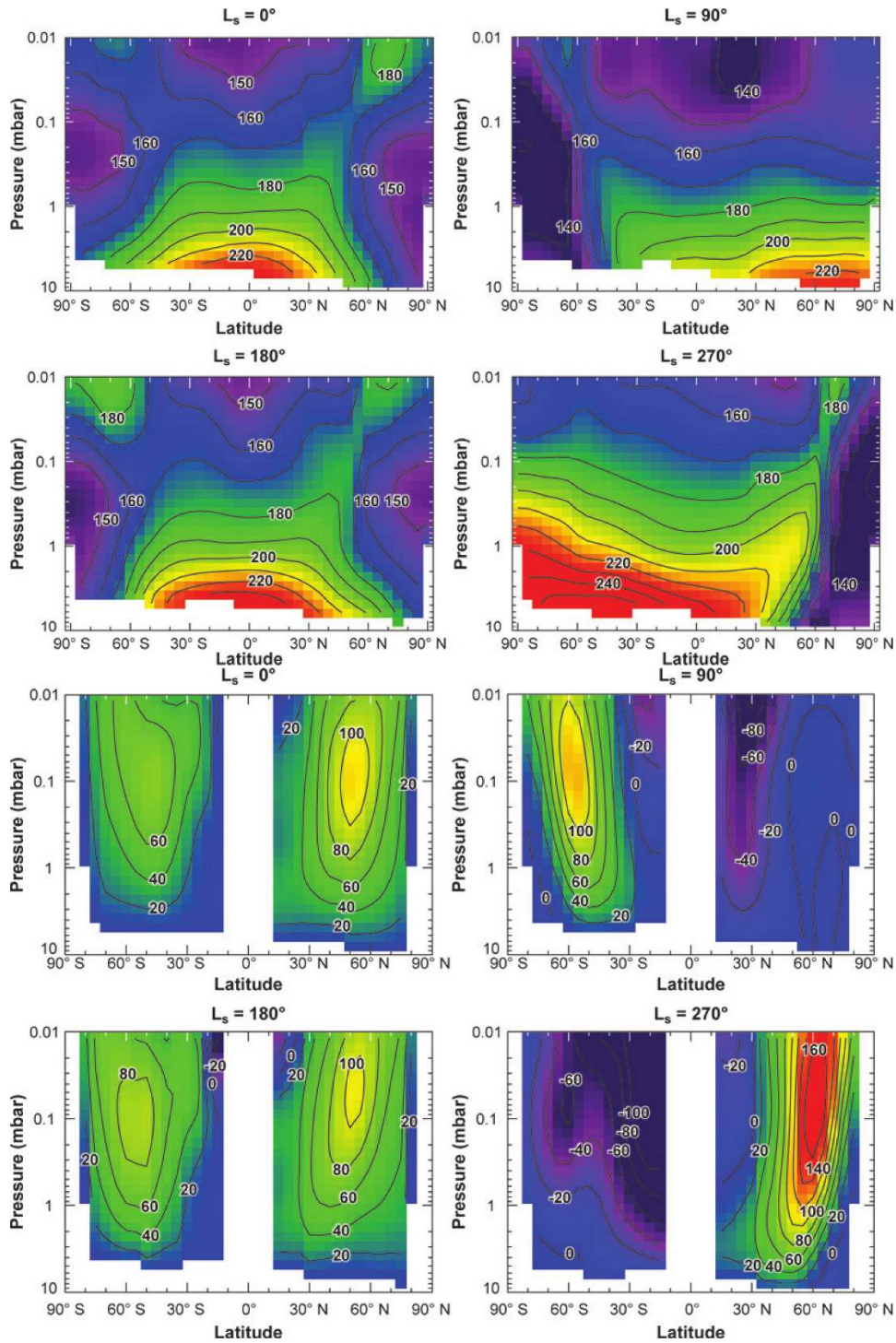


FIG. 1.6 – Température (en haut) et vents zonaux (en bas) à 2 PM pour quatre longitudes solaires (mesures TES, [Smith, 2008](#)). Les vents zonaux sont déduits de l'équation du vent thermique.

nous l'avons évoqué, un givre saisonnier de glace carbonique. Cette condensation et sublimation de l'atmosphère elle-même crée un phénomène météorologique particulier, appelé « condensation flow » (Haberle et al., 1993). La condensation de l'atmosphère crée à l'automne une dépression qui provoque des vents convergents en bordure de la calotte. De même, au printemps, la sublimation de cette calotte saisonnière de CO₂ restitue à l'atmosphère son gaz principal, et engendre des vents divergents alliés aux brises thermiques provoquées par le contraste sol nu - glace. Ces vents soulèvent de la poussière en bordure de la calotte saisonnière, et sont de plus en plus considérés comme une des sources principales de la poussière atmosphérique (Cantor, 2007; Kahre et al., 2010). Des nuages de CO₂ ont également été identifiés par OMEGA à hautes altitudes (~80 km, Montmessin et al., 2007a), ce qui constitue une grande découverte, car ils matérialisent les conditions atmosphériques à cette altitude, et suggèrent l'existence de noyaux de condensation dans la mésosphère.

Point sur..... 8

Le cycle de l'eau

Enfin, un cycle de l'eau est initié pendant l'été Nord, par sublimation de la calotte permanente polaire et du givre saisonnier. Ce cycle est décrit en détail dans la partie 6.6.1 du chapitre 6. La colonne de vapeur d'eau typique est de quelques dizaines de micromètres. Cette vapeur d'eau se condense sur des noyaux de poussière pour former des nuages d'une grande diversité, principalement aux hautes latitudes et dans les tropiques, au-dessus de Tharsis et Arabia Terra. Ces nuages seront également décrits dans les chapitres 4 et 5. L'effet radiatif de la vapeur est négligeable, et les dégagements de chaleur latente de condensation le sont également. Cependant, l'effet radiatif des nuages, longtemps négligé, se révèle aujourd'hui indispensable pour expliquer les observations, comme nous le verrons dans le chapitre 5.

1.2 Origine du projet de thèse

Point sur..... 9

Le LMD/GCM

L'atmosphère martienne, dès les découvertes de Mariner 9, a commencé à susciter un très vif intérêt. D'abord étudiée avec des modèles analytiques ou simplifiés (Gierasch and Goody, 1968; Leovy, 1969; Blumsack et al., 1973; Gierasch and Toon, 1973; Webster, 1977), Mars fut modélisée à l'aide de modèles de circulation générale (GCM) dès la fin des années 60 (Leovy and Mintz, 1969), presque au même moment que pour la Terre. Au LMD, cette modélisation commença avec la thèse de Frédéric Hourdin, qui adapta le GCM terrestre à Mars et coda un premier code de transfert radiatif (Hourdin, 1992). Le modèle résultant fut le premier à créer une planète autonome (Hourdin et al., 1993), équilibrée, reproduisant notamment les variations de pressions observées par les landers Viking. Ensuite, François Forget continua l'élaboration de ce modèle, en s'attachant particulièrement à modéliser le cycle du CO₂ (Forget et al., 1998), la dynamique polaire (Forget et al., 1996) et l'effet radiatif de la poussière (Forget, 1998). Le développement du modèle du LMD (Forget et al., 1999) s'est toujours fait en collaboration avec une équipe d'Oxford, à l'AOPP (department of Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics), qui utilise la même physique que le LMD mais un noyau dynamique spectral. Aujourd'hui, le modèle inclut de très nombreux processus, comme le cycle des poussières (Newman et al., 2002), le cycle de l'eau (Montmessin et al., 2004), la thermosphère (Angelats i Coll et al., 2005; González-Galindo et al., 2009b,a), les cycles de l'ozone et du méthane (Lefèvre et al., 2004; Lefèvre et al., 2008; Lefèvre and Forget, 2009), le cycle d'HDO

(Montmessin et al., 2005), et beaucoup d'autres processus, qui font du GCM un véritable laboratoire pour comprendre les nombreuses énigmes de la planète⁴.

Il existe d'autres GCMs martiens, dont les principaux sont le « NASA Ames General Circulation Model », le « Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL) Mars model », et la version martienne du modèle PlanetWRF. D'autres modèles, moins connus, sont en développement au Canada (York University), au Japon (universités et agence météorologique), ainsi qu'au Max Planck Institute en Allemagne.

En parallèle de ce fort développement des GCMs, les géologues acquièrent la capacité d'observer en détails la géomorphologie et la topographie de la surface, notamment grâce à la révolution que permirent l'altimètre MOLA et la caméra MOC*. De très nombreuses structures géologiques témoignèrent alors de changements climatiques récents, survenus pendant l'Amazonien supérieur*. Le plus bel exemple est probablement donné par la calotte polaire Nord de la planète, qui présente sur ses affleurements une riche stratification de couches de glace d'eau, plus ou moins poussiéreuses. Ces dépôts, les « North Polar Layered Deposits (NPLD) », ont un volume d'environ 1.14 millions de km³, soit environ la moitié du volume du Groënland (Byrne, 2009). De la même façon, plusieurs régions anciennement glaciaires sont identifiées sur Mars sous des latitudes plus basses, où aujourd'hui l'eau sous forme de glace est instable. Les écoulements visqueux identifiés très tôt (Squyres, 1979) aux moyennes latitudes de la planète sont aujourd'hui imagés en détail, et révèlent une très probable origine glaciaire (Head et al., 2010). Des glaciers tropicaux sont également présents sur les flancs Ouest des volcans de Tharsis (Head et al., 2005). Les moraines, alternance de dépôts laissée par le va-et-vient de ces glaciers, montrent que ces régions glaciaires se sont formées de manière cyclique, lors d'excursions climatiques répétées. De même, plusieurs études montrent que la planète était recouverte, il y a de cela quelques millions d'années, d'un manteau de glace d'eau de plusieurs dizaines de mètres d'épaisseur recouvrant presque le quart de la planète, jusqu'à environ 30° de latitude (Head et al., 2003). Ce manteau présente lui aussi des stratifications (Schon et al., 2008). Enfin, des ravines, dites « gullies », montrent l'existence d'écoulements épisodiques d'eau liquide très récents.

Dans l'étude de tous ces enregistrements paléoclimatiques, les modèles climatiques de Mars jouent un rôle essentiel, et sont utilisés depuis quelques années pour simuler ces climats amazoniens.

Le LMD/GCM a ainsi permis de mieux comprendre l'origine de la stratification de la calotte polaire Nord (Levrard et al., 2007), de découvrir l'origine climatique des glaciers tropicaux de Tharsis (Forget et al., 2006), et d'explorer les conditions de formation possibles des ravines (Costard et al., 2002). Ces recherches ont également révélé des paléoclimats fort différents du climat actuel, avec un rôle accru du cycle des poussières et de l'eau. En particulier, il devenait essentiel de prendre en compte l'effet radiatif des nuages de glace d'eau, la colonne de glace d'eau étant dans ces simulations presque 100 fois plus élevée qu'elle ne l'est aujourd'hui.

Au même moment, de nouvelles observations révélaient que la structure thermique

⁴Notons que les simulations peuvent inclure uniquement certains de ces processus, ou bien la totalité. Une simulation de référence incluant l'ensemble des processus est faite régulièrement pour mettre à jour la Mars Climate Database (MCD, <http://www-mars.lmd.jussieu.fr>), base de donnée de référence sur les variables climatiques de l'atmosphère martienne.

10 Point sur

Les ères glaciaires

Mars Orbiter Laser Altimeter et Camera, tous deux à bord de Mars Global Surveyor.

Toutes ces structures géologiques sont davantage décrites dans la partie 6.4.1 du chapitre 6.

Lire à ce sujet la
partie 3.4.2 du
chapitre 3.

actuelle de la planète ne pouvait pas être expliquée sans prendre en compte l'effet radiatif des nuages (Haberle et al., 1999; Colaprete and Toon, 2000; Hinson and Wilson, 2004; Wilson et al., 2007; Wilson et al., 2008). Également, des campagnes d'observations des aérosols permettaient la création d'un indice de réfraction de la poussière couvrant les domaines visibles et infrarouges*, grâce auquel l'effet radiatif de la poussière pouvait être bien mieux représenté dans le GCM.

C'est alors que commença cette thèse, dont l'ambition est de comprendre l'impact des aérosols sur le climat passé et présent de la planète.

1.3 Présentation du manuscrit

Une première étape essentielle de la thèse est donc de modéliser au mieux l'effet radiatif des aérosols, dont les nuages de glace d'eau. Un modèle est alors développé dans le **chapitre 2**, et permet le calcul de propriétés radiatives 3D, évoluant au cours d'une simulation en fonction de la taille des aérosols prévue par le GCM. Sa formulation est la plus générale possible, et permet donc d'implémenter tout type d'aérosol.

Ce modèle est d'abord utilisé dans le **chapitre 3** pour simuler l'effet radiatif des poussières atmosphériques. Nous avons voulu utiliser au mieux les nouvelles données disponibles, en simulant la dynamique de la couche de poussière, la taille des aérosols, et en reliant le tout au transfert radiatif. Nous verrons que sans cela, il est impossible d'expliquer les températures observées, notamment dans la moyenne atmosphère (vers 0.5 hPa).

Ce modèle doit être ensuite appliqué aux nuages de glace d'eau. Pour cela, il faut connaître l'indice de réfraction de la glace d'eau, qui est bien documenté, mais surtout la distribution spatiale des nuages, la taille des particules, et l'opacité des nuages, qui sont moins bien connues. En particulier, les mesures de la taille des cristaux dans les nuages, bien qu'existantes, sont le plus souvent faites à heure locale fixe (Clancy et al., 2003), sans possibilité de valider les résultats du GCM à l'échelle diurne. La mesure des propriétés des nuages à différentes heures locales était toutefois possible grâce au spectromètre imageur OMEGA à bord de Mars Express. Le **chapitre 4** présente donc une méthode d'inversion des propriétés des nuages utilisant cet instrument, et raffine notre connaissance des nuages martiens, avant la modélisation de leur effet radiatif.

Cet effet radiatif des nuages est ensuite simulé dans le **chapitre 5**, et les résultats sont comparés aux observations, aussi bien du cycle de l'eau que de la structure thermique de l'atmosphère.

Le **6^e chapitre** s'intéresse aux climats passés de la planète, et montre le rôle central du chauffage par la poussière lors des glaciations. Il aboutit à une réflexion générale sur les rétroactions à l'œuvre dans le système climatique martien et sur les processus restant à explorer avec le nouveau modèle. Il ouvrira ainsi sur les perspectives de la thèse.

Chapitre 2

Modélisation de la diffusion par les aérosols dans le modèle de climat global

Hence therefore it comes to pass, that Whiteness is the usual colour of Light ; for, Light is a confused aggregate of Rays indued with all sorts of Colors, as they are promiscuously darted from the various parts of luminous bodies. And of such a confused aggregate, as I said, is generated Whiteness, if there be a due proportion of the Ingredients ; but if any one predominate, the Light must incline to that colour ; as it happens in the Blew flame of Brimstone ; the yellow flame of a Candle ; and the various colours of the Fixed stars.

ISAAC NEWTON, *Philosophical Transactions* #80, 1672.

Sommaire

2.1 Introduction	16
2.2 Notions théoriques	17
2.2.1 Les distributions en taille	17
2.2.2 Diffusion par une population de particules	21
2.3 Construction des tables de données	27
2.3.1 Calcul des paramètres de diffusion simple pour une particule isolée	28
2.3.2 Atténuation des interférences	29
2.3.3 Structure des tables de données et lecture par le GCM	30
2.4 Intégration des paramètres de diffusion simple par le GCM	31
2.4.1 Méthode analytique	31
2.4.2 Méthode de Gauss-Legendre	31
2.4.3 Construction d'une grille d'interpolation	32
2.4.4 Performances de la méthode	33
2.5 Calcul de la profondeur optique	34
2.6 Propriétés moyennes et propagation	35
2.7 Résolution de l'équation du transfert radiatif	35
2.7.1 Rayonnement solaire	35
2.7.2 Infrarouge thermique	36

2.8 Coût en temps de calcul	36
2.9 Résumé	37

2.1 Introduction

Ce chapitre consiste à représenter dans le modèle de climat global l'absorption et la diffusion du rayonnement par des aérosols qui suivent une distribution en taille variable dans l'espace et le temps.

L'atmosphère de Mars est principalement mise en mouvement par le chauffage diabatique provenant de l'absorption du rayonnement par les molécules et aérosols de son atmosphère. Les deux sources principales de rayonnement sont le Soleil et la surface de Mars elle-même, qui émettent principalement aux longueurs d'onde visibles pour le Soleil, et dans l'infrarouge thermique pour Mars. Le rayonnement interagit avec les gaz et aérosols de l'atmosphère par extinction, c'est-à-dire par absorption et diffusion du rayonnement. Considérons d'abord l'effet des espèces gazeuses. L'atmosphère de Mars est constituée à 95% de CO₂, qui absorbe principalement autour de 15 μm. La diffusion Rayleigh est quant à elle négligeable comparée à la diffusion par les aérosols. En effet, l'opacité d'une atmosphère pure de CO₂ s'écrit, d'après [Hansen and Travis \(1974\)](#) :

$$\tau_\lambda = 1.527 \lambda^{-4} (1 + 0.013\lambda^{-2}), \quad (2.1)$$

où la longueur d'onde λ est en μm et les coefficients calculés pour les conditions de pression et de gravité de Vénus. Par exemple pour une longueur d'onde de 0.67 μm proche du rouge, l'opacité de CO₂ sur Vénus est d'environ 7.8. Ajustée aux conditions martiennes, la même équation donne une opacité de 10⁻³. Cette différence est principalement due aux pressions de surface des deux planètes, celle sur Vénus de 9.3 10⁶ Pa étant bien plus élevée que celle sur Mars de 610 Pa. L'opacité sur Mars de la poussière, souvent mesurée à cette même longueur d'onde¹ de 0.67 μm, peut aller de 0.2 à 5. La diffusion Rayleigh par le CO₂ est donc négligeable, et seule l'absorption du rayonnement autour de 15 μm a un réel impact. Les aérosols, quant à eux, absorbent et diffusent aussi bien dans le domaine visible que dans l'infrarouge. Cette extinction par les aérosols est le sujet du présent chapitre.

Point sur 11

Les paramètres de diffusion simple

Le code de transfert radiatif a besoin, pour calculer les taux de chauffage résultant de l'absorption et de la diffusion par les aérosols, de trois quantités : la profondeur optique τ (qui dépend de l'efficacité d'extinction Q_{ext}), l'albédo de simple diffusion ω_0 , et le facteur d'asymétrie g . Les trois grandeurs citées, Q_{ext} , ω_0 et g , sont appelées *paramètres de diffusion simple*.

La structure du GCM, avant que nous apportions les améliorations décrites dans le présent chapitre, permettait de prendre en compte l'impact radiatif d'un aérosol présentant une distribution en taille unique. Les paramètres de diffusion simple de l'aérosol considéré ne variaient pas, et restaient constants dans l'espace et le temps, quelles que

¹La longueur d'onde de 0.67 μm est souvent utilisée comme référence pour les études martiennes, les premières mesures approfondies des propriétés de la poussière ayant été faites dans le rouge, à cette longueur d'onde précise, lors du programme Viking (voir par exemple [Pollack et al., 1995](#)).

soient leurs variations en taille. Seule l'opacité pouvait présenter des variations spatio-temporelles. En pratique, seule la poussière était prise en compte, et le transfert radiatif dans les nuages de glace d'eau était négligé.

La diffusion par les aérosols martiens, principalement la poussière minérale en suspension dans l'atmosphère et les nuages de glace d'eau, joue un rôle climatique essentiel (Gierasch and Goody, 1972; Colaprete and Toon, 2000). Leurs propriétés radiatives dépendent de la distribution en taille dans chaque parcelle, et évoluent constamment. Dans le cas de la poussière, la sédimentation varie en fonction de la taille des particules, et les particules sont par exemple plus fines en altitude que dans les basses couches. Leur comportement radiatif ne sera donc pas le même dans ces deux régions de l'atmosphère.

De même, les cristaux de glace ont une taille variable selon le degré de sursaturation de la parcelle, la quantité de noyaux de condensation, et autres paramètres microphysiques. La sédimentation agit ensuite différemment sur les différentes distributions. Encore une fois, les distributions en taille, et les propriétés radiatives associées, évoluent constamment dans le temps et dans l'espace.

Pour prendre en compte ces variations des propriétés radiatives en fonction de l'évolution en taille des aérosols, il convient donc de créer un modèle capable de calculer, à chaque pas de temps et dans chaque maille du modèle, les paramètres de diffusion simple intégrés pour les distributions en taille prévues par le GCM. Les principales étapes de développement sont les suivantes :

1. Créer des tables de données lisibles par le GCM pour tous les aérosols et contenant les paramètres de diffusion simple de particules isolées de différentes tailles ;
2. Charger ces tables de données dans le GCM et intégrer, dans chaque maille du modèle et à chaque pas de temps, ces paramètres de diffusion simple en fonction de la taille des aérosols prévue par le GCM ;
3. Optimiser la méthode d'intégration pour diminuer le temps de calcul au maximum ;
4. Calculer l'opacité résultante en fonction de la taille des aérosols ;
5. Transmettre au transfert radiatif les propriétés radiatives finales, résultantes de la contribution de l'ensemble des aérosols.

Après un rappel des notions théoriques qui seront utilisées dans ce chapitre, ces différentes étapes sont détaillées. Le modèle ainsi développé sera appliqué à la poussière et aux nuages dans les chapitres 3 et 5.

2.2 Notions théoriques

Ce chapitre fait appel à deux notions principales : la description d'une population de particules de tailles variables d'une part, et la description de la diffusion du rayonnement par cette population d'autre part.

2.2.1 Les distributions en taille

Soit R la variable aléatoire continue correspondant au rayon des aérosols et pouvant prendre des valeurs r positives et réelles. Dans chaque parcelle de l'atmosphère, il existe

En anglais : distribution function, ou cumulative function.

En anglais : probability density function ou frequency function.

une certaine probabilité P de trouver un aérosol de rayon inférieur ou égal à une valeur r . Cette probabilité est appelée *fonction de distribution**, et s'écrit $N(r) = P(R \leq r)$. La probabilité de trouver un aérosol de rayon compris dans l'intervalle $(r, r + dr)$ est la dérivée par rapport à r de cette fonction de distribution. Cette dérivée est appelée *densité de probabilité**, et se note $dN/dr = n(r)$ (Dagnelie, 1998). Cette densité de probabilité $n(r)$ permet de décrire de façon analytique la part des aérosols contenue dans chaque gamme de rayons².

Il existe de nombreuses fonctions de densité de probabilité pouvant décrire la distribution en taille des aérosols : fonction gamma, gamma modifiée, log-normale, log-normale bimodale, loi de puissance... Seules les fonctions log-normale et gamma seront utilisées dans cette étude.

La fonction log-normale

Point sur..... 12

La fonction log-normale

La fonction log-normale est très utilisée car elle présente des propriétés analytiques pratiques, que nous résumons ici. La distribution log-normale correspond simplement à une distribution pour laquelle le logarithme des rayons suit une distribution normale (une gaussienne). Sa densité de probabilité s'écrit donc :

$$n(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_0 r} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(r/r_0)}{\sigma_0} \right)^2 \right], \quad (2.2)$$

où r_0 et σ_0 sont la moyenne et l'écart-type de la distribution. Plusieurs écritures peuvent être trouvées dans la littérature, en fonction par exemple du rayon moyen géométrique r_g^* et de l'écart-type géométrique σ_g , avec $r_0 = r_g$ et $\sigma_0 = \ln \sigma_g$ (voir par exemple Mishchenko et al., 2002).

En anglais : number median radius ou geometric mean radius.

Point sur..... 13

r_{eff} et v_{eff}

Cependant, en transfert de rayonnement, ce sont toujours le *rayon effectif* et la *variance effective* qui sont utilisés. Ils correspondent à la moyenne et à la variance classiques, pondérés par la section de l'aérosol. En effet, l'efficacité de l'aérosol à diffuser le rayonnement dépend de sa section, d'où les noms de rayon et variance *effectifs*. Ces deux quantités s'écrivent donc :

$$\begin{cases} r_{\text{eff}} = \frac{1}{\langle G \rangle} \int_0^\infty r \pi r^2 n(r) dr \\ v_{\text{eff}} = \frac{1}{\langle G \rangle r_{\text{eff}}^2} \int_0^\infty (r - r_{\text{eff}})^2 \pi r^2 n(r) dr \end{cases}, \text{ où } \langle G \rangle = \int_0^\infty \pi r^2 n(r) dr. \quad (2.3)$$

Notons que si la moyenne et la variance correspondent aux deux premiers moments de la distribution, il n'est pas de même du rayon effectif et de la variance effective, qui s'expriment en fonction des différents moments $\langle r^n \rangle$ de la façon suivante :

$$\begin{cases} r_{\text{eff}} = \frac{\langle r^3 \rangle}{\langle r^2 \rangle} \\ v_{\text{eff}} = \frac{\langle r^4 \rangle \langle r^2 \rangle}{\langle r^3 \rangle^2} - 1 \end{cases}, \text{ où } \langle r^n \rangle = \int_0^\infty r^n n(r) dr. \quad (2.4)$$

²Notons que nous avons toutes les chances de trouver un aérosol de n'importe quel rayon! Et donc $\int_0^\infty n(r) dr = 1$.

Il est possible de démontrer que les différents moments de la distribution log-normale s'écrivent :

$$\langle r^n \rangle = r_0^n \exp\left(\frac{n^2 \sigma_0^2}{2}\right), \quad (2.5)$$

ce qui permet d'exprimer r_{eff} et v_{eff} en fonction de r_0 et σ_0 en récrivant l'équation 2.4 :

$$\begin{cases} r_{\text{eff}} = r_0 \exp\left(\frac{5}{2}\sigma_0^2\right) \\ v_{\text{eff}} = \exp(\sigma_0^2) - 1 \end{cases}, \text{ et inversement } \begin{cases} r_0 = r_{\text{eff}} / (1 + v_{\text{eff}})^{5/2} \\ \sigma_0^2 = \ln(1 + v_{\text{eff}}) \end{cases}. \quad (2.6)$$

Deux exemples de distribution log-normale sont représentés en noir sur la figure 2.1, pour un rayon effectif de 1 μm et une variance effective de 0.1 (pointillés) et 0.3 (trait plein).

Une dernière propriété de la fonction log-normale que nous utiliserons dans la partie 2.4 est la possibilité de l'intégrer de façon exacte, en utilisant sa *fonction de distribution* :

$$N(r) = P(R \leq r) = \int_0^r n(r) dr = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\ln(r/r_0)}{\sigma_0 \sqrt{2}}\right) \right], \quad (2.7)$$

où erf est la fonction d'erreur :

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi. \quad (2.8)$$

Notamment, cette fonction de distribution permet d'intégrer numériquement le produit de la fonction $n(r)$ et d'une autre fonction $f(r)$ sur un intervalle de rayon (r_1, r_n) donné. Il faut pour cela discrétiser la variable des rayons en un nombre fini de valeurs r_i , calculer les coefficients de pondération w_i en intégrant $n(r)$ sur chaque intervalle $[r_{i-1/2}, r_{i+1/2}]$:

$$\begin{aligned} w_i &= \int_{r_{i-1/2}}^{r_{i+1/2}} n(r) dr = \int_0^{r_{i+1/2}} n(r) dr - \int_0^{r_{i-1/2}} n(r) dr \\ &= P(R \leq r_{i+1/2}) - P(R \leq r_{i-1/2}) \\ &= \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\ln(r_{i+1/2}/r_0)}{\sigma_0 \sqrt{2}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\ln(r_{i-1/2}/r_0)}{\sigma_0 \sqrt{2}}\right) \right], \end{aligned} \quad (2.9)$$

puis sommer le produit des deux fonctions sur l'intervalle (r_1, r_n) considéré :

$$\int_{r_1}^{r_n} f(r) n(r) dr = \sum_{i=1}^n f(r_i) w_i. \quad (2.10)$$

Cette méthode permet notamment de calculer les paramètres de diffusion simple intégrés pour une population de particules suivant une fonction log-normale*.

Pour discrétiser la variable des rayons r en un ensemble de valeurs r_i , il est pratique d'utiliser la discrétisation à rapport de volume constant. Dans cette discrétisation, le rapport des volumes de deux particules successives V_i/V_{i-1} est constant et égal à V_{rat} (Jacobson, 2005). Cela signifie que les rayons suivent la loi de récurrence :

Voir le point 24.

14 Point sur
La discrétisation à rapport de volume constant

$$r_i = V_{\text{rat}}^{1/3} r_{i-1}, \text{ où } V_{\text{rat}} = \left(\frac{r_n}{r_1} \right)^{\frac{3}{n-1}}, \quad (2.11)$$

et où n est le nombre total de rayons. Dans ce cas, si la fonction $f(r)$ est évaluée aux rayons r_i , les rayons $r_{i-1/2}$ et $r_{i+1/2}$ utilisés pour calculer les coefficients w_i sont simplement donnés par la relation :

$$r_{i+1/2} = \left(\frac{2 V_{\text{rat}}}{1 + V_{\text{rat}}} \right)^{\frac{1}{3}} r_i. \quad (2.12)$$

Point sur..... 15
La fonction gamma

La fonction gamma

Il existe différentes fonctions gamma, dont celle de Hansen (1971), qui est souvent utilisée pour décrire la distribution en taille des poussières martiennes. Sa densité de probabilité s'exprime en fonction de r_{eff} et ν_{eff} (équation 2.3) de la façon suivante :

$$n(r) = C r^{(1-3\nu_{\text{eff}})/\nu_{\text{eff}}} \exp\left(\frac{-r}{r_{\text{eff}}\nu_{\text{eff}}}\right), \quad (2.13)$$

où C est un coefficient tel que $\int_0^\infty n(r)dr = 1$. La distribution gamma est comparée à la distribution log-normale sur la figure 2.1. La distribution gamma est représentée en rouge, pour $\nu_{\text{eff}} = 0.1$ (pointillés) et 0.3 (trait plein). Les deux distributions sont assez proches pour une variance effective proche de 0.1, mais au-delà, la distribution gamma présente une bien plus grande population de petites particules.

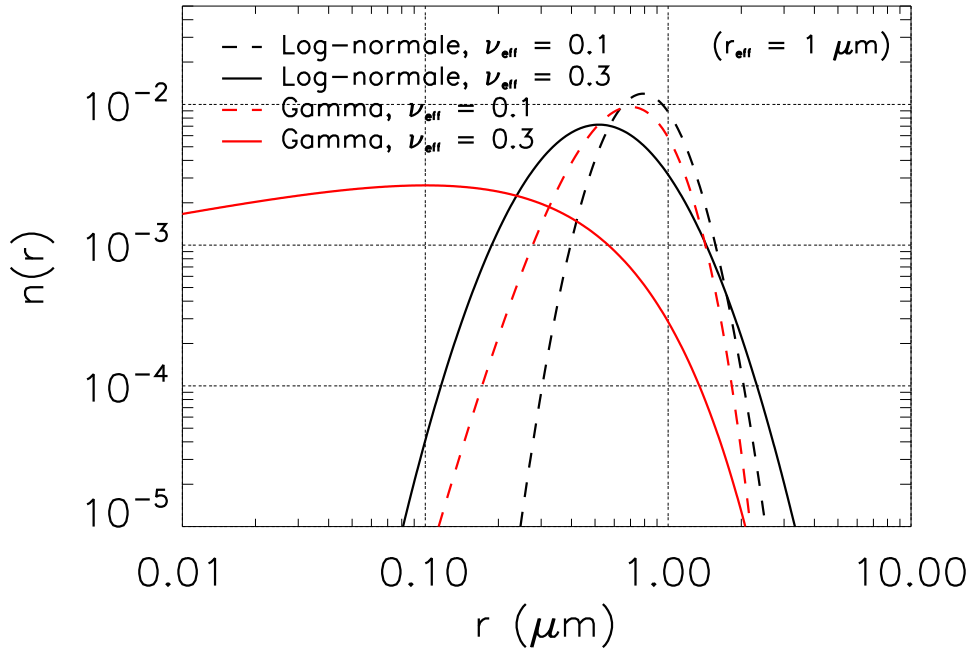


FIG. 2.1 – Distributions log-normale (éq. 2.2) et gamma (éq. 2.13) représentées pour $r_{\text{eff}} = 1 \mu\text{m}$ et $\nu_{\text{eff}} = 0.1$ ou 0.3. Les distributions sont normalisées telles que $\int_0^\infty n(r)dr = 1$.

2.2.2 Diffusion par une population de particules

À présent, la diffusion du rayonnement par la population de particules doit être décrite. Pour cela, il convient de définir avant tout les principales grandeurs décrivant la lumière (grandeurs radiométriques). Ensuite, les paramètres décrivant la diffusion par les aérosols d'une atmosphère seront exposés. Nous les resituerons brièvement dans le contexte plus large de la théorie du transfert radiatif. Toutes ces grandeurs seront utilisées abondamment tout au long du manuscrit.

Grandeurs radiométriques

Les grandeurs radiométriques sont résumées dans le tableau 2.1. La grandeur fondamentale est le flux, qui correspond à l'énergie traversant chaque seconde une surface finie S du milieu de propagation. La *luminance* est alors le flux sortant, selon la direction de propagation \vec{u} , de la surface unitaire $\cos\theta d^2S$ normale à \vec{u} , et ce dans un petit angle solide $d^2\Omega$. L'*intensité* représente le flux sortant de l'ensemble de la source dans l'angle solide $d^2\Omega$. Si la surface S est *lambertienne*, la luminance ne dépend pas de la direction d'émission \vec{u} . Par conséquent, l'intensité d'une surface lambertienne, qui est l'intégrale de la luminance sur l'ensemble des surfaces unitaires normales à \vec{u} , est $I(\theta) = I(0) \cos\theta$.

L'*émittance* est le flux émis par unité de surface réelle d^2S dans un hémisphère. L'émittance d'une surface lambertienne est égale à π fois la luminance. L'*éclairage* est l'équivalent de l'émittance lorsque le flux est reçu. Enfin, le *flux net* est l'intégrale de $L \cos\theta$ sur l'ensemble des angles solides. Dans l'atmosphère, les flux montants et descendants sont souvent distingués, et donnés par la même intégrale faite séparément sur l'hémisphère supérieur et inférieur. Le flux net s'écrit alors $F = F^\uparrow - F^\downarrow$, et est nul pour un rayonnement isotrope, car $F^\uparrow = F^\downarrow = \pi L$.

Grandeurs liées à l'équation du transfert radiatif

Dans une atmosphère planétaire, la lumière interagit avec la matière par trois processus : la diffusion, l'absorption, et l'émission. Si l'atmosphère est découpée en plans parallèles, la propagation de la lumière à travers une couche est décrite par l'équation du transfert radiatif³ :

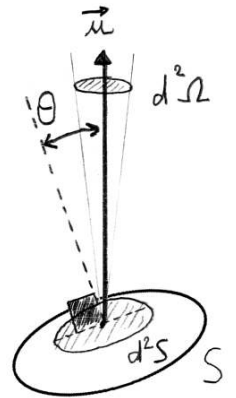
$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial L_\lambda}{\partial \tau_\lambda}(\tau_\lambda, \mu, \Phi) &= L_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \Phi) - S_\lambda(\tau_\lambda, \mu, \Phi) \\ &\quad - \frac{w_{0\lambda}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P_\lambda(\mu, \mu', \Phi, \Phi') L_\lambda(\tau_\lambda, \mu', \Phi') d\mu' d\Phi', \end{aligned} \quad (2.14)$$

où L_λ est la luminance spectrale, S_λ le terme source (explicité un peu plus loin), et où le dernier terme représente la contribution de la diffusion multiple. La direction de propagation de la lumière est décrite par le cosinus de l'angle par rapport à la vertical μ , et par l'azimut Φ . Les angles (μ', Φ') donnent la provenance de la lumière reçue de la diffusion multiple. $(-\mu_0, \Phi_0)$ indiqueront quant à eux la provenance de la lumière solaire.

³Pour une description détaillée de l'équation du transfert radiatif, voir par exemple les livres de [Thomas and Stamnes \(1999\)](#); [Liou \(2002\)](#); [De Moor \(2007\)](#).

16 Point sur

Les grandeurs radiométriques



Contexte géométrique des grandeurs radiométriques.

17 Point sur

L'équation du transfert radiatif

Nom français	Nom anglais	Unité	Expression
Flux	Radiant flux / Luminosity	W	Φ
Luminance	Intensity / Radiance	$\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$	$L = \frac{d^4\Phi}{d^2S \cos\theta d^2\Omega}$
Intensité	Radiant intensity	W sr^{-1}	$I = \frac{d^2\Phi}{d^2\Omega} = \iint_S L \cos\theta d^2S$
Émittance	Radiant Emittance	W m^{-2}	$M = \iint_{2\pi} L \cos\theta d^2\Omega = \frac{d^2\Phi_{\text{emis}}}{d^2S}$
Éclairement	Irradiance / Flux density	W m^{-2}	$E = \iint_{2\pi} L \cos\theta d^2\Omega = \frac{d^2\Phi_{\text{reçu}}}{d^2S}$
Flux net	Net flux	W m^{-2}	$F = F^\uparrow - F^\downarrow = \iint_{4\pi} L \cos\theta d^2\Omega$

TAB. 2.1 – Chaque grandeur peut être « spectrale » ou « spectrique » (en anglais « spectral » ou « specific ») lorsque seul le flux monochromatique de la bande $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ est considéré. Dans ce cas, la dérivée du flux Φ est d'un ordre supérieur en $d\lambda$, et un indice λ est ajouté au symbole. Notons également deux écueils. L'intensité française n'est pas l'« intensity » anglaise, qui est souvent notée I et correspond à la luminance. Ensuite, il ne faut pas confondre l'« intensity » et la « radiant intensity », cette dernière étant la luminance de l'ensemble de la source, et non d'une surface unitaire. Le terme « énergétique » est parfois trouvé (par exemple « luminance énergétique »), et précise que la grandeur est non pondérée par l'œil, c'est-à-dire radiométrique, et non photométrique. Pour plus de détails, le lecteur peut se référer aux excellents cours de [Lefrère \(2010\)](#) et [Chiron de La Casinière \(2003\)](#).

Le terme P_λ est la *fonction de phase*, et représente la distribution angulaire de l'énergie diffusée. Elle dépend de l'*angle de diffusion* Θ , qui est l'angle entre le faisceau incident de direction (μ', Φ') et le faisceau diffusé, de direction (μ, Φ) . En géométrie sphérique, ces grandeurs sont reliées par l'équation :

$$\cos \Theta = \mu \mu' + (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu'^2)^{1/2} \cos(\Phi' - \Phi). \quad (2.15)$$

La fonction de phase est sans dimension, et son intégrale volumique vaut un :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P(\cos \Theta)}{4\pi} \sin \Theta d\Theta d\Omega = 1. \quad (2.16)$$

La diffusion dépend fortement de la taille relative des particules* par rapport à la longueur d'onde. Dans ce contexte, il devient utile de définir un paramètre reflétant la différence entre la taille de la particule et la longueur d'onde. Ce paramètre s'appelle le *paramètre de taille*, et s'écrit simplement $x = 2\pi r / \lambda$. Pour $x \ll 1$, la diffusion est souvent appelée *diffusion Rayleigh*, tandis que pour $x \gg 1$, les résultats de l'optique géométrique sont retrouvés. La théorie de Mie permet de décrire la diffusion pour toutes valeurs de x , et ce pour des particules sphériques. Deux exemples de fonction de phase, pour $x \ll 1$ et $x \simeq 1$, sont donnés sur la figure 2.2.

18 Point sur
La fonction de phase et le paramètre d'asymétrie

Le terme particule désigne ici un aérosol, mais il pourrait également s'agir de molécules.

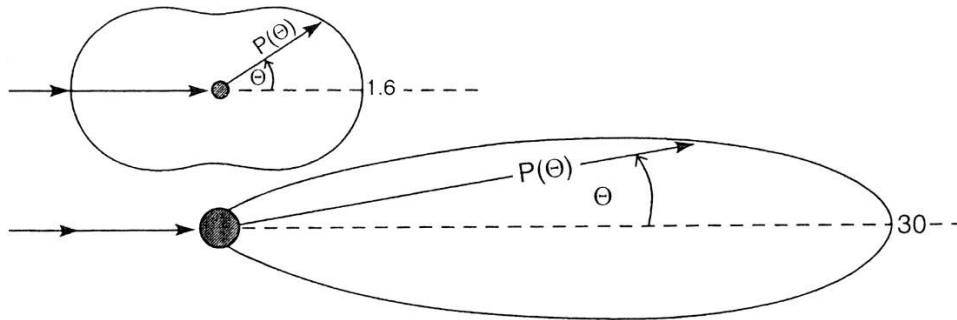


FIG. 2.2 – **Haut** : Fonction de phase $P(\Theta)$ de la diffusion Rayleigh ($P(\cos \Theta) = 3/4 [1 + \cos^2 \Theta]$), correspondant au cas où le rayon de la particule est largement inférieur à la longueur d'onde du rayonnement incident, $r \ll \lambda$. **Bas** : Fonction de phase $P(\Theta)$ lorsque $r \simeq \lambda$. L'exemple correspond ici à une gouttelette d'eau de paramètre de taille effective $x_e = 2\pi r_{\text{eff}} / \lambda = 5$. La longueur relative des deux fonctions de phase est également indiquée. Figure extraite de [Salby \(1996\)](#).

Lorsque $x \simeq 1$, la diffusion se fait surtout vers l'avant, tandis que pour $x \ll 1$, la diffusion diffuse autant vers l'avant que vers l'arrière. Un paramètre, nommé *facteur d'asymétrie**, permet de décrire la direction préférentielle de la diffusion, et s'écrit :

$$g_\lambda = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_\lambda(\cos \Theta) \cos \Theta d \cos \Theta \quad (2.17)$$

Le facteur d'asymétrie vaut 0 lorsque la diffusion est isotrope, tend vers -1 lorsque la diffusion vers l'arrière domine*, et tend vers 1 lorsque la diffusion se fait surtout vers l'avant*, ce qui est le cas lorsque $x \simeq 1$.

En anglais : Asymmetry factor ou anisotropy parameter.

Backscattering.
Forward scattering.

Point sur..... 19

La fonction de phase de Henyey-Greenstein

Le paramètre d'asymétrie est utilisé dans la fonction de phase de [Henyey and Greenstein \(1941\)](#), qui sera très utilisée par la suite. Elle s'écrit :

$$P_\lambda(\cos \Theta) = \frac{1 - g_\lambda^2}{(1 + g_\lambda^2 - 2g_\lambda \cos \Theta)^{3/2}}. \quad (2.18)$$

Point sur..... 20

La profondeur optique et l'extinction

Après la fonction de phase, un autre terme essentiel de l'équation du transfert radiatif est la *profondeur optique*. L'équation du transfert radiatif [2.14](#) décrit la variation selon la verticale de la luminance spectrale L_λ par incrément de profondeur optique (voir le premier terme de l'équation). Cette profondeur optique est une grandeur sans dimension qui reflète la quantité et l'efficacité des particules diffusantes rencontrées. Elle s'écrit selon la verticale :

$$\tau_\lambda = \int_z^\infty N \sigma_{\text{ext},\lambda} dz, \quad (2.19)$$

En anglais : extinction cross section.

où N est la concentration de particules en m^{-3} , et $\sigma_{\text{ext},\lambda}$ la *section efficace spectrale d'extinction* de la particule*. Cette section est la somme des sections d'absorption et de diffusion, qui sont les deux processus responsables de l'extinction :

$$\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{scat}}. \quad (2.20)$$

Souvent, les particules sont supposées sphériques et $G = \pi r^2$.
En anglais : efficiency.

Une grandeur plus pratique est le rapport de la section efficace d'extinction et de la projection géométrique de la particule G^* , qui a déjà été introduite pour une population de particule dans la partie [2.2.1](#). Ce rapport est appelé *facteur d'efficacité**, et sera beaucoup utilisé dans notre étude. Si le facteur d'efficacité est utilisé, l'équation [2.20](#) se réécrit :

$$Q_{\text{ext}} = \frac{\sigma_{\text{ext}}}{G} = Q_{\text{abs}} + Q_{\text{scat}}. \quad (2.21)$$

Point sur..... 21

L'albédo de diffusion simple

En anglais : Single scattering albedo.

Nous pouvons également définir l'*albédo de diffusion simple**, qui est donné par le rapport de l'efficacité de diffusion sur celle d'extinction :

$$\omega_0 = \frac{Q_{\text{scat}}}{Q_{\text{ext}}}. \quad (2.22)$$

L'albédo de diffusion simple représente la fraction de rayonnement diffusée, tandis que $1 - \omega_0 = Q_{\text{abs}}/Q_{\text{ext}}$ représente la fraction de rayonnement absorbée. L'albédo de diffusion simple spectrale $\omega_{0,\lambda}$ apparaît dans le dernier terme de l'équation [2.14](#) du transfert radiatif, mais aussi dans le terme source S_λ .

Le terme source est constitué de la lumière infrarouge émise S_{λ_e} , et de la lumière résultant de la diffusion simple du rayonnement solaire notée S_{λ_s} . Il s'écrit donc :

$$S_\lambda = S_{\lambda_e} + S_{\lambda_s} = (1 - \omega_{0,\lambda}) B_\lambda(T) \quad (2.23)$$

$$+ \frac{\omega_{0,\lambda}}{4} L_{\lambda_0} P_\lambda(\mu, -\mu_0, \Phi, \Phi_0) \exp\left(\frac{-\tau_\lambda}{\mu_0}\right). \quad (2.24)$$

Le premier terme 2.23 donne l'émission de la couche considérée. Son écriture est une conséquence de la loi de Kirchhoff, d'après laquelle la fraction du rayonnement absorbé est ensuite totalement émise, ce qui est vrai en condition d'équilibre thermodynamique local*. Par conséquent, la proportion du rayonnement incident qui est absorbée $a_\lambda = (1 - \omega_{0\lambda})$, c'est-à-dire l'absorptivité spectrale, est égale à l'émissivité spectrale : $\epsilon_\lambda = a_\lambda$. La luminance spectrale de la couche est donc $\epsilon_\lambda B_\lambda(T) = (1 - \omega_{0\lambda}) B_\lambda(T)$, où $B_\lambda(T)$ est la luminance spectrale du corps noir, qui s'écrit selon la loi de Planck :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1 \right]}, \quad (2.25)$$

avec h la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann, et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Le second terme 2.24 représente la diffusion simple du rayonnement solaire provenant de la direction $(-\mu_0, \Phi_0)$. Ce rayonnement solaire, avant d'atteindre la couche concernée, est atténué, et la loi de Beer intervient, expliquant le facteur $\exp(-\tau_\lambda/\mu_0)$. Enfin, L_{λ_\odot} est la luminance spectrale solaire à la distance de Mars.

La luminance spectrale solaire est approximativement représentée par la luminance spectrale d'un corps noir $B_\lambda(T)$ à 5870 K (température de la photosphère solaire) multipliée par r_\odot^2/d_M^2 , où r_\odot est le rayon du Soleil, et d_M la distance séparant Mars du Soleil. L'éclairement spectral résultant $E_\lambda = \pi L_{\lambda_\odot}$ au sommet de l'atmosphère martienne est représenté en noir sur la figure 2.3. Il est calculé pour une distance d_M de 1.52 UA*. Cet éclairement théorique est comparé à l'éclairement observé en rouge, obtenu ici en ajustant les mesures de Colina et al. (1996) à la distance de Mars. Les émittances spectrales $M_\lambda = \pi B_\lambda(T)$ typiques des températures de surface martiennes sont également représentées à droite de la figure 2.3.

L'équation du transfert radiatif 2.14, une fois les conditions limites connues, est donc entièrement décrite par la profondeur optique τ_λ (équation 2.19), l'albédo de diffusion simple $\omega_{0\lambda}$ (équation 2.22), et la fonction de phase P_λ . La profondeur optique dépend du facteur d'efficacité d'extinction Q_{ext} , et la fonction de phase est quant à elle entièrement décrite par le facteur d'asymétrie g_λ (équation 2.17), à condition d'utiliser la fonction de phase de Henyey-Greenstein (équation 2.18). Les trois paramètres ainsi réunis (Q_{ext} , ω_0 et g) décrivent entièrement l'interaction des aérosols avec le rayonnement, et sont appelés *paramètres de diffusion simple*. Ce sont les trois paramètres fondamentaux du code de transfert radiatif dans le modèle climatique.

Les paramètres de diffusion simple d'une population de particules

Les paramètres de diffusion simple précédemment définis ne s'appliquent qu'à une particule de taille donnée. Ils peuvent être calculés pour une certaine distribution en taille (voir partie 2.2.1) par des moyennes pondérées :

22 Point sur

Les lois de Kirchhoff et Planck

Autrement les conditions sont dites NLTE, pour non-local thermodynamic equilibrium. C'est le cas dans les hautes couches très raréfiées de l'atmosphère.

23 Point sur

Les rayonnements solaire et infrarouge sur Mars

Une unité astronomique vaut 149.6 millions de km.

24 Point sur

Q_{ext} , ω_0 et g pour une population donnée

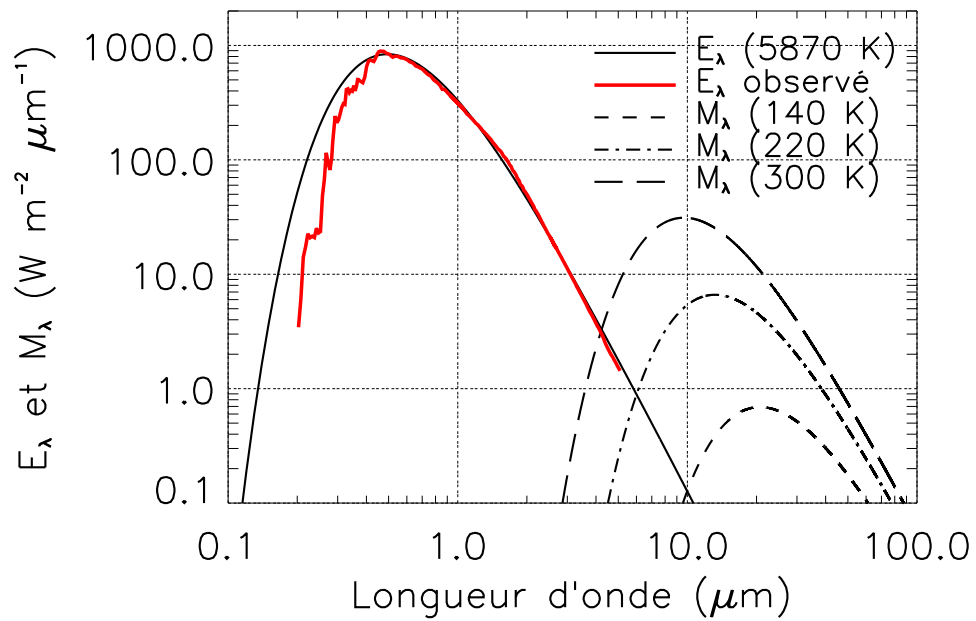


FIG. 2.3 – L'éclairement spectral E_λ au sommet de l'atmosphère martienne est représenté sur la gauche. Il est déduit de la luminance d'un corps noir de température proche de la photosphère solaire (5870 K, voir détails dans le texte). La courbe rouge représente l'éclairement observé au sommet de l'atmosphère terrestre (Colina et al., 1996), et ajusté à la distance de Mars. Les trois courbes de droite sont les émittances spectrales M_λ de la surface martienne supposée lambertienne, $M_\lambda = \pi B_\lambda(T)$, et ce pour une gamme de températures de surface rencontrées sur Mars.

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle Q_{\text{scat}} \rangle = \frac{1}{\langle G \rangle} \int_0^\infty \pi r^2 Q_{\text{scat}}(r) n(r) dr \\ \langle Q_{\text{ext}} \rangle = \frac{1}{\langle G \rangle} \int_0^\infty \pi r^2 Q_{\text{ext}}(r) n(r) dr \\ \langle \omega \rangle = \frac{\langle Q_{\text{scat}} \rangle}{\langle Q_{\text{ext}} \rangle} \\ \langle g \rangle = \frac{1}{\langle G \rangle \langle Q_{\text{scat}} \rangle} \int_0^\infty \pi r^2 Q_{\text{scat}}(r) g(r) n(r) dr \end{array} \right. , \text{ où } \langle G \rangle = \int_0^\infty \pi r^2 n(r) dr. \quad (2.26)$$

L'appartenance des paramètres de diffusion simple à une particule isolée ou à une population de particules sera toujours explicite, et nous omettrons donc les parenthèses $\langle \rangle$ dans la suite du manuscrit.

Le taux de chauffage

25 *Point sur*
Le taux de chauffage

Une fois l'équation du transfert radiatif résolue, les luminances de chaque couche sont connues, et il est donc possible d'en déduire le flux net à chaque niveau (voir tableau 2.1). Le *taux de chauffage* est alors donné par la convergence de ce flux net, en application de l'équation d'évolution de l'énergie interne. Autrement dit, sur un axe vertical, le taux de chauffage s'écrit :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_\lambda = - \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial F_\lambda}{\partial z} = \frac{g}{C_p} \frac{\partial F_\lambda}{\partial p}, \quad (2.27)$$

où ρ est la masse volumique de l'atmosphère en kg m^{-3} et C_p la chaleur spécifique à pression constante en $\text{m}^2 \text{s}^{-2} \text{K}^{-1}$.

Ce taux de chauffage est donné ici pour chaque longueur d'onde, et il convient donc de l'intégrer en λ pour obtenir un taux de chauffage total. De la même façon, dans les modèles climatiques, les taux de chauffages des n canaux du code de transfert radiatif sont sommés pour obtenir un taux de chauffage total :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{total}} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\lambda_i}. \quad (2.28)$$

Le calcul de ce taux de chauffage est *la* fonction du schéma de rayonnement au sein d'un modèle climatique.

2.3 Construction des tables de données

Comme il a été décrit à la fin de la section 2.2.2, le code de transfert radiatif du modèle a besoin des paramètres de diffusion simple (Q_{ext} , ω_0 et g) des aérosols présents dans l'atmosphère pour modéliser la diffusion du rayonnement résultante. Comme ces paramètres de diffusion simple varient en fonction de la taille des particules, des tables de données contenant les différentes valeurs de Q_{ext} , ω_0 et g pour différentes tailles de particules doivent être construites pour tous les aérosols. Ces tables de données seront ensuite utilisées par le GCM pour calculer, à chaque pas de temps et dans chaque maille,

les paramètres de diffusion simple intégrés pour une distribution en taille donnée (voir équations 2.26). La méthode utilisée pour construire ces tables de données est le sujet de la présente section.

2.3.1 Calcul des paramètres de diffusion simple pour une particule isolée

Point sur..... 26

Les méthodes de Mie
et T-Matrix

Plusieurs méthodes permettent de calculer les paramètres de diffusion simple pour une particule isolée de taille donnée, les plus répandues étant la méthode de Lorenz-Mie et la méthode dite « T-Matrix ».

L'objectif de ces méthodes est de calculer le champ électromagnétique à grande distance d'une particule isolée, et de le relier au champ électromagnétique incident. Le résultat se résume aux facteurs d'efficacité d'extinction Q_{ext} et d'absorption Q_{abs} , ainsi qu'à la fonction de phase $P_{\lambda}(\Theta)$ (voir les points 18 et 20). Ces méthodes résolvent pour cela les équations de Maxwell pour une particule dont les propriétés optiques sont données par l'indice de réfraction complexe*⁴. La partie réelle de cet indice dépend de la vitesse de phase de l'onde dans la particule, et l'indice imaginaire caractérise l'absorption par la particule. L'indice de réfraction complexe est mesuré en analysant directement un échantillon en laboratoire, ou dans le cas de la poussière martienne, par satellite, comme nous le verrons dans le chapitre 3.

En anglais : index of
refraction ou optical
constant.

La théorie de Mie ne s'applique qu'à des particules sphériques. Elle a été développée par Gustav Mie en 1908, et consiste à résoudre les équations de Maxwell en coordonnées sphériques, ce qui permet de décomposer l'onde électromagnétique en harmoniques sphériques (Van de Hulst, 1957). Elle décrit la diffusion pour des paramètres de taille proche de l'unité, tout en retrouvant la diffusion Rayleigh (1871) pour des paramètres de taille $x \ll 1$, et les résultats de l'optique géométrique lorsque $x \gg 1$.

L'hypothèse de sphéricité des aérosols n'est parfois pas adaptée pour reproduire fidèlement le comportement d'aérosols réels, d'où le recours à la méthode T-Matrix, qui permet de calculer la diffusion par des formes plus complexes. Le nom de cette méthode fait référence à la matrice de transition (la « T-Matrice ») qui permet de relier les coefficients des fonctions d'ondes incidentes à ceux des ondes diffusées (voir équation 20 de Mishchenko et al., 1996). Cette méthode a d'abord été développée par Waterman (1965) pour des sphéroïdes (ellipsoïdes de révolution), avant d'être étendue à d'autres formes à symétrie axiale, comme les cylindres ou les particules de Chebyshev (Mishchenko et al., 1996). Pour des particules sphériques, cette méthode, très différente de celle de Mie, permet de retrouver exactement les mêmes résultats. Elle nous sera particulièrement utile pour calculer la diffusion par les poussières martiennes dans le chapitre 3.

Un exemple de facteurs d'efficacité d'extinction Q_{ext} calculé avec un code de Mie⁵ est représenté en fonction du paramètre de taille x sur la figure 2.4. Le facteur d'efficacité pour une particule purement diffuseuse d'indice réel $n_r = 1.3$ est représenté en noir. Comme $n_i = 0$, l'absorption est nulle et $Q_{\text{ext}} = Q_{\text{scat}}$. Le facteur d'efficacité commence par croître en x^4 pour un faible paramètre de taille, ce qui est le comportement de la diffusion Rayleigh. Ensuite, Q_{ext} passe par un maximum pour $x = 2\pi$, puis par plusieurs

⁴Dans la littérature, la fonction diélectrique ϵ est parfois utilisée, avec $\epsilon = n^2$.

⁵Le code de Mie utilisé est celui de B. T. Draine (<http://www.astro.princeton.edu/~draine/scattering.html>), qui est adapté du code de Bohren and Huffman (1983).

maximums locaux. Ces oscillations sont créées par des interférences entre les ondes traversant la particule et les ondes diffractées aux abords de la particule. Elles sont de période $x \approx 9.5$ car le déphasage entre les deux ondes s'écrit $\delta\phi = 2x(n_r - 1)$, et $\delta\phi = 2\pi$ pour $x = \pi/(n_r - 1)$ (Hansen and Travis, 1974). Les oscillations plus fines de Q_{ext} proviennent d'interférences entre les ondes diffractées et les ondes de surface de la sphère. Enfin, Q_{ext} tend vers 2 lorsque x tend vers de grandes valeurs. L'asymptote est $Q_{\text{ext}} = 2$ et non $Q_{\text{ext}} = 1$ car l'énergie des ondes diffractées aux abords de la particule s'ajoute à celle interceptée par la particule. La particule diffuse donc deux fois plus d'énergie qu'elle n'en intercepte. Pour une taille de particule donnée, ce comportement asymptotique signifie que la diffusion est la même pour différentes longueurs d'onde tant que $x \gg 1^*$. Lorsque l'absorption augmente ($n_i = 0.1$, courbe rouge), les interférences sont atténuées car il y a moins d'ondes qui émergent de la particule pour interférer avec les ondes diffractées.

C'est le cas des gouttelettes de cumulus qui apparaissent blanches et diffusent donc de la même façon toutes les longueurs d'onde du visible.

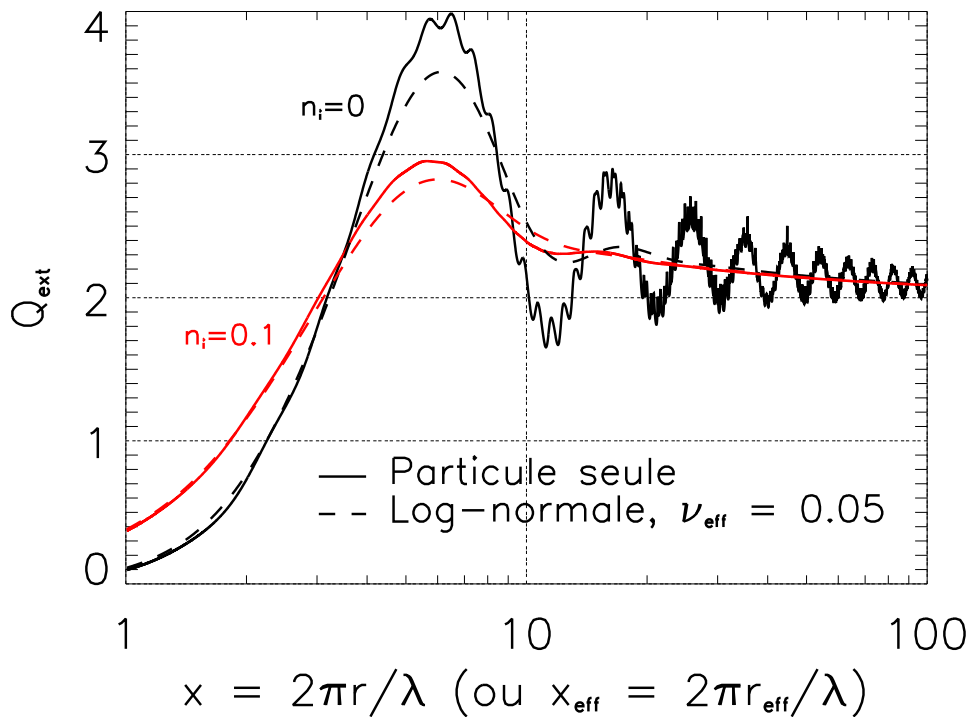


FIG. 2.4 – Facteur d'efficacité d'extinction Q_{ext} en fonction du paramètre de taille $x = 2\pi r/\lambda$ pour une particule sphérique d'indice de réfraction réel $n_r = 1.3$ et imaginaire $n_i = 0$ (en noir) puis $n_i = 0.1$ (en rouge). Les tirets représentent ce même Q_{ext} pour une distribution en taille log-normale de paramètre de taille effectif x_{eff} et de variance effective $\nu_{\text{eff}} = 0.05$.

2.3.2 Atténuation des interférences

Les interférences rencontrées sur la figure 2.4 doivent être atténuées pour construire les tables de données. En effet, une intégration exacte des paramètres de diffusion simple pour de telles particules isolées nécessiterait un échantillonnage en rayon très fin, afin

de prendre en compte ces fines oscillations. Or la méthode d'intégration du GCM se doit d'être extrêmement rapide, et la taille des tables de données raisonnable. Pour ces deux raisons, un tel échantillonnage des rayons n'est pas possible, et atténuer les interférences en amont est indispensable.

Afin d'atténuer les interférences de courte période, les paramètres de diffusion simple sont calculés pour une distribution en taille log-normale fine, de variance effective 0.05. Pour cela, les paramètres de diffusion simple sont calculés par le code de Mie pour un ensemble de particules de différentes tailles, et sont intégrés en utilisant les équations 2.26 et la méthode d'intégration de la loi log-normale décrite dans la partie 2.2.1. Notons que les résultats ont été comparés, pour validation, à ceux d'un autre code de Mie écrit par James B. Pollack. Le facteur d'efficacité résultant est représenté en pointillés sur la figure 2.4. Pour un indice imaginaire nul comme pour $n_i = 0.1$, une fine distribution permet d'atténuer les interférences de courte période, tout en préservant le premier maximum pour $x = 2\pi$. Les tables de données sont donc générées en intégrant les paramètres de diffusion simple pour une fine distribution en taille, évitant par la suite tout biais dans le calcul par le GCM des paramètres de diffusion simple intégrés sur des distributions en taille plus large.

2.3.3 Structure des tables de données et lecture par le GCM

En résumé, construire les tables de données consiste à calculer les paramètres de diffusion simple avec un code de Mie ou de T-Matrix pour une fine distribution en taille, et d'écrire les résultats dans un fichier ASCII qui sera ensuite chargé en mémoire par le GCM lors du premier pas de temps. Ce fichier annonce d'abord au GCM le nombre de longueurs d'onde et de rayons qu'il contient, puis liste les paramètres de diffusion simple pour toutes les longueurs d'onde et tailles de particule. La lecture du fichier est en allocation dynamique, ce qui permet à l'utilisateur de changer la structure des fichiers sans avoir à changer le code source du modèle.

Point sur..... 27
Moyenner en longueur
d'onde les paramètres
de diffusion simple

Une fois les paramètres de diffusion simple chargés en mémoire, le GCM calcule leur valeur moyenne dans les différents canaux du transfert radiatif. Le nombre et la répartition des canaux sont adaptables. Dans cette étude, nous utiliserons 5 canaux : deux canaux dans le domaine solaire, définis par les intervalles [0.1 - 0.5 μm] et [0.5 - 5 μm], et trois canaux dans l'infrarouge thermique, d'intervalles [5 - 11.56 μm], [11.56 - 20 μm], et [20 - 200 μm]. Les paramètres de diffusion simple moyennés dans chaque canal s'écrivent alors :

$$\tilde{Q}_{\text{ext}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda}(T) Q_{\text{ext}\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda}(T) d\lambda}, \quad (2.29)$$

$$\tilde{\omega} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda}(T) Q_{\text{ext}\lambda} \omega_{0\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda}(T) Q_{\text{ext}\lambda} d\lambda}, \text{ et} \quad (2.30)$$

$$\tilde{g} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda}(T) Q_{\text{ext}\lambda} \omega_{0\lambda} g_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{\lambda}(T) Q_{\text{ext}\lambda} \omega_{0\lambda} d\lambda}, \quad (2.31)$$

2.4. Intégration des paramètres de diffusion simple par le GCM

où $B_\lambda(T)$ est la luminance spectrale du corps noir pour une température de 6000 K dans les deux canaux du domaine solaire, et 215 K dans les trois canaux de l'infrarouge thermique*. Une fois ce calcul effectué, le modèle a donc directement accès, dans ses différents canaux, aux paramètres de diffusion simple des différents aérosols pour différentes tailles. Reste donc à calculer, dans chaque maille et à chaque pas de temps, les paramètres de diffusion simple correspondant aux distributions en taille prévues par le modèle.

La figure 2.3 permet de comprendre la répartition des canaux et de comparer les valeurs de $B_\lambda(T)$ dans les deux domaines, solaire et infrarouge.

2.4 Intégration des paramètres de diffusion simple par le GCM

Pour suivre la dynamique des aérosols (soulèvement de la poussière, croissance des cristaux dans les nuages), il faut intégrer, dans chaque maille du modèle et à chaque pas de temps, les paramètres de diffusion, en un temps excessivement court, car ce calcul sera fait sur l'ensemble de la maille, pour chaque aérosols, et à chaque pas de temps. Pour une grille typique de 64×48 points sur 25 niveaux verticaux, le calcul sera donc fait environ 75 mille fois pour chaque aérosol et à chaque pas de temps. Pour cela, le GCM fournit le rayon effectif r_{eff} et la variance effective v_{eff} de tous les aérosols dans l'ensemble de la maille du modèle et à chaque pas de temps. Ces deux valeurs servent ensuite à calculer la densité de probabilité de la distribution en taille $n(r)$, qui est utilisée pour intégrer les paramètres de diffusion simple contenus dans les tables de données.

2.4.1 Méthode analytique

La première approche a été d'utiliser la méthode analytique d'intégration exposée dans la partie 2.2.1, qui consiste à sommer la fonction de distribution log-normale. Cette méthode, très précise, n'était toutefois pas satisfaisante. En effet, elle ne s'applique que pour une distribution en taille log-normale, ce qui est assez restrictif. Des évolutions futures du GCM pourrait nécessiter l'emploi d'autres distributions, ce qui impliquerait de changer toute la méthode d'intégration. Ensuite, lors de l'intégration, les rayons des paramètres de diffusion simple doivent être correctement centrés et entourés par les deux points où la fonction de distribution est calculée. Ce qui nécessite de connaître la discrétisation des rayons choisie par l'utilisateur du GCM lorsqu'il a construit les tables de données, ou d'interpoler les paramètres de diffusion simple aux points requis.

Enfin, une dernière insatisfaction vis-à-vis de cette méthode est sa légère lenteur par l'appel à la fonction erreur (voir l'équation 2.9), fonction externe qui pourrait, de plus, gêner certains compilateurs.

2.4.2 Méthode de Gauss-Legendre

La méthode analytique n'étant pas pleinement satisfaisante, nous avons donc changé d'intégration, et adopté la méthode de Gauss. Cette méthode consiste à développer la fonction à intégrer dans une base de polynômes orthogonaux (Nougier, 1985; Press et al., 1993), et de n'utiliser sa valeur qu'aux racines de ce polynôme. Cette fonction doit être bien approchée par une série de polynômes, ce qui est le cas des lois de distribution et des paramètres de diffusion simple. Nous avons dans notre cas utilisé les polynômes

28 Point sur

La méthode d'intégration de Gauss

de Legendre. Comme ils sont définis sur un intervalle $\xi = [-1,1]$ et que notre intervalle concerne une gamme de rayons $[r_1, r_n]$, il faut d'abord faire le changement de variable :

$$r = \frac{r_n + r_1}{2} + \frac{r_n - r_1}{2} \xi \quad (2.32)$$

Dès lors, l'intégrale de la fonction $f(r)$ s'écrit :

$$\int_{r_1}^{r_n} f(r) dr = \frac{r_n - r_1}{2} \sum_{i=1}^n w_i f(r_i), \quad (2.33)$$

où w_i sont les facteurs de pondération des polynômes de Legendre, et n le nombre de rayons pour lesquels les valeurs de $f(r)$ sont calculées. Les coefficients ξ_i et w_i sont calculés pour un nombre de rayons n donné, et peuvent être simplement tabulés en début de routine. Pour intégrer numériquement $f(r)$, il suffit donc de :

- Charger les racines ξ_i du polynôme de Legendre ;
- Calculer les rayons r_i correspondant ;
- Calculer la valeur de $f(r)$ aux rayons concernés ;
- Charger les coefficients de pondération w_i ;
- Sommer ces facteurs en suivant la relation 2.33.

Dans notre modèle, 20 rayons sont nécessaires pour une bonne estimation des paramètres de diffusion simple intégrés. Cela correspond, pour un intervalle en rayon de $[0.1, 10 \mu\text{m}]$ par exemple, aux racines r_i suivantes :

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$r_i (\mu\text{m})$	0.1	0.3	0.5	0.9	1.4	1.9	2.5	3.2	3.9	4.7
i	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
$r_i (\mu\text{m})$	5.4	6.2	6.9	7.6	8.2	8.7	9.2	9.6	9.8	10.0

La fonction $f(r)$ est successivement égale, dans notre approche, à tous les termes des équations 2.26. Il faut donc calculer, pour les différents rayons r_i , les valeurs de la densité de probabilité $n(r)$ et des paramètres de diffusion simple. Les valeurs de la densité de probabilité $n(r)$ sont calculées analytiquement (voir par exemple les équations 2.2 et 2.13). Quant aux valeurs des paramètres de diffusion simple pour les différents rayons r_i , elles sont déduites des tables de données par interpolation linéaire.

Les avantages de cette méthode sont nombreux. Tout d'abord, elle permet d'utiliser toutes les lois de distribution. Il suffit pour cela de changer l'expression de $n(r)$. Ensuite, quelle que soit la discrétisation en rayon que l'utilisateur choisi lors de la construction des tables de données, les paramètres de diffusion simple aux rayons r_i sont déduits par interpolation, et la méthode est donc bien plus flexible. Enfin, les opérations qu'elle effectue sont très simples, et ne concernent que 20 rayons. Cette méthode d'intégration est donc extrêmement rapide. Cependant, le code peut encore être optimisé.

2.4.3 Construction d'une grille d'interpolation

La méthode d'intégration permet de calculer dans chaque maille les paramètres de diffusion simple intégrés pour un rayon effectif r_{eff} et une variance effective v_{eff} donnés. Tel qu'il a été décrit précédemment, le GCM recalcule les paramètres de diffusion simple

2.4. Intégration des paramètres de diffusion simple par le GCM

intégrés dans chaque maille à chaque pas de temps, même si peu de temps avant, il les a peut-être déjà calculés pour une distribution en taille très proche. L'optimisation consiste alors à enregistrer au fur et à mesure d'une simulation les résultats obtenus pour les réutiliser lorsque des distributions proches se succèdent.

Pour cela, nous créons une matrice contenant les paramètres de diffusion simple intégrés pour un ensemble de rayons $(r_{\text{eff}})_i$ et de variances $(v_{\text{eff}})_j$ donnés. Lors du calcul des paramètres de diffusion simple intégrés dans une maille donnée du GCM, le point $(r_{\text{eff}}, v_{\text{eff}})$ est localisé dans la grille $(r_{\text{eff}})_i - (v_{\text{eff}})_j$, et les paramètres de diffusion simple sont intégrés pour les quatre points de la grille environnants. Les valeurs sont enregistrées et préservées pour les pas de temps suivants. La valeur au point $(r_{\text{eff}}, v_{\text{eff}})$ est ensuite calculée par interpolation bilinéaire, en utilisant les quatre points de grille environnants.

Si par la suite, à un autre endroit de la planète, des aérosols ont une distribution en taille $(r_{\text{eff}}, v_{\text{eff}})$ qui se situe dans une région déjà visitée de la grille $(r_{\text{eff}})_i - (v_{\text{eff}})_j$, alors le GCM ne refait pas l'intégration, et interpole simplement les données déjà calculées.

Les paramètres de diffusion simple ne sont donc intégrés qu'aux points utiles du maillage $(r_{\text{eff}})_i - (v_{\text{eff}})_j$, et dès le premier pas de temps, la quasi-totalité des distributions en taille possible est rencontrée. Aux pas de temps suivants, le GCM ne fait donc qu'interpoler les paramètres de diffusion simple de la grille $(r_{\text{eff}})_i - (v_{\text{eff}})_j$ aux points $(r_{\text{eff}}, v_{\text{eff}})$ demandés, réduisant ainsi le temps de calcul de façon considérable.

2.4.4 Performances de la méthode

La précision de la méthode est évaluée en comparant les paramètres de diffusion simple donnés par notre méthode avec ceux intégrés dans des conditions optimales (dix mille rayons) de façon analytique (voir partie 2.2.1). La principale source d'erreur est la méthode d'intégration, la résolution de la grille d'interpolation étant choisie de façon à ce que son impact soit négligeable.

Pour la poussière, nous calculons les paramètres de diffusion simple pour une distribution log-normale de variance effective 0.3 et pour 6 rayons effectifs compris entre 0.1 et 5 μm . Les indices de réfraction utilisés seront décrits en détail dans le chapitre 3. La table de données contient les paramètres de diffusion simple pour 50 rayons, calculés pour une variance effective fine de 0.05, comme nous l'avons vue dans la partie 2.3.2. Lorsque les résultats sont comparés à ceux donnés par la méthode optimale, les erreurs absolues moyennes pour les 5 canaux du GCM et pour l'ensemble des rayons effectifs sont alors $\sigma(Q_{\text{ext}}) = 0.04$, $\sigma(\omega_0) = 0.005$ et $\sigma(g) = 0.02$.

La même comparaison est faite pour la glace d'eau. Les 6 rayons effectifs sont cette fois compris entre 0.1 et 10 μm , la variance effective vaut 0.1, et la table de données contient 30 rayons. Les indices de réfraction de la glace d'eau sont ceux mesurés par Warren (1984), et seront davantage décrits dans le chapitre 5. Les erreurs moyennes résultantes sont du même ordre de grandeur, avec $\sigma(Q_{\text{ext}}) = 0.085$, $\sigma(\omega_0) = 0.004$, et $\sigma(g) = 0.015$.

Notons que pour la glace d'eau, les erreurs relatives sur l'efficacité d'extinction peuvent être significatives (25-50%) dans l'UV pour les rayons effectifs de l'ordre de 0.1 μm . En effet, la glace d'eau est un diffuseur presque parfait à ces longueurs d'ondes, et l'interférence principale pour $x = 2\pi$ (voir la partie 2.3.1) provoque des biais significatifs lors de

l'intégration. Cependant, l'énergie solaire reçue à ces longueurs d'onde est négligeable par rapport à celle reçue aux longueurs d'onde visibles, où les erreurs sur les paramètres de diffusion simple redeviennent acceptables.

La méthode de Gauss-Legendre est donc extrêmement précise, et les biais qu'elle introduit sont négligeables, à condition, évidemment, de veiller à construire correctement les tables de données. En effet, les résultats deviennent faux si les paramètres de diffusion simple de la table de données ne sont pas « pré-intégrés » pour une distribution fine, comme nous l'avons vu dans la partie 2.3.2.

2.5 Calcul de la profondeur optique

Point sur..... 29

Le calcul de l'opacité dans le GCM

En anglais : mixing ratio.

Une fois les paramètres de diffusion simple intégrés dans toutes les mailles du modèle, l'opacité de chaque couche doit être calculée, comme dernier paramètre nécessaire au calcul du transfert radiatif.

Dans le GCM, un aérosol est caractérisé par son rapport de mélange* q , qui est égal au rapport de la masse d'aérosol sur la masse d'air sec, et par sa distribution en taille, définie par r_{eff} et v_{eff} . L'opacité dans chaque couche peut être alors exprimée en fonction de ces variables, de Q_{ext} , et d'autres variables fondamentales atmosphériques. En effet, l'équation 2.19 peut être réécrite, en utilisant l'équation de l'équilibre hydrostatique $\partial_z p = -\rho g$, sous la forme :

$$d\tau_\lambda = N\sigma_{\text{ext}\lambda} \frac{dp}{\rho g}. \quad (2.34)$$

Le rapport de mélange q permet de calculer le nombre N de particules par m^3 . En notant M la masse d'aérosol par m^3 , le rapport de mélange s'écrit :

$$q = \frac{M}{\rho} = \frac{1}{\rho} \int_0^\infty (\rho_p \frac{4}{3} \pi r^3) N n(r) dr, \quad (2.35)$$

où ρ_p est la masse volumique de l'aérosol considéré. Cette relation se simplifie grâce à l'équation 2.3, pour devenir :

$$q = \frac{4}{3} \frac{\rho_p}{\rho} N r_{\text{eff}} \langle G \rangle. \quad (2.36)$$

En remplaçant N par q dans la relation 2.34, et en utilisant l'efficacité d'extinction $Q_{\text{ext}} = \sigma_{\text{ext}} / \langle G \rangle$, nous obtenons finalement (Forget, 1996) :

$$d\tau_\lambda = \frac{3}{4} \frac{Q_{\text{ext}\lambda} q}{\rho_p r_{\text{eff}} g} dp. \quad (2.37)$$

Cette relation permet de calculer l'opacité dans chaque couche du GCM. Reste donc à transmettre au code de transfert radiatif la profondeur optique $d\tau_\lambda$, l'albédo de diffusion simple $\omega_{0,\lambda}$ et le facteur d'asymétrie g_λ .

2.6 Propriétés moyennes et propagation

Les trois paramètres du transfert radiatif (opacité, albédo de diffusion simple et facteur d'asymétrie) sont calculés pour chaque aérosol. Or, le GCM ne résout qu'une fois l'équation du transfert radiatif pour l'ensemble des aérosols. Des paramètres moyens, représentatifs de l'ensemble des aérosols, doivent donc être calculés. En notant $\tau_{\lambda,k}$ la profondeur optique d'une couche du GCM pour un canal λ et un aérosol k donné, et en utilisant les mêmes indices pour ω_0 et g , ces paramètres moyens s'écrivent :

$$\tau_\lambda = \sum_k \tau_{\lambda,k}, \quad \omega_{0\lambda} = \frac{\sum_k \tau_{\lambda,k} \omega_{0\lambda,k}}{\sum_k \tau_{\lambda,k}}, \quad \text{et} \quad g_\lambda = \frac{\sum_k \tau_{\lambda,k} \omega_{0\lambda,k} g_{\lambda,k}}{\sum_k \tau_{\lambda,k} \omega_{0\lambda,k}}. \quad (2.38)$$

Reste ensuite à « propager » ces paramètres, c'est-à-dire à récrire les parties du code de transfert radiatif où ils interviennent, de façon à ce qu'ils puissent être variables dans l'espace, ce qui n'était pas le cas dans la précédente version du GCM.

2.7 Résolution de l'équation du transfert radiatif

2.7.1 Rayonnement solaire

Au sein d'un GCM, l'équation du transfert radiatif est résolue séparément dans le domaine solaire et dans l'infrarouge thermique, car les hypothèses simplificatrices diffèrent. C'est surtout dans le domaine solaire que la diffusion par les aérosols est essentielle. Il existe différentes méthodes de résolution de l'équation du transfert radiatif, dont les principales sont les méthodes des deux flux, à ordonnées discrètes, ou à ordres successifs de diffusion*. La méthode à *ordonnées discrètes* (Chandrasekhar, 1960) consiste à discrétiser les 4π sr de l'espace en un ensemble de faisceaux, et à calculer la luminance pour chacun d'eux, ce qui revient à résoudre un système d'équations différentielles linéaires contenant autant d'équations que de faisceaux. Cette méthode est précise mais coûteuse en temps de calcul, et sera surtout utilisée pour analyser des données spectrométriques, comme nous le ferons dans le chapitre 4, où nous utiliserons le modèle de Stamnes et al. (1988). La méthode à *ordres successifs de diffusion* (Stokes, 1860) revient à considérer seulement la diffusion simple (suppression de l'intégrale double dans l'équation 2.14), et à ajouter des termes correctifs pour prendre en compte les diffusions d'ordre supérieur.

La dernière méthode dite *des deux flux* (Schuster, 1905) consiste à exprimer l'équation 2.14 en terme de densités de flux, et non de luminance L_λ . L'intégration de la luminance sur les deux hémisphères, inférieur et supérieur, aboutit à un système de deux équations différentielles, dont la résolution est particulièrement rapide. Il faut, pour intégrer la luminance, faire une hypothèse sur la distribution, dans les 4π sr de l'espace, de la luminance et de la fonction de phase. Cherchant à comprendre l'équilibre radiatif des étoiles, Eddington (1917) décomposa la luminance et la fonction de phase en polynômes de Legendre (c'est l'*approximation d'Eddington*), pour aboutir à un système de deux équations différentielles simplifié, où l'intégration de la luminance sur chaque hémisphère est reflétée par trois coefficients γ (voir par exemple les équations 11 et 12 de Toon et al., 1989). Reproduisant cette même approche, plusieurs approximations, me-

30 *Point sur*

Les principaux codes de transfert radiatif

En anglais : two-stream, discrete ordinate, et adding methods.

nant à des expressions différentes des coefficients γ , ont été proposées. La plus puissante dans le domaine solaire est l'approximation de δ -Eddington (Joseph et al., 1976), dont la fonction de phase s'écrit :

$$P_\lambda(\cos \Theta) = 2 g_\lambda^2 \delta(1 - \cos \Theta) + (1 - g^2) \left(1 + \frac{3g_\lambda \cos \Theta}{1 + g_\lambda} \right). \quad (2.39)$$

Cette fonction de phase a le même coefficient d'ordre 2 que la fonction d'Henyeey-Greenstein lors de sa décomposition en polynômes de Legendre*. Elle est également normalisée (voir l'équation 2.16) et bien reliée au facteur d'asymétrie par la relation 2.17.

Voir Thomas and Stamnes (1999) p : 177 pour un complément sur ces polynômes.

C'est cette approximation de δ -Eddington qu'utilise le schéma de rayonnement du LMD/GCM martien, qui est autrement basé sur le modèle des deux flux de Toon et al. (1989). L'implémentation et la validation de ce modèle ont été réalisées par Tran The Trung. Le modèle a été testé en 1D sous une incidence solaire de 45° , pour une couche de poussière d'opacité variable, ayant un albédo de diffusion simple de 0.9 et un facteur d'asymétrie de 0.7 (constants dans le domaine solaire). Les résultats sont en accord avec le modèle SHDOM (Evans, 1998) et un code de Monte-Carlo, sauf lorsque l'opacité à $0.67 \mu\text{m}$ s'approche de l'unité. Dans ce cas, les modèles SHDOM et de Monte-Carlo prévoient tous deux une inversion de température vers 15 km d'altitude qui n'est pas représentée par le GCM. Il est donc possible que le GCM sous-estime la température à cette altitude lorsque l'opacité de poussière est élevée.

2.7.2 Infrarouge thermique

Dans l'infrarouge thermique, le GCM utilise, en dehors de la bande à $15 \mu\text{m}$ du CO_2 , le modèle des deux flux de Toon et al. (1989). La diffusion par les aérosols n'est pas négligée, comme c'est le cas souvent sur Terre (Forget et al., 1999). Dans la bande à $15 \mu\text{m}$ du CO_2 (canal défini par l'intervalle $[11.56 - 20 \mu\text{m}]$), le modèle en puissances nettes échangées de Dufresne et al. (2005) est employé. Ce modèle résulte d'une formulation différente du transfert radiatif dans laquelle la grandeur fondamentale n'est plus le flux net de chaque couche*, mais plutôt la puissance nette échangée entre les différentes couches de l'atmosphère⁶. La diffusion par les aérosols dans la bande à $15 \mu\text{m}$ est cette fois négligée, et seule l'absorption est prise en compte, en calculant l'efficacité d'absorption $Q_{\text{abs}} = (1 - \omega_0) Q_{\text{ext}}$ à partir des paramètres de diffusion simple déduits précédemment.

Voir le point 25.

2.8 Coût en temps de calcul

La vitesse de la méthode a été évaluée pour les nuages de glace d'eau en comparant deux simulations, une sans et une avec nuages radiativement actifs, et ce sur une durée de 60 jours. L'effet radiatif des nuages représente alors 1% du temps de calcul total, ce qui est tout à fait acceptable. Ce temps est celui mis par le GCM pour intégrer à chaque pas de temps les paramètres de diffusion simple des nuages sur l'ensemble de la maille.

⁶Pour plus d'informations, voir l'article de Dufresne et al. (1998), notamment l'équation 3 qui définit la puissance nette échangée.

Il ne s'agit pas du temps consommé par le code de transfert radiatif complet, qui est bien plus élevé, et représente environ un cinquième du temps de calcul total⁷.

2.9 Résumé

La modélisation dans le GCM de l'extinction (absorption et diffusion) du rayonnement solaire et infrarouge par les aérosols a été améliorée de façon à pouvoir simuler l'impact radiatif de plusieurs aérosols dont les propriétés radiatives varient dans l'espace et le temps en fonction des distributions en taille prévues par le modèle. Pour cela, des tables de données sont d'abord générés et contiennent les paramètres de diffusion simple de chaque aérosol pour une distribution fine ($v_{\text{eff}} = 0.05$) de particules. Ces paramètres de diffusion simple sont ensuite moyennés en longueur d'onde dans chaque canal du GCM, et servent de base au calcul en temps réel des propriétés radiatives. Pour cela, ils sont intégrés par le GCM dans chaque maille et à chaque pas de temps pour les distributions en taille prévues par le GCM, qui sont caractérisées par le rayon r_{eff} et la variance effective v_{eff} . La méthode d'intégration de Gauss-Legendre est alors utilisée. Au fur et à mesure de la simulation, une grille d'interpolation est complétée et contient les paramètres de diffusion simple déjà intégrés. Cette grille est mémorisée et permet d'optimiser par la suite le temps de calcul. La profondeur optique de chaque couche est ensuite calculée en fonction de la quantité, de la taille, et de l'efficacité d'extinction de chaque aérosol. Les propriétés moyennes τ_λ , $\omega_{0,\lambda}$, et g_λ , représentatives de l'ensemble des aérosols, sont enfin déduites, et transmises au code de transfert radiatif. Les erreurs relatives sur les paramètres de diffusion simple intégrés sont inférieures à 5%, sauf dans l'UV, où l'impact résultant sur les taux de chauffage est négligeable. La méthode représente enfin 1% du temps de calcul total demandé par le GCM.

⁷Notons que le temps de calcul total du GCM est partagé entre la dynamique et la physique, la dynamique consommant le plus de temps de calcul (environ 60% du temps total). Le temps nécessaire au calcul d'une année de climat pour la version du modèle utilisée ici est d'environ 12 heures (compilateur `ifort`, processeur Intel Xeon de 2.7 GHz).

Chapitre 3

L'effet radiatif des poussières revisité

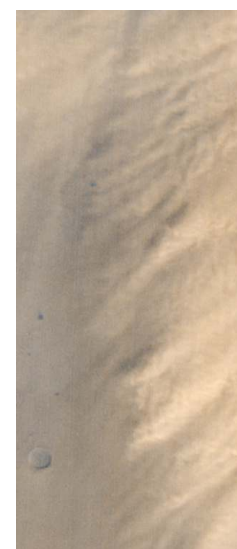
Sommaire

3.1 Préface	39
3.2 Abstract	43
3.3 Introduction	43
3.4 Modeling approach	44
3.4.1 “Ockert-Bell et al.” model (case 1 simulation)	45
3.4.2 “Wolff et al.” model (case 2 simulation)	47
3.4.3 TES-normalized interactive dust model (case 3 simulation)	49
3.5 Results using a prescribed dust vertical distribution	51
3.5.1 “Ockert-Bell et al.” model	52
3.5.2 Effect of the new “Wolff et al.” radiative properties	52
3.6 Results of the semi-interactive dust model	56
3.6.1 Role of the dust depth and particle size	56
3.6.2 Remaining temperature biases	58
3.7 Conclusion	58

3.1 Préface

Les poussières atmosphériques contrôlent en premier lieu la température de Mars, et la modélisation précise de leur répartition, ainsi que de leurs propriétés radiatives, est essentielle dans la construction d'un modèle climatique de la planète.

Le cycle des poussières de Mars présente des propriétés récurrentes d'une année sur l'autre, tout comme une impressionnante variabilité interannuelle. L'évolution latitudinale de l'opacité de poussière à $9.3 \mu\text{m}$ mesurée par TES est représentée sur la figure 3.1. Un phénomène récurrent est par exemple la forte opacité en poussière à l'approche du périhélie ($L_s = 251^\circ$), où plusieurs tempêtes de poussière locales se déclenchent chaque année. Cependant, le déclenchement de tempêtes globales, comme celle survenue l'année 25 à partir de $L_s = 180^\circ$, varie d'une année sur l'autre, et le cycle des poussières martien présente donc une forte variabilité interannuelle, extrêmement difficile à prévoir, notamment car elle dépend de mécanismes de soulèvement complexes.



Soulèvement matinal de poussière près du site de Viking 1 ($22.5^\circ\text{N}-48^\circ\text{W}$). La surface semble s'assombrir par retrait de la couche de poussière. Images MOC 23501 (rouge) et 23502 (bleu).

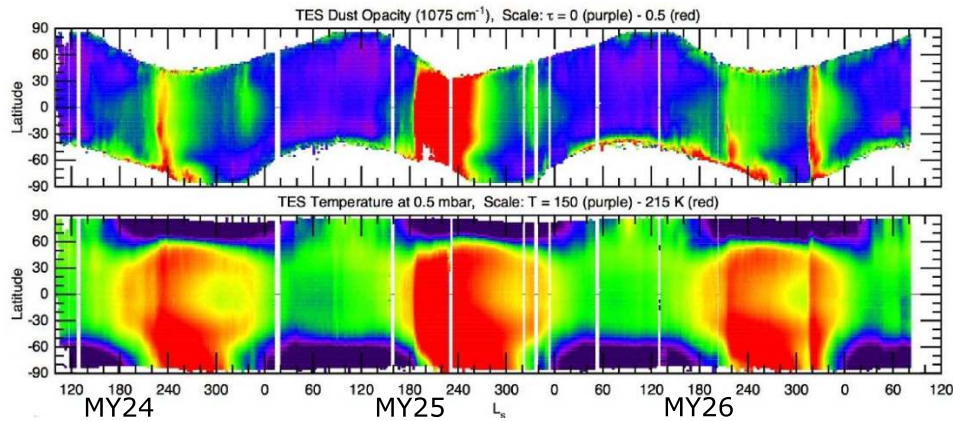


FIG. 3.1 – Opacité à $9.3 \mu\text{m}$ (1075 cm^{-1}) de la colonne de poussière observée par TES (haut) et température mesurée à 0.5 hPa (bas). L'opacité de poussière est donnée à une pression de référence de 6.1 hPa. L'échelle va de 0 (violet) à 0.5 (rouge) pour l'opacité de poussière, et de 150 à 215 K pour la température à 0.5 hPa. Les mesures couvrent une période allant de la fin de l'année martienne 24 à l'année 26. La tempête de poussière globale de l'année 25 (correspondant à l'année terrestre 2001) apparaît en rouge dès $L_s = 180^\circ$ dans le champ d'opacité (en haut), ce qui se traduit par une forte modification du champ de température (en bas). Figure adaptée de [Smith \(2006\)](#).

L'effet radiatif des poussières varie selon l'opacité de la couche et la taille des poussières. Pour mieux comprendre cet effet, une simulation 1D d'une atmosphère ensoleillée est présentée sur la figure 3.2. Elle montre les taux de chauffage solaire (« shortwave », traits pleins) et infrarouge (« longwave », pointillés) pour différentes opacités visibles de la couche de poussière (0.5, 1, 2 et 5). À plus de 1 km de la surface, les taux de chauffage solaire dominant nettement les taux de chauffage infrarouge, et sont de l'ordre de 30 K par jour pour une opacité visible courante de 0.5. Lorsque l'opacité augmente, les flux incidents en surface aux longueurs d'onde solaire diminuent (à droite de la figure), montrant l'extinction du rayonnement solaire par la couche de poussière. Le flux infrarouge reçu par la surface, au contraire, augmente avec l'opacité de la couche de poussière, cette dernière absorbant, et émettant donc davantage. En surface, le refroidissement de la surface due à la perte de flux solaire n'est pas compensée par le chauffage dû à l'augmentation du flux infrarouge, et la température de surface diminue, passant de 289 K à 258 K (voir les températures exactes en dessous de la figure 3.2). Lorsque l'opacité devient très élevée (courbes rouges), le taux de chauffage solaire dans les basses couches tend vers une valeur limite, par extinction du flux solaire par les couches supérieures.

Le comportement thermique de la couche de poussière dépend de ses propriétés radiatives, reflétées par les paramètres de diffusion simple. Ceux-ci sont présentés sur la figure 3.3, où il sont calculés pour différentes tailles des particules sphériques (code de Mie) à partir de l'indice de réfraction de la poussière déterminé par [Wolff et al. \(2006, 2009\)](#)* L'albédo de diffusion simple est très élevé là où l'énergie solaire reçue est maximale (voir la luminance de corps noir en pointillés sur la figure 3.3). Les températures sont donc extrêmement sensibles à la « clarté » de la poussière. La figure 3.3 montre enfin

Ce jeu de données sera décrit dans la partie 3.4.2.

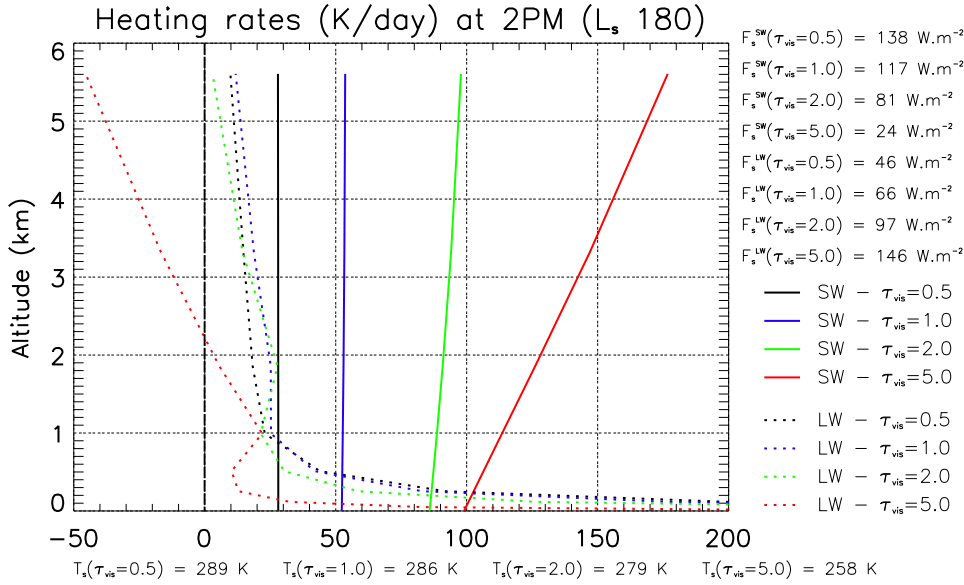


FIG. 3.2 – Taux de chauffage dans le domaine solaire (« shortwave », traits pleins) et infrarouge (« longwave », pointillés) pour différentes valeurs de l’opacité à $0.67 \mu\text{m}$ de la poussière. Les flux solaire et infrarouge incidents à la surface sont donnés à droite de la figure, et les températures de surface en dessous. Simulation 1D, réalisée à l’équateur, pour $L_s = 180^\circ$, à deux heures de l’après-midi.

la grande dépendance des propriétés radiatives à la taille des particules.

Les taux de chauffage par la poussière sont donc significatifs, et pour simuler fidèlement le climat de Mars, le modèle doit être guidé par l’opacité de poussière observée, par construction d’un scénario de poussière. L’opacité est donnée à une pression de référence de 6.1 hPa^* . Cela peut se justifier par intégration de l’équation 2.37, si le facteur devant dp est supposé constant, ce qui n’est vrai que si la couche de poussière est bien mélangée, et si les propriétés radiatives et la taille des particules sont supposées constantes. Cette approximation est bonne pour ajuster à un niveau de pression de référence l’opacité totale observée par TES, celle-ci variant souvent en fonction de la pression de surface et de l’inverse du cosinus de l’angle d’émergence, ce qui est le comportement attendu d’une couche de poussière bien mélangée (voir la page 203 de Smith, 2008).

Autrement dit la profondeur optique totale observée est multipliée par un facteur $610/p_s$, où p_s est la pression locale en surface.

Le modèle, une fois guidé par cette opacité de poussière, doit être en théorie capable de reproduire assez fidèlement les températures observées. Cependant, il a été difficile dans le passé d’obtenir des températures réalistes sans ajuster artificiellement cette opacité de guidage. Ce problème est abordé dans une première partie (3.5). Pour cela, les propriétés radiatives des poussières sont mises à jour, et le modèle est à nouveau évalué sans ajustement de l’opacité de poussière. Les résultats sont comparés aux observations, ainsi qu’aux résultats de la précédente version du modèle, qui utilisait des propriétés radiatives plus anciennes. Dans un deuxième temps, nous utilisons le modèle présenté au chapitre 2 pour améliorer la représentation de l’effet radiatif de la poussière. Un schéma de transport de la poussière est ajouté, et les propriétés radiatives, qui évo-

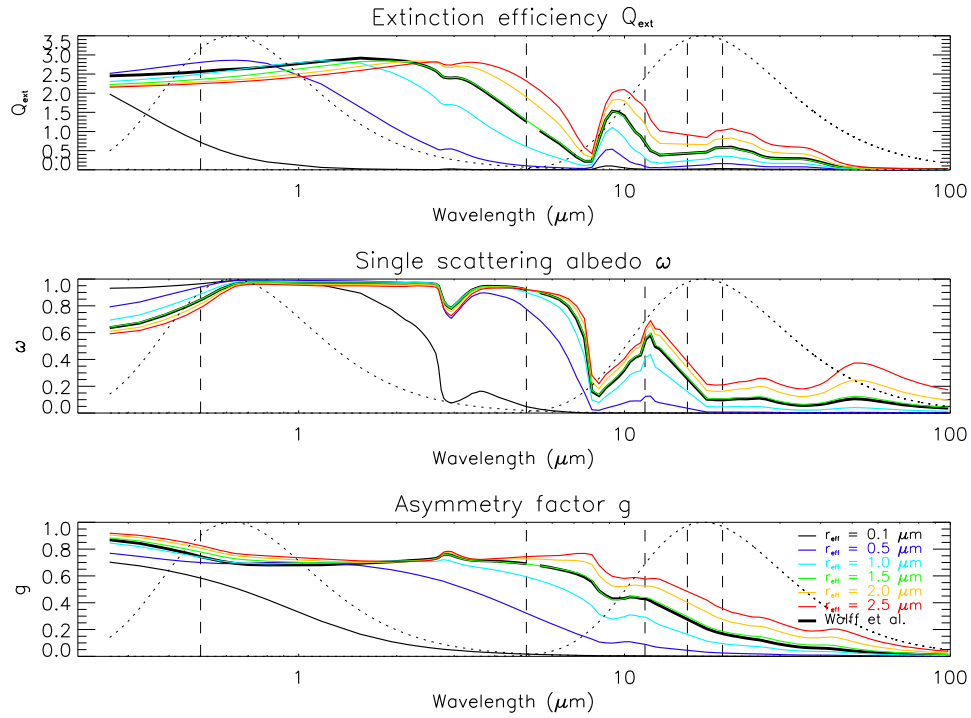


FIG. 3.3 – Les paramètres de diffusion simple de la poussière sont calculés pour différentes tailles de particules (r_{eff} de 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2 et 2.5 μm) et une variance effective de 0.3 (distribution Gamma), en supposant des particules sphériques (code de Mie). Les propriétés radiatives de référence mesurés par Wolff et al. (2006, 2009) sont tracées en noir (distribution Gamma, code de T-Matrix, cylindres de rapport D/L de 1, r_{eff} de 1.5 μm et variance effective de 0.3). Comparer les courbes vertes et noires permet d'apprécier la différence entre les paramètres de diffusion simple de particules sphériques et de cylindres (voir notamment le facteur d'efficacité Q_{ext} aux longueurs d'onde visibles). Les luminances de corps noir à 5870 K et 210 K sont représentées en pointillé noir (l'aire est préservée, et $\lambda B_{\lambda}(T)$ est représentée).

luent dans le temps, sont calculées en utilisant les vrais profils de poussière simulés ainsi que la taille prévue des poussières*. Un taux de soulèvement homogène est utilisé sur l'ensemble de la planète, et le rayon effectif ainsi que la variance effective de la distribution de poussières soulevée sont ajustés afin que les tailles des poussières dans les premières couches de l'atmosphère soient compatibles avec celles observées par les rovers Spirit et Opportunity*. Les températures sont de nouveau analysées et comparées aux observations, et la validité de cette méthode est évaluée. Les différences de températures restantes sont commentées, et sont essentiellement dues à l'effet radiatif des nuages, qui sera abordé dans le chapitre 5.

Les variations de propriétés sont illustrées par la figure 3.3.

Voir la partie 3.4.3 pour plus de détails.

Ce chapitre est soumis pour publication, avec pour titre *Revisiting the radiative impact of dust on Mars using the LMD Global Climate Model* (J.-B. Madeleine, F. Forget, E. Millour, L. Montabone et M. J. Wolff).

3.2 Abstract

Airborne dust is the main driver of the Martian atmospheric temperature, and accurately accounting for its radiative effect in Global Climate Models (GCM) is essential. This implies the right modeling of the dust distribution and radiative properties, and when trying to simulate the true climate variability, the use of the observed dust column opacity to guide the model. A recurrent problem has been the inability of Mars GCMs to predict realistic temperatures while using both the observed dust radiative properties and column opacity. One would have to drive the model with a tuned opacity to reach an agreement with the observations, thereby losing its self-consistency. In this paper, we show that using the most recent dust radiative properties in the LMD (Laboratoire de Météorologie Dynamique) GCM solves this problem, which was mainly due to the underestimation of the dust single scattering albedo in the solar domain. However, significant temperature biases remain, especially above the 1 hPa pressure level. We therefore refine the model by implementing a “semi-interactive” dust transport scheme which is coupled to the radiative transfer calculations. The right prediction of the dust layer depth allowed by this scheme then removes the last significant temperature biases. The LMD/GCM is now able to predict good temperatures without any tuning of the dust opacity used to guide the model. Remaining discrepancies are discussed, and could be the result of uncertainties in the dust particle sizes on the one hand, and the neglect of the radiative effect of water-ice clouds on the other.

3.3 Introduction

About 40 years ago, [Gierasch and Goody \(1972\)](#) demonstrated that the thermal structure of the Martian atmosphere cannot be accounted for by a single CO₂ atmosphere, without the contribution of atmospheric dust. Dust is, indeed, the main driver of the martian climate, and its radiative properties (extinction efficiency Q_{ext} , single scattering albedo ω_0 and asymmetry parameter g) have to be known in details to accurately predict the heating rates and temperatures in a Mars Global Climate Model (GCM).

The best way to simulate the details of the present climate is to drive the GCM with

observation-derived dust opacities. However, it has been difficult in the past to obtain realistic temperatures by using the exact observed dust opacity. The latter had to be tuned to reach reasonable temperatures, raising some doubts on either GCMs or dust radiative properties used to compute the heating rates.

The dust radiative properties are difficult to retrieve, and are associated with many uncertainties to which GCMs are extremely sensitive. For example, an uncertainty of 5% for a single scattering albedo ω_0 of about 0.9 in the solar domain corresponds to an error on the heating rate of about 50% (Forget et al., 1999). Thanks to the numerous new missions of the last decade, many improvements have been made in our knowledge of dust radiative properties, ultimately leading to the retrieval of the fundamental refractive index, both in the visible and infrared regions (Wolff et al., 2006, 2009). This allows to compute the single scattering parameters for dust particles of different sizes, which is essential to fully account for their effect on GCM temperatures. The goal of this paper is to find the best way to use this new dataset, in order to create a self-consistent climate model, i.e. a model in which temperatures and dust opacities are both consistent with observations.

For this, the following questions will be addressed :

- What are the effects of the new dust radiative properties on the LMD/GCM ?
- What is the impact of the dust layer properties (thickness and particle sizes) on the simulated temperatures ?
- What can we learn from radiatively active dust experiments about the spatial distribution and size of the dust particles ?

Three simulations will be carried out, and the corresponding model configurations are described in section 3.4. Temperatures predicted by the LMD/GCM when using the dust radiative properties of Ockert-Bell et al. (1997) and Forget (1998) on the one hand, and the more recent optical indices of Wolff et al. (2006, 2009) on the other, are analyzed in section 3.5 and compared to the TES temperature measurements (Smith, 2004). These two simulations are later referred to as case 1 and case 2 simulations. The GCM radiative scheme is then connected to a dust transport model, which computes the dust spatial distribution and particle size. The predicted spatial distribution is used to compute the 3D opacity field, and each opacity profile is then multiplied by a constant to match the dust column opacity observed by TES (Smith, 2004). The particle sizes are also used to compute spatially and temporally variable radiative properties. This simulation is referred to as case 3 simulation, and is analyzed in section 3.6. Both Martian years 25 and 26 are simulated, to evaluate the model under the clear conditions of MY26, and the dusty conditions of MY25, during which the 2001 global dust storm occurred. The radiative effect of water-ice clouds is not included in the model to focus on dust alone, and will be the subject of another article in the near future.

3.4 Modeling approach

Point sur..... 31
Les propriétés
radiatives de la
poussière

The three simulations described in this paper are summarized in Table 3.1. They have a resolution of $5.625 \times 3.75^\circ$ in the horizontal, and 25 levels in the vertical, from the ground to ~ 100 km. The two first simulations use a modified Conrath profile to describe the vertical distribution of dust (as was the case in Forget et al. (1999)), and constant

radiative properties. The last simulation uses interactive dust profiles and varying radiative properties, based on a dust transport model which predicts the shape of the dust vertical profile and the size of the dust particles. Each of the three simulations is further described below.

3.4.1 “Ockert-Bell et al.” model (case 1 simulation)

The dust layer is characterized by the amount and spatial distribution of dust, as well as the radiative properties of the dust particles. The amount of dust in the atmosphere is indirectly given by its dust optical depth ^{*} :

Voir la partie 2.5 pour plus de détails.

$$d\tau_\lambda = \frac{3}{4} \frac{Q_{\text{ext}\lambda} q}{\rho_p r_{\text{eff}} g} dp, \quad (3.1)$$

where Q_{ext} is the dust extinction efficiency, q the mass mixing ratio, ρ_p the dust particle density (2500 kg m^{-3}), and r_{eff} the effective radius. In case 1 and case 2 simulations, we assume an homogeneous size and extinction efficiency of the dust particles. Consequently, the opacity in each layer is directly proportional to the amount of dust q and the pressure differential dp . Since dust is not carried explicitly by the model in these simulations, a modified Conrath vertical profile is assumed (Conrath, 1975; Forget et al., 1999), and the dust opacity differential obeys the relation :

$$d\tau_\lambda(p) \propto dp \exp \left\{ 0.007 \left[1 - \left(\frac{p_{\text{ref}}}{p} \right)^{70/z_{\text{max}}} \right] \right\}, \quad (3.2)$$

where $p < p_{\text{ref}}$, with p_{ref} the reference pressure (6.1 hPa). When the atmospheric pressure p is larger than p_{ref} , the dust opacity is assumed constant. The dust layer top altitude parameter z_{max} is given by an analytical function that fits the measurements of z_{max} achieved by Jaquin et al. (1986) (see section 2.1 of Montmessin et al. (2004) for further information). The variation of this function at the equator is represented in Fig. 3.8.c (black sinusoid). The variations in z_{max} are identical from one martian year to another, and cannot capture the interannual variability of the dust layer thickness. The opacity profile 3.2 is then linearly scaled so that the dust column opacity in the model matches the observed TES opacity at $9.3 \mu\text{m}$ (see Fig. 3.8.b and Smith (2004)). It is worth reminding that TES opacity is an absorption opacity, and it has to be converted to an extinction opacity, which is the opacity actually needed by the GCM. As discussed in details by Wolff and Clancy (2003) (see section 7.2.1 therein), this conversion can be done without large error using a factor of 1.3. Consequently, $\tau_{\text{GCM}}(9.3 \mu\text{m}) = \tau_{\text{TES}}(9.3 \mu\text{m}) \times 1.3$, and the GCM is constrained by the observed and untuned dust opacity. This is true for all the simulations presented in this paper.

Once the opacity in each layer is known, the model needs the dust single scattering parameters, which will be used by the radiative transfer scheme. The radiative transfer codes at solar wavelengths and outside the $15 \mu\text{m}$ CO_2 band are both based on the two streams algorithm of Toon et al. (1989). Their channels include two solar bands ($0.1\text{-}0.5 \mu\text{m}$ and $0.5\text{-}5 \mu\text{m}$), the silicate band ($5\text{-}11.5 \mu\text{m}$), and the rest of the IR domain ($20\text{-}200 \mu\text{m}$). The net exchange formulation (Dufresne et al., 2005) is used in the $15 \mu\text{m}$ CO_2 band ($11.5\text{-}20 \mu\text{m}$), where dust scattering is neglected. In this band, only absorption by

Sim.	Dust single scattering properties		Opacity profiles*
	Dataset	Computation method	
# 1	Single scattering parameters of Ockert-Bell et al. (1997) and Forget (1998)	Spatially constant Direct merging of the two datasets using $T_{0.67\mu m}/T_{9\mu m} = 2$	Analytical function Modified Conrath profile
# 2	Refractive index $m = n + ik$ of Wolff et al. (2006, 2009)	Spatially constant T-Matrix generated using m Gamma dist. **, $r_{\text{eff}}=1.5 \mu m$, $v_{\text{eff}}=0.3$	Analytical function Modified Conrath profile
# 3	Refractive index $m = n + ik$ of Wolff et al. (2006, 2009)	Space-varying properties based on predicted sizes Log-normal dist. **, variable r_{eff} , $v_{\text{eff}}=0.3$	Model predicted Two-moment scheme

* Opacity profiles are always linearly scaled to match the column dust opacity measured by TES.
** Randomly oriented oblate cylinder with an axial ratio of 1.

TAB. 3.1 – Main characteristics of the three GCM experiments.

dust is taken into account, and added to that of CO₂ by using $Q_{\text{abs}} = Q_{\text{ext}} (1 - \omega_0)$ (Forget et al., 1999).

Providing dust radiative properties covering the entire solar and thermal infrared spectral range for climate modeling required long-term efforts. Several datasets have been available since Mariner 9 in 1972. The first general circulation models including a comprehensive radiative transfer model (Pollack et al., 1990; Haberle et al., 1993, 1997, 1999; Hourdin et al., 1993, 1995; Wilson and Hamilton, 1996) used solar spectrum averaged single scattering properties derived from Viking lander studies by Pollack et al. (1979) at solar wavelength and from Mariner 9 IRIS observations by Toon et al. (1977). This dust was relatively “dark” (solar averaged single-scattering albedo and asymmetry parameter were 0.86 and 0.79, respectively) and yielded warm atmospheric temperatures.

After the late 1990s, and until now, a second generation of models (Forget et al., 1999; Hartogh et al., 2005; Takahashi et al., 2006) benefited from the improved dataset achieved by Ockert-Bell et al. (1997) in the solar range, and Forget (1998) in the infrared range. It is this dataset which is used in case 1 simulation, and referred to as the “Ockert-Bell et al.” dataset. Later measurements by Clancy and Lee (1991) have been used in GCMs as well (Forget et al., 1999; Richardson et al., 2002), but with caution due to the unusually low value of the asymmetry factor g .

Ockert-Bell et al. (1997) extended Viking Lander data corrected by Pollack et al. (1995) to all solar wavelengths (0.2 - 4.2 μm), by using different spectra of bright surfaces under low dust conditions, acquired by the Orbiting Astronomical Observatory in the UV (Wallace et al., 1972) and by Phobos-2 ISM and earth-based telescopes in the visible and near-infrared range (Mustard and Bell, 1994). The infrared dataset (5-50 μm) was built on the work by Toon et al. (1977), who fitted IRIS/Mariner 9 spectra by using a sample of clay called Montmorillonite 219b. This dataset was adapted for GCMs by Forget (1998), who removed the 20 μm absorptions of this mineral which are not observed on Mars.

These first properties thus merge information from different instruments looking at different locations and times in the solar and thermal domains. Consequently, the dust particle size distributions (which control the balance between dust absorption at solar wavelengths and emission in the infrared region) are different from one observation to another, and thus different for the two domains. Consequently, the ratio of the extinction efficiency (and thus opacity) in the visible to the one in the infrared (later called the “solar over infrared ratio”) is specified to correct for this bias and merge both datasets.

Here, we use $\tau_{\text{GCM}}(0.67 \mu\text{m}) / \tau_{\text{GCM}}(9.3 \mu\text{m}) = 2$ (Forget, 1998; Toigo and Richardson, 2000). The resulting dust radiative properties are assumed constant in space and time.

3.4.2 “Wolff et al.” model (case 2 simulation)

The second unified dataset comes from MGS (Mars Global Surveyor) and MRO (Mars Reconnaissance Orbiter) overflights of the MERs (Martian Exploration Rovers), which enabled the simultaneous observation of dust both from the surface and from space by instruments having similar spectral windows.

Wolff et al. (2006, 2009) combined the “best parts” of each dataset in order to effectively isolate the average scattering properties of the suspended dust particles. More specifically, using the total column optical depth and surface reflectance properties from

MER with the multiangle, multispectral MGS (TES) and MRO (CRISM) observations, they constructed a self-consistent retrieval algorithm which returned the single scattering albedo and associated refractive indices. At the same time, the combined analyses minimized the typical model uncertainties generally encountered in atmospheric remote sensing analyses, i.e., surface reflectance/emission properties, consistent aerosol scattering with respect to wavelength and particle size, etc. Ultimately, the MER-MGS analyses constrain the 7.5-30 μm region while that for MER-MRO cover 0.26-3 μm . Wolff et al. (2009) extend this latter coverage to 4 μm through the MEX-OMEGA observations of Määttänen et al. (2009) * .

Paragraphe écrit par
Mike Wolff.

The resulting single scattering parameters are given in Fig. 3.4 (black line), where they are compared to the “Ockert-Bell et al.” properties (grey line). The “Wolff et al.” properties correspond to a Gamma size distribution of effective radius $r_{\text{eff}} = 1.5 \mu\text{m}$ and variance $v_{\text{eff}} = 0.3$. The dust particles are assumed to be cylindrical with an axial ratio of 1 (Wolff et al., 2001).

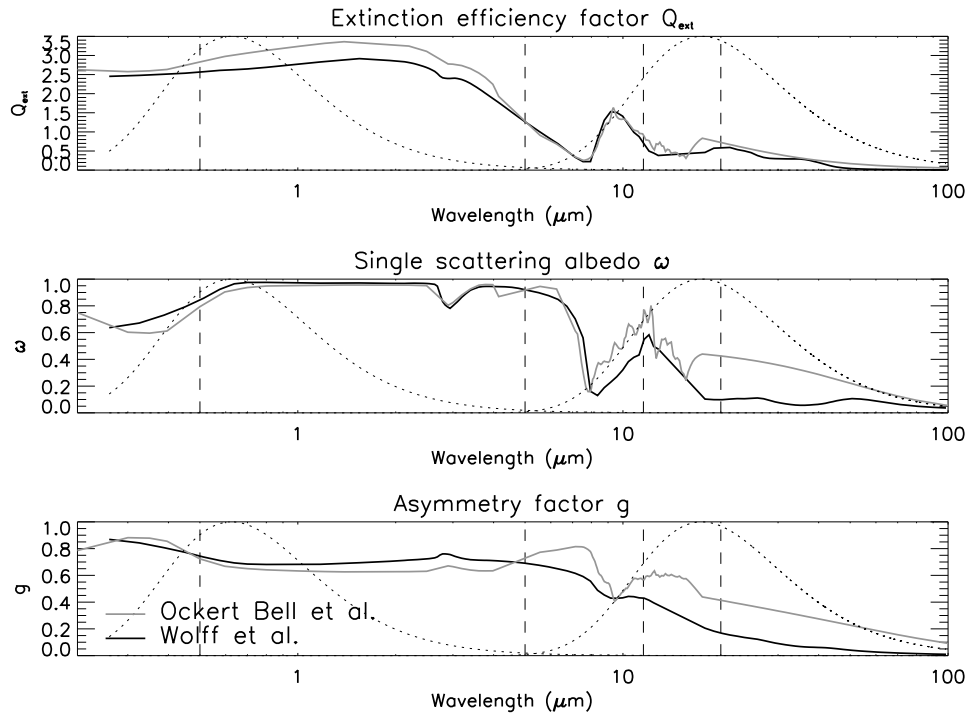


FIG. 3.4 – Dust single scattering parameters deduced by Ockert-Bell et al. (1997); Forget (1998) (grey line) and Wolff et al. (2006) (black line). From top to bottom : extinction efficiency factor Q_{ext} , single scattering albedo ω_0 and asymmetry parameter g . Dashed curves in the background represent the normalized blackbody emission spectra for temperatures of 5870K and 210K, respectively (area preserving representation). Vertical lines separate the 6 channels of the GCM radiative transfer scheme. X-axis is wavelength in micrometers.

Similarly to case 1 simulation, case 2 simulation is driven by the untuned TES dust opacity, and the radiative properties are assumed constant. The dust distribution again

follows a modified Conrath profile, and the dust layer top altitude is still given by an analytical function.

3.4.3 TES-normalized interactive dust model (case 3 simulation)

The last simulation is designed to realistically simulate the vertical distribution and size of the dust particles. This allows us to compute the true opacity in each layer (equation 3.1) and to take into account the size of the dust particles in the calculation of the single scattering parameters.

Dust transport scheme

An efficient way to predict the evolution of dust particles is to use a so-called two-moment scheme, used for example by Schulz et al. (1998) to model Saharan dust plumes. If we assume that in any atmospheric layer the size of the dust particles can be described by a lognormal distribution, then three parameters are sufficient to describe the dynamics of the whole particle population. Indeed, the number of particles in each size bin is given in this case by :

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

where $n(r) dr$ is the number of dust particles per kg in the size range $[r, r + dr]$, N the total number of particles per kg, and r_0 and σ_0 the mean and standard deviation of the distribution. The moments of the lognormal distribution are conveniently expressed by :

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

Consequently, the lognormal distribution is entirely described by N , r_0 and σ_0 . Furthermore, the mass mixing ratio q is directly related to r_0 by :

$$\begin{aligned} q &= \int_0^\infty \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_p n(r) dr \\ &= \frac{4}{3} \pi \rho_p M_3 \\ &= \frac{4}{3} \pi \rho_p N r_0^3 \exp \left(\frac{9}{2} \sigma_0^2 \right). \end{aligned} \quad (3.5)$$

Therefore, if we assume that the standard deviation σ_0 is constant, the distribution is fully described by the number of particles per kg N and the mass mixing ratio q . The evolution of the dust size distribution can thus be predicted by the GCM using only two tracers. This method is often called a two-moment scheme because N is equal to M_0 and q is directly related to M_3 . The effective radius of the dust population is then expressed as :

$$r_{\text{eff}} = \left(\frac{3}{4} \frac{q}{\pi \rho_p N} \right)^{1/3} (1 + v_{\text{eff}}). \quad (3.6)$$

32 Point sur

Le modèle de transport à deux moments

Consequently, dust is represented in the GCM by two tracers, which are injected in the atmosphere by specifying two spatially constant lifting rates $\partial_t q$ and $\partial_t N$. As reported by [Kahre et al. \(2008\)](#), a spatially and temporally constant lifting rate is sufficient to predict, at least to first order, the spatial distribution of dust particle sizes. The two tracers are advected by a Van Leer scheme I ([van Leer, 1977](#); [Hourdin and Armengaud, 1999](#)). Sedimentation depends on the size of the particles, and the lognormal distribution is discretized into 12 size bins where the sedimentation flux of each tracer is computed. The shape of the particles is accounted for by using the additional β factor in the second term of the Cunningham correction factor (see [Murphy et al., 1990](#)). Best results are obtained by setting β to 0.5, as reported by [Murphy et al. \(1990\)](#) when simulating the decay of the 1977A planet-encircling dust storm. The effective radius and variance of the lifted population are set to 3 μm and 0.5 respectively, so that the predicted r_{eff} in the lower levels of the GCM matches the observations of [Wolff et al. \(2006\)](#) (see Fig. 20 and 21 therein).

Online single scattering parameter calculation

The dust particle sizes predicted by the two-moment scheme (see equation 3.6) are used to compute, in the GCM, a single scattering parameter field that evolves in space and time. We therefore account for the change in scattering through the dust layer created by differential sedimentation of the dust particles.

To do so, the single scattering parameters for a set of dust particle sizes are computed offline and stored in a look-up table which is loaded by the GCM at the beginning of the simulation. This look-up table contains the single scattering parameters Q_{ext} , ω_0 and g for 50 populations of dust particles, which follow a lognormal distribution of small effective variance ($v_{\text{eff}} = 0.05$). This small variance is used to remove the ripples created by the interferences in the scattered field (see for example [Hansen and Travis, 1974](#), page 551), which otherwise prevent the accurate integration, in the GCM, of the single scattering properties, because of the relatively small number of particle sizes stored in the look-up table. The single scattering parameters are computed from the dust refractive index derived by [Wolff et al. \(2006, 2009\)](#) using the T-Matrix code of [Mishchenko et al. \(1996\)](#), and assuming cylindrical dust particles ($D/L=1$) ([Wolff et al., 2001](#)).

Then, the GCM uses this look-up table and the effective radius predicted by the dust transport scheme to compute in each grid box the integrated single scattering parameters. A 20-point Gauss-Legendre integration is employed, along with an interpolation grid that optimizes the computation time. A lognormal size distribution of effective variance $v_{\text{eff}} = 0.3$ is chosen, instead of the Gamma distribution used in case 2 simulation.

Scaling to the measured TES opacity

After calculating the dust sizes, single scattering properties and spatial distribution, the 3D opacity field can be accurately deduced. To do so, the predicted dust mass mixing ratio q (see equation 3.5), effective radius r_{eff} (see equation 3.6) and extinction efficiency factor $Q_{\text{ext}\lambda}$ (which depends on r_{eff}) are used to compute the opacity in each layer $d\tau_\lambda$ following equation 3.1. Then, each opacity profile is multiplied by a constant so that the dust column opacity matches the TES observations ([Smith, 2004](#)). Consequently, the dust transport model is “semi-interactive”, because it explicitly predicts the dust spatial

3.5. Results using a prescribed dust vertical distribution

distribution, but uses observations to scale each opacity profile employed in the radiative transfer calculations.

The resulting density-scaled opacity at $0.67 \mu\text{m}$ is represented in figure 3.5, along with the effective radius r_{eff} in contours (micrometers). The fields are averaged zonally and over the $L_s = 210\text{-}240^\circ$ period for MY25 (left) and 26 (right). The density-scaled opacity follows from equation 3.1 and the hydrostatic equilibrium, and can be written as :

$$-\frac{1}{\rho_a} \frac{d\tau_\lambda}{dz} = g \frac{d\tau_\lambda}{dp} = \frac{3}{4} \frac{Q_{\text{ext}\lambda} q}{\rho_p r_{\text{eff}}}, \quad (3.7)$$

where ρ_a is the atmospheric density in kg m^{-3} . The 2001 global dust storm is clearly visible in the left panel, where dust particles of $1.6 \mu\text{m}$ in size are found near the equator, at an altitude of around 20 km. The density-scaled opacity reflects the dynamics of the solstitial Hadley cell, with dust-raising and transport occurring over the southern mid-latitudes.

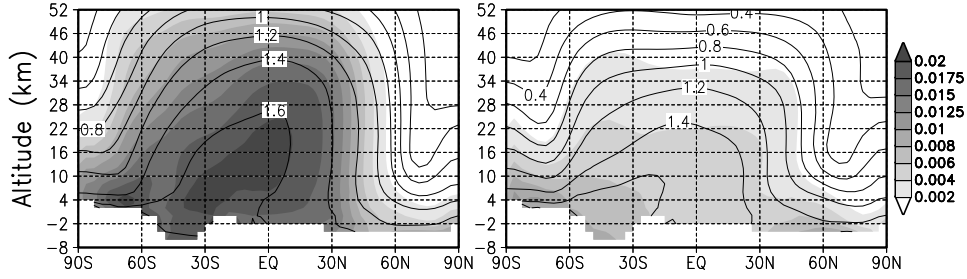


FIG. 3.5 – Density scaled opacity $g d\tau/dp$ (shaded colors) at $0.67 \mu\text{m}$ and dust effective radius r_{eff} (contours, in μm) averaged zonally and over the $L_s = 210\text{-}240^\circ$ period for MY25 (left) and MY26 (right). Altitude is given in km above areoid.

Dust particle sizes are larger for MY25 than for MY26 because the TES opacity increases, warms the GCM atmosphere, and feeds back on the Hadley cell intensity. Consequently, the “semi-interactive” method allows us to capture the main characteristics of the dust layer, without losing control of its total opacity.

3.5 Results using a prescribed dust vertical distribution

In this section, we analyze the temperature biases found in the GCM simulations when the dust distribution is prescribed and the radiative properties are spatially and temporally constant (case 1 and 2 simulations). The analysis will be based on Fig. 3.6, 3.7 and 3.8.

Figures 3.6 and 3.7 illustrate the zonal and diurnal mean temperature difference between the GCM simulations and the TES measurements ($\Delta T = T_{\text{GCM}} - T_{\text{TES}}$) for MY25 and 26, respectively. The results are averaged over 30° of L_s periods. A positive ΔT reflects a warm bias in the GCM simulation. We only focus on the $\pm 50^\circ$ latitude band, because the temperature biases in the polar regions are hard to interpret without accounting for the radiative effects of water ice clouds. Four seasons are represented : one near the aphelion, and three during the dusty perihelion period. The TES diurnal mean temperatures

to which the GCM temperatures are compared are given for reference on the left side of the figure. Figure 3.8 provides the 2 PM equatorial temperature at the 0.5 hPa level (panel a), along with the dust opacity at $9.3 \mu\text{m}$ observed by TES (panel b), the dust layer top altitude (panel c), the effective radius of the dust particles at the 0.5 hPa pressure level (panel d), and the water-ice cloud opacity at $12.1 \mu\text{m}$ measured by TES (panel e).

The differences in temperature seen in these figures can come from unresolved dynamical and physical processes, as well as errors in the prediction of the distribution and radiative effect of aerosols.

3.5.1 “Ockert-Bell et al.” model

The first simulation uses the dust radiative properties derived by Ockert-Bell et al. (1997) and adapted for the GCM by Forget (1998). It is worth reminding that these radiative properties are spatially and temporally constant. The temperature differences between this first GCM simulation and the TES dataset for MY25 and 26 are summarized in the second column of Figure 3.6 and 3.7. During the cloud season (second panel on the first line of Fig. 3.6 and 3.7), there is a cold bias in the GCM located above the 0.5 hPa level. It is now well established that this cold bias results from the absence of radiatively active clouds in the GCM (Wilson et al., 2007; Wilson et al., 2008). Apart from the cold bias due to water-ice clouds, the GCM overestimates temperature by about 10 K, especially during the perihelion season (see the three last lines in Fig. 3.6 and 3.7). This is also clearly seen in Fig. 3.8.a, where the temperature at the 0.5 hPa level of the case 1 simulation (blue line) is always greater than the observed TES temperature (black crosses). The only exception is the cloud season (see Fig. 3.8.a around $L_s = 90^\circ$), where the cold bias resulting from the absence of radiatively active clouds in the GCM is compensated by the overall warm bias.

As we mentioned in the introduction, our knowledge of dust radiative properties has increased in the last decades, and it became apparent that the dust single scattering albedo $\omega_0 = 0.89$ (solar irradiance-weighted average) retrieved by Ockert-Bell et al. (1997) was lower than the values found by Clancy and Lee (1991); Clancy et al. (2003) and more recently by Vincendon et al. (2007); Määttä et al. (2009); Wolff et al. (2009), which are nearly equal to 0.94. Consequently, it has been expected that the low value of ω_0 will result in overestimated temperatures in climate models (Wolff et al., 2009). This would explain why there is a general warm bias in case 1 simulation. In the next section, the radiative properties of dust are updated to test this hypothesis.

3.5.2 Effect of the new “Wolff et al.” radiative properties

The radiative properties are now updated to the most recent dataset derived by Wolff et al. (2009), and the resulting single scattering parameters are shown in Fig. 3.4. The main difference between the “Ockert-Bell et al.” (grey line) and the “Wolff et al.” (black line) properties lies near the peak of the solar emission spectrum, where the single scattering albedo retrieved by Wolff et al. (2009) is higher than the one measured by Ockert-Bell et al. (1997). It means that the absorption by dust was probably overestimated in case 1 simulation. The two ω_0 at $0.67 \mu\text{m}$ differ by about 4% (0.970 for case 2 and 0.929 for case 1

3.5. Results using a prescribed dust vertical distribution

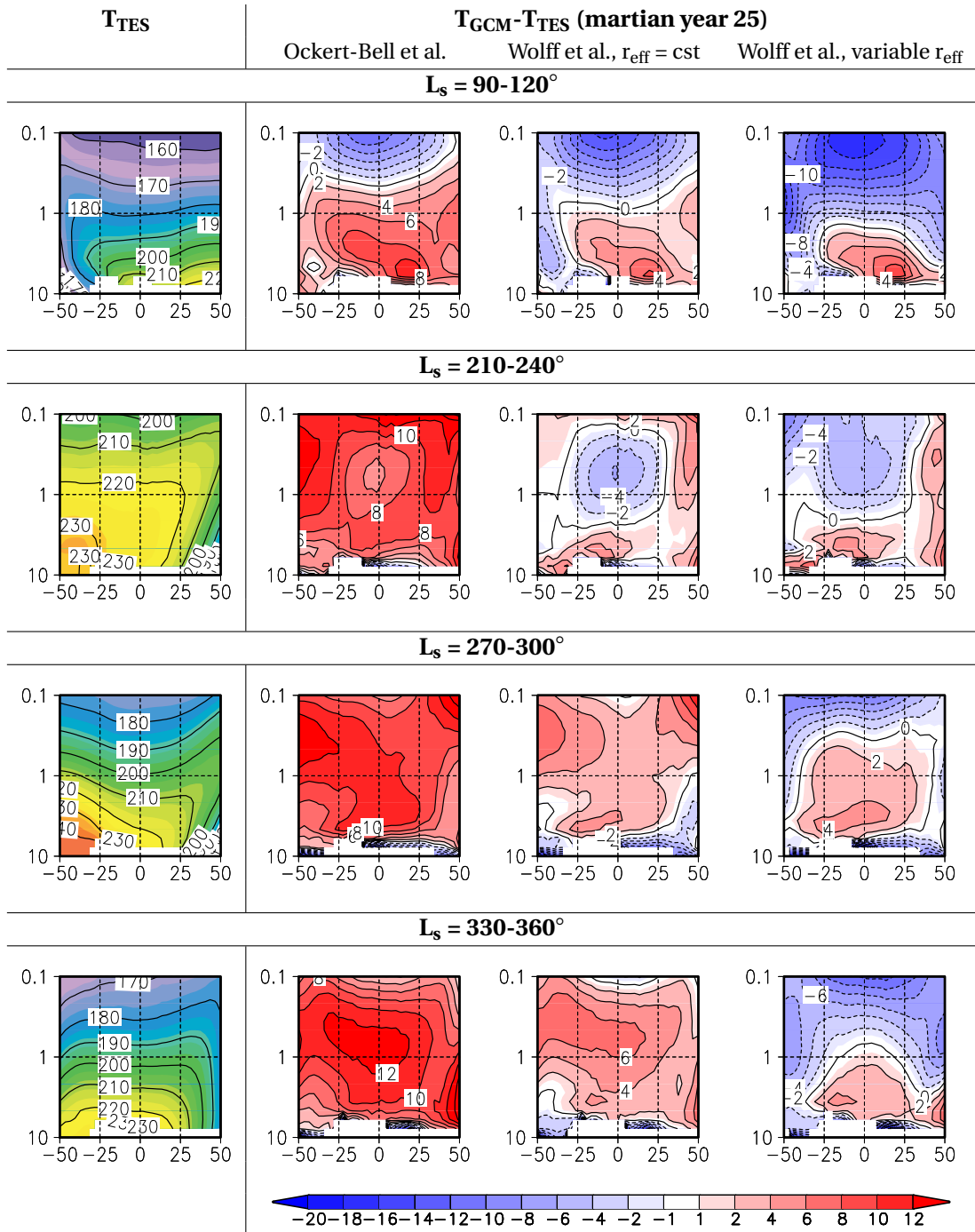


FIG. 3.6 – **1st column** : Zonally and time averaged (over 30° of L_s) temperature fields as measured by TES (Smith, 2002) for martian year 25. Contour interval is 10 K. **2nd, 3rd and 4th column** : Temperature difference between the LMD/GCM and TES averaged over the same time period and for the three reference simulations described in section 3.4. Contour interval is 2 K. Y-axis is pressure in hPa.

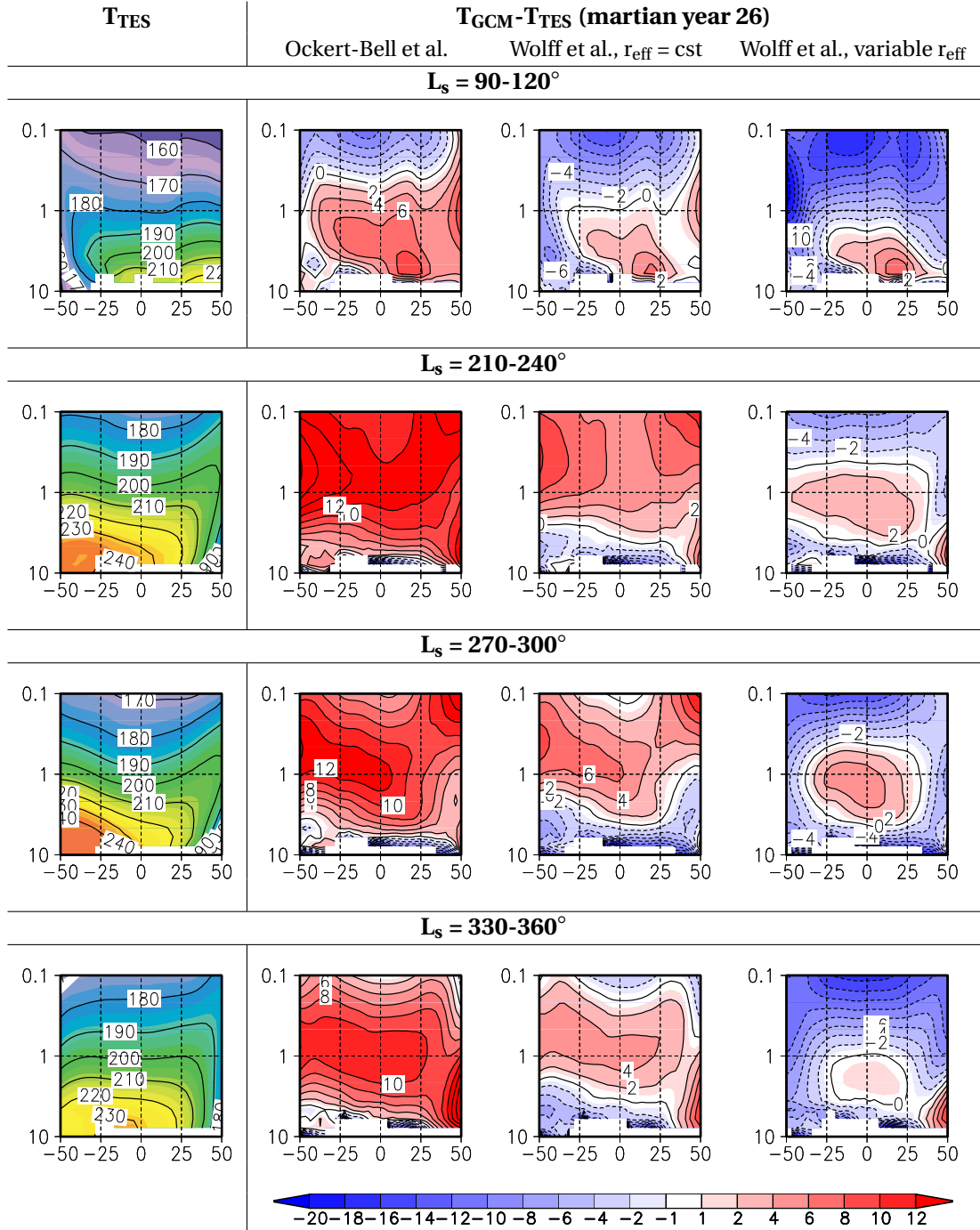


FIG. 3.7 – Same as Fig. 3.6 but for martian year 26.

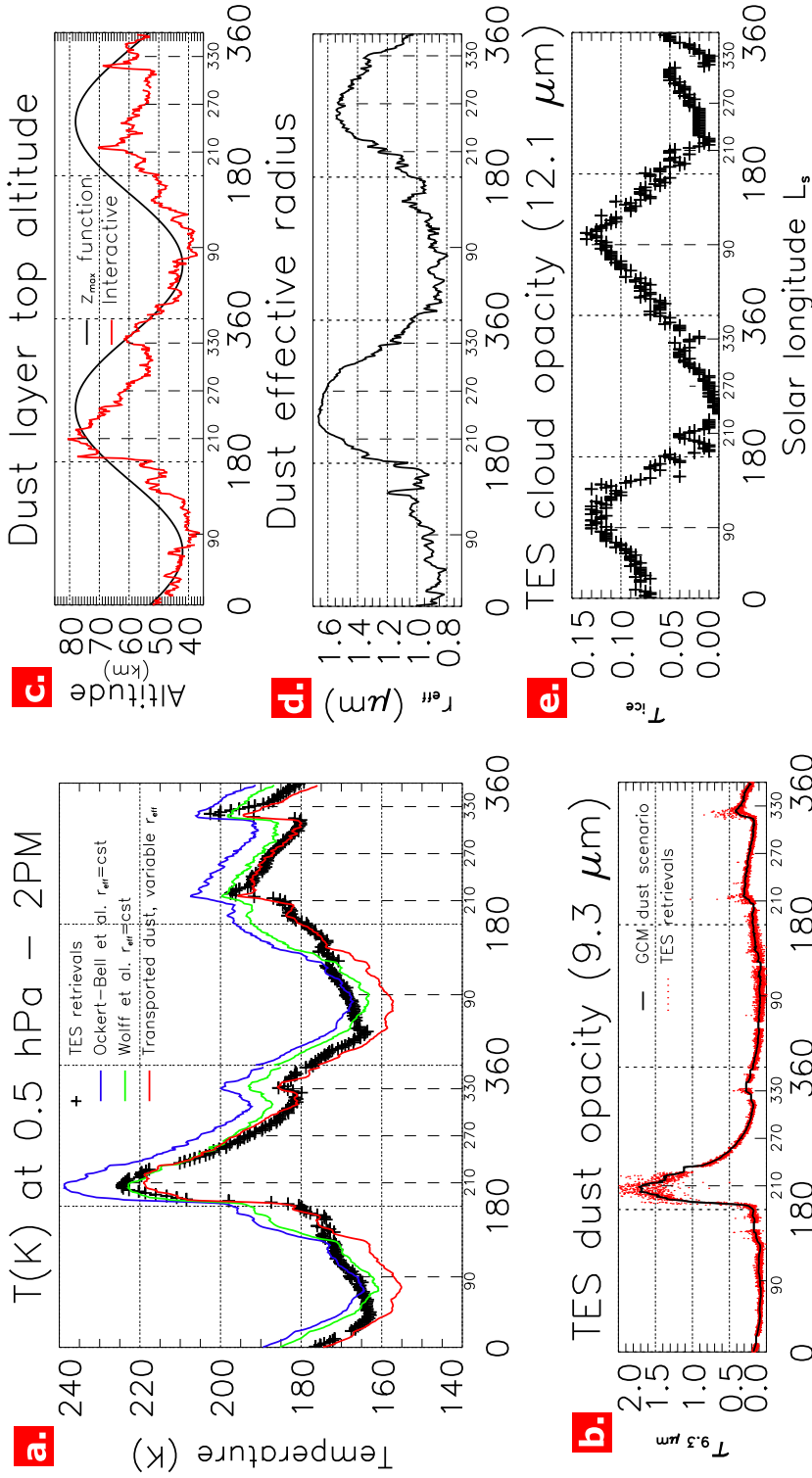


FIG. 3.8 – (a) Zonally averaged equatorial temperature at 2 PM for the 0.5 hPa pressure level from TES climatology (crosses, Smith, 2004, martian year 25 and 26), and as predicted by the LMD/GCM for three different cases : a simulation using the Ockert-Bell radiative properties (blue curve), another simulation using the Wolff et al. properties (green curve) and a last simulation that uses a semi-interactive dust model (red curve). Vertical dashed lines indicate the four different seasons that are further depicted in Fig. 3.6 and Fig. 3.7. (b) Dust opacity at $9.3 \mu\text{m}$ used to guide the model (in black), compared to the raw TES dataset at 2 PM (red points). (c) Analytical Z_{max} function used for simulation 1 and 2 (black line), compared to the dust layer top altitude actually predicted by the model in simulation 3 (red line). (d) Dust effective radius predicted by the GCM at the 0.5 hPa level for case 3 simulation. (e) Cloud opacity at $12.1 \mu\text{m}$ measured by TES (Smith, 2004). All the variables are zonally averaged and taken at the equator.

simulation), which corresponds to significant changes in the predicted heating rates, as mentioned in the introduction.

The expected cooling effect of the new dust properties is apparent during the dust season in Fig. 3.6 and 3.7 (lines 2 to 4, third column). The warm bias is reduced by 6-8 K, but the model still overestimates temperature, especially near the 1 hPa level. Consequently, using a brighter dust improves the results, but significant differences remain.

The periods of largest temperature anomalies can be identified in Fig. 3.8.a, where the temperature at the 0.5 hPa level is represented in green. The model fails in reproducing the temperature variability before and after the peak of the dust storm (right before $L_s = 180^\circ$ and at $L_s = 330^\circ$) for MY25, and at $L_s = 180^\circ$ for MY26, at seasons when the cloud opacity is relatively low (see Fig. 3.8.e). These differences cannot be attributed to the dust opacity scenario (see Fig. 3.8.b), which presents the same behaviour as the measured temperature. For example, before the peak of the 2001 dust storm, at $L_s = 180^\circ$, the observed rise in temperature is sudden, as is the case in the dust opacity scenario. Why does the GCM fail in reproducing these sudden temperature increases?

These biases have also been reported by Wilson et al. (2008), who observed a temperature anomaly of 2 to 4 K for MY24 and 26, and a less pronounced bias for MY25. They attributed these departures from the observed temperatures to variations in the dust depth and particle sizes which were not represented in their control simulation, which is also our case. If this hypothesis is correct, we can expect case 3 simulation to return better results.

Finally, a cold bias of around 4 K is found near the 1 hPa level in the peak of the 2001 dust storm (see Fig. 3.6, line 2, third column). There are many possible explanations for this cold bias. The dust layer top altitude might be larger than the specified z_{\max} (see section 3.4.1), and the size of the dust particles, larger than the one used to compute the spatially constant dust radiative properties ($r_{\text{eff}} = 1.5 \mu\text{m}$). Dust transport experiments performed by Kahre et al. (2008) have also revealed the formation of an enriched dust layer during storm periods at an altitude that corresponds to our cold bias. The modified Conrath profile (see equation 3.2) is in this case not well suited to reproduce this local maximum in dust content.

These results motivated the development of case 3 simulation, where the dust vertical distribution and particle size are predicted by the model and taken into account in the radiative calculations. The results of this simulation are analyzed in the next section.

3.6 Results of the semi-interactive dust model

3.6.1 Role of the dust depth and particle size

In this last simulation, the dust spatial distribution and radiative properties are varying based on the predictions of the semi-interactive dust model. The results are presented in the last columns of Fig. 3.6 and 3.7. Below 1 hPa, the temperatures predicted by case 2 and case 3 simulations are similar. Indeed, the size distribution of the lifted population is chosen so that the effective radius of the particles in the lower atmosphere is consistent with the measurements of Wolff et al. (2006). We use the same dust refractive index, and the dust layer is often well represented by a modified Conrath profile at these

altitudes. Consequently, we can expect the two simulations to give similar results in the lower atmosphere.

However, a general cooling is observed near and above the 1 hPa pressure level. During the aphelion season ($L_s = 90-120^\circ$, first line of Fig. 3.6 and 3.7), the cold bias due to the absence of radiatively active clouds in the model is more pronounced. During the perihelion season, the warm biases that were present in case 2 simulation almost disappear. Near the 1 hPa pressure level, the warm bias is acceptable and reduced to ~ 2 K. The details of the temperature variations at the 0.5 hPa level are represented in Fig. 3.8.a. A much better agreement is seen between the model temperature and the observations, and the only discrepancy occurs during the aphelion season, when the cloud opacity at $12.1 \mu\text{m}$ is higher than ~ 0.07 (see panel e of Fig. 3.8). This temperature difference during the aphelion season is expected, because the radiative effect of clouds is neglected in our simulations. Since the rest of the model temperature curve fits the observation, an assessment of the radiative heating of clouds can be made, and is found to reach 10 K.

As described in section 3.5.2, case 2 simulation tends to overestimate temperature, especially before and after the global dust storm of MY25, and near $L_s = 180^\circ$ for MY26 (panel a of Fig. 3.8, green curve). In case 3 simulation, these departures from the observations are corrected (see the red curve in Fig. 3.8.a). The sudden rise in temperature before the global dust storm of MY25, as well as the decrease in temperature during the decay of the storm, are well reproduced. Similarly, the model temperature now follows the observations near $L_s = 180^\circ$ for MY26. These improvements are mainly due to the better assessment of the dust layer top altitude, which is illustrated in panel c of Fig. 3.8 (red line), and compared to the z_{max} parameter used in case 1 and 2 simulations (black line). It is seen that the previously prescribed z_{max} can be larger than the simulated dust depth by as much as 20 km, especially when warm biases were observed. The same can be said of the simulated size of the dust particles (panel d of Fig. 3.8), which is most of the time lower than the values used to compute the spatially constant single scattering parameters of case 1 and 2 simulations.

Consequently, the model was overestimating the amount and size of the dust particles at high altitudes in case 1 and 2 simulations, thereby absorbing too much solar radiation and overestimating the heating rates. This result is consistent with the early expectations of Wilson et al. (2008), and with the preliminary radiative experiments performed by Kahre et al. (2008) (see section 6.5 therein). Supplementary simulations show that the temperature improvements in case 3 simulation are mostly due to the right assessment of the dust depth, rather than to the changes in radiative properties due to dust particle sizes. Indeed, if the size of the dust particles is kept constant at a value of $1.5 \mu\text{m}$ for the radiative transfer calculations of case 3 simulation, the temperatures are only modified by about ± 1 K compared to the complete simulation. The impact of varying dust particle sizes on the temperatures is thus secondary compared to that of dust vertical profile. It does not mean that the effect of dust particle size is negligible, as we will see in the next section.

3.6.2 Remaining temperature biases

Despite the overall improvement provided by the semi-interactive dust model, a cold bias is seen near the 0.1 hPa pressure level, even outside the cloud season (last column of Fig. 3.6 and 3.7). This cold bias is less pronounced during the peak of the 2001 global dust storm (last column and second row of Fig. 3.6), where it is close to -4 K. It is also relatively weak during MY26 for the $L_s = 210\text{-}240^\circ$ period. Interestingly, these two periods correspond to the lowest cloud opacities (see Fig. 3.8.e). The rest of the perihelion season is characterized by a cold bias that can exceed -10 K. Such bias has also been noticed in simulations performed by Basu et al. (2004), using the GFDL Mars GCM.

We see two possible explanations for this cold bias. The first one is an underestimation of the amount of dust at these altitudes. This would suggest that the dynamics of the dust layer is not well captured by the unimodal size distribution employed in our dust transport scheme. A bimodal size distribution of martian dust particles has been suggested in the past, for example by Montmessin et al. (2002), who proposed the existence of a population of submicron particles to explain an observation of the Viking Orbiter camera. Another population of submicron particles would reach higher altitudes in the model, and warm the layers where a cold bias is present. The second hypothesis is the presence of fine water-ice clouds. Indeed, the cold bias, as we mentioned, seems to vary as a function of cloud opacity. For example, the cold bias is weaker for the $L_s = 210\text{-}240^\circ$ period of MY26 than for the $L_s = 330\text{-}360^\circ$ period, during which the aphelion cloud belt starts to form (see the second and fourth line in Fig. 3.7). Consequently, analyzing the radiative effect of water-ice clouds is the next necessary step to better understand the origin of this cold bias.

Interestingly, the cold bias observed during the 2001 dust storm near the 1 hPa level in case 2 simulation is unchanged, despite the prediction by the model of a high dust opacity layer at this altitude (see the left panel in Fig. 3.5). This suggests that it is not the dust vertical profile but rather the predicted particle size that is not well reproduced by the model under storm conditions.

Finally, a cold bias also occurs during rapid dust opacity increases. It can be seen in Fig. 3.8.a, during the peak of the 2001 dust storm ($L_s = 210^\circ$) and also during the two regional dust storm of MY26 ($L_s = 220^\circ$ and $L_s = 320^\circ$). During these short periods, TES temperature increases suddenly, and the GCM does not reproduce this behaviour. The dust transport model might fail in raising the right amount of dust at these altitudes, or, as mentioned above, the model might underestimate the size of the dust particles inside the storm. Another possibility is the underestimation of dust opacity during these storm events. As we can see in Fig. 3.8.b, there is a dispersal of the TES opacity values (red dots) during the three periods mentioned above. This variability is smoothed out in the dust opacity scenario of the GCM (black line), and this might also explain why the resulting temperatures are lower than observed.

3.7 Conclusion

It has been difficult in the last decade to predict, in the LMD/GCM, a realistic temperature while using at the same time the observed dust opacity values. Indeed, the model

tended to overestimate temperature if the dust opacity used to drive the model was not properly tuned. In this paper, we identify the origin of this disagreement by using the most recent dust radiative properties, and we refine our analysis in an attempt to be the closest to the observed TES temperatures. The main results can be summarized as follows :

- The use of the most recent dust radiative properties (Wolff et al., 2006, 2009) allows a good prediction of the atmospheric temperatures, while being at the same time consistent with the opacity values measured by TES. The temperature overestimation in previous versions of the GCM was the result of dust being too dark in the Ockert-Bell et al. (1997) dataset. Indeed, the dust single scattering albedo at $0.67 \mu\text{m}$ retrieved by Wolff et al. (2009) is higher by 4% than the value measured by Ockert-Bell et al. (1997) (see Fig. 3.4, second panel). As illustrated in Fig. 3.8.a, the 2 PM temperatures at the 0.5 hPa level are clearly overestimated when using the “Ockert-Bell et al.” radiative properties (blue line), whereas a good agreement is achieved by using the “Wolff et al.” properties (green line). However, significant warm biases remain near and above the 1 hPa level, especially before and after dust storm events.
- Using a dust transport scheme to account for the spatial distribution and size of the dust particles in radiative transfer calculations removes the above mentioned warm biases (red line in Fig. 3.8.a). We show that the dust layer top altitude prescribed in the previous versions of the model was often too high, resulting in too much absorption of solar radiation by dust in the middle atmosphere. This finding is consistent with the early expectations of Wilson et al. (2008), and underlines the importance of accurately assessing the dust layer depth in Mars climate models.
- In all simulations, a cold bias is persistent near the 0.1 hPa pressure level. The relatively warm temperatures seen in the TES dataset might be due to radiatively active water-ice clouds, and/or to a population of small dust particles present at high altitude. It would suggest the existence of a bimodal size distribution, instead of the unimodal size distribution assumed in our dust transport model. A cold bias is also noticed near the 1 hPa level during the peak of the 2001 dust storm, suggesting that the dust particle sizes are larger in reality than in the model.

Adding radiatively active water-ice clouds will clarify the origin of the remaining differences between the LMD/GCM and the TES temperatures, and will allow us to extend the present analysis to the polar regions. This work is currently underway and will be the subject of a future article.

Next steps include the building of new dust opacity scenarios, the modeling of recent martian years, and the study of the Mars Climate Sounder observations, which already revealed many fascinating processes (McCleese et al., 2008; Kleinböhl et al., 2009; Heavens et al., 2010).

Chapitre 4

Mesure des propriétés des nuages de glace d'eau tropicaux avec OMEGA

Sommaire

4.1 Préface	62
4.2 Abstract	62
4.3 Introduction	63
4.4 The OMEGA near-infrared imaging spectrometer	64
4.4.1 Spacecraft orbit	64
4.4.2 Instrument characteristics	65
4.4.3 Observing period	65
4.4.4 Measured physical quantity	65
4.5 Inversion method	65
4.5.1 Selection of the cloud spectrum	67
4.5.2 Corresponding cloud-free spectrum	70
4.5.3 Dust and thermal contributions	70
4.5.4 Retrieval algorithm	72
4.6 Retrieval uncertainties	74
4.6.1 Instrumental error (ϵ)	74
4.6.2 Forward model parameters (\mathbf{b})	75
4.6.3 Retrieval method parameters	79
4.6.4 Overall uncertainty	80
4.7 Results	80
4.7.1 Regional cloud cover mapping	81
4.7.2 Retrieved cloud properties	88
4.8 Interpretation	93
4.8.1 Cloud cover evolution	94
4.8.2 Cloud microphysical properties	95
4.9 Conclusions	96

4.1 Préface

Dans le chapitre 3, les améliorations apportées par une modélisation plus complète de l'effet radiatif des poussières ont été décrites, et nous avons également souligné la différence entre les températures du modèle et celles observées pendant les saisons de formation des nuages de glace d'eau. La prochaine étape consiste donc à modéliser également les effets radiatifs de ces derniers. Pour cela, il convient de prévoir avec exactitude l'opacité des nuages, leur distribution spatiale, et enfin la taille des cristaux qui les constituent.

Ces grandeurs ont été déjà mesurées, grâce notamment à la sonde Mars Global Surveyor. Cependant, l'orbite héliosynchrone de ce satellite impose des observations à heures fixes, côté jour et côté nuit, ce qui est également le cas de Mars Reconnaissance Orbiter. Les propriétés des nuages, dont la mesure est possible le jour, ne sont donc connues principalement que pour un moment de la journée, entre 2 et 3 heures de l'après-midi. La connaissance de l'évolution diurne des nuages est donc assez méconnue, et pourtant essentielle pour mieux comprendre leur formation, et contraindre les modèles climatiques.

Le satellite Mars Express possède une orbite très différente, qui permet l'observation à heures variables de la planète. De plus, le spectromètre imageur OMEGA, en couvrant l'intervalle de longueurs d'onde $0.35\text{-}5.1\ \mu\text{m}$, offre une opportunité unique de cartographier et mesurer les propriétés des nuages, grâce aux bandes d'absorption de la glace d'eau. Nous avons donc, grâce à cet instrument, établi une cartographie des nuages pour des heures locales variables, et identifié les principaux types de nuages en fonction de l'heure locale. Ensuite, une méthode d'inversion de la taille des cristaux de glace d'eau et de l'opacité visible des nuages a été développée. Cette méthode permet non seulement d'imager mais également de mesurer précisément les propriétés physiques des nuages observés, et ce à des heures locales variées.

Voir la carte 1.2, à 10°S-110°W. Cette méthode est appliquée à l'étude des nuages de glace d'eau de la région de Tharsis*, nuages dont l'effet radiatif sera ensuite simulé avec le GCM dans le chapitre 5. Les résultats présentés ici ont été soumis pour publication sous le titre *Aphelion water-ice cloud mapping and property retrieval using the OMEGA/MEx imaging spectrometer* (J.-B. Madeleine, F. Forget, A. Spiga, M. Wolff, F. Montmessin, M. Vincendon, D. Jouglet, B. Gondet, J.-P. Bibring, Y. Langevin et B. Schmitt).

4.2 Abstract

Mapping of the aphelion clouds over the Tharsis plateau and retrieval of their particle size and visible opacity are made possible by the OMEGA imaging spectrometer aboard Mars Express. Observations cover the period from MY26 $L_s = 330^\circ$ to MY29 $L_s = 180^\circ$ and are acquired at various local times, ranging from 8 AM to 6 PM. Cloud index maps, constructed using the $3.1\ \mu\text{m}$ ice absorption band, reveal the seasonal and diurnal evolution of aphelion clouds. Four distinct types of clouds are identified : *morning hazes*, *topographically controlled hazes*, *cumulus clouds* and *thick hazes*. The location and time of occurrence of these clouds are analyzed and their respective formation process is discussed. An inverse method for retrieving cloud particle size and opacity is then developed

and applied to *thick hazes*. The relative error of these measurements is less than 30% for cloud particle size and 20% for opacity. Two groups of particles can be distinguished. The first group is found over flat plains and is composed of relatively small particles, ranging in size from 2 to 3.5 μm . The second group is characterized by particle sizes of $\sim 5 \mu\text{m}$ which appear to be quite constant over L_s and local time. It is found west of Ascreaeus and Pavonis Mons, and near Lunae Planum. These regions are preferentially exposed to anabatic winds, which may control the formation of these particles and explain their distinct properties. The water ice column is equal to 2.9 pr. μm on average, and can reach 5.2 pr. μm in the thickest clouds of Tharsis.

4.3 Introduction

"I have often noticed occasional changes of partial bright belts (...) and also once a darkish one, in a pretty high latitude (...). And these alterations we can hardly ascribe to any other cause than the variable disposition of clouds and vapours floating in the atmosphere of that planet" (Herschel, 1784). More than two centuries after the pioneering observations of William Herschel, the flotilla of satellites orbiting the red planet provides an unique opportunity to discover their detailed properties and better understand their formation process.

Characterizing the morphology and microphysical properties of martian clouds is key to understand many processes at various scales. First, clouds play a major role in the water cycle by modulating the flux of water vapor from one hemisphere to the other (Clancy et al., 1996; Richardson et al., 2002). Therefore, a good knowledge of their properties is necessary to accurately predict the water cycle in global climate models (Montmessin et al., 2004). Second, cloud properties are sensitive meteorological indicators. They reflect the dynamical, temperature, humidity and aerosol conditions of the air parcel in which they formed. Then, clouds absorb and scatter the solar and infrared radiation, thereby impacting on the atmospheric temperature and dynamics (Haberle et al., 1999; Colaprete and Toon, 2000; Hinson and Wilson, 2004; Wilson et al., 2008). Finally, the cloud properties reflect their detailed microphysics, and give an opportunity to investigate the processes of nucleation and crystal growth in a different environment than the Earth (Michelangeli et al., 1993; Colaprete et al., 1999; Määttänen et al., 2005; Iraci et al., 2010).

Changes in cloud properties occur both on a seasonal and diurnal basis. The diurnal changes are amplified by the large diurnal temperature variations of Mars, and cloud properties can be expected to vary drastically over the course of a day. This is particularly true for aphelion clouds which are the focus of this paper. Seasonal variations of aphelion clouds are now well-known, but the same cannot be said for diurnal variations. Apart from the early analyses by Curran et al. (1973) (revisited by Zasova et al. (2001)) and Petrova et al. (1996), the most complete study of cloud properties to date was made by Clancy et al. (2003) and Wolff and Clancy (2003), who used the Thermal Emission Spectrometer of Mars Global Surveyor (TES/MGS) to constrain the particle size and opacity of clouds for hundreds of Emission Phase Functions (EPFs). This dataset has good spatial and seasonal coverage, but is limited in local time, since the sun-synchronous orbit of MGS only permits retrievals at 2 PM (2 AM observations are difficult to handle because of the reduced surface-atmosphere thermal contrast). Tamppari et al. (2003) focused on the

33 Point sur

Les nuages de glace
d'eau

diurnal evolution of cloud coverage using the Viking Infrared Thermal Mapper (IRTM), but did not have the possibility to retrieve cloud particle size and opacity. Another attempt has been made by [Glenar et al. \(2003\)](#), who looked at the martian clouds at Kitt Peak Observatory over three nights, allowing to follow the evolution of aphelion clouds over 6 martian hours at $L_s=130^\circ$. Unfortunately, this method was not able to measure particle sizes greater than $4 \mu\text{m}$.

The OMEGA (Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité) imaging spectrometer of Mars Express gives the opportunity to bridge these gaps. Firstly, the Mars Express orbit allows to retrieve cloud properties at various local times, ranging from 8 AM to 6 PM. Secondly, the spectral range includes the 1.5, 2, and $3.1 \mu\text{m}$ absorption bands of water ice, giving sufficient spectral information to measure cloud particle sizes greater than $4 \mu\text{m}$.

This paper is thus an attempt to refine our knowledge of the diurnal evolution of aphelion clouds. To do so, regional cloud index maps are constructed and a method to retrieve cloud particle size and opacity is developed. The following questions are then addressed :

1. What are the conditions under which cloud particle size and opacity can be retrieved using the nadir observations from OMEGA ?
2. What are the errors on the retrieved properties ?
3. What is the diurnal variation in cloud morphology and concentration ?
4. How do the corresponding particle sizes and optical thicknesses evolve ?

To answer these questions, we focus on the area of Tharsis where cloud occurrence is the largest. This corresponds to the quadrant formed by the coordinates 30°S - 127°W / 42°N - 55°W (see for example Fig. 6b of [Benson et al. \(2003\)](#)). After describing the OMEGA instrument (section 4.4), we present how cloud microphysical properties can be retrieved and discuss the limits and uncertainties of the method (sections 4.5 and 4.6). Regional cloud index maps are analyzed from Martian Year (MY) 27 to MY29, and the seasonal and diurnal changes in cloud cover and morphology are discussed (section 4.7.1). Then, a set of cloud observations is selected for measurements of microphysical properties (section 4.7.2). All the results are finally discussed in the light of our present knowledge of cloud microphysics and martian global climate (section 4.8).

4.4 The OMEGA near-infrared imaging spectrometer

4.4.1 Spacecraft orbit

The orbit of Mars Express was chosen to provide good observing conditions both during daytime (optical systems) and nighttime (radar sounding). The orbit pericenter moves over the planet, at an altitude of around 300 km, covering regions at various local times. The orbit is nearly polar, having an inclination of $\sim 86.6^\circ$ ([Hechler and Yanez, 2003](#)). It was in 11 :3 resonance (i.e. the spacecraft returns to the same latitude after 11 orbits and 3 sols, with a slight change in longitude) until the end of 2007, when it switched to a 15 :8 resonance. In our study, only nadir observations are considered, and corres-

pond to the parts of the orbit where altitude is lower than 4500 km (see [Langevin et al. \(2007\)](#) and Fig. 2 therein).

4.4.2 Instrument characteristics

34 *Point sur*
L'instrument OMEGA

OMEGA is an imaging spectrometer that provides spectral image cubes (x, λ, y) of the atmosphere and the surface. Wavelength ranges from 0.35 to 5.1 μm , using three different channels and a total of 352 spectels. These three channels are called "visible" (0.35-1.05 μm), "C" (1-2.77 μm) and "L" (2.65-5.1 μm).

Visible channel is built in a pushbroom configuration, whereas C and L sensors operate in a whiskbroom mode. As we said earlier, the altitude of the spacecraft ranges from 300 to 4500 km when the planet is observed in nadir viewing mode. Consequently, the swath width is changed to 16, 32, 64 or 128 pixels, in order of increasing altitude. The instantaneous field of view (IFOV) is equal to 1.2 mrad, resulting in a spatial resolution of ~ 0.35 -5.4 km. The swath width thus ranges from ~ 5 km to ~ 600 km, giving access to cloud regional distribution as well as local morphological details.

Spectral resolution $\lambda/2\Delta\lambda$ ranges from 50 to 100, corresponding to a $\Delta\lambda$ of ~ 0.013 -0.02 μm . The signal over noise ratio (S/N) is at least equal to 100 over the entire spectrum ([Bibring et al., 2004a](#)). Further technical details on the instrument are given in the uncertainty study (section 4.6).

4.4.3 Observing period

The observations used in this paper cover the period from January 2004 to the end of December 2008. Following the chronology of [Clancy et al. \(2000\)](#) (with the first martian year beginning on April 11, 1955), this approximately corresponds to the end of MY26 ($L_s=330^\circ$) and to the middle of MY29 ($L_s=180^\circ$). Consequently, three aphelion seasons are analyzed at different local times for MY27, 28, and 29.

4.4.4 Measured physical quantity

35 *Point sur*
La réflectance

From raw OMEGA data in DN (Digital Number), the OMEGA software (which is here version 7) computes a radiance I_λ ($\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$). In reflectance spectroscopy, this radiance is then divided by the solar radiance at Mars distance to give the radiance factor r_F . Assuming a Lambertian surface, the spherical reflectance r_s is equal to the normal albedo A_N and

$$r_s = A_N = \frac{r_F}{\mu_0} = \frac{I_\Omega}{\mu_0 I_{Sun}}, \quad (4.1)$$

where μ_0 is the cosine of the incidence angle. This quantity is extensively used hereinafter and referred simply as "reflectance".

4.5 Inversion method

The cloud property retrieval method (used in section 4.7.2) consists on retrieving cloud particle size and opacity by using the near-infrared absorption bands of water ice,

which are mainly located near 1.5, 2 and 3.1 μm . When retrieving the properties of a given aerosol, one also has to pay attention to gaseous absorptions, which can significantly affect, or even prevent the retrieval. Figure 4.1 gives the transmittance spectrum of the martian atmosphere when no aerosols are present. Many spectral regions are affected by gaseous absorptions and their reflectance cannot be directly used to retrieve the aerosol properties. The retrieval wavelengths are therefore chosen outside these gaseous bands, and indicated by X-crosses in Fig. 4.1. A typical cloud spectrum measured by OMEGA is represented in Fig. 4.3 (dark grey), along with the fitted synthetic spectrum used for cloud property retrieval (X crosses). As illustrated in this figure, retrieval wavelengths allow the measurement of cloud properties through the absorption band at 1.5 μm (1.18, 1.51, and 1.73 μm), the inflection on the edge of the 2 μm band (2.23 and 2.46 μm) and the wing of the 3.1 μm band (3.4 and 3.52 μm). The center of the 2 μm band is strongly affected by CO_2 and can even be used to retrieve surface pressure (Forget et al., 2007; Spiga et al., 2007). This is why we only use the edge of the 2 μm band, the problem being sufficiently constrained by using the above mentioned wavelengths. We also avoid the water vapor absorption bands, located at 1.38, 1.9, and 2.6 μm (cf Encrenaz et al., 2005; Maltagliati et al., 2008).

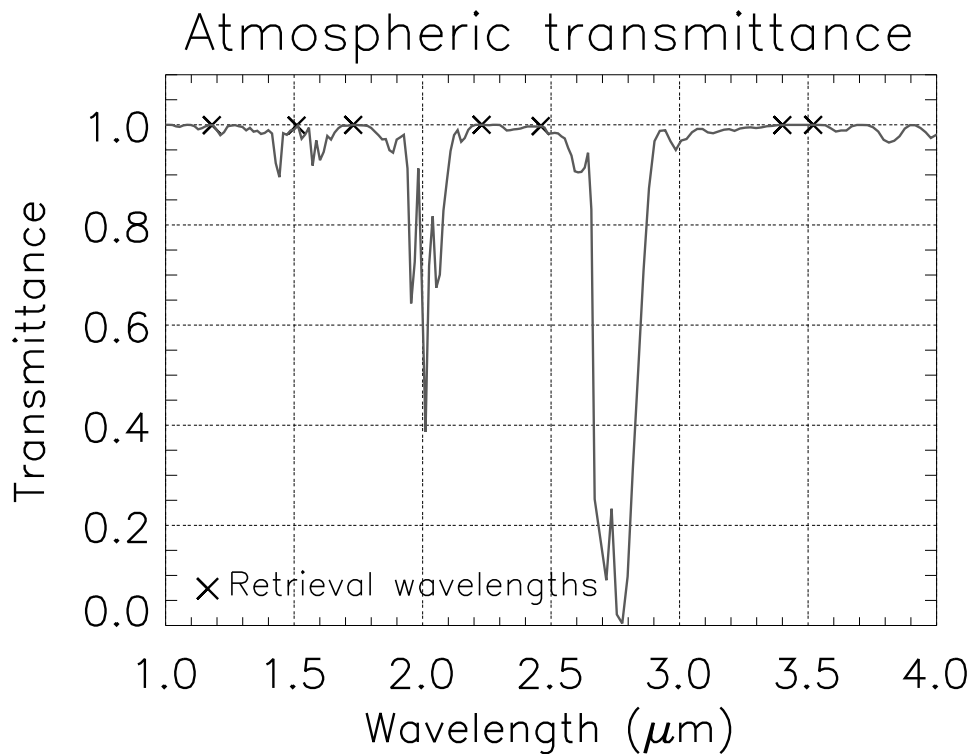


FIG. 4.1 – Transmittance spectrum of the martian atmosphere. Retrieval wavelengths are located outside the main gaseous absorption bands (black crosses). Ad-hoc corrections for gases are therefore avoided, which conveniently reduces the number of problem parameters and resulting uncertainties.

All the computations described in this section are thus applied to these 7 reflec-

tances, to finally retrieve cloud particle size and opacity. Figure 4.2 summarizes the main steps of the retrieval process and each step is described in the sections below.

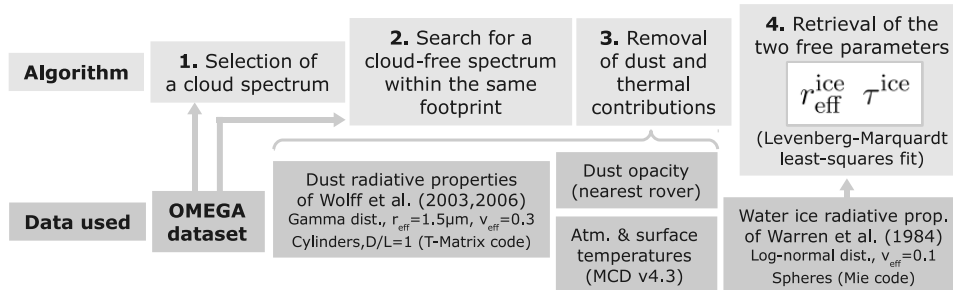


FIG. 4.2 – Summary of the retrieval method. The four main steps are given on top of the panel, and the data used to constrain the model parameters are at bottom. As indicated by steps 1 and 2, the retrieval method needs two overlapping orbits, with and without clouds. The cloud-free spectrum is used to compute surface albedo before retrieving the cloud properties. The contribution of the dust layer is taken into account via the opacity measurement of the MERs. Thermal contribution is also computed, based on the temperatures of the Mars Climate Database (MCD) v4.3 (Forget et al., 1999; Millour et al., 2008). The radiative transfer is solved using the DISORT code of Stamnes et al. (1988), and the best fit is found with a Levenberg-Marquardt method.

4.5.1 Selection of the cloud spectrum

The retrieval process starts with the selection of a cloud spectrum over which the retrieval is performed. Orbit 3276_4 is chosen as an example and represented in Fig. 4.4. The figure gives a true-color view of the scene on the left and the so-called cloud index on the right. This index is used to detect clouds and select the region to analyze. It will also be used in section 4.7.1 to monitor aphelion cloud evolution. Orbit 3276_4 overlaps a wider orbit (orbit 3741_4) where no clouds are detected. The background grey scale is the MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter) topography (Zuber et al., 1992). The cloud index reflects the slope on the edge of the $3.1\ \mu\text{m}$ band. It is given by the ratio of the reflectance at $3.4\ \mu\text{m}$ to the reflectance at $3.52\ \mu\text{m}$, and was first introduced by Langevin et al. (2007). The principle is that when water ice is present, the slope on the edge of the $3.1\ \mu\text{m}$ band increases and the cloud index decreases. The color scale of Fig. 4.4 thus ranges from white for a cloud index of 0.8 to dark blue for a cloud index of 0.4, the latter meaning that thick clouds are present. Using synthetic cloud spectra, we have estimated the detection limit of this method, which is reached for ice particles of $\sim 0.5\ \mu\text{m}$ and visible opacities of ~ 0.1 . Figure 4.3 shows in dark gray the spectrum of the region where the clouds are the thickest (arrow in Fig. 4.4). It is this spectrum that is used to retrieve cloud properties in the present example.

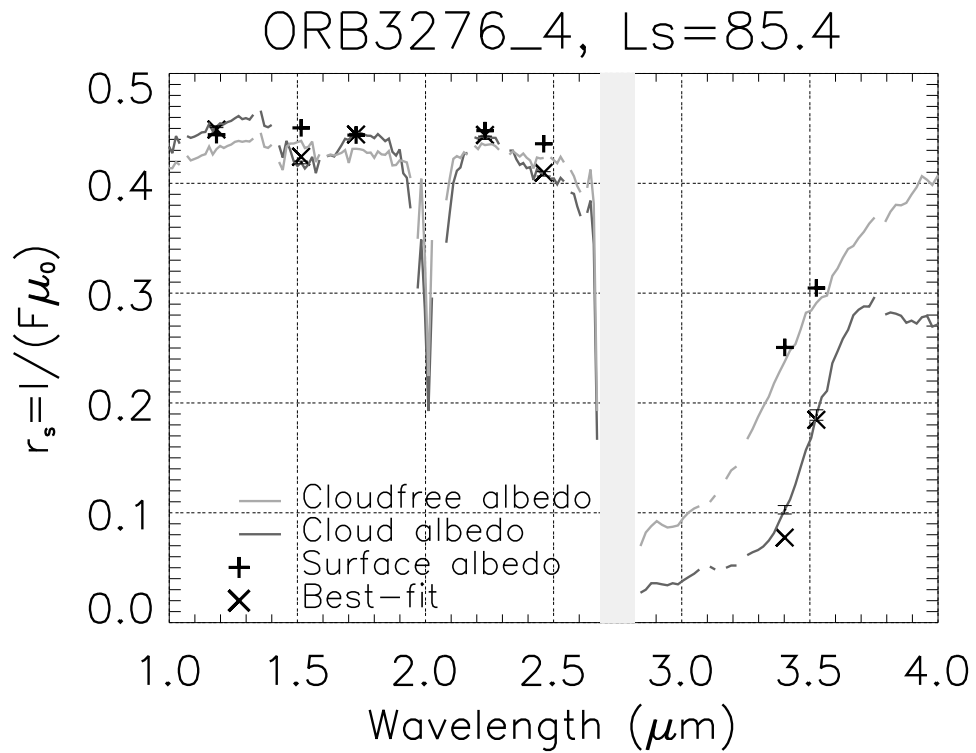


FIG. 4.3 – Example of fit obtained for a typical cloud (shown in Fig. 4.4). The cloud-free and cloud spectra measured by OMEGA are shown in light and dark gray, respectively. The $1.5 \mu\text{m}$ water ice absorption band is clearly seen, whereas the 2 and $3.1 \mu\text{m}$ bands are reflected by the negative and positive slopes around 2.2 and $3.4 \mu\text{m}$, respectively. + crosses show the surface albedo obtained after removing the contributions of scattering by the dust layer and thermal emissions. \times crosses represent the final best-fit. Instrumental $1-\sigma$ error is also given for the cloud spectrum, but can hardly be distinguished, except maybe in the L channel.

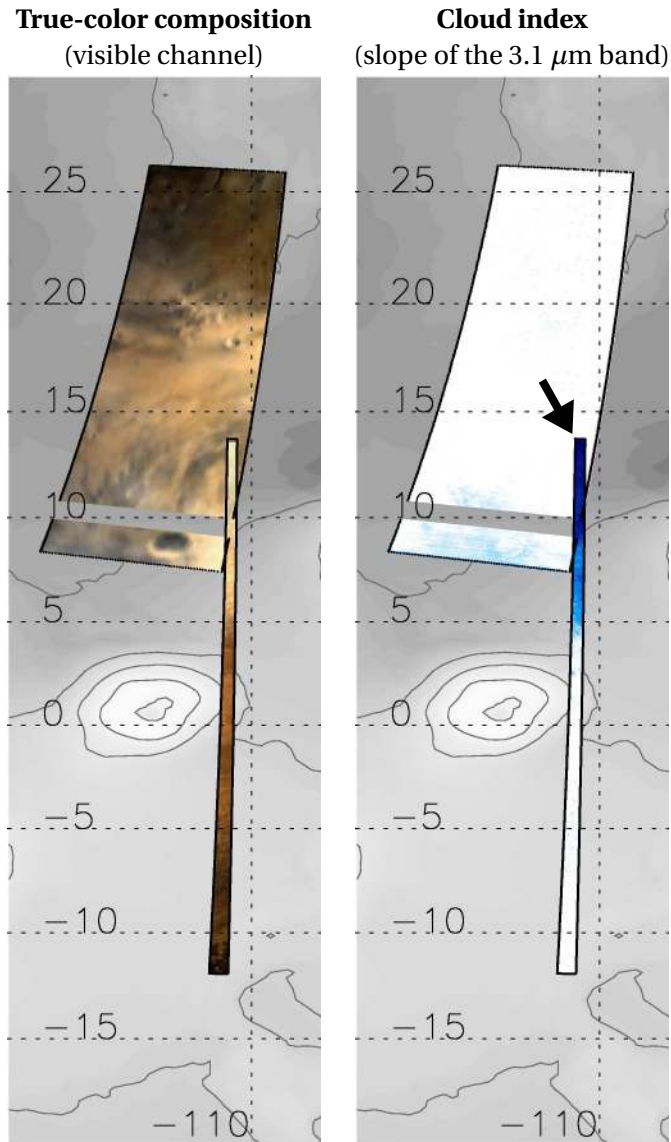


FIG. 4.4 – True-color composition and cloud index for the two orbits used in section 4.5 to describe the retrieval process. The wide orbit on top (3741_4) provides a cloud-free spectrum of the area pointed to by the black arrow. This is where the retrieval process is run, using the other orbit that contains thick clouds (3276_4), as indicated by the dark blue color (a darker blue corresponds to an increase of the slope at the edge of the 3.1 μm band). Shaded colors in background are MOLA topography, and Pavonis Mons is in the center.

4.5.2 Corresponding cloud-free spectrum

Once a cloud spectrum is selected, a reference spectrum, free of any cloud, must be found at the same location to compute the surface albedo. In most cases, it is impossible to find a cloud-free spectrum on the same orbit as that of the cloud spectrum, due to the large-scale and diffuse nature of the aphelion clouds, and the heterogeneity of the surface. That is why another observation, free of any cloud and covering the same region, has to be found and used to retrieve the albedo of the surface below the cloud. A synthetic cloud spectrum is then fitted to the observed cloud spectrum using the retrieved surface albedo as a lower boundary condition. The choice of a cloud-free spectrum is therefore crucial, and the following criteria are applied :

1. The difference in dust opacity at $0.88 \mu\text{m}$ between the two observations, estimated from simultaneous measurements by the Mars Exploration Rovers (Lemmon et al., 2004), must be lower than 0.5 ;
2. The incidence angles of the two spectra must not differ by more than 40° , and pointing must not be in the anti-solar or specular directions ;
3. Significant slopes must be avoided.

The first criterion is related to uncertainties in the properties of the dust layer when dust opacity is high and typical of the perihelion season. Clouds form during aphelion when dust opacity is generally low. However, the cloud-free spectrum is often found during the perihelion, when the dust layer can reach significant opacity. When the difference in dust opacity between the two observations is larger than 0.5, it means that the cloud-free observation occurs during the period of peak dust activity. In this case, dust properties depart from the ones of the background dust assumed in our model (Gamma distribution of cylinders, axial ratio $D/L=1$, effective radius $r_{\text{eff}} = 1.5 \mu\text{m}$, $\nu_{\text{eff}} = 0.3$; see section 4.5.3) and this results in a flawed assessment of the surface albedo.

The second criterion results from the assumption of a Lambertian surface, which can differ from the real surface phase function, especially when surfaces are bright. Minimizing the difference between the two incidence angles and avoiding the anti-solar and specular directions is a way to reduce this uncertainty due to the Lambertian assumption.

The last criterion ensures that there are no reflections on strong slopes, shadows, or registration problems and that the observation is consistent with the assumption of a flat surface made in the radiative transfer model.

4.5.3 Dust and thermal contributions

Once the two spectra are selected, the cloud-free spectrum is used to compute surface albedo. Surface albedo is indeed the only quantity that does not change from one observation to another. Dust scattering and thermal emissions have to be removed from the cloud-free spectrum, and then replaced by their contributions at the time of cloud observation to perform the retrieval. This implies a good knowledge of the dust layer properties on the one hand, and of the surface and atmospheric temperatures on the other.

Dust layer properties

Dust single scattering parameters are computed from the most recent refractive index of Wolff et al. (2009) using the T-Matrix code of M. Mishchenko (Mishchenko et al., 1996) for a Gamma size distribution ($r_{\text{eff}} = 1.5 \mu\text{m}$, $v_{\text{eff}} = 0.3$) of finite cylinders ($D/L=1$, cf Wolff et al. (2001)). A Henyey-Greenstein phase function is assumed. This is the closest match to the observed background properties and, even though these properties can change as dust particle size distributions evolve, we show in section 4.6 that they are not a significant source of error, provided that the first criterion defined in section 4.5.2 is applied. Dust is assumed to be uniformly mixed and another vertical distribution has almost no impact on the retrieved parameters.

More uncertain is the dust opacity at the time and location of the two OMEGA observations. Fortunately, the Mars Exploration Rovers provide daily measurements of dust optical depth (Lemmon et al., 2004) during the years of operation of Mars Express. Hence, the dust opacity at the time and location of the OMEGA observation can be deduced by scaling the contemporaneous opacity given by the closest of the two MERs to the altitude of the current footprint :

$$\tau_{\Omega} = \tau_{\text{MER}} \exp^{-\frac{z_{\Omega} - z_{\text{MER}}}{H}}, \quad (4.2)$$

with H the scale height, taken constant and equal to 10.8 km. We thus extrapolate the measurements of the MERs which can be thousands of km away by assuming that dust is uniformly mixed horizontally and vertically. As shown by Vincendon et al. (2009), this assumption is reasonable, although it introduces considerable uncertainty. This point will be further discussed in section 4.6.2.

Atmospheric and surface temperatures

Thermal emission by surface and atmospheric constituents can be neglected in the C channel. For example, the ratio of the solar irradiance at 1.52 AU to the one emitted by the martian surface at 290 K (assuming an emissivity of 1) is equal to ~ 3000 at $2.56 \mu\text{m}$, which is the largest wavelength used for our inversion in the C channel. However, this ratio plummets by 2 order of magnitude for the two wavelength of the L channel, being equal to ~ 19 and ~ 12 at 3.4 and $3.52 \mu\text{m}$, respectively. It is therefore necessary to account for thermal emission, mostly by the surface, the atmosphere itself being too cold to really have an impact on the OMEGA spectrum.

To include thermal emission, surface temperature as well as atmospheric temperature profile are extracted from the Mars Climate Database v4.3 (MCD, Forget et al. (1999); Millour et al. (2008)) and interpolated in time, given the large dependence of surface temperature to the local time of observation. The related uncertainty is discussed in section 4.6.2.

Surface albedo retrieval

Once temperature and dust opacity are known, the spectral albedo of the surface is retrieved by computing for each wavelength the root of the function $f(A_s) = r_{s,\Omega} - r_{s,\text{model}}(A_s)$, which is the difference between the observed cloud-free reflectance and the

reflectance simulated by the DISORT radiative transfer code. The surface albedo (A_s) used by DISORT is the free parameter of the root-finding algorithm, and dust opacity and surface temperatures are held constant. The root-finding algorithm is based on the Müller's method and provided by the FX_ROOT function of IDL (Interactive Data Language). This method is efficient and justified by the monotonicity of the $f(A_s)$ function.

The retrieved surface albedo is shown on Fig. 4.3. The initial cloud-free spectrum is given in light gray, and the seven reflectances computed after removing the dust layer and thermal contributions are represented by the + crosses. The local dust opacity at $0.88 \mu\text{m}$ deduced from the nearest rover measurement is equal to 0.42, and the surface is relatively cold (218 K) because of the early-morning hour ($\sim 8 \text{ AM}$). The original reflectance spectrum is darker than the retrieved surface albedo because the addition of atmospheric dust tends to darken the surface in this case where the surface is relatively bright. The surface temperature is too low to have a notable impact on the L channel reflectance.

4.5.4 Retrieval algorithm

Once the surface albedo is known, the retrieval procedure can be performed using the observed cloud spectrum. Dust opacity and surface temperature deduced at the time of the cloud observation are used, instead of the ones used earlier to retrieve surface albedo. In our example, a dust opacity of 0.2 is deduced from the nearest rover measurement and surface temperature is equal to $\sim 264 \text{ K}$, the latter having now a substantial impact on the reflectances of the L channel.

Point sur..... 36
La fonction χ^2

The synthetic cloud spectrum is then fitted to the observed cloud spectrum using a least-squares minimization. The minimization algorithm is provided by the MPFIT routine of Markwardt (2009) (<http://purl.com/net/mpfit>), which is based on the non-linear least-squares fitting program of Moré et al. (1984) called MINPACK. It follows the Levenberg-Marquardt method and computes the covariance matrix, from which the uncertainty in the two free parameters is calculated. This uncertainty only results from instrumental uncertainties in the measured radiance. Errors resulting from inaccurate model parameters are assessed separately (see section 4.6.2). The two free parameters are the effective radius of ice crystals $r_{\text{eff,ice}}$ and the cloud optical depth τ_{ice} at $0.67 \mu\text{m}$. The statistical χ^2 function is weighted by the variance of measured reflectance (see section 4.6.1) and is given by :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{r_{s,\Omega}(\lambda_i) - r_{s,\text{model}}(\lambda_i)}{\sigma_{\Omega}(\lambda_i)} \right)^2. \quad (4.3)$$

The DISORT code used to create the synthetic cloud spectrum is run with 16 streams. The water ice optical indices are those from Warren (1984). Single scattering parameters are deduced from Mie theory for a range of spherical particles of varying effective radius. The distribution follows a lognormal distribution of effective variance $v_{\text{eff}} = 0.1$ and a Henyey-Greenstein phase function is used. Uniform mixing of cloud particles is assumed, from 25 km upward.

The χ^2 function that corresponds to our example is shown in Fig. 4.5, in which the minimum near $r_{\text{eff,ice}} = 4 \mu\text{m}$ and $\tau_{\text{ice}} = 1.5$ clearly appears. The fit is more sensitive to

particle size rather than opacity and the overall convergence is fast, thanks to the steepness of the χ^2 function. A secondary and shallower minimum is present for very thick clouds composed of submicron particles (upper left corner of Fig. 4.5). There the quality of the fit is poor. Based on previous studies of cloud properties (Curran et al., 1973; Clancy et al., 2003; Wolff and Clancy, 2003; Glenar et al., 2003), we do not expect such clouds to actually exist, at least at this time and location. Consequently, the minimization algorithm is initialized with a particle size of $10\ \mu\text{m}$ and a cloud opacity of 2 to prevent the algorithm from falling in this secondary minimum. During the minimization, the χ^2 function drops by 2 orders of magnitude, more exactly from 7800 to 78. The final χ^2 value is often much larger than unity because of the high precision of the instrument, which introduces a relatively low variance σ_Ω in equation 4.3 (the mean instrumental error is about 0.2%, see section 4.6.1). It is also due, in this particular case, to the difficult fit in the L channel (see Fig. 4.3).

The result of the minimization is $r_{\text{eff,ice}} = 3.9\ \mu\text{m}$ and $\tau_{\text{ice}} = 1.5$. The error on these retrieved values is the subject of the next section.

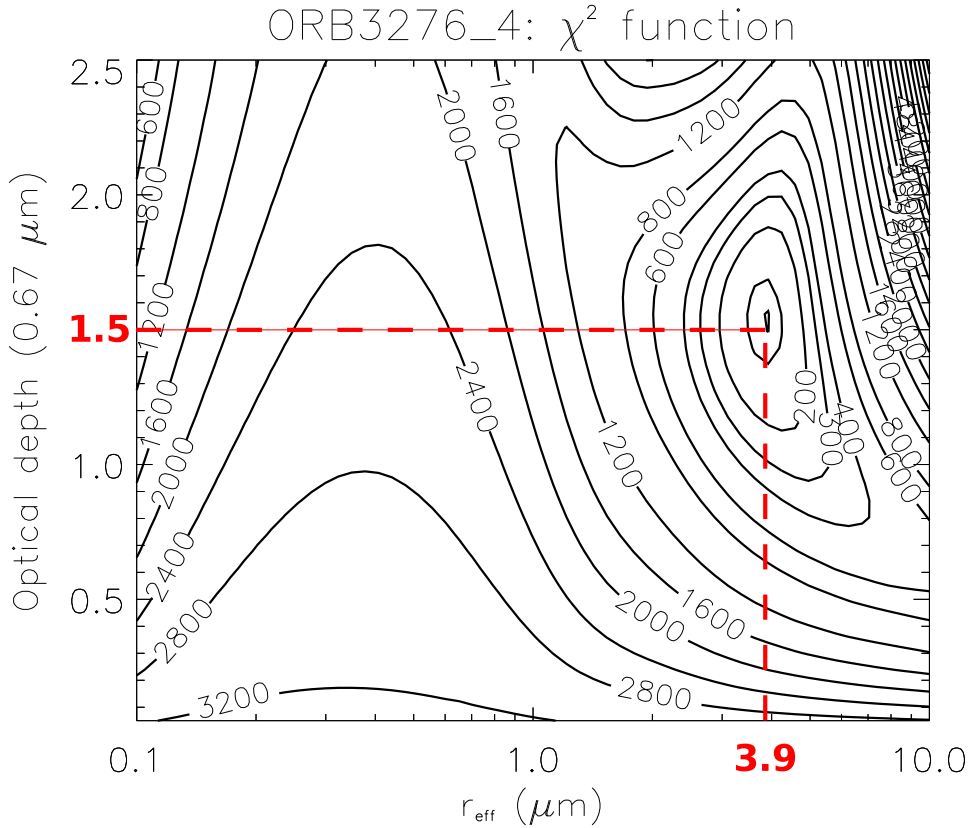


FIG. 4.5 – Example of χ^2 function used in the cloud property retrieval of Fig. 4.4, and showing the function minimum close to $r_{\text{eff,ice}} = 4\ \mu\text{m}$ and $\tau_{\text{ice}} = 1.5$. A shallower minimum is seen in the upper left corner of the plot, and corresponds to an extremely thick cloud of submicron particles. The minimization algorithm is initialized with large particles to avoid this local minimum.

4.6 Retrieval uncertainties

A good way to clarify the possible biases of our retrieval method is to summarize it using the formalism of [Rodgers \(2000\)](#). In this context, the result of the retrieval $\hat{\mathbf{x}}$ is written as follows :

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{R}(\mathbf{f}(\mathbf{x}, \mathbf{b}) + \epsilon, \hat{\mathbf{b}}, \mathbf{x}_a, \mathbf{c}), \quad (4.4)$$

where \mathbf{R} is the retrieval algorithm, \mathbf{f} the forward model (the DISORT radiative transfer code), \mathbf{x} the free parameters ($r_{\text{eff,ice}}$ and τ_{ice}), \mathbf{b} the forward model parameters, ϵ the instrumental errors, \mathbf{x}_a the a-priori information on the retrieved parameters and \mathbf{c} the retrieval method parameters. The estimated quantities are distinguished from the true quantities by circumflexes. The present section describes each term of equation 4.4 to provide an assessment of the resulting uncertainty in the retrieval $\hat{\mathbf{x}}$. A summary is given in section 4.6.4.

4.6.1 Instrumental error (ϵ)

To compute the OMEGA radiance, the raw data (in DN) is divided by the instrumental transfer function (ITF). From equation 4.1, we can deduce the error in the reflectance that results from the instrumental error :

$$\sigma_{\Omega} = \Delta r_s = r_s \left(\frac{\Delta \text{DN}}{\text{DN}} + \frac{\Delta \text{ITF}}{\text{ITF}} \right), \quad (4.5)$$

where the uncertainties in the incidence angle and solar radiance (see eq. 4.1) are neglected. Indeed, the incidence angle, as well as the emergence and phase angles, are known with a precision of 10^{-3} rad. As for the solar radiance, the dataset of [Colina et al. \(1996\)](#) is used and its uncertainty is neglected, since our method is based on the comparison of two reflectances (surface albedo and cloud reflectance) computed using the same solar radiance. The only difference between the two reflectance spectra is the scaling factor used to deduce the solar radiance at Mars distance from the radiance at Earth's distance measured by [Colina et al. \(1996\)](#). This distance is well constrained, and the resulting uncertainty is negligible. Therefore, the instrumental error only results from noise and error in the ITF, as described by equation 4.5.

Instrumental noise

The OMEGA signal noise is dominated by read noise, and the other sources of error are relatively minor ([Langevin et al., 2007](#)). An uncertainty of 2 DN is introduced ([Forget et al., 2007](#)), whose effect on reflectance depends on the digital numbers received at the wavelength considered. For example, the effect of the constant read noise on the reflectance in the L channel is more important than for the C channel because of the weaker signal received at longer wavelengths. The less impacted wavelength is $1.5 \mu\text{m}$, where the peak of the received signal occurs.

Detector nonlinearity

In the $1.5 \mu\text{m}$ band region, another bias must be added and is caused by the nonlinearity of the detector when signal strength exceeds 1200 DN. This nonlinearity results in a relative error on the absorption band depth of water ice of 2 to 3% (Jouglet et al., 2007, § 22). Therefore, another uncertainty is added at $1.5 \mu\text{m}$ when $\text{DN} > 1200$ and is deduced from the relative error on the water ice absorption band depth $\Delta\text{BD}/\text{BD}$ as follows :

$$\begin{aligned}\sigma_{\Omega,1.5\mu\text{m}} &= \frac{\Delta I_{1.5\mu\text{m}}}{\mu_0 I_{\text{Sun}}} \\ &= \frac{\Delta\text{BD}}{\text{BD}} \frac{(I_{1.18\mu\text{m}} I_{1.73\mu\text{m}})^{1/2} - I_{1.5\mu\text{m}}}{\mu_0 I_{\text{Sun}}},\end{aligned}$$

where the absorption band depth BD is defined as :

$$\text{BD} = 1 - \frac{I_{1.5\mu\text{m}}}{(I_{1.18\mu\text{m}} I_{1.73\mu\text{m}})^{1/2}}. \quad (4.6)$$

The radiance of the continuum used to compute the absorption band depth is given by the geometric mean of the two adjacent wavelengths among the seven used for our retrieval : $(I_{1.18\mu\text{m}} I_{1.73\mu\text{m}})^{1/2}$. As the absorption band depth increases so does the effect of nonlinearity. The resulting uncertainty at $1.5 \mu\text{m}$ is often comparable to those introduced at other wavelengths by read noise only.

Transfer function uncertainty

Uncertainty in the ITF is negligible, except in the L channel where the photometric response is unstable for many observations. The correction method described in Jouglet et al. (2009) is used in the present work. It allows the correction of non-nominal observations up to orbit 7790. When a new ITF needs to be computed using this method, a relative error $\Delta\text{ITF}/\text{ITF} = 1\%$ is introduced, based on the analysis of Jouglet et al. (2009) (see Fig. 9b therein).

Total instrumental error

The final instrumental error on the retrieved reflectance is shown in Fig. 4.3 and especially noticed in the L channel. In the example shown, all the uncertainties mentioned above are introduced, and the mean instrumental error is about 0.2%. The resulting error on the retrieved parameter is relatively small ($\pm 3\%$ for both $r_{\text{eff,ice}}$ and τ_{ice}) compared to the error introduced by the forward model parameters, as we shall see now.

4.6.2 Forward model parameters (b)

As glimpsed in Fig. 4.2, the radiative transfer code needs a set of inputs that have uncertainty associated with them. They are described below, in order of decreasing uncertainty.

Surface albedo (A_s) and dust correction

The largest uncertainty of our study lies on the retrieved surface albedo A_s (see section 4.5.3). Indeed, it depends on the assumed dust opacity and radiative properties used to remove the contribution of dust scattering from the cloud-free observation. Vincendon et al. (2009) studied atmospheric dust using the OMEGA spectrometer, and developed a method to retrieve dust opacity using different observations of the same area. It is impossible to use the same method in our case, since the probability of finding multiple cloud-free spectra plus a cloud spectrum in the same area is too small. Nevertheless, Vincendon et al. (2009) compared the Mars Exploration Rover dust opacity with a serie of OMEGA measurements done for different dark regions and scaled to an equivalent surface pressure. From these results it seems that using the rover dust opacity to deduce the opacity in any area of the low to mid-latitudes (what we do) is accurate to within ± 0.1 . Scaled to the mean altitude of the Tharsis plateau (which is the focus of our study), this is equivalent to a $1\text{-}\sigma$ error on dust opacity of ± 0.07 .

To quantify the uncertainty resulting from this error on dust opacity and, a fortiori, surface albedo, we generate a set of synthetic cloud spectra for which $r_{\text{eff,ice}}$ and τ_{ice} are known, and try to recover these two parameters using our retrieval method. To generate these synthetic cloud spectra, the surface albedo retrieved for orbit 3741_4, which corresponds to a dust opacity of 0.42, is used as a lower boundary condition. When there is no error on the dust opacity assumed for retrieval (i.e. when $\tau_{\text{dust}} = 0.42$), the retrieved $r_{\text{eff,ice}}$ and τ_{ice} are equal to those used to generate the synthetic cloud spectra, and the retrieval error is zero. However, when a perturbation in dust opacity is introduced in the retrieval algorithm (i.e. $\tau_{\text{dust}} = 0.42 \pm 0.07$), the surface albedo is not determined accurately. Therefore, the retrieved $r_{\text{eff,ice}}$ and τ_{ice} depart from the ones used for cloud spectra calculation, and the retrieval error can be assessed.

The results of this experiment are summarized in Fig. 4.6, which represents the relative error on $r_{\text{eff,ice}}$ and τ_{ice} as a function of dust opacity perturbation. Four different ice particle sizes are given, and the cloud optical depth at $0.67 \mu\text{m}$ is unity. When dust opacity is overestimated, so is the retrieved ice particle size. Indeed, Tharsis terrains are relatively bright and adding dust tends to darken the surface. When dust opacity is overestimated, the retrieved surface albedo is higher than what it should. Consequently, in the retrieval process the level of the continuum is too high and the minimization algorithm increases the absorption band depths to fit the cloud spectrum, resulting in an overestimated particle size. The same reasoning applies when dust opacity is underestimated, explaining the general trend seen in the left panel of Fig. 4.6.

On the contrary, overestimating dust opacity results in an underestimated cloud opacity, as shown by the right panel of Fig. 4.6. This is a direct consequence of the aforementioned effect : overestimating dust opacity results in larger ice particles and larger absorption coefficient. The retrieved cloud opacity is thus reduced accordingly.

Using the uncertainty on dust opacity of ± 0.07 introduced above, the relative error on the ice particle size $r_{\text{eff,ice}}$ is lower than 30%, and lower than 20% for the cloud opacity τ_{ice} .

It is essential to note that these uncertainties depend on the cloud particle size and opacity, and are given here for a cloud opacity of 1. Uncertainty increases with decreasing cloud opacity. This is explained by the fact that the surface appears through the clouds

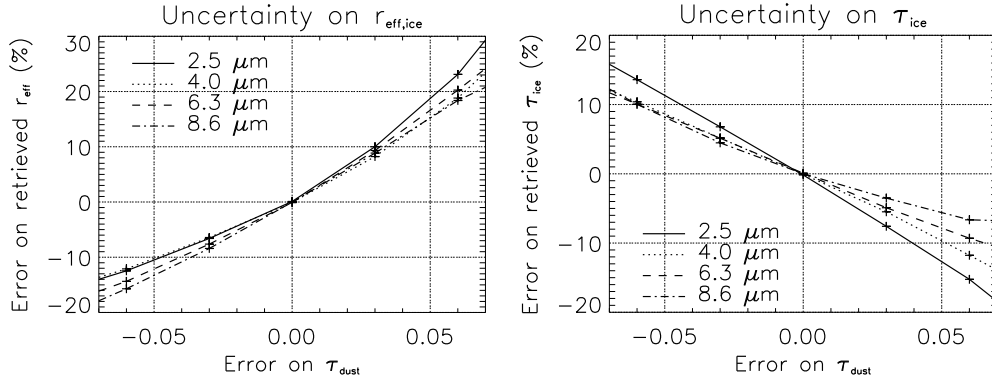


FIG. 4.6 – Relative error on the retrieved ice particle size (left panel) and cloud opacity (right panel) due to the uncertainty on dust opacity. The fitted cloud spectra are generated by the radiative transfer code for different ice particle sizes and optical depths. Four sizes are represented, and cloud optical depth is unity. The largest absolute error on $r_{\text{eff,ice}}$ is $\pm 1.8 \mu\text{m}$, and only applies for large particle sizes (around $8 \mu\text{m}$).

as cloud opacity decreases, thereby increasing the impact of the error made on surface albedo. For example, an absolute error of around $\pm 3 \mu\text{m}$ is made for a particle size of $6 \mu\text{m}$ if cloud opacity is reduced to 0.5. Therefore, our method is valid for cloud opacity near unity.

It is finally worth of mention that we assume uniform mixing of the dust. We tested the sensitivity of our method to different Conrath distributions (Conrath, 1975) and dust layer thicknesses, and did not observe any significant changes in the retrievals.

Water ice optical indices

The single scattering parameters for different sizes of ice particles are deduced from the water ice optical indices of Warren (1984) measured at 270 K (see section 4.5.4). However, ice indices vary with temperature, which is nearly equal to or lower than 180 K in martian clouds. The optical indices of Warren (1984) are often used for martian studies but one must be careful when working in the near-infrared range, where the dependence on temperature is not negligible (Warren, 1984; Grundy and Schmitt, 1998). The effect of temperature on the imaginary index of water ice is represented in Fig. 4.7. The two extreme temperatures of 145 K (Grundy and Schmitt, 1998; Schmitt et al., 1998) and 270 K (Warren, 1984) are represented in black and gray, respectively. As temperature increases, so does the imaginary index outside the absorption bands. Consequently, absorption by water ice crystals increases with temperature.

When the optical indices of Warren (1984) are replaced by the 145 K optical indices of Grundy and Schmitt (1998), our method is less accurate, and the χ^2 value is increased by a factor of ~ 1.6 . This probably results from the temperature of 145 K, which is too low. Using the optical indices of ice at 180 K would probably improve the results, but at this temperature, the optical indices can not be easily measured at wavelengths longer than $2.7 \mu\text{m}$ (Grundy and Schmitt, 1998), preventing us from using the L channel.

We compared two sets of retrievals made using the two different optical indices, and

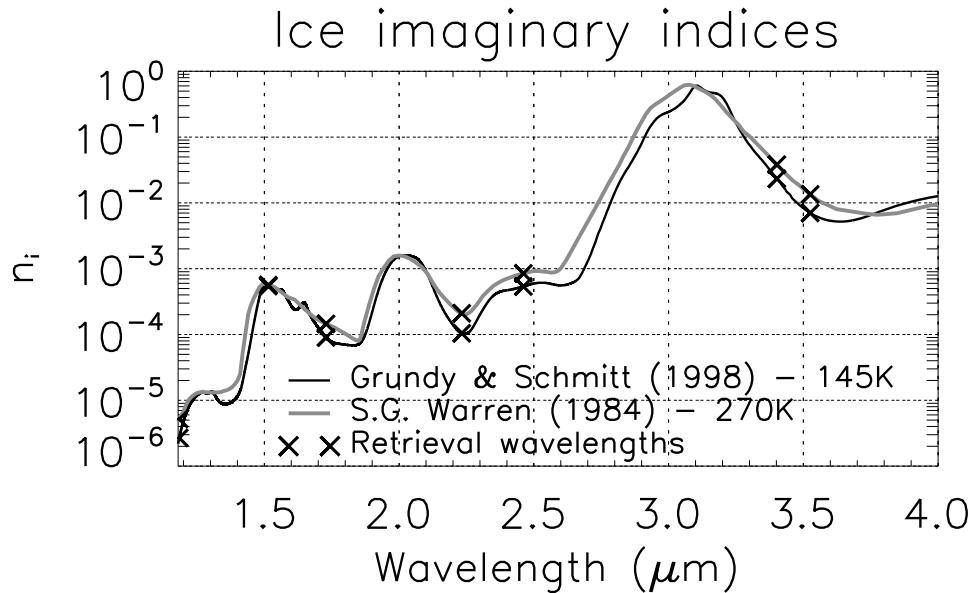


FIG. 4.7 – Imaginary indices n_i of hexagonal water ice measured by Grundy and Schmitt (1998); Schmitt et al. (1998) (black curve) and Warren (1984) (gray curve). The sample temperatures are 145 K and 270 K, respectively. \times crosses indicate the n_i values for the wavelengths used in the retrieval. Ice temperature changes the sharpness of the absorption bands and has a non-negligible effect on the retrieved ice particle sizes.

found that the retrieved ice particle size is the most affected. We estimate that the use of the 270 K ice optical indices could introduce a systematic bias toward ice particle sizes which are 20-30% too small. This bias is maximal and probably overestimated, because the temperature of 145 K used to make our assessment is colder than the mean expected temperature of martian clouds.

Other possible sources of uncertainty, such as the cloud altitude or effective variance of the ice particle distribution, were considered but did not have a significant impact on the retrievals.

Thermal contribution

The thermal contribution in the L channel is accounted for by using the MCD v4.3 (Forget et al., 1999; Millour et al., 2008) surface and atmospheric temperatures. Thermal emission mainly depends on surface temperature, which is controlled by surface thermal inertia and albedo, rather than by slope or altitude (see, for example, Fig. 1 of Putzig and Mellon (2007)). Local variations in these two quantities may result in surface temperature differences not captured by the LMD/GCM (the Global Climate Model used to build the MCD). Indeed, the LMD/GCM uses $\sim 300 \times 200$ km grid boxes at equatorial latitudes, and thereby misses the subgrid scale temperature variations seen at OMEGA resolution.

To assess the resulting bias, Forget et al. (2007) compared the MCD surface temperatures to the OMEGA measurements of Joulet et al. (2009) (see section 4.3 therein), and found that local differences due to surface property inhomogeneities are lower than 10 K.

We therefore tested the sensitivity of our retrieval to a $1-\sigma$ error in surface temperature of 5 K. The resulting uncertainty on ice particle size is estimated at $\pm 0.2 \mu\text{m}$, and at ± 0.05 for cloud opacity.

Dust radiative properties

As explained in section 4.5.3, the dust single scattering parameters are computed from the refractive index of Wolff et al. (2009) by the T-Matrix code of Mishchenko et al. (1996). The dominant error source is not the uncertainty in the refractive index in our case, but rather the assumption on the size distribution of the dust particles made for computing the single scattering parameters. The retrieval results for different shapes of the distribution (Gamma or log-normal) or shapes of the dust particles (spheres or cylinders) differ by less than 2%. The same can be said for a ± 0.1 change in the effective variance of the distribution.

The effective radius of the size distribution has a much larger impact on the retrieval results, which differ by $\sim 10\%$ for a $\pm 0.5 \mu\text{m}$ change in the dust particle size around the default value of $1.5 \mu\text{m}$. This difference can be mainly attributed to an increase in the absorption coefficient with increasing size of the dust particles. The asymmetry factor g is, on the contrary, nearly unchanged, at least in the OMEGA wavelength range. Therefore, overestimating dust particle size is similar to overestimating dust opacity. We thus consider that the error due to the uncertainty on dust particle size is already accounted for by the uncertainty on dust opacity, which was introduced in section 4.6.2.

Observing geometry (i, e, φ)

The OMEGA observing geometry is known with an accuracy of 10^{-3} rad, and the resulting uncertainty on our retrieval is negligible and always lower than $\pm 1\%$.

Surface hydration

Hydration of surface minerals has many absorption bands, the strongest of which is the $3 \mu\text{m}$ absorption band. This band is extensively studied on Mars, as an indicator of the surface water content (Jouglet et al., 2007; Milliken et al., 2007; Pommerol et al., 2009; Beck et al., 2010). Our retrieval uses the $3.1 \mu\text{m}$ band of water ice, which could be affected by the $3 \mu\text{m}$ hydration band. However, Jouglet et al. (2007) analyzed the seasonal variations in the $3 \mu\text{m}$ hydration band, and found that, except in the 40°N - 60°N latitude band, the $3 \mu\text{m}$ signature due to surface hydration remains unchanged from one observation to the other. Our region of study is outside this latitude band. We can therefore assume that the surface hydration state is the same for the two spectra used in our retrieval and that surface hydration has no impact on cloud property measurements.

4.6.3 Retrieval method parameters

A-priori information (x_a)

The result of the retrieval does not depend on the a-priori information, as long as the initial size of the ice particles is larger than a micrometer. Otherwise, the minimi-

zation algorithm stops in a secondary minimum, as explained in the last paragraph of section 4.5.4.

Minimization parameters (c)

The minimization method stops when the relative difference between two consecutive solutions is less than 0.1%. The step size used to compute numerical derivatives is $0.5 \mu\text{m}$ for $r_{\text{eff,ice}}$ and 0.1 for τ_{ice} . Other values within the same order of magnitude do not change the results by more than 1%. Therefore, there is no significant uncertainty introduced by the minimization.

4.6.4 Overall uncertainty

In summary, the main sources of uncertainty are the instrumental error and the errors on dust opacity (and therefore on the retrieved surface albedo) and temperature. The total $1-\sigma$ error is obtained by quadratically adding these three errors, and is summarized in Table 4.1 for different ice particle sizes and a cloud opacity of unity. The relative error is about 25% for $r_{\text{eff,ice}}$ and 15% for τ_{ice} . There is also a possible systematic bias toward ice crystals which are 20-30% too small, due to the uncertainty on water ice optical indices.

$r_{\text{eff,ice}}$ (μm)	τ_{ice}	Error on $r_{\text{eff,ice}}$ (μm)	Error on τ_{ice}
2.5	1.0	+0.7 -0.4	+0.19 -0.16
4.0	1.0	+0.9 -0.6	+0.15 -0.13
6.3	1.0	+1.5 -1.0	+0.12 -0.13
8.6	1.0	+1.8 -1.5	+0.09 -0.13

TAB. 4.1 – Uncertainties on the retrieved parameters for different ice particle sizes and a cloud opacity of unity. The uncertainties come from instrumental errors, and from errors on surface albedo and temperature. Uncertainty on ice optical indices may result in a systematic bias toward lower ice particle sizes which is not shown in the table (see details in section 4.6).

4.7 Results

In this section, we aim at better understanding the seasonal and diurnal evolutions of the aphelion clouds. To do so, regional maps of the cloud index are described in a first subsection. In a second subsection, the microphysical properties of the thickest clouds are retrieved and their space and time distributions are analyzed in the light of previous studies. These results are interpreted in section 4.8.

4.7.1 Regional cloud cover mapping

Regional maps of the cloud index are presented in Fig. 4.9 and 4.10. The cloud index is given by the ratio of the reflectance at $3.4 \mu\text{m}$ to that at $3.52 \mu\text{m}$. Details can be found in section 4.5.1. In short, the larger the $3.1 \mu\text{m}$ absorption band depth of water ice is, the darker the shade of blue. These maps thus provide a preliminary assessment of the cloud properties over the $L_s = 0\text{--}180^\circ$ period. In the following sections, we describe how these maps are made and what they reveal about the seasonal and diurnal variations of aphelion clouds.

Analyzed dataset

Only nadir observations ($e < 7^\circ$) are selected for our study and low incidence pixels ($i > 84^\circ$) are removed. Maps are constructed for MY27, 28 and 29 (from orbit 243 to orbit 6396), and local time always varies from one observation to the next. This is illustrated by Fig. 4.8, which shows the local time of all OMEGA observations used to construct the cloud index maps. It shows that for a given period in L_s , the Tharsis region has been observed at different local time each year.

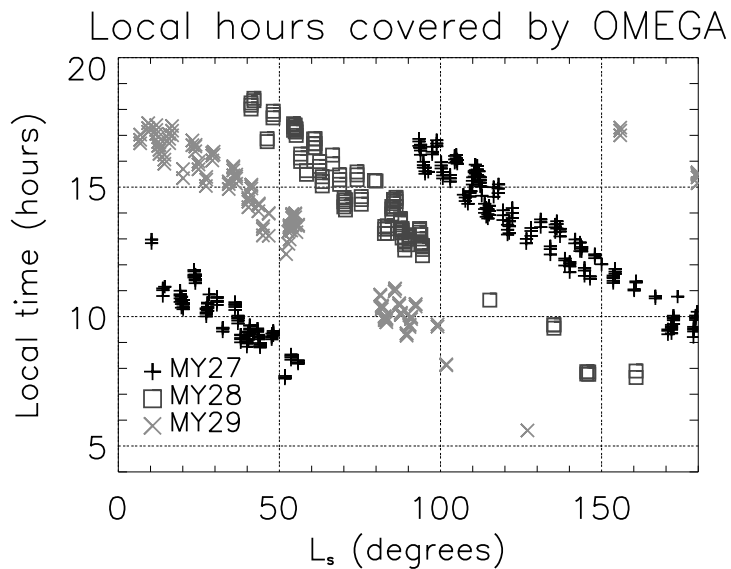


FIG. 4.8 – The solar longitude and local time of all the OMEGA observations analyzed in this paper. All the observations are acquired over the Tharsis plateau.

The interannual variability of the aphelion cloud belt appeared to be low in many previous studies, for example in Benson et al. (2003), Smith (2004) (see section 4.2 and Fig. 16 therein) and Benson et al. (2006). One exception is MY27, during which a low latitude local dust storm changed the cloud cover around $L_s = 135^\circ$ (Smith, 2009). The storm was located around 25°E though, outside the region analyzed here. We therefore assume that if two OMEGA observations are acquired at two different years at the same location and L_s , but at different local times, then the changes in cloud properties between the two observations are mainly caused by the difference in local time. Likewise, we assume

that if two observations are acquired at two different years at the same location and local time, but at two different L_s , then the changes in cloud properties between the two observations stem from the difference in L_s . Keeping this in mind, Figure 4.8 shows many groups of orbits that can be used to monitor both seasonal and diurnal changes in cloud properties. We thus selected different pairs of observations in which these changes are seen. They are represented by boxes in Fig. 4.9 and 4.10. Red boxes correspond to observations that are close in local time LT (less than one hour difference) but acquired at different L_s . Black boxes indicate regions that were covered by OMEGA at the same L_s (less than 5° difference), but at different local times.

In the next two sections, we describe the observed seasonal (red boxes) and diurnal (black boxes) variations, respectively.

Seasonal evolution

From the comparison of different observations that were acquired at various L_s but at about the same local time, the main development stages of the aphelion cloud belt can be described as follows :

1 The onset of the aphelion cloud belt is clearly seen by comparing panels (4.9,a) and (4.9,b). Both red boxes of panel (4.9,a) show regions that are devoid of any detectable clouds at 11 AM and $L_s \simeq 20^\circ$. About 20° of L_s later, thin hazes appear in these regions, as shown in panel (4.9,b). This transition corresponds to the onset of the aphelion cloud belt, described for example by Wang and Ingersoll (2002), Benson et al. (2003), Smith (2004) and Matshvili et al. (2007). A closer look at these *morning hazes* is shown in Fig. (4.11,a), where they are seen surrounding Pavonis Mons in early morning (LT = 8.5).

2 A clear evolution in cloud index is seen when comparing panels (4.9,d) and (4.9,e). Three regions, indicated by the red boxes, can be compared accurately, and show an increase in the cloud spatial extent and index over a 30° L_s period. Cumulus fields are present in the western part of Alba Patera and north of Pavonis Mons at 1 PM and $L_s = 53^\circ$. These cumulus clouds are relatively thin, and are 5 to 10 km in size. They can be compared to those observed in early summer at 3.5 PM by Leovy et al. (1973) (see Fig. 14 therein) near Ascræus Mons (at that time called "North Spot"). An example of these cumulus clouds is given in Fig. (4.11,d). Diffuse clouds also surround Pavonis and Arsia Mons. 35° of L_s later (panel e of Fig. 4.9), at the same local time, cumulus clouds are still present north of Pavonis Mons and near Alba Patera, but are now associated with a thick haze layer (red box on the left). The diffuse clouds of Pavonis Mons are also thicker than at $L_s = 53^\circ$. The same sequence is discernable, although less obvious, in the two other regions indicated by the red boxes around 75° W and 65° W in panels (4.9,d) and (4.9,e).

In summary, it seems that during mid-spring, the beginning of the afternoon is characterized by localized cumulus clouds, that are accompanied by the formation of a thick haze layer later in the season. It is consistent with the Mariner 9 observations of Kahn (1984), who noted the presence in northern spring of "thin hazes", which "increase in thickness late in the season". The thickest clouds are found around $L_s = 100^\circ$, as depicted

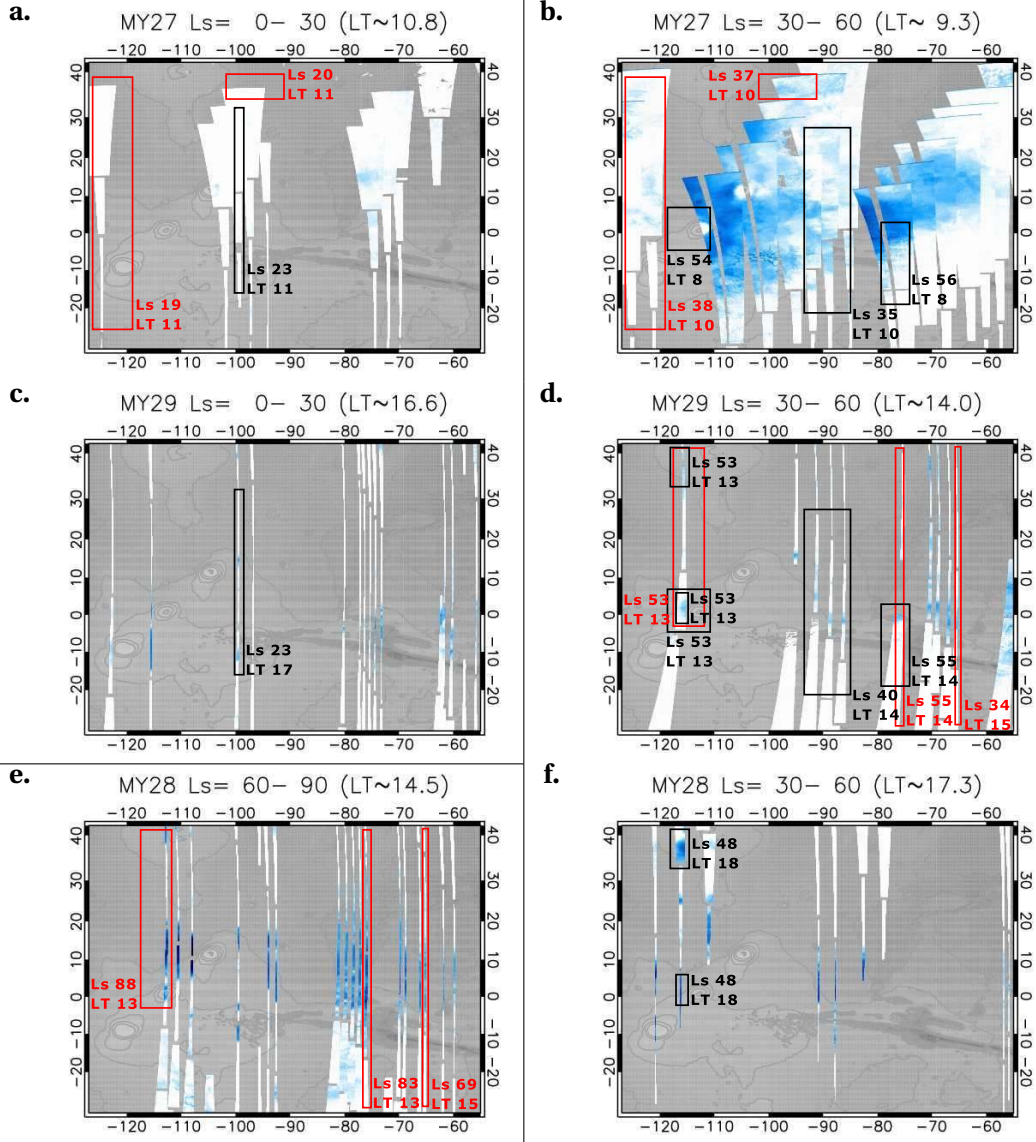


FIG. 4.9 – Cloud index maps (see section 4.7.1) for intervals of 30° of L_s . Diurnal variations can be appreciated between panels (a) and (c) for the $L_s = 0-30^\circ$ period, and between panels (b), (d), and (f) for the $L_s = 30-60^\circ$ period. Only one set of observations is available for the $L_s = 60-90^\circ$ period (panel e). Red boxes indicate the regions that were observed at different L_s but at the same local time LT (less than one hour difference) from one year to another. On the contrary, black boxes show particular regions that were observed at different local times but at the same L_s (less than 5° difference).

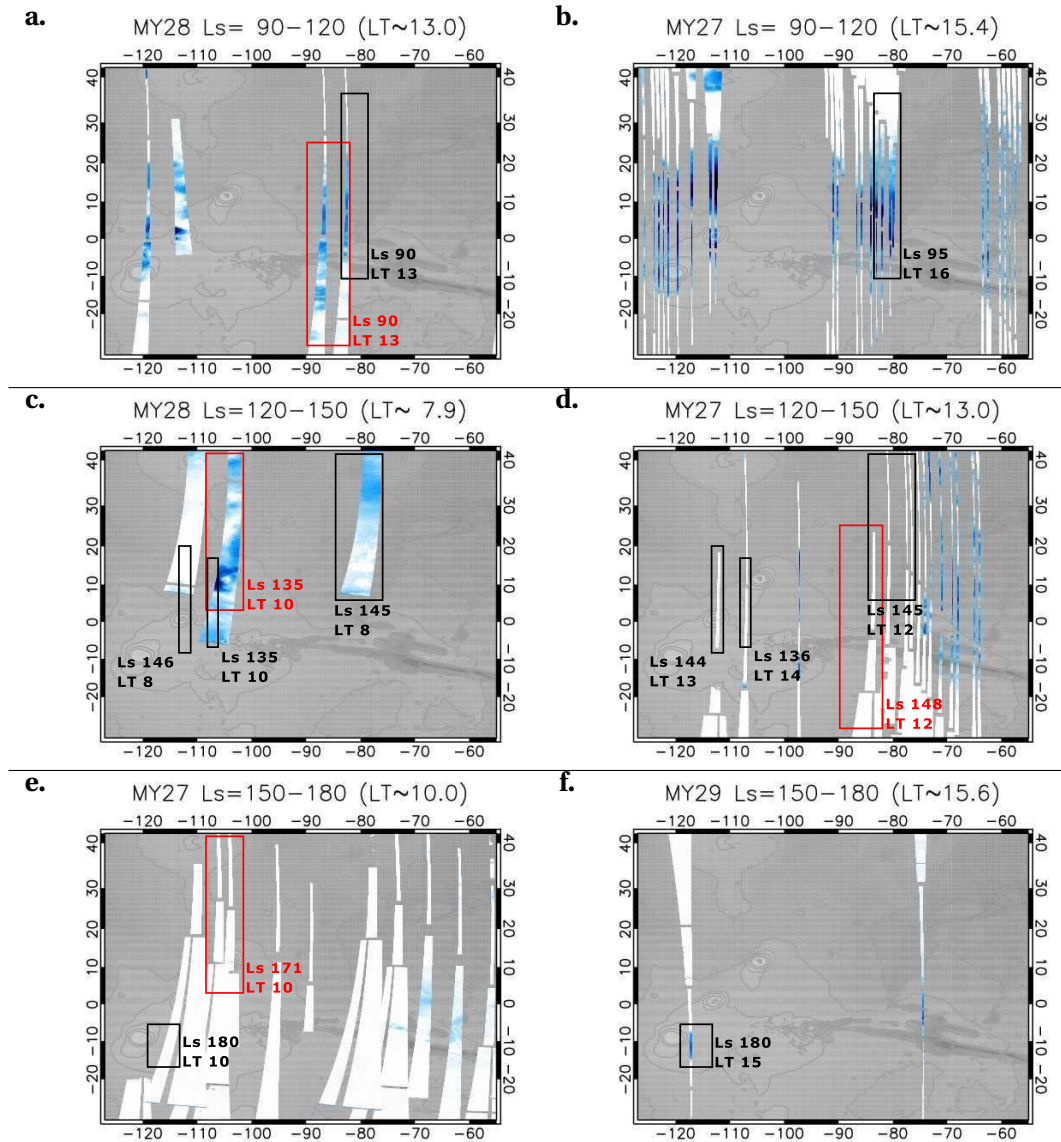


FIG. 4.10 – Same as Fig. 4.9 for the $L_s = 90-120^\circ$ (panels a and b), $L_s = 120-150^\circ$ (panels c and d), and $L_s = 150-180^\circ$ (panels e and f) periods.

in panel (4.10,b). It is consistent with the analysis of Benson et al. (2003), who found a peak in the cloud area at the same L_s .

3 The decay of the aphelion cloud belt is visible in panels (4.10,a)-(4.10,d) and (4.10,c)-(4.10,e). Early summer (panel a of Fig. 4.10) is characterized by cumulus clouds that are similar to those mentioned before. *Thick hazes* are also found, especially north of Valles Marineris (red box) and around Pavonis Mons. Figure (4.11,d) is a detailed view of the cumulus clouds seen north of Pavonis Mons in Fig. (4.10,a). Lee waves structures are sometimes seen in hazes, as noticed early by Briggs and Leovy (1974); Kahn (1984). Shortly after mid-summer ($L_s = 148^\circ$), around the same local time, all clouds have completely disappeared, as indicated by the red box of panel (4.10,d). The same evolution is observed in panels (4.10,c) and (4.10,e). The red box of panel (4.10,c) indicates a region of thick hazes, observed at 10 PM and $L_s = 135^\circ$. By $L_s \simeq 170^\circ$, they have sublimated entirely (panel e). Consequently, the decay of the aphelion cloud belt is sudden and happens around $L_s \simeq 150^\circ$, in agreement with previous analyses. In the beginning of summer, from $L_s = 120^\circ$ to $L_s = 148^\circ$, a similar evolution is monitored and notable in panel (4.10,d), around 70° W. Indeed, as we go westward, the L_s at which observations are made increases, whereas local time stays approximately the same (~ 1 PM). This sequence of observations begins with a patchy haze and ends with more localized and cumuliform hazes. This evolution has also been noticed by Wang and Ingersoll (2002), who described a change in cloud morphology from "fibrous" clouds to "small puffy plumes" in the same time period.

Cloud diurnal variations

The OMEGA dataset offers unprecedented opportunities for diurnal comparisons. As seen in Fig. 4.8, the $L_s = 0-30^\circ$ period can be analyzed at two different local times, around 10 AM and 4 PM, for MY27 and 29, respectively. This corresponds to the two maps (a) and (c) of Fig. 4.9. Over the $L_s = 30-60^\circ$ period, three local times are available, 9 AM, 2 PM, and 5 PM, for MY27, 29, and 28, and the corresponding maps are given in panels (4.9,b), (4.9,d) and (4.9,f). There is only one map for the $L_s = 60-90^\circ$ period, shown in panel (4.9,e). Finally, the three remaining periods ($90-120^\circ$, $120-150^\circ$, and $150-180^\circ$) were always covered at two different local times, and are given by panels (4.10,a-b), (4.10,c-d) and (4.10,e-f).

Early spring ($L_s = 0-30^\circ$) In the late mornings (11 AM) of early spring, no clouds are present (see the black box in panel a of Fig. 4.9), except some rare and extremely thin hazes that are not detected by the near-infrared channels, but discernable in the visible images. In the afternoon, around 5 PM, patchy haze forms over sloping regions, for example west of Ascreaus Mons and in Syria Planum (see the black box in panel c of Fig. 4.9).

Mid spring ($L_s = 30-60^\circ$) In mid spring of MY 27, OMEGA nicely covered the morning haze of Tharsis, as depicted in panel (4.9,b). This haze is shown in detail in Fig. (4.11,a), and has no discernable morphology. A few cumulus clouds, clustered over a dark area,

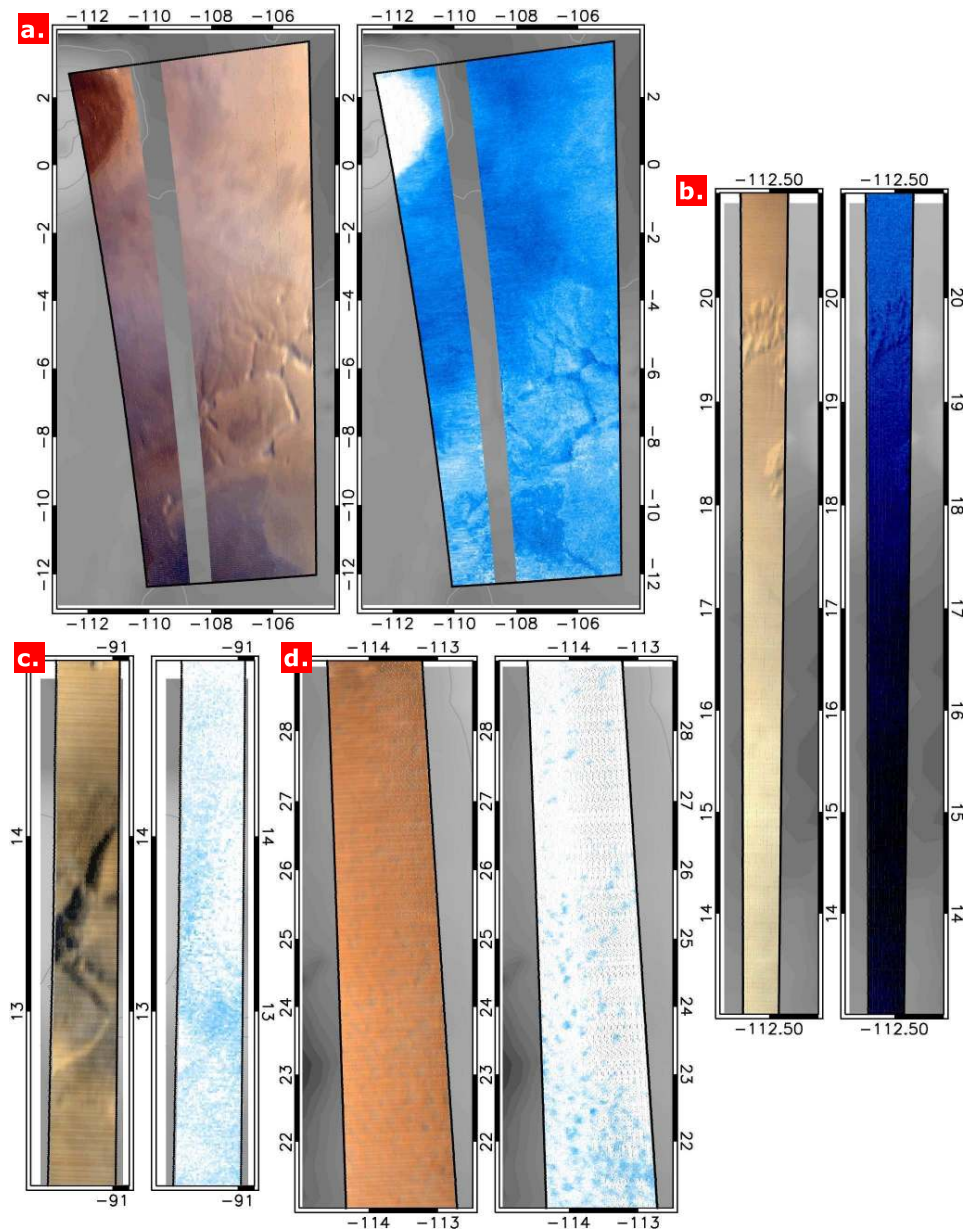


FIG. 4.11 – Selection of observations showing the four main types of clouds described in this paper (see section 4.7.1). For each observation, the visible channel image and the cloud index are shown. The blue shade reflects the strength of the $3.1 \mu\text{m}$ band, and is indicative of cloud formation (see section 4.5.1). **a.** Morning hazes ($L_s = 53.6$, $LT = 8.5$, orbit 563_3) **b.** Thick hazes ($L_s = 93.8$, $LT = 16.5$, orbit 891_5) **c.** Topographically controlled hazes ($L_s = 44.9$, $LT = 13.4$, orbit 5394_2) **d.** Cumulus clouds ($L_s = 115.3$, $LT = 10.6$, orbit 3514_1).

are also seen in Echus Chasma at 8 AM (north of the third black box in panel b of Fig. 4.9). The evolution of the haze can be followed in the three black boxes that are common to panel (4.9,b) and (4.9,d). These boxes show an ubiquitous haze in panel b at 8-10 AM, which vanishes in panel d at 1-2 PM. Instead, a thin haze forms over the slopes of Pavonis Mons (left box), north of Valles Marineris (middle box) and near Lunae Planum (right box). This haze seems to be topographically controlled, as illustrated in Fig. (4.11,c) where it forms over the slopes of Tharsis Tholus. The haze intensifies later in the afternoon. It is emphasized in the lower left black box common to panels (4.9,d) and (4.9,f), which indicates an increasing cloud index west of Pavonis Mons as we head through the afternoon (1 PM to 6 PM). The upper left box of panels (4.9,d) and (4.9,f) show the region west of Alba Patera where cumulus clouds are seen at 1 PM (panel d) and where a thick patchy haze forms later in the afternoon, at 6 PM (panel f). Panel (4.9,f) also emphasizes the preferential location of clouds west of Lunae Planum (around 10°N and 90°W).

Late spring ($L_s = 60-90^\circ$) The early afternoon of late spring is characterized by *cumulus clouds* and *thick hazes*, as described in section 4.7.1. However, no diurnal comparisons can be made for this time period.

Early summer ($L_s = 90-120^\circ$) At the beginning of the afternoon, early summer is characterized by frequent cumulus clouds, which are sometimes accompanied by a thick and patchy haze (panel a of Fig. 4.10). Later in the afternoon, at 4 PM, a thick and ubiquitous haze forms north of Valles Marineris and in a triangle delimited by Olympus Mons and the Tharsis Montes (see panel b of Fig. 4.10). Comparing the black box in panel (4.10,a) and (4.10,b) confirms that haze formation is intensified through the afternoon, and closer inspection reveals that cumulus clouds persist, even though they are hardly discerned in the haze. Figure (4.11,b) gives an example of haze which is especially thick, and whose opacity increases southward to a point where surface almost disappears in the visible channel.

Mid summer ($L_s = 120-150^\circ$) When the decay period of the aphelion cloud belt starts ($L_s \sim 140^\circ$), the early morning haze seems to persist at 8 AM, as indicated by the two black boxes at 112°W and 80°W in panel (4.10,c). However, it is less ubiquitous than mid spring morning haze (see the panel b of Fig. 4.9). Later in the morning and earlier in the season, at 10 AM, thick clouds are seen over the western flank of Ascraeus Mons (see the black box at 108°W in panel c of Fig. 4.10) and display a more cumuliform and patchy shape. Clouds completely disappear at noon, as seen when comparing the three black boxes in panels (4.10,c) and (4.10,d). Around 1 PM, they are not discernable anymore, except south of Syria Planum (under the second black box in panel d of Fig. 4.10), where thin cumulus clouds and lee waves persist. It is worth adding that afternoon clouds are seen around 75°W in panel (4.10,f) at $L_s = 156^\circ$. This suggests that clouds still form through the afternoon at the end of mid summer.

Late summer ($L_s = 150-180^\circ$) Thin hazes are still visible in the morning at $L_s \sim 165^\circ$, as seen in panel (4.10,e) around 65°W. However, these hazes are not present later in the season. The only clouds that persist at the end of summer are located over Arsia Mons,

where a thick haze forms through the afternoon, as indicated by the black box in panel (4.10,e) and (4.10,f). This reappearance of the cloud cover near Arsia Mons has also been reported by Benson et al. (2003) after $L_s = 140^\circ$.

Summary

The seasonal evolution observed by OMEGA is consistent with previous analyses, and consists of three main periods. First, the appearance of thin hazes over the Tharsis plateau between $L_s \sim 20^\circ$ and $L_s \sim 40^\circ$. Then, the development of the aphelion clouds that culminates around $L_s = 100^\circ$. And finally, the disappearance of the clouds around $L_s = 150^\circ$.

Four main types of clouds are distinguished, and their seasonal and diurnal evolution can be summarized as follows :

1. *Morning hazes* are found around 8 AM and are reported by OMEGA in mid spring and mid summer. They are probably remnants of fogs that form during the night. They dissipate before noon, and persist until $L_s \sim 165^\circ$.
2. *Topographically controlled hazes* are observed at various local times, ranging from late morning to late afternoon. They seem to be present only in early spring and late summer.
3. *Cumulus clouds* begin to grow in mid spring until mid summer, and are always observed in the early afternoon. Only one observation shows a small cumulus field at 8 AM over a particularly dark region of Echus Chasma.
4. *Thick hazes* form from mid spring to mid summer. They grow rapidly through the afternoon, and are especially abundant around $L_s = 100^\circ$, in a region north of Valles Marineris and in a triangle delimited by the Tharsis volcanoes and Olympus Mons. They are the most opaque clouds found during the aphelion season over the Tharsis plateau.

4.7.2 Retrieved cloud properties

The cloud index is an efficient way to detect and follow the evolution of the cloud cover, as we saw in the previous section. However, it only provides a qualitative assessment of the cloud properties. In this section, the cloud physical properties are retrieved and their spatial, seasonal and diurnal variations are analyzed in further detail.

Cloud selection

As explained in section 4.6.2, our retrieval method is only applicable to clouds whose visible opacity is near unity. Consequently, we are only able to retrieve the properties of *thick hazes*. The error on the measured particle size and cloud opacity becomes too large when considering thin clouds as *morning hazes*, *cumulus clouds* or *topographically controlled hazes*. The following measurements will be thus biased toward high opacity values when compared to previous works.

We select the observations showing the thickest hazes, which mainly occur around $L_s = 100^\circ$, and look for conditions favorable to the retrieval of their properties. These

conditions are listed in section 4.5.2 and the selection mainly consists of finding a cloud spectrum that overlaps a cloudfree spectrum acquired with a similar geometry, both spectra being made under low dust load conditions and over a relatively flat surface. The flanks of the volcanoes are avoided and we rather focus on the surrounding plateaus.

A map of the selected observations is shown in Fig. 4.12, along with the locations of previous retrievals made in the same region and time period by [Zasova et al. \(2001\)](#) (IRIS/Mariner 9, triangles) and [Wolff and Clancy \(2003\)](#) (TES/MGS, diamond). The corresponding results are listed in Table 4.2 for OMEGA, and in Table 4.3 for IRIS and TES. All the observations fall in the $L_s = 85.4\text{-}121.4^\circ$ time period, and occur between 1 PM and 5 PM. They were all acquired in MY27, except observations #13 and 14, which correspond to MY28. The retrieved ice particle size and cloud opacity are used to compute the Water Ice Column (WIC), which is also reported in Table 4.2.

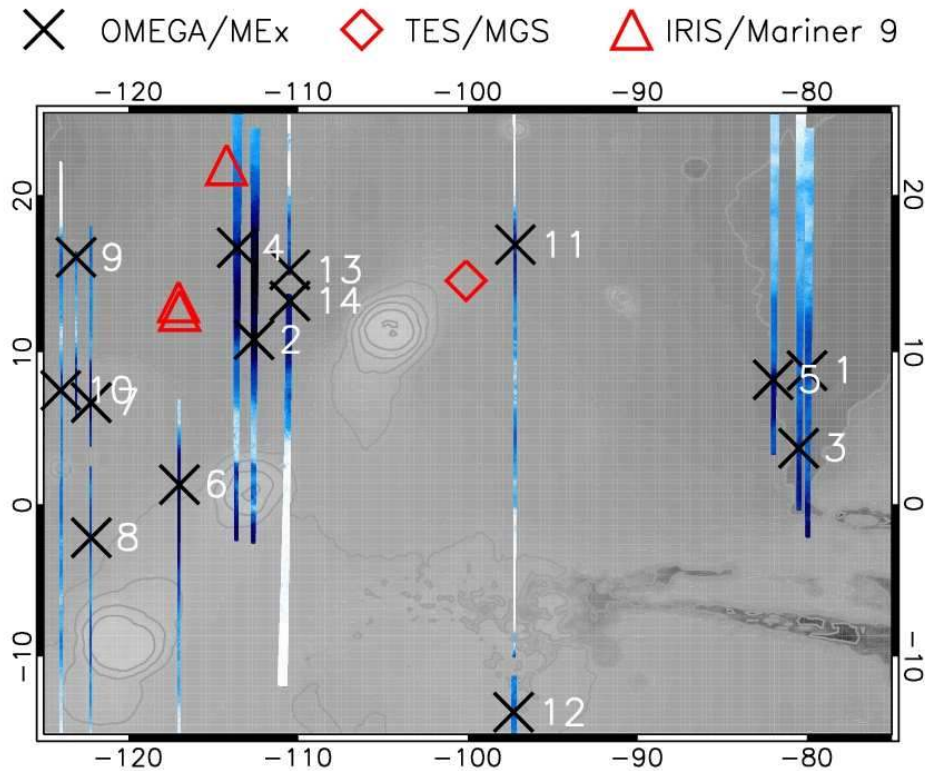


FIG. 4.12 – Map showing the location of the cloud property retrievals, which are listed in Table 4.2. Also represented in red are IRIS and TES retrievals (see Table 4.3) that were performed by [Zasova et al. \(2001\)](#) and [Wolff and Clancy \(2003\)](#), respectively. The cloud index map corresponding to each retrieval is also shown. A focus is made on the peak of the cloud season, around 100° of L_s . Solar longitude thus ranges from $L_s = 85.4^\circ$ to $L_s = 121.4^\circ$. The analyzed spectra (X crosses) were acquired at various hours, and the retrieved particle sizes are shown as a function of L_s and local time in Fig. 4.13.

The WIC in precipitable micrometers ($\text{pr.}\mu\text{m}$) can be calculated by assuming that $\tau = N\sigma_g Q_{\text{ext}}$, where τ is the total cloud optical depth, N the number of ice particles per

#	orbit	lon (°)	lat (°)	L_s (°)	LT (h)	z (km)	i (°)	e (°)	$r_{\text{eff},i}$ (μm)	$\sigma_{r_{\text{eff},i}}$ (μm)	τ_i	σ_{τ_i}	WIC (pr. μm)	σ_{WIC} (pr. μm)	Δi (°)	$\Delta \tau_d$
1	0887_5	-80.0	8.8	93.3	16.9	-0.6	69.9	5.7	5.4	+1.1	1.0	+0.12	3.3	+0.9	41.8	0.24
2	0891_5	-112.6	10.8	93.8	16.5	2.5	68.8	2.5	5.0	-0.8	1.7	-0.12	5.2	-1.1	39.8	0.21
3	0898_5	-80.5	3.7	94.7	15.8	-0.8	71.2	2.3	4.7	+0.3	1.3	-0.09	3.7	+0.6	40.6	0.43
4	0902_5	-113.6	16.7	95.2	15.6	2.2	64.6	2.7	4.9	+0.5	1.2	+0.10	3.6	+0.7	20.7	0.19
5	0920_5	-82.0	8.2	97.4	16.4	0.0	66.3	1.5	4.7	-0.2	1.2	-0.11	3.5	-0.9	31.3	0.22
6	0946_6	-117.0	1.3	100.7	15.6	5.2	65.7	0.4	4.7	+1.3	0.8	-0.11	2.3	+0.8	38.9	0.34
7	1012_6	-122.2	6.7	109.1	14.8	4.5	53.4	0.3	3.4	-0.8	1.4	+0.10	2.9	-1.0	14.4	0.22
8	1012_7	-122.2	-2.2	109.1	14.8	5.0	58.0	0.3	5.1	+0.4	0.7	-0.10	2.2	+0.5	22.0	0.21
9	1023_6	-123.1	16.1	110.5	15.6	1.0	47.8	0.1	2.3	+1.2	1.0	+0.11	1.3	-1.2	15.4	0.40
10	1034_6	-124.0	7.5	111.9	15.4	4.6	49.8	0.2	2.2	-0.4	1.3	-0.19	1.7	+0.5	25.5	0.29
11	1107_1	-97.2	16.9	121.4	13.5	2.6	35.2	0.1	2.8	+0.3	1.4	+0.10	2.3	+0.4	1.0	0.26
12	1107_2	-97.3	-13.6	121.4	13.7	6.6	51.9	0.3	2.4	-0.3	1.2	-0.11	1.7	-0.5	29.1	0.28
13	3276_3	-110.5	15.3	85.4	14.2	2.0	29.9	0.4	4.8	+0.3	1.1	+0.13	3.3	+0.7	0.4	0.27
14	3276_4	-110.5	13.3	85.4	14.4	2.0	30.9	0.3	3.9	-0.5	1.5	-0.11	3.5	+0.8	8.0	0.23
										+0.3		-0.09		-0.5		

TAB. 4.2 – List of all the retrievals performed over the Tharsis plateau (see the map of Fig. 4.12) for the $L_s = 85.4$ – 121.4° period. The altitude of the surface relative to the areoid and the observing geometry are given for each observation. Measured ice particle size and cloud visible opacity are listed, along with the Water Ice Column in pr. μm (WIC, see section 4.7.2). Corresponding 1 - σ errors are also given. The two last columns indicate the difference in incidence and dust opacity at $0.88 \mu\text{m}$ between the cloudfree and cloud spectra. Ice particle sizes are plotted as a function of L_s and local time in Fig. 4.13.

m^2 , σ_g the average area of the geometric projection per particle and Q_{ext} the particle extinction efficiency. The WIC in μm can then be expressed :

$$\text{WIC} = \int_0^\infty N \frac{4}{3} \pi r^3 n(r) dr = \frac{4}{3} N r_{\text{eff}} \sigma_g = \frac{4}{3} \frac{\tau r_{\text{eff}}}{Q_{\text{ext}}}, \quad (4.7)$$

where $n(r)$ is a lognormal distribution ($v_{\text{eff}} = 0.1$), r_{eff} the effective radius of the distribution in μm and where Q_{ext} varies as a function of the ice particle size. The error on the WIC can be directly deduced from the errors on $r_{\text{eff,ice}}$ and τ_{ice} , and is also given in Table 4.2.

Spatial description of the cloud properties

The retrievals are mainly located in the triangle formed by Olympus Mons and the Tharsis Montes (in the upper left part of Fig. 4.12). Three other retrievals are located in Echus Chasma (around 5°N - 80°W), another one north east of Ascraeus Mons (#11), and a last one in Syria Planum (#12).

The largest cloud index is found in a region west of Ascraeus Mons. The corresponding retrievals (#2, 4, 13 and 14) indicate particle sizes of 4-5 μm and a visible opacity of 1.1-1.7. The IRIS/Mariner 9 retrievals of [Zasova et al. \(2001\)](#) were carried out in the same region (see the red triangles in Fig. 4.12 and retrievals #1, 2, 3 in Table 4.3) and indicate particle sizes of 2-3 μm . Given the size of the IRIS footprints (~ 200 km), these particle sizes are representative of the whole region, and can be expected to be lower than the ones retrieved by OMEGA, which are limited to the thickest clouds. This region has also been extensively observed by [Clancy et al. \(2003\)](#), who measured particle sizes of 2.5-4.5 μm (see Fig. 18 therein) and categorized these clouds as "type 2" clouds.

#	lon ($^\circ$)	lat ($^\circ$)	L_s ($^\circ$)	LT (h)	$r_{\text{eff,i}}$ (μm)	$\sigma_{r_{\text{eff,i}}}$ (μm)	τ_i	σ_{τ_i}
1	-117.1	13.2	98.0	15.4	2.0	± 0.5	0.46	...
2	-117.0	12.7	98.0	15.4	2.0	± 0.5	0.46	...
3	-114.2	21.9	98.0	16.4	3.0	± 0.5	0.48	...
4	-100.1	14.6	114.9	14.0	3.2	± 0.8	0.31*	$\pm 0.04^*$

* Original values at 12.1 μm are 0.23 and 0.03, respectively.

TAB. 4.3 – Retrievals of ice particle size and cloud opacity at visible wavelengths (shown in red in Fig. 4.12) performed over the same region and in the same time period as in our study. The three first measurements come from a reanalysis of the IRIS/Mariner 9 dataset performed by [Zasova et al. \(2001\)](#). The last measurement was made with TES/MGS by [Wolff and Clancy \(2003\)](#).

The cloud optical depth at 0.4 μm was retrieved by [Benson et al. \(2003\)](#) using MOC/MGS. The values they reported in the Ascraeus Mons region can be directly compared to our measurements at 0.67 μm without significant error. They range from 0.1 to 1.36 and are thus consistent with our retrievals. The maximum particle size and opacity observed by OMEGA are equal to 5 μm and 1.7, respectively, with an error of less than 10%. They are found in late afternoon (LT 16.5) on orbit 891_5 (Figure 4.11,b). Ice particle sizes are also

especially large west of Pavonis Mons (see Fig. 4.12, retrievals #6 and 8), and in Echus Chasma (#1, 3 and 5), where they are close to $5 \mu\text{m}$. The retrieved opacities are equal to 0.7–0.8 west of Pavonis Mons and 1–1.3 in Echus Chasma. These values are in agreement with the observations of Benson et al. (2003), who found opacities ranging from 0.16-1.3 for Pavonis Mons and 0.04-1.1 for Valles Marineris. All these regions are part of wider areas of intense cloud formation, mainly located west of Ascræus and Pavonis Mons, and north of Valles Marineris (see for example Smith (2004), Fig. 16).

In these regions of thick clouds, the measured WIC is mostly equal to 2-3.5 pr. μm , with an especially high value of 5.2 pr. μm for orbit 891_5. Benson et al. (2003) measured a WIC of 0.15-2.1 pr. μm for Ascræus Mons, 0.25-2 pr. μm for Pavonis Mons and 0.07-1.7 pr. μm for Valles Marineris, in agreement with Matshvili et al. (2007) who observed a WIC of 1.35-1.8 pr. μm . Our values are therefore higher for reasons explained at the end of this section.

Further away from the Tharsis volcanoes, over Ulysses Fossae (10°N - 125°W), particle sizes are smaller than near the volcanoes, and equal to 2-3 μm (orbits #7, 9 and 10). The corresponding WIC ranges from 1.3 to 2.9 pr. μm .

The last two observations were made at the same time, in the northeast of Ascræus Mons (#11) and in Syria Planum (#12). Interestingly, Wolff and Clancy (2003) measured the cloud properties in a nearby area, at about the same L_s and local time (see the red diamond in Fig. 4.12 and retrieval #4 in Table 4.3). The TES particle size of 3.2 μm is close to our value of 2.8 μm , whereas the TES opacity of 0.31 is much lower than the OMEGA opacity of 1.4. Indeed, our measurements focus on high opacity clouds, which is not the case of TES measurements (see section 4.7.2). Finally, the cloud properties in Syria Planum are similar to those near Ascræus Mons, despite the distance between the two observations.

In summary, cloud particle sizes are in agreement with previous analyses, and range from 2.2 to 5.4 μm . These clouds probably correspond to the type 2 clouds identified by Clancy et al. (2003). Opacities are in agreement with Benson et al. (2003), even though our opacities are biased toward higher values due to the data selection process. The WIC ranges from 1.3 to 5.2 pr. μm , and is higher than previously reported by Benson et al. (2003) and Matshvili et al. (2007). It is probably due to the high opacity values, and also to the use of the true r_{eff} in the calculation of the WIC (see equation 4.7). The WIC we measure is probably close to the maximum values we can find in this region.

Seasonal and diurnal trends

The seasonal and diurnal evolution of cloud properties is essential for understanding the cloud formation process. We therefore looked for variations in cloud properties as a function of L_s and local time. Care must be taken in interpreting these variations because L_s and local time are not independent, as they are both linked to the spacecraft orbit. It is illustrated by Fig. 4.8, where we clearly see the decrease in local time as a function of L_s .

Figure 4.13 shows the variation in $r_{\text{eff,ice}}$ as a function of L_s (left panel) and local time (right panel) for all orbits analyzed in this study. Previous measurements by Zasova et al. (2001) and Wolff and Clancy (2003) are also represented in red. No discernable trend is

observed when considering all particle size measurements. However, there are two distinct groups of particles. A first group of 5 measurements, represented in blue, includes particles ranging in size from 2 to 3.5 μm . The second group, in black, is characterized by particles that are larger and about 5 μm in size. All the measurements of the first group are located in regions of reduced cloud cover (see Fig. 4.12), whereas retrievals of the second group are done in the thickest clouds, i.e. near the Tharsis volcanoes and north of Valles Marineris. Therefore a difference in particle size seems to exist between the core and the periphery of the cloud belt. The previous measurements of [Zasova et al. \(2001\)](#) and [Wolff and Clancy \(2003\)](#), which are represented in red in Fig. 4.13, would then belong to the cloud belt periphery.

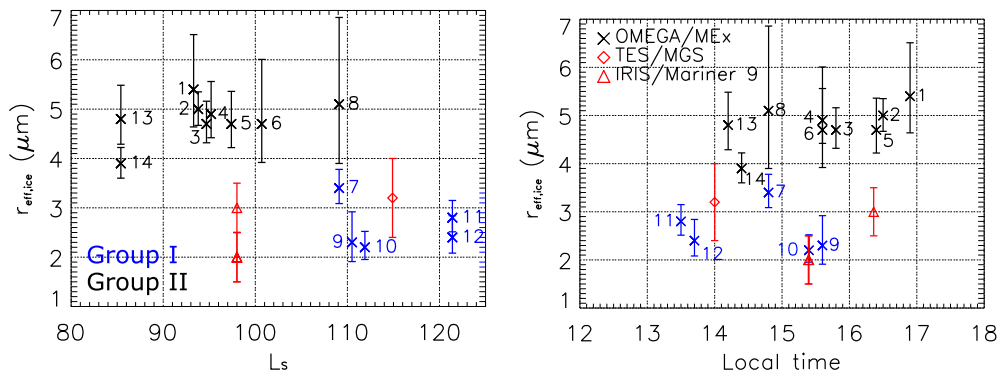


FIG. 4.13 – Retrieved ice particle size as a function of L_s (left) and local time (right). Earlier measurements made by [Zasova et al. \(2001\)](#) (IRIS, red triangles) and [Wolff and Clancy \(2003\)](#) (TES, red diamond) in the same region are shown for comparison (see Table 4.3). The estimated 1- σ errors are represented and also given in Table 4.2. The location of all retrievals is represented in Fig. 4.12. Two groups can be distinguished : a group of small particles (2-3.5 μm , in blue), and another group of large particles ($\sim 5 \mu\text{m}$, in black), each group corresponding to different regions. Among the second group, particle size seems to be constant over L_s and local time.

Interestingly, all the measurements refer to thick clouds, and there is no particular trend in opacity between the periphery and the core of the cloud belt. The distinction between the two groups seems to result from a difference in particle size alone.

In the second group, particle sizes appear to be quite constant over L_s and local time, and remain close to 5 μm . For example, retrievals #2 and 13, which are done in the same region and at the same season for MY27 and 28, are more than two hours apart but present the same particle size. This suggests that an equilibrium state is rapidly reached shortly after cloud formation. This result remains to be confirmed, as a robust conclusion would require a larger dataset.

4.8 Interpretation

Four main types of clouds are identified by OMEGA over the Tharsis plateau and occur at particular season and local time. In this section we propose to give insights into

their formation process by analyzing their spatial and time distribution, and by considering their properties in the light of regional meteorology.

4.8.1 Cloud cover evolution

Morning hazes are present during spring and summer and dissipate by noon. Later in the morning, clouds start to form on the western flanks of the Tharsis volcanoes. During the afternoon and from mid spring to mid summer, *thick hazes* form, and sometimes present a patchy and cumuliform shape, which is hard to distinguish given the narrow swath of OMEGA.

These diurnal variations seen by OMEGA are consistent with the early analyses of the Viking Orbiters. A first study written by [Hunt et al. \(1980\)](#) reported, in the region of Ascraeus Mons, the evolution from a "pervasive fog" at LT = 5.5-7.3 to well developed clouds at LT = 11.2 for $L_s = 121.5^\circ$. During the $L_s = 0-90^\circ$ period, [Christensen \(1998\)](#) and [Tamppari et al. \(2003\)](#) also noticed in the IRTM data an homogeneous haze between 8 AM and 10 AM, followed by minimum cloud cover at noon and by the appearance of more localized clouds during the afternoon.

OMEGA comprehensively covered the morning haze during MY27 (see panel b of Fig. 4.9) and provides a detailed view of its spatial distribution. Its formation seems to be favored in regions of low thermal inertia and high surface albedo, where we expect the lowest nighttime temperatures to occur. Its formation process is thus different from the haze seen in the afternoon, which is strongly controlled by topography.

Topographically controlled hazes are only seen in early spring and late summer. In the aphelion cloud seasons, these are the periods when temperature and water vapor content are the least favorable to cloud formation. Consequently, these thin clouds (see image c of Fig. 4.11) might form only in regions of extreme anabatic winds ([Michaels et al., 2006](#); [Spiga and Forget, 2009](#)), their development being limited by the difficulty to reach saturation. They might represent the early and late stages of *thick hazes* that appear from mid spring to mid summer and have the same dynamical origin.

OMEGA also gives insight into the spatial and time distribution of *cumulus clouds*, that grow in the early afternoon from mid spring to mid summer. They form at the time of the day when surface temperature is the highest, and at the time of the year when atmospheric temperature is the lowest. This corresponds to an optimal time when the boundary layer is the most active and when the saturation altitude is the lowest. This suggests that cumulus clouds originate from shallow convection, when water vapor transported upward by convection is able to reach saturation altitude. This hypothesis has been examined by [Michaels and Rafkin \(2004\)](#), who compared MOC images of such cumulus clouds to Large Eddy Simulation (LES) results. The cumulus cloud spatial distribution compares well with the distribution of the strongest updrafts, and their altitude corresponds to the top of the convective boundary layer. Moreover, boundary layer depth increases with decreasing surface pressure, as explained by [Spiga et al. \(2010\)](#), and can almost reach 10 km over the Tharsis plateau. This corresponds to the altitude at which saturation can be reached, as measured for example by [Clancy et al. \(1996\)](#) (see Fig. 3 therein). The increased thickness of the boundary layer over the Tharsis plateau would explain why the formation of cumulus clouds is favored in this region.

Interestingly, cumulus clouds are persistent south of Alba Patera and Valles Marineris, whereas they become hidden by thicker clouds in the other regions. For example, the orbits indicated by the red box in Fig. (4.10,a), which were acquired at 1 PM and $L_s = 90^\circ$, clearly show this transition from *thick hazes* to *cumulus clouds* as we cross Valles Marineris and show many areas where both types coexist. Type 1 clouds were observed by TES at same season and local time and Clancy et al. (2003) described them as being "prevalent at mid southern latitudes during the aphelion season". Their Fig. 12 clearly emphasizes the transition from type 1 to type 2 clouds as we cross the equator. They also mentioned that "the two ice types (may) coexist at the boundaries of the aphelion cloud belt", and that "the microphysical transition from type 1 ice to type 2 ice (may be) fairly continuous." Consequently, type 1 and type 2 clouds might correspond to the *cumulus clouds* and *thick hazes* identified in this study. Their distinct formation processes would explain the microphysical differences reported by Clancy et al. (2003). This conclusion needs to be confirmed by checking the size of the particles in cumulus clouds, which are too thin to be characterized by OMEGA.

These *cumulus clouds* are excellent indicators of local meteorological conditions. A lot could be learned about the Mars water cycle and cloud microphysics from examining their properties and trying to predict them accurately using multiscale climate modeling.

4.8.2 Cloud microphysical properties

We only analyzed the properties of *thick hazes* and reached two main findings. Firstly, there is a difference in particle size between what we called the "core" of the cloud belt and its "periphery". Secondly, in the core of the cloud belt, there seems to be no large change in cloud properties over season or local time.

There are three main factors controlling the formation of the cloud belt and they all interact at various scales. The first factor is the availability in water vapor. The highest WIC measured in our study is 5.2 $\text{pr.}\mu\text{m}$, and represents approximately a third of the water vapor column found in these regions (Smith, 2004; Fedorova et al., 2006). Water vapor is thus in excess and the variations in the amount of water vapor brought by the atmospheric circulation do not have a strong impact on cloud formation. This explains why there is no apparent link between the periods of cloud development and those of water vapor injection (Pearl et al., 2001; Smith, 2004). The second factor is temperature, and the cloud belt is made possible by low aphelion temperatures, as many studies pointed out (Clancy et al., 1996; Richardson et al., 2002). The third factor is atmospheric circulation. The regions west of the Tharsis Montes and north of Valles Marineris experience strong regional winds during summer solstice, which also control the formation of the cloud belt. As noticed by Hunt et al. (1980), this regional circulation changes at $L_s = 150^\circ$, and could play a role, along with temperature, in the decay of the cloud belt.

At finer scales, the difference in cloud properties between the core and the periphery of the cloud belt could be explained by this third factor, especially by the diurnal wind variations imposed by topography. Clouds are particularly developed in regions of strong anabatic winds, which are favored by the topographical slopes and the low thermal inertia of the Tharsis plateau (Hunt et al., 1980). All the retrievals performed in the core of the cloud belt are located in sloping regions, near Lunae Planum and west of Ascræus and

Pavonis Mons. The regions west of the Tharsis Montes and Olympus Mons have been studied by [Michaels et al. \(2006\)](#) using mesoscale modeling. The clouds in these regions are found to result from the interaction between anabatic winds and gravity waves induced by the volcanoes. They are created on the flanks of the volcanoes, in a "dynamically-maintained region of sharply depressed temperature (up to 10 K deviation)" ([Michaels et al., 2006](#)). They grow rapidly and reach particle sizes of $r_{\text{eff}} \simeq 8 \mu\text{m}$. Once formed, ice crystals are carried aloft by large scale circulation, and leave the parcels where they formed.

Apart from the three retrievals near Lunae Planum, all the measurements that indicate high particle sizes (second group in Fig. 4.13) correspond to the location of the large particle clouds predicted by [Michaels et al. \(2006\)](#). The persistence and dynamical origin of their source region would explain why they seem to always reach this threshold size of $5 \mu\text{m}$, whatever the season or time of the day.

Hence, the thickest parts of the cloud belt contain two different groups of clouds. First, large scale clouds formed by the regional wind circulation, characterized by particle sizes of $2\text{-}3.5 \mu\text{m}$ (the first group of retrievals in Fig. 4.13), and found in the periphery of the cloud belt. Second, localized clouds formed over sloping regions, strongly controlled by local dynamics and composed of larger particles ($r_{\text{eff}} = 5 \mu\text{m}$, second group in Fig. 4.13).

4.9 Conclusions

The development of the aphelion cloud belt over the Tharsis plateau has been analyzed using the OMEGA near-infrared imaging spectrometer.

The main results can be summarized as follows :

1. The cloud particle size and opacity can be retrieved in clouds of high optical depth, typically when the visible opacity is near unity. The impact of the uncertainty on surface albedo grows with decreasing cloud opacity, preventing us from performing any accurate retrieval for low opacity clouds.
2. The relative error on retrieved parameters is less than 30% for $r_{\text{eff,ice}}$, and 20% for τ_{ice} . The same area has to be observed under cloudfree and cloudy conditions to deduce the cloud properties. The cloudfree spectrum is used to deduce the surface albedo, over which a synthetic cloud spectrum is fitted to the observed cloud spectrum. This is done by removing the contribution of atmospheric dust, using the dust opacity measurements made simultaneously by the MERs, and by accounting for thermal emissions, using the temperatures of the Mars Climate Database v4.3. Extrapolating measurements from the rovers introduces a large error on the atmospheric dust content, which results in uncertainty on surface albedo. This uncertainty is the main source of error in our retrieval. The other main uncertainties are knowledge of the surface temperature and instrumental errors. A systematic bias toward ice particle sizes which are at most 20-30% too small is possible, due to the change in ice optical indices as a function of cloud temperature.
3. Global maps of the aphelion cloud belt in the Tharsis region are generated using the so-called cloud index. This cloud index is given by the ratio of the reflectance

at $3.4 \mu\text{m}$ to that at $3.52 \mu\text{m}$ (Langevin et al., 2007). It reflects the cloud particle size and opacity. Four main types of clouds are identified : *morning hazes*, *topographically controlled hazes*, *cumulus clouds* and *thick hazes*. *Morning hazes* are homogeneous and found over regions of high albedo and low thermal inertia, where the nighttime temperature is the coldest. They are probably remnants of nighttime clouds and dissipate by noon. *Topographically controlled hazes* are thin hazes found on sloping regions at various local times, before and after the formation of the optically dense cloud belt. They might have the same origin as the well developed cloud belt, but seem to be weakened by the high temperatures of early spring and late summer and resulting difficulty to reach saturation. *Cumulus clouds* are 5 to 10 km in size, and form during early afternoon from mid spring to mid summer. These are the times when the boundary layer is the thickest, and the saturation altitude the lowest. Their time of occurrence is consistent with the shallow convective origin proposed by Michaels and Rafkin (2004). They are found especially south of Alba Patera and Valles Marineris and coexist with thick hazes at the periphery of the cloud belt. Consequently, they might explain the origin of the type 1 clouds identified by Clancy et al. (2003). *Thick hazes* are found in the afternoon, and develop from mid spring to mid summer, especially west of the Tharsis Montes and north of Valles Marineris. They are the only clouds we are able to analyze in details with OMEGA, given their large optical depth. They are especially well developed around $L_s = 100^\circ$, as noticed by Benson et al. (2003); Smith (2004); Matshvili et al. (2007).

4. The effective radius of ice particles, cloud opacity at visible wavelengths and water ice content (WIC) are retrieved in the thickest parts of the cloud belt. Ice particle sizes are consistent with previous analyses, range from 2.2 to $5.4 \mu\text{m}$, and belong to type 2 clouds reported by Clancy et al. (2003). The WIC can be considered as maximal, since we focus on the densest part of the cloud belt, and is equal to 1.3 - $5.2 \text{ pr.} \mu\text{m}$. Particle sizes can be separated in two groups, of 2 - 3.5 and $5 \mu\text{m}$, respectively. The first group may represent "background" hazes found in the cloud belt, whereas the second group may correspond to regions of enhanced cloud formation. Particle sizes of the second group appear to be quite constant over L_s and local time, and always close to $5 \mu\text{m}$. The second group is observed mostly west of Ascraeus and Pavonis Mons and west of Lunae Planum. These are regions of strong anabatic winds and these large particles could be created in environments that are strongly controlled by local dynamics and topography. A good example is provided by the Tharsis volcanoes, described by Michaels et al. (2006) as "water pumps" where large particles form locally before being carried westward by the regional circulation. This kind of formation processes, enhanced by the local wind dynamics, would explain why these particles are larger than the others. It would also account for their quite constant size over time, since they would rapidly grow to reach a threshold size and leave their formation environment.

We emphasized in this study the complex evolution, in space and time, of the aphe-lion clouds, which display various morphologies and microphysical properties. This is a first attempt at monitoring cloud properties using near-infrared imaging spectrometry. The method described here could be applied to other regions, as long as ice is not present

on the surface. The same approach could be used with CRISM/MRO, and coupled to its ability to acquire multi-angle data. It would allow the extension of this analysis to thinner clouds, such as cumulus clouds.

Limb observations with OMEGA could also be used to further characterize the vertical structure of these clouds. The stereo imaging provided by the HRSC/MEx instrument could also give access to the altitude of the different cloud types. The method consists of identifying the same pattern in two successive images. Then, the altitude of the cloud can be deduced with an uncertainty of ~ 1 km (see [Scholten et al., 2010](#)). The high resolution profiles of MCS/MRO (Mars Climate Sounder) can also help us to understand the vertical structure of the clouds, at fixed local time though. Diurnal variations will be explored in 2016, when the ExoMars Climate Sounder (EMCS) onboard the ExoMars Trace Gas Orbiter will provide the aerosol profiles and the water vapor content of the atmosphere at various local times.

Clouds are essential indicators of martian meteorological processes and provide an excellent way to evaluate climate models, as they result from a conjunction of factors including dynamics, tracer advection, temperature changes, and cloud microphysics. In the coming years, further multiscale observations and modeling of the aphelion clouds using Global Climate Models, meso-scale models and Large Eddy Simulations, will give fascinating insights into many key aspects of the Mars climate.

Chapitre 5

L'effet radiatif des nuages de glace d'eau

Sommaire

5.1 La découverte de l'effet radiatif des nuages	99
5.2 Modélisation et validation	101
5.2.1 Le cycle de l'eau dans le LMD/GCM	101
5.2.2 Ajustement du cycle de l'eau par rapport aux observations	102
5.2.3 Implémentation de l'effet radiatif des nuages	106
5.3 Résultats	109
5.3.1 Analyse de l'effet radiatif des nuages	109
5.3.2 Comparaison des températures aux observations TES	115
5.4 Conclusion	118

5.1 La découverte de l'effet radiatif des nuages

Les nuages martiens sont, comme nous l'avons vu au chapitre 4, d'une très grande diversité et peuvent atteindre des opacités visibles supérieures à 1*. Leur effet radiatif était auparavant négligé dans les modèles de climat et mal connu, jusqu'à la mise en évidence d'inversions énigmatiques dans plusieurs profils de température. Le premier profil qui montra cette inversion fut celui acquis lors de l'entrée atmosphérique de la sonde Pathfinder, qui eut lieu à 3 heures du matin, dans la région de Chryse Planitia*. Les températures, déduites des données de l'accéléromètre (Schofield et al., 1997; Magalhães et al., 1999), révélèrent une profonde inversion entre 10 et 16 km, attribuée au refroidissement nocturne des nuages. Ce refroidissement fut simulé par Haberle et al. (1999) et Colaprete et al. (1999), ce qui permit une première compréhension du phénomène. Cependant, il est difficile de mesurer la température à partir des données d'un accéléromètre et l'existence réelle de cette inversion fut remise en question (Withers and Smith, 2006). Deux ans plus tard, de Mai à Juin 1999, l'instrument RS (Radio Science) à bord de MGS* permettait l'acquisition de plus de 400 profils de grande précision et résolution verticale (environ 500 m) pendant l'époque de formation des nuages tropicaux ($L_S = 134-162^\circ$, MY24, Hinson and Wilson, 2004). Certains de ces profils, comme ceux présentés

Voir la partie 4.7.2.

Voir la carte 1.2, à 30°N-30°W.

Mars Global Surveyor.

sur la figure 5.1, révélèrent alors des inversions similaires. Celles-ci sont clairement visibles sur la figure 5.1 autour de 10-20 km (environ 1 hPa), et ne sont pas présentes dans les profils de température du GCM quand les nuages sont radiativement inactifs (tirets rouges). Ces profils furent analysés par [Hinson and Wilson \(2004\)](#), qui parvinrent à reproduire ces inversions en incluant dans le modèle du GFDL des nuages radiativement actifs.

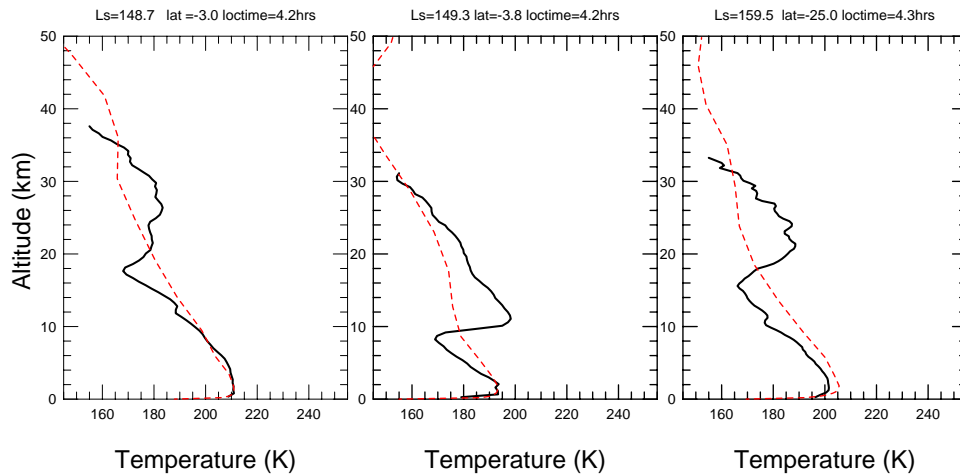


FIG. 5.1 – Profils de température déduits des mesures de l'instrument RS de MGS (trait noir), acquis vers 4 heures du matin et $L_s = 150^\circ$ dans les régions tropicales. L'inversion attribuée aux nuages est clairement visible sur les trois profils, pour des altitudes allant de 10 à 20 km. Les températures de la MCD (Mars Climate Database, <http://www-mars.lmd.jussieu.fr/>), générées avec une version du LMD/GCM n'incluant pas l'effet radiatif des nuages, sont représentées par les tirets rouges.

L'effet radiatif des nuages fut ensuite mis en évidence dans les observations TES. Si TES ne possède pas une résolution verticale suffisante pour détecter les inversions mentionnées précédemment, les températures peuvent être comparées aux modèles pour identifier les possibles biais dus à l'absence de nuages radiativement actifs. Pour cela, [Wilson et al. \(2008\)](#) utilisèrent les réanalyses des observations TES par le modèle d'Oxford (le UK/MGCM, [Montabone et al., 2006](#)), qui utilise la même physique que le LMD/GCM, mais un coeur dynamique différent. Deux simulations furent comparées : une assimilant l'opacité de poussière et la température observées par TES, et l'autre n'assimilant que l'opacité de poussière, la température étant alors calculée par le modèle, qui ignore les nuages. La différence de température entre les deux simulations à $L_s = 120^\circ$ est représentée sur la figure 5.2, extraite de l'article de [Wilson et al. \(2008\)](#). Un biais chaud de 5-10 K apparaît clairement dans la réanalyse, dans l'intervalle de latitude $\pm 60^\circ$, et entre 0.1 et 1 hPa. Dans la basse atmosphère, c'est un biais froid qui apparaît, d'environ 5 K. C'est à cette saison que les nuages tropicaux sont les plus épais ([Smith, 2004](#)). [Wilson et al. \(2008\)](#) simulèrent alors ce chauffage entre 0.1 et 1 hPa en incluant des nuages radiativement actifs, et confirmèrent l'origine de ces biais de température, sans cependant expliquer pourquoi l'effet net des nuages était tel.

L'effet radiatif des nuages fut également révélé par les températures de surface noc-

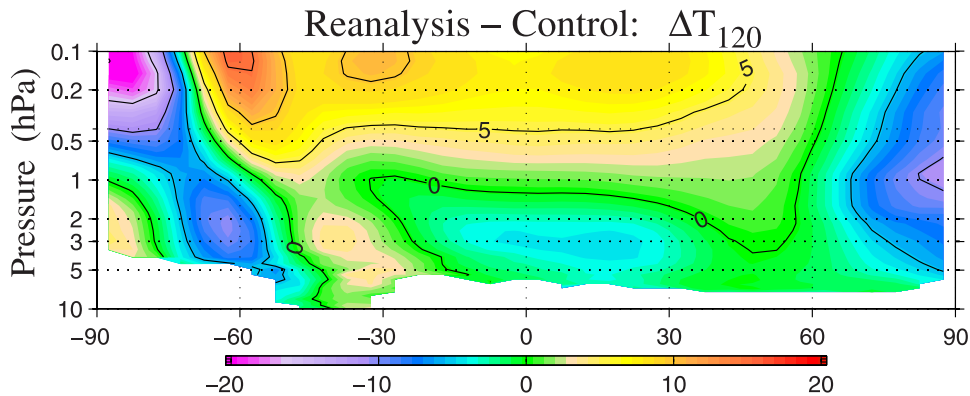


FIG. 5.2 – Différence de température à $L_s = 120^\circ$ entre une simulation du UK/MGCM assimilant l’opacité de poussière et la température observée par TES (réanalyse) et une simulation n’assimilant que l’opacité de poussière, les températures étant calculées par le modèle (simulation de contrôle). Les températures de la réanalyse sont plus élevées de 5-10 K dans l’intervalle de latitude $\pm 60^\circ$, entre 0.1 et 1 hPa. La réanalyse est toutefois plus froide dans la basse atmosphère, d’environ 5 K. D’après [Wilson et al. \(2008\)](#).

turnes mesurées par TES, qui sont plus élevées que dans les modèles lorsque ces derniers ignorent l’effet radiatif des nuages ([Wilson et al., 2007](#)). En effet, une épaisse brume, dont la cartographie est possible par l’extinction du signal MOLA, est précisément localisée au-dessus de ces régions présentant une température plus élevée. Ceci s’explique par l’émission infrarouge des nuages durant la nuit qui chauffe la surface. Cette effet fut également bien simulé par [Wilson et al. \(2007\)](#).

Ces résultats motivèrent la mise en place dans les modèles d’un cycle de l’eau dont les nuages sont radiativement actifs. Si cet effet a pu être simulé pour une saison donnée dans les articles précédemment cités, sa modélisation sur une année complète est encore le sujet de vives recherches au sein de la communauté.

Dans ce chapitre, le cycle de l’eau tel qu’il fut implémenté par [Montmessin et al. \(2004\)](#) est couplé au cycle des poussières semi-interactif présenté dans le chapitre 3. L’effet radiatif des nuages est simulé en utilisant le modèle de diffusion présenté dans le chapitre 2. Nous commençons par décrire le modèle et la méthode utilisée pour ajuster le cycle de l’eau aux observations dans la partie 5.2. Nous comparons les nuages simulés aux observations TES, mais également aux observations OMEGA présentées dans le chapitre 4. Ensuite, nous analysons dans la partie 5.3 l’effet radiatif des nuages, et comparons enfin les températures obtenues à celles observées.

5.2 Modélisation et validation

5.2.1 Le cycle de l’eau dans le LMD/GCM

Le cycle de l’eau est initié par la sublimation de la calotte permanente du pôle Nord. La quantité de vapeur d’eau injectée dans l’atmosphère est alors donné par le flux d’évaporation, qui dépend notamment de la différence entre le rapport de mélange saturant

à la température de la surface et le rapport de mélange en vapeur d'eau de la première couche de l'atmosphère (voir la partie 6.5.2 du chapitre 6, ainsi que l'équation 6.1). La vapeur d'eau est ensuite advectée par le modèle, et si la température de saturation est atteinte, des cristaux de glace se forment, en suivant une loi de croissance décrite dans l'article de [Montmessin et al. \(2004\)](#). Le rayon moyen massique des cristaux de glace d'eau est alors donné par :

$$r_c = \left(\frac{3M_c}{4\pi\rho_i N_c} + r_0^3 \right)^{1/3}, \quad (5.1)$$

où M_c est la masse totale de glace d'eau dans la maille, ρ_i la masse volumique de la glace (917 kg m^{-3}), N_c le nombre de noyaux de condensation, et r_0 le rayon moyen des noyaux de condensation. Le rayon des noyaux r_0 ainsi que leur nombre N_c sont directement donnés par le schéma de transport des poussières, présenté dans la partie 3.4.3 du chapitre 3. Si une distribution lognormale des particules nuageuses est supposée, le rayon effectif de sédimentation, c'est-à-dire le rayon des particules qui sédimenteraient avec le même flux en masse si la distribution était monotaille, s'écrit (voir le paragraphe 30 de [Montmessin et al., 2004](#)) :

$$r_{\text{sed}} = r_c \exp(3\sigma_0^2) = r_c (1 + v_{\text{eff}})^3, \quad (5.2)$$

où v_{eff} est la variance effective de la distribution en taille des cristaux. Le rayon effectif radiatif s'écrit quant à lui :

$$r_{\text{rad}} = r_c \exp(\sigma_0^2) = r_c (1 + v_{\text{eff}}). \quad (5.3)$$

5.2.2 Ajustement du cycle de l'eau par rapport aux observations

Point sur..... 38

Le réglage du cycle de l'eau dans le GCM

Parmi les grandeurs présentées ci-dessus, deux sont ajustables car méconnues. Il s'agit du nombre de noyaux de condensation N_c , et de la variance effective de la distribution en taille des cristaux. En effet, les cristaux ne se forment que sur une partie des noyaux disponibles. Par exemple, dans un air continental typique terrestre, seulement 1 à 10% des particules serviront de noyaux de condensation ([Wallace and Hobbs, 2006](#)). Nous avons noté, dans le chapitre 3, N le nombre de particules de poussière par kg d'air. Nous noterons f_c le facteur reliant le nombre total de particules de poussières par kg N au nombre de noyaux de condensation par kg N_c , avec :

$$N_c = \frac{N}{f_c}. \quad (5.4)$$

Il est donc possible d'ajuster dans le modèle le facteur f_c et la variance effective, ce qui modifie considérablement le cycle de l'eau. Augmenter f_c revient à diminuer le nombre de noyaux de condensation N_c , et tend donc à augmenter la taille des cristaux, la même masse d'eau étant condensée sur moins de noyaux. Ceci favorise la sédimentation, et limite le transport de l'eau au-dessus de l'hygropause, asséchant alors le cycle de l'eau ([Montmessin et al., 2004](#)). De même, augmenter la variance effective augmente le rayon de sédimentation (voir l'équation 5.2), et a une conséquence identique. *Augmenter f_c ou v_{eff} tend donc à assécher le cycle de l'eau.*

Il est également possible de changer l'opacité des nuages sans changer la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère. Pour cela, il faut conserver la même vitesse de sédimentation, qui dépend de la masse de cristaux. Augmenter f_c revient à diminuer le nombre de noyaux de condensation et à augmenter la taille, et donc la masse des cristaux. Pour compenser cette élévation en masse, il faut diminuer les rayons de sédimentation des particules, par l'intermédiaire du facteur $(1 + v_{\text{eff}})^3$ de l'équation 5.2, et comme la masse est proportionnelle au rayon au cube, conserver la vitesse de sédimentation revient alors à conserver la quantité $f_c (1 + v_{\text{eff}})^9$. Par conséquent, *la quantité de vapeur d'eau est inchangée pour tout changement de la quantité de noyaux de condensation et de la variance effective tel que $f_c (1 + v_{\text{eff}})^9 = \text{cste}$* . Cette méthode permet d'ajuster l'opacité des nuages sans changer la colonne de vapeur d'eau.

De même, en utilisant l'expression 2.37 de l'opacité et l'expression 5.1 de r_c , il est possible d'exprimer la variance effective $v_{\text{eff,new}}$ à choisir pour obtenir une certaine opacité des nuages τ_{new} , en se basant sur les résultats d'une précédente simulation. En effet, comme la masse de glace d'eau M_c ne change pas si $f_c (1 + v_{\text{eff}})^9 = \text{cste}$, il est possible de décrire, en négligeant les changements de Q_{ext} dus aux différentes tailles de cristaux des deux simulations :

$$v_{\text{eff,new}} \simeq \sqrt{\frac{\tau_{\text{new}}}{\tau_{\text{old}}}} (1 + v_{\text{eff,old}}) - 1. \quad (5.5)$$

Nous avons donc réalisé une première simulation¹ où les nuages sont radiativement inactifs, et ajusté dans un premier temps les paramètres libres v_{eff} et f_c jusqu'à ce que le cycle de la vapeur d'eau soit satisfaisant. Ce cycle est représenté sur la figure 5.3.b, où il est comparé aux observations TES* (figure 5.3.a). Le modèle reproduit bien le maximum de sublimation sur la calotte Nord (en rouge vers $L_s = 90^\circ$), l'advection de la vapeur d'eau dans la cellule de Hadley (descente du contour à 15 pr. μm), et le maximum de vapeur d'eau au pôle Sud.

Le modèle est guidé par le scénario de poussière MY26.

Une fois ce cycle de vapeur d'eau obtenu, les paramètres libres sont changés de façon à ce que la quantité $f_c (1 + v_{\text{eff}})^9$ soit conservée, pour ajuster uniquement les nuages. L'opacité des nuages* à 12.1 μm résultante est représentée sur la figure 5.4.b, et comparée à l'opacité observée par TES (figure 5.4.a). L'évolution saisonnière des nuages est bien simulée, avec la ceinture équatoriale entre $L_s = 30^\circ$ et $L_s = 150^\circ$, les nuages polaires, ainsi que les maxima locaux à l'équateur vers $L_s = 180^\circ$, $L_s = 300^\circ$ et $L_s = 360^\circ$. L'opacité des nuages est légèrement élevée, ce qui est voulue, car l'effet radiatif des nuages a tendance, comme nous le verrons, à diminuer l'opacité des nuages. Nous allons donc à présent activer les nuages en conservant les mêmes paramètres, et nous devrions obtenir des opacités en accord avec les observations. Les paramètres retenus pour ces simulations sont $f_c = 4.5$ et $v_{\text{eff}} = 0.45$. Notons qu'il est également possible de modifier légèrement l'albédo de la calotte saisonnière d'eau, qui est ici de 0.45.

L'opacité TES est une opacité en absorption et non en extinction, ce qui est bien pris en compte ici.

¹La résolution des simulations est de 5.625° par 3.75° (64×48) sur 25 niveaux verticaux (0-100 km).

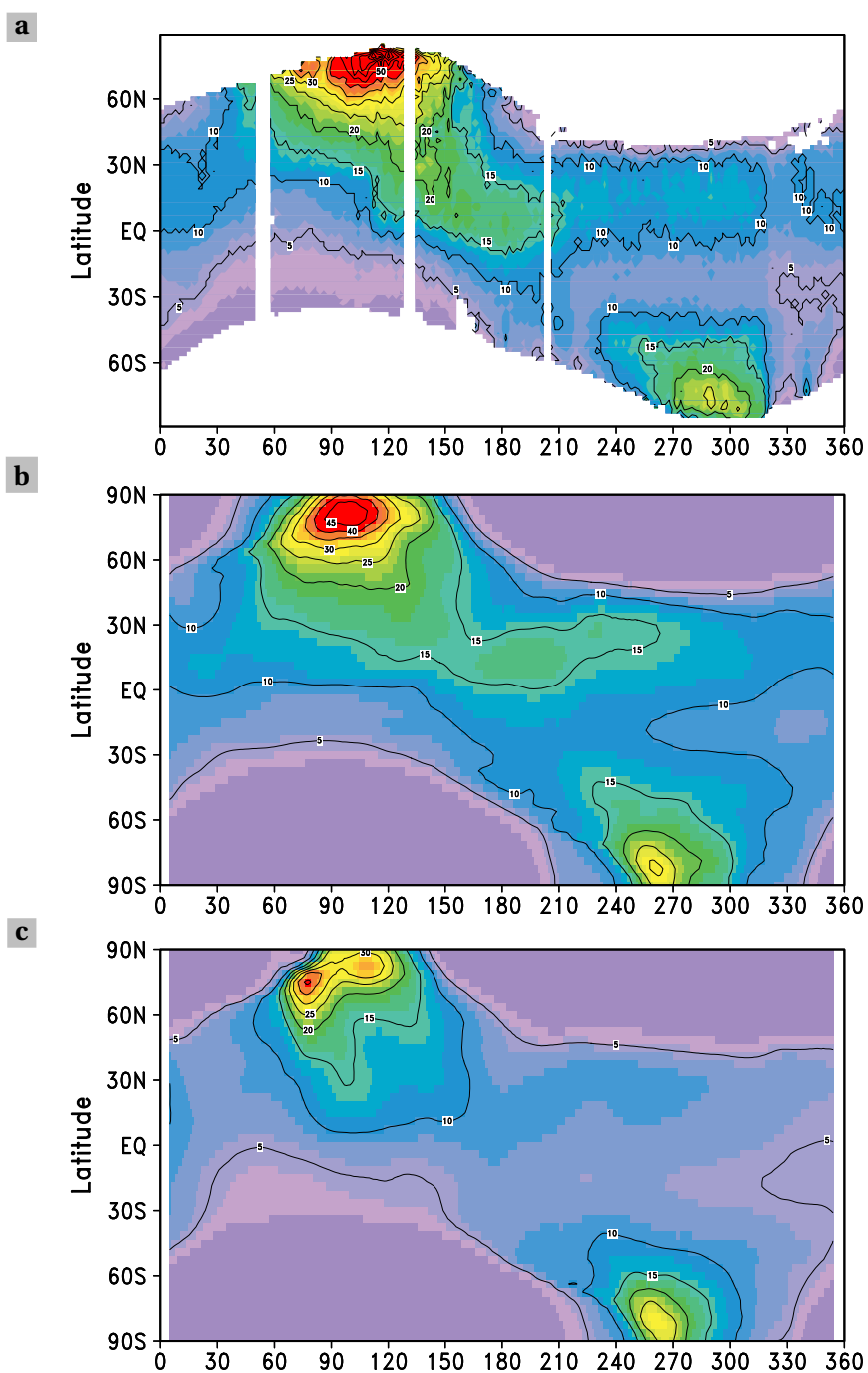


FIG. 5.3 – Évolution de la distribution latitudinale de la colonne de vapeur d'eau (pr. μm) en fonction de L_s telle qu'observée par TES (a, MY26), et simulée par le modèle sans (b) et avec (c) nuages radiativement actifs.

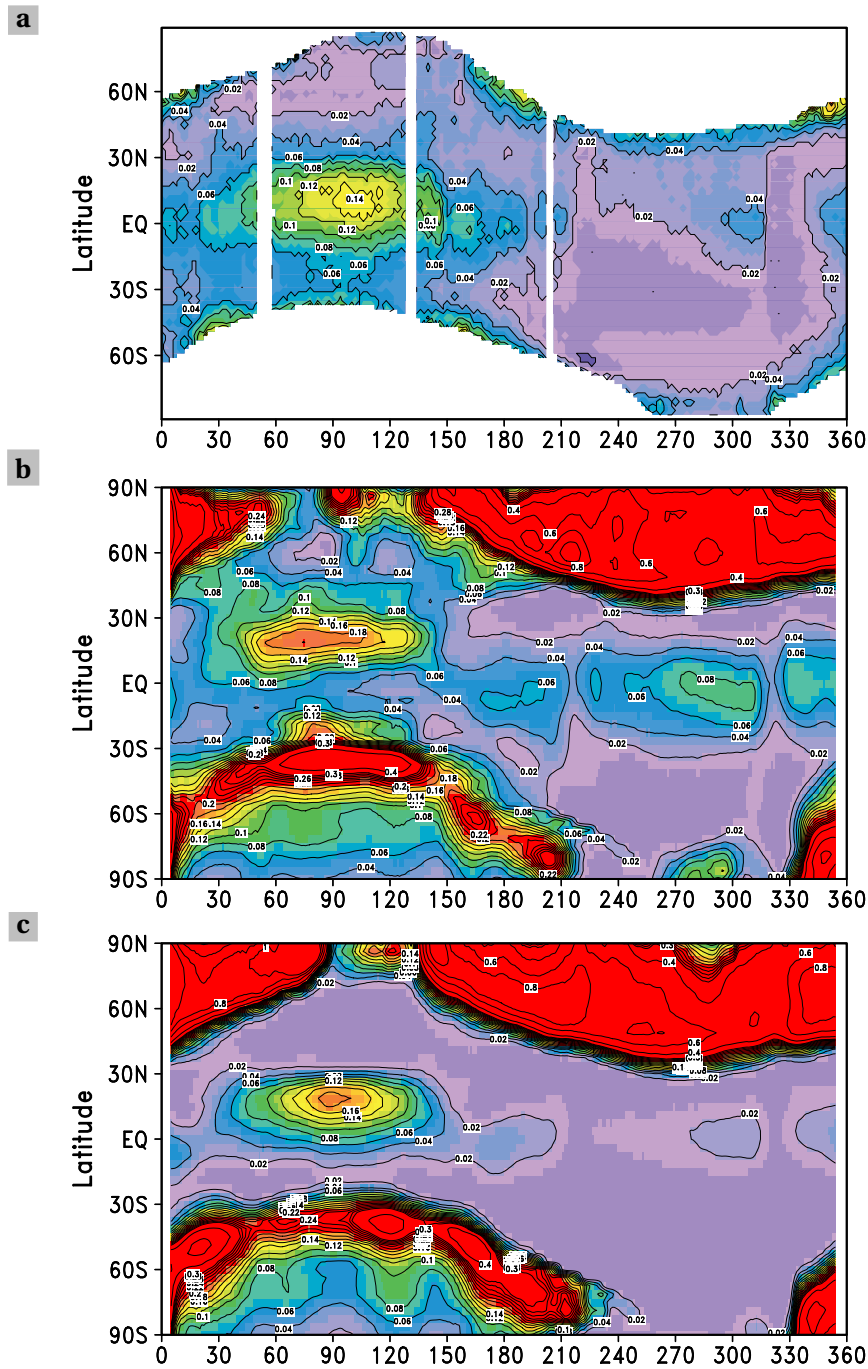


FIG. 5.4 – Évolution de la distribution latitudinale de l'opacité à 825 cm^{-1} ($12.1\ \mu\text{m}$, opacité en absorption) de la glace d'eau en fonction de L_s telle qu'observée par TES (a, MY26), et simulée par le modèle sans (b) et avec (c) nuages radiativement actifs. Malheureusement, TES ne peut pas effectuer de mesures dans les régions polaires froides où le modèle prédit d'épais nuages.

5.2.3 Implémentation de l'effet radiatif des nuages

Propriétés radiatives

Afin d'implémenter l'effet radiatif des nuages de glace d'eau dans le modèle, il convient de construire les tables de données contenant les propriétés radiatives de la glace d'eau pour différentes distributions en taille de variance effective fine, comme il est expliqué dans la partie 2.3 du chapitre 2. Nous utilisons pour cela le code de Mie de [Bohren and Huffman \(1983\)](#)* et l'indice de réfraction de la glace mesuré par [Warren \(1984\)](#).

Voir la partie 2.3.1 du chapitre 2.

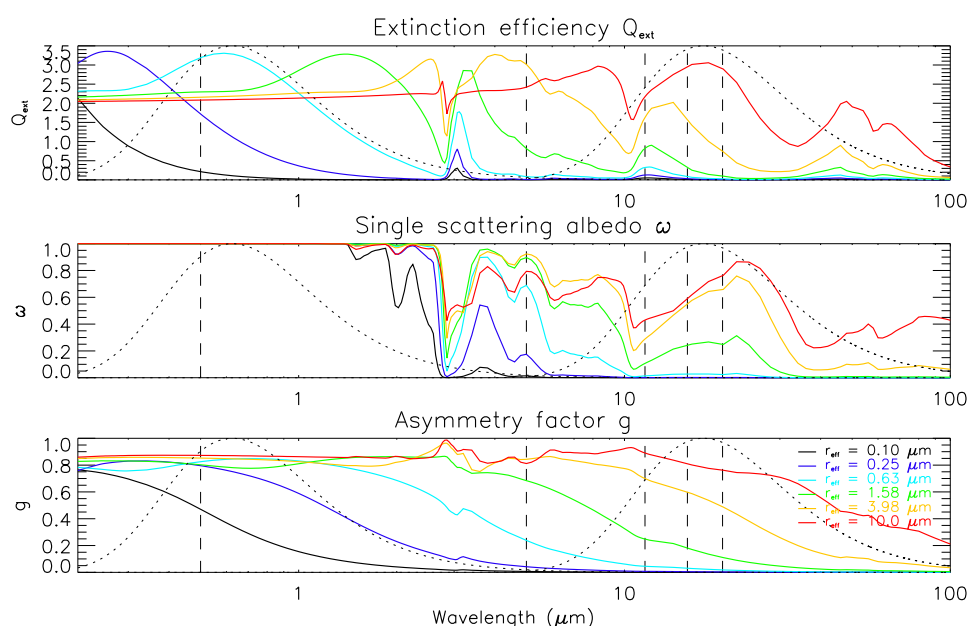


FIG. 5.5 – Les paramètres de diffusion simple de la glace d'eau sont calculés pour différentes tailles de particules (r_{eff} de 0.1, 0.25, 0.6, 1.6, 4 et 10 μm) et une variance effective de 0.1 (distribution lognormale), les particules étant supposées sphériques (code de Mie). L'indice de réfraction de [Warren \(1984\)](#) est utilisé. Les luminances de corps noir à 5870 K et 210 K sont représentées en pointillé noir (l'aire est préservée, et $\lambda B_{\lambda}(T)$ est représentée).

Les propriétés radiatives de particules sphériques de glace d'eau sont représentées sur la figure 5.5, pour des distributions lognormales de variance effective égale à 0.1 et de rayons effectifs variables. La glace d'eau a un albédo de diffusion simple de 1 dans une grande partie du domaine solaire, et ce quelle que soit la taille des cristaux. L'absorption dans le domaine solaire est donc extrêmement faible. Ce n'est pas le cas dans l'infrarouge thermique, où l'albédo de diffusion simple est plus faible, et dépend énormément de la taille des cristaux. Par exemple, l'albédo de diffusion simple à 20 μm double lorsque le rayon effectif des cristaux passe de 1.5 à 4 μm . Un fort impact des nuages dans l'infrarouge est donc attendu, et cet impact dépend fortement de la taille des cristaux prévue par le modèle.

Instabilités numériques

De fortes instabilités sont apparues dans le modèle lors de l'ajout de nuages radiativement actifs. Ces instabilités ont eu tout d'abord une apparence physique. En effet, elles survenaient lorsque des nuages bas se formaient, et se sublimaient au pas de temps suivant, par absorption infrarouge de l'émission de la surface. L'atmosphère, par disparition du nuage, retrouvait dès lors une température plus froide, le nuage se reformait, puis se dissipait à nouveau par son propre effet thermique, le tout aboutissant à des oscillations puis à une divergence des températures. Ceci avait donc l'apparence d'une instabilité numérique typique d'un modèle explicite qui surestime les tendances à cause d'un pas de temps trop grand. Cependant, cette hypothèse fut écartée dès que nous avons réalisé que des pas de temps physiques beaucoup plus petits ne résolvaient pas le problème. Il s'agissait donc probablement d'une erreur dans le code.

Après avoir revérifié et relu les nouvelles routines (chapitre 2), nous avons recherché l'erreur dans l'ensemble du transfert radiatif du modèle. Nous avons pour cela reproduit le problème en 1D, et sommes parvenus à isoler un cas divergent sur un pas de temps. Après de nombreuses recherches dans lesquelles toute l'équipe s'est investie, l'erreur a été identifiée, et venait du calcul de l'opacité cumulée sur la verticale des aérosols dans la bande à $15 \mu\text{m}$, qui comme nous l'avons mentionné dans la partie 2.7, est une opacité en absorption. Pour la calculer, l'opacité en extinction était intégrée sur la verticale, et l'opacité de chaque niveau était ensuite multipliée par $(1 - \omega)$, ce qui n'est valable que si ω est constant verticalement, ce qui était le cas dans l'ancien modèle. Mais dans le cas où les paramètres de diffusion simple varient verticalement, comme dans le nouveau modèle, le facteur $(1 - \omega)$ ne peut pas « sortir de l'intégrale », et le calcul était faux, expliquant les instabilités numériques observées.

Cette épisode du développement est un bon exemple d'erreur de code prenant la forme d'erreur physique après diverses interactions au sein du modèle, et souligne la prudence dont il faut faire preuve dans la résolution de telles instabilités numériques.

Ajustement aux observations

La simulation avec nuages radiativement actifs utilise les mêmes paramètres que la simulation sans nuages actifs, ainsi que le même état initial, de façon à pouvoir comparer les deux simulations. Cependant, il est difficile d'obtenir des nuages réalistes sans distinguer la variance effective associée à la sédimentation de celle associée à l'effet radiatif. Nous avons donc finalement choisi une variance effective pour l'effet radiatif des nuages de 0.1, et maintenu $\nu_{\text{eff,rad}}$ à 0.45. Le nouveau cycle de vapeur d'eau simulé après activation des nuages est représenté sur la figure 5.3.c. L'effet majeur des nuages actifs est un assèchement considérable du cycle de l'eau, d'environ $5 \text{ pr.}\mu\text{m}$. Deux pics de sublimation apparaissent à l'été Nord au lieu d'un seul, ce qui est également le cas dans les observations (figure 5.3.a). Une première analyse des changements survenus au pôle après activation des nuages suggère un effet complexe de ceux-ci, avec une modification de la dynamique, de la couverture nuageuse, et de la thermique de l'atmosphère. Nous nous limitons dans ce chapitre à l'analyse de l'effet des nuages sur la structure thermique générale de l'atmosphère, l'effet sur le cycle de l'eau nécessitant une étude future approfondie.

Les opacités de nuages sont représentées sur la figure 5.4.c, et sont en bon accord avec les observations. Les nuages équatoriaux sont légèrement trop épais (opacité à $12.1 \mu\text{m}$ du GCM de 0.16 contre 0.14 dans les observations) autour de $L_s = 90^\circ$, puis trop fins pour le reste de l'année (0.02 contre 0.04 dans les observations). Ces opacités sont cependant acceptables pour simuler à bien l'effet radiatif des nuages.

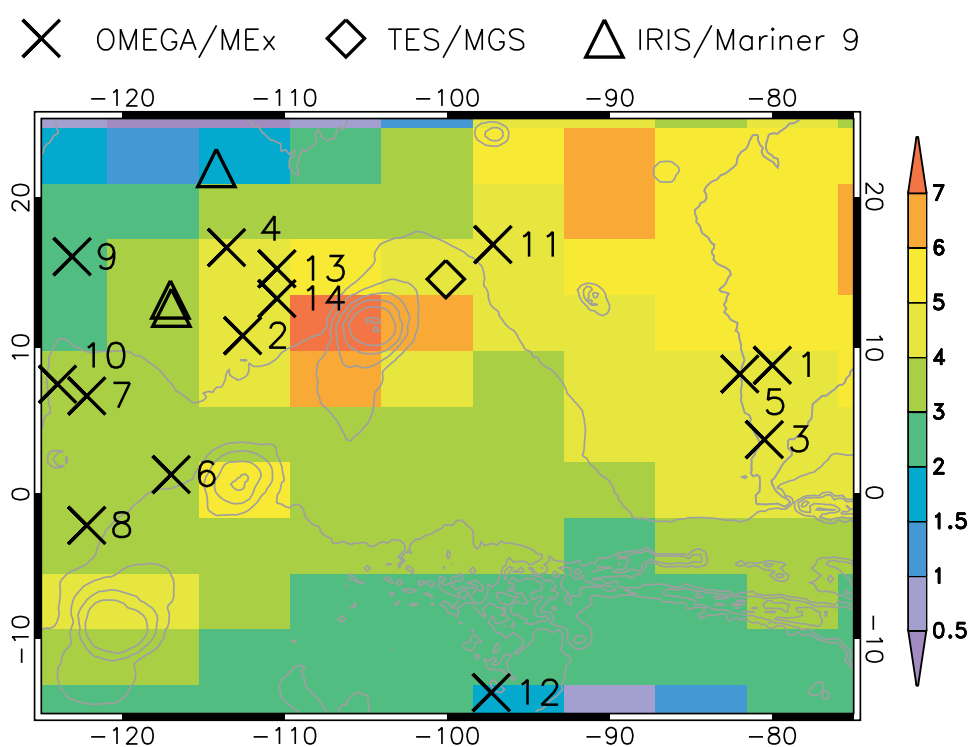


FIG. 5.6 – Rayons effectifs moyens des cristaux de glace d'eau simulés par le GCM (en μm), sans interpolation (grille visible). Les mesures OMEGA présentées dans le chapitre 4 sont également indiquées (voir la carte 4.12 et les mesures associées, listées dans le tableau 4.2). Les rayons du GCM sont moyennés selon la verticale en pondérant par la masse de glace d'eau dans chaque couche, et sur la période $L_s = 90-110^\circ$, pour une heure locale de 15.

Enfin, les rayons simulés sont comparés aux données OMEGA décrites dans le chapitre 4 (voir la carte 4.12 et la figure 4.13). La figure 5.6 représente les rayons effectifs moyens (en μm) simulés par le modèle à 15 heures pour la période $L_s = 90-110^\circ$. Les données OMEGA donnent un rayon proche de $3 \mu\text{m}$ pour les mesures 7, 9, 10, 11, et 12, et des rayons plus élevés, de $4-5 \mu\text{m}$, pour les autres mesures, ce qui est en accord avec le GCM, dans la limite évidente de la résolution du modèle. Comme il a été suggéré dans le chapitre 4, la taille des cristaux est plus élevée là où les vents anabatiques sont forts, et le GCM ne contredit pas ces conclusions. Des simulations plus fine échelle sont cependant indispensables pour explorer davantage ce phénomène. Les propriétés physiques des nuages simulés sont en tout cas en bon accord avec les observations, et l'effet radiatif des nuages peut à présent être analysé.

5.3 Résultats

5.3.1 Analyse de l'effet radiatif des nuages

Effet à l'échelle de temps diurne

Avant de comparer les températures obtenues aux observations, nous cherchons ici à comprendre précisément comment les nuages modifient la structure thermique de l'atmosphère martienne. Pour cela, l'influence des nuages sur les températures au-dessus du plateau de Tharsis est analysée. La figure 5.7 représente le cycle diurne de plusieurs grandeurs radiatives simulé par le LMD/GCM sur le plateau de Tharsis (plus exactement à 0°N-120°W) et moyenné sur la période allant de $L_s = 90^\circ$ à $L_s = 120^\circ$. La première colonne à gauche montre les taux de chauffage solaire et infrarouge (première et deuxième ligne), ainsi que la température (dernière ligne), lorsque les nuages sont radiativement inactifs. Pendant la journée, la couche de poussière, ici assez fine et d'opacité visible environ égale à 0.15, est chauffée par le rayonnement solaire, et le taux de chauffage (1^{re} ligne) atteint 20 K sol^{-1} . L'émission infrarouge de la surface chauffe pendant la journée les premières couches de l'atmosphère, où le CO₂ (dans la bande à 15 μm) comme la poussière absorbent le rayonnement. Au contraire, la nuit, la température de la surface diminue, pour devenir inférieure à la température des basses couches de l'atmosphère. La basse atmosphère perd de l'énergie, par refroidissement vers l'espace et la surface, comme les tirets proches de la surface le suggèrent sur la figure 5.7 (2^e ligne, 1^{re} colonne). L'évolution diurne de la température dans les basses couches suit alors ces taux de chauffage, auxquels se superposent dans les couches supérieures les ondes de marée thermique (3^e ligne, 1^{re} colonne). La température oscille entre 140 et 150 K avec une longueur d'environ 30 km. Cette longueur d'onde est celle de propagation verticale de la composante dominante des ondes de marée thermique, de période diurne et de nombre d'onde 1 (Wilson and Hamilton, 1996).

Voir également la figure 3.2 du chapitre 3.

Lorsque les nuages sont radiativement actifs (2^e colonne de la figure 5.7), le chauffage solaire s'étend verticalement, sans cependant changer d'intensité. Les nuages, représentés en grisé, permettent donc un chauffage solaire à plus haute altitude. La différence de taux de chauffage solaire entre les deux simulations (1^{re} ligne, 3^e colonne) révèle ainsi un taux de chauffage supérieur d'environ 10 K sol^{-1} vers 20 km, et un refroidissement d'environ 4 K sol^{-1} dans les basses couches. Le chauffage vers 20 km est étonnant, car l'albédo de diffusion simple de la glace d'eau est très proche de l'unité dans le solaire, et de tels taux de chauffage solaire ne sont pas attendus pour la glace. Il s'agirait alors d'un effet indirect des nuages sur les taux de chauffage solaires, par redistribution de la poussière ? Nous y reviendrons.

Dans l'infrarouge (2^e ligne, 2^e colonne), le nuage absorbe le rayonnement infrarouge de la surface pendant la journée, avec un taux de chauffage d'environ 25 K sol^{-1} . À l'inverse, pendant la nuit, des brumes de basses altitudes² se forment, et émettent fortement dans l'infrarouge pour induire un refroidissement d'environ 25 K sol^{-1} , la surface étant aussi voire plus froide que l'atmosphère. Ces deux phases (chauffage le jour et refroidissement vers l'espace la nuit) apparaissent clairement sur la différence des taux de chauffage (2^e ligne, 3^e colonne). L'évolution diurne des températures (3^e ligne, 2^e colonne)

²Qui sont les « morning hazes » observées par OMEGA le matin (voir les figures 4.9.b et 4.11.a).

montrent alors le refroidissement accru pendant la nuit par l'émission infrarouge des nuages, avec pour conséquence une profonde inversion entre 10 et 20 km, vers 4 heures du matin (voir les contours à 170 et 180 K). Cette inversion correspond à celle observée dans les radio-occultations de la figure 5.1. L'impact thermique des ondes de marée est accentué, et la température oscille cette fois entre 130 et 160 K. La différence de température révèle clairement cette intensification des ondes de marée (3^e ligne, 3^e colonne), avec un refroidissement nocturne plus grand d'environ 5 K entre 40 et 70 km, et un chauffage supérieur d'environ 7 K entre 70 et 100 km. À plus basse altitude, l'effet net des nuages est de chauffer en moyenne l'atmosphère entre 20 et 30 km, et de refroidir les couches inférieures pendant la nuit d'environ 6 K. Le chauffage constaté entre 20 et 30 km peut aussi bien provenir du chauffage solaire et infrarouge diurne (voir les deux premières figures de la 3^e colonne) que d'une amplification des ondes de marées thermiques par le refroidissement nocturne des brumes.

Afin de mieux comprendre le rôle thermique des nuages et leur interaction avec les ondes de marée thermique, nous avons réalisé des simulations 1D dans les mêmes conditions qu'en 3D. Ces simulations sont réalisées pour $L_s = 105^\circ$ à l'équateur, et utilisent les profils de poussière et de nuages simulés lors des simulations 3D.

Dans un premier temps est étudiée la différence de température entre deux simulations 1D avec et sans nuages actifs. L'effet radiatif des poussières et des nuages est donc quasi-identique à la simulation 3D, et les différences ne peuvent alors provenir que de la dynamique, présente en 3D mais absente dans le modèle 1D. Une comparaison entre la figure 5.8.a (3D) et la figure 5.8.b (1D) permet alors de réaliser que le chauffage entre 20 et 30 km est aussi une conséquence directe de l'absorption par les aérosols du rayonnement solaire et infrarouge pendant la journée, effet qui persiste pendant la nuit. En effet, l'accroissement de la température dû aux nuages actifs est présent dans la simulation 1D, où il est accentué pendant la journée par rapport à la simulation 3D, et amoindri pendant la nuit. Les ondes de marée thermique tendent donc à accentuer l'inversion de température pendant la nuit, et à l'estomper pendant la journée. Par exemple, à minuit, l'effet radiatif des nuages induit un chauffage à 30 km d'environ 15 K en 3D (figure 5.8.a), tandis que ce même chauffage est de 12 K en 1D (figure 5.8.b). La contribution des ondes de marée thermique est donc ici d'environ 3 K, et non dominante. Les couches relativement chaudes mises en évidence dans les données de radio-occultation entre 20 et 30 km (voir la figure 5.1) semblent donc provenir principalement de la persistance d'un chauffage par les aérosols survenu pendant la journée, plutôt que d'une influence des ondes de marée thermique, même si celle-ci n'est pas négligeable.

Ces résultats diffèrent de ceux obtenus par [Hinson and Wilson \(2004\)](#). En effet, [Hinson and Wilson \(2004\)](#) expliquent que, si le refroidissement vers 10 km vu dans les données de radio-occultation provient bien du refroidissement vers l'espace des nuages, le chauffage entre 20 et 30 km provient lui d'un chauffage adiabatique par les ondes de marée thermique, qui domine l'effet des nuages. Pourquoi ne retrouvons-nous pas le même résultat ?

À ce stade, nous savons que dans notre modèle, le chauffage entre 20 et 30 km provient surtout des aérosols, mais qu'il peut provenir aussi bien de la poussière que des nuages. En effet, notre modèle diffère en un point avec celui de [Hinson and Wilson \(2004\)](#) : les nuages, par le chauffage diurne infrarouge qu'ils génèrent, changent le mé-

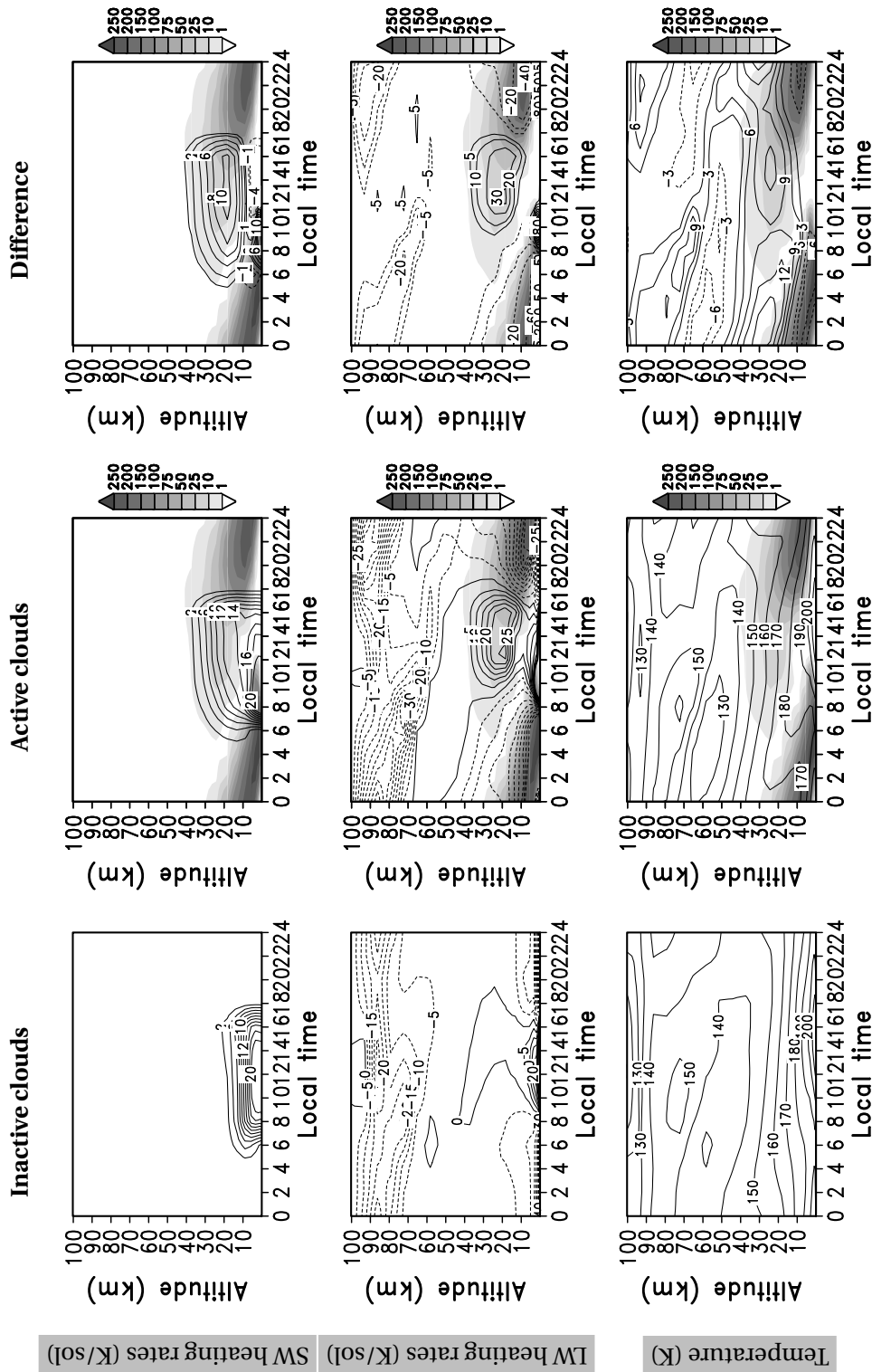


FIG. 5.7 – **Contours** : Évolution diurne du taux de chauffage solaire (haut), du taux de chauffage infrarouge (milieu) et de la température (bas) lorsque les nuages sont radiativement inactifs (gauche) et actifs (centre). La dernière colonne représente la différence de taux de chauffage et de température entre les deux simulations. **Grisé** : Rapport de mélange volumique des cristaux de glace d'eau (en ppm). Cycle diurne moyen pour $L_s = 90-120^\circ$, plateau de Tharsis ($0^\circ N - 120^\circ W$).

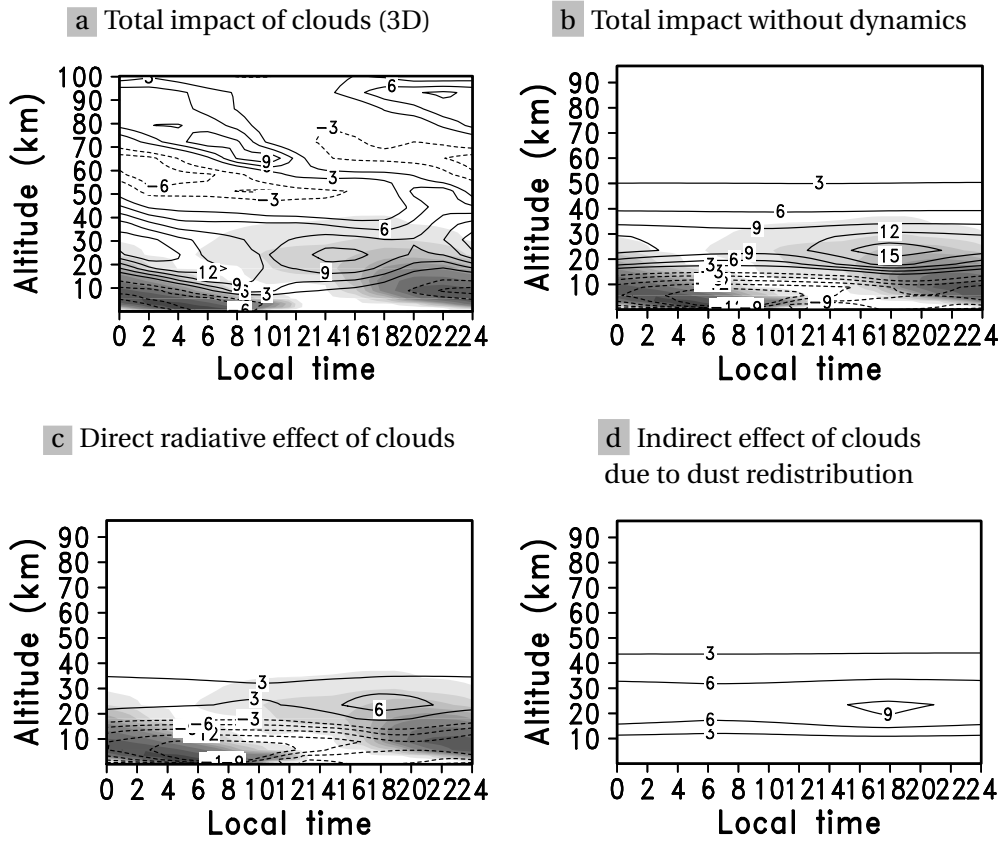


FIG. 5.8 – (a) Évolution diurne de la différence de température ($T_{\text{active}} - T_{\text{inactive}}$) entre deux simulations 3D, avec et sans nuages radiativement actifs, sur le plateau de Tharsis et en moyenne sur la période $L_s = 90-120^\circ$ (identique au dernier panneau de la figure 5.7). Les nuages sont représentés en grisé, avec la même échelle que celle utilisée pour la figure 5.7. (b) Différence de température ($T_{i,\text{act}}^{\text{d,act}} - T_{i,\text{inac}}^{\text{d,inac}}$) entre deux simulations 1D réalisées dans des conditions analogues aux simulations 3D, avec les mêmes profils de poussière et de nuages. (c) Différence de température entre une simulation 1D avec nuages actifs et une simulation 1D avec nuages inactifs, les deux simulations utilisant les profils de poussière d'une simulation 3D avec nuages actifs ($T_{i,\text{act}}^{\text{d,act}} - T_{i,\text{inac}}^{\text{d,act}}$). (d) Différence de température entre deux simulations 1D sans nuages actifs utilisant deux profils de poussière différents : un simulé en 3D avec nuages actifs, et un autre simulé en 3D sans nuages actifs ($T_{i,\text{inac}}^{\text{d,act}} - T_{i,\text{inac}}^{\text{d,inac}}$).

lange de la poussière, qui est interactive, et tend ainsi à épaissir la couche de poussière. Dès lors, un chauffage est constaté en altitude, qui n'est pas uniquement dû à l'absorption infrarouge par les nuages, mais aussi dû à l'absorption des poussières mélangées par l'effet radiatif des nuages. Afin d'éclaircir ce point, deux autres comparaisons sont présentées sur la figure 5.8. Dans un premier cas, la différence de température entre deux simulations avec et sans nuages actifs est représentée, les deux simulations utilisant le même profil de poussière (figure 5.8.c). Dans un second cas est représentée la différence de température entre deux simulations où les nuages sont inactifs, mais où la poussière est mélangée par les nuages actifs dans l'une, et non dans l'autre (figure 5.8.d). Dans le premier cas (figure 5.8.c), un refroidissement atteignant 12 K est constaté vers 10 km, tandis qu'un chauffage d'environ 3 K apparaît entre 20 et 30 km. Dans le second cas (figure 5.8.d), seul un chauffage d'environ 6 K est constaté entre 20 et 30 km. Le chauffage direct infrarouge par les nuages entre 20 et 30 km est donc relativement faible comparé à celui induit par la poussière.

L'effet des ondes de marée thermique, donné par la comparaison des figures 5.8.a et 5.8.b, est donc atténué dans nos simulations par un changement de la distribution verticale de la poussière, d'où les différences de résultats entre notre étude et celle de [Hinson and Wilson \(2004\)](#).

Effet à l'échelle de temps saisonnière

L'effet radiatif à l'échelle diurne analysé précédemment permet à présent de mieux comprendre l'effet radiatif à l'échelle saisonnière, observé sur l'ensemble de la planète. Celui-ci reflète un effet net des nuages, qui dépend de la contribution relative du chauffage infrarouge diurne et du refroidissement vers l'espace nocturne, le tout étant modulé par les ondes de marée thermique. Les différences de température entre deux simulations sans et avec nuages actifs sont représentées en moyenne zonale sur la figure 5.9, pour quatre saisons. Le rapport de mélange volumique (en ppm) des cristaux de glace d'eau est également représenté par les contours.

Pour la période $L_s = 0-30^\circ$, un premier effet évident est le refroidissement vers l'espace dû aux nuages dans les régions polaires, qui se traduit par un refroidissement des pôles d'environ 12 K. Proche de l'équateur, les nuages refroidissent l'atmosphère d'environ 4 K à 1 hPa, et réchauffent l'atmosphère d'environ 4 K au-dessus de 0.5 hPa. Aux moyennes latitudes et pour des altitudes comprises entre 0.1 et 1 hPa, un chauffage apparaît dans des régions sans nuages, suggérant un effet indirect des nuages sur la dynamique. En effet, les nuages, en réchauffant l'atmosphère à haute altitude proche de l'équateur, accentuent le gradient méridional de température, et donc la circulation de Hadley. Le chauffage adiabatique dans la branche descendante de la cellule est donc à son tour accentué, expliquant le biais chaud simulé.

Proche de l'aphélie ($L_s = 90-120^\circ$), l'effet des nuages est surtout évident à l'équateur, où un fort chauffage, de plus de 10 K, est simulé. Le chauffage infrarouge diurne par les nuages ainsi que le chauffage nocturne par amplification des ondes de marée thermique semble donc dominer à cette période. Encore une fois, le chauffage par les nuages induit une intensification de la circulation méridionale, et un accroissement d'environ 20 K du chauffage adiabatique dans la branche de retour de la cellule de Hadley. Des nuages bas

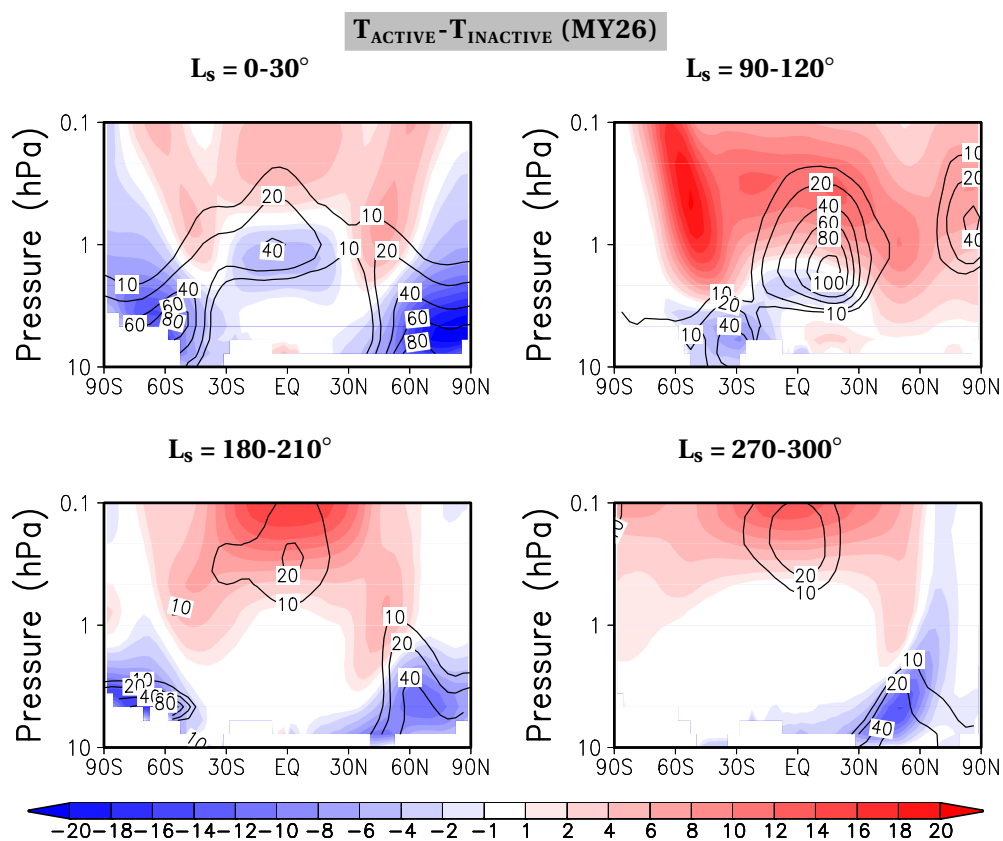


FIG. 5.9 – **Couleurs** : Différence de température $T_{\text{active}} - T_{\text{inactive}}$ moyennée sur 30° de L_s et en longitude. **Contours** : Rapport de mélange volumique de la glace d'eau (en ppm).

observés vers 30°S refroidissement également l'atmosphère, d'environ 6 K.

Pour la période $L_s = 180-210^\circ$, les différences de température sont proches de celles simulées pour l'autre équinoxe. Cependant, les nuages équatoriaux se forment à une altitude moyenne plus élevée, et provoquent un chauffage de plus de 10 K vers 0.1 hPa.

Enfin, proche du périhélie ($L_s = 270-300^\circ$), un refroidissement d'environ 10 K est constaté dans les moyennes latitudes Nord, tandis que des nuages de hautes altitudes chauffent les régions équatoriales de plus de 10 K. Notons que même ces nuages hauts, très fins sur les mesures d'opacité TES (environ 0.02), ont un impact radiatif significatif.

Les nuages tendent donc, en moyenne, à refroidir les pôles et à réchauffer les régions équatoriales au-dessus de 1 hPa.

5.3.2 Comparaison des températures aux observations TES

Coupes zonales

Les simulations avec nuages radiativement actifs sont à présents comparées aux observations. Les températures mesurées par TES pour l'année martienne 26 sont représentées sur la figure 5.10 (haut), en moyenne zonale et pour des périodes de 30° de L_s . Elles sont comparées aux températures simulées par le modèle complet, incluant le cycle des poussières semi-interactif et les nuages radiativement actifs.

La figure 5.11 (bas) représente l'écart de température entre le modèle complet et les observations. Les différences de températures entre le même modèle sans les nuages radiativement actifs et les observations sont également représentées sur la figure 5.11 (en haut). Ils correspondent aux résultats du chapitre 3 (voir la figure 3.7), étendus aux régions polaires. La figure 5.11 permet donc d'évaluer l'amélioration apportée par la prise en compte des nuages radiativement actifs.

Pour les deux équinoxes, un premier changement significatif est la correction des biais chauds aux pôles. Le refroidissement vers l'espace par les nuages aux hautes latitudes semble donc en accord avec les observations. Cependant, le modèle tend à présent à sous-estimer les températures dans les premières couches de l'atmosphère (voir par exemple le pôle Nord pour $L_s = 0-30^\circ$ sur le panneau inférieur de la figure 5.11). Aux mêmes saisons, des biais froids atteignant 12 K, évoqués au chapitre 3, sont visibles à partir de 1 hPa lorsque les nuages sont radiativement inactifs (voir par exemple le panneau supérieur de la figure 5.11, pour $L_s = 180-210^\circ$). Comme le montre la figure 5.9, les nuages tendent à chauffer ces régions de l'atmosphère, et ces biais sont donc atténués dans la simulation à nuages actifs pour $L_s = 0-30^\circ$, voire intégralement corrigés pour $L_s = 180-210^\circ$ (panneau inférieur de la figure 5.11).

Ensuite, le biais de température majeur observé proche de l'aphélie ($L_s = 90-120^\circ$) lorsque les nuages sont inactifs est grandement diminué lorsque les nuages sont activés. Ce biais apparaît clairement dans le panneau supérieur de la figure 5.11, où il prend la même forme que l'écart de température mis en évidence par Wilson et al. (2008) (voir la figure 5.2). Sur le panneau inférieur de la figure 5.11, les températures proches de l'équateur sont en bien meilleur accord avec les observations. De plus, l'activité de la cellule de Hadley semble plus proche des observations, le biais froid vers 60°S disparaissant également. Cependant, la température au-dessus du pôle Nord est fortement surestimée, d'environ 10 K. Également, le refroidissement d'environ 6 K par des nuages se formant

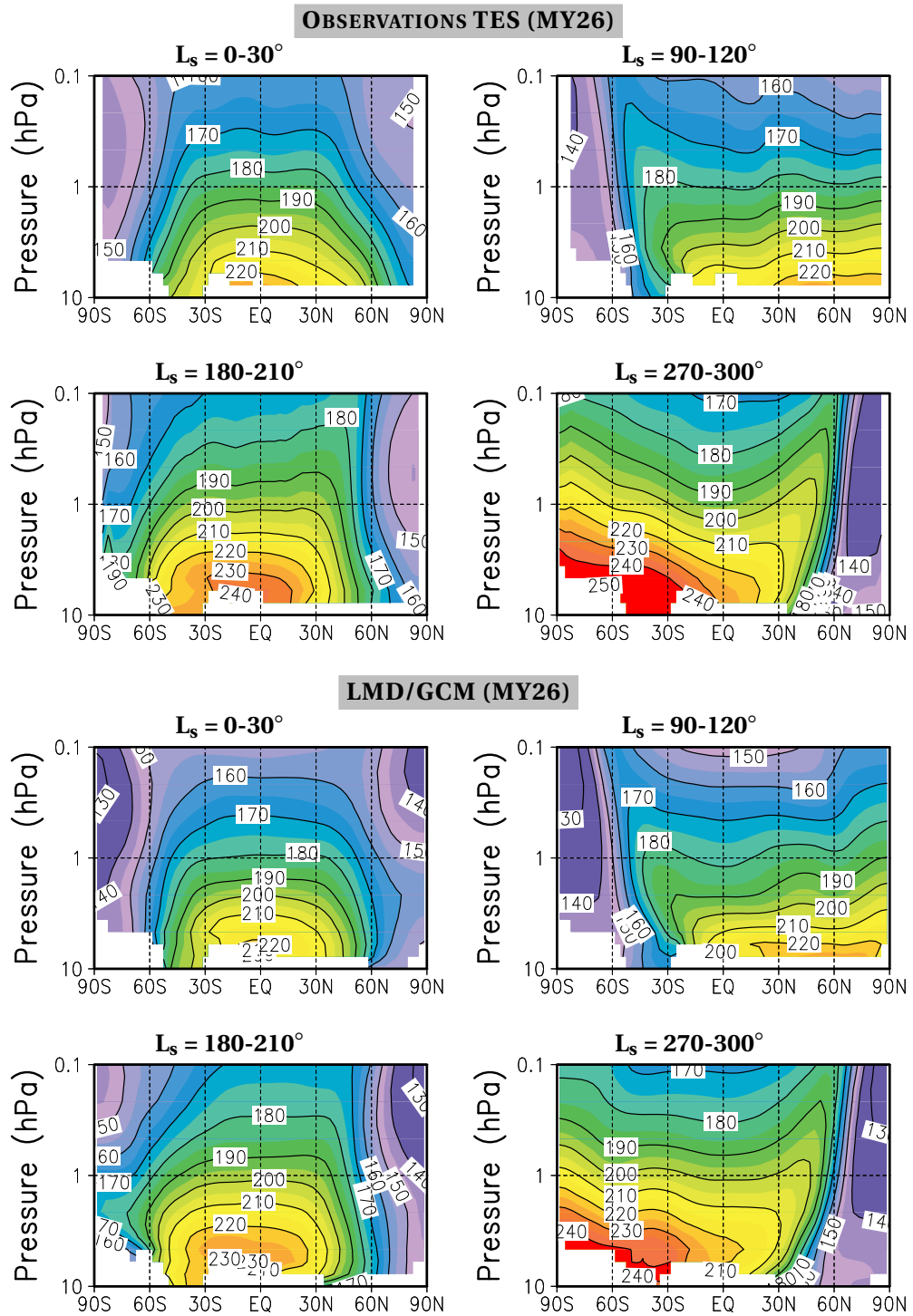


FIG. 5.10 – Champ de température observé (haut) et simulé par le LMD/GCM incluant l'effet radiatif des nuages (bas) pour l'année martienne 26. Le champ est moyenné en longitude et sur des intervalles de 30° de L_s (MY26).

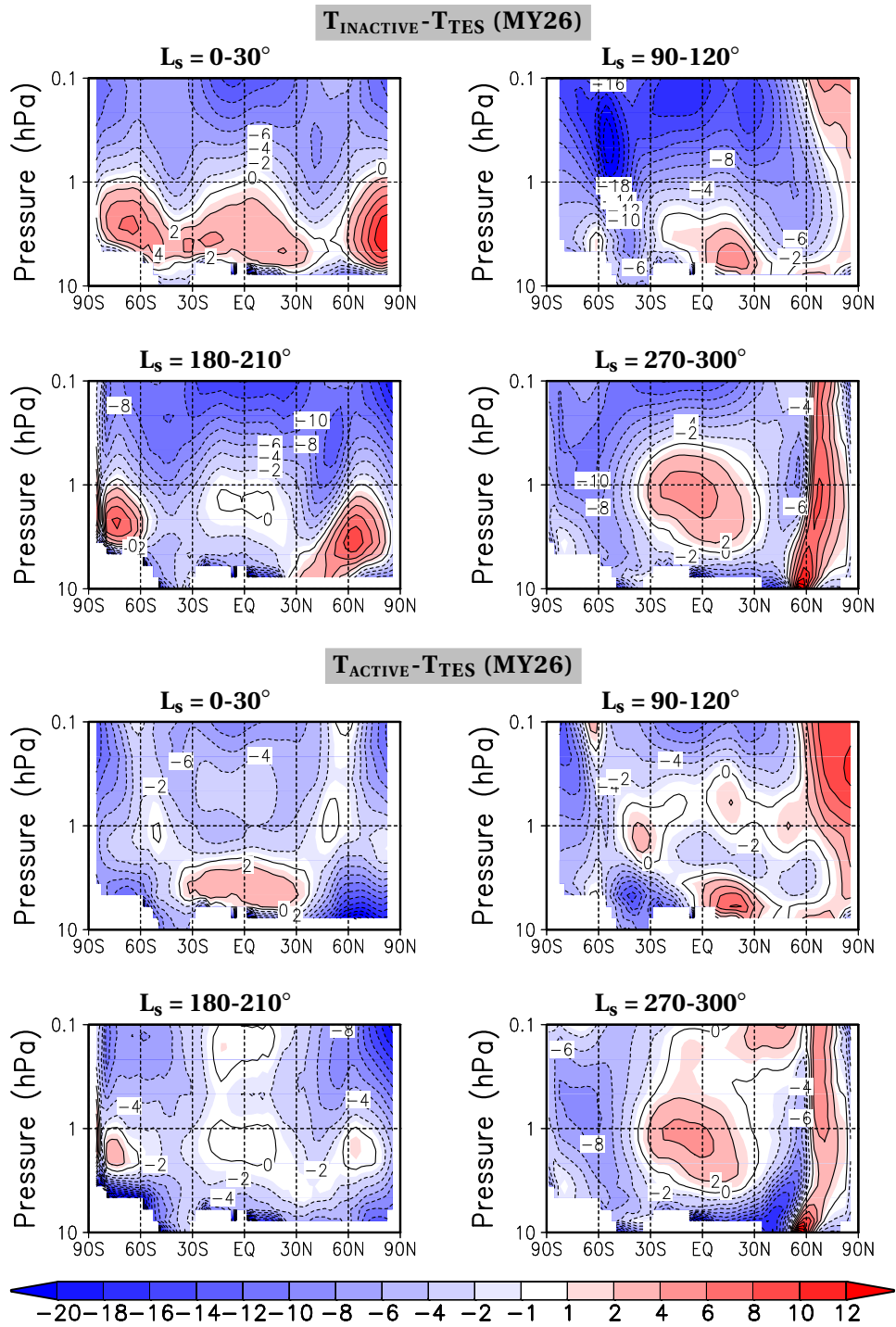


FIG. 5.11 – Différence de température entre le modèle et les observations TES ($T_{\text{GCM}} - T_{\text{TES}}$) lorsque les nuages sont radiativement inactifs (haut) et actifs (bas). Les champs sont moyennés en longitude et sur 30° de L_s (MY26). Les contours sont donnés tous les 2 K.

vers 30°S, qui est évoqué précédemment, ne semble pas présent dans les données TES.

Pour la période $L_s = 270-300^\circ$, les températures équatoriales sont améliorées, même si un biais chaud persiste vers 1 hPa. Les hautes latitudes Sud restent trop froides à cette altitude, d'environ 8 K. Enfin, le refroidissement par les nuages entre 30°N et 60°N, qui était clairement visible sur la figure 5.9, ne semble pas ou peu présent dans les données TES, et le modèle surestime peut-être l'opacité des nuages à ces latitudes.

Notons qu'une nouvelle méthode d'inversion est actuellement appliquée aux données TES, et remet en question les températures TES autour de 0.1 hPa à l'équateur et dans les régions polaires (Hoffman et al., 2011). Il se peut donc que certains biais soient également observationnels, et non dus au GCM (voir par exemple le biais froid équatorial à 0.1 hPa sur le panneau inférieur de la figure 5.11, pour $L_s = 0-30^\circ$).

Température à 0.5 hPa

L'impact des nuages sur la température équatoriale à 0.5 hPa et 2 PM est enfin représenté sur la figure 5.12. La courbe verte représente la température simulée sans cycle des poussières interactif ni nuages radiativement actifs, tandis que la courbe rouge représente l'amélioration apportée par le cycle des poussières interactif. Ces deux courbes se retrouvent sur la figure 3.8.a décrite au chapitre 3. La nouvelle température simulée lorsque les nuages sont radiativement actifs est représentée en bleu.

Le biais froid dû aux nuages autour de $L_s = 90^\circ$ est bien corrigé, et la nouvelle température tend à être toujours supérieure à celle simulée sans nuages actifs, indiquant un chauffage diurne (2 PM) par les nuages assez permanent à cette altitude. Des études de sensibilité montrent que l'accord entre le modèle et les observations autour de $L_s = 90^\circ$ n'est bon que si l'opacité des nuages ainsi que la taille des cristaux simulée par le modèle sont en accord avec les observations. Des cristaux par exemple de 7 μm en moyenne zonale ou une opacité de 0.2 se traduisent par des surestimations de température de l'ordre de 5 K. Ceci suggère que le modèle simule bien l'effet radiatif des nuages, mais souligne également la très grande sensibilité du modèle aux propriétés physiques des nuages, qui doivent donc être simulés avec précision pour obtenir un bon climat global.

5.4 Conclusion

Le cycle de l'eau est couplé au cycle des poussières, et l'effet radiatif des nuages est pris en compte grâce au modèle de diffusion présenté dans le chapitre 2. Les résultats peuvent alors se résumer comme suit :

- L'effet radiatif des nuages à l'échelle diurne se caractérise par un chauffage infrarouge par la surface pendant la journée entre 20 et 30 km d'altitude, et par un refroidissement infrarouge vers l'espace la nuit vers 10 km d'altitude ;
- Les nuages, même sans interaction avec la dynamique, tendent à chauffer l'atmosphère la nuit entre 20 et 30 km d'environ 3 K, par persistance du chauffage diurne à la même altitude ;
- Les nuages, en chauffant l'atmosphère autour de 20 km pendant la journée, favorisent le mélange de la couche de poussière ;

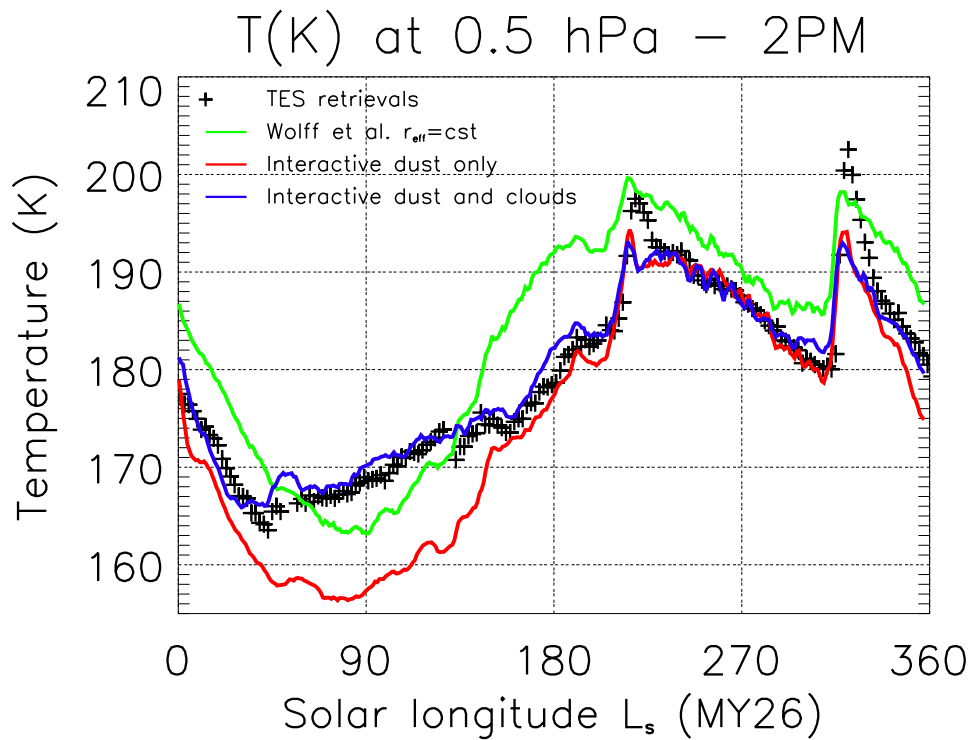


FIG. 5.12 – Température équatoriale à 0.5 hPa observée par TES (croix, MY26) et simulée par le GCM avec l'ancien cycle des poussières (vert), le nouveau cycle des poussières sans nuages radiativement actifs (rouge), et le modèle complet avec nuages actifs (bleu). La correction du biais froid dû aux nuages vers $L_s = 90^\circ$ apparaît nettement lorsque les nuages sont activés.

- L'effet radiatif des nuages est globalement de refroidir les pôles et de réchauffer les basses latitudes au-dessus de 1 hPa, ce qui améliore grandement les températures simulées ;
- Les températures équatoriales à 0.5 hPa sont en accord avec les observations uniquement lorsque l'opacité des nuages et la taille des cristaux sont telles qu'observées, ce qui suggère une bonne représentation de l'effet radiatif des nuages par le modèle.

Le modèle ici décrit est très encourageant, car il est en bon accord avec les observations, sans aucun ajustement ad-hoc des propriétés des aérosols. L'opacité ainsi que la taille des poussières et des cristaux de glace d'eau sont en effet en accord avec les observations.

Des biais de température significatifs subsistent cependant aux hautes latitudes, et l'effet radiatif des nuages tend à assécher le cycle de l'eau, pour des raisons qui restent à ce jour à déterminer. Il est possible que l'opacité des nuages soit surestimée aux hautes latitudes, entraînant un refroidissement trop grand de l'atmosphère et une inhibition de la sublimation estivale. Cet assèchement est également observé dans le modèle de NASA Ames, où son origine est recherchée (Haberle et al., 2010). Un effort de modélisation et d'observation des régions polaires est à présent indispensable pour comprendre l'origine de cet assèchement.

Le lessivage des poussières par les nuages doit également être inclus dans le modèle, ce qui est maintenant possible grâce au cycle des poussières semi-interactif. Ce mécanisme tend à appauvrir l'atmosphère en poussière à l'altitude des nuages, et à enrichir les couches sous-jacentes, par sédimentation puis sublimation des cristaux de glace d'eau. La poussière alors libérée chauffe l'atmosphère, comme le montrent les simulations 1D réalisées par Colaprete and Toon (2000), et la redistribution verticale des aérosols par ce processus a probablement un fort impact sur la structure thermique de l'atmosphère.

Chapitre 6

Application aux glaciations amazoniennes des moyennes latitudes

Sommaire

6.1	Préface	122
6.2	Abstract	123
6.3	Introduction : Evidence for northern mid-latitude ice presence and glaciation on Mars	124
6.4	Geological evidence for orbital-driven climate change on Mars	125
6.4.1	Geomorphological settings	125
6.4.2	Mars orbital variations	126
6.4.3	Paleoclimate simulations	127
6.5	Numerical simulations under new paleoclimatic conditions	127
6.5.1	Method of analysis	127
6.5.2	The LMD/GCM	128
6.6	Results : From present-day climate to the northern midlatitude glaciation	130
6.6.1	The present-day water cycle	130
6.6.2	Excursion to 35° obliquity under clear conditions	135
6.6.3	Increasing the dust content of the atmosphere	136
6.7	Accumulation rates and dependence on climate parameters	138
6.7.1	Annual water-ice budget	138
6.7.2	Sensitivity to climate parameters	141
6.7.3	Impact of thermal-inertia feedback	145
6.8	Discussion	147
6.9	Conclusions	149

6.1 Préface

Comme l'illustrent les chapitres précédents, la connaissance du cycle des poussières et du cycle de l'eau martien s'est considérablement accrue au cours de la dernière décennie. En plus de ces informations sur le climat actuel, l'étude récente de très nombreuses structures géologiques donnent de précieuses informations sur le climat passé de la planète. En particulier, les moyennes latitudes Nord de Mars sont connues pour abriter de larges « écoulements visqueux » (voir la figure 6.1), aujourd'hui clairement identifiés comme étant des glaciers rocheux. Il a fallu attendre presque 30 ans pour confirmer cette origine glaciaire, grâce au radar SHARAD*, qui a détecté, dans ces régions, des dépôts de glace de plusieurs centaines de mètres d'épaisseur protégés par quelques mètres de débris rocheux (Plaut et al., 2009).

Shallow Radar sounding experiment, sur MRO.

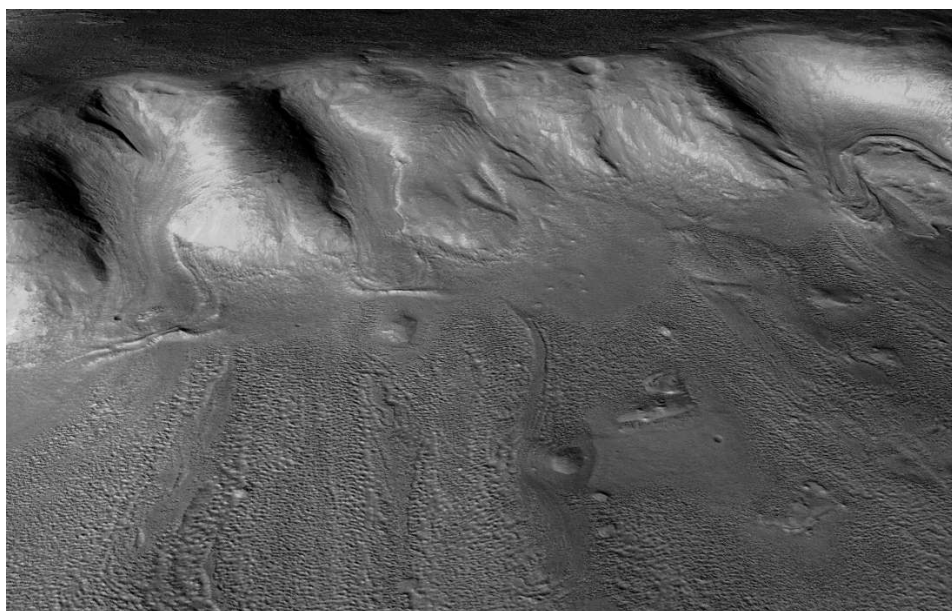


FIG. 6.1 – Vue en perspective des glaciers de Deuteronilus Mensae, vers 40°N. La scène fait 14 km de large, et le dénivelé est d'environ 1 km. Image CTX (Context Camera à bord de MRO) et topographie MOLA, sans exagération verticale. Image réalisée et aimablement envoyée par James Dickson.

Une analyse géomorphologique détaillée de ces régions révèle l'existence passée de dépôts glaciaires atteignant 800 m d'épaisseur (Dickson et al., 2008; Head et al., 2010), formés lors de l'Amazonien supérieur. La glace d'eau étant aujourd'hui instable en surface dans ces régions, des changements climatiques de grande ampleur ont eu lieu dans le passé pour expliquer de tels dépôts, et ces changements peuvent être simulés grâce au modèle de climat global. Dans ce chapitre, nous avons donc cherché à expliquer l'origine de ces glaciations, en modifiant les paramètres orbitaux de la planète, les sources de vapeur d'eau, mais également en changeant l'opacité de la couche de poussière. En effet, si

le GCM du LMD s'était révélé capable d'expliquer la présence de zones glaciaires sur les flancs des volcans tropicaux, à l'Est du bassin d'Hellas (Forget et al., 2006), et aux hautes latitudes (Levrard et al., 2004), l'origine des spectaculaires glaciers de l'hémisphère Nord restait énigmatique, peut-être parce que la sensibilité à la quantité de poussière atmosphérique n'avait pas été explorée.

En effet, des simulations utilisant un cycle des poussières interactif montrent que lorsque l'obliquité de la planète croît, la circulation méridionale est accentuée, et la quantité de poussière mise en suspension augmente (Newman et al., 2005). Nous avons donc également exploré la sensibilité du climat martien à l'opacité de poussière, et découvert un régime climatique permettant l'accumulation de grandes quantités de glace aux moyennes latitudes. Cette découverte est présentée dans ce chapitre.

Notons que notre connaissance du cycle de l'eau lorsque les nuages sont radiativement actifs n'était pas suffisante pour pouvoir inclure cet effet dans ces simulations paléoclimatiques. C'est pourquoi la poussière est ici le seul aérosol radiativement actif.

Ce chapitre a été publié dans le journal *Icarus*, avec pour titre *Amazonian Northern Mid-Latitude Glaciation on Mars : A Proposed Climate Scenario* (J.-B. Madeleine, F. Forget, J. W. Head, B. Levrard, F. Montmessin et E. Millour).

6.2 Abstract

Recent geological observations in the northern mid-latitudes of Mars show evidence for past glacial activity during the late Amazonian, similar to the integrated glacial land-systems in the Dry Valleys of Antarctica. The large accumulation of ice (many hundreds of meters) required to create the observed glacial deposits points to significant atmospheric precipitation, snow and ice accumulation, and glacial flow. In order to understand the climate scenario required for these conditions, we used the LMD (Laboratoire de Météorologie Dynamique) Mars GCM (General Circulation Model), which is able to reproduce the present-day water cycle, and to predict past deposition of ice consistent with geological observations in many cases. Prior to this analysis, however, significant mid-latitude glaciation had not been simulated by the model, run under a range of parameters.

In this analysis, we studied the response of the GCM to a wider range of orbital configurations and water ice reservoirs, and show that during periods of moderate obliquity ($\epsilon = 25\text{-}35^\circ$) and high dust opacity ($\tau_{dust} = 1.5\text{-}2.5$), broad-scale glaciation in the northern mid-latitudes occurs if water ice deposited on the flanks of the Tharsis volcanoes at higher obliquity is available for sublimation. We find that high dust contents of the atmosphere increase its water vapor holding capacity, thereby moving the saturation region to the northern mid-latitudes. Precipitation events are then controlled by topographic forcing of stationary planetary waves and transient weather systems, producing surface ice distribution and amounts that are consistent with the geological record. Ice accumulation rates of $\sim 10 \text{ mm yr}^{-1}$ lead to the formation of a 500-1000 m thick regional ice sheet that will produce glacial flow patterns consistent with the geological observations.

6.3 Introduction : Evidence for northern mid-latitude ice presence and glaciation on Mars

Evidence for the influence of non-polar ice deposition on geomorphic features and processes became available as a result of the comprehensive global coverage provided by the Viking Orbiter imaging system. For example, Squyres (1978, 1979) attributed a variety of landforms (e.g., lobate debris aprons, lineated valley fill, concentric crater fill, terrain softening) to the creep of the martian regolith aided by the deformation of ground ice at latitudes higher than $\sim 30^\circ$. Other workers (e.g., Lucchitta, 1981) noted that many of these features appeared to represent not just ice-assisted creep, but rather more substantial glacial-like flow. More recently, new high-resolution data have shown the presence of deposits interpreted to represent the remnants of extensive glacial landsystems that formed in the parts of the northern mid-latitudes during the Amazonian (e.g., Head et al., 2006b,a; Head and Marchant, 2006; Dickson et al., 2008). These recent analyses show the widespread development of valley glaciers, piedmont glaciers, plateau glaciation, and the development of extensive glacial landsystems across the northern mid-latitudes (see Fig. 6.2). Detailed examination of these deposits shows that ice may have reached thicknesses of up to 2-2.5 km in some regions along the dichotomy boundary (e.g., Head et al., 2006b,a; Dickson et al., 2008). Clearly, the current atmosphere and climate do not permit the accumulation of snow and ice at the level necessary to produce such deposits. This raises the question : Under what past climate conditions could the accumulation of snow and ice occur to produce the types of glacial deposits seen in the northern mid-latitudes?*

Ce premier paragraphe a été écrit pour l'article par James W. Head.

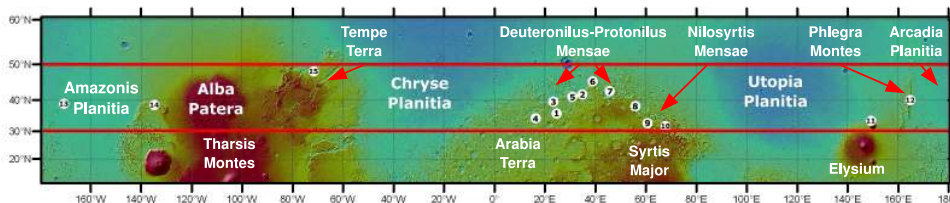


FIG. 6.2 – Regions showing evidence of glaciation. The different sites are described in Head and Marchant (2006).

Despite several climate modeling studies (Haberle et al., 2000; Mischna et al., 2003; Levrard et al., 2007; Forget et al., 2006; Montmessin et al., 2007b), the origin of the northern mid-latitude glaciation has remained an enigma. Here, we extend this previous work to a wider range of climate parameters, and show that this broad-scale glaciation occurs if we assume that atmospheric dust content is higher than today (Newman et al., 2005), and that water ice deposited on the flanks of the Tharsis volcanoes is available for sublimation (Forget et al., 2006). Using the LMD (Laboratoire de Météorologie Dynamique) Martian Global Climate Model (Forget et al., 1999), we thus address the following questions :

1. What climatic mechanism can explain the formation of water-ice deposits of hundreds of meters thickness in the northern mid-latitudes of Mars?

6.4. Geological evidence for orbital-driven climate change on Mars

2. What accounts for the regionally heterogeneous longitudinal distribution of the deposits in the 30-50°N band?
3. How are these glaciations related to orbital variations and can we determine the probable geologic periods of activity?
4. What are the impacts of these deposits on the recent history of the martian water cycle?
5. Is there any evidence for ice sequestration (removal of water ice from the system) during these glacial phases?

After a short review of the recent climatic history and description of our methods, we analyze in the following sections the climate of the northern mid-latitude glaciation. Then, we study its sensitivity to climate parameters, and finally discuss an updated climatic scenario for late Amazonian ice ages.

6.4 Geological evidence for orbital-driven climate change on Mars

6.4.1 Geomorphological settings

Accumulations of snow and ice, and glacial and periglacial landforms on Mars exhibit a range of morphologies typical of different types of deposits, glaciers and glacial subenvironments. Many of these show a stratigraphy which has been interpreted to record climate shifts due to orbital variations. In addition to the mid-latitude glacier deposits described in section 6.3, numerous other examples of ice accumulation and glacial morphologies have been reported (Head and Marchant, 2008), the major ones being 1) the North and South Polar Layered Deposits, 2) the Latitude Dependent Mantle and 3) the Tropical Mountain Glaciers.

- Polar layered deposits consist of alternating dark and bright layers of ice mixed in different proportion with dust. They are visible on the walls of the north polar cap, and form a thick stratigraphic sequence seen in outcrop (Milkovich and Head, 2005) and in the subsurface with the SHARAD radar instrument on board Mars Reconnaissance Orbiter (Phillips and 26 colleagues, 2008). Recent detailed analysis by the High-Resolution Imaging Science Experiment (HiRISE) on board MRO revealed layers whose true thickness is as low as 10 cm, and whose apparent brightness is not only the result of layer composition, but also of surficial frost and roughness (Herkenhoff et al., 2007), explaining why the interpretation of the polar layered deposit frequency signals is so difficult (Laskar et al., 2002; Milkovich and Head, 2005; Levrard et al., 2007).

- The north and south latitude dependent mantles are meters thick layered deposits draped on both hemispheres above 50°, and present in partially degraded states from 30° to 50° latitude. They are revealed in MOLA data by a latitudinal trend of roughness and concavity at 0.6 km baseline (Kreslavsky and Head, 2000, 2002), and in MOC images by various latitude-dependent geomorphologies (Mustard et al., 2001; Milliken et al., 2003). These results led to the conclusion that the latitude dependent mantle was an ice and dust cover of atmospheric origin, deposited during recent ice ages and currently undergoing desiccation at lower latitudes (Head et al., 2003).

39 *Point sur*
Les régions glaciaires
et périglaciaires

- Tropical mountain glaciers refer to large mountain glacial systems on the western flanks of the Tharsis Montes and Olympus Mons (Head and Marchant, 2003). The largest of these, at Arsia Mons, covers an area of $\sim 170.000 \text{ km}^2$. Exploration of cold-based glaciers in the Antarctic Dry Valleys, one of the most Mars-like environments on Earth, has led to an understanding of the cold-based nature of most Mars glaciers and the interpretation of cold-based glacial deposits such as drop moraines, sublimation tills and debris-covered glaciers (Marchant and Head, 2007). The identification of deposits interpreted to result from cold-based glaciation in high-resolution images has permitted the reconstruction of these tropical mountain glaciers (Head and Marchant, 2003; Shean et al., 2005, 2007; Milkovich et al., 2006; Kadish et al., 2008), identification of the climatic conditions necessary for their formation (e.g., Forget et al. (2006)), and the formulation of glacial flow models consistent with the geological features and settings (e.g., Fastook et al., 2008). Multiple arcuate ridges have been interpreted as drop moraines, lobate deposits represent debris-covered glaciers, and knobby terrain is interpreted to represent sublimation tills formed as the glaciers collapsed. These deposits show numerous episodes of advance and retreat during the late Amazonian.

Ages obtained through crater size-frequency analyses span the period from less than 10 Myr for the latitude dependent mantle (Head et al., 2003) to 10-200 Myr for the tropical mountain glaciers (Shean et al., 2005). These data, together with the distribution of several other latitudinally distributed ice-related deposits (e.g., Head and Marchant, 2008) suggest long-term glacial activity during the Amazonian.

6.4.2 Mars orbital variations

Climate changes on Mars are driven by insolation variations comparable to terrestrial Milankovitch cycles. Spin-axis and orbital parameter variations of Mars are much larger than on Earth, and their evolution can only be calculated over a few millions of years (Laskar and Robutel, 1993) due to the strongly chaotic nature of the solutions prior to this time. A robust solution for the last 10 Myr, however, has been derived by Laskar et al. (2004), and is currently used as a guideline to explore recent climate changes. Variations of obliquity and eccentricity are given on Fig. 6.3. Insolation varies with a short 51 kyr period due to climatic precession, a 120 kyr period in obliquity, two 95 and 99 kyr periods in eccentricity, with the whole signal being finally modulated with a 2.4 Myr period (Laskar et al., 2002).

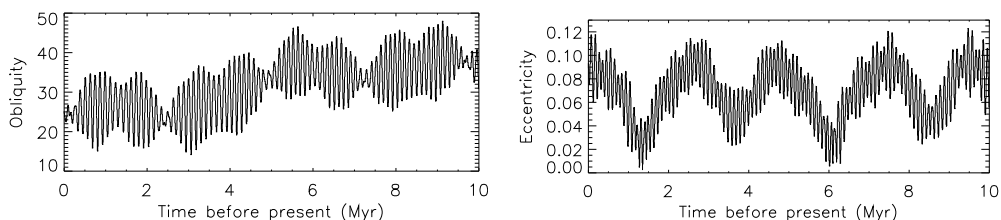


FIG. 6.3 – Variations of obliquity and eccentricity over the last 10 Myr, calculated by Laskar et al. (2004).

6.4.3 Paleoclimate simulations

These geomorphological and orbital analyses suggest that under past orbital configurations, atmospheric mechanisms were available and operating to deposit significant amounts of ice in widespread regions of Mars, from the latitude dependent mantle covering at least 23% of the planet (Kreslavsky and Head, 2002) to the regional mid-latitude valley and tropical mountain glaciers.

Concurrently, developments in climate modeling are providing robust tools to explore this past water cycle (Haberle et al., 2000; Mischna et al., 2003; Levrard et al., 2007; Forget et al., 2006; Montmessin et al., 2007b). For example, using the orbital calculations of Laskar et al. (2004) and the LMD/GCM (Forget et al., 1999), Levrard et al. (2004) came to the conclusion that the tropical mountain glaciers and the latitude dependent mantle can be formed during periods of high (35-40°) and low (15-25°) mean obliquity respectively by atmospheric water exchange between tropical and polar reservoirs. Indeed, the north polar cap becomes unstable for obliquities higher than $\sim 35^\circ$, resulting in a total water column of ~ 3000 pr. μm during the northern summer, compared to a present-day observed value of ~ 60 pr. μm (Fouchet and 10 colleagues, 2007). Under low dust opacity conditions and 45° obliquity, precipitation and deposition of ice on the western flanks of Tharsis Montes and Olympus Mons by adiabatic cooling of strong westerly winds is then possible (Forget et al., 2006), with accumulation rates up to 60 mm yr^{-1} . Given the known duration of high obliquity excursions, such an accumulation rate can create ~ 3 km thick glaciers on the volcanoes consistent with geological observations (e.g., Shean et al., 2005; Fastook et al., 2008). Under the same orbital conditions and by switching the water ice source from the north pole to the south pole, a significant accumulation of ice is also predicted in eastern Hellas (Forget et al., 2006) where evidence for glacial flow has been identified (Crown et al., 1992; Head et al., 2005). When returning to lower obliquities and assuming that tropical mountain glaciers are new sources of atmospheric water vapor, Levrard et al. (2004) showed that an accumulation of ice of several millimeters per year occurs above 60° in both hemispheres, providing a possible origin for the latitude dependent mantle. In the same study, complete desiccation of the tropical mountain glaciers finally leads to a decreasing amount of atmospheric water vapor and retreat of the latitude dependent mantle to the poles, to form the polar layered deposits. Montmessin et al. (2007b) went one step further by exploring the effect of a reversed perihelion 25 kyr ago, and found a possible origin for the south residual water ice cap (Titus et al., 2003; Bibring et al., 2004b).

6.5 Numerical simulations under new paleoclimatic conditions

6.5.1 Method of analysis

Insolation variations result from changes in the obliquity ϵ , the eccentricity e , and the areocentric longitude of the Sun at perihelion L_p (see for instance Fig. 1 of Armstrong et al., 2004). These three parameters are able to produce major changes in insolation, atmospheric circulation, and thus in dust lifting rates and distribution of surface water-ice. Consequently, to define a climatic scenario, we first need to assign a given orbital configuration (ϵ, e, L_p). Because the dust cycle is not predicted by the climate model, we

40 *Point sur*

Les simulations
paléoclimatiques

also need to assign a dust content of the atmosphere under these past orbital conditions, given by the dust optical depth τ_{dust} at $0.67 \mu\text{m}$ (Pollack et al., 1979). τ_{dust} is typically equal to 0.2-0.4 under common conditions, but can reach values of 1-2.5 during local dust storms, and 5 during global dust storms. Finally, the location of surface water-ice reservoirs (WIR) must be specified to generate a water cycle. These locations are given by the acronyms N/SPC (North/South polar cap), LDM (latitude-dependent mantle) and TMG (tropical mountain glaciers). A climatic scenario is then a point in the parameter space defined by $\underline{x} = \{\epsilon, e, L_p, \tau_{dust}, \text{WIR}\}$. We ran a set of 5.625×3.75 -degree resolution simulations limited to the lower atmosphere (from the ground to ≈ 50 km) in the parameter space defined by $\epsilon = (15, 25, 35, 45^\circ)$, $e = (0, 0.1)$, $L_p = (90, 270^\circ)$, $\tau_{dust} = (0.2, 1, 2.5)$, and $\text{WIR} = (\text{NPC}, \text{SPC}, \text{TMG})$.

Given the large number of combinations, studying the specific climatic origin of the mid-latitude glaciation presents an imposing task. However, it is possible to approach solutions by systematically comparing the predicted water cycle to geological observations. Among the two dozen simulations performed with this approach, the best conditions for development of the mid-latitude glaciation was obtained at point $x_{ref} = (35^\circ, 0.1, 270^\circ, 2.5, \text{TMG})$. Coordinates of the other simulations of interest will further be noted as x_i , and analyzed in the sensitivity study of section 6.7.2. x_0 refers to present-day conditions (i.e. $\epsilon = 25.19^\circ$, $e = 0.093$, $L_p = 251^\circ$) with a time-varying dust opacity that follows the observations of Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer acquired during the martian year 24 (1999-2000, Smith, 2004), and a water-ice reservoir corresponding to the north polar cap. All the results will be shown for the sixth year of simulation, once an equilibrium is reached.

6.5.2 The LMD/GCM

The terrestrial GCM of the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD, Paris) has been adapted to Mars in 1989 by changing the radiative transfer and adding the CO_2 cycle (Forget et al., 1998). It was the first model to reproduce a self-working Mars, and pressure variations consistent with the Viking Landers observations of transient weather systems (Hourdin et al., 1993). Since then, two teams from the LMD and the department of Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics (AOPP), Oxford, have been developing two grid-point and spectral models in parallel, with a full description of the planetary boundary layer, the propagation of gravity waves, the dust cycle (Newman et al., 2002), the water cycle (Montmessin et al., 2004), the role of the regolith (Böttger et al., 2005), the thermosphere (Angelats i Coll et al., 2005), the ozone photochemistry (Lefèvre et al., 2004), and the HDO cycle (Montmessin et al., 2005). A detailed description of the model can be found in Forget et al. (1999), and we only review here the relevant processes of the Mars water cycle, such as the dust and water radiative effects, the formation of water-ice clouds, and the stability of surface ice deposits.

Dust radiative effects :

From the observed or assigned values of τ_{dust} , a dust mixing ratio is deduced at a reference pressure level of $p_0 = 700$ Pa, the vertical profile being then set to constant under this pressure level, and decreasing above (Forget et al., 1999). Visible and near-infrared

radiative effects of dust are taken into account by calculating the radiative transfer in two different bands : 0.1-0.5 μm and 0.5-5 μm . Thermal IR absorption and emission of dust is also computed in the silicate band (5-11.5 μm) and the rest of the IR band (20-200 μm). The ratio between the visible and the 9 μm dust opacity ($\tau_{0.67\mu\text{m}}/\tau_{9\mu\text{m}}$) is essential to predict the energy distribution between the atmosphere and the surface, and a value of 2 is assigned in the GCM, following a method described in [Forget \(1998\)](#).

Water radiative effects :

At the moment, water vapor and cloud radiative effects are neglected in the GCM. Water vapor column can be increased by an order of magnitude under past conditions ([Mischna et al., 2003](#); [Forget et al., 2006](#)), and broad scale cloud cover can reach significant optical thickness. Clouds change the lower atmosphere temperature by both reflecting more sunlight in the shortwave domain, and increasing the thermal infrared opacity at cloud altitude ([Wilson et al., 2007](#)). Resulting temperature change feeds back on nucleation rates, water vapor amount and dust scavenging by ice particles ([Rodin et al., 1999](#)). Development of a new model, accounting for these complex processes, is underway.

Water transport and cloud formation :

Water vapour and ice crystals are taken into account in the model by adding two (radiatively passive) tracers that are advected conservatively by the Global Climate Model. A Van Leer scheme I ([van Leer, 1977](#); [Hourdin and Armengaud, 1999](#)) accounts for the global transport of these tracers, whereas subgrid processes, i.e. turbulent mixing and convective adjustment, are parameterized with a diffusion equation and an energy conserving scheme, respectively ([Hourdin et al., 1993](#); [Forget et al., 1999](#)). The crystal size is predicted by the cloud microphysics described in [Montmessin et al. \(2002\)](#). When a parcel of the atmosphere is supersaturated, the increasing mass of water-ice is predicted by taking into account the number of nuclei, which is a function of the dust content of the atmosphere. Consequently the model accounts for ice-crystal microphysics and interaction with dust nuclei. The model also accounts for sedimentation of ice crystals ([Montmessin et al., 2004](#)), but scavenging of atmospheric dust and subsequent feedbacks are not yet taken into account.

Stability of surface ice deposits :

Soil and surface temperatures depend on the balance between incoming fluxes and thermal conduction in the soil ([Hourdin et al., 1993](#)). The conduction equation is calculated by using the thermal inertia deduced from IRTM and TES observations. Sublimation of surface ice deposits is controlled by the surface turbulent flux :

$$F_w = \rho_1 C_d U_1 (q_{sat} - q_{wv}), \quad (6.1)$$

where ρ_1 is the atmospheric density in the first layer of the GCM (up to 5 m high), U_1 the wind speed in the same layer, and C_d the drag coefficient ([Forget et al., 1999](#); [Montmessin et al., 2004](#)). q_{sat} is the saturation mass mixing ratio of water vapor at the ground

41 Point sur

La stabilité des
dépôts de glace d'eau

temperature, and q_{wv} is the actual mass mixing ratio of water vapor in the first layer. In other words, the surface ice sublimates if the first layer of the model is not saturated, i.e. $q_{sat} > q_{wv}$. On the contrary, ice can build up if $q_{sat} < q_{wv}$, or if the atmosphere itself is supersaturated, in which case precipitation leads to deposition of ice crystals onto the surface. It is worth noting that $q_{sat} \propto p_{sat}/p_s$, where p_{sat} is the saturation pressure and p_s the actual surface pressure. Given the fact that saturation pressure exponentially increases with temperature (Clausius-Clapeyron equation), sublimation is dependent, to first order, on summer temperatures.

The positive ice-albedo feedback is also taken into account by setting the surface albedo to 0.4 when deposits are more than $5 \mu\text{m}$ thick. Thermal inertia feedback is not activated until section 6.7.3, where its impact on surface water ice stability is analyzed. Finally, water vapor is not allowed to diffuse into the regolith.

6.6 Results : From present-day climate to the northern midlatitude glaciation

To explore the meteorological conditions under which a regional ice sheet may have accumulated and grown in the northern mid-latitudes, we describe in the subsequent sections the manner in which the Martian climate system can evolve from its present-day interglacial state to an ice age by gradually changing the orbital parameters, the water-ice sources and the dust content of the atmosphere. Our analysis will be based on Fig. 6.4, 6.5 and 6.6, that respectively show the annual evolution of the water cycle, the zonal structure of the northern winter atmosphere, and the relationship between stationary planetary waves and cloud distribution at this season, each for three different simulations. The first one corresponds to present-day climate, while the second and third ones correspond to 35° obliquity and equatorial water source under clear ($\tau_{dust} = 0.2$) and dusty ($\tau_{dust} = 2.5$) conditions, respectively. We will particularly focus on the onset of the mid-latitude precipitation activity during late northern fall ($L_S = 240\text{-}270^\circ$).

6.6.1 The present-day water cycle

Following the mapping of water vapor by the Viking Mars Atmospheric Water Detector (MAWD) in the late 1970s (Jakosky and Farmer, 1982), infrared spectrometer data from the Mars Global Surveyor, Mars Express and Mars Reconnaissance Orbiter missions are providing a detailed picture of the Mars water cycle from global to regional scale. Annual zonal-mean evolution of the water cycle, as simulated by the LMD/GCM, is illustrated in Fig. 6.4.a, with contours corresponding to the precipitable water vapor column in micrometers (pr. μm), and shaded regions to water-ice clouds (same unit). The main source of the water cycle comes from the release of up to 60 pr. μm of water vapor during late northern spring and summer, as observed by Smith (2002); Fouchet and 10 colleagues (2007). Visible and near-infrared imaging of the northern polar regions (see Fig. 11 of Wang and Ingersoll, 2002; Bibring and 10 colleagues, 2005; Langevin et al., 2005b) during this period revealed the recession of a seasonal CO_2 frost (James and Cantor, 2001; Kieffer and Titus, 2001) followed by a fine-grained H_2O ice edge, whose sublimation finally exposes the perennial H_2O cap to summer insolation. All this results in

6.6. Results : From present-day climate to the northern midlatitude glaciation

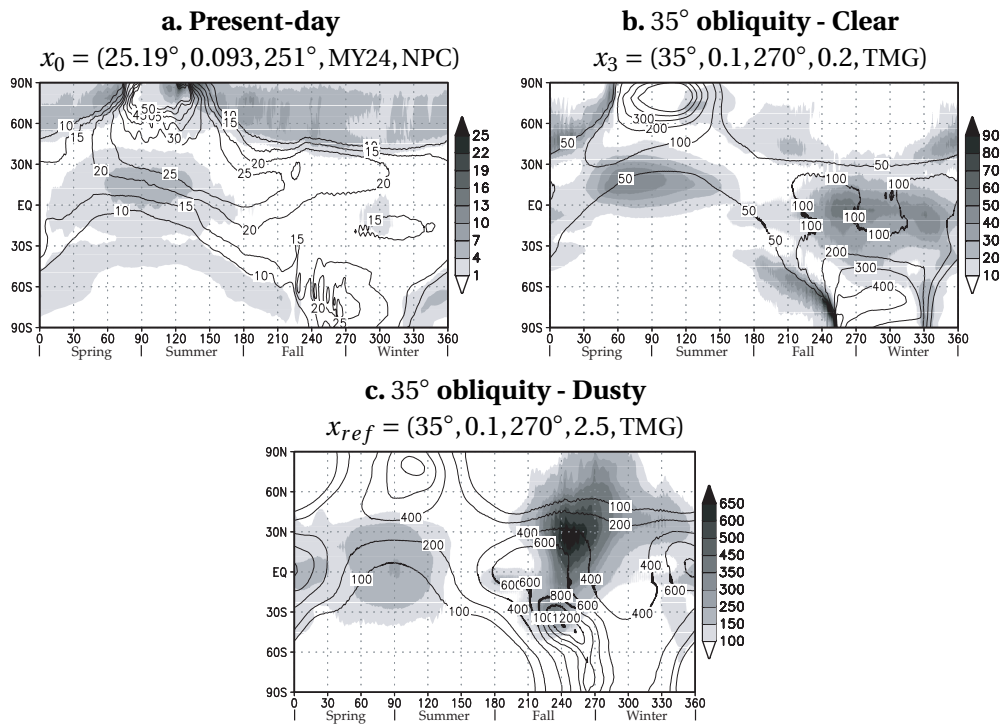


FIG. 6.4 – Latitudinal evolution of the water vapor column (contours, pr. μm) and water-ice clouds (shaded regions, same unit) as a function of time (in degrees of solar longitude angle L_s), under present-day (panel a) and paleoclimatic conditions. Panels b and c represent the predicted water cycle when assuming an equatorial water source and a 35° obliquity, under low dust ($\tau_{dust} = 0.2$) and high dust ($\tau_{dust} = 2.5$) conditions, respectively. Water sources are indicated by the acronyms NPC (Northern Polar Cap) and TMG (Tropical Mountain Glaciers). MY24 stands for Martian Year 24 (1999-2000).

the slow increase of the water vapor column observed in Fig. 6.4.a, between $L_S = 50^\circ$ and $L_S = 120^\circ$.

Aphelion cloud belt and the « Clancy » effect :

Then water vapor reaches the subsolar point, where advection into the overturning Hadley cell occurs (see the descending 25 pr. μm isocontour in Fig. 6.4.a, and previous work by Houben et al. (1997); Richardson and Wilson (2002)). Adiabatic expansion and cooling of the rising parcels increases their relative humidity, until condensation and formation of the Aphelion cloud belt occurs (Kahn, 1984; Clancy et al., 1996; Wolff et al., 1999; Wang and Ingersoll, 2002). These clouds appear during mid-spring and summer around the northern tropics, as predicted in Fig. 6.4.a (see the water-ice rich shaded region in the $\pm 30^\circ$ latitude band around $L_S = 90^\circ$). Sublimation of the Aphelion cloud belt around $L_S = 150^\circ$ is mainly due to a warming of the atmosphere as we leave the Aphelion season (Richardson et al., 2002), during which the condensation level (known as the hygropause) was low, and thus favorable to cloud formation. The existence of low hygropause conditions in the rising branch of the Hadley cell tends to retain water vapor in the summer hemisphere, a key phenomenon first described in Clancy et al. (1996), and since called « the Clancy effect ». Its paleoclimatic implications when aphelion occurred during southern summer 25 kyr ago have been studied by Montmessin et al. (2007b), who used the LMD/GCM to explain the possible origin of the south residual cap (see section 6.4.3). We will see that the Clancy effect is also key to understanding the northern mid-latitude glaciation.

Onset of the northern winter season :

As summer comes to the southern uplands and cold polar night arrives in the northern high latitudes, CO_2 and H_2O ice start to sublime in the south polar regions, while the northern atmosphere approaches saturation, to form the polar hood.

Considering the departures from zonally symmetric flow is essential to capture the behaviour of the south seasonal cap and north polar hood. It is here instructive to further describe this present-day northern winter climate, before analyzing the changes that occurred during glacial excursions.

Figure 6.5.a illustrates the zonal mean circulation predicted by the LMD/GCM for the $L_S = 240\text{-}270^\circ$ period. It is characterized by 1) an intense meridional temperature gradient that results in, and from, a westerly (west \rightarrow east) jet in the winter hemisphere and an easterly jet in the southern tropics, 2) a cross-equatorial Hadley circulation that adiabatically heats the atmosphere in its descending branch, explaining the comma-shaped temperature inversion in the northern mid-latitudes (Haberle et al., 1993; Forget et al., 1999), and 3) a surface westerly jet around 30°S , resulting from eastward acceleration of the flow in the return branch of the Hadley cell through momentum conservation (Joshi et al., 1997). The zonal-mean water vapor distribution during the same period is illustrated in Fig. 6.5.b along with the ice mixing ratio in Fig. 6.5.c. Two regions of enhanced water vapor can be distinguished, around 60°S and 30°N , that correspond respectively to the sublimation of the southern seasonal cap and northward transport by the upper-branch of the Hadley cell. These general dynamics are clearly highlighted by the

6.6. Results : From present-day climate to the northern midlatitude glaciation

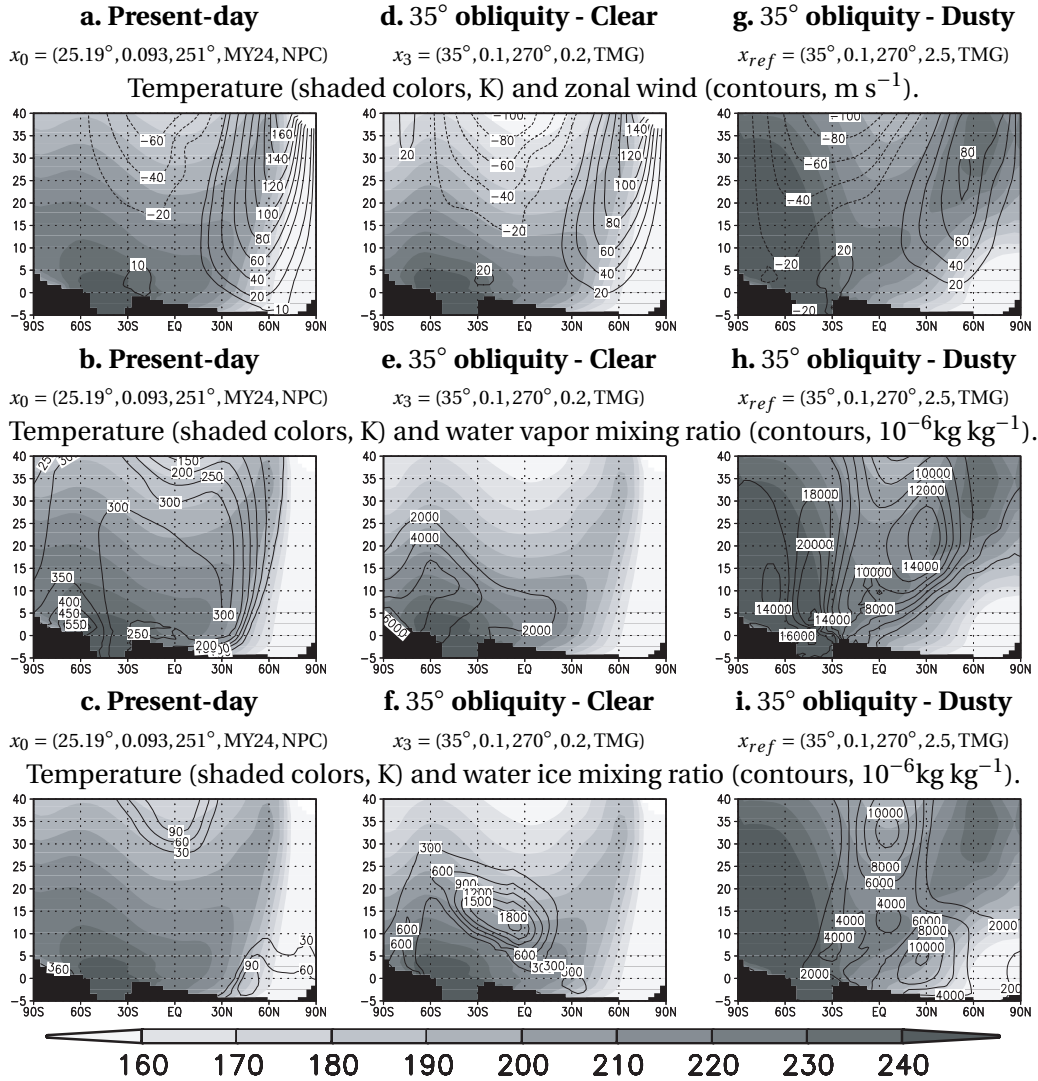


FIG. 6.5 – Changes in atmospheric dynamics (upper row), water vapor content (middle row) and water ice content (lower row) under present-day (left column), clear 35° obliquity (center column) and dusty 35° obliquity (right column) conditions. The temperature field is shown in each panel, and simulation parameters are labeled at its top. The color scale is given at the bottom of the figure, in Kelvins. Water vapor and ice contents (middle and lower row) are mixing ratios, in $10^{-6} \text{kg kg}^{-1}$. All the fields are zonally and monthly averaged over the $L_S = 240\text{--}270^\circ$ period. Y-axis is in kilometers above the reference areoid. Water sources are indicated by the acronyms NPC (Northern Polar Cap) and TMG (Tropical Mountain Glaciers). MY24 stands for Martian Year 24 (1999-2000).

$300 \cdot 10^{-6} \text{ kg kg}^{-1}$ line in Fig. 6.5.b. An equatorial cloud belt appears in Fig. 6.5.c at much higher altitudes than the Aphelion one, and thus allows water vapor to be advected in the northern hemisphere, and to finally reach the winter polar vortex.

This water vapor condenses at the edge of the polar night, where poleward advection of water vapor by the mid-latitude non-axisymmetric circulation plays a major role in the formation of the polar hood (see the enhanced ice mixing ratio around 50°N in Fig. 6.5.c). These departures from zonal-mean circulation are due to traveling and stationary waves. These waves result in poleward or equatorward advection of tracers and horizontal mixing.

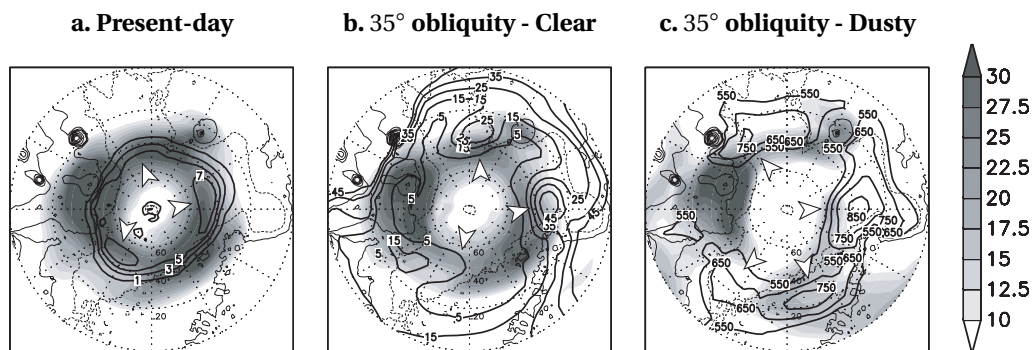


FIG. 6.6 – Polar stereographic map of the Northern Hemisphere. Zonal winds at the 5.6-km level are depicted by shaded colors (m s^{-1}), and water-ice column by contours (pr. μm). The fields are averaged over the $L_S = 240\text{-}270^\circ$ period. Deviations from zonal symmetry are apparent in the jetstream structure, over the Tharsis, Arabia Terra and Elysium ridges. Centers of enhanced cloud formation are indicated by arrows.

Point sur..... 42

Les ondes planétaires stationnaires

A more detailed understanding of the polar hood structure can thus be gained through the analysis of the stationary vortex asymmetries and the resulting cloud pattern. Figure 6.6.a is a polar stereographic map of the mean zonal wind at the 5.6-km level (shaded colors, m s^{-1}) and total water-ice column (contours, pr. μm). Three intense jet cores appear in the Alba Patera region (left shaded area in Fig. 6.6.a), the Deuteronilus-Protonilus Mensae area (lower-right), and Arcadia Planitia (upper-right), and are comparable to the western Pacific, Atlantic and north African jets on Earth. Theoretical analysis by [Hollingsworth and Barnes \(1996\)](#) and [Nayvelt et al. \(1997\)](#) demonstrated that at mid-to-high latitudes, stationary waves were mainly mechanically forced by the Tharsis, Arabia Terra and, to a lesser extent, Elysium ridges, explaining their wavenumber-2 and 3 dominant pattern. Based on momentum conservation, regions where westerlies are accelerated (decelerated) in Fig. 6.6.a correspond to poleward (equatorward) advection of warm (cold) air masses across the polar front.

Consequently, air parcels are lifted to saturation as they enter and leave the jet cores, and stationary waves thus favor cloud formation in the Acidalia, Utopia and Arcadia basins, as indicated by the arrows in Fig. 6.6.a. The contribution of the waves to polar hood formation has been quantified by [Montmessin et al. \(2004\)](#), and is apparent from many observations, for instance by [James et al. \(1996\)](#), [Wang and Ingersoll \(2002, Fig. 2.g\)](#) or [Tamppari et al. \(2008\)](#). This same mechanism will be central to the development of the

mid-latitude glaciation.

6.6.2 Excursion to 35° obliquity under clear conditions

We now step back in geological time and suppose that obliquity is leaning towards an intermediate value of 35° following an excursion to higher values. As explained in section 6.4.3, tropical mountain glaciers can be formed at around 45° obliquity on the western flanks of the Tharsis volcanoes (Forget et al., 2006). Here we assume that they are the only source of water on the planet, with both polar caps being exhausted. The simulation is thus initialized by placing water-ice reservoirs on the volcanoes (as indicated by red squares in Fig. 6.8), and by setting the eccentricity and solar longitude of perihelion L_p to 0.1 and 270°, respectively. In the first approach, we assume low dust conditions, i.e. $\tau_{dust} = 0.2$.

Under such a scenario, the water cycle is fed by sublimation of the tropical mountain glaciers. This occurs especially when Mars is at perihelion, as illustrated in Fig. 6.4.b by the appearance of two symmetric 100 pr. μm lobes and increased water vapor column as we approach the northern winter solstice. Many characteristics of the present-day water cycle are conserved, for example the two polar water vapor maxima near solstices, or the Aphelion cloud belt at $L_S = 60\text{-}120^\circ$. However, a general one order of magnitude increase in water vapor and ice column results from the significant and constant supply by the tropical mountain glaciers, whereas water can only be provided during northern summer under current conditions, and at lower rates. As a result, saturation is reached at much higher temperature, and the hygropause is lowered by several kilometers. A tropical cloud belt is thus formed all year long, as already noted by Mischna et al. (2003), who analyzed the same orbital configuration, but using simplified cloud microphysics and the north polar cap as the only source of water.

This effect is clearly apparent if we focus on the northern winter season, whose zonal-mean atmospheric structure is illustrated in Fig. 6.5.d. Cross-equatorial Hadley cells are known to be intensified at higher obliquity, due to the increased meridional gradient of surface temperature (Fenton and Richardson, 2001; Haberle et al., 2003). This appears in Fig. 6.5.d through acceleration of the high-level easterly and low-level westerly jets. Water vapor, as shown in Fig. 6.5.e, is transported in the ascending branch of the cell, but trapped by early saturation of the parcels in the lowered hygropause region. A thick tropical cloud belt, obvious in Fig. 6.5.f, thus forms 20 km below the condensation level we observe today at the same period (Smith, 2002).

Despite the trapping of water vapor in the southern hemisphere, sublimation of the tropical mountain glaciers allows water vapor to be still available at the edge of the polar vortex, as indicated by the bulge of the $2000 \cdot 10^{-6} \text{kg kg}^{-1}$ contour towards the northern tropics in Fig. 6.5.e. This creates a secondary cloud belt centered at 30°N (see Fig. 6.5.f), characterized by a water-ice mixing ratio of $300 \cdot 10^{-6} \text{kg kg}^{-1}$, i.e. two times more than what the model predicts in the Aphelion cloud belt today. Further analysis of this region highlights a wavenumber-3 structure of the cloud belt, linked to the entrance and exit regions of the polar jets and resulting eddy heat fluxes. This relationship is illustrated in Fig. 6.6.b that shows increased water-ice columns in the lee of the Tharsis, Arabia and Elysium topographic barriers. This resembles the well-known structure of the polar hood

borders (Fig. 6.6.a), that has the same dynamical origin.

6.6.3 Increasing the dust content of the atmosphere

As explained earlier, Hadley and monsoon circulation are strengthened as the obliquity increases, probably resulting in frequent dust storms at both solstices (Haberle et al., 2003). Dust cycle modeling under past orbital conditions led Newman et al. (2005) to conclude that "huge amounts of lifting" are already produced at 35° obliquity. Based on these previous studies, we performed a reference simulation x_{ref} with a dust opacity of 2.5, chosen to portray the effect of frequent dust storms on the water cycle.

Dust-induced global change :

The water cycle under dusty conditions is illustrated in Fig. 6.4.c, and shows water vapor and ice column values that both increase by a factor of ~ 6 outside the polar regions compared to the cycle given in Fig. 6.4.b. A first order explanation lies with the net radiative effect of dust, which is generally to warm the atmosphere above 10 km, because of the large dust opacity at visible compared to infrared (the anti-greenhouse effect). During northern winter, comparison of clear and dusty simulations in the northern mid-latitudes thus reveals a ~ 10 K cooling in the first 10 km of the atmosphere, whereas overlying layers are warmed by up to 40 K. Consequently, in a dusty atmosphere, upper layers and summer hemisphere, through increased saturation vapor pressure, can hold much more water vapor, while the cold lower atmosphere, especially in the winter hemisphere, favors ice nucleation and cloud formation. Activity in the winter hemisphere is thus characterized by a thick cloud belt in the northern mid-latitudes that contrasts with the thin polar night hazes. This mid-latitude cloud belt is revealed in Fig. 6.4.c by intense condensation between $L_S = 210^\circ$ and $L_S = 300^\circ$, during which the ice column can be 2 orders of magnitude higher than what exists today on Mars.

What can explain such a large amount of ice in the northern mid-latitudes? Zonal-mean winter circulation, shown in Fig. 6.5.g, gives further details on the changes induced by dust storm conditions. Warming of the atmosphere is clearly apparent, especially in the southern hemisphere, and results in an even more intense meridional circulation than before, when it was already accelerated by the high obliquity and perihelion conditions. The polar warming, due to adiabatic compression of air parcels in the subsiding branch of the Hadley cell (Wilson, 1997; Forget et al., 1999), produces a large inversion that extends up to the north pole. The low-level westerly jet is two times faster than today, and is thought to play the main role in lifting dust and warming the southern hemisphere, as shown for example by Newman et al. (2005) or Basu et al. (2006). Finally, the polar vortex is significantly weakened under dusty conditions, as already noticed by Newman et al. (2002), for dynamical reasons that are beyond the scope of this paper, but possibly related to the intense polar warming. These changes in atmospheric thermodynamics have a wide range of impacts on the water cycle.

Warming of the southern hemisphere elevates the hygropause 20 km higher than the previous simulation, and allows water vapor to be transported from the equatorial reservoir to the intense upwelling zone of the Hadley cell, and up to the upper atmosphere (see the first water vapor maximum around 50°S on Fig. 6.5.h). Then, a large part of this

6.6. Results : From present-day climate to the northern midlatitude glaciation

water vapor crosses the equator and builds up along the polar vortex (second maximum around 30°N on Fig. 6.5.h), while another part condenses out to form a thin high-altitude cloud belt centered on the equator, and apparent in Fig. 6.5.i. Around 10 g kg^{-1} of water vapor thus reaches the polar front, and is available for cloud formation.

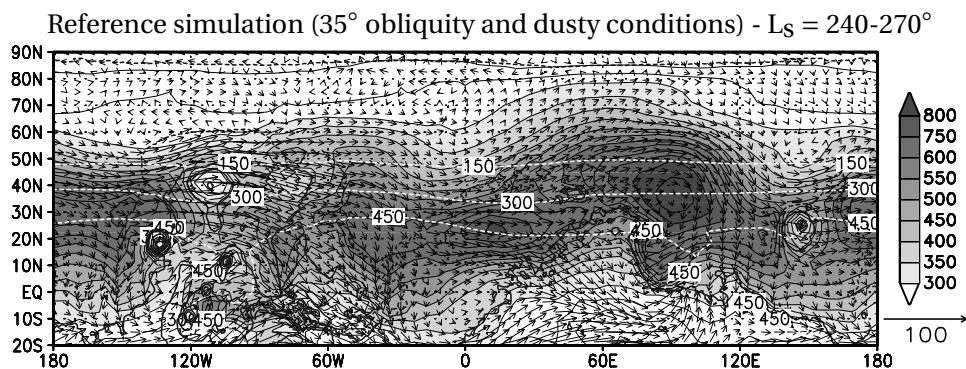


FIG. 6.7 – Average cloud ice content (shaded regions, pr. μm) and horizontal wind field at the 5.6-km level (m s^{-1}). White lines indicate water vapor column (pr. μm).

Meanwhile, winter eddy circulation starts in the northern mid-latitudes, and controls the cross-front mixing of moisture. The structure of the stationary waves is clearly modified compared to non-dusty conditions, as illustrated in Fig. 6.6.c. While the Tharsis jet strength remains nearly unchanged with more than 30 m s^{-1} zonal wind speed, Arabia and Elysium jets damp down to 25 and 20 m s^{-1} respectively. The acceleration pattern of Elysium is mainly preserved, whereas a southwest-northeast oriented jet now covers the northern part of Arabia Terra, before being abruptly decelerated in Utopia Planitia. Figure 6.7 gives details on this winter circulation, and represents a horizontal wind field at the 5.6 km level, superposed on the atmospheric water-ice column in pr. μm .

The wavenumber-3 jet structure is clearly pronounced in the northern mid-latitudes, and the jet is far from zonal, as opposed to clear conditions. Poleward motion of the flow peaks over Deuteronilus Mensae, Phlegra Montes and the western flank of Alba Patera, reaching a meridional velocity of $\sim 8\text{ m s}^{-1}$ at the 5.6 km level, whereas Amazonis, Chryse and Utopia basins are regions of equatorward motion, with meridional speed up to 6 , 10 and 16 m s^{-1} , respectively. The largest modification occurs in Deuteronilus Mensae, where the flow was almost exclusively zonal under non-dusty conditions. Barnes et al. (1996) noticed similar trends under current orbital conditions by increasing dust opacity from 0.3 to 2.5 , and found strong meridional acceleration over Deuteronilus and Elysium at the $\sim 18\text{ km}$ level (Barnes et al., 1996, Fig. 19), with an increase in wavenumber 2 amplitude.

Interestingly, TES observed the same increased wave 2 amplitude at 45°E (Banfield et al., 2003, Fig. 10), during winter, which corresponds again to the Deuteronilus-Protonilus region. Hollingsworth and Barnes (1996) also observed a tendency of wavenumber 2 to be "squashed" in mid-latitudes as dust content is increased, with "larger poleward momentum flux" south of 45°N . According to Nayvelt et al. (1997), low-level eddy circulation north and south of 45°N is dominated by mechanical and radiative forcing of topography, respectively (Fig. 10.a of Nayvelt et al., 1997). Comparing this with Fig. 6.7, it appears that

the eddy flux north of the 150 pr. μm white line is mainly mechanically forced, while the largest water vapor advection south of this line is due to the radiative forcing response, for instance in Amazonis and Chryse Planitia, north of Syrtis Major, as well as on each side of Elysium. Heat flux and resulting condensation thus seem to be mainly controlled by radiative forcing of stationary waves in mid-latitudes. Furthermore, this forcing is enhanced by the stronger inversion that occurs in the lower dusty atmosphere, which results in larger lateral temperature gradients, with low-lying regions up to 20 K colder at 45°N than the surrounding plateaus.

Clouds are thus located along the zonally symmetric water vapor gradient (white lines in Fig. 6.7) in these regions of large eddy activity, and appear in both Fig. 6.6.c and 6.7 as opaque cloud covers in Tempe Terra, west and east of Amazonis Planitia, and in a southwest-northeast oriented zone, from western Arabia to Utopia.

The water-ice column attains 800 pr. μm , which is two orders of magnitude thicker than the current Aphelion cloud belt. Low-level condensation processes create ice crystals more than 7 μm in radius in the northern mid-latitudes, similar to the largest particle predicted in the Polar Hood on present-day Mars (Montmessin et al., 2004). Under these conditions, mean annual precipitation in some regions of the mid-latitudes is of the order of 10 mm yr⁻¹, with surface temperature around -75°C. This is clearly different from the non-dusty simulation, where only transient snow deposits of a few micrometers were present. Here, ice is accumulating at a pace that could lead to regional ice sheet formation, with precipitation and temperature that correspond to inferred conditions of the last glacial maximum in Antarctica (Marchant and Head, 2007).

6.7 Accumulation rates and dependence on climate parameters

6.7.1 Annual water-ice budget

Glaciers represent an equilibrium between winter precipitation and summer sublimation. Precipitation and accumulation of ice during winter are not sufficient to produce glaciers, whose distribution thus depends on summer sublimation, and to first order on summer peak temperatures (the dominant term of Eq. 6.1). The upper panel of Fig. 6.8 illustrates the net annual snow accumulation (color shaded in mm yr⁻¹), along with the winter accumulation and summer sublimation rates in the lower left and lower right panel, respectively. Model predictions are superposed on the map by Squyres (1979), which shows the specific location of several different types of ice-related features (see also Fig. 6.2).

Three main regions of winter precipitation clearly appear in Fig. 6.8.b. One area of enhanced winter precipitation occurs around Alba Patera (west, north and east), then a second one north of Arabia Terra in the Deuteronilus-Protonilus Mensae region and, finally, a third one between the Tharsis and Elysium rises. All three of these regions correspond to the largest concentration of ice-related landforms noticed by Squyres (1979), and concentrations of glacial landforms mapped by Head and Marchant (2006, see also Fig. 6.2).

Seasonal variations of surface ice deposits in four different regions pointed out in Fig. 6.8 are represented in Fig. 6.9, and clearly show constant precipitation during winter,

6.7. Accumulation rates and dependence on climate parameters

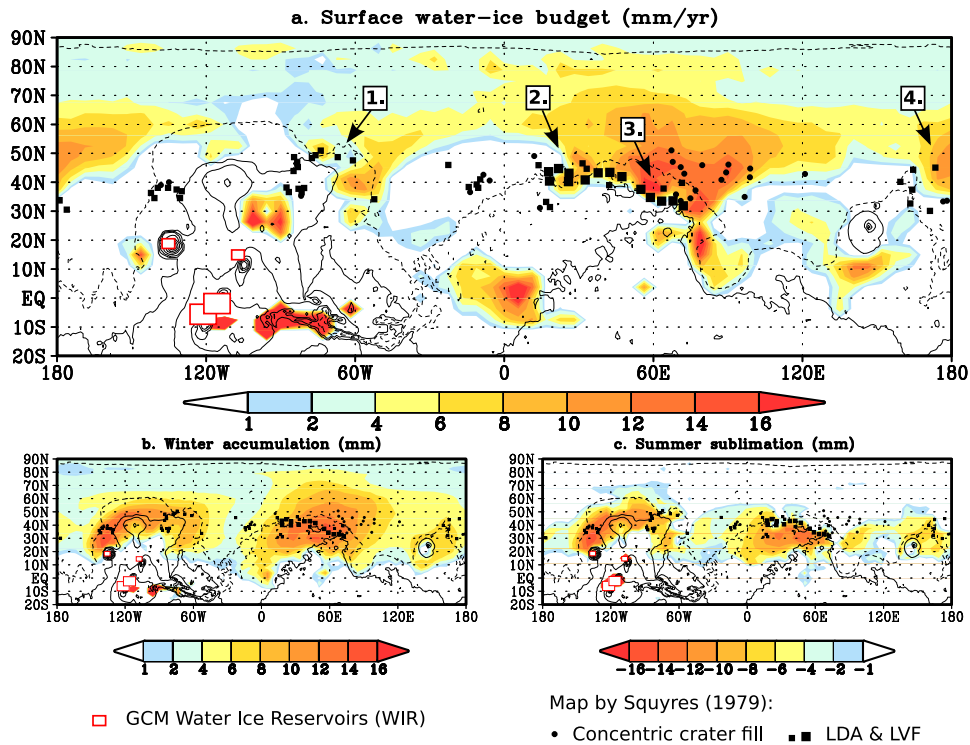


FIG. 6.8 – **a.** Net ice accumulation (mm yr^{-1}) predicted in simulation $x_{ref} = (35^\circ, 0.1, 270^\circ, 2.5, \text{TMG})$, superposed on the map by Squyres (1979), which shows the specific location of several different types of ice-related features. LDA and LVF stand for Lobate Debris Aprons and Lineated Valley Fill. See also Fig. 6.2, which shows the areas of widespread glaciation documented in Head and Marchant (2006). Indicated regions : 1. Tempe Terra, 2. Deuteronilus Mensae, 3. Nilosyrtis Mensae, 4. Phlegra Montes. **b.** Water ice accumulation during the $L_S = 180\text{-}360^\circ$ period (mm). **c.** Water ice sublimation during the $L_S = 0\text{-}180^\circ$ period (mm).

with a period of enhanced accumulation (represented by the second shaded region) at the beginning of this season. A detailed analysis of this period reveals the passing of low pressure systems due to baroclinic waves, with precipitation events of around $10 \mu\text{m}$. Associated cold fronts and surface temperature variations are seen in the lower panel of Fig. 6.9. These waves, stabilized by the topographic high of the dichotomy boundary, could play a major role in the mid-latitude glaciation, because they also result in the formation of dust storms. Large weather systems could therefore arise from these local dust storms, propagating along the dichotomy boundary and creating ideal conditions for nucleation of ice crystals on dust nuclei over glacial regions.

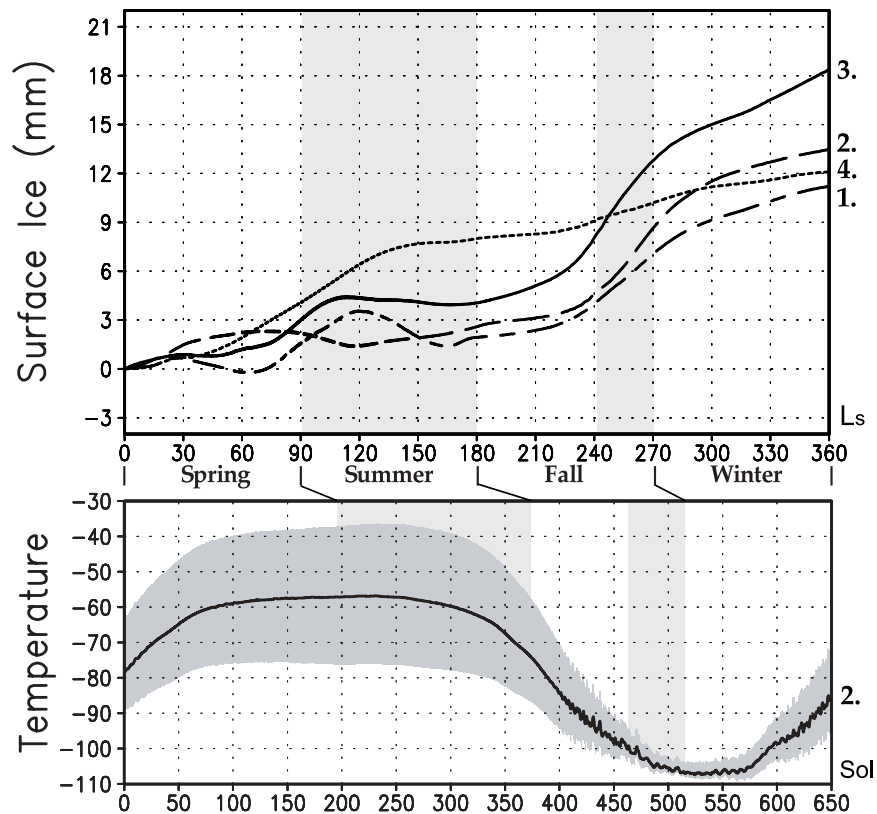


FIG. 6.9 – **Upper panel:** Evolution of surface ice deposits in glacial regions (see the legend of Fig. 6.8). **Lower panel:** Maximum, minimum (shaded region) and mean (middle line) daily surface temperatures in Deuteronilus Mensae ($^{\circ}\text{C}$).

Winter deposits are only preserved on the northern flank of Alba Patera and along the scarp of the Deuteronilus-Protonilus region, while the others, north of Olympus Mons and on the uplands of DPM, are lost by summer sublimation (see Fig. 6.8.c). This sublimation is also visible in Fig. 6.9, and highlighted by the first shaded region. Interestingly, ice builds up even during summer in Nilosyrtris Mensae and Phlegra Montes (lines # 3 and 4), where precipitation is brought by the dry western boundary currents that meet humid air masses of the northern summer. Otherwise, summer sublimation explains why the net annual accumulation regions in Fig. 6.8.a do not only reflect winter precipitation (see the cloud cover of Fig. 6.7), but also summer peak temperatures and resulting su-

blimation. These surface temperatures are controlled by, in order of decreasing impact, thermal inertia, albedo, local slope, atmospheric dust and altitude. In this simulation, our model only accounts for dust and altitude effects, with an arbitrary change in surface albedo when ice is present. Thermal inertia is equal to current observed values, and its changes induced by deposition of ice on the surface is considered in section 6.7.3. Atmospheric dust reduces diurnal temperature variations by producing lower short-wave fluxes during the day and increased long-wave fluxes during the night, and induces in most cases mean surface cooling of the summer mid-latitudes. Consequently, dust storm conditions not only favor winter precipitation, but also reduce summer sublimation.

Altitude has a very small impact on surface temperature due to the low density of the atmosphere. This is in sharp contrast to the terrestrial case, in which glaciers flow down into lower and warmer environments, and undergo melting or sublimation. Mars glaciology might be significantly different than that of the Earth, with an unexpected glacier mass balance due to changes in equilibrium line approach, as mentioned in [Fastook et al. \(2008\)](#). Sublimation dependence on elevation not only involves temperature, but also water vapor circulation and resulting humidity found in glacial valleys. These questions are being addressed using mesoscale atmospheric modeling and glacial modeling ([Fastook et al., 2009](#)).

It is worth noting that ice also builds up in Valles Marineris, Terra Meridiani and southern Elysium (see Fig. 6.8.a). However, these regions have a relatively high thermal inertia, which often results in lower summer sublimation, and this forcing could bias our results, as thermal inertia has probably varied through the Amazonian. To assess this effect, we set the thermal inertia and albedo to $217 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ and 0.23 everywhere on Mars, which correspond to planetary mean values, and reran the reference simulation. Interestingly, the ice distribution of Fig. 6.8 remains broadly unchanged in the northern mid-latitudes, confirming that winter atmospheric precipitation controlled by topography is the main accumulation process. However, accumulation rates in Terra Meridiani and southern Elysium are reduced to a few millimeters, and ice disappears in Valles Marineris. This suggests that present-day thermal inertia was the main cause of preferential accumulation in these regions. Consequently, despite potentially interesting, we cannot further comment on these deposits in the present state of our model.

6.7.2 Sensitivity to climate parameters

The way glaciers are affected by perturbations in climate parameters is crucial to understanding their geologic history, and the relationship between orbital forcing and glacial stratigraphy. Following the orbital calculations of [Laskar et al. \(2004\)](#), we address this issue by disturbing the reference conditions (i.e. the ones leading to the glaciation of Fig. 6.8) and analyzing changes in precipitation activity and ice preservation. We will also study the impact of changing thermal inertia as the surface is being covered with ice.

Results are summarized in Table 6.1, that will be used to monitor water-ice reservoir and atmospheric response to different forcings, and in Fig. 6.10, that illustrates the different accumulation rates obtained for each sensitivity experiment.

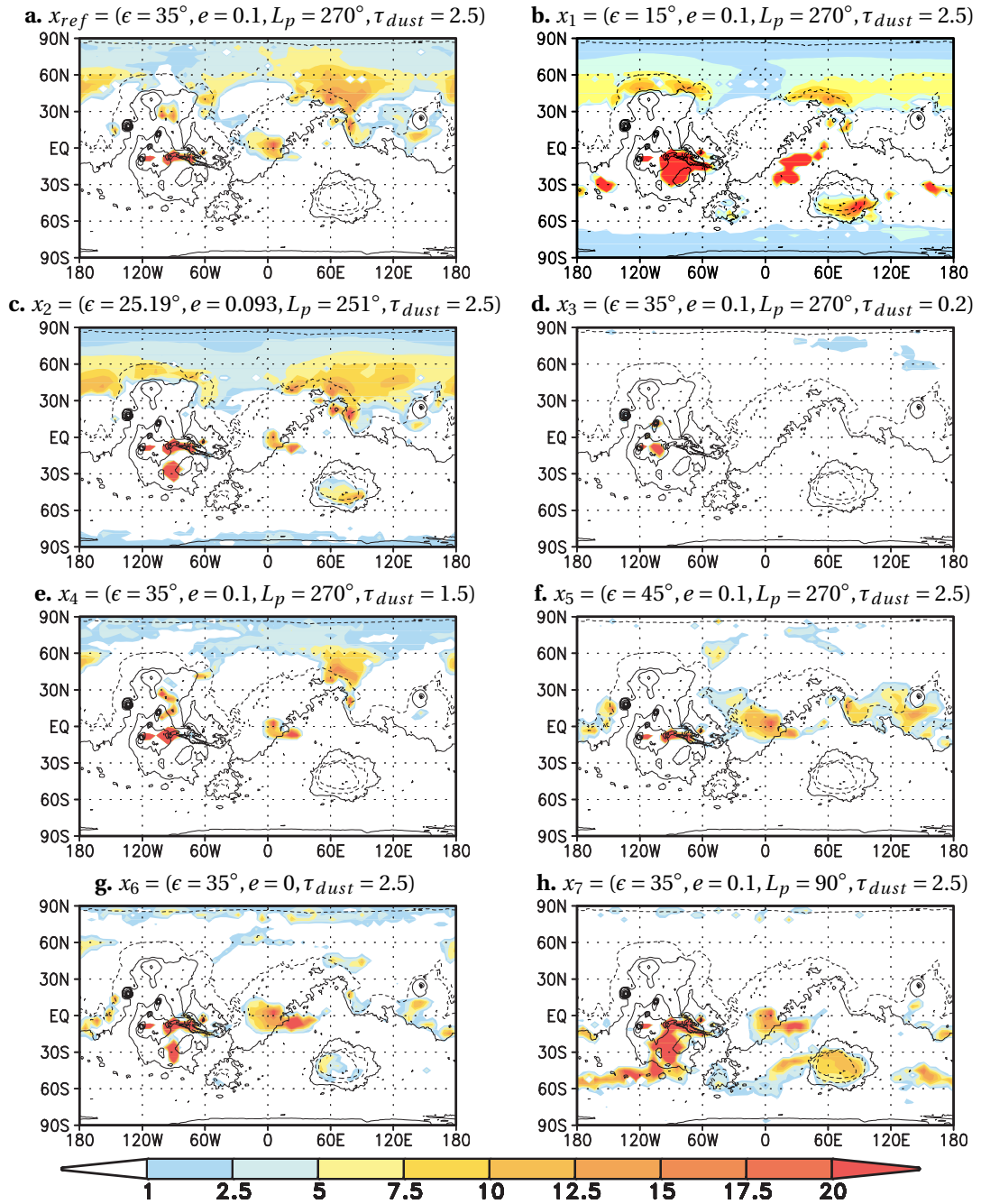


FIG. 6.10 – Net gain of surface ice over a year (mm yr^{-1}) for each sensitivity experiment. Details can be found in Table 6.1.

6.7. Accumulation rates and dependence on climate parameters

#	Climate parameters				S	WS	W/I column		Accumulation rate		
	ϵ	e	L _p	τ_{dust}					1.	2.	4.
x_{ref}	35°	0.1	270°	2.5	37	8.8	186	512	11.3	13.5	12.1
x_1	15°	0.1	270°	2.5	92	9.8	165	248	6.7	10.6	5.3
x_2	25.2°	0.09	251°	2.5	51	10.8	212	503	6.3	12.5	8.9
x_3	35°	0.1	270°	0.2	3.4	1.4	3.4	6.3	0.	0.	0.
x_4	35°	0.1	270°	1.5	25	6.3	118	260	14.1	0.	11.1
x_5	45°	0.1	270°	2.5	26	4.4	154	491	0.	0.	0.
x_6	35°	0.		2.5	28	4.5	77	303	0.	0.	6.2
x_7	35°	0.1	90°	2.5	43	3.6	32	157	0.	0.	0.

TAB. 6.1 – Results of the sensitivity tests. Climate parameters are listed on the left, and results are summarized by giving the annual sublimation rate of the equatorial sources in cm/yr (noted S), the meridional wind speed at 5.6 km over Deuteronilus Mensae (noted WS, in m/s), along with the zonal mean water vapor and water ice columns at 45°N (noted W/I column, in pr. μm) both averaged over the $L_S = 240\text{-}270^\circ$ period, and finally the annual accumulation rate in mm/yr in three regions indicated in Fig. 6.8.

The dust cycle : Main actor in the glaciation

As underlined in section 6.6, increased atmospheric dust content is the key factor allowing the initiation of the northern glaciation, by increasing water vapor holding capacity, moving the saturation region to lower latitudes, and favoring stationary waves. Consequently, when we increase the dust opacity in simulations x_3 , x_4 and x_{ref} , source sublimation rises and the meridional component of the 5.6 km wind, which is a good indicator of stationary wave activity, strengthens. Atmospheric water vapor and ice columns at 45°N, which reflect precipitation activity, reveal the same tendency. Interestingly, once dust opacity has reached 1.5, few changes are observed in *winter* accumulation rates compared to maximum dust conditions. However, large changes in *annual* accumulation rates are observed between Fig. 6.10.e ($\tau_{dust} = 1.5$) and Fig. 6.10.a ($\tau_{dust} = 2.5$) because the higher dust opacity cools the daytime lower atmosphere during summer, and favors ice preservation. But we have to remember that clouds are radiatively inactive in these experiments, and might play the same role by cooling daytime surface temperatures (Wilson et al., 2007). Work is underway to assess this effect.

Obliquity range : effect on ice preservation

If we maintain optimal conditions and only change the obliquity, glaciation occurs for an obliquity between 15° and 35°, as seen in Fig. 6.10.a,b,c. As obliquity is decreased, a larger fraction of the insolation goes to the equatorial region, and sublimation of the equatorial reservoirs is enhanced, as clearly seen in Table 6.1. Finally, stationary waves and precipitation remain active, even though a decrease of the water-ice column is observed at 15° obliquity, due to much higher atmospheric temperatures in northern mid-latitudes during winter.

However, 45° obliquity leads to a sharp change in the winter circulation pattern and to a large increase of summer surface temperatures. At this obliquity, the largest fraction

of insolation falls in the mid-latitudes during summer, and prevents any ice preservation, as seen in Fig. 6.10.f. Attenuation of stationary planetary waves and baroclinic activity also reduces winter precipitation, as revealed by a slight decrease in the wind speed, water vapor and ice columns in Table 6.1.

The 15° obliquity simulation (x_1) may be unrealistic, because the atmospheric dust opacity during periods of low obliquity is not expected to be so high ($\tau_{dust} = 2.5$), even though dust lifting is favored by the baroclinic activity (Haberle et al., 2003). However, knowing that under current orbital conditions, a dust opacity of 2.5 is possible at regional scales during perihelion dusty season, simulation x_2 might be a reasonable scenario. Indeed, we assume that Mars returns from a high obliquity excursion at $\sim 45^\circ$, during which tropical mountain glaciers have been formed, and approaches orbital conditions similar to current ones. In this case, regional dust storms, coupled with increased moisture levels due to the equatorial water sources, might have been sufficient to bring precipitation in the northern mid-latitudes. Finally, x_{ref} conditions were probably common in the past. Therefore, we suggest that geological periods favorable for glacial activity were probably intermediate ($25\text{-}35^\circ$) obliquity periods.

Changing the perihelion : an interglacial period

The mid-latitude glaciation is also very sensitive to a change of eccentricity, and a decreasing eccentricity results in a retreat, or suppression of the deposits (see Fig. 6.10.g). The next to last simulation of Table 6.1 shows the effect of a null eccentricity on the 35° obliquity simulation. Precipitation is still active, despite the weakening of the atmospheric circulation, but warmer surface temperatures result in the sublimation of most of the mid-latitude ice during summer. However, some deposits remain stable near Nilosyrtris Mensae and Phlegra Montes. All in all, high eccentricity (~ 0.1) seems necessary for a large extension of the mid-latitude glaciation, and periods of low eccentricity might be interglacial periods, where a retreat of the glaciers is likely to occur.

The argument of perihelion is also essential, and a reversed argument $L_p = 90^\circ$ (see Fig. 6.10.h) also results in a retreat of the northern mid-latitude deposits. However, as noticed by Mischna et al. (2003), ice then tends to be stable in aphelion summer hemisphere. Figure 6.10.h thus reveals many interesting deposition patterns in the southern mid-latitudes, further represented in Fig. 6.11. Net accumulation of ice predicted by the LMD/GCM is compared to the ice-related landforms mapped by Squyres (1979). Two deposition regions of the model are located south of Argyre Planitia (arrow 1.) and around western Hellas (arrow 2.), and are in good agreement with the observations. Interestingly, no accumulation is predicted in the glacial region of eastern Hellas, which is discussed in Forget et al. (2006), and results from other orbital conditions (see section 6.4.3). A large deposition belt is also present at 50°S , between 120°E and 120°W , in regions where no glacial landforms have been mapped by Squyres (1979). A further analysis is beyond the scope of this paper, even though this high precipitation belt might be geologically relevant.

This broad deposition pattern of the southern hemisphere gives support to the idea that mid-latitude glaciation occurs in both hemispheres under dusty and intermediate obliquity conditions ($\sim 35^\circ$), assuming an equatorial water source. Glaciation is then fa-

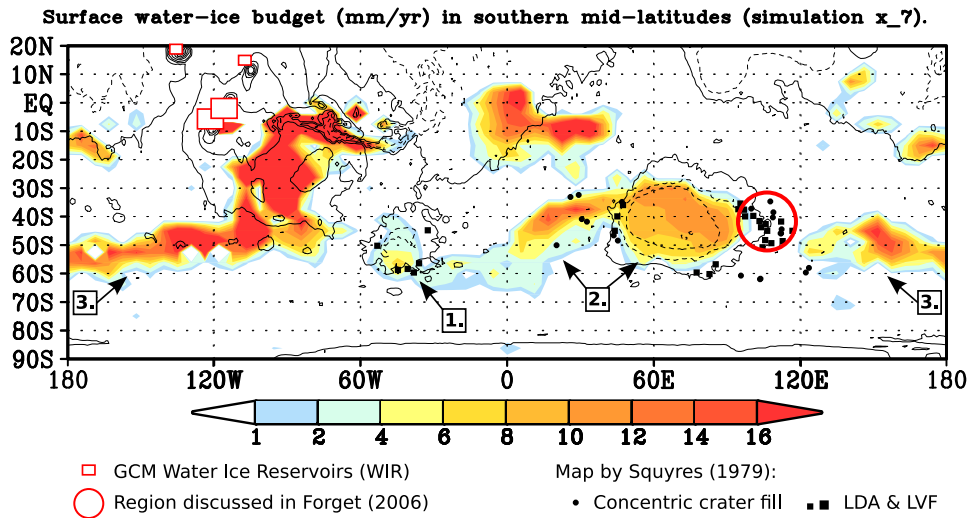


FIG. 6.11 – Net ice accumulation (mm yr^{-1}) predicted in simulation $x_7 = (35^\circ, 0.1, 90^\circ, 2.5, \text{TMG})$, superposed on the map by Squyres (1979). LDA and LVF stand for Lobate Debris Aprons and Lineated Valley Fill. Indicated regions : 1. Argyre Planitia, 2. Western Hellas, 3. Terra Sirenum (left) and Terra Cimmeria (right).

vored in the northern or southern hemisphere, depending on the solar longitude of perihelion.

6.7.3 Impact of thermal-inertia feedback

Thermal inertia is a composite quantity defined as $I = \sqrt{\lambda C}$ in $\text{J s}^{-1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$, where C is the volumetric heat capacity, and λ the thermal conductivity, the latter undergoing the largest variations among different geological materials. In all the simulations presented above, thermal inertia was based on the IRTM and TES observations (Forget et al., 1999), and we assumed that the surface thermal inertia was not affected by the presence of ice. This assumption holds for a seasonal micrometer-sized frost that is too thin to have an impact on surface and subsurface temperatures. Consequently, under current climatic conditions, this assumption is always valid. However, it does not hold for cm-sized ice layers stable at depth or draped over the regolith.

To assess this effect, we have taken advantage of a new conduction model that solves the unsteady heat diffusion equation on 18 fixed vertical grid points of varying thermal inertia. As a first approach, we use the 1-D version of the LMD/GCM to assess the impact on surface temperatures generated by an ice layer of different thicknesses (x-axis of Fig. 6.12) deposited on top of a regolith of varying thermal inertia (y-axis).

The model is run at 45°N with the x_{ref} climate parameters (see Table 6.1), assuming a volumetric heat capacity C of $10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$, an ice albedo of 0.4, and an ice thermal inertia of $1000 \text{ J s}^{-1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$, which is an intermediate value between the 600 and $2000 \text{ J s}^{-1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$ water-ice deposits observed in the north polar region by Paige et al. (1994).

Figure 6.12 represents the obtained annual mean and maximum surface tempera-

43 Point sur

La rétroaction de l'inertie thermique

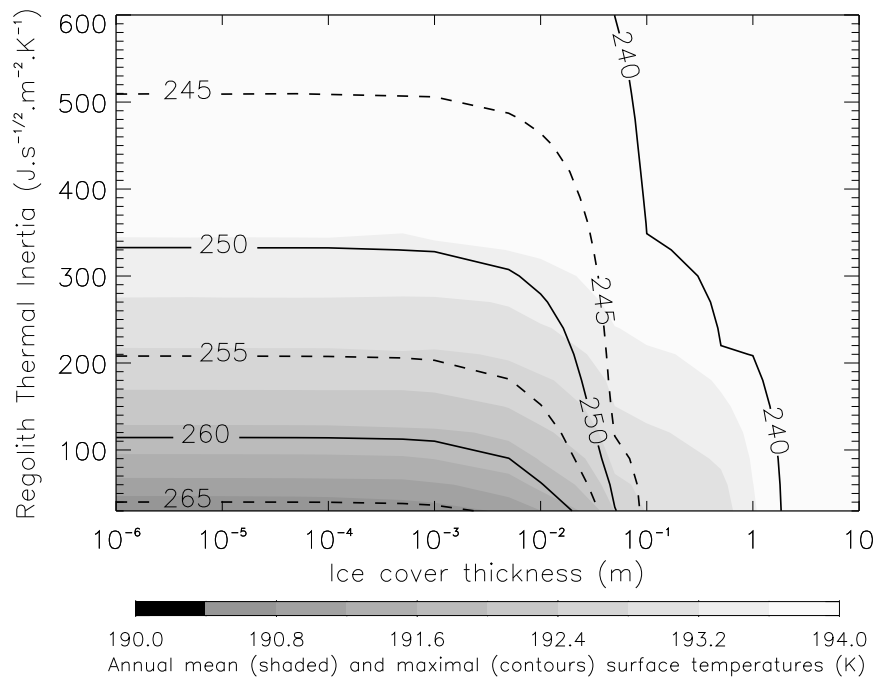


FIG. 6.12 – Results of the 1-D model showing the impact of ice thermal inertia on surface temperatures at 45°N and under reference conditions (see Table 6.1). Contours and dark shades indicate annual maximum and mean temperatures, respectively. Ice thermal inertia and albedo are set to $1000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ and 0.4, respectively.

tures. Increasing thermal inertia decreases the diurnal temperature range, resulting in a drop of maximum temperatures in Fig. 6.12 when the ice thickness exceeds 1 cm. Such an abrupt collapse of annual maximum temperatures would prevent the ice from sublimating during summer, and would give rise to a positive feedback. However, since daily temperature changes are reduced, less infrared radiation is lost during the day and on annual mean basis, the surface is warmed up by several degrees, as seen in Fig. 6.12 and already noticed by Paige (1992). Does this feedback accelerate or decelerate the growth of the ice sheet?

To answer this question, we allow the thermal inertia of the subsurface to vary in the GCM as a function of ice thickness, and rerun the reference simulation (x_{ref} in Table 6.1). As observed in previous sections, ice is deposited in the northern mid-latitudes, forming a layer of high thermal inertia that is more than 1 cm thick after 3 years of simulation. From then on, summer peak temperatures begin to cool, thereby decreasing sublimation until the ice thickness reaches ~ 5 cm after 10 years of simulation, at which point summer sublimation almost disappears and peak temperatures stabilize at ~ 230 K (compared to ~ 250 K without the ice) in Deuteronilus Mensae. Consequently, thermal inertia feedback does accelerate the growth of the ice layer, but only up to a certain point where a maximum accumulation rate is reached. In the glacial regions, the annual accumulation rate is in this case only about 20% higher than for the reference simulation (see Fig. 6.13.a).

However, extending the thermal inertia feedback to the equatorial water-ice sources has a significant impact in our simulations on the accumulation rates. Indeed, peak temperatures of the sources are decreased by their high thermal inertia, and annual sublimation plummets from dozens of cm (see Table 6.1) to ~ 5 mm, providing less water to the climate system. Consequently, the atmospheric water vapor amount goes down from ~ 300 pr. μm to ~ 100 pr. μm on average, bringing less precipitation to the mid-latitudes and a winter snow cover of only ~ 3 mm thickness, that almost completely sublimates away during summer (see Fig. 6.13.b). If we now suppose that albedo of the tropical mountain glaciers is lower than the previously used value of 0.4 due to the debris cover (Marchant and Head, 2007), and equal to 0.2, atmospheric water vapor is restored, and a seasonally persistent snow cover is again predicted, especially in glacial regions where accumulation can reach ~ 10 mm yr^{-1} (see Fig. 6.13.c).

These results show that thermal inertia feedback has a large impact on surface temperatures and ice sublimation, and may be able to prevent sublimation during interglacial periods, thereby sequestering the ice in the mid-latitudes over a significant amount of time. They also emphasize the large dependence of the water cycle on physical processes that occur in the multiple sources. For example, refined understanding of the TMG sublimation process, as seen above, will be crucial to improve the modeling of martian ice ages (Kowalewski et al., 2006).

6.8 Discussion

The good agreement of our simulations with the geological observations, the orbital constraints given by the sensitivity studies of section 6.7.2, and the approximate ages of the glacial landforms allow us to propose an updated scenario for the Martian Ice Ages. We suppose for clarity that we start from a past Martian climate similar to the one obser-

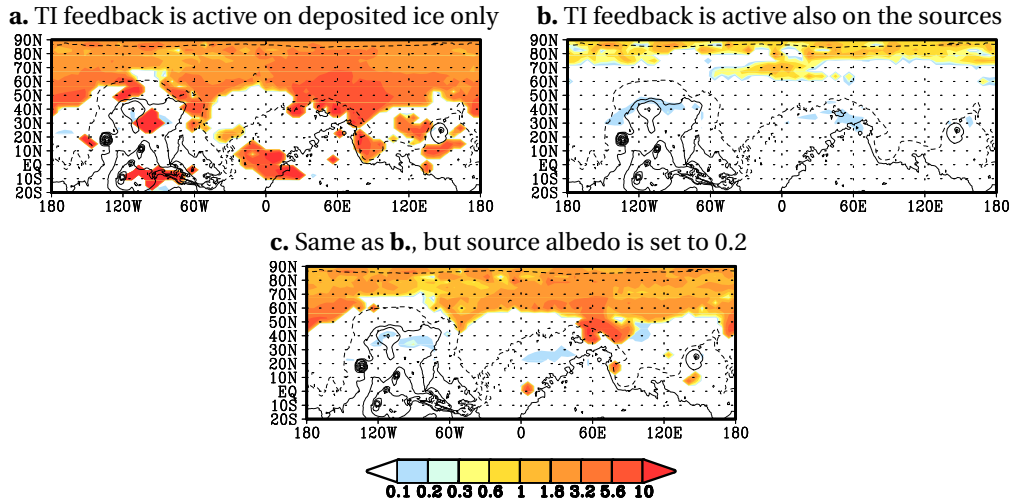


FIG. 6.13 – Sensitivity of net ice accumulation rates (mm yr^{-1}) to different surface properties : **a.** Thermal inertia of the deposited ice is set to $\text{TI} = 1000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. **b.** Thermal inertia of the equatorial reservoirs and deposited ice layers is set to $\text{TI} = 1000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. **c.** Same as **b.**, but albedo of the equatorial reservoirs is set to 0.2 instead of 0.4, assuming rock glaciers being darkened by the debris cover. Climate parameters are those of the reference simulation (see x_{ref} in Table 6.1). All the results are shown for the tenth year of simulation.

ved today that would occur during a high mean obliquity period ($25\text{-}45^\circ$).

A first increase in obliquity results in the sublimation of the north polar cap, and formation of tropical mountain glaciers with an accumulation rate up to $\sim 60 \text{ mm yr}^{-1}$ under 45° (or more) obliquity (Levrard et al., 2004; Forget et al., 2006). As we neglect the effect of a dust lag on the sublimation of the sources (Mischna and Richardson, 2005), these accumulation rates can be seen as optimal. This also applies to the mid-latitude glaciation predicted here.

After this excursion, obliquity falls to around 35° . Given the high dust content of the atmosphere under these conditions (Newman et al., 2005) and the presence of tropical mountain glaciers, an increased water cycle results in large mid-latitude precipitation controlled by strong stationary planetary waves. Wavenumber 3 favors the accumulation of snow in glacial regions, including the Deuteronilus-Protonilus Mensae fretted terrains (Head et al., 2006a,b), and results in the formation of a regional ice sheet. The climate system can sustain mid-latitude glaciation by staying in the $25\text{-}35^\circ$ obliquity range given in section 6.7.2, until a new high obliquity ($\sim 45^\circ$) excursion occurs. The corresponding period of time of approximately 50 ky creates, if we suppose accumulation rates around $10\text{-}20 \text{ mm yr}^{-1}$ (see Table 6.1), an ice sheet of up to 500-1000 m thickness. At the end of this period, if we consider that a lower dust opacity is likely to occur when the obliquity is only 25° , some simulations suggest that the precipitation is still active, but with decreased accumulation of $\sim 1\text{-}2 \text{ mm yr}^{-1}$ and increased sublimation during the summer. This lower regime of glaciation might explain the formation of superposed lobate debris-covered glaciers described by Levy et al. (2007) and Dickson et al. (2008). The

mid-latitude glaciation, based on the age of the lobate debris aprons, might have lasted for several hundreds of Myr, and some deposits may be as young as ~ 10 Myr (Mangold, 2003). The remnants we see today thus represent the signature of a recent glacial event, whose ice has been preserved under a sublimation till, as confirmed by radar sounding (Plaut et al., 2009). Age of the tropical mountain glaciers is estimated to be 10-200 Myr (see section 6.4.1), confirming that the mid-latitude and tropical glacial activities occurred during the same geological period.

The 25-35° obliquity period is also favorable for the formation of a mantle that is draped over the high latitudes, and visible in Fig. 6.10.a,b,c,e. These deposits may have contributed to the formation of the latitude dependent mantle (see section 6.4.1) under higher obliquity conditions than those observed by Levrard et al. (2004). However, increasing number of observations point to an extremely young age of the latitude dependent mantle (~ 0.1 Myr, see Head et al., 2003; Kostama et al., 2006), that might have formed during the current low mean obliquity period, at epochs where the equatorial water sources were likely depleted. Consequently, its climatic origin is not yet clearly established.

As we start a new high obliquity excursion ($\sim 45^\circ$), the mid-latitude deposits, as well as the high-latitude mantle, might sublimate away and feed the tropical mountain glaciers again. In that case, the water cycle would be closed, and a high mean obliquity period would be characterized by the oscillations of the ice reservoirs between the tropical mountain glaciers and the mid-to-high latitude deposits, producing consistent stratigraphy in both deposits.

It is worth noting that the mid-latitude glacial activity might also be sustained by the south polar cap, or any other source able to provide enough water vapor to the winter atmosphere. At the moment, from a modeling point of view, an equatorial water source is necessary, but improvements of the GCM may change this result.

6.9 Conclusions

A climatic origin for the Amazonian northern mid-latitude glaciation is explored using the LMD Global Climate Model, and the main findings can be summarized as follows :

1. Formation of an ice sheet is predicted by the LMD/GCM in the northern mid-latitudes during periods of moderate obliquity by 1) sublimation of an equatorial water source, 2) increased dust content and water vapor holding capacity of the atmosphere, 3) resulting migration of the saturation zone from high to mid-latitudes, 4) poleward flux of water vapor controlled by strong stationary planetary waves and transient weather systems, 5) condensation and precipitation of water ice to form a thick cloud belt in the northern mid-latitudes, 6) deposition of ice in glacial regions, 7) differential sublimation and erosion of the deposits during northern summer and preservation in glacial regions ;
2. Longitudinal distribution of the deposits in the 30-50°N band results from the wavenumber 3 structure of the stationary planetary waves and topographic forcing induced by the Tharsis, Arabia, and Elysium barriers ;

3. Based on climate sensitivity experiments, glaciation is found to occur during moderate obliquity periods, and requires an equatorial water source (here assumed to be the tropical mountain glaciers), an obliquity of 25-35°, a high eccentricity (~ 0.1), an aphelion season corresponding to northern summer ($L_p = 270^\circ$), and a high dust opacity ($\tau_{dust} > 1.5$). Such conditions probably occurred many times during the estimated period of glaciations (~ 10 -300 Myr, [Mangold, 2003](#));
4. Predicted accumulation rates of ~ 10 -20 mm yr⁻¹ are consistent with the formation of regional ice sheets, and have large implications for the recent history of the water cycle. Glacial activity in the mid-latitudes involves a significant amount of water and should thus appear as a major component of the global stratigraphy. GCM simulations point to the importance of dust for controlling the water vapor holding capacity of the atmosphere, and suggest a complex coupling between the dust content of the atmosphere and the glacial activity of the planet, as also observed on Earth ([Harrison et al., 2001](#); [Lambert et al., 2008](#)).
5. Thermal inertia feedback caused by surface water-ice results in a progressive lowering of summer peak temperatures in the glacial regions, and can lead to disappearance of the summer sublimation phase. This result of the climate model suggests that ice might be preserved and sequestered over long periods of time by the impact of ice thermal inertia on surface temperatures.

Figure 6.14 illustrates the different components of the climate system controlling the northern mid-latitude glaciation. Dashed arrows represent major feedbacks that still need to be constrained and implemented into the LMD/GCM. These include :

- Radiative effect of clouds, today but also under past conditions where clouds reach significant optical depth and spatial coverage ;
- Radiative effect of water vapor, that is neglected on present-day Mars, but may influence our results under past conditions, given the high water vapor holding capacity of the atmosphere ;
- Dust lifting and coupling with the cloud microphysics, as well as scavenging of dust by water-ice particles ;
- Coalescence of ice crystals induced by high precipitation events ;
- Physics of the ice deposits : latent heat exchange induced by sublimation or melting of the deposits, heating within the ice layer by absorption of solar radiation ([Clow, 1987](#)), and the protective effect of a dust lag ([Mischna and Richardson, 2005](#)).

The detailed analysis of the mid-latitude geomorphology, in light of terrestrial analogs and new data from the Mars Reconnaissance Orbiter mission, is continuing to provide major insights into the microclimate and water budget of the glacial systems. A comparison of these detailed observations with GCM and mesoscale predictions ([Spiga and Forget, 2009](#)) will certainly improve our knowledge of the glacial climate.

We are just beginning to understand the main components of this complex climate signal. Hundreds of millions of years of glacial-interglacial climate is recorded in the extremely well-preserved martian stratigraphy. Mars is the only opportunity at hand to explore a climate system similar to the terrestrial glacial ages, and to test our understanding of the fundamental feedbacks controlling climate changes on Earth.

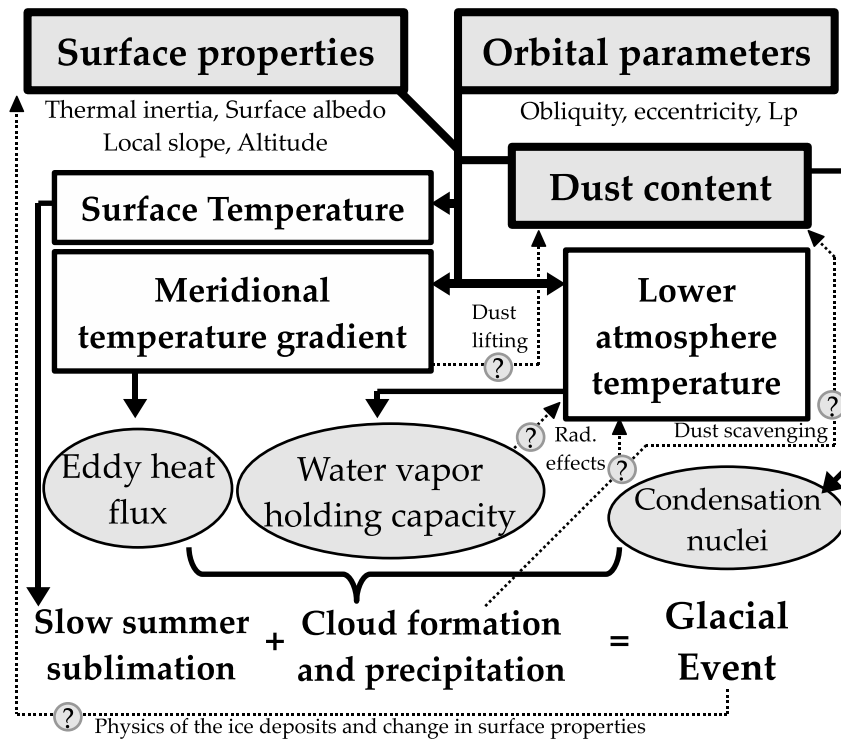


FIG. 6.14 – Major components of the climate system related to the northern mid-latitude glaciation. Orbital parameters represent the only external forcing, whereas dust content of the atmosphere and changing surface properties are sources of internal oscillations. These three factors control lower atmosphere temperature, the meridional temperature gradient, and surface temperature. Lower atmosphere temperature acts on water vapor holding capacity, and the meridional temperature gradient controls the cloudiness of the northern mid-latitudes, that is dependent on the eddy heat flux induced by transient and stationary waves. The meridional temperature gradient also changes the Hadley cell and dust lifting activity, the latter providing condensation nuclei to the water cycle. This all leads to precipitation in the storm-track region and accumulation of ice, whose preservation is finally dictated by surface temperature. Dotted arrows with question marks indicate physical processes that are unresolved by the LMD/GCM, and also feed back on the original atmospheric response to external forcing.

Chapitre 7

Conclusion et perspectives

Je t'aurai passionnément aimé, désert de sable. Ah! que ta plus petite poussière redise en son seul lieu une totalité de l'univers!

ANDRÉ GIDE, *Les nourritures terrestres*, 1921.

Sommaire

7.1 Rôle climatique des aérosols martiens	153
7.2 Applications des travaux de thèse et collaborations	156
7.3 Perspectives	158
7.3.1 Applications directes	158
7.3.2 Nouvelles modélisations possibles	159
7.4 Précieuse Mars	159

7.1 Rôle climatique des aérosols martiens

Les recherches menées au cours de cette thèse confirment le contrôle de la température par les aérosols de l'atmosphère, ainsi que la grande diversité des climats qu'ils peuvent engendrer. Les principaux résultats peuvent se résumer ainsi :

1. Un modèle permettant de prendre en compte l'effet radiatif d'aérosols de tailles variables a été implémenté dans le LMD/GCM, et est décrit dans le chapitre 2. Il permet le calcul de paramètres de diffusion simple variant dans l'espace et le temps, en fonction de la distribution en taille prévue des aérosols. Il est applicable à tout type d'aérosol, tant que son indice de réfraction est connu.
2. Il était impossible dans les précédentes versions du LMD/GCM de prévoir des températures en accord avec les observations en guidant le modèle avec les opacités de poussière observées. En effet, cette opacité devait être divisée environ par deux pour retrouver des températures réalistes. Le chapitre 3 décrit l'origine de cette incohérence, qui était due à l'emploi dans le modèle d'une poussière trop « sombre », dont l'albédo de diffusion simple aux longueurs d'onde solaires n'étaient pas assez élevé. Les nouvelles observations de TES, mini-TES, OMEGA et CRISM ont permis la mesure de nouvelles propriétés radiatives (Wolff et al., 2006, 2009), dont l'albédo

de diffusion simple aux longueurs d'onde solaire est supérieur d'environ 4% aux anciennes valeurs de référence de [Ockert-Bell et al. \(1997\)](#). Ce changement subtil se traduit par de grandes différences de taux de chauffage par les poussières, et explique pourquoi les températures étaient auparavant surestimées. L'emploi des nouvelles propriétés permet d'avoir un modèle cohérent, c'est-à-dire d'obtenir des températures en accord avec les observations tout en guidant le modèle avec l'opacité de poussière observée*.

Comparer les courbes bleues et vertes de la figure 3.8.a.

3. Malgré l'amélioration des propriétés radiatives de la poussière, l'analyse de la température dans la moyenne atmosphère (autour de 0.5 hPa) révèle plusieurs surestimations de températures de plus de 10 K en début et en fin de saison poussiéreuse. Ces différences sont également décrites par [Wilson et al. \(2008\)](#), qui suggèrent que la quantité de poussière en altitude est surestimée durant ces périodes. En effet, l'altitude du toit de la couche de poussière est donnée dans le modèle par une fonction analytique*, ajustant au mieux les observations. Cette altitude est utilisée pour contraindre un profil de poussière typique, donné par l'équation 3.2. Avec la dérivation récente d'un indice de réfraction de la poussière couvrant le solaire et l'infrarouge thermique, il est possible de mieux simuler les propriétés de la couche de poussière, en intégrant le transport de poussières de taille variable, et en calculant les propriétés radiatives associées. Le modèle reste cependant guidé par les opacités de poussière TES intégrées sur la colonne, et le modèle de transport de la poussière à deux moments n'est utilisé que pour donner la forme du profil vertical et la taille des particules. Le modèle résultant est donc qualifié de « semi-interactif ». Ce travail, présenté dans la partie 3.6, révèle alors que les biais chauds de température dans la moyenne atmosphère disparaissent lorsque l'épaisseur de la couche de poussière et la taille des particules sont simulées par le GCM et prises en compte dans les calculs des taux de chauffage*. Des écarts de température demeurent cependant, surtout en période de forte opacité des nuages de glace d'eau.

Voir la figure 3.8.c.

Voir la figure 3.8.a, courbe rouge.

4. Les caractéristiques de ces nuages de glace d'eau, leur évolution diurne ainsi que leurs propriétés microphysiques sont déduites des observations du spectromètre imageur OMEGA. Quatre types de nuage sont distingués : les brumes matinales, les nuages de topographie, les cumulus, et les nuages épais. Leur répartition géographique ainsi que leurs mécanismes de formation possibles sont analysés, et donnent un repère essentiel pour la simulation du cycle diurne des nuages dans les modèles.

5. La mesure de la taille des cristaux et de la colonne de glace d'eau est possible grâce à OMEGA, mais ne s'applique qu'aux nuages les plus épais. En effet, notre principale incertitude de mesure est l'opacité de la couche de poussière sous le nuage au moment de l'observation OMEGA. Cette incertitude décroît avec l'opacité du nuage, expliquant pourquoi notre mesure n'est acceptable que lorsqu'elle s'applique à des nuages épais. Ces nuages peuvent alors être séparés en deux grands groupes : des nuages présentant des rayons de 2-3.5 μm , et des nuages aux particules d'environ 5 μm *. Ces derniers correspondent à des régions de forts vents anabatiques, ce qui pourrait expliquer leur différence de taille. La colonne de glace d'eau mesurée va de 1.3 à 5.2 $\text{pr.}\mu\text{m}$. La connaissance de l'évolution spatiale et temporelle de ces propriétés microphysiques est une donnée essentielle pour con-

Voir la figure 4.13.

traindre le GCM.

6. Le cycle de l'eau du GCM est couplé au cycle des poussières semi-interactif et ajusté de façon à reproduire au mieux les observations. Les nuages sont rendus radiativement actifs grâce au modèle de diffusion développé. Un assèchement du cycle de l'eau d'environ 5 μm est observé*. Les nuages tendent globalement à refroidir les pôles et à réchauffer les basses latitudes au-dessus de 1 hPa, ce qui rapproche le modèle des observations*.

Voir le panneau inférieur de la figure 5.3.
Voir la figure 5.9.
7. Les taux de chauffage sont analysés, et l'impact net des nuages sur le champ de température est étudié. L'effet infrarouge domine, avec un chauffage par la surface entre 20 et 30 km d'altitude pendant la journée, et un refroidissement vers l'espace la nuit vers 10 km d'altitude*. Même sans interagir avec la dynamique, les nuages tendent à réchauffer l'atmosphère d'environ 3 K entre 20 et 30 km la nuit par persistance du chauffage diurne à la même altitude*.

Voir la figure 5.7, ligne du milieu.
Voir la figure 5.8.c.
8. Aux tropiques, le couplage de l'effet radiatif des nuages et des ondes de marée thermique décrit par [Hinson and Wilson \(2004\)](#) est bien observé*.

Voir la figure 5.7, dernière ligne.
9. Les nuages chauffent l'atmosphère le jour autour de 20 km et favorisent le mélange de la couche de poussière*. Les nuages ont donc aussi un effet radiatif indirect par redistribution verticale de la poussière.

Voir la première ligne de la figure 5.7 ainsi que la figure 5.8.d.
10. Les températures globales sont comparées aux observations, et présentent une très nette amélioration. Notamment, le biais froid de plus de 10 K observé dans la moyenne atmosphère à 0.5 hPa lors du développement de la ceinture de nuages tropicale est intégralement corrigé*. Des tests de sensibilité montrent que la structure thermique à cette période est principalement contrôlée par les nuages, ce qui rend l'atmosphère très sensible à leurs propriétés.

Voir les figures 5.11 et 5.12.
11. Les températures du modèle sont optimales* lorsque les propriétés microphysiques des nuages sont en accord avec les observations TES et OMEGA*, ce qui confirme une bonne représentation de leur effet radiatif par le GCM.

Voir la figure 5.12.
Voir les figures 5.4 et 5.6.
12. Le cycle des aérosols est analysé dans des conditions passées afin d'expliquer l'origine des glaciations des moyennes latitudes Nord. Il est alors montré que cette glaciation est possible si des glaciers sont présents sur les volcans de Tharsis (ce qui est observé), et si l'obliquité avoisine 35° . Dans ces conditions, l'opacité de poussière était probablement accrue du fait de l'intensification de la circulation méridionale ([Newman et al., 2005](#)), ce qui est représenté dans le modèle par une opacité de poussière comprise entre 1.5 et 2.5. L'accumulation de glace dans les moyennes latitudes Nord de la planète* est alors de 10 à 20 mm yr^{-1} , ce qui est suffisant pour expliquer les structures observées.

Voir la carte d'accumulation 6.8.
13. La glaciation est permise par le chauffage de l'atmosphère par les poussières, qui entraîne une augmentation de la capacité en vapeur d'eau de l'atmosphère et une descente de la ligne de saturation des hautes latitudes vers les moyennes latitudes, où les glaciers sont observés. Les régions de précipitations sont alors contrôlées par les ondes stationnaires, expliquant la répartition longitudinale des dépôts glaciaires. Le rôle de l'effet radiatif des poussières, qui est central dans le climat actuel de la planète, l'était tout autant dans le passé, où il semble contrôler le déclenchement des ères glaciaires.

14. Des études de sensibilité montrent que l'intensité de la glaciation varie fortement en fonction des paramètres orbitaux, ce qui devrait se traduire, en surface, par l'existence d'une complexe stratigraphie.
15. La rétroaction due à l'inertie thermique de la glace déposée est modélisée, et conduit à une diminution progressive du pic de température estival, aboutissant à une quasi-disparition de la sublimation des dépôts à cette saison. La glace tend donc à se préserver par son propre effet thermique, ce qui suggère une grande résistance à la sublimation des dépôts à travers les temps géologiques. Cela explique en partie pourquoi la glace est encore détectée dans les glaciers des moyennes latitudes aujourd'hui (Plaut et al., 2009), malgré des milliers d'années de climat extrêmement aride.

7.2 Applications des travaux de thèse et collaborations

Les travaux réalisés au cours de la thèse se sont révélés utiles pour d'autres recherches, donnant lieu à des collaborations captivantes que nous rapportons ici.

Voir à ce propos la partie 2.3.

- Pour construire les tables de données utilisées par le modèle de diffusion*, nous avons créé un ensemble d'outils utilisant les codes de Mie ou de T-Matrix pour générer, à partir d'un indice de réfraction donné, les paramètres de diffusion simple pour différentes distributions en taille des particules. Ces codes ont été utilisés par Cédric Pilorget (actuellement doctorant à l'Institut d'Astrophysique Spatiale à Orsay) afin de modéliser le transfert de rayonnement dans la glace de CO₂. Ces travaux vont être publiés dans *Icarus*, sous le titre *Dark spots and cold jets in the polar regions of Mars : new clues from a thermal model of surface CO2 ice* (C. Pilorget, F. Forget, E. Millour, M. Vincendon et J.-B. Madeleine).

- Comme il est décrit dans le chapitre 2, le modèle de diffusion développé peut être utilisé pour simuler, dans le GCM, l'effet radiatif de tout aérosol, tant que son indice de réfraction est connu. Beaucoup d'applications sont donc possibles. Une première application est la modélisation des épais nuages de glace carbonique et de glace d'eau se formant dans l'atmosphère primitive de Mars. Cela est possible grâce au travail de Robin Wordsworth qui est post-doctorant dans notre équipe. Robin a développé une version du GCM incluant une atmosphère dense de CO₂ (Wordsworth et al., 2010), et permettant d'inclure l'effet radiatif d'un mélange de gaz donné¹. Cette version du GCM est puissante, car elle permet de calculer le transfert radiatif pour une atmosphère constituée d'une variété de gaz et d'aérosols. Les simulations du climat primitif de Mars furent présentées à la conférence ExoClimes en 2010, sous le titre *Exploring the climate of Early Mars through three-dimensional climate modelling* (R. D. Wordsworth, F. Forget, J.-B. Madeleine, E. Millour, V. Eymet et R. Haberle). Deux articles sont en préparation pour *Icarus*.

- Ce modèle est également appliqué aux exoplanètes, notamment Gliese 581d, dont les nuages utilisent également le modèle de diffusion présenté au chapitre 2. Les conclusions de ce travail sont particulièrement intéressantes, car elles suggèrent que Gliese 581d

¹ Robin utilise pour cela la méthode « correlated-k » et les spectres haute résolution générés à partir de la librairie HITRAN, qui sont ensuite traités pour être utilisés par le transfert radiatif du GCM grâce au modèle *kspectrum*, développé par V. Eymet (<http://code.google.com/p/kspectrum/>).

est la première planète « possiblement habitable » détectée. Les résultats 1D sont présentés dans l'article *Is Gliese 581d habitable? Some constraints from radiative-convective climate modeling* (R. D. Wordsworth, F. Forget, F. Selsis, J.-B. Madeleine, E. Millour et V. Eymet) publié dans le volume 522 du journal *Astronomy and Astrophysics*, et un article utilisant le modèle 3D complet est en préparation.

- Concernant les observations OMEGA présentées dans le chapitre 4, les résultats peuvent être comparés aux mesures de MARCI, faites par Mike Wolff, du Space Science Institute. Cette comparaison sera présentée à la conférence internationale sur l'atmosphère de Mars en 2011, sous le titre *Mapping Water Ice Clouds (and Ozone) with MARCI* (M. J. Wolff, R. T. Clancy, B. Cantor et J.-B. Madeleine). Également, la méthode d'inversion présentée au chapitre 4 a été développée en étroite collaboration avec Mike, afin d'utiliser la même « ménagerie » radiative et de pouvoir facilement adapter la méthode pour CRISM.

Ensuite, les développements paléoclimatiques présentés dans le chapitre 6 ont permis plusieurs autres études.

- La première est la simulation des écoulements glaciaires dans la région de Deuteronilus Mensae, réalisée par James Fastook, de l'université du Maine. Nous avons pour cela calculé les taux d'accumulation et d'ablation des glaciers grâce au GCM (simulation présentée sur la figure 6.8) de façon à ce qu'ils puissent être utilisés par le modèle d'écoulement glaciaire UMISM (pour University of Maine Ice Sheet Model). Ces travaux ont été soumis au journal *Icarus* sous le titre *Extent of Amazonian Northern Mid-latitude Glaciation on Mars: Glacial Flow Models Using GCM-Driven Climate Results and Comparisons to Geological Observations of Valley Glacial Landsystems* (J. L. Fastook, J. W. Head, F. Forget, J.-B. Madeleine et D. R. Marchant).

- Ces simulations paléoclimatiques ont également amorcé une discussion avec Antoine Séjourné, doctorant à l'IDES², et François Costard, son directeur, sur le rôle des accumulations de glace prévues par le GCM à l'Ouest d'Utopia Planitia dans la formation des dépressions en festons (les « scalloped terrains »). Ces travaux furent présentés au LPSC en 2009 avec pour titre *Periglacial Processes In Utopia Planitia, Evolution of Scalloped Terrains: New Insights from HiRISE Observations* (A. Séjourné, F. Costard, J. Gargani, C. Marmo, F. Forget, J.-B. Madeleine et R. J. Soare).

- L'étude de la rétroaction due à l'inertie thermique de la glace présentée dans la partie 6.7.3 utilise la version 1D du GCM intégrée dans une structure IDL, afin de l'exécuter pour des propriétés de la surface et de l'atmosphère variables (voir la figure 6.12). Ce travail, réalisé avec Aymeric Spiga, maître de conférence dans notre équipe, a été utilisé par Gareth Morgan, post-doctorant à l'université de Brown, pour calculer le champ de température de surface dans le cratère Asimov. En effet, ce cratère présente une grande variété de ravines, représentant des stades plus ou moins avancés d'un même processus d'érosion. Ces morphologies suivent la répartition des températures, qui dépendent des conditions locales d'ensoleillement. Ces travaux sont publiés dans *Icarus*, sous le titre *Gully formation on Mars: Two recent phases of formation suggested by links between morphology, slope orientation and insolation history* (G. A. Morgan J. W. Head, F. Forget J.-B. Madeleine et A. Spiga).

- Dans le même esprit, des calculs de la température de surface nocturne pour diffé-

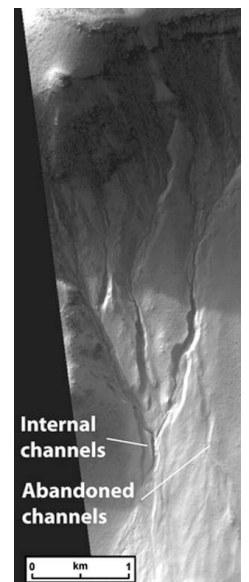


Image MOC d'une ravine du cratère Asimov (Morgan et al., 2010).

²Pour « Interactions et Dynamique des Environnements de Surface », Orsay.

rentes valeurs d'inertie thermique ont été réalisés avec Aymeric en utilisant le modèle 1D. Cette étude avait pour but d'étudier l'influence du chauffage de la surface par les vents catabatiques sur la mesure à distance de l'inertie thermique. Ces travaux ont été soumis pour publication dans *Icarus*, sous le titre *The impact of Martian mesoscale winds on surface temperature and on the determination of thermal inertia* (A. Spiga, F. Forget, J.-B. Madeleine, L. Montabone, S. R. Lewis et E. Millour).

- Enfin, le modèle paléoclimatique a été utilisée par Laura Kerber, doctorante à l'université de Brown, pour simuler la répartition de clastes volcaniques suite à une éruption explosive. Le flux et les propriétés des traceurs sont calculés grâce à un modèle développé par [Wilson and Head \(1994, 2007\)](#) intégré au GCM, et les clastes sont transportés par le modèle avant de former des dépôts qui sont comparés aux observations géologiques. J'ai alors aidé Laura à développer ce modèle, qui utilisera à l'avenir le modèle de diffusion du chapitre 2, afin de prendre en compte l'effet radiatif du nuage de cendre. Cette étude est en préparation, avec pour titre *The Dispersal of Pyroclasts from Apollinaris Patera, Mars : Implications for the Origin of the Medusae Fossae Formation* (L. Kerber, J. W. Head, J.-B. Madeleine, F. Forget et L. Wilson).

7.3 Perspectives

7.3.1 Applications directes

Plusieurs applications directes des travaux exposés dans cette thèse sont possibles. Tout d'abord, concernant le GCM, une première étude portant sur l'effet radiatif des nuages dans les régions polaires est nécessaire. Pourquoi le cycle de l'eau s'assèche-t-il autant lorsque les nuages sont radiativement actifs ? Quels sont les processus qui sont à l'origine de cet assèchement ? Comment rétablir un cycle de l'eau réaliste ?

Ensuite, une fois que cet assèchement sera rétabli, l'analyse multi-échelle des nuages sera possible, notamment grâce au modèle méso-échelle développé par Aymeric Spiga ([Spiga and Forget, 2009](#)). Comme le modèle méso-échelle utilise la même physique que le GCM, les nuages radiativement actifs pourront être simulés dans des régions particulières, comme le plateau de Tharsis. La comparaison des prévisions du modèle et des mesures de température et de propriétés des nuages (dont celles exposées dans le chapitre 4) sera probablement fructueuse, et permettra de mieux contraindre les mécanismes de formation des nuages ainsi que la météorologie régionale.

Également, l'effet radiatif des nuages aura un impact majeur sur nos simulations paléoclimatiques. Les nuages vont-ils accroître ou diminuer les précipitations lors des épisodes de glaciation ? L'effet radiatif des nuages est-il à l'origine du manteau récent (le « latitude-dependent mantle »), dont l'âge (environ un million d'année, [Head et al., 2003](#)) reste inexpliqué par les modèles ? Quel rôle joue-t-il dans la construction de la calotte permanente Nord ?

Concernant les observations OMEGA, une application directe est l'étude d'autres régions que le plateau de Tharsis, en utilisant la même méthode d'inversion. Cela est possible tant qu'il n'y a pas de glace en surface, la mesure étant de ce cas d'une bien plus grande complexité. Ainsi, les nuages d'Arabia Terra ou d'Elysium pourraient être analysés en détail, ce qui permettrait d'étudier les propriétés des nuages et leur formation

dans des contextes géographiques et météorologiques différents de celui de Tharsis.

7.3.2 Nouvelles modélisations possibles

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ouvrent également la voie vers de nouvelles modélisations. Grâce à l'implémentation dans le GCM d'un cycle des poussières couplé au cycle de l'eau, le lessivage des poussières par les nuages peut être modélisé. Ce lessivage peut avoir plusieurs effets. Il peut créer un maximum local de poussière sous les nuages, par la sédimentation puis la sublimation des cristaux sous le nuage, qui libère les noyaux de condensation. Il se peut que ce maximum local de poussière soit déjà observé par Mars Climate Sounder (Heavens et al., 2008). De plus, les poussières ainsi libérées chauffent localement l'atmosphère, créant une anomalie de température simulée en 1D par Colaprete and Toon (2000), et peut-être observable. Enfin, le lessivage des poussières par les nuages peut diminuer localement la quantité de noyaux de condensation, ce qui change le contexte de formation, et donc les propriétés des nuages.

Le lessivage par les nuages des poussières permettra également de bien mieux simuler le cycle de l'eau passé, non seulement par les mécanismes précédemment cités, mais également parce que la glace déposée au sol incorporera des noyaux de poussière. Nous aurons donc accès à la fois aux propriétés des cristaux formant les dépôts et aux propriétés des noyaux de poussières qui s'y trouvent incorporés. Cela donnera une estimation de la proportion de poussière contenue dans les dépôts glaciaires, ce qui est une donnée cruciale, car elle permet de reconstruire la stratigraphie des dépôts*. Elle permet aussi de simuler avec exactitude l'absorption du rayonnement solaire par la glace en prenant en compte la proportion poussiéreuse, ce qui pourrait changer considérablement la thermique des dépôts au cours de l'accumulation.

Dans l'esprit des études menées, par exemple, par Levrard et al. (2007).

Concernant à présent les observations de nuages, le modèle d'inversion des propriétés microphysiques des nuages a été développé, comme nous l'avons mentionné, en collaboration avec Mike Wolff, afin de pouvoir utiliser une approche similaire pour les observations CRISM. Cette méthode pourra être utilisée en complément des EPFs (Emission Phase Functions) réalisées par le même instrument, et fournir ainsi des mesures d'une grande qualité, qui pourront être comparées aux mesures OMEGA.

7.4 Précieuse Mars

Le climat de Mars apparaît de plus en plus analogue au climat terrestre en ce sens que plusieurs composantes climatiques, comme les aérosols décrits dans cette thèse, sont communes aux deux planètes. Cependant, les conditions climatiques dans lesquelles évoluent ces composantes sont très différentes. Par exemple, le cycle des poussières est une composante commune aux deux planètes, et sur Mars comme sur Terre, ce cycle est couplé aux ères glaciaires (Harrison et al., 2001). Cependant, la poussière atmosphérique tend sur Terre à avoir une rétroaction négative sur les glaciations, car la poussière déposée sur les dépôts les assombrit, et augmente la fonte estivale (Krinner et al., 2006). Au contraire, la poussière martienne, comme nous l'avons vu, a une rétroaction positive sur les glaciations. Elle réchauffe l'atmosphère et augmente la capacité en vapeur d'eau de celle-ci. De plus, la poussière déposée sur les dépôts tend à les préserver, les condi-

tions de températures et de pressions n'étant pas du tout les mêmes que sur Terre. Nous voyons ici comment deux composantes communes du système climatique ont deux effets opposés sur les deux planètes.

Dans le contexte plus large de la planétologie comparée, Mars offre donc une opportunité unique de mieux comprendre les glaciations, en tant que seule planète du système solaire à abriter une cryosphère de glace d'eau soumise elle aussi à des cycles de Milankovitch. La stratigraphie des glaciations martiennes est extrêmement bien préservée, et des millions d'années d'histoire climatique attendent donc d'être explorées, sur cette planète qui est presque à portée de main.

Un trésor du système solaire.

Merci !

DIX kilomètres au-dessus de la surface terrestre et dix mois après ma soutenance de thèse, je prends enfin le temps d'écrire ces remerciements, en profitant d'un vol San Francisco – Boston qui devrait me laisser suffisamment de temps !

J'aimerais commencer ces remerciements en disant avant tout qu'un des nombreux éléments essentiels que j'ai appris pendant cette thèse, c'est que l'exploration scientifique est une aventure d'une humanité extraordinaire, et que la thèse, et la recherche en général, n'est pas (et ne doit pas être) un travail solitaire et compétitif. C'est un travail d'équipe, humain, transdisciplinaire et souvent indiscipliné. C'est ainsi que la recherche est belle et révolutionnaire. C'est incroyable tout ce que cette thèse m'a appris, et cet apprentissage, je le dois avant tout à tous les gens qui m'ont entouré pendant ces dernières années.

Un premier grand merci va évidemment à mon directeur de thèse, François Forget, pour m'avoir encadré avec autant de soin, d'humanité, et de finesse scientifique. Je souhaite à tous les doctorants d'avoir un directeur de thèse aussi attentif et encourageant. Un second grand merci à Aymeric Spiga, qui a commencé sa thèse avec François deux ans avant moi, et avec qui j'ai eu d'innombrables discussions qui m'ont immensément appris, et qui a su m'encourager dans ces moments de la recherche où "l'on n'a pas trop la frite" comme dit François. Où le modèle refuse de tourner et où le seul remède, dont seul Aymeric a le secret, est l'écoute d'un horrible morceau de heavy metal. Et n'oublions pas aussi ces nombreux moments où l'on tombe de sa chaise dans la recherche, où l'on a ce bonheur indicible de la découverte, qui sont encore plus géniaux quand ils sont partagés.

Merci aussi à Ehouarn Millour, grand gourou du GCM³, pour son aide et sa gentillesse. Merci aussi à toute « l'équipe planéto » du LMD⁴ et plus largement de l'IPSL⁵. Je pense notamment « aux deux Franck » (Lefèvre et Montmessin) et aux « deux Luca » (Montabone et Maltagliati), à Anni, Robin, Constantino, Mélanie, Jean-Yves, Benjamin, Arnaud, Pierre-Yves, Cédric, Mathieu. Merci également aux nombreux stagiaires qui ont beaucoup contribué à plusieurs travaux sur le modèle, comme Fantine, Vincent, ou Julien.

Merci également aux personnes qui m'ont permis avant cette thèse de m'initier à la recherche lors des stages de Licence et de Master. Merci à Sébastien Lebonnois, qui le premier m'a accueilli en stage de Licence en 2005, deux ans avant de commencer ma

³Le modèle climatique que nous développons.

⁴Laboratoire de Météorologie Dynamique.

⁵L'Institut Pierre Simon Laplace, dont le LMD fait partie.

thèse avec François, et qui m'a donné l'envie de continuer à travailler en Planétologie au LMD. Merci aussi à mes collègues du « Planetary Department » de la Brown University (Jim Head, Anne Côté, Jay Dickson, Laura Kerber et bien d'autres !), où j'ai effectué un stage en Master 1 qui a été essentiel pour mon parcours scientifique, et où je suis en post-doctorat à l'heure où j'écris ces lignes. Merci enfin à l'équipe OMEGA de l'IAS⁶ (Jean-Pierre Bibring, Yves Langevin, Brigitte Gondet, François Poulet, Denis Jouglet, Mathieu Vincendon) qui m'a accueilli lors d'un stage de Master 2 qui a été également très formateur.

Un immense merci à toutes les personnes du LMD que je n'ai pas encore mentionnées, à tous ces artisans du climat qui développent ensemble depuis des décennies toutes ces planètes virtuelles en rotation dans les disques durs. Impossible de tous les nommer ici, mais je pense notamment à Francis Codron, Jean-Yves Grandpeix, Alain Lahellec, Jean-Louis Dufresne, Filipe Aires, Marie-Pierre Lefebvre, et Frédéric Hourdin pour de nombreuses discussions sur des sujets allant des instabilités numériques aux réformes de l'enseignement. Merci à Hervé Le Treut, Katia Laval, et Vincent Cassé de m'avoir accueilli dans le laboratoire et l'école doctorale. Un grand merci à Robert Franchisseur qui plus d'une fois et pendant des heures a lutté contre des problèmes informatiques tortueux. Merci à Laurent Fairhead, Véronique Fabart, et Philippe Weill pour m'avoir aidé à utiliser les calculateurs de Jussieu. Merci aussi à Martine Maherou, Catherine Douineau, Laurence Touchon et Stéphanie Lekieffre pour leur aide continue concernant toutes les démarches administratives et la vie dans le laboratoire.

Merci aux personnes d'autres laboratoires qui ont aussi beaucoup contribué à cette thèse. Je pense aux collègues du Laboratoire de Planétologie de Grenoble (Bernard Schmitt, Thomas), des laboratoires d'Oxford et de l'Open University (Steve Lewis, Peter Read, David Mulholland), de l'Instituto de Astrofísica de Andalucía à Grenade (Francisco, Miguel), du centre de NASA Ames en Californie (Bob Haberle, Jeff Hollingsworth, Melinda Kahre), de l'Observatoire de Paris (Jacques Laskar et Benjamin Levrard) et du LSCE (Stefano Bonelli).

Merci également aux organismes qui ont financé cette thèse, l'UPMC, le Ministère de la Recherche et de l'Enseignement Supérieur, l'ESA (Jean-Paul Huot) et le CNES (Marie-Christine Desjean).

Cette thèse a aussi été l'occasion pour moi d'enseigner, et je remercie les personnes avec qui j'ai travaillé pendant mon monitorat : Jacques Lefrère, mon tuteur, qui m'a aidé plusieurs fois pour des problèmes allant de la recherche du meilleur barème de travaux pratiques à la résolution d'épineux problèmes de transfert radiatif, avec une disponibilité à toute épreuve ; Emmanuel Rollinde et l'équipe du module LP101 ; le relais handicap santé ; le CIES⁷. Merci aussi aux amis des associations Doc'Up et AFEV⁸.

Également, merci à mon jury de thèse, à Peter Read et Pascal Rannou qui ont relu en tant que rapporteurs ce manuscrit de thèse, Thierry Fouchet et Nicolas Mangold qui ont encadré l'ensemble de ma thèse en tant que membres de mon comité, Mike Wolff, et enfin Hélène Shepfer qui a été présidente de mon jury.

Cette thèse n'aurait également pas été ce qu'elle a été sans le légendaire bureau 316

⁶Institut d'Astrophysique Spatiale à Orsay.

⁷Centre d'Initiation à l'Enseignement Supérieur.

⁸Association de la Fondation Étudiante pour la Ville.

et les amis que j'y ai rencontrés. Une immense pensée pour Alberto et Mouhamed Ly, compagnons de tous les instants. Nous nous sommes surnommés « les trois ancrs », car nous étions, en toute modestie, les ancrs du laboratoire. La présence constante, la lumière toujours allumée qui l'empêche de dériver. Je pense aussi à Frédéric et Francis, Boubacar, Xia, Liu Lin, Thomas, Clémentine, Mohamed Alioua et ses financiers indétrôlables qu'il amenait tous chauds le matin. Et je pense aussi à tous les autres doctorants et post-doctorants du LMD, Thomas, Nicolas, Nathalie, Camille, Florent, Ara, Rodrigo, Romain, Youssouph, Julien, Virginie, Jessica, Abdoul-Khadre, Alexandre, Zhang-Jie, Isabelle, Christelle, Katerina, Dimitra, Catherine, Matthieu, Rashmi, et je sais que j'en oublie et je m'en excuse !

Merci à toutes les personnes qui étaient à ma thèse et dont la présence m'a beaucoup touché. Arriver devant un amphithéâtre plein le jour de sa thèse est le meilleur encouragement qui soit. Vous avez (presque) anéanti mon stress !

Merci aussi à tous les amis avec qui j'étais lorsque je n'étais pas sur Mars, et qui ont aussi contribué à cette thèse. Je pense notamment à Élodie, Diane, Mathieu, à Julien, Henri, Joël, Alexandra, Fabien, Giorgio, Stefano et Hélène, Annaël, Jocelyne, et enfin à Julie, que j'ai eu l'immense chance de rencontrer à la fin de ma thèse, à un moment où normalement l'ordinateur est le seul compagnon du doctorant, et qui partage depuis courageusement le quotidien houleux du post-doctorant que je suis.

Merci enfin à toute ma famille, en particulier mon frère, ma sœur, et mes parents, pour tout, l'amour de nous, de la nature, de la découverte, des autres. Pour ces pensées que j'aime et qui me lèvent du bon pied encore aujourd'hui.

Et enfin, je tiens à dire à tous ceux qui ne sont pas mentionnés ci-dessus que je pense à eux, même si à l'heure où j'écris ces lignes, je les oublie !

Vive la Science, vive l'amitié, et à très vite.

Écrit dans le ciel entre San Francisco et Boston le 10 Décembre 2011.



La lumière du bureau 316, la veilleuse, l'ancre du navire Jussieu !

Chapitre 7. Conclusion et perspectives

Un pêle-mêle des personnes dont j'ai une photographie à portée de main et qui ont rythmé mon quotidien au LMD mais aussi dans d'autres laboratoires.

1. Florent Brient
2. Antoine Séjourné
3. Martine Maherou
4. Bernard Schmitt
5. Clémentine Junquas
6. Franck Lefèvre
7. Ehouarn Millour
8. Catherine Rio
9. Jim Head
10. Mohamed Alioua
11. Pierre-Yves Meslin
12. Jacques Lefrère
13. Alberto Casado
14. Xia Jin
15. Liu Lin
16. Luca Montabone
17. François Forget
18. Benjamin Charnay
19. Ara Arakelian
20. Mélanie Vangvichith
21. Aymeric Spiga
22. Robin Wordsworth
23. Mouhamed Ly
24. Nathalie Bertrand
25. Frédéric Bernardo
26. Cédric Pilorget
27. Franck Montmessin
28. Arnaud Colaitis
29. Boubacar Ibrahim
30. Julien Lemond
31. Thomas Fiolleau
32. Véronique Fabart
33. Jingmei Yu
34. Michel Capderou
35. Jean-Yves Grandpeix
36. Dimitra Konsta
37. Mathieu Hirtzig
38. Joséphine Ghattas
39. Thomas Appéré



Bibliographie

- Acuna, M. H., Connerney, J. E. P., Wasilewski, P., Lin, R. P., Anderson, K. A., Carlson, C. W., McFadden, J., Curtis, D. W., Mitchell, D., Reme, H., Mazelle, C., Sauvaud, J. A., D'Uston, C., Cros, A., Medale, J. L., Bauer, S. J., Cloutier, P., Mayhew, M., Winterhalter, D., and Ness, N. F. (1998). Magnetic Field and Plasma Observations at Mars : Initial Results of the Mars Global Surveyor Mission. *Science*, 279 :1676–+. (cf p. 5)
- Andrews-Hanna, J. C., Zuber, M. T., and Banerdt, W. B. (2008). The Borealis basin and the origin of the martian crustal dichotomy. *Nature*, 453 :1212–1215. (cf p. 5)
- Angelats i Coll, M., Forget, F., López-Valverde, M. A., and González-Galindo, F. (2005). The first Mars thermospheric general circulation model : The Martian atmosphere from the ground to 240 km. *Geophysical Research Letters*, 32 :L04201. (cf p. 12 et 128)
- Armstrong, J. C., Leovy, C. B., and Quinn, T. (2004). A 1 Gyr climate model for Mars : new orbital statistics and the importance of seasonally resolved polar processes. *Icarus*, 171 :255–271. (cf p. 127)
- Arvidson, R. E., Poulet, F., Bibring, J.-P., Wolff, M., Gendrin, A., Morris, R. V., Freeman, J. J., Langevin, Y., Mangold, N., and Bellucci, G. (2005). Spectral Reflectance and Morphologic Correlations in Eastern Terra Meridiani, Mars. *Science*, 307 :1591–1594. (cf p. 7)
- Banfield, D., Conrath, B. J., Smith, M. D., Christensen, P. R., and Wilson, R. J. (2003). Forced waves in the martian atmosphere from MGS TES nadir data. *Icarus*, 161 :319–345. (cf p. 137)
- Barnes, J. R., Haberle, R. M., Pollack, J. B., Lee, H., and Schaeffer, J. (1996). Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA Ames general circulation model 3. Winter quasi-stationary eddies. *Journal of Geophysical Research*, 101 :12753–12776. (cf p. 137)
- Basu, S., Richardson, M. I., and Wilson, R. J. (2004). Simulation of the Martian dust cycle with the GFDL Mars GCM. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 109 :11006–+. (cf p. 58)
- Basu, S., Wilson, J., Richardson, M., and Ingersoll, A. (2006). Simulation of spontaneous and variable global dust storms with the GFDL Mars GCM. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111 :E09004. (cf p. 136)

Bibliographie

- Beck, P., Pommerol, A., Schmitt, B., and Brissaud, O. (2010). Kinetics of water adsorption on minerals and the breathing of the Martian regolith. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 115 :E10011. (cf p. 79)
- Benson, J. L., Bonev, B. P., James, P. B., Shan, K. J., Cantor, B. A., and Caplinger, M. A. (2003). The seasonal behavior of water ice clouds in the Tharsis and Valles Marineris regions of Mars : Mars Orbiter Camera Observations. *Icarus*, 165 :34–52. (cf p. 64, 81, 82, 85, 88, 91, 92 et 97)
- Benson, J. L., James, P. B., Cantor, B. A., and Remigio, R. (2006). Interannual variability of water ice clouds over major martian volcanoes observed by MOC. *Icarus*, 184 :365–371. (cf p. 81)
- Bibring, J., Soufflot, A., Berthé, M., Langevin, Y., Gondet, B., Drossart, P., Bouyé, M., Combes, M., Puget, P., Semery, A., Bellucci, G., Formisano, V., Moroz, V., Kottsov, V., Bonello, G., Erard, S., Forni, O., Gendrin, A., Manaud, N., Poulet, F., Poulleau, G., Encrenaz, T., Fouchet, T., Melchiori, R., Altieri, F., Ignatiev, N., Titov, D., Zasova, L., Coradini, A., Capacionni, F., Cerroni, P., Fonti, S., Mangold, N., Pinet, P., Schmitt, B., Sotin, C., Hauber, E., Hoffmann, H., Jaumann, R., Keller, U., Arvidson, R., Mustard, J., and Forget, F. (2004a). OMEGA : Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité. In A. Wilson & A. Chicarro, editor, *Mars Express : the Scientific Payload*, volume 1240 of *ESA Special Publication*, pages 37–49. (cf p. 65)
- Bibring, J.-P. and 10 colleagues (2005). Mars Surface Diversity as Revealed by the OMEGA/Mars Express Observations. *Science*, 307 :1576–1581. (cf p. 130)
- Bibring, J.-P., 12 colleagues, and the OMEGA team (2004b). Perennial water ice identified in the south polar cap of Mars. *Nature*, 428 :627–630. (cf p. 7 et 127)
- Bibring, J.-P., Langevin, Y., Mustard, J. F., Poulet, F., Arvidson, R., Gendrin, A., Gondet, B., Mangold, N., Pinet, P., and Forget, F. (2006). Global Mineralogical and Aqueous Mars History Derived from OMEGA/Mars Express Data. *Science*, 312 :400–404. (cf p. 6)
- Blumsack, S. L., Gierasch, P. J., and Wessel, W. R. (1973). An analytical and numerical study of the Martian planetary boundary layer over slopes. *Journal of Atmospheric Sciences*, 30 :66–82. (cf p. 12)
- Bohren, C. F. and Huffman, D. R. (1983). *Absorption and scattering of light by small particles*. (cf p. 28 et 106)
- Böttger, H. M., Lewis, S. R., Read, P. L., and Forget, F. (2005). The effects of the martian regolith on GCM water cycle simulations. *Icarus*, 177 :174–189. (cf p. 128)
- Brain, D. A. and Jakosky, B. M. (1998). Atmospheric loss since the onset of the Martian geologic record : Combined role of impact erosion and sputtering. *Journal of Geophysical Research*, 103 :22689–22694. (cf p. 4)
- Branigan, T. L. (1965). Mariner 4 : Mission to Mars. *The Physics Teacher*, 3 :303–307. (cf p. 1)

- Briggs, G. A. and Leovy, C. B. (1974). Mariner Observations of the Mars North Polar Hood. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 55 :278–278. (cf p. 85)
- Byrne, S. (2009). The Polar Deposits of Mars. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 37(1). (cf p. 13)
- Cantor, B. A. (2007). MOC observations of the 2001 Mars planet-encircling dust storm. *Icarus*, 186 :60–96. (cf p. 8 et 12)
- Carr, M. H. and Head, J. W. (2010). Geologic history of Mars. *Earth and Planetary Science Letters*, 294 :185–203. (cf p. 5 et 6)
- Chandrasekhar, S. (1960). *Radiative transfer*. Dover Publications. (cf p. 35)
- Chassefière, E. and Leblanc, F. (2004). Mars atmospheric escape and evolution ; interaction with the solar wind. *Planetary and Space Science*, 52 :1039–1058. (cf p. 4 et 5)
- Chiron de La Casinière, A. (2003). *Le rayonnement solaire dans l'environnement terrestre*. Éditions Publibook Université. (cf p. 22)
- Christensen, P. R. (1998). Variations in Martian surface composition and cloud occurrence determined from thermal infrared spectroscopy - Analysis of Viking and Mariner 9 data. *Journal of Geophysical Research*, 103 :1733–+. (cf p. 94)
- Christensen, P. R., McSween, H. Y., Bandfield, J. L., Ruff, S. W., Rogers, A. D., Hamilton, V. E., Gorelick, N., Wyatt, M. B., Jakosky, B. M., Kieffer, H. H., Malin, M. C., and Moersch, J. E. (2005). Evidence for magmatic evolution and diversity on Mars from infrared observations. *Nature*, 436 :504–509. (cf p. 6)
- Clancy, R. T., Grossman, A. W., Wolff, M. J., James, P. B., Rudy, D. J., Billawala, Y. N., Sandor, B. J., Lee, S. W., and Muhleman, D. O. (1996). Water vapor saturation at low altitudes around Mars aphelion : A key to Mars climate? *Icarus*, 122 :36–62. (cf p. 63, 94, 95 et 132)
- Clancy, R. T. and Lee, S. W. (1991). A new look at dust and clouds in the Mars atmosphere - Analysis of emission-phase-function sequences from global Viking IRTM observations. *Icarus*, 93 :135–158. (cf p. 47 et 52)
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., Wolff, M. J., Christensen, P. R., Smith, M. D., Pearl, J. C., Conrath, B. J., and Wilson, R. J. (2000). An intercomparison of ground-based millimeter, MGS TES, and Viking atmospheric temperature measurements : Seasonal and interannual variability of temperatures and dust loading in the global Mars atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 105 :9553–9572. (cf p. 65)
- Clancy, R. T., Wolff, M. J., and Christensen, P. R. (2003). Mars aerosol studies with the MGS TES emission phase function observations : Optical depths, particle sizes, and ice cloud types versus latitude and solar longitude. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108 :2–1. (cf p. 14, 52, 63, 73, 91, 92, 95 et 97)

Bibliographie

- Clow, G. D. (1987). Generation of liquid water on Mars through the melting of a dusty snowpack. *Icarus*, 72 :95–127. (cf p. 150)
- Colaprete, A. and Toon, O. B. (2000). The radiative effects of martian water ice clouds on the local atmospheric temperature profile. *Icarus*, 145 :524–532. (cf p. 14, 17, 63, 120 et 159)
- Colaprete, A., Toon, O. B., and Magalhães, J. A. (1999). Cloud formation under Mars Pathfinder conditions. *Journal of Geophysical Research*, 104 :9043–9054. (cf p. 63 et 99)
- Colina, L., Bohlin, R. C., and Castelli, F. (1996). The 0.12-2.5 micron Absolute Flux Distribution of the Sun for Comparison With Solar Analog Stars. *Astronomical Journal*, 112 :307–315. (cf p. 25, 26 et 74)
- Collins, M., Lewis, S. R., Read, P. L., and Hourdin, F. (1996). Baroclinic Wave Transitions in the Martian Atmosphere. *Icarus*, 120 :344–357. (cf p. 10)
- Conrath, B. J. (1975). Thermal structure of the Martian atmosphere during the dissipation of the dust storm of 1971. *Icarus*, 24 :36–46. (cf p. 45 et 77)
- 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. (cf p. 13)
- Crown, D. A., Price, K. H., and Greeley, R. (1992). Geologic evolution of the east rim of the Hellas basin, Mars. *Icarus*, 100 :1–25. (cf p. 127)
- Curran, R. J., Conrath, B. J., Hanel, R. A., Kunde, V. G., and Pearl, J. C. (1973). Mars : Mariner 9 Spectroscopic Evidence for H₂O Ice Clouds. *Science*, 182 :381–383. (cf p. 63 et 73)
- Dagnelie, P. (1998). *Statistique théorique et appliquée*. De Boeck Université. (cf p. 18)
- De Moor, G. (2007). *Le transfert radiatif en météorologie dynamique*. Cours 17 Météo-France. (cf p. 21)
- Debaille, V., Brandon, A. D., Yin, Q. Z., and Jacobsen, B. (2007). Coupled ¹⁴²Nd-¹⁴³Nd evidence for a protracted magma ocean in Mars. *Nature*, 450 :525–528. (cf p. 5)
- Dickson, J., Head, J. W., and Marchant, D. R. (2008). Late Amazonian glaciation at the dichotomy boundary on Mars : Evidence for glacial thickness maxima and multiple glacial phases. *Geology*, 36(5) :411–414. (cf p. 122, 124 et 148)
- Dufresne, J. L., Fournier, R., and Grandpeix, J. Y. (1998). Méthode de Monte-Carlo par échanges pour le calcul des bilans radiatifs au sein d'une cavité 2D remplie de gaz. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics-Physics-Chemistry-Astronomy*, 326(1) :33–38. (cf p. 36)
- Dufresne, J.-L., Fournier, R., Hourdin, C., and Hourdin, F. (2005). Net Exchange Reformulation of Radiative Transfer in the CO₂ 15- μ m Band on Mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 62 :3303–3319. (cf p. 36 et 45)

- Eddington, A. S. (1917). On the radiative equilibrium of the stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 77 :596–612. (cf p. 35)
- Encrenaz, T., Melchiorri, R., Fouchet, T., Drossart, P., Lellouch, E., Gondet, B., Bibring, J., Langevin, Y., Titov, D., Ignatiev, N., and Forget, F. (2005). A mapping of martian water sublimation during early northern summer using OMEGA/Mars Express. *Astronomy and Astrophysics*, 441 :L9–L12. (cf p. 66)
- Evans, K. F. (1998). The spherical harmonic discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *J. Atmos. Sci.*, 55 :429–446. (cf p. 36)
- Fassett, C. I. and Head, J. W. (2005). Fluvial sedimentary deposits on Mars : Ancient deltas in a crater lake in the Nili Fossae region. *Geophysical Research Letters*, 32 :14201–+. (cf p. 5)
- Fastook, J. L., Head, J. W., Madeleine, J.-B., Forget, F., and Marchant, D. R. (2009). Modeling Northern Mid-Latitude Glaciation with GCM-driven Climate : Focus on Deuteronilus-Protonilus Mensae Valleys. In *40th Lunar and Planetary Institute Science Conference*, volume Abstract 1144. (cf p. 141)
- Fastook, J. L., Head, J. W., Marchant, D. R., and Forget, F. (2008). Tropical mountain glaciers on Mars : Altitude-dependence of ice accumulation, accumulation conditions, formation times, glacier dynamics, and implications for planetary spin-axis/orbital history. *Icarus*, 198 :305–317. (cf p. 126, 127 et 141)
- Fedorova, A., Korablev, O., Bertaux, J.-L., Rodin, A., Kiselev, A., and Perrier, S. (2006). Mars water vapor abundance from SPICAM IR spectrometer : Seasonal and geographic distributions. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111 :9–+. (cf p. 95)
- Fenton, L. K. and Richardson, M. I. (2001). Martian surface winds : Insensitivity to orbital changes and implications for aeolian processes. *Journal of Geophysical Research*, 106 :32885–32902. (cf p. 135)
- Forget, F. (1996). *Le climat de la planète Mars : De l'importance des poussières et des régions polaires*. PhD thesis, Université Paris VI. (cf p. 34)
- Forget, F. (1998). Improved optical properties of the Martian atmospheric dust for radiative transfer calculations in the infrared. *Geophysical Research Letters*, 25 :1105–1108. (cf p. 12, 44, 46, 47, 48, 52 et 129)
- Forget, F., Haberle, R. M., Montmessin, F., Levrard, B., and Head, J. W. (2006). Formation of Glaciers on Mars by Atmospheric Precipitation at High Obliquity. *Science*, 311 :368–371. (cf p. 2, 13, 123, 124, 126, 127, 129, 135, 144 et 148)
- 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. *Journal of Geophysical Research*, 104 :24155–24176. (cf p. 2, 10, 12, 36, 44, 45, 47, 67, 71, 78, 124, 127, 128, 129, 132, 136 et 145)

Bibliographie

- Forget, F., Hourdin, F., and Talagrand, O. (1996). Simulation of the martian atmospheric polar warming with the LMD general circulation model. *Annales Geophysicae*, 14 :797–+. (cf p. 12)
- Forget, F., Hourdin, F., and Talagrand, O. (1998). CO₂ Snowfall on Mars : Simulation with a General Circulation Model. *Icarus*, 131 :302–316. (cf p. 12 et 128)
- Forget, F., Hourdin, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Collins, M., Lewis, S. R., and Read, P. L. (1995). The Martian Environment. *ESA Work Package 1*. (cf p. 3)
- Forget, F., Spiga, A., Dolla, B., Vinatier, S., Melchiorri, R., Drossart, P., Gendrin, A., Bibring, J., Langevin, Y., and Gondet, B. (2007). Remote sensing of surface pressure on Mars with the Mars Express/OMEGA spectrometer : 1. Retrieval method. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :8–+. (cf p. 66, 74 et 78)
- Fouchet, T. and 10 colleagues (2007). Martian water vapor : Mars Express PFS/LW observations. *Icarus*, 190 :32–49. (cf p. 127 et 130)
- Gendrin, A., Mangold, N., Bibring, J.-P., Langevin, Y., Gondet, B., Poulet, F., Bonello, G., Quantin, C., Mustard, J., Arvidson, R., and LeMouélic, S. (2005). Sulfates in Martian Layered Terrains : The OMEGA/Mars Express View. *Science*, 307 :1587–1591. (cf p. 7)
- Gierasch, P. J. and Goody, R. M. (1968). A study of the thermal and dynamical structure of the martian lower atmosphere. *Planetary and Space Science*, 16 :615–+. (cf p. 12)
- Gierasch, P. J. and Goody, R. M. (1972). The effect of dust on the temperature of the Martian atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 29 :400–402. (cf p. 10, 17 et 43)
- Gierasch, P. J. and Toon, O. B. (1973). Atmospheric pressure variation and the climate of Mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 30 :1502–1508. (cf p. 12)
- Glenar, D. A., Samuelson, R. E., Pearl, J. C., Bjoraker, G. L., and Blaney, D. (2003). Spectral imaging of martian water ice clouds and their diurnal behavior during the 1999 aphelion season (Ls = 130°). *Icarus*, 161 :297–318. (cf p. 64 et 73)
- González-Galindo, F., Forget, F., López-Valverde, M. A., and Angelats i Coll, M. (2009a). A ground-to-exosphere Martian general circulation model : 2. Atmosphere during solstice conditions / Thermospheric polar warming. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :8004–+. (cf p. 12)
- González-Galindo, F., Forget, F., López-Valverde, M. A., Angelats i Coll, M., and Millour, E. (2009b). A ground-to-exosphere Martian general circulation model : 1. Seasonal, diurnal, and solar cycle variation of thermospheric temperatures. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :4001–+. (cf p. 12)
- Grundy, W. M. and Schmitt, B. (1998). The temperature-dependent near-infrared absorption spectrum of hexagonal H₂O ice. *Journal of Geophysical Research*, 103 :25809–25822. (cf p. 77 et 78)

- Gulick, V. C. (1998). Magmatic intrusions and a hydrothermal origin for fluvial valleys on Mars. *Journal of Geophysical Research*, 103 :19365–19388. (cf p. 5 et 6)
- Haberle, R. M., Barnes, J. R., Murphy, J. R., Joshi, M. M., and Schaeffer, J. (1997). Meteorological predictions for the Mars Pathfinder lander. *Journal of Geophysical Research*, 102 :13301–13312. (cf p. 47)
- 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. *Journal of Geophysical Research*, 104 :8957–8974. (cf p. 14, 47, 63 et 99)
- Haberle, R. M., McKay, C. P., Schaeffer, J., Joshi, M., Cabrol, N. A., and Grin, E. A. (2000). Meteorological Control on the Formation of Martian Paleolakes. In *31st Lunar and Planetary Institute Conference*, page Abstract 1509. (cf p. 124 et 127)
- Haberle, R. M., Montmessin, F., Kahre, M. A., Hollingsworth, J. L., Schaeffer, J., de Brocoven de Bergeyck, A., and Wilson, J. (2010). The Effects of Radiatively Active Water Ice Clouds on the Martian Global Seasonal Water Cycle. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 42 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 1031–+. (cf p. 120)
- Haberle, R. M., Murphy, J. R., and Schaeffer, J. (2003). Orbital change experiments with a Mars general circulation model. *Icarus*, 161 :66–89. (cf p. 135, 136 et 144)
- Haberle, R. M., Pollack, J. B., Barnes, J. R., Zurek, R. W., Leovy, C. B., Murphy, J. R., Lee, H., and Schaeffer, J. (1993). Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA AMES General Circulation Model. I - The zonal-mean circulation. *Journal of Geophysical Research*, 98 :3093–3123. (cf p. 10, 12, 47 et 132)
- Hanel, R. A., Conrath, B. J., Hovis, W. A., Kunde, V. G., Lowman, P. D., Pearl, J. C., Prabhakara, C., Schlachman, B., and Levin, G. V. (1972). Infrared Spectroscopy Experiment on the Mariner 9 Mission : Preliminary Results. *Science*, 175 :305–308. (cf p. 9)
- Hansen, J. E. (1971). Multiple Scattering of Polarized Light in Planetary Atmospheres Part II. Sunlight Reflected by Terrestrial Water Clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 28 :1400–1426. (cf p. 20)
- Hansen, J. E. and Travis, L. D. (1974). Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, 16 :527–610. (cf p. 16, 29 et 50)
- Harrison, S. P., Kohfeld, K. E., Roelandt, C., and Claquin, T. (2001). The role of dust in climate changes today, at the last glacial maximum and in the future. *Earth-Science Reviews*, 54(1-3) :43–80. (cf p. 150 et 159)
- Hartmann, W. K. and Neukum, G. (2001). Cratering Chronology and the Evolution of Mars. *Space Science Reviews*, 96 :165–194. (cf p. 4 et 5)

Bibliographie

- Hartogh, P., Medvedev, A. S., Kuroda, T., Saito, R., Villanueva, G., Feofilov, A. G., Kutevov, A. A., and Berger, U. (2005). Description and climatology of a new general circulation model of the Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110(E9) :11008. (cf p. 47)
- Hauber, E., Grott, M., and Kronberg, P. (2010). Martian rifts : Structural geology and geophysics. *Earth and Planetary Science Letters*, 294 :393–410. (cf p. 6)
- Head, J. W., 12 colleagues, and Co-Investigator Team (2005). Tropical to mid-latitude snow and ice accumulation, flow and glaciation on Mars. *Nature*, 434 :346–351. (cf p. 13 et 127)
- Head, J. W., Greeley, R., Golombek, M. P., Hartmann, W. K., Hauber, E., Jaumann, R., Masson, P., Neukum, G., Nyquist, L. E., and Carr, M. H. (2001). Geological Processes and Evolution. *Space Science Reviews*, 96 :263–292. (cf p. 5)
- Head, J. W. and Marchant, D. R. (2003). Cold-based mountain glaciers on Mars ; western Arsia Mons. *Geology*, 31(7) :641–644. (cf p. 126)
- Head, J. W. and Marchant, D. R. (2006). Evidence for Global-Scale Northern Mid-Latitude Glaciation in the Amazonian Period of Mars : Debris-covered Glacier and Valley Glacier Deposits in the 30-50°N Latitude Band. In *37th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, page Abstract 1127. (cf p. 124, 138 et 139)
- Head, J. W. and Marchant, D. R. (2008). Evidence for Non-Polar Ice Deposits in the Past History of Mars. In *39th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, page Abstract 1295. (cf p. 125 et 126)
- Head, J. W., Marchant, D. R., Agnew, M. C., Fassett, C. I., and Kreslavsky, M. A. (2006a). Extensive valley glacier deposits in the northern mid-latitudes of Mars : Evidence for Late Amazonian obliquity-driven climate change. *Earth and Planetary Science Letters*, 241 :663–671. (cf p. 124 et 148)
- Head, J. W., Marchant, D. R., Dickson, J. L., Kress, A. M., and Baker, D. M. (2010). Northern mid-latitude glaciation in the Late Amazonian period of Mars : Criteria for the recognition of debris-covered glacier and valley glacier landsystem deposits. *Earth and Planetary Science Letters*, 294 :306–320. (cf p. 13 et 122)
- Head, J. W., Mustard, J. F., Kreslavsky, M. A., Milliken, R. E., and Marchant, D. R. (2003). Recent ice ages on Mars. *Nature*, 426 :797–802. (cf p. 13, 125, 126, 149 et 158)
- Head, J. W., Nahm, A. L., Marchant, D. R., and Neukum, G. (2006b). Modification of the dichotomy boundary on Mars by Amazonian mid-latitude regional glaciation. *Geophysical Research Letters*, 33 :L08S03. (cf p. 124 et 148)
- Heavens, N. G., Benson, J. L., Kass, D. M., Kleinböhl, A., Abdou, W. A., McCleese, D. J., Richardson, M. I., Schofield, J. T., Shirley, J. H., and Wolkenberg, P. M. (2010). Water ice clouds over the Martian tropics during northern summer. *Geophysical Research Letters*, 37 :18202–+. (cf p. 59)

- Heavens, N. G., Richardson, M. I., McCleese, D. J., and McS Science Team (2008). A New Perspective on the Vertical Distribution of Dust in the Martian Atmosphere During Northern Summer from Mars Climate Sounder : Elevated Maxima in Density-scaled Opacity over the Tropics. *LPI Contributions*, 1447 :9066–+. (cf p. 159)
- Hechler, M. and Yanez, A. (2003). Mars express orbit design. *Acta Astronautica*, 53 :497–507. (cf p. 64)
- Heney, L. G. and Greenstein, J. L. (1941). Diffuse radiation in the Galaxy. *Astrophysical Journal*, 93 :70–83. (cf p. 24)
- Herkenhoff, K. E., Byrne, S., Russell, P. S., Fishbaugh, K. E., and McEwen, A. S. (2007). Meter-Scale Morphology of the North Polar Region of Mars. *Science*, 317 :1711–1715. (cf p. 125)
- Herschel, W. (1784). On the remarkable Appearances at the Polar Regions of the Planet Mars, the Inclination of its Axis, the Position of its Poles, and its spheroidal Figure ; with a few Hints relating to its real Diameter and Atmosphere. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 74 :233–273. (cf p. 63)
- 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 :1002–+. (cf p. 14, 63, 99, 100, 110, 113 et 155)
- Hoffman, M. J., Eluszkiewicz, J., Hoffman, R., Greybush, S. J., Kalnay, E., and Wilson, R. J. (2011). Evaluation of an optimal spectral sampling retrieval algorithm for thermal emission spectrometer radiances. In *Mars Atmosphere Modelling and Observations*. (cf p. 118)
- Hollingsworth, J. L. and Barnes, J. R. (1996). Forced stationary waves in Mars winter atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(3) :428–447. (cf p. 10, 134 et 137)
- Hollingsworth, J. L., Haberle, R. M., Bridger, A. F. C., Pollack, J. B., Lee, H., and Schaeffer, J. (1996). Orographic control of storm zones on Mars. *Nature*, 380 :413–416. (cf p. 10)
- Hort, M. and Weitz, C. M. (2001). Theoretical modeling of eruption plumes on Mars under current and past climates. *Journal of Geophysical Research*, 106 :20547–20562. (cf p. 5)
- Houben, H., Haberle, R. M., Young, R. E., and Zent, A. P. (1997). Modeling the Martian seasonal water cycle. *Journal of Geophysical Research*, 102 :9069–9084. (cf p. 132)
- Hourdin, F. (1992). A new representation of the absorption by the CO₂ 15-microns band for a Martian general circulation model. *Journal of Geophysical Research*, 97 :18319–+. (cf p. 12)
- Hourdin, F. and Armengaud, A. (1999). The Use of Finite-Volume Methods for Atmospheric Advection of Trace Species. Part I : Test of Various Formulations in a General Circulation Model. *Monthly Weather Review*, 127(5) :822–837. (cf p. 50 et 129)

Bibliographie

- Hourdin, F., Forget, F., and Talagrand, O. (1995). The sensitivity of the Martian surface pressure and atmospheric mass budget to various parameters : A comparison between numerical simulations and Viking observations. *Journal of Geophysical Research*, 100 :5501–5523. (cf p. 47)
- Hourdin, F., Le van, P., Forget, F., and Talagrand, O. (1993). Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 50 :3625–3640. (cf p. 12, 47, 128 et 129)
- Hunt, G. E., Pickersgill, A. O., James, P. B., and Johnson, G. (1980). Some diurnal properties of clouds over the Martian volcanoes. *Nature*, 286 :362–364. (cf p. 94 et 95)
- Iraci, L. T., Phebus, B. D., Stone, B. M., and Colaprete, A. (2010). Water ice cloud formation on Mars is more difficult than presumed : Laboratory studies of ice nucleation on surrogate materials. *Icarus*, 210 :985–991. (cf p. 63)
- Jacobson, M. Z. (2005). *Fundamentals of atmospheric modeling*. Cambridge University Press. (cf p. 19)
- Jakosky, B. M. and Farmer, C. B. (1982). The seasonal and global behavior of water vapor in the Mars atmosphere - Complete global results of the Viking atmospheric water detector experiment. *Journal of Geophysical Research*, 87 :2999–3019. (cf p. 130)
- James, P. B., Bell, J. E., Clancy, R. T., Lee, S. W., Martin, L. J., and Wolff, M. J. (1996). Global imaging of Mars by Hubble space telescope during the 1995 opposition. *Journal of Geophysical Research*, 101 :18883–18890. (cf p. 134)
- James, P. B. and Cantor, B. A. (2001). Martian North Polar Cap Recession : 2000 Mars Orbiter Camera Observations. *Icarus*, 154 :131–144. (cf p. 130)
- Jaquin, F., Gierasch, P., and Kahn, R. (1986). The vertical structure of limb hazes in the Martian atmosphere. *Icarus*, 68 :442–461. (cf p. 45)
- Joseph, J. H., Wiscombe, W. J., and Weinman, J. A. (1976). The delta-Eddington approximation for radiative flux transfer. *Journal of Atmospheric Sciences*, 33 :2452–2459. (cf p. 36)
- Joshi, M. M., Haberle, R. M., Barnes, J. R., Murphy, J. R., and Schaeffer, J. (1997). Low-level jets in the NASA Ames Mars general circulation model. *Journal of Geophysical Research*, 102 :6511–6524. (cf p. 10 et 132)
- Joshi, M. M., Lewis, S. R., Read, P. L., and Catling, D. C. (1995). Western boundary currents in the Martian atmosphere : Numerical simulations and observational evidence. *Journal of Geophysical Research*, 100 :5485–5500. (cf p. 10)
- Jouglet, D., Poulet, F., Langevin, Y., Bibring, J.-P., Gondet, B., Vincendon, M., and Berthe, M. (2009). OMEGA long wavelength channel : Data reduction during non-nominal stages. *Planetary and Space Science*, 57 :1032–1042. (cf p. 75 et 78)

- Jouglet, D., Poulet, F., Milliken, R. E., Mustard, J. F., Bibring, J.-P., Langevin, Y., Gondet, B., and Gomez, C. (2007). Hydration state of the Martian surface as seen by Mars Express OMEGA : 1. Analysis of the 3 micron hydration feature. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :8–+. (cf p. 75 et 79)
- JPL (1965). To Mars : The Odyssey of Mariner IV. *Jet Propulsion Laboratory Technical Memorandum n° 33-229*. (cf p. 1)
- Kadish, S. J., Head, J. W., Parsons, R. L., and Marchant, D. R. (2008). The Ascraeus Mons fan-shaped deposit : Volcano ice interactions and the climatic implications of cold-based tropical mountain glaciation. *Icarus*, 197 :84–109. (cf p. 126)
- Kahn, R. (1984). The spatial and seasonal distribution of Martian clouds and some meteorological implications. *Journal of Geophysical Research*, 89 :6671–6688. (cf p. 82, 85 et 132)
- Kahre, M. A., Hollingsworth, J. L., Haberle, R. M., and Murphy, J. R. (2008). Investigations of the variability of dust particle sizes in the martian atmosphere using the NASA Ames General Circulation Model. *Icarus*, 195 :576–597. (cf p. 50, 56 et 57)
- Kahre, M. A., Wilson, R. J., Hollingsworth, J. L., and Haberle, R. M. (2010). Using Assimilation Techniques To Model Mars' Dust Cycle With The NASA Ames And NOAA/GFDL Mars General Circulation Models. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 42 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 1031–+. (cf p. 12)
- Kieffer, H. H. and Titus, T. N. (2001). TES Mapping of Mars' North Seasonal Cap. *Icarus*, 154 :162–180. (cf p. 130)
- Kleinböhl, A., Schofield, J. T., Kass, D. M., Abdou, W. A., Backus, C. R., Sen, B., Shirley, J. H., Lawson, W. G., Richardson, M. I., Taylor, F. W., Teanby, N. A., and McCleese, D. J. (2009). Mars Climate Sounder limb profile retrieval of atmospheric temperature, pressure, and dust and water ice opacity. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :10006–+. (cf p. 59)
- Kostama, V.-P., Kreslavsky, M. A., and Head, J. W. (2006). Recent high-latitude icy mantle in the northern plains of Mars : Characteristics and ages of emplacement. *Geophysical Research Letters*, 33 :11201–+. (cf p. 149)
- Kowalewski, D. E., Marchant, D. R., Levy, J. S., and Head, J. W. (2006). Quantifying low rates of summertime sublimation for buried glacier ice in Beacon Valley, Antarctica. *Antarctic Science*, 18(03) :421–428. (cf p. 147)
- Kreslavsky, M. A. and Head, J. W. (2000). Kilometer-scale roughness of Mars : Results from MOLA data analysis. *Journal of Geophysical Research*, 105 :26695–26712. (cf p. 125)
- Kreslavsky, M. A. and Head, J. W. (2002). Mars : Nature and evolution of young latitude-dependent water-ice-rich mantle. *Geophysical Research Letters*, 29 :14–1. (cf p. 125 et 127)

Bibliographie

- Krinner, G., Boucher, O., and Balkanski, Y. (2006). Ice-free glacial northern Asia due to dust deposition on snow. *Climate Dynamics*, 27 :613–625. (cf p. 159)
- Lambert, F., Delmonte, B., Petit, J., Bigler, M., Kaufmann, P., Hutterli, M., Stocker, T., Ruth, U., Steffensen, J., and Maggi, V. (2008). Dust-climate couplings over the past 800,000 years from the EPICA Dome C ice core. *Nature*, 452(7187) :616–9. (cf p. 150)
- Langevin, Y., Bibring, J., Montmessin, F., Forget, F., Vincendon, M., Douté, S., Poulet, F., and Gondet, B. (2007). Observations of the south seasonal cap of Mars during recession in 2004–2006 by the OMEGA visible/near-infrared imaging spectrometer on board Mars Express. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :8–+. (cf p. 7, 65, 67, 74 et 97)
- Langevin, Y., Poulet, F., Bibring, J.-P., and Gondet, B. (2005a). Sulfates in the North Polar Region of Mars Detected by OMEGA/Mars Express. *Science*, 307 :1584–1586. (cf p. 7)
- Langevin, Y., Poulet, F., Bibring, J.-P., Schmitt, B., Douté, S., and Gondet, B. (2005b). Summer Evolution of the North Polar Cap of Mars as Observed by OMEGA/Mars Express. *Science*, 307 :1581–1584. (cf p. 130)
- 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. (cf p. 4, 126, 127 et 141)
- Laskar, J., Levrard, B., and Mustard, J. F. (2002). Orbital forcing of the martian polar layered deposits. *Nature*, 419 :375–377. (cf p. 4, 125 et 126)
- Laskar, J. and Robutel, P. (1993). The chaotic obliquity of the planets. *Nature*, 361 :608–612. (cf p. 126)
- Lefèvre, F., Bertaux, J., Clancy, R., Encrenaz, T., Fast, K., Forget, F., Lebonnois, S., Montmessin, F., and Perrier, S. (2008). Heterogeneous chemistry in the atmosphere of Mars. *Nature*, 454(7207) :971–5. (cf p. 12)
- Lefèvre, F. and Forget, F. (2009). Observed variations of methane on Mars unexplained by known atmospheric chemistry and physics. *Nature*, 460 :720–723. (cf p. 12)
- Lefèvre, F., Lebonnois, S., Montmessin, F., and Forget, F. (2004). Three-dimensional modeling of ozone on Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 109 :E07004. (cf p. 12 et 128)
- Lefrère, J. (2010). Rayonnement et physique des nuages. Polycopié du cours de Master de l'UPMC. (cf p. 22)
- Lemmon, M. T., Wolff, M. J., Smith, M. D., Clancy, R. T., Banfield, D., Landis, G. A., Ghosh, A., Smith, P. H., Spanovich, N., Whitney, B., Whelley, P., Greeley, R., Thompson, S., Bell, J. F., and Squyres, S. W. (2004). Atmospheric Imaging Results from the Mars Exploration Rovers : Spirit and Opportunity. *Science*, 306 :1753–1756. (cf p. 70 et 71)
- Leovy, C. (2001). Weather and Climate on Mars. *Nature*, 412 :245–249. (cf p. 3)

- Leovy, C. and Mintz, Y. (1969). Numerical Simulation of the Atmospheric Circulation and Climate of Mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 26 :1167–1190. (cf p. 12)
- Leovy, C. B. (1969). Mars : Theoretical aspects of meteorology. *Applied Optics*, 8 :1279–1286. (cf p. 9 et 12)
- Leovy, C. B., Briggs, G. A., and Smith, B. A. (1973). Mars Atmosphere during the Mariner 9 Extended Mission : Television Results. *Journal of Geophysical Research*, 78 :4252–4266. (cf p. 82)
- Levrard, B., Forget, F., Montmessin, F., and Laskar, J. (2004). Recent ice-rich deposits formed at high latitudes on Mars by sublimation of unstable equatorial ice during low obliquity. *Nature*, 431 :1072–1075. (cf p. 2, 123, 127, 148 et 149)
- Levrard, B., Forget, F., Montmessin, F., and Laskar, J. (2007). Recent formation and evolution of northern Martian polar layered deposits as inferred from a Global Climate Model. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :E06012. (cf p. 13, 124, 125, 127 et 159)
- Levy, J. S., Head, J. W., and Marchant, D. R. (2007). Lineated valley fill and lobate debris apron stratigraphy in Nilosyrtis Mensae, Mars : Evidence for phases of glacial modification of the dichotomy boundary. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :8004–+. (cf p. 148)
- Lewis, K. W., Aharonson, O., Grotzinger, J. P., Kirk, R. L., McEwen, A. S., and Suer, T. (2008). Quasi-Periodic Bedding in the Sedimentary Rock Record of Mars. *Science*, 322 :1532–. (cf p. 5)
- Liou, K. (2002). *An Introduction to Atmospheric Radiation*. Academic Press. (cf p. 21)
- Lucchitta, B. K. (1981). Mars and Earth - Comparison of cold-climate features. *Icarus*, 45 :264–303. (cf p. 124)
- Lyons, J. R., Manning, C., and Nimmo, F. (2005). Formation of methane on Mars by fluid-rock interaction in the crust. *Geophysical Research Letters*, 32 :13201–+. (cf p. 5)
- Määttänen, A., Fouchet, T., Forni, O., Forget, F., Savijärvi, H., Gondet, B., Melchiorri, R., Langevin, Y., Formisano, V., Giuranna, M., and Bibring, J. (2009). A study of the properties of a local dust storm with Mars Express OMEGA and PFS data. *Icarus*, 201 :504–516. (cf p. 48 et 52)
- Määttänen, A., Vehkamäki, H., Lauri, A., Merikallio, S., Kauhanen, J., Savijärvi, H., and Kulmala, M. (2005). Nucleation studies in the Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110 :2002–+. (cf p. 63)
- Magalhães, J. A., Schofield, J. T., and Seiff, A. (1999). Results of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation. *Journal of Geophysical Research*, 104 :8943–8956. (cf p. 99)

Bibliographie

- Maltagliati, L., Titov, D. V., Encrenaz, T., Melchiorri, R., Forget, F., Garcia-Comas, M., Keller, H. U., Langevin, Y., and Bibring, J. (2008). Observations of atmospheric water vapor above the Tharsis volcanoes on Mars with the OMEGA/MEx imaging spectrometer. *Icarus*, 194 :53–64. (cf p. 66)
- Mangold, N. (2003). Geomorphic analysis of lobate debris aprons on Mars at Mars Orbiter Camera scale : Evidence for ice sublimation initiated by fractures. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108 :8021. (cf p. 149 et 150)
- Mangold, N., Quantin, C., Ansan, V., Delacourt, C., and Allemand, P. (2004). Evidence for Precipitation on Mars from Dendritic Valleys in the Valles Marineris Area. *Science*, 305 :78–81. (cf p. 5)
- Marchant, D. R. and Head, J. W. (2007). Antarctic dry valleys : Microclimate zonation, variable geomorphic processes, and implications for assessing climate change on Mars. *Icarus*, 192 :187–222. (cf p. 126, 138 et 147)
- Markwardt, C. B. (2009). Non-linear Least-squares Fitting in IDL with MPFIT. In D. A. Bohlender, D. Durand, & P. Dowler, editor, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, volume 411 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 251–+. (cf p. 72)
- Mateshvili, N., Fussen, D., Vanhellemont, F., Bingen, C., Dodion, J., Montmessin, F., Perrier, S., Dimarellis, E., and Bertaux, J. (2007). Martian ice cloud distribution obtained from SPICAM nadir UV measurements. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :7004–+. (cf p. 82, 92 et 97)
- McCleese, D. J., Schofield, J. T., Taylor, F. W., Abdou, W. A., Aharonson, O., Banfield, D., Calcutt, S. B., Heavens, N. G., Irwin, P. G. J., Kass, D. M., Kleinböhl, A., Lawson, W. G., Leovy, C. B., Lewis, S. R., Paige, D. A., Read, P. L., Richardson, M. I., Teanby, N., and Zurek, R. W. (2008). Intense polar temperature inversion in the middle atmosphere on Mars. *Nature Geoscience*, 1 :745–749. (cf p. 59)
- Michaels, I. T. and Rafkin, S. C. R. (2004). Large-eddy simulation of atmospheric convection on Mars. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130 :1251–1274. (cf p. 94 et 97)
- Michaels, T. I., Colaprete, A., and Rafkin, S. C. R. (2006). Significant vertical water transport by mountain-induced circulations on Mars. *Geophysical Research Letters*, 33 :16201–+. (cf p. 94, 96 et 97)
- Michelangeli, D. V., Toon, O. B., Haberle, R. M., and Pollack, J. B. (1993). Numerical simulations of the formation and evolution of water ice clouds in the Martian atmosphere. *Icarus*, 102 :261–285. (cf p. 63)
- Milkovich, S. M. and Head, J. W. (2005). North polar cap of Mars : Polar layered deposit characterization and identification of a fundamental climate signal. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110 :E01005. (cf p. 125)

- Milkovich, S. M., Head, J. W., and Marchant, D. R. (2006). Debris-covered piedmont glaciers along the northwest flank of the Olympus Mons scarp : Evidence for low-latitude ice accumulation during the Late Amazonian of Mars. *Icarus*, 181 :388–407. (cf p. 126)
- Milliken, R. E., Mustard, J. E., and Goldsby, D. L. (2003). Viscous flow features on the surface of Mars : Observations from high-resolution Mars Orbiter Camera (MOC) images. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108 :5057. (cf p. 125)
- Milliken, R. E., Mustard, J. E., Poulet, F., Jouglet, D., Bibring, J., Gondet, B., and Langevin, Y. (2007). Hydration state of the Martian surface as seen by Mars Express OMEGA : 2. H₂O content of the surface. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :8–+. (cf p. 79)
- Millour, E., Forget, F., González-Galindo, F., Spiga, A., Lebonnois, S., Montabone, L., Lewis, S. R., Read, P. L., López-Valverde, M. A., Gilli, G., Lefèvre, F., Montmessin, F., Desjean, M., Huot, J., and The McD/Gcm Development Team (2008). The Latest (Version 4.3) Mars Climate Database. *LPI Contributions*, 1447 :9029–+. (cf p. 67, 71 et 78)
- Mischna, M. A. and Richardson, M. I. (2005). A reanalysis of water abundances in the Martian atmosphere at high obliquity. *Geophysical Research Letters*, 32 :L03201. (cf p. 148 et 150)
- Mischna, M. A., Richardson, M. I., Wilson, R. J., and McCleese, D. J. (2003). On the orbital forcing of Martian water and CO₂ cycles : A general circulation model study with simplified volatile schemes. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108 :16–1. (cf p. 124, 127, 129, 135 et 144)
- Mishchenko, M. I., Travis, L. D., and Lacis, A. A. (2002). *Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles*. Cambridge University Press. (cf p. 18)
- Mishchenko, M. I., Travis, L. D., and Mackowski, D. W. (1996). T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles : a review. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 55 :535–575. (cf p. 28, 50, 71 et 79)
- Montabone, L., Lewis, S. R., Read, P. L., and Hinson, D. P. (2006). Validation of martian meteorological data assimilation for MGS/TES using radio occultation measurements. *Icarus*, 185 :113–132. (cf p. 100)
- 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 :E10004. (cf p. 2, 12, 45, 63, 101, 102, 128, 129, 134 et 138)
- Montmessin, F., Fouchet, T., and Forget, F. (2005). Modeling the annual cycle of HDO in the Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110 :E03006. (cf p. 13 et 128)
- Montmessin, F., Gondet, B., Bibring, J., Langevin, Y., Drossart, P., Forget, F., and Fouchet, T. (2007a). Hyperspectral imaging of convective CO₂ ice clouds in the equatorial mesosphere of Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :11–+. (cf p. 12)

Bibliographie

- Montmessin, F., Haberle, R. M., Forget, F., Langevin, Y., Clancy, R. T., and Bibring, J.-P. (2007b). On the origin of perennial water ice at the south pole of Mars : A precession-controlled mechanism? *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :E08S17. (cf p. 124, 127 et 132)
- Montmessin, F., Rannou, P., and Cabane, M. (2002). New insights into Martian dust distribution and water-ice cloud microphysics. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107 :4–1. (cf p. 58 et 129)
- Moré, J., Sorenson, D., Garbow, B., and Hillstrom, K. (1984). The MINPACK project. *Sources and Development of Mathematical Software*, pages 88–111. (cf p. 72)
- Morgan, G. A., Head, J. W., Forget, F., Madeleine, J., and Spiga, A. (2010). Gully formation on Mars : Two recent phases of formation suggested by links between morphology, slope orientation and insolation history. *Icarus*, 208 :658–666. (cf p. 157)
- Murphy, J. R., Toon, O. B., Haberle, R. M., and Pollack, J. B. (1990). Numerical simulations of the decay of Martian global dust storms. *Journal of Geophysical Research*, 95 :14629–14648. (cf p. 50)
- Mustard, J. F. and Bell, J. F. (1994). New composite reflectance spectra of Mars from 0.4 to 3.14 micron. *Geophysical Research Letters*, 21 :353–356. (cf p. 47)
- Mustard, J. F., Cooper, C. D., and Rifkin, M. K. (2001). Evidence for recent climate change on Mars from the identification of youthful near-surface ground ice. *Nature*, 412 :411–414. (cf p. 125)
- Nayvelt, L., Gierasch, P. J., and Cook, K. H. (1997). Modeling and Observations of Martian Stationary Waves. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 54(8) :986–1013. (cf p. 10, 134 et 137)
- Newman, C. E., Lewis, S. R., and Read, P. L. (2005). The atmospheric circulation and dust activity in different orbital epochs on Mars. *Icarus*, 174 :135–160. (cf p. 123, 124, 136, 148 et 155)
- Newman, C. E., Lewis, S. R., Read, P. L., and Forget, F. (2002). Modeling the Martian dust cycle 2. Multiannual radiatively active dust transport simulations. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107 :7–1. (cf p. 12, 128 et 136)
- Nougier, J. P. (1985). *Méthodes de calcul numérique*. Masson, Paris. (cf p. 31)
- Ockert-Bell, M. E., Bell, J. F., Pollack, J. B., McKay, C. P., and Forget, F. (1997). Absorption and scattering properties of the Martian dust in the solar wavelengths. *Journal of Geophysical Research*, 102 :9039–9050. (cf p. 44, 46, 47, 48, 52, 59 et 154)
- Paige, D. (1992). The thermal stability of near-surface ground ice on Mars. *Nature*, 356(6364) :43–45. (cf p. 147)
- Paige, D. A., Bachman, J. E., and Keegan, K. D. (1994). Thermal and albedo mapping of the polar regions of Mars using Viking thermal mapper observations : 1. North polar region. *Journal of Geophysical Research*, 99 :25959–25991. (cf p. 145)

- Pearl, J. C., Smith, M. D., Conrath, B. J., Bandfield, J. L., and Christensen, P. R. (2001). Observations of Martian ice clouds by the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer : The first Martian year. *Journal of Geophysical Research*, 106 :12325–12338. (cf p. 95)
- Petrova, E., Keller, H. U., Markiewicz, W. J., Thomas, N., and Wuttke, M. W. (1996). Ice hazes and clouds in the Martian atmosphere as derived from the Phobos/KRFM data. *Planetary and Space Science*, 44 :1163–1176. (cf p. 63)
- Phillips, R. J. and 26 colleagues (2008). Mars North Polar Deposits : Stratigraphy, Age, and Geodynamical Response. *Science*, 320 :1182–1185. (cf p. 125)
- Plaut, J. J., Safaeinili, A., Holt, J. W., Phillips, R. J., Head, J. W., Seu, R., Putzig, N. E., and Frigeri, A. (2009). Radar evidence for ice in lobate debris aprons in the mid-northern latitudes of Mars. *Geophysical Research Letters*, 36 :L02203. (cf p. 122, 149 et 156)
- Pollack, J. B., Colburn, D. S., Flasar, F. M., Kahn, R., Carlston, C. E., and Pidek, D. G. (1979). Properties and effects of dust particles suspended in the Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 84 :2929–2945. (cf p. 47 et 128)
- Pollack, J. B., Haberle, R. M., Schaeffer, J., and Lee, H. (1990). Simulations of the general circulation of the Martian atmosphere, 1, Polar processes. *Journal of Geophysical Research*, 95 :1447–1473. (cf p. 47)
- Pollack, J. B., Ockert-Bell, M. E., and Shepard, M. K. (1995). Viking Lander image analysis of Martian atmospheric dust. *Journal of Geophysical Research*, 100 :5235–5250. (cf p. 16 et 47)
- Pommerol, A., Schmitt, B., Beck, P., and Brissaud, O. (2009). Water sorption on martian regolith analogs : Thermodynamics and near-infrared reflectance spectroscopy. *Icarus*, 204 :114–136. (cf p. 79)
- Poulet, F., Bibring, J.-P., Mustard, J. F., Gendrin, A., Mangold, N., Langevin, Y., Arvidson, R. E., Gondet, B., and Gomez, C. (2005). Phyllosilicates on Mars and implications for early martian climate. *Nature*, 438 :623–627. (cf p. 7)
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., and Flannery, B. P. (1993). *Numerical recipes in Fortran : the art of scientific computing*. Cambridge University Press. (cf p. 31)
- Putzig, N. E. and Mellon, M. T. (2007). Apparent thermal inertia and the surface heterogeneity of Mars. *Icarus*, 191 :68–94. (cf p. 78)
- Read, P. L. and Lewis, S. R. (2004). *The Martian Climate Revisited*. Springer. (cf p. 3 et 9)
- Richardson, M. I. and Wilson, R. J. (2002). Investigation of the nature and stability of the Martian seasonal water cycle with a general circulation model. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107 :7–1. (cf p. 132)
- Richardson, M. I., Wilson, R. J., and Rodin, A. V. (2002). Water ice clouds in the Martian atmosphere : General circulation model experiments with a simple cloud scheme. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107 :2–1. (cf p. 47, 63, 95 et 132)

Bibliographie

- Rodgers, C. (2000). *Inverse Methods for Atmospheric Sounding : Theory and Practice*. World Scientific Singapore. (cf p. 74)
- Rodin, A. V., Clancy, R. T., and Wilson, R. J. (1999). Dynamical properties of Mars water ice clouds and their interactions with atmospheric dust and radiation. *Advances in Space Research*, 23 :1577–1585. (cf p. 129)
- Salby, M. L. (1996). *Fundamentals of atmospheric physics*. Academic Press San Diego. (cf p. 23)
- Savijärvi, H. and Kauhanen, J. (2008). Surface and boundary-layer modelling for the Mars Exploration Rover sites. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 134 :635–641. (cf p. 9)
- Schmitt, B., Quirico, E., Trotta, F., and Grundy, W. M. (1998). Optical Properties of Ices from UV to Infrared. In B. Schmitt, C. de Bergh, & M. Festou, editor, *Solar System Ices*, volume 227 of *Astrophysics and Space Science Library*, pages 199–+. (cf p. 77 et 78)
- Schofield, J. T., Barnes, J. R., Crisp, D., Haberle, R. M., Larsen, S., Magalhaes, J. A., Murphy, J. R., Seiff, A., and Wilson, G. (1997). The Mars Pathfinder Atmospheric Structure Investigation/Meteorology. *Science*, 278 :1752–+. (cf p. 10 et 99)
- Scholten, F., Hoffmann, H., Määttänen, A., Montmessin, F., Gondet, B., and Hauber, E. (2010). Concatenation of HRSC colour and OMEGA data for the determination and 3D-parameterization of high-altitude CO₂ clouds in the Martian atmosphere. *Planetary and Space Science*, 58 :1207–1214. (cf p. 98)
- Schon, S. C., Head, J. W., and Milliken, R. E. (2008). Layered Morphology of the Latitude-dependent Mantle : A Potential Late-Amazonian Paleoclimate Signal. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 39 of *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, pages 1873–+. (cf p. 13)
- Schulz, M., Balkanski, Y. J., Guelle, W., and Dulac, F. (1998). Role of aerosol size distribution and source location in a three-dimensional simulation of a Saharan dust episode tested against satellite-derived optical thickness. *Journal of Geophysical Research*, 103 :10579–10592. (cf p. 49)
- Schuster, A. (1905). Radiation Through a Foggy Atmosphere. *Astrophysical Journal*, 21 :1–+. (cf p. 35)
- Shean, D. E., Head, J. W., Fastook, J. L., and Marchant, D. R. (2007). Recent glaciation at high elevations on Arsia Mons, Mars : Implications for the formation and evolution of large tropical mountain glaciers. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :E03004. (cf p. 126)
- Shean, D. E., Head, J. W., and Marchant, D. R. (2005). Origin and evolution of a cold-based tropical mountain glacier on Mars : The Pavonis Mons fan-shaped deposit. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110 :E05001. (cf p. 126 et 127)
- Smith, M. (2008). Spacecraft Observations of the Martian Atmosphere. (cf p. 11 et 41)

- Smith, M. D. (2002). The annual cycle of water vapor on Mars as observed by the Thermal Emission Spectrometer. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107 :25–1. (cf p. 53, 130 et 135)
- Smith, M. D. (2004). Interannual variability in TES atmospheric observations of Mars during 1999-2003. *Icarus*, 167 :148–165. (cf p. 44, 45, 50, 55, 81, 82, 92, 95, 97, 100 et 128)
- Smith, M. D. (2006). TES atmospheric temperature, aerosol optical depth, and water vapor observations 1999-2004. In *Mars Atmosphere Modelling and Observations*, pages 211–+. (cf p. 40)
- Smith, M. D. (2009). THEMIS observations of Mars aerosol optical depth from 2002-2008. *Icarus*, 202 :444–452. (cf p. 81)
- Solomon, S. C. and Head, J. W. (2007). If the Late Heavy Bombardment of the Moon Was a Terminal Cataclysm, What are Some Implications for Mars? In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 38 of *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, pages 1636–+. (cf p. 5)
- Spiga, A. (2010). Elements of comparison between Martian and terrestrial mesoscale meteorological phenomena : Katabatic winds and boundary layer convection. *Planetary and Space Science*, in press. (cf p. 9)
- 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. (cf p. 94, 150 et 158)
- Spiga, A., Forget, F., Dolla, B., Vinatier, S., Melchiorri, R., Drossart, P., Gendrin, A., Bibring, J., Langevin, Y., and Gondet, B. (2007). Remote sensing of surface pressure on Mars with the Mars Express/OMEGA spectrometer : 2. Meteorological maps. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :8–+. (cf p. 66)
- Spiga, A., Forget, F., Lewis, S. R., and Hinson, D. P. (2010). Structure and dynamics of the convective boundary layer on Mars as inferred from large-eddy simulations and remote-sensing measurements. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136(647) :414–428. (cf p. 94)
- Squyres, S. W. (1978). Martian fretted terrain - Flow of erosional debris. *Icarus*, 34 :600–613. (cf p. 124)
- Squyres, S. W. (1979). The distribution of lobate debris aprons and similar flows on Mars. *Journal of Geophysical Research*, 84 :8087–8096. (cf p. 1, 13, 124, 138, 139, 144 et 145)
- Stamnes, K., Tsay, S., Jayaweera, K., and Wiscombe, W. (1988). Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Applied Optics*, 27 :2502–2509. (cf p. 35 et 67)
- Stokes, G. G. (1860). On the intensity of the light reflected from or transmitted through a pile of plates. *Proceedings of the Royal Society of London*, 11 :545–556. (cf p. 35)

Bibliographie

- Takahashi, Y. O., Fujiwara, H., and Fukunishi, H. (2006). Vertical and latitudinal structure of the migrating diurnal tide in the Martian atmosphere : Numerical investigations. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111(E10) :1003. (cf p. 47)
- Tamppari, L. K., Smith, M. D., Bass, D. S., and Hale, A. S. (2008). Water-ice clouds and dust in the north polar region of Mars using MGS TES data. *Planetary and Space Science*, 56 :227–245. (cf p. 134)
- Tamppari, L. K., Zurek, R. W., and Paige, D. A. (2003). Viking-era diurnal water-ice clouds. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108 :5073–+. (cf p. 63 et 94)
- Thomas, G. and Stamnes, K. (1999). *Radiative transfer in the atmosphere and ocean*. Cambridge University Press New York. (cf p. 21 et 36)
- Titus, T. N., Kieffer, H. H., and Christensen, P. R. (2003). Exposed Water Ice Discovered near the South Pole of Mars. *Science*, 299 :1048–1051. (cf p. 127)
- Toigo, A. D. and Richardson, M. I. (2000). Seasonal variation of aerosols in the Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 105 :4109–4122. (cf p. 47)
- Toon, O. B., McKay, C. P., Ackerman, T. P., and Santhanam, K. (1989). Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres. *Journal of Geophysical Research*, 94 :16287–16301. (cf p. 35, 36 et 45)
- Toon, O. B., Pollack, J. B., and Sagan, C. (1977). Physical properties of the particles composing the Martian dust storm of 1971-1972. *Icarus*, 30 :663–696. (cf p. 47)
- Van de Hulst, H. C. (1957). *Light Scattering by Small Particles*. (cf p. 28)
- van Leer, B. (1977). Towards the ultimate conservative difference scheme. III - Upstream-centered finite-difference schemes for ideal compressible flow. IV - A new approach to numerical convection. *Journal of Computational Physics*, 23 :263–299. (cf p. 50 et 129)
- Vincendon, M., Langevin, Y., Poulet, F., Bibring, J.-P., and Gondet, B. (2007). Recovery of surface reflectance spectra and evaluation of the optical depth of aerosols in the near-IR using a Monte Carlo approach : Application to the OMEGA observations of high-latitude regions of Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :8–+. (cf p. 52)
- Vincendon, M., Langevin, Y., Poulet, F., Pommerol, A., Wolff, M., Bibring, J.-P., Gondet, B., and Jouglet, D. (2009). Yearly and seasonal variations of low albedo surfaces on Mars in the OMEGA/MEx dataset : Constraints on aerosols properties and dust deposits. *Icarus*, 200 :395–405. (cf p. 71 et 76)
- Wallace, J. M. and Hobbs, P. V. (2006). *Atmospheric science : an introductory survey*. Academic Press. (cf p. 102)
- Wallace, L., Caldwell, J. J., and Savage, B. D. (1972). Ultraviolet photometry from the Orbiting Astronomical Observatory. III. Observations of Venus, Mars, Jupiter, and Saturn longward of 2000 Å. *Astrophysical Journal*, 172 :755–769. (cf p. 47)

- Wang, H. and Ingersoll, A. P. (2002). Martian clouds observed by Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107 :8–1. (cf p. 82, 85, 130, 132 et 134)
- Warren, S. G. (1984). Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Applied Optics*, 23(8) :1206–1225. (cf p. 33, 72, 77, 78 et 106)
- Waterman, P. C. (1965). Matrix formulation of electromagnetic scattering. *Proceedings of the IEEE*, 53(8) :805–812. (cf p. 28)
- Webster, P. J. (1977). The low-latitude circulation of Mars. *Icarus*, 30 :626–649. (cf p. 12)
- Wilson, L. and Head, J. W. (2007). Explosive volcanic eruptions on Mars : Tephra and accretionary lapilli formation, dispersal and recognition in the geologic record. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 163 :83–97. (cf p. 158)
- Wilson, L. and Head, III, J. W. (1994). Mars : Review and analysis of volcanic eruption theory and relationships to observed landforms. *Reviews of Geophysics*, 32 :221–263. (cf p. 158)
- Wilson, R. J. (1997). A general circulation model simulation of the Martian polar warming. *Geophysical Research Letters*, 24 :123–126. (cf p. 136)
- Wilson, R. J. and Hamilton, K. (1996). Comprehensive model simulation of thermal tides in the Martian atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 53 :1290–1326. (cf p. 10, 47 et 109)
- 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. (cf p. 14, 52, 56, 57, 59, 63, 100, 101, 115 et 154)
- Wilson, R. J., Neumann, G. A., and Smith, M. D. (2007). Diurnal variation and radiative influence of Martian water ice clouds. *Geophysical Research Letters*, 34 :L02710. (cf p. 14, 52, 101, 129 et 143)
- Withers, P. and Smith, M. D. (2006). Atmospheric entry profiles from the Mars Exploration Rovers Spirit and Opportunity. *Icarus*, 185 :133–142. (cf p. 99)
- Wolff, M. and Clancy, R. (2003). Constraints on the size of Martian aerosols from Thermal Emission Spectrometer observations. *Journal of Geophysical Research*, 108(E9) :5097. (cf p. 45, 63, 73, 89, 91, 92 et 93)
- 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. *AGU Fall Meeting Abstracts*. (cf p. 48, 50 et 71)
- Wolff, M. J., James, P. B., Todd Clancy, R., and Lee, S. W. (1999). Hubble Space Telescope observations of the Martian aphelion cloud belt prior to the Pathfinder mission : Seasonal and interannual variations. *Journal of Geophysical Research*, 104 :9027–9042. (cf p. 132)

Bibliographie

- 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. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :E00D04. (cf p. 40, 42, 44, 46, 47, 48, 50, 52, 59, 71, 79 et 153)
- 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. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111 :12–+. (cf p. 40, 42, 44, 46, 47, 48, 50, 56, 59 et 153)
- Wordsworth, R., Forget, F., and Eymet, V. (2010). Infrared collision-induced and far-line absorption in dense CO₂ atmospheres. *Icarus*, 210 :992–997. (cf p. 156)
- Zasova, L., Grassi, D., Formisano, V., and Maturilli, A. (2001). The Martian atmosphere in the region of the great volcanoes : Mariner 9 IRIS data revisited. *Planetary and Space Science*, 49 :977–992. (cf p. 63, 89, 91, 92 et 93)
- Zuber, M. T., Smith, D. E., Solomon, S. C., Muhleman, D. O., Head, J. W., Garvin, J. B., Abshire, J. B., and Bufton, J. L. (1992). The Mars Observer laser altimeter investigation. *Journal of Geophysical Research*, 97 :7781–7797. (cf p. 6 et 67)