

OBSERVATOIRE DE PARIS

THESE

pour l'obtention du Diplôme de

DOCTEUR DE L'OBSERVATOIRE DE PARIS

Spécialité : Dynamique des Systèmes Gravitationnels

présentée et soutenue publiquement par

Benjamin LEVRARD

à l'Observatoire de Paris, le 23 juin 2003

SUR CERTAINS ASPECTS DE LA THÉORIE ASTRONOMIQUE DES PALÉOCLIMATS TERRESTRES ET MARTIENS

Rapporteurs :

M. Bruce G. BILLS (IGPP, University of California, San Diego)
M. Christophe SOTIN (LPG, Université de Nantes)

Jury composé de :

M. Bruno SICARDY (LESIA, Observatoire de Paris)	Président du Jury
M. Jean BESSE (Institut de Physique du Globe, Paris)	Examineur
M. François FORGET (LMD, Université Paris VI)	Examineur
Mme. Marianne GREFF-LEFFTZ (Institut de Physique du Globe, Paris)	Examineur
M. Jacques LASKAR (IMCCE, Observatoire de Paris)	Directeur de Thèse
M. Gilles RAMSTEIN (LSCE, CEA Saclay)	Examineur invité
M. Christophe SOTIN (LPG, Université de Nantes)	Rapporteur

Remerciements

L'ensemble de ce travail de thèse a été réalisé au sein de l'équipe "Astronomie et Systèmes Dynamiques" de l'Observatoire de Paris, dirigé par Jacques LASKAR. La qualité des moyens techniques mis à ma disposition et le charme de ce lieu rempli d'histoire m'ont permis d'effectuer ces recherches dans les meilleures conditions possibles.

Jacques LASKAR a aussi été mon directeur de thèse durant ces trois années. J'aimerais pleinement le remercier pour son soutien, ses conseils et le choix d'un sujet qui s'est révélé d'une richesse et d'une ouverture parfois inattendue. Son attachement à l'Astronomie, la pluridisciplinarité mais aussi la rigueur de ses travaux ont guidé et formé ma propre démarche scientifique.

Ma gratitude va à l'ensemble des autres membres de la jeune équipe "Astronomie et Systèmes Dynamiques" qui m'ont entouré durant ces années. Je pense particulièrement à Mickaël GASTINEAU et Philippe ROBUTEL, dont la disponibilité et les conseils avisés ont permis une avancée régulière et significative de mes travaux.

Je remercie aussi Michel TELLIER pour la relecture approfondie de ce manuscrit. Durant cette thèse, ma route a croisé celle d'autres doctorants de l'équipe. Nos nombreuses discussions extra-scientifiques et même plus personnelles ont permis de créer une complicité chaleureuse et fraternelle. Andréa VENTURELLI, Alexandre CORREIA et Dominique BANG se reconnaîtront facilement.

Mes remerciements s'adressent aussi aux rapporteurs : Christophe SOTIN et Bruce G. BILLS ainsi qu'aux membres du jury : Jean BESSE, François FORGET, Marianne GREFF-LEFFTZ, Gilles RAMSTEIN et Bruno SICARDY qui ont montré tout leur intérêt pour ce travail.

L'ensemble des collaborations effectuées ont formidablement enrichi et guidé une part importante de ces recherches. A ce titre, je remercie l'ensemble des personnes impliquées dans le groupe de travail ECLIPSE sur les glaciations du Néoprotérozoïque et plus particulièrement Gilles RAMSTEIN et Yannick DONNADIEU du Laboratoire des Sciences de l'Environnement du CEA à Saclay, Anne NÉDÉLEC et Yves GODDÉRIS du Laboratoire des Mécanismes de Transfert en Géologie de Toulouse, Jean BESSE, Marianne GREFF-LEFFTZ et Mélina MACOUIN de l'Institut de Physique du Globe de Paris. Cette thèse ne serait pas ce qu'elle est sans leur disponibilité, leur enthousiasme et la richesse des interactions développées au sein de ce groupe.

Mes premières promenades sur la planète Mars ont été grandement facilitées par les discussions et les conseils prodigués par François FORGET et Franck MONTMESSIN du Laboratoire de Météorologie Dynamique de Paris VI et Nicolas MANGOLD de l'Université Paris-Sud à Orsay. Leurs compétences et leur motivation à comprendre les mystères du climat martien m'ont émerveillé autant que mes lectures astronomiques et initiatives de jeunesse dédiées au développement des premières missions spatiales.

Je souhaite enfin exprimer ma profonde gratitude envers ma famille proche et mes amis qui m'ont soutenu et motivé durant ces trois années. Je dédie cette thèse à Cécile dont l'affection permanente m'accompagne.



Table des matières

Introduction	9
1 Dynamique orbitale et axiale planétaire : relation avec les paléoclimats	15
1.1 Dynamique orbitale planétaire	16
1.1.1 Eléments elliptiques	16
1.1.2 Fréquences fondamentales du Système solaire et chaos orbital	16
1.2 Dynamique conservative des obliquités planétaires	18
1.2.1 Rotation d'un corps rigide	18
1.2.2 Equations de la précession planétaire	20
1.2.3 Interprétation et conséquences dynamiques	25
1.3 Forçage orbital terrestre et martien : analogies et différences	29
1.3.1 Forçage orbital terrestre	29
1.3.2 Forçage orbital martien	33
1.3.3 Insolation	36
1.4 Théorie astronomique des paléoclimats	39
1.4.1 Bref historique	39
1.4.2 Indicateurs paléoclimatiques et cycles glaciaires	41
1.4.3 Périodes de Milankovitch et glaciations du Pré-Cénozoïque	43
1.5 Modélisation paléoclimatique des cycles glaciaires	45
1.5.1 Le problème du cycle de 100 000 ans	46
1.5.2 Modélisation	47
1.6 Obliquité et réponse climatique	52
1.6.1 Amplitude	52
1.6.2 Influence de la modulation de l'obliquité	55
1.6.3 Déphasage	55
2 Cycles glaciaires et moments d'inertie	59
2.1 Propriétés générales	59
2.2 Déformation visco-élastique d'une planète à symétrie sphérique	61
2.2.1 Equations de la gravito-élasticité	61
2.2.2 Nombres de Love élastiques	63
2.2.3 Nombres de Love visco-élastiques	65
2.2.4 Variation de l'ellipticité dynamique dans le domaine de Laplace	68
2.2.5 Variation de l'ellipticité dynamique dans le domaine temporel	70
2.3 Paléo-glaciations et moment d'inertie	71
2.3.1 Cas d'une planète sans océan	72
2.3.2 Pliocène-Pléistocène ($\sim 0-3$ Ma)	73

2.3.3	Permo-Carbonifère (~ 260-340 Ma)	76
2.3.4	Néoprotérozoïque (~ 550-900 Ma)	79
2.4	Modèles visco-élastiques pour une Terre stratifiée	83
2.4.1	Description des modes normaux	83
2.4.2	Quelle viscosité pour le manteau terrestre?	86
3	Influence de la friction climatique sur l'obliquité terrestre	89
3.1	Les glaciations paradoxales du Néoprotérozoïque et l'obliquité terrestre	90
3.2	Friction climatique	95
3.2.1	Théorie générale : Couplage résonant climat/obliquité	95
3.2.2	Contribution de l'ajustement isostatique : influence de la stratification radiale	98
3.2.3	Dérive séculaire de l'obliquité	102
3.2.4	Estimation de la dérive séculaire	104
3.2.5	Sensibilité de la dérive séculaire	104
3.2.6	Propriétés et évolution temporelle de la dérive séculaire	107
3.2.7	Evolution dynamique	108
3.3	Article : "Climate friction and the Earth's obliquity".	112
4	Friction climatique hystérétique : Application aux calottes de CO₂ martiennes	139
4.1	Interprétation géométrique de la friction climatique	140
4.1.1	Généralisation	140
4.1.2	Conséquences	142
4.2	Application aux calottes permanentes de CO ₂ martiennes	144
4.2.1	Cycle du CO ₂ et évolution quasi périodique des climats	144
4.2.2	Modélisation des cycles d'hystérésis	146
4.2.3	Transport méridional de chaleur	148
4.2.4	Rétroactions liées à l'albédo des calottes	154
4.2.5	Conduction de la chaleur	161
4.3	Dérive séculaire de l'obliquité	163
4.3.1	Cas d'une planète rigide	163
4.3.2	Contribution de l'ajustement isostatique martien	164
4.4	Evolution dynamique	172
4.5	Résumé	174
5	Forçage orbital des dépôts sédimentaires polaires martiens	177
5.1	Les dépôts polaires Nord	178
5.1.1	Observations des dépôts en couches martiens	180
5.2	Analyse et propriétés des dépôts en couche	182
5.2.1	Continuité des dépôts en couche	183
5.2.2	Analyse du profil de luminosité	183
5.2.3	Interprétation du profil de luminosité des images	186
5.2.4	Variabilité interannuelle	187
5.2.5	Composition des couches : implications stratigraphiques	190
5.2.6	Compaction des dépôts polaires	193
5.3	Variations des éléments orbitaux et cycles des volatiles martiens	194
5.3.1	Cycle de l'eau	195
5.3.2	Cycle des poussières	196
5.3.3	Cycle du CO ₂	200

5.3.4	Taux de resurfaçage et bilan des échelles de temps de formation des dépôts . . .	201
5.4	Mécanismes orbitaux de formation des dépôts polaires en couches	201
5.5	Article : “Orbital forcing of the martian polar layered deposits”.	202
6	Modélisation paléoclimatique du cycle de l’eau martien	207
6.1	Le cycle de l’eau martien : observations et caractéristiques générales	208
6.2	Principaux processus et mécanismes	210
6.3	Le MCG martien du LMD	212
6.3.1	Description générale	212
6.3.2	Modélisation du cycle de l’eau	214
6.3.3	Simulation de référence	214
6.4	Simulations paléoclimatiques pour des hautes obliquités	217
6.4.1	Temps de mise à “l’équilibre” du MCG	218
6.4.2	Evolution de la vapeur d’eau	219
6.4.3	Stabilité de la calotte polaire Nord à haute obliquité	221
6.4.4	Zones de stabilité de la glace, interprétations et implications paléoclimatiques .	227
6.5	Comment reconstruire une calotte polaire ?	231
6.6	Conséquences	233
6.7	Résumé	233
	Conclusions et perspectives	235
	Annexes	239
A	Evolution du système Terre-Lune	241
A.1	Evolution de la distance Terre-Lune	241
A.2	Evolution de la durée du jour	243
B	Données numériques	247
	Bibliographie	249

Introduction

Observées depuis l'espace, notre planète et sa plus proche voisine Mars possèdent une analogie frappante sous la forme de calottes froides et glacées situées autour ou à proximité de leurs zones polaires. Leurs clartés apparentes contrastent avec la teinte bleutée des océans terrestres et rouge-orangée du sol martien.

Pourtant, pour la Terre, l'existence de ces figures glaciaires et l'idée que leurs propriétés pouvaient avoir varié au cours du temps apparaissent historiquement comme relativement récentes.

Les Romains avaient trouvé d'immenses blocs rocheux arrondis pouvant atteindre plusieurs mètres de diamètre, dispersés sur l'ensemble du continent européen. Ils pensaient, cependant, que leur présence était uniquement le fruit des colères de Jupiter et d'Hercule. Ces observations furent prolongées par les premiers géologues qui notèrent que la plupart de ces blocs étaient le plus souvent de composition différente de celle des terrains sur lesquelles ils avaient été retrouvés. L'idée d'un déplacement géographique de ces pierres semblait alors faire l'objet d'un certain consensus. Toutefois, au XVII^e et XVIII^e siècle, la démarche scientifique était encore largement imprégnée d'une vision catastrophiste de l'histoire terrestre qui n'était vue que comme une succession d'événements abrupts et cataclysmiques. L'explication la plus naturelle de ce déplacement qui permettait, en outre, de concilier la science et l'ordre divin était alors la croyance que ces blocs avaient été apportés par le Déluge. Une telle interprétation permettait aussi de dater ces événements au regard de la chronologie biblique.

C'est seulement au début du XIX^e siècle que le géologue suisse Louis Agassiz (1838) proposa que ces blocs provenaient de glaces transportées à partir de la Scandinavie et avaient été déposés lors de la fonte de ces glaces lors de leur arrivée dans les régions plus chaudes. Naissait ainsi l'idée que les continents avaient connu des périodes où les glaces avaient recouvert des étendues beaucoup plus grandes qu'aujourd'hui.

Quelques années plus tard, il fut aussi proposé pour la première fois l'idée que la variation des éléments orbitaux terrestres, engendrée par les perturbations gravitationnelles des autres planètes, pouvaient être à l'origine de ces changements climatiques. Malgré le scepticisme initial d'une partie importante de la communauté scientifique, l'accumulation croissante d'enregistrements paléoclimatiques et la confrontation avec les solutions astronomiques ont largement confirmé depuis, le lien entre les mouvements astronomiques terrestres et les variations climatiques sur des échelles de temps séculaires comprises entre 10^4 et 10^6 années. Cette théorie est aujourd'hui plus communément appelée théorie de Milankovitch.

Depuis une trentaine d'années, les données géologiques issues des sédiments marins collectés au fond des océans permettent d'illustrer la présence d'une alternance marquée entre des périodes glaciaires et des périodes plus chaudes appelées interglaciaires sur les derniers millions d'années. Si l'évolution de certains glaciers terrestres est apparue très sensible aux mouvements astronomiques, certains glaciers comme l'Antarctique ou le Groenland sont trop froids durant toute l'année pour subir une sublimation importante. La température moyenne annuelle à Vostok sur la calotte Antarctique Est est de l'ordre de -57°C permettant une accumulation annuelle actuelle d'environ 2 cm/an qui fut de l'ordre de 1 cm/an au dernier maximum glaciaire terrestre (il y a environ 21 000 ans).

Cette accumulation continue de glace, dont les propriétés dépendent de la composition atmosphérique et donc du climat, permet ainsi l'enregistrement d'archives paléoclimatiques mis récemment à la lumière par les nombreux carottages polaires. Ceux-ci ont aussi confirmé les principales prédictions de la théorie de Milankovitch. Même si l'évolution glaciaire semble, en outre, ponctuée de variations abruptes sur des échelles de temps plus courtes, les cycles glaciaires-interglaciaires apparaissent bien, au premier ordre, comme une réponse graduelle du système climatique au forçage orbital.

Si l'idée de la théorie de Milankovitch semble admise, une des motivations importantes de cette thèse est de savoir si, à l'inverse et de façon paradoxale, les variations climatiques peuvent influencer les paramètres astronomiques planétaires et en particulier son obliquité.

Une grande partie de ce travail est ainsi consacrée à l'étude d'un mécanisme dissipatif appelé "friction climatique" qui est une rétroaction résonante entre les variations de l'obliquité et celles de l'aplatissement planétaire lors de l'alternance de cycles glaciaires.

Si un tel mécanisme a eu un effet important sur les glaciations récentes, alors il a aussi pu affecter l'obliquité terrestre lors de périodes glaciaires antérieures sur l'échelle des temps géologiques. Celles-ci sont relativement rares (probablement environ $\sim 10\%$ de l'histoire terrestre) et des traces de glaciations prolongées ont aussi été retrouvées durant le Permo-Carbonifère (260-340 Ma), l'Ordovicien (430-450 Ma) et le Néoprotérozoïque (750 ± 200 Ma), si l'on se restreint au dernier milliard d'années. Toutefois, si toutes les glaciations récentes présentent des traces de dépôts glaciaires dans les hautes latitudes, caractéristiques d'une obliquité modérée, certains dépôts du Néoprotérozoïque ont été trouvés paradoxalement dans des régions de basses latitudes.

Ces observations inhabituelles ont conduit à des scénarios extrêmes comme l'idée d'une très forte obliquité passée favorisant des glaciations uniquement tropicales en opposition à l'idée récemment proposée d'une Terre complètement englacée ("Snowball Earth"). Pour comprendre l'origine de ces glaciations paradoxales, il apparaît ainsi important de savoir si le mécanisme de friction climatique est capable de ramener l'obliquité terrestre d'une si grande valeur à sa valeur actuelle durant ces glaciations ou si un tel scénario doit être abandonné. D'autres effets dissipatifs comme la friction noyau-manteau ont montré leur incapacité à provoquer une telle décroissance (Néron de Surgy et Laskar, 1997) et notre étude s'inscrit dans la continuité de ce travail.

De façon générale, la détermination de contraintes sur l'histoire générale de l'obliquité terrestre permet de borner les variations d'insolation à la surface de la Terre et par conséquent de donner aussi des contraintes sur les climats du passé. Dans ce contexte, l'étude des propriétés de la friction climatique a été étendue sur l'ensemble des glaciations terrestres du dernier milliard d'années, permettant de compléter les études générales précédemment menées sur les effets dissipatifs pouvant modifier les obliquités planétaires à long terme (Néron de Surgy et Laskar, 1997, Correia *et al.*, 2003, Correia et Laskar, 2003).

Si les variations astronomiques ont montré leur influence sur les variations climatiques terrestres, un tel couplage est a priori susceptible d'affecter l'ensemble des planètes ou des corps possédant une dynamique climatique similaire à celle de la Terre. Bien avant que les sondes planétaires ne soient envoyées sur ou autour de Mars, les observations terrestres avaient déjà révélé la présence de calottes polaires et saisonnières à sa surface. L'astronome français Cassini fut probablement le premier à noter la présence d'une calotte polaire en 1666, avant les premières observations de Huygens (1672), de Maraldi, le neveu de Cassini en 1719 et de Herschel en 1774.

Par analogie avec la Terre, il est supposé que les changements des éléments astronomiques martiens soient aussi à l'origine de variations climatiques à la surface de Mars et entraînent similairement la redistribution des principaux volatiles martiens (CO_2 , poussières, eau) qui participent à la composition des calottes polaires.

Si la succession de missions spatiales depuis Mariner 4 en 1960 jusqu'au lancement récent de la sonde Mars Odyssey a permis de collecter un nombre considérable d'informations sur la nature, la topographie, et le rôle des calottes résiduelles polaires au sein du climat martien, les nombreuses incertitudes sur les mécanismes actuels des cycles saisonniers des volatiles martiens empêchent encore toute prédiction viable sur l'évolution de chacun des cycles pour d'autres conditions orbitales.

La première interrogation naturelle qui résulte de la comparaison avec les calottes terrestres est de savoir si Mars est actuellement dans un "âge glaciaire", c'est à dire si les calottes polaires martiennes suivent aussi une série de cycles glaciaires-interglaciaires avec les variations du forçage astronomique, ou si au contraire, elles évoluent de façon significative sur des échelles de temps supérieures ou plus courtes que les échelles de temps orbitales.

Recueillent-elles par exemple, comme l'Antarctique, progressivement les archives climatiques de la planète sur des échelles de temps supérieures aux périodes astronomiques ou bien subissent-elles des variations notables sur les échelles de temps orbitales ?

Le principal obstacle à cette question réside principalement dans l'absence totale de datations des événements climatiques, résultant de l'absence concrète d'enregistrements paléoclimatiques martiens. On constate que cette problématique est assez proche de celle rencontrée par les géologues lors des premières études paléoclimatiques terrestres qui ne disposaient pas, d'une part d'enregistrements géologiques bien résolus, et d'autre part d'échelle de temps permettant une datation précise.

Une des principales motivations de cette étude provient des travaux de Jacques Laskar et de ses collaborateurs (Laskar, 1988, 1990 ; Laskar *et al.*, 1993a-b ; Laskar et Robutel, 1993) qui ont mis en évidence d'une part le caractère chaotique des orbites des planètes du Système solaire et d'autre part le caractère chaotique de l'obliquité martienne entre 0° et 60° avec des temps caractéristiques de diffusion similaires de l'ordre de 5 Ma. Malgré l'impossibilité résultante de prévoir les variations des éléments orbitaux et axiaux martiens au delà de 10 Ma, ces travaux ont été étendus très récemment par une partie de l'équipe "Astronomie et Systèmes Dynamiques" pour permettre la détermination précise de l'histoire des éléments astronomiques martiens sur les dix derniers Ma. Ces données peuvent, à présent, servir de première brique pour effectuer, comme sur Terre, une datation astronomique des événements climatiques récents.

Un second objectif majeur de cette thèse est donc de chercher en particulier à "dater" l'évolution de la calotte polaire nord et de connaître les échelles de temps caractéristiques de son évolution sur les échelles de temps orbitales. La finalité étant ainsi de comprendre certains aspects de son histoire et de sa formation.

Dans ce contexte, deux méthodes indépendantes ont été utilisées. L'une est basée sur l'analyse détaillée des sédiments polaires en couches martiens exposés dans les crevasses sillonnant la calotte nord et présentant des couches stratifiées d'albédos différents. Ces strates sont interprétées comme un enregistrement des variations climatiques martiennes depuis leurs observations initiales par la sonde Mariner 9 au début des années 70. L'autre méthode cherche à contraindre les temps d'évolution (formation, disparition) de la calotte nord en utilisant la modélisation du cycle de l'eau développé récemment dans les Modèles de Circulation Générale martienne du Laboratoire de Météorologie Dynamique de Paris VI.

Enfin, une motivation complémentaire est la remarquable moisson scientifique collectée par les instruments de la sonde Mars Global Surveyor, en particulier sur le rôle de l'eau dans l'histoire de la surface martienne. Bien qu'actuellement, la surface de Mars soit extrêmement froide et sèche en raison des très faibles valeurs de la pression atmosphérique et de la concentration en vapeur d'eau, l'ensemble des données de la mission MGS suggère que des changements climatiques importants ont pu se produire sur des temps très récents (inférieurs à 10 Ma). Ces données incluent d'une part des signes d'activité fluviale à la surface martienne (vallées fluviales [Figure 1], deltas, paléo-lacs, vallées de débâcle, possibles sédiments lacustres) et d'autre part l'observation de figures glaciaires similaires à

certaines géomorphologies glaciaires terrestres (eskers, ravines, polygônes de dessiccation). Cela pourrait aussi illustrer de manière indirecte une sensibilité de la réponse climatique martienne et peut être des calottes polaires aux variations astronomiques martiennes sur cet intervalle de temps.

L'objectif majeur de cette thèse est ainsi d'étudier certains aspects du couplage entre le forçage astronomique et la réponse paléoclimatique de la Terre et de Mars. Cela nécessite généralement une modélisation de la réponse climatique aux variations orbitales. Dans chacun des cas, on choisira la modélisation qui semblera la plus adaptée au degré d'approximation nécessaire et à la connaissance des processus climatiques sous-jacents. Tout le long de cette thèse, on cherche à mettre aussi en avant les analogies et les différences d'une part entre le forçage astronomique terrestre et martien et d'autre part entre leurs réponses climatiques à la fois dans le domaine temporel et fréquentiel.

Le mémoire de thèse est organisé de la façon suivante :

- Dans un premier chapitre, on décrit les propriétés importantes du forçage orbital terrestre et martien dans l'espace temporel et fréquentiel, en regard des solutions astronomiques récemment développées et des précédents travaux dont ils ont fait l'objet. Après avoir rappelé les principaux aspects historiques associés à la théorie astronomique des paléoclimats terrestres, on cherche à analyser à travers les données géologiques récentes, la nature et les mécanismes de la réponse glaciaire terrestre au forçage orbital, et en particulier aux variations de l'obliquité. L'objectif est de pouvoir modéliser cette réponse lors des glaciations terrestres anciennes à l'échelle des temps géologiques où peu de données sont disponibles.
- Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation et l'estimation des variations temporelles de l'aplatissement terrestre ou martien produits par l'alternance de cycles glaciaires. On décrit en particulier les propriétés et l'effet de l'ajustement visco-élastique en fonction de la structure interne planétaire et des propriétés rhéologiques utilisées. Le formalisme employé permet son utilisation pour n'importe quelle planète tellurique différenciée. On cherche ensuite à estimer pour les différentes périodes glaciaires terrestres sur le dernier milliard d'années, les variations maximales de changement d'aplatissement en fonction des données géologiques disponibles sur la géographie, l'amplitude et la position des glaciations. On met en avant les contraintes et les



FIG. 1: Image à haute résolution d'un système fluvial martien situé aux coordonnées (7.9°N , 205.8°W) au sud de Cerberus Rupes. La largeur de l'image est de l'ordre de 4 km. Elle correspond à l'image M21-01914 de la Mars Orbiter Camera de la sonde MGS. Les vallées indiquent un écoulement d'eau à grande échelle. Le faible nombre d'impacts de cratère sur le lit du "fleuve" indique un âge probablement récent dans l'histoire géologique martienne.

incertitudes présentes. Les deux premiers chapitres donnent ainsi l'ensemble des méthodes et des modèles utilisés par la suite pour l'étude de la friction climatique.

- Dans le troisième chapitre, on étudie en détail le mécanisme de friction climatique. Après avoir estimé, d'un point de vue théorique, son effet sur l'obliquité terrestre, on effectue une étude de la sensibilité aux différents paramètres pour mettre en avant les grandeurs physiques pertinentes du mécanisme. La fin du chapitre reprend l'article "*Climate friction and the Earth's obliquity*" (Levrard et Laskar, *Geophys. J. Int.*, accepté, 2003) dans lequel nous étudions l'impact et les propriétés de la friction climatique durant les dernières grandes glaciations. On montre en particulier qu'elle n'a qu'un impact très faible sur l'obliquité terrestre durant l'intervalle Néoprotérozoïque, rendant très improbable, un scénario de haute obliquité.
- Le chapitre 4 est une généralisation théorique et géométrique de la friction climatique qui permet d'estimer son impact pour n'importe quelle réponse glaciaire (linéaire ou non) ou visco-élastique aux variations d'obliquité. On définit alors un nouveau type de friction climatique appelée "hystérétique" lorsque la réponse glaciaire comporte des sauts abrupts suivis de phénomènes d'hystérésis sur un cycle d'obliquité. Après avoir précisé le rôle du CO₂ dans le climat martien, on applique de façon très simplifiée cette étude aux calottes de CO₂ martiennes en estimant grâce à des modèles thermiques (EBM) à zéro-dimension, la taille de l'hystérésis pour différentes rétroactions positives non-linéaires (transport de chaleur, albédo CO₂-poussière). Puis, en étudiant les propriétés de l'isostasie martienne, on interprète de façon géométrique, la contribution de l'ajustement visco-élastique.
- Le cinquième chapitre est une analyse détaillée de la formation orbitale des dépôts polaires en couches de la calotte martienne nord. Après avoir analysé les propriétés de ces dépôts grâce aux images à haute résolution MOC, on réalise la stratigraphie (profil albédo-hauteur) d'une section de ces dépôts. Après avoir décrit le comportement possible des volatiles martiens (CO₂, eau, poussières) dans d'autres conditions orbitales à partir de l'observation et la connaissance de leurs cycles saisonniers actuels, on présente différents mécanismes de formation orbitaux de ces dépôts. On précise aussi, en insistant sur leurs grandes incertitudes, les estimations actuelles des temps de formation de ces dépôts. L'article publié "*Orbital forcing of the martian polar layered deposits*" (Laskar, J., Levrard, B. and Mustard, J.F., *Nature*, **419**, 375-377, 2002) est ensuite présenté. La stratigraphie précédente est comparée avec les variations des éléments orbitaux martiens pour contraindre au mieux un âge de formation et un temps moyen de déposition de la section étudiée.
- Le sixième chapitre décrit les simulations climatiques du cycle de l'eau martien effectuées pour des hautes obliquités martiennes avec le Modèle de Circulation Générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique. L'objectif est d'étudier la nature de ce cycle pour ces conditions orbitales et plus spécifiquement la stabilité de la calotte polaire nord. Lorsqu'elle est instable, on s'intéresse aux vitesses caractéristiques de transfert et à la position des nouvelles zones stables d'accumulation de l'eau à la surface de Mars. On cherche, par ce biais, à reconstruire une histoire de la calotte nord et étudier sa sensibilité aux variations orbitales.

En conclusion, on fera un bilan de l'étude présente, en précisant ses contributions. On évoquera enfin quelques perspectives dans l'optique d'une compréhension plus approfondie de la formation et de l'évolution des calottes polaires martiennes.

Chapitre 1

Dynamique orbitale et axiale planétaire : relation avec les paléoclimats

Introduction

C'est depuis seulement une trentaine d'années que la théorie astronomique des climats a permis d'établir un lien clair entre les périodicités du forçage orbital et axial planétaire et les périodicités présentes dans la réponse climatique à travers la comparaison entre les solutions astronomiques et les observations géologiques terrestres. Un lien similaire est supposé pour les variations climatiques martiennes mais l'absence d'enregistrements paléoclimatiques n'a pas permis jusqu'à présent de tester véritablement une telle hypothèse.

Dans ce chapitre majoritairement introductif, on cherche d'une part à comparer et analyser les propriétés du forçage orbital terrestre et martien dans le domaine temporel et fréquentiel et d'autre part à décrire comment les observations géologiques terrestres ont permis, et permettent, d'interpréter actuellement cette théorie.

Dans un premier temps, on rappelle brièvement les principaux résultats concernant les mouvements séculaires orbitaux et axiaux planétaires en insistant sur la dynamique des obliquités planétaires, qui sera au centre du phénomène de friction climatique.

Après avoir rappelé quelques éléments historiques de la théorie astronomique des climats, on cherche à comprendre, dans un deuxième temps, les propriétés de la réponse glaciaire au forçage astronomique à travers l'ensemble des données géologiques terrestres récentes, l'objectif étant de modéliser la réponse glaciaire lors de glaciations terrestres plus anciennes pour lesquelles peu de données sont disponibles. En outre, certains problèmes importants posés par la théorie de Milankovitch sur les périodes récentes sont aussi présentés et discutés.

Enfin, dans un troisième temps, on s'intéresse plus spécifiquement à la réponse des glaces continentales aux seules variations d'obliquité sur les glaciations récentes du Pliocène-Pléistocène ($\sim 0-3$ Ma) directement à partir des données paléoclimatiques. On la compare alors avec la réponse donnée par les modèles utilisés, pour discuter de la capacité de ces modèles à simuler, par la suite, le phénomène dissipatif de friction climatique.

1.1 Dynamique orbitale planétaire

1.1.1 Éléments elliptiques

Pour décrire de façon simple les principales propriétés de la dynamique orbitale planétaire, on se place dans un premier temps, dans le cas d'une planète ponctuelle. Ceci permet de négliger ses mouvements propres de rotation.

Durant un temps court, le mouvement d'une planète (J) suit une ellipse keplérienne de demi-grand axe a et d'excentricité e , dont le Soleil occupe un des foyers. Pour repérer l'évolution planétaire, six paramètres sont généralement nécessaires (position-vitesse), mais il est plus adapté, en mécanique céleste, d'utiliser les coordonnées elliptiques définies sur la figure 1.1. Celles-ci repèrent l'orientation de l'orbite par rapport à un plan de référence Π (pour l'instant fixe) et une direction de référence Ox . Cette dernière direction est traditionnellement choisie, pour une planète isolée, comme la position de l'équinoxe de printemps (γ_0) (ou point vernal, défini comme l'intersection entre le plan équatorial planétaire et son plan orbital) sur le plan de référence. Celui-ci est généralement choisi comme le plan orbital planétaire à une époque donnée ou comme un plan invariant du Système solaire. L'orientation spatiale de l'ellipse est donnée par son inclinaison i , par la longitude du nœud Ω qui repère la position du nœud ascendant N par rapport à la direction de référence Ox , et par la longitude du périhélie $\varpi = \omega + \Omega$ où ω est l'argument du périhélie repéré par rapport au nœud orbital N . La position de la planète sur cette ellipse est donnée par la longitude moyenne $\lambda = M + \varpi$ où M est l'anomalie moyenne (un angle proportionnel à l'aire engendrée par la trajectoire elliptique, d'après la troisième loi de Kepler).

Les six coordonnées elliptiques sont alors définies par le sextuplet $(a, e, i, \lambda, \varpi, \Omega)$. Pour une orbite elliptique non perturbée (problème des deux corps), tous les éléments elliptiques sont constants à l'exception de la longitude moyenne λ dont l'évolution est simplement linéaire avec le temps.

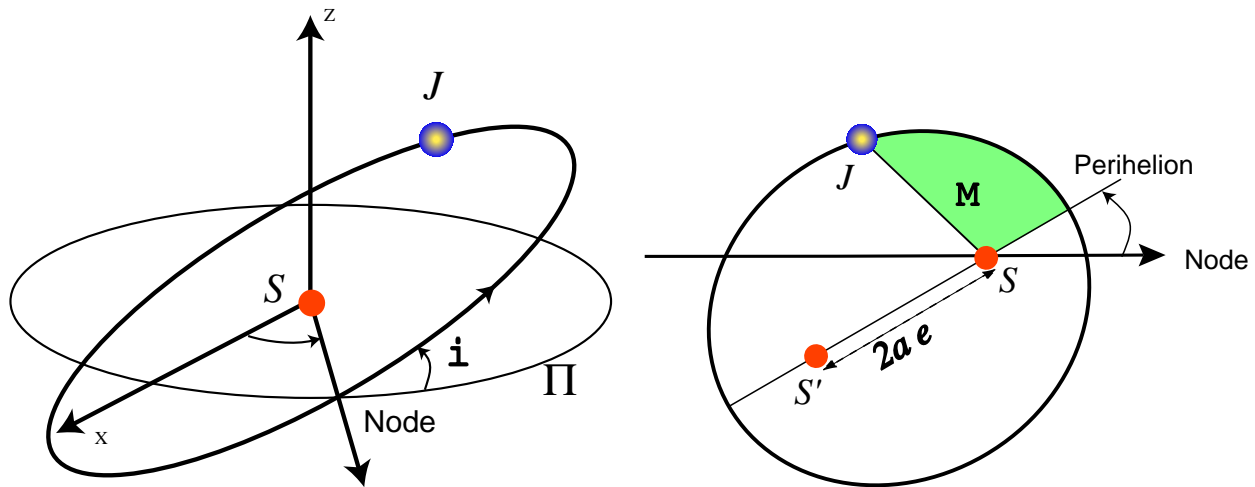


FIG. 1.1: Éléments elliptiques.

1.1.2 Fréquences fondamentales du Système solaire et chaos orbital

L'ensemble des perturbations gravitationnelles créées par les autres corps planétaires du Système solaire provoque une variations lente des éléments elliptiques, qui étaient constants pour une orbite non perturbée. La recherche de l'amplitude et de l'effet de ces perturbations mutuelles a été historiquement

à la base du développement des nombreuses méthodes aujourd'hui classiques de la mécanique céleste. Les principales motivations associées à ces travaux étaient l'étude de l'évolution à long terme du Système solaire et sa stabilité globale. Une description historique et didactique de ces avancées pourra être trouvée dans (Laskar, 1989, 1990, 1992, 1996).

Laplace (1772), Lagrange (1776) puis Poisson (1809) démontrèrent respectivement au premier ordre et au deuxième ordre des masses planétaires que les variations du demi grand-axe a demeurent toujours très faibles. A l'inverse, toutes les autres variables elliptiques sont sujettes à des variations plus ou moins régulières, dont les périodes dites séculaires sont de l'ordre de 10^4 à 10^6 années. Ce sont ces périodes qui joueront un rôle important dans les cycles climatiques.

Lagrange et Laplace (1784) montrèrent qu'au premier ordre des masses planétaires, des excentricités et des inclinaisons, l'évolution des grandeurs $z_j = e_j e^{\sqrt{-1}\omega_j t}$ et $\zeta_j = \sin(i_j/2) e^{\sqrt{-1}\Omega_j t}$ pour chaque planète J suit un système d'équations différentielles du premier ordre dont les valeurs propres sont réelles et distinctes. Les solutions du système séculaire linéarisé sont des expressions périodiques de la forme

$$z_i = \sum_{j=1}^k \alpha_{ij} e^{\sqrt{-1}g_j t} \quad (1.1)$$

$$\zeta_i = \sum_{j=1}^k \beta_{ij} e^{\sqrt{-1}s_j t}, \quad (1.2)$$

où α_{ij} et β_{ij} sont des nombres complexes et k , le nombre de planètes. Les fréquences g_j et s_j ont été alors appelées fréquences séculaires du Système solaire. Dans ce contexte, les inclinaisons et les excentricités sont uniquement sujettes à de faibles variations autour de leurs valeurs moyennes, tandis que les orbites subissent à la fois une précession de leur périhélie, correspondant à une rotation lente de leur orbite sur son plan orbital et une précession du nœud, correspondant à une rotation du plan de l'orbite dans l'espace. Les solutions z_i et ζ_i sont, à cet ordre, découplées et indépendantes. Par la suite, les solutions de l'évolution à long terme du Système Solaire furent améliorées en tenant compte de termes d'ordre supérieur, non pris en compte par Laplace, mais la notion de fréquences fondamentales séculaires fut conservée, comme les fréquences propres du système séculaire linéarisé. Les développements liés à la construction progressive du problème séculaire du Système solaire pour les huit planètes principales (excepté Pluton) est décrite dans (Laskar, 1986, 1988, 1990).

En réduisant le problème planétaire au problème séculaire, mais à des ordres de développement perturbatif plus élevés, Laskar (1989, 1990) a montré numériquement que le mouvement du Système solaire est chaotique avec un temps caractéristique de diffusion de l'ordre de 5 Ma. Ce comportement résulte de l'interaction de multiples résonances entre les mouvements de précession des orbites des planètes telluriques (Laskar, 1990). Le chaos orbital affecte peu les grosses planètes externes. S'il s'avère possible de construire des solutions précises pour le mouvement des planètes telluriques sur une durée de ~ 30 Ma, il paraît illusoire de rechercher de telles éphémérides au delà de ~ 100 Ma. Une simple erreur de 15 m sur la position actuelle de la Terre atteindrait en effet 150 Mkm après 100 Ma. Une conséquence notable du chaos orbital est une diffusion sensible des fréquences fondamentales au cours du temps (voir Laskar, 1989, 1990). On verra, par la suite, que ces propriétés ont des incidences importantes sur les études paléoclimatiques à l'échelle des temps géologiques.

Les fréquences fondamentales s_j et g_j du Système solaire moyennées sur 20 Ma et calculées à partir de la solution orbitale La90 (Laskar, 1990) sont indiquées dans la tableau 1.1. Ces fréquences étant les valeurs propres d'une matrice 16×16 couplant les mouvements de l'ensemble des planètes, elles ne peuvent être strictement associées à une planète particulière. Il est toutefois courant d'affecter à chaque fréquence le numéro de la planète qui fournit la contribution la plus importante (par exemple g_3 et

	ν ("/>an)	periode (ans)		ν ("/>an)	periode (ans)
g_1	5.596	231 000	s_1	-5.618	230 000
g_2	7.456	174 000	s_2	-7.080	183 000
g_3	17.365	74 600	s_3	-18.851	68 700
g_4	17.916	72 300	s_4	-17.748	73 000
g_5	4.249	305 000	s_5	0.000	-
g_6	28.221	45 900	s_6	-26.330	49 200
g_7	3.089	419 000	s_7	-3.005	431 000
g_8	0.667	1 940 000	s_8	-0.692	1 870 000

TAB. 1.1: **Fréquences fondamentales séculaires du Système solaire (Pluton excepté)**. Ces valeurs sont les valeurs *moyennes* obtenues sur 20 Ma à partir de la solution La90. Pour les planètes intérieures, les fréquences peuvent changer significativement avec le temps à cause de la diffusion chaotique (voir section 1.3)

s_3 correspondent à la Terre, g_4, s_4 à Mars, ...). Toutes les fréquences g_j sont positives tandis que les fréquences s_j sont négatives indiquant des précessions du périhélie et du nœud de sens opposés. Elles varient typiquement entre 70 000 ans et 250 000 ans pour les planètes internes. Pour des développements perturbatifs élevés du problème séculaire, les termes non-linéaires des interactions mutuelles couplent les variables z_i et ζ_i . Des combinaisons linéaires des fréquences fondamentales s_j et g_j apparaissent alors dans les fréquences propres du système séculaire.

1.2 Dynamique conservative des obliquités planétaires

L'étude ultérieure des variations et des propriétés climatiques à la surface planétaire nécessite la prise en compte de son caractère non ponctuel pour permettre le repérage d'un point à sa surface. Dans ce contexte, la détermination, non seulement de la position de la planète sur son orbite, mais aussi de son orientation dans l'espace est requise. Cette orientation est liée à la dynamique rotationnelle planétaire. De façon générale, celle-ci dépend à la fois des propriétés dynamiques du corps planétaire libre et de l'influence des perturbations des autres planètes. Les mouvements de rotation planétaire et en particulier de l'obliquité seront traités ici dans le cadre d'une planète rigide. De plus, on suppose qu'aucun effet dissipatif ne vient perturber la rotation planétaire.

1.2.1 Rotation d'un corps rigide

La dynamique rotationnelle d'un corps solide dépend principalement de la distribution et de la répartition des masses planétaires. Une mesure de cette distribution est donnée par le tenseur d'inertie qui fournit le lien entre le vecteur vitesse de rotation instantanée et le moment cinétique. Les neuf coefficients du tenseur d'inertie sont classiquement :

$$I_{ij} = \iiint_{\mathcal{V}} \rho(\mathbf{r})(r^2 \delta_{ij} - x'_i x'_j) d\mathcal{V} \quad (1.3)$$

où les x'_i sont les coordonnées cartésiennes dans un repère fixe lié à la planète, $\rho(\mathbf{r})$ la masse volumique au point \mathbf{r} et où

$$r^2 = \sum_{i=1}^3 x_i'^2. \quad (1.4)$$

Le tenseur d'inertie étant symétrique, il est toujours possible de choisir une base dans laquelle le tenseur est diagonal. Soit $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ la base de vecteurs propres associée, le tenseur d'inertie $\tilde{\mathbf{I}}$ s'écrira simplement dans cette base :

$$\tilde{\mathbf{I}} = \begin{pmatrix} A & 0 & 0 \\ 0 & B & 0 \\ 0 & 0 & C \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

où A , B et C sont les moments principaux d'inertie. Dans le reste de ce chapitre, ces quantités seront supposées constantes. On supposera, en outre, par la suite que

$$A \leq B < C. \quad (1.6)$$

Les vecteurs \mathbf{i} et \mathbf{k} portent ainsi respectivement l'axe d'inertie minimale et maximale. On supposera par la suite que la distribution de masse ne dépend que de la distance au centre de masse. Si la planète est un ellipsoïde, les axes principaux d'inertie sont alors confondus avec ses axes de symétrie.

En outre, pour une planète non homogène, on caractérise usuellement les variations radiales de densité, engendrées par la stratification interne planétaire, par la constante \mathcal{K} appelée "constante de structure" ou "facteur de condensation" et définie par :

$$\mathcal{K} = \frac{C}{MR^2}, \quad (1.7)$$

où R est le rayon planétaire moyen et M , la masse de la planète.

Dans la base des vecteurs propres $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$, si la vitesse de rotation angulaire $\boldsymbol{\omega}$ de norme ω est décomposée suivant :

$$\boldsymbol{\omega} = \omega_1 \mathbf{i} + \omega_2 \mathbf{j} + \omega_3 \mathbf{k}, \quad (1.8)$$

le moment angulaire \mathbf{L} s'écrit :

$$\mathbf{L} = \tilde{\mathbf{I}} \cdot \boldsymbol{\omega} = A\omega_1 \mathbf{i} + B\omega_2 \mathbf{j} + C\omega_3 \mathbf{k}. \quad (1.9)$$

Une autre mesure indirecte et une conséquence de la distribution de masse planétaire qui nous servira par la suite est le potentiel gravitationnel créée par celle-ci. Soit une particule test située à l'extérieur de la planète à la distance r du centre de masse et repérée par ces coordonnées sphériques (r, Θ, ϕ) , celle-ci subit un potentiel gravitationnel qui peut être décomposé en harmoniques sphériques (e.g. Yoder, 1995) :

$$V(r, \Theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} V_n(r, \Theta, \phi), \quad (1.10)$$

où

$$V_n(r, \Theta, \phi) = -\frac{GM}{R} \left(\frac{r}{R}\right)^{-(n+1)} \sum_{m=0}^n \Lambda_{nm}(\Theta, \phi) \quad (1.11)$$

avec

$$\Lambda_{nm}(\Theta, \phi) = P_{nm}(\cos \Theta)(C_{nm} \cos m \phi + S_{nm} \sin m \phi). \quad (1.12)$$

Les fonctions P_{nm} sont les polynômes de Legendre et les coefficients de Stokes (C_{nm}, S_{nm}) sont des fonctions de la distribution de masse interne. Un point important est que si la base des coordonnées sphériques est confondue avec la base diagonale des moments d'inertie principaux, il n'y a que deux coefficients de Stokes de degré 2 non nuls J_2 et $J_{2,2}$ telle que l'harmonique de degré 2 du potentiel prenne la forme :

$$V_2(r, \Theta, \phi) = V_{2,0}(r, \Theta, \phi) + V_{2,2}(r, \Theta, \phi) \quad (1.13)$$

où

$$V_{2,0}(r, \Theta, \phi) = \frac{G M R^2}{r^3} J_2 P_{2,0}(\cos \Theta) \quad (1.14)$$

$$V_{2,2}(r, \Theta, \phi) = - \frac{G M R^2}{r^3} J_{2,2} P_{2,2}(\cos \Theta) \cos 2\phi. \quad (1.15)$$

Les coefficients J_2 et $J_{2,2}$ sont reliés aux moments d'inertie principaux par :

$$J_2 = \frac{2C - (A + B)}{2 M R^2} \quad (1.16)$$

$$J_{2,2} = \frac{B - A}{4 M R^2}, \quad (1.17)$$

qui donnent une mesure respective de l'aplatissement planétaire et de l'aplatissement axisymétrique.

1.2.2 Equations de la précession planétaire

Le cadre de base étant celui d'une dynamique conservative, il est naturel de chercher à établir les équations du mouvement à partir d'une description hamiltonienne de la dynamique rotationnelle.

Variables d'Andoyer

Les variables indépendantes les plus utilisées pour décrire habituellement le mouvement d'un corps rigide sont les angles d'Euler. Ils expriment de façon intuitive les mouvements de nutation, de rotation propre et de précession d'un solide par rapport à un repère inertiel (e.g. Goldstein, 1980). Cependant, l'utilisation de ces variables pour une étude hamiltonienne présente un inconvénient important : les moments conjugués de ces angles ne sont pas des quantités physiques très intuitives. On introduit donc un autre type de variables, les variables d'Andoyer qui, en étant canoniques, sont plus adaptées au problème. De plus, ces nouvelles variables confèrent au problème de la rotation des corps, une structure très voisine du problème de la révolution de ces mêmes corps en coordonnées elliptiques. La description complète de ces variables est donnée dans Andoyer (1923) et Kinoshita (1972). Toutefois, sans aucune autre approximation, la manipulation des six variables reste assez délicate.

Sur les échelles de temps séculaires qui nous intéressent, il est légitime de faire l'approximation appelée communément gyroscopique pour laquelle la vitesse de précession planétaire est très petite devant la vitesse de rotation propre planétaire. Dans le même temps, on supposera que la vitesse de nutation est aussi petite devant la vitesse angulaire de rotation propre.

Ces hypothèses permettent de simplifier fortement le problème posé, en retirant deux des six degrés de liberté nécessaires à la détermination complète de la dynamique rotationnelle planétaire. La définition des quatre variables réduites d'Andoyer est donnée sur la figure 1.2.

Le vecteur \mathbf{k} donne la direction du moment d'inertie principal qui, par définition, est perpendiculaire au plan équatorial. La définition des paramètres de rotation est liée aux paramètres orbitaux planétaires définis à la section 1.1. Le point γ_0 représente la direction fixe de l'équinoxe de printemps à la date de référence (J_{2000} par exemple) dans le plan de l'écliptique fixe de référence E_{c_0} . Le plan équatorial correspondant E_{q_0} n'est pas indiqué sur la figure. Le point vernal γ mobile de la date t est donné par l'intersection entre les plans moyens équatoriaux E_{q_t} et orbitaux E_{c_t} . Il permet de repérer l'orientation planétaire par rapport au plan orbital. On appellera à nouveau $\Omega = \gamma_0 N$ la longitude du nœud ascendant N de l'écliptique moyen E_{c_t} sur l'écliptique E_{c_0} , repérée par rapport à l'équinoxe de référence

γ_0 . On appelle $(\mathbf{I}, \mathbf{J}, \mathbf{K})$ une base de référence de l'écliptique E_{c_t} , \mathbf{K} portant la normale à l'écliptique et \mathbf{I} la direction du nœud N.

De façon générale, l'**obliquité planétaire** ε est strictement définie par l'angle entre le moment principal d'inertie et la normale à l'écliptique \mathbf{K} . On peut montrer que l'approximation gyroscopique permet de confondre au premier ordre la direction du moment cinétique angulaire \mathbf{L} et celle du moment d'inertie principal \mathbf{k} . Dans ce contexte, l'obliquité peut être aussi définie par l'angle entre le moment cinétique de rotation (confondue aussi au premier ordre avec l'axe de rotation) et le vecteur \mathbf{K} . Les variables réduites d'Andoyer adaptées à la définition du spin sont alors :

- $L = C\omega$, le module du moment angulaire avec $\mathbf{L} = L\mathbf{k}$.
- $X = \mathbf{L} \cdot \mathbf{K}$, la composante de \mathbf{L} sur la normale à l'écliptique. Dans le cadre de l'approximation gyroscopique $X \simeq L \cos \varepsilon = C\omega \cos \varepsilon$.

et leurs variables conjuguées respectives :

- θ , l'angle sidéral moyen, c'est-à-dire l'angle entre l'équinoxe γ et la direction de l'axe d'inertie minimale. Il décrit la rotation propre planétaire.
- $-\psi$, ψ étant l'angle de précession générale : $\psi = -\gamma_0 N - N\gamma$. Quand l'écliptique E_{c_t} est fixe, les variations de l'angle $N\gamma$ décrivent la précession de l'équateur planétaire sur son écliptique autour de l'axe \mathbf{K} . Cet angle est communément appelé l'angle de précession.

On ajoute ainsi l'adjectif "générale" pour la précession pour tenir compte du mouvement de E_{c_t} par rapport à E_{c_0} . Les équations canoniques du mouvement sont alors données par les équations d'Hamilton

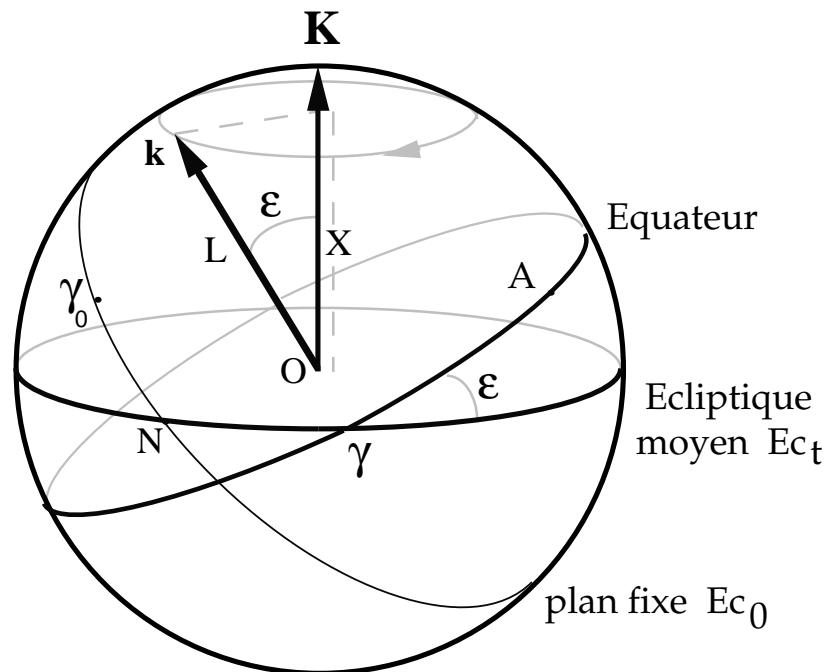


FIG. 1.2: **Variables canoniques réduites d'Andoyer.** Le vecteur \mathbf{L} définit le moment cinétique de rotation, X sa projection sur l'axe porté par \mathbf{K} , et leurs deux angles conjugués sont respectivement : l'angle sidéral moyen θ , angle entre la direction OA d'inertie minimale dans le plan de l'équateur et la direction du point vernal γ , et l'angle de précession générale $\psi = \gamma N + N \gamma_0 = \gamma N - \Omega$. La direction de γ_0 est dans un plan fixe E_{c_0} , et celle de γ se situe dans le plan orbital (ou écliptique) moyen E_{c_t} de la date t .

à partir du hamiltonien $H = T + U$:

$$\begin{cases} \frac{dL}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \theta} \\ \frac{dX}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \psi} \\ \frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial H}{\partial L} \\ \frac{d\psi}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial X} \end{cases}, \quad (1.18)$$

où T est l'énergie cinétique et U l'énergie potentielle totale planétaire.

Mouvement de précession en l'absence de perturbations planétaires

Pour isoler certaines propriétés importantes de la rotation planétaire, on suppose dans cette partie que les autres planètes ne perturbent pas le plan orbital planétaire, laissant invariant l'écliptique E_{ct} . Sur les échelles de temps considérées, les grandeurs évoluant sur des périodes de temps plus rapides (période de rotation propre, période de révolution) pourront être moyennées.

Du fait de l'approximation gyroscopique, la totalité du moment cinétique est affectée à la rotation propre de la planète autour de l'axe principal d'inertie. L'énergie cinétique de rotation s'écrit alors :

$$T = \frac{1}{2} \mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\omega} \simeq \frac{1}{2} C \omega^2 = \frac{L^2}{2C}. \quad (1.19)$$

La dernière expression est déjà exprimée dans les variables d'Andoyer.

Les seules contributions associées à l'énergie potentielle proviennent du couple gravitationnel exercé par le Soleil et les satellites sur le bourrelet équatorial planétaire. Dans le cas terrestre, l'influence de la Lune est fondamentale, tandis que l'effet de Deimos et Phobos sur la rotation martienne est négligeable devant l'action du Soleil. L'expression de l'énergie potentielle gravitationnelle due au Soleil et moyennée sur une "révolution solaire" et sur une période de rotation planétaire est donnée par (e.g. Néron de Surgy et Laskar, 1997) :

$$\bar{U}_{\odot} = -\frac{3Gm_{\odot}C}{4a_{\odot}^3} (1 - e_{\odot}^2)^{-3/2} E_d \cos^2 \varepsilon \quad (1.20)$$

$$= -\frac{3Gm_{\odot}C}{4a_{\odot}^3} (1 - e_{\odot}^2)^{-3/2} E_d \frac{X^2}{L^2}, \quad (1.21)$$

où a_{\odot} est le demi-grand axe de l'orbite, e_{\odot} son excentricité, m_{\odot} la masse solaire et où

$$E_d = \frac{C - (A + B)/2}{C} \quad (1.22)$$

est l'ellipticité dynamique planétaire qui est une autre mesure de l'aplatissement planétaire. L'expression de la contribution d'un satellite est similaire à celle du Soleil mais intègre l'inclinaison supplémentaire de l'orbite du satellite par rapport au plan orbital planétaire. A nouveau, moyennée sur une période de révolution satellitaire et de rotation propre planétaire, l'énergie potentielle gravitationnelle peut s'écrire :

$$\bar{U}_s = -\frac{Gm_s C}{4a_s^3} (1 - e_s^2)^{-3/2} \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 i_s\right) E_d \left(3 \frac{X^2}{L^2} - 1\right), \quad (1.23)$$

avec les mêmes notations que précédemment que dans (1.20), adaptées au satellite noté (s).

Le hamiltonien complet du mouvement moyen de rotation s'obtient en additionnant chacune des contributions calculées précédemment. Dans le cas d'une planète avec un satellite (comme la Terre ou Mars), on a, à partir des expressions (1.19), (1.20) et (1.23) :

$$\overline{H} = T + \overline{U}_\odot + \overline{U}_s \quad (1.24)$$

soit

$$\overline{H} = \frac{L^2}{2C} - \frac{\alpha X^2}{2L} \quad (1.25)$$

où α est appelée la constante de précession et s'écrit :

$$\alpha = \frac{3}{2} \frac{\bar{n}^2}{\omega} E_d \quad (1.26)$$

avec

$$\bar{n}^2 = G \left[\frac{m_\odot}{(a_\odot \sqrt{1 - e_\odot^2})^3} + \frac{m_s}{(a_s \sqrt{1 - e_s^2})^3} (1 - \frac{3}{2} \sin^2 i_s) \right]. \quad (1.27)$$

Les équations du mouvement sont alors celles du mouvement d'une toupie libre, calculées à partir de l'expression (1.18) :

$$\begin{cases} \frac{dL}{dt} = 0 \\ \frac{dX}{dt} = 0 \\ \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{L}{C} + \frac{\alpha X^2}{2L^2} \\ \frac{d\psi}{dt} = \alpha \frac{X}{L} = \alpha \cos \varepsilon \end{cases} \quad (1.28)$$

La première égalité implique l'invariance de la vitesse de rotation planétaire ω . L'angle sidéral moyen θ ne nous intéresse pas puisqu'il a été éliminé du hamiltonien. Par ailleurs, les perturbations planétaires (que l'on estimera dans la section suivante) n'affecteront pas dL/dt . On se restreint donc au système à un degré de liberté :

$$\begin{cases} \frac{dX}{dt} = 0 = C\omega \frac{d\varepsilon}{dt} \\ \frac{d\psi}{dt} = \alpha \frac{X}{L} = \alpha \cos \varepsilon \end{cases} \quad (1.29)$$

L'obliquité ε et par conséquent $\dot{\psi}$ sont donc des grandeurs constantes. On constate ainsi, qu'en considérant le plan orbital comme fixe, le principal mouvement séculaire de l'axe de rotation planétaire est un mouvement de précession autour de la normale au plan orbital. Ce mouvement de "toupie" a été déjà observée depuis l'Antiquité (en particulier par Hipparque au II^e siècle av. J-C.). Il fut ensuite clairement identifié par d'Alembert en 1749 pour la Terre. Sa vitesse de parcours du cône ou vitesse de précession $\alpha \cos \varepsilon$ est d'environ 50 secondes d'arc par an (ou "/an) dans le sens rétrograde, ce qui correspond à une période voisine de 25 800 ans. L'absence de satellite massif et l'éloignement plus important de Mars engendre une vitesse de précession de l'ordre de seulement 7.6 secondes d'arc par an soit une période de $\sim 170\,000$ ans. On notera que la vitesse de précession est proportionnelle à l'ellipticité dynamique planétaire.

Equations générales de la précession planétaire

On considère à présent l'influence gravitationnelle des autres planètes sur les mouvements orbitaux planétaires. Le plan de l'écliptique E_{c_t} est alors mobile et un référentiel lié à ce plan n'est pas un référentiel inertiel. Kinoshita (1977), Laskar (1986, 1996) et Néron de Surgy et Laskar (1997) montrent que le nouvel hamiltonien du système peut s'écrire sous la forme $\mathcal{H} = H + T_e$ où T_e représente l'énergie cinétique d'entraînement correspondante, et s'exprime comme :

$$T_e = \left[X(1 - \cos i) - L\sqrt{1 - (X/L)^2} \sin i \cos(\Omega + \psi) \right] \frac{d\Omega}{dt} - L\sqrt{1 - (X/L)^2} \sin(\Omega + \psi) \frac{di}{dt}. \quad (1.30)$$

Cette énergie dépend à la fois de la rotation planétaire et du mouvement du plan orbital à travers les variations de l'inclinaison i et du noeud Ω . Les solutions numériques de i , Ω , di/dt et $d\Omega/dt$ sont fournies par l'évolution temporelle des variables q , p , \dot{q} et \dot{p} , les variables q et p étant définies par :

$$q = \sin(i/2) \cos \Omega \quad (1.31)$$

$$p = \sin(i/2) \sin \Omega. \quad (1.32)$$

On pose alors les fonctions (Laskar, 1986) :

$$\mathcal{A}(t) = \frac{2}{\sqrt{1 - p^2 - q^2}} [\dot{q} + p(q\dot{p} - p\dot{q})] \quad (1.33)$$

$$\mathcal{B}(t) = \frac{2}{\sqrt{1 - p^2 - q^2}} [\dot{p} - q(q\dot{p} - p\dot{q})] \quad (1.34)$$

$$\mathcal{C}(t) = q\dot{p} - p\dot{q}, \quad (1.35)$$

soit

$$\mathcal{A}(t) = \cos \Omega \frac{di}{dt} - \sin i \sin \Omega \frac{d\Omega}{dt} \quad (1.36)$$

$$\mathcal{B}(t) = \sin \Omega \frac{di}{dt} + \sin i \cos \Omega \frac{d\Omega}{dt} \quad (1.37)$$

$$\mathcal{C}(t) = \frac{1 - \cos i}{2} \frac{d\Omega}{dt}, \quad (1.38)$$

qui dépendent uniquement de l'effet des perturbations planétaires sur le mouvement du plan orbital. En particulier, pour de faibles inclinaisons, on a :

$$\mathcal{A}(t) + \sqrt{-1}\mathcal{B}(t) \simeq \frac{di}{dt} e^{\sqrt{-1}\Omega}, \quad (1.39)$$

dont les variations dépendent principalement des changements de l'inclinaison planétaire. La fonction $\mathcal{C}(t)$ n'est que du deuxième ordre en inclinaison.

Combinant (1.30) et (1.37), on obtient (Néron de Surgy et Laskar, 1997) :

$$T_e = 2\mathcal{C}(t)X - L\sqrt{1 - (X/L)^2} [\mathcal{A}(t) \sin \psi + \mathcal{B}(t) \cos \psi]. \quad (1.40)$$

Les équations canoniques conservatives pour la précession planétaire sont alors données par :

$$\begin{cases} \frac{dX}{dt} = \frac{\partial \overline{\mathcal{H}}}{\partial \psi} \\ \frac{d\psi}{dt} = -\frac{\partial \overline{\mathcal{H}}}{\partial X} \end{cases} \quad (1.41)$$

où $\overline{\mathcal{H}} = \overline{H} + T_e$, c'est-à-dire :

$$\begin{cases} \frac{dX}{dt} = -L\sqrt{1 - (X/L)^2} [\mathcal{A}(t) \cos \psi - \mathcal{B}(t) \sin \psi] \\ \frac{d\psi}{dt} = \alpha \frac{X}{L} - \frac{X}{L\sqrt{1 - (X/L)^2}} [\mathcal{A}(t) \sin \psi + \mathcal{B}(t) \cos \psi] - 2\mathcal{C}(t) \end{cases} \quad (1.42)$$

Il s'agit d'un système à un degré de liberté perturbé par les mouvements conjugués de l'inclinaison et du nœud à travers les variations temporelles des fonctions \mathcal{A} , \mathcal{B} et \mathcal{C} .

1.2.3 Interprétation et conséquences dynamiques

Pour interpréter et cerner la dynamique des obliquités planétaires, l'équation (1.42) est ici réécrite dans les variables non canoniques (ψ, ε) grâce à $X = C\omega \cos \varepsilon = L \cos \varepsilon$. On obtient alors :

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon}{dt} = \mathcal{A}(t) \cos \psi - \mathcal{B}(t) \sin \psi \\ \frac{d\psi}{dt} = \alpha \cos \varepsilon - (\tan \varepsilon)^{-1} [\mathcal{A}(t) \sin \psi + \mathcal{B}(t) \cos \psi] - 2\mathcal{C}(t) \end{cases} \quad (1.43)$$

En l'absence de perturbations planétaires, on retrouve l'invariance de l'obliquité et de la vitesse de précession

$$\dot{\psi} = \alpha \cos \varepsilon = \alpha \cos \bar{\varepsilon} = p_0 = \text{constante}. \quad (1.44)$$

Dans ce cas, l'angle de précession suit une évolution linéaire $\psi(t) = p_0 \times t + \psi_0$.

Dynamique régulière

Bien que les mouvements orbitaux soient chaotiques, une interprétation qualitative du comportement de l'obliquité et de l'interaction entre les fréquences mises en jeu peut être effectuée en approximant le forçage planétaire $\mathcal{A}(t) + \sqrt{-1}\mathcal{B}(t)$ par une approximation quasi périodique sur un temps fini de la forme (Laskar et Robutel, 1993) :

$$\mathcal{A}(t) + \sqrt{-1}\mathcal{B}(t) \simeq \sum_k a_k e^{\sqrt{-1}(\sigma_k t + \theta_k)}. \quad (1.45)$$

D'après la section 1.1, les fréquences σ_k présentes sont en première approximation des combinaisons linéaires des fréquences fondamentales s_k et g_k du Système solaire séculaire (voir Laskar, 1990).

D'après (1.43) et (1.45), les variations de l'obliquité s'écrivent alors :

$$\dot{\varepsilon} = \sum_k a_k \cos(\sigma_k t + \psi + \theta_k). \quad (1.46)$$

En supposant, au premier ordre, une vitesse de précession p_0 constante et éloignée des fréquences σ_k du forçage externe, la relation (1.46) s'intègre analytiquement suivant :

$$\varepsilon(t) = \bar{\varepsilon} + \sum_k \frac{a_k}{p_0 + \sigma_k} \cos[(p_0 + \sigma_k)t + \theta_k - \pi/2] \quad (1.47)$$

où $\bar{\varepsilon}$ est la valeur moyenne de l'obliquité.

Une conséquence majeure est donc que les perturbations planétaires provoquent des petites oscillations de l'obliquité aux fréquences $p_0 + \sigma_k$. On notera, pour la suite, que ces fréquences dépendent indirectement de la distribution de masse planétaire à travers la vitesse de précession p_0 qui est proportionnelle à l'ellipticité dynamique.

D'après (1.46), l'argument $(\sigma_k t + \psi + \theta_k)$ peut être rapide ou lent, suivant la proximité des fréquences orbitales σ_k avec la vitesse de précession $d\psi/dt$. Lorsque ces deux fréquences sont très voisines, une résonance spin-orbite se produit, marquée par l'apparition de petits diviseurs dans l'expression (1.47). Une théorie linéaire n'est alors plus valide.

Dans les années 70, Ward avait montré, à l'aide d'un modèle intégrable très simple, qu'il suffisait qu'une seule combinaison de fréquences fondamentales soit proche de l'opposé de la fréquence de précession pour qu'une résonance se produise, et conduise à une nette amplification de l'oscillation de l'obliquité. Il a ainsi montré que Mars subissait de fortes variations d'obliquité de l'ordre de $\pm 10^\circ$ autour de sa valeur moyenne $\sim 25^\circ$ (Ward, 1974, Ward, 1979a-b, Ward et Rudy, 1991) et que, pour certaines valeurs du demi-grand axe lunaire différentes de la valeur actuelle, l'obliquité de la Terre subirait elle aussi une excitation conséquente (Ward, 1982). Cependant, ces modèles ne considéraient qu'une résonance isolée, capable d'augmenter l'amplitude des oscillations de l'obliquité, mais ne mettant pas le chaos en évidence. Si plusieurs fréquences orbitales sont voisines de la vitesse de précession, un recouvrement des résonances peut se produire et conduire à des variations chaotiques de l'obliquité planétaire (voir Laskar *et al.*, 1993a et Laskar et Robutel, 1993).

Ces propriétés sont bien visibles sur le spectre de la fonction de forçage orbital $\mathcal{A}(t) + \sqrt{-1}\mathcal{B}(t)$ tracé pour chacune des planètes du Système solaire sur la figure 1.5.

A l'inverse des planètes géantes, la large étendue spectrale associée au forçage orbital des planètes telluriques favorise de tels recouvrements et la diffusion sur une trajectoire chaotique. Pour la Terre et une obliquité proche de 23.44° , la figure 1.3 montre que l'importante vitesse de précession terrestre proche de $50''/\text{an}$, est éloignée des fréquences de forçage orbital. Cela permet la stabilité actuelle de son obliquité et la faible amplitude de ses oscillations. La dynamique terrestre pourra être ainsi raisonnablement approximée par l'expression (1.47).

Malgré la proximité de l'obliquité martienne ($\sim 25.19^\circ$) avec la valeur terrestre, sa faible vitesse de précession de l'ordre de $\sim 7.6''/\text{an}$ la place dans une large zone de recouvrement de résonances favorable à l'apparition de variations chaotiques.

Dynamique chaotique

Deux études indépendantes ont montré que l'obliquité martienne était chaotique avec un temps caractéristique de diffusion (temps de Lyapounov) de l'ordre de 5 Ma (Laskar et Robutel, 1993, Touma et Wisdom, 1993). Bien que ce temps soit similaire au temps de diffusion chaotique orbital, il est important de préciser qu'il n'est pas nécessaire d'avoir du chaos orbital pour provoquer des variations d'obliquité très chaotiques. Le chaos orbital "permet" de renforcer le chaos du spin, en diffusant le spectre des fréquences de forçage orbital. Toutefois, ces deux études diffèrent par la largeur utile de la zone chaotique.

Laskar et Robutel (1993) ont entrepris une étude systématique de la stabilité des spins des planètes telluriques en simulant leurs variations sur 36 Ma, pour un grand nombre de constantes de précession et d'obliquités initiales différentes. Les équations de précession (1.42) sont alors intégrées simultanément avec la solution orbitale complète La90 du Système solaire séculaire (Laskar, 1990).

La nature chaotique de chaque trajectoire est déterminée par l'analyse en fréquence de la vitesse de précession. Ils ont ainsi obtenu des "diagrammes de stabilité" généraux des spins planétaires dont la structure est commune aux quatre planètes telluriques. Les diagrammes correspondant à la Terre et à Mars sont représentés sur la figure 1.4. Les spins ont des états chaotiques dans un large ensemble

compact du plan (obliquité, constante de précession). On appelle cet ensemble “zone chaotique”. Elle correspond à un fort recouvrement de résonances séculaires entre la précession et les fréquences orbitales. Si le spin s’y trouve, il peut parcourir toute la zone sur une ligne horizontale, et ce parcours peut s’effectuer en quelques millions d’années seulement. Ces zones s’étendent typiquement de 0° à 90° environ. Ailleurs, l’obliquité ne subit que de faibles oscillations autour d’une valeur moyenne constante.

Deux régions principales de stabilité apparaissent : une région pour laquelle la constante de précession est grande et l’obliquité peu importante. C’est la zone dans laquelle se trouve actuellement la Terre avec une constante de précession d’environ $55''/\text{an}$ et une obliquité voisine de 23.44° . L’autre région

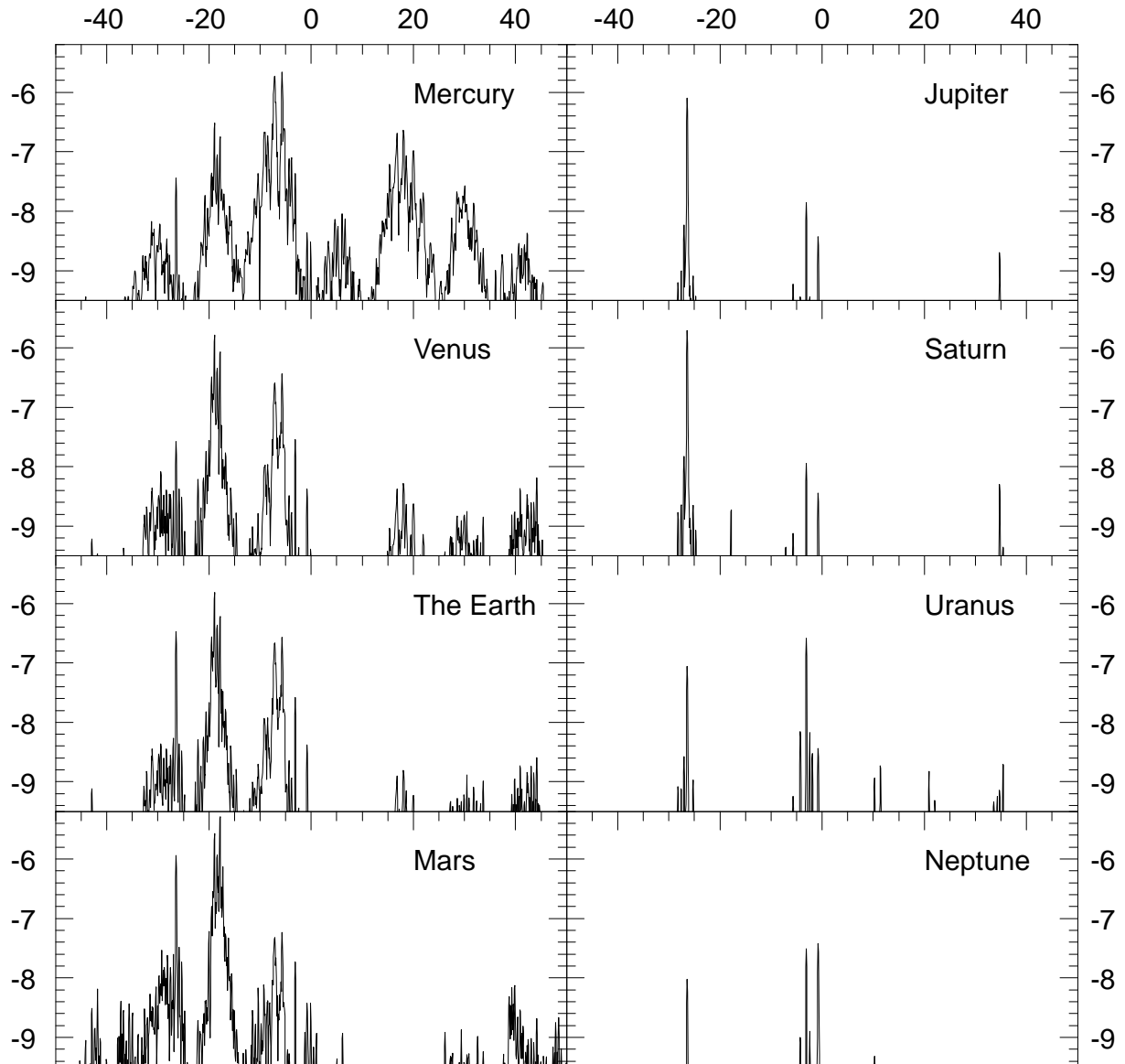


FIG. 1.3: Spectres des fonctions $\mathcal{A}(t) + i\mathcal{B}(t)$ (tiré de Laskar et Robutel, 1993). Pour chacune des planètes du Système solaire (Pluton exceptée), les fréquences σ_k de la perturbation planétaire $\mathcal{A}(t) + \sqrt{-1}\mathcal{B}(t)$ sont portées en abscisses, et le logarithme décimal de leurs amplitudes a_k en ordonnées. La densité du spectre des planètes telluriques explique les nombreux recouvrements de résonance avec la fréquence de précession.

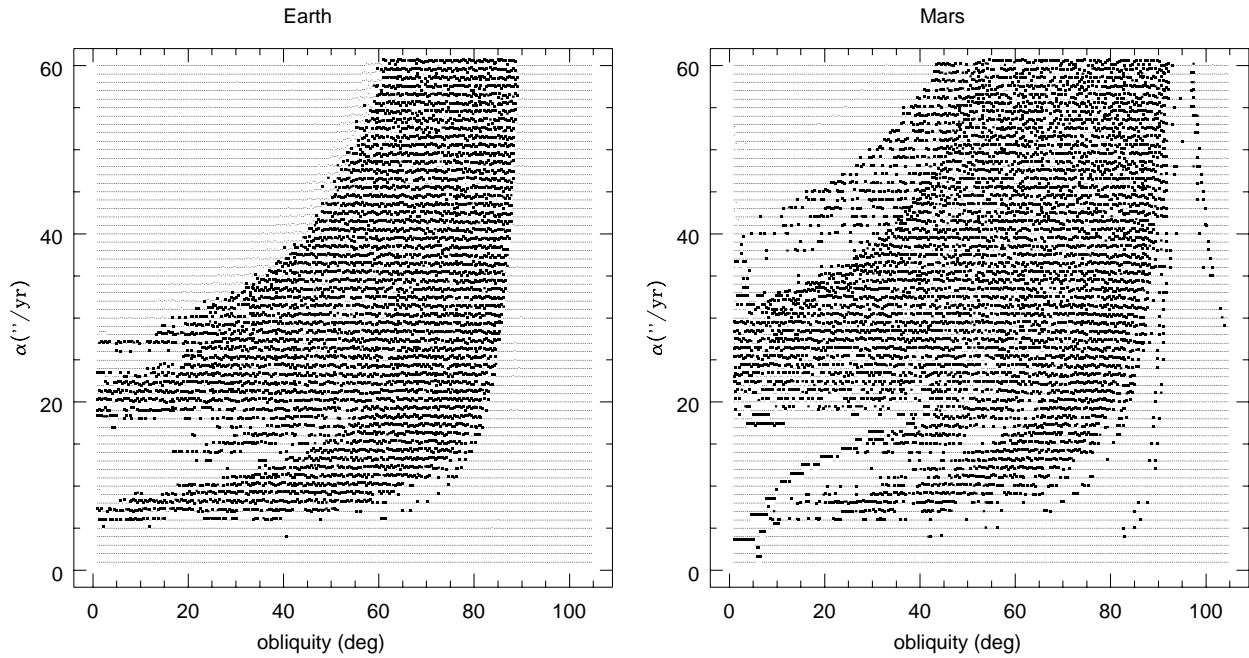


FIG. 1.4: **Diagrammes de stabilité des obliquités de la Terre et de Mars** (tiré de Laskar et Robutel, 1993). Pour chaque condition initiale fictive de ε (l'obliquité, portée en abscisse, en degrés) et α (la constante de précession, portée en ordonnée, en secondes d'arc par an), a été calculé un taux de diffusion chaotique pour la fréquence de précession. Ce taux a été obtenu par une analyse en fréquence de la précession avec l'intégration des mouvements orbitaux sur les 36 prochains millions d'années. Chaque point épais correspond à une diffusion importante qui se produit sur un segment horizontal (α est quasiment fixe sur une échelle de temps aussi courte).

requiert une constante de précession très petite (inférieure à $\sim 5''/\text{an}$) ou une rotation rétrograde (ε supérieure à 90°).

On notera que pour la constante de précession actuelle, une obliquité terrestre actuelle supérieure à $\sim 60^\circ$ plongerait la Terre dans une zone de chaos fort, comprise entre 60° et 90° . Si la Lune était absente, la constante de précession de la Terre serait divisée approximativement par trois et voisine de $20''/\text{an}$. La Terre se trouverait alors dans la zone chaotique et son obliquité subirait de très larges variations chaotiques entre environ 0° et 85° (Laskar *et al.*, 1993a). Une transition entre 0° et 60° pourrait se produire en moins de 2 Ma, produisant des variations climatiques intenses à sa surface et affectant probablement de façon significative l'évolution des organismes vivants. Laskar *et al.* (1993a) montrent aussi que de telles variations ont pu se produire avant la formation de la Lune si la durée du jour était comprise entre 12 et 48 heures.

Avec une constante de précession proche de $8.4''/\text{an}$ et une obliquité proche de 25.19° , la figure 1.4 indique que Mars se trouve dans une large zone chaotique comprise entre 0° et 60° , ces valeurs extrêmes pouvant être atteintes en seulement quelques millions d'années. Une étude plus fine montre que la zone chaotique de l'obliquité martienne peut être divisée en deux "boîtes", essentiellement reliées à des résonances séculaires associées au forçage respectif de Vénus et de Mercure. La diffusion dans chaque boîte est rapide, tandis que le passage d'une boîte à l'autre est plus difficile. Cela explique pourquoi Touma et Wisdom (1993), n'ayant effectué qu'un nombre limité d'intégrations, n'ont pas trouvé cette transition et obtiennent des variations de l'obliquité martienne, comprises uniquement entre 11° et 49° . Suite aux travaux de Laskar et Robutel (1993), il apparaît clairement que les obliquités actuelles des planètes telluriques ont peu de chance d'être primitives. En supposant que leurs périodes de rotation

initiale n'aient pas excédé quelques jours, Mercure, Vénus, et Mars ont probablement subi de fortes variations chaotiques dans le passé. Inversement, l'orientation des planètes géantes paraît très peu sensible aux perturbations planétaires.

Pour notre étude, un aspect fondamental est que la forte proximité entre les obliquités terrestres et martiennes actuelles est fortuite. Les propriétés et par conséquent les histoires récentes des obliquités martiennes et terrestres ont probablement été très différentes. Ces comportements impliquent aussi des histoires et des réponses climatiques passées très contrastées.

1.3 Forçage orbital terrestre et martien : analogies et différences

De manière conceptuelle, les variations orbitales et axiales planétaires affectent en premier lieu le flux solaire reçu au sommet de l'atmosphère à un instant et une latitude donnés. L'intégrale de ce flux sur un intervalle de temps fixé est appelé insolation et dépend généralement de trois grandeurs, qui sont l'excentricité, la précession climatique et l'obliquité planétaire. Un des problèmes majeurs de la théorie astronomique des climats est la détermination des mécanismes permettant la transmission de ces variations au système climatique planétaire et/ou aux enregistrements géologiques. Ces mécanismes sont inconnus dans la plupart des cas. Le système climatique planétaire est généralement considéré comme une "boîte noire" qui transmet le forçage astronomique aux indicateurs climatiques et on ne cherche généralement pas à décrire précisément les mécanismes de cette réponse. Il n'y a ainsi, à ce stade, aucune raison de privilégier une insolation calculée sur un intervalle de temps particulier ou à une latitude donnée.

Dans les paragraphes suivants, on décrit dans un premier temps, les propriétés et les variations temporelles séculaires de l'excentricité, de la précession climatique et de l'obliquité pour la Terre et Mars, en insistant sur les analogies et les différences significatives. Les variations temporelles de l'insolation étant très dépendantes de l'intervalle de temps ou de la latitude choisie, les trois grandeurs précédentes sont aussi étudiées dans le domaine fréquentiel. Dans un second temps, les propriétés générales des principales insolutions utilisées par la suite sont décrites.

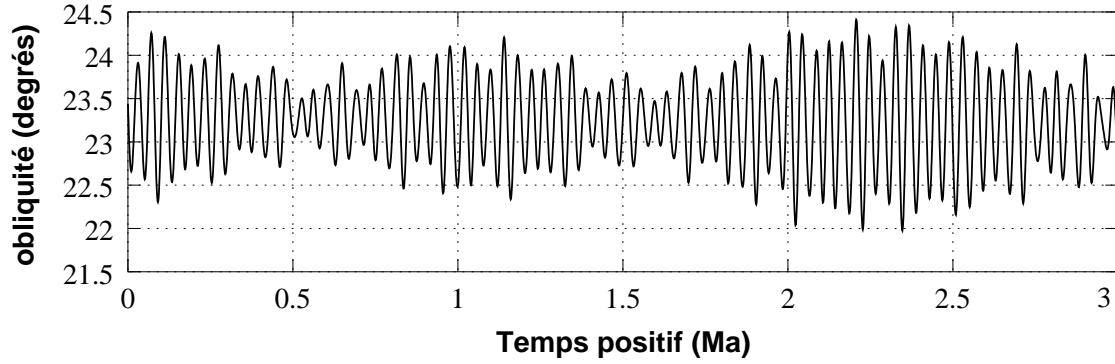
1.3.1 Forçage orbital terrestre

Obliquité terrestre

L'inclinaison de l'axe de rotation est à l'origine des saisons et contrôle le contraste saisonnier dans chaque hémisphère. Plus l'obliquité est élevée, plus les étés seront chauds et les hivers froids. Pour une obliquité proche de 0° , l'absence de saisons et de contrastes saisonniers provoque un gradient d'insolation quasiment constant entre les basses et les hautes latitudes. La décroissance de l'insolation annuelle dans les zones polaires provoque alors probablement une extension latitudinale des calottes polaires. Les variations d'obliquité engendrent des effets symétriques dans chaque hémisphère. La figure 1.5 illustre les variations temporelles de l'obliquité sur les 3 prochains millions d'années. Cette solution est issue d'une intégration numérique des équations de précession (1.43) combinée avec la solution orbitale La90 (voir Laskar *et al.*, 1993b). Dans le même temps, on donne les sept premiers termes d'une approximation quasi périodique de l'obliquité terrestre sur les prochains 5 Ma sous la forme :

$$\varepsilon(t) = \sum_{k=1}^N \varepsilon_k \cos(\nu_k t + \Psi_k), \quad (1.48)$$

ainsi que l'origine astronomique des périodicités. La période dominante est très proche de 41 000 ans, tout comme la majorité des périodicités secondaires. Une contribution minoritaire provient d'un cycle



Origine	ν_k ("/an)	Période (ans)	ε_k (rad)	Ψ_k (°)
-	0.0000	-	0.406123	0.000
$p_0 + s_3$	31.6189	40988	0.009856	63.866
$p_0 + s_4$	32.7126	39617	0.004363	99.631
$p_0 + s_3 + g_4 - g_3$	32.1767	40276	0.003482	69.933
$p_0 + s_6$	24.1399	53687	0.002918	-52.241
$p_0 + s_3 - g_4 + g_3$	31.0898	41657	0.002557	-145.265
$p_0 + s_2$	43.5215	29778	0.001422	-124.677
$p_0 + s_1$	44.8688	28884	0.001343	-139.846

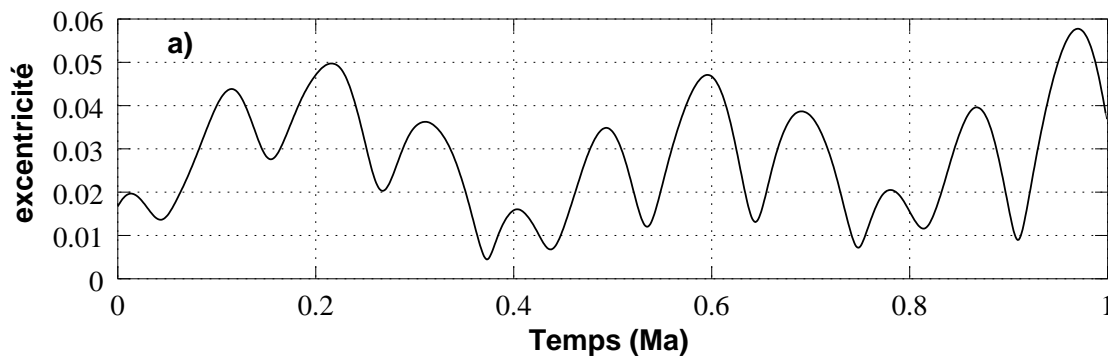
FIG. 1.5: Solution de l'obliquité terrestre calculée sur les trois prochains Ma et principaux termes de son approximation quasi périodique sur les cinq prochains Ma. La solution est basée sur une solution des équations de précession (1.43) de Laskar *et al.* (1993b) sans effets dissipatifs ni changement d'ellipticité dynamique. La fréquence p_0 correspond au terme dominant de la vitesse de précession. L'origine des fréquences séculaires fondamentales du Système solaire est décrite dans la section 1.2.

voisin de 53 700 ans et est issue de la perturbation orbitale de Saturne (s_6). La proximité des fréquences principales $p_0 + s_3$ et $p_0 + s_4$ produit une modulation de fréquence $s_3 - s_4$ (de période ~ 1.2 Ma) bien visible sur la figure 1.5. L'amplitude maximale des oscillations est voisine de 1.3° autour d'une valeur moyenne proche de l'obliquité actuelle ($\sim 23.44^\circ$).

Excentricité terrestre

L'excentricité de l'orbite mesure "l'élongation" de l'orbite elliptique planétaire. L'excentricité terrestre actuelle est proche de 0.0167, impliquant un écart de seulement $\sim 3.3\%$ entre les distances au périhélie et à l'aphélie. De fortes excentricités provoquent des variations importantes de la durée des saisons dans chaque hémisphère. La figure 1.6 illustre ses variations sur le dernier million d'années. Toutefois, pour mieux isoler les différentes fréquences du forçage orbital, la figure 1.6 donne les cinq premiers termes de son approximation quasi périodique calculée sur les derniers 4 Ma.

L'excentricité varie entre ~ 0.005 et 0.06 avec une périodicité dominante bien visible proche de ~ 400 000 ans provenant des perturbations gravitationnelles de Venus (g_2) et de Jupiter (g_5). Les composantes secondaires sont centrées autour de ~ 96 000 et ~ 127 000 ans et sont aussi bien observables sur la figure 1.6. Il est important de noter que le terme principal $g_2 - g_5$ n'est autre que la modulation des fréquences secondaires $g_4 - g_5$ et $g_4 - g_2$, le phénomène étant identique pour les quatrième et cinquième fréquences. Une autre fréquence de modulation $g_3 - g_4$ (~ 2.4 Ma) est aussi présente dans le signal mais n'est pas visible sur l'intervalle de temps considéré.



Origine	Préquence (°/an)	Période (ans)	Amplitude	Phase (degrés)
-	0.0000	-	0.028159	0.000
$g_2 - g_5$	3.1906	406182	0.010851	168.02
$g_4 - g_5$	13.6665	94830	0.009208	121.71
$g_4 - g_2$	10.4615	123882	0.007078	-36.79
$g_3 - g_5$	13.1430	98607	0.005925	-86.17
$g_3 - g_2$	9.9677	130019	0.005295	115.55

FIG. 1.6: Solution de l'excentricité terrestre sur le dernier Ma et principaux termes de son approximation quasi-périodique sur les quatre derniers Ma. La solution est basée sur la solution orbitale La90 de Laskar (1990).

Précession climatique terrestre

Le dernier paramètre climatique important est la position des saisons sur l'orbite planétaire. Elle peut être repérée par la longitude du périhélie par rapport à l'équinoxe de Printemps. Dans la section 1.1, cette longitude ϖ avait été définie par rapport à un équinoxe de référence fixe. Les mouvements combinés à la fois de la précession terrestre et du plan orbital modifient la position du point vernal au cours du temps. La nouvelle longitude du périhélie $\tilde{\omega}$ doit être alors repérée par rapport à l'équinoxe mobile γ . La figure 1.7 montre que $\tilde{\omega}$ est simplement la somme entre l'angle de précession générale ψ et la longitude du périhélie ϖ repérée par rapport à l'équinoxe fixe.

Qualitativement, les variations de $\tilde{\omega}$ modulent l'amplitude des contrastes saisonniers dans chaque hémisphère.

Toutefois, l'influence climatique directe de la variation de la position des saisons dépend aussi de l'excentricité e , l'insolation au solstice d'été étant, par exemple, maximale quand celui-ci se produit au périhélie ($\tilde{\omega}$ vaut alors $\pi/2$ pour l'hémisphère nord). La précession climatique planétaire est alors généralement définie par le produit $e \sin \tilde{\omega}$ qui décrit l'éloignement ou la proximité de la planète par rapport au Soleil au solstice d'été¹. Lorsque l'excentricité est nulle, l'effet de la précession climatique s'annule. Contrairement à l'obliquité, les variations de la précession climatique ont un effet antisymétrique dans les deux hémisphères. Actuellement, la Terre passe à son périhélie le 4 janvier et sa proximité avec le solstice d'hiver adoucit fortement les contrastes saisonniers dans l'hémisphère nord mais les amplifie dans l'hémisphère sud.

Comme pour l'excentricité, la figure 1.8 illustre ses variations sur le dernier million d'années et donne les cinq premiers termes de son développement quasi périodique sur les derniers 4 Ma.

¹La définition n'est en fait pas universelle et dépend de la nature du repère héliocentrique ou géocentrique utilisé. Le paramètre opposé $e \sin(\tilde{\omega} + \pi)$ est alors souvent employé.

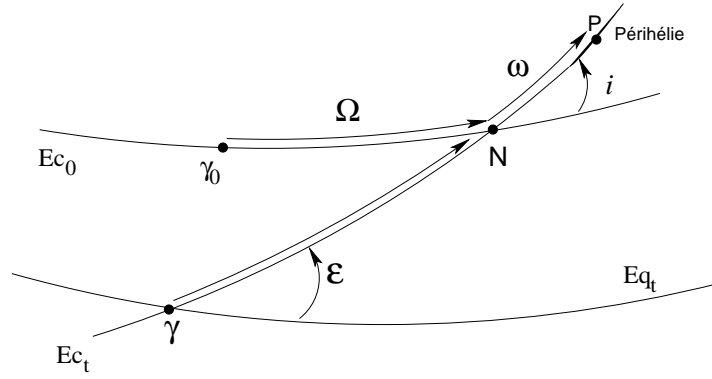
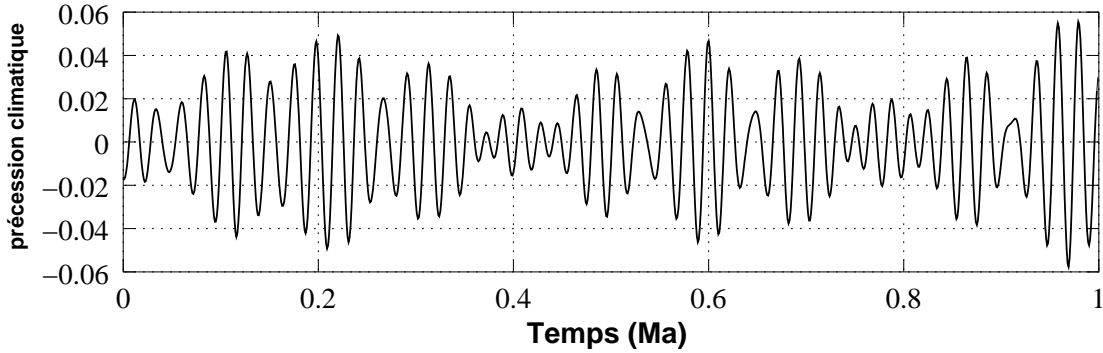


FIG. 1.7: **Repérage de la position du périhélie par rapport à l'équinoxe de printemps mobile.** Conformément à la figure 1.2, les plans E_{q_t} et E_{c_t} désignent les plans équatoriaux et orbitaux moyens de la date t , tandis que E_{c_0} désigne le plan de l'écliptique de référence à la date J2000. L'angle de précession générale est $\psi = -\gamma_0 N - N \gamma = -\Omega - N \gamma$; $\varpi = \Omega + \omega$ est la longitude du périhélie par rapport au point vernal γ_0 . La longitude du périhélie par rapport au point vernal mobile à la date t est alors simplement $\tilde{\omega} = \omega + \gamma N = \varpi + \psi$.



Origine	Fréquence(" / an)	Période (ans)	Amplitude	Phase (degrés)
$p_0 + g_5$	54.7064	23690	0.018839	-52.51
$p_0 + g_2$	57.8949	22385	0.016981	113.26
$p_0 + g_4$	68.3691	18956	0.014792	71.29
$p_0 + g_3$	67.8626	19097	0.010121	-131.00
$p_0 + g_1$	56.0707	23114	0.004252	-3.96

FIG. 1.8: **Solution de la précession climatique terrestre sur le dernier Ma et principaux termes de son approximation quasi-périodique sur les quatre derniers Ma.** La solution est basée sur la solution de précession La93 (Laskar *et al.*, 1993b) et orbitale La90 (Laskar, 1990).

Les variations de la précession climatique sont bien modulées par les variations de l'excentricité qui est l'enveloppe du signal. Les principales fréquences illustrent la combinaison entre la vitesse de précession (p_0) et les fréquences fondamentales g_i associées à la précession des périhélie planétaires. Ces périodicités sont dominées par deux périodes proches de 23 000 ans et des périodes centrées autour de 19 000 ans. On notera, à nouveau, que les périodes correspondantes de modulation de la précession climatique $g_2 - g_5$, $g_4 - g_2$, $g_4 - g_5$ et $g_3 - g_4$ produisent les périodes principales et les périodes de modulation de l'excentricité terrestre. Une propriété importante est qu'elles sont indépendantes de la vitesse de précession p_0 .

1.3.2 Forçage orbital martien

La description des éléments orbitaux martiens est basée sur une nouvelle intégration numérique du Système solaire (Laskar *et al.*, 2002; Laskar *et al.*, en préparation). Elle inclut les neuf planètes, l'influence de la Lune, de l'aplatissement solaire et terrestre, de la dissipation dans le système Terre-Lune et l'effet de la relativité générale. Contrairement à la Terre, seuls les premiers termes significatifs de leurs approximations quasi périodiques seront données pour caractériser simplement les propriétés essentielles du forçage orbital martien sur les périodes récentes (~ 10 Ma). A ce titre, les phases des approximations quasi périodiques ne seront pas données.

Obliquité martienne

La diffusion chaotique de l'obliquité martienne empêche toute prédiction de l'orientation martienne sur des périodes plus longues que quelques millions d'années. Il est toutefois possible d'obtenir une solution relativement précise sur les dix derniers millions d'années, le caractère chaotique de l'obliquité n'étant réellement significatif qu'au delà de 10 Ma (Laskar, 1990, Laskar et Robutel, 1993). Dans ce but, l'obliquité et la précession martienne ont été intégrées numériquement en utilisant la nouvelle solution orbitale et les conditions initiales déduites de la mission Mars Pathfinder (Folkner *et al.*, 1997). Le caractère chaotique de l'obliquité implique une grande sensibilité des solutions aux conditions initiales et la plus grande incertitude actuelle réside dans l'estimation de la vitesse initiale de précession $\dot{\psi} = -7.576 \pm 0.035''/\text{an}$ (Folkner *et al.*, 1997). Il a été vérifié que même en doublant l'incertitude sur $\dot{\psi}$, toutes les solutions avaient bien le même comportement sur les 10 derniers Ma. Cette solution est tracée sur le dernier Ma et les dix derniers Ma sur la figure 1.9.

Les variations d'obliquité sont faibles sur les derniers 400 000 ans, l'obliquité étant alors dans un nœud d'amplitude, l'amplitude augmentant progressivement sur le dernier Ma. Sur les 5 derniers Ma, l'obliquité oscille entre $\sim 15^\circ$ et 35° autour d'une valeur moyenne proche de 25° avec une période principale d'environ 120 000 ans donnée par son approximation quasi périodique sur cet intervalle. La transformée de Fourier du signal montre corrélativement un seul pic d'amplitude marqué mais assez étendu autour de cette période, indiquant la présence d'autres périodes secondaires très proches, visibles aussi dans l'analyse en fréquence.

Une propriété marquante et nouvelle de cette solution est la transition autour de $\sim 4\text{-}5$ Ma de l'obliquité vers un régime de plus forte valeur moyenne. Dans ce régime, l'obliquité oscille avec une même amplitude proche de 10° autour d'une valeur moyenne proche de $\sim 35^\circ$. Le maximum d'obliquité atteint parfois des valeurs supérieures à 45° . La présence de ces deux régimes différents et la possibilité d'obliquités récentes élevées ont probablement eu des conséquences majeures sur la réponse climatique martienne et guidera une partie importante des chapitres suivants.

De façon secondaire, malgré le saut d'obliquité, on constate la persistance des périodes de modulation de l'obliquité martienne de l'ordre de 1.2 Ma et 2.4 Ma. Elles correspondent respectivement à la fréquence $s_3 - s_4$ déjà présente dans l'obliquité terrestre et la fréquence moitié $g_4 - g_3$ qui module aussi la précession climatique et l'excentricité terrestre. Une étude plus complète sur le lien dynamique entre ces fréquences et leur rôle fondamental dans le caractère chaotique des mouvements orbitaux des planètes intérieures sera trouvée dans (Laskar, 1990, 1999).

Excentricité martienne

Les variations temporelles de l'excentricité martienne sont représentées sur la figure 1.10 sur 1 Ma et les dix derniers Ma. Elles sont caractérisées par de très larges variations entre ~ 0 et ~ 0.12 . Sur le dernier Ma, l'excentricité a varié fortement entre 0.02 et 0.12. La valeur actuelle (~ 0.093) est donc proche de la valeur maximale et provoque une asymétrie climatique importante entre les hémisphères

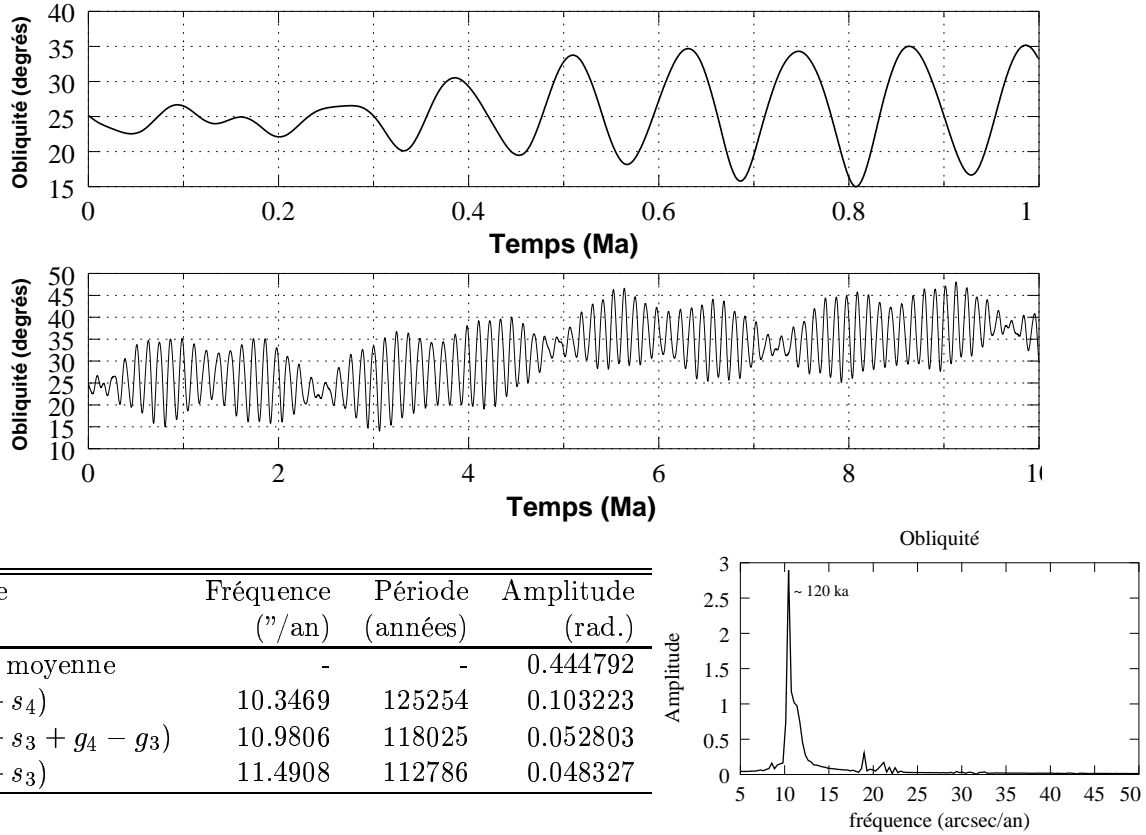


FIG. 1.9: **Evolution temporelle de l'obliquité martienne sur le dernier et les dix derniers Ma.** La solution est basée sur Laskar *et al.* (2002) et Laskar *et al.* (en préparation). Les deux figures du bas montrent les trois premiers termes de l'analyse en fréquence de cette solution sur les derniers 4 Ma, ainsi que la transformée de Fourier sur le même intervalle avant la transition vers une obliquité moyenne plus élevée. On notera que, du fait de la faible vitesse de précession martienne p_0 , les sommes $p_0 + \sigma_i$ sont "négatives" pour les trois premières fréquences.

martiens. Comme pour la Terre, le périhélie martien est très proche du solstice d'été dans l'hémisphère sud.

Sur des périodes plus longues, l'excentricité est fortement modulée par la fréquence $g_4 - g_3$ (~ 2.4 Ma), de façon beaucoup plus marquée que l'excentricité terrestre. Cette fréquence provient de la modulation entre les périodicités principales $g_4 - g_5$ ($\sim 95\,000$ ans) et $g_3 - g_5$ (reliée ici au cycle de $\sim 104\,000$ ans²). Un autre pic secondaire est proche de 125 000 ans. On notera que ces périodes sont aussi présentes dans le signal de l'excentricité terrestre.

Précession climatique martienne

Les variations temporelles de la précession climatique martienne sont représentées sur la figure 1.11 sur 1 Ma et les dix derniers Ma. Sur le dernier Ma, le signal de la précession climatique est quasiment une sinusoïde régulière de périodicité proche de 51 000 ans. Puisque cette période dépend de la vitesse de précession, elle est différente des périodicités de la précession climatique terrestre. Sur

²Comme pour toute analyse spectrale ou analyse en fréquence, la valeur des périodes présentes dans le signal dépend de l'intervalle d'intégration choisi. Sur l'intervalle considéré, l'analyse en fréquence fournit une période proche de 104 000 ans dont l'origine peut être attribuée à la fréquence $g_3 - g_5$ même si pour la Terre, cette même période était proche de 99 000 ans sur l'intervalle de temps alors considéré.

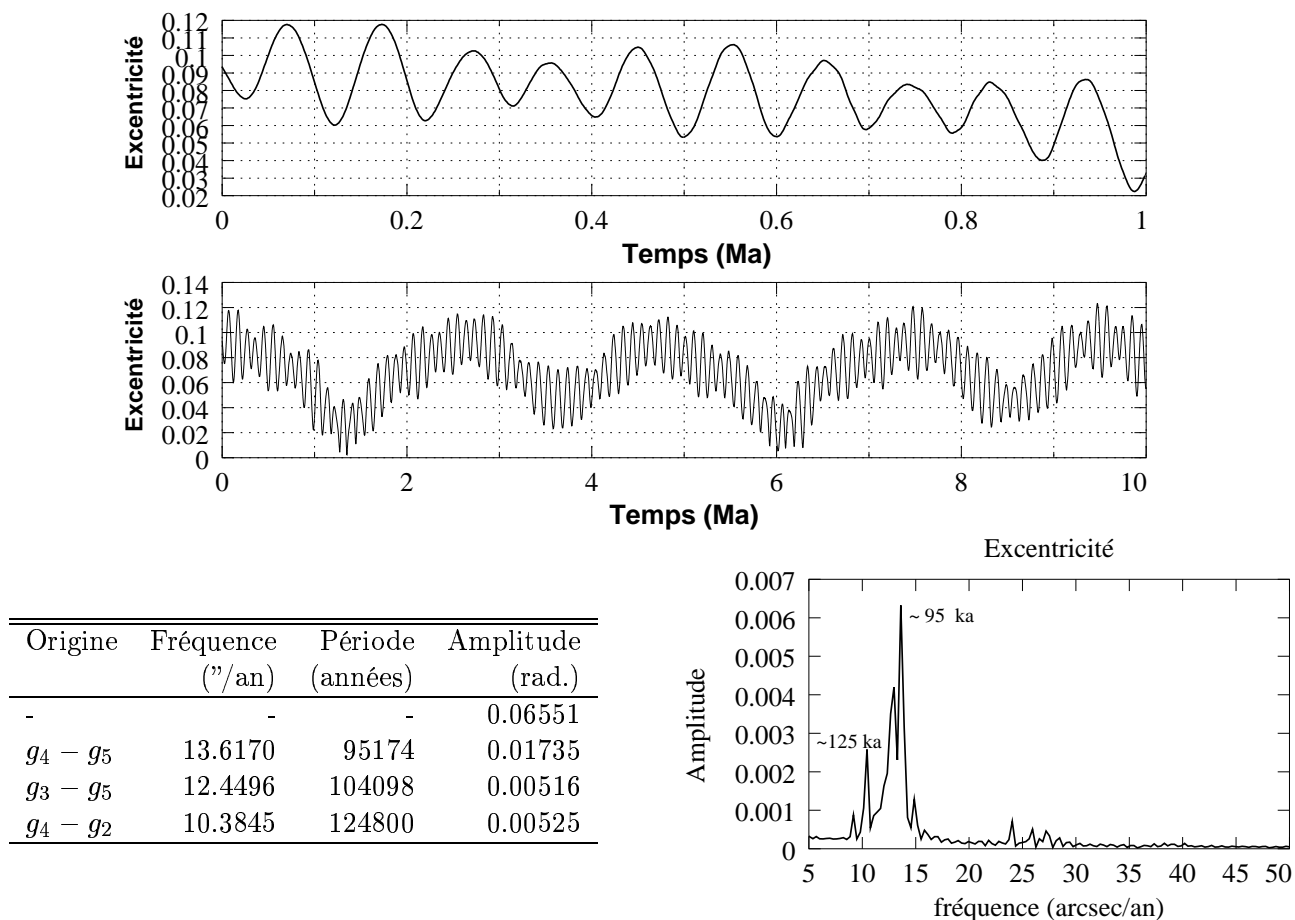


FIG. 1.10: **Evolution temporelle de l'excentricité martienne sur le dernier et les dix derniers Ma.** La solution est basée sur Laskar *et al.*(2002) et Laskar *et al.*(en préparation). Les deux figures du bas montrent les trois premiers termes de l'analyse en fréquence de cette solution sur les derniers 4 Ma, ainsi que la transformée de Fourier sur le même intervalle.

un intervalle de temps plus long, la seconde période proche de 54 000 ans permet à nouveau d'engendrer une modulation globale à la fréquence $g_3 - g_4$ (~ 2.4 Ma). Un pic secondaire proche de 111 000 ans est aussi présent. Du fait des larges variations de l'excentricité martienne qui module la précession climatique, son amplitude de variation est importante et comprise entre ~ -0.12 et 0.12 . Chaque hémisphère subira ainsi une alternance marquée et régulière (\sim tous les 51 000 ans) de l'amplitude de ses contrastes saisonniers.

Implications principales

La comparaison entre les propriétés du forçage orbital martien et terrestre suggère deux implications importantes :

- L'amplitude de variation des éléments orbitaux martiens (excentricité, précession climatique, obliquité) paraît beaucoup plus importante que pour la Terre. Cela suggère que le forçage orbital martien pourrait conduire et rythmer avec une très forte intensité les variations climatiques martiennes, bien plus que le forçage orbital terrestre "n'excite" la réponse climatique terrestre. Cela dépend toutefois de la façon dont "le système climatique" répond et filtre les fréquences excitatrices.

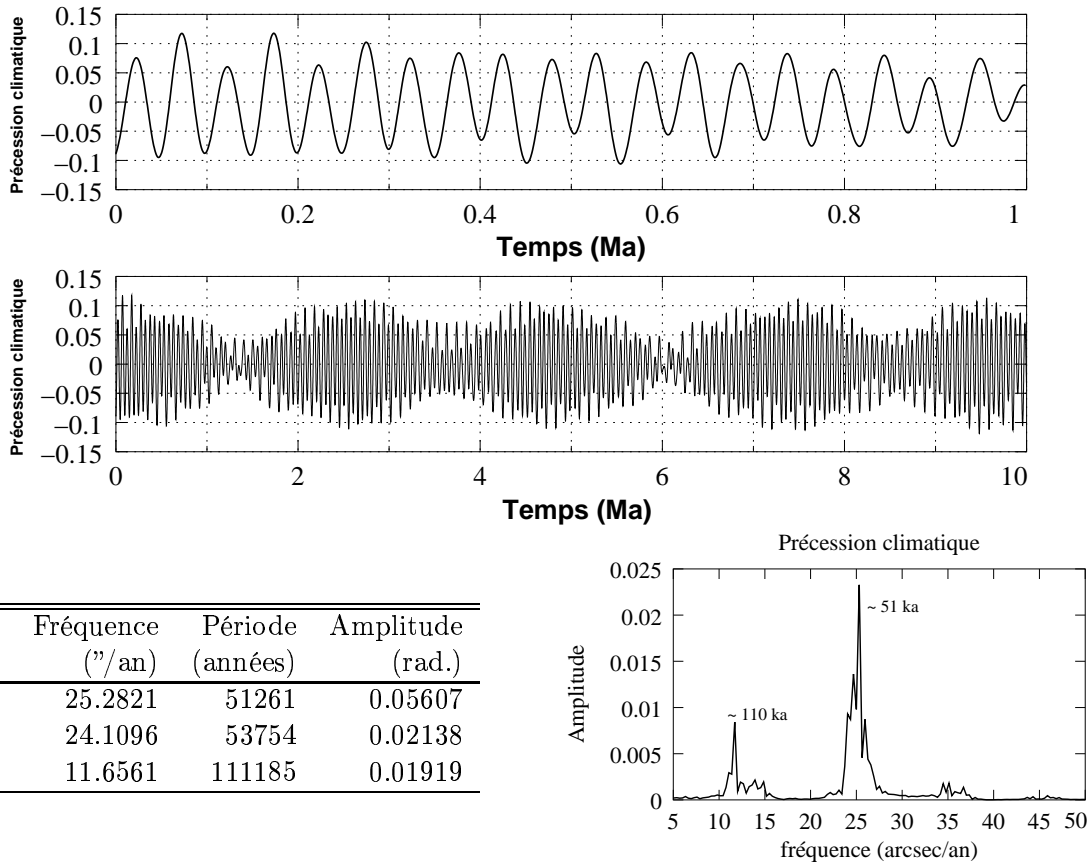


FIG. 1.11: Evolution temporelle de la précession climatique martienne sur le dernier et les dix derniers Ma. La solution est basée sur Laskar *et al.* (2002) et Laskar *et al.* (en préparation). Les deux figures du bas montrent les trois premiers termes de l'analyse en fréquence de cette solution sur les derniers 4 Ma, ainsi que la transformée de Fourier sur le même intervalle.

- Pour la Terre, les périodicités dominantes du forçage orbital, ~ 19 ka et ~ 23 ka pour la précession climatique, ~ 41 ka pour l'obliquité et grossièrement 100 ka et 400 ka pour l'excentricité, sont bien séparées. Cette propriété fondamentale a permis d'isoler et "d'identifier" la présence de ces raies dans les enregistrements paléoclimatiques. A l'inverse, les bandes spectrales de l'obliquité et de l'excentricité martiennes sont très proches. Si on arrive à isoler une telle bande spectrale dans un enregistrement paléoclimatique martien, il existera une indétermination sur l'origine exacte (excentricité ou obliquité) de cette fréquence et par conséquent sur l'interprétation de la réponse du système climatique au forçage orbital. Cet aspect sera probablement important dans les futures analyses d'échantillons géologiques martiens.

1.3.3 Insolation

Le flux solaire reçu au sommet de l'atmosphère par unité de temps et de surface dépend de l'activité solaire, de la distance planète-Soleil et de l'orientation de son axe de rotation.

La mesure de l'activité solaire est caractérisée généralement par la "constante solaire" S_0 définie par l'énergie par unité de temps et de surface reçue par la planète située à une distance donnée (généralement, le demi-grand axe a_\odot). L'évolution actuelle du Soleil sur sa séquence principale produit une augmentation progressive de l'activité solaire, qui ne peut pas être considérée comme constante

sur des échelles de temps géologiques. Les modèles d'évolution stellaire suggèrent qu'elle aurait été environ 6% plus faible durant le Néoprotérozoïque (750 ± 200 Ma), qui est l'époque géologique la plus ancienne étudiée ici. Cette différence non-négligeable a probablement affecté de façon significative le climat terrestre tout au long de son histoire géologique (e.g. Crowley et North, 1991). Pour la Terre, la constante solaire actuelle est $S_0 \simeq 1350 \text{ W.m}^{-2}$, et de l'ordre de 589.0 W.m^{-2} pour Mars qui est plus éloignée.

Le calcul de l'insolation incidente est classique, et une description plus détaillée pourra être trouvée dans Ward (1974), Berger (1978) ou Laskar *et al.*(1993b).

Soient \vec{r} et \vec{r}_s , deux vecteur unitaires partant du centre de la Terre et dirigés respectivement vers un point de la surface planétaire de latitude ϕ et vers le Soleil situé à la distance r_\odot , l'insolation instantanée à la surface de la planète (pour une atmosphère transparente) est donnée par :

$$I = \begin{cases} S_0 \left(\frac{a_\odot}{r_\odot} \right)^2 (\vec{r} \cdot \vec{r}_s) & \text{si } \vec{r} \cdot \vec{r}_s > 0 \\ 0 & \text{si } \vec{r} \cdot \vec{r}_s \leq 0. \end{cases} \quad (1.49)$$

Les propriétés de l'insolation dépendent de l'intervalle de temps sur lequel le flux solaire incident est moyenné et de la position géographique considérée. D'un point de vue climatique, trois grandeurs apparaissent a priori importantes : l'insolation moyenne globale annuelle reçue à la surface de la planète et les insolutions journalières et annuelles moyennes à une latitude donnée.

Insolation annuelle globale moyenne

L'insolation journalière moyenne \bar{I} peut se calculer en divisant le flux solaire intercepté par l'aire de la surface de la planète suivant :

$$\bar{I} = S_0 \left(\frac{a_\odot}{r_\odot} \right)^2 \frac{\pi R^2}{4\pi R^2} = \frac{S_0}{4} \left(\frac{a_\odot}{r_\odot} \right)^2. \quad (1.50)$$

L'insolation annuelle moyenne \bar{I}_a est obtenue en intégrant l'expression précédente sur une révolution de la planète, soit (e.g. Laskar *et al.*, 1993b) :

$$\bar{I}_a = \frac{S_0}{4} (1 - e^2)^{-1/2}. \quad (1.51)$$

Elle ne dépend que du carré de l'excentricité planétaire. Les variations d'excentricité étant limitées pour toutes les planètes telluriques (excepté pour Mercure), ses variations temporelles sont très faibles et ne peuvent être responsables de fortes variations climatiques.

Insolation journalière en fonction de la latitude

L'insolation journalière I_j à une latitude donnée est l'insolation moyenne reçue par un point de la planète de latitude ϕ pendant un cycle diurne. Soit δ la déclinaison solaire, trois cas peuvent se présenter (voir Laskar *et al.*, 1993b) :

- (a) $-1 \leq -\tan \phi \tan \delta \leq 1$: Dans ce cas, il existe un lever et un coucher du Soleil repéré par l'angle horaire $H_0 \in]0, \pi[$, défini par $\cos H_0 = -\tan \phi \tan \delta$.
- (b) $-\tan \phi \tan \delta < -1$: Dans ce cas, on a toujours $\vec{r} \cdot \vec{r}_s > 0$ et le Soleil ne se couche jamais. On pourra prendre $H_0 = \pi$.
- (c) $-\tan \phi \tan \delta > 1$: on a toujours $\vec{r} \cdot \vec{r}_s < 0$ et le Soleil ne se lève jamais. Ceci est équivalent à $H_0 = 0$.

Pour chacun des cas précédents, l'insolation en fonction de la latitude ϕ est donnée par :

$$I_j(\phi) = \frac{S_0}{\pi} \left(\frac{1 + e \cos v}{1 - e^2} \right)^2 (H_0 \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \sin H_0), \quad (1.52)$$

où v est l'anomalie vraie de la trajectoire par rapport au périhélie. La déclinaison δ du Soleil est obtenue par la longitude vraie ω_d , mesurée depuis l'équinoxe mobile, grâce à la relation $\sin \delta = \sin \omega_d \sin \varepsilon = \sin(\tilde{\omega} + v) \sin \varepsilon$. Lorsque la longitude vraie $\omega_d = \tilde{\omega} + v$ est fixée³, l'insolation journalière dépend donc uniquement de l'excentricité, de la précession climatique, de l'obliquité et de la latitude. Il est aussi possible de calculer des insolutions mensuelles⁴ (voir Laskar *et al.*, 1993b).

Plusieurs remarques sont fondamentales pour la suite : (1) Les variations d'excentricité n'apparaissent qu'à travers leur carré dans l'expression (1.52) et ne contribuent donc que très faiblement à l'amplitude des variations de l'insolation (moins de 2%). Son effet indirect majeur est uniquement la modulation de la précession climatique. (2) Le signal associé à la précession climatique produit toujours la contribution dominante, celle-ci augmentant lorsque la latitude diminue. (3) Inversement, le signal associé aux variations d'obliquité est important uniquement dans les hautes latitudes et sa contribution devient faible en dessous de 60° de latitude, puis quasiment négligeable dans les tropiques (moins de 4% de l'amplitude totale). (4) L'effet de la précession climatique étant antisymétrique entre les deux hémisphères, les insolutions journalières ou mensuelles sont fortement anticorrélées dans les deux hémisphères.

Une illustration est donnée sur la figure 1.12 où l'insolation d'été *terrestre* dans les hautes latitudes de l'hémisphère Nord (ici 65°N) est tracée sur le dernier million d'années ainsi que l'analyse spectrale de cette insolation sur les 4 derniers Ma. Les variations de l'insolation sont une fonction complexe de l'obliquité et de la précession climatique. L'amplitude du signal associée aux fréquences de la précession climatique est prédominant devant celui provenant des fréquences de l'obliquité. L'influence directe des fréquences de l'excentricité apparait bien négligeable. Les fluctuations de l'insolation peuvent atteindre près de 20% de sa valeur moyenne, engendrant des variations significatives de l'ensoleillement estival dans les hautes latitudes.

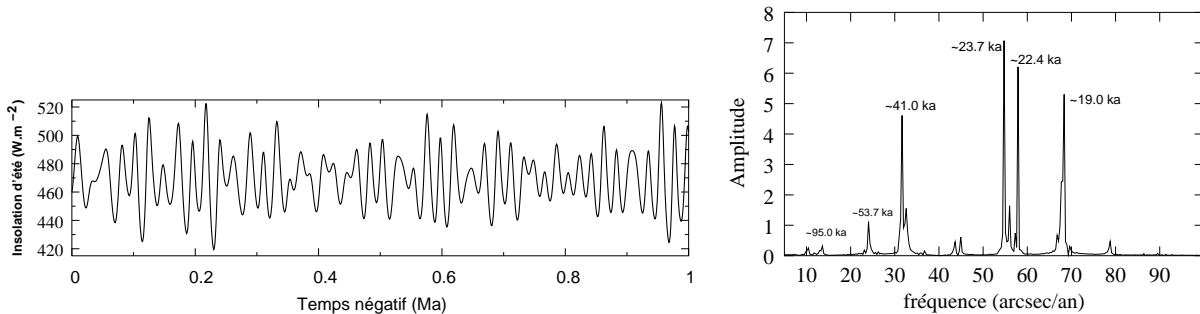


FIG. 1.12: **Variation temporelle de l'insolation d'été terrestre à 65°N sur le dernier Ma et son analyse spectrale sur les derniers 4 Ma.** La solution de l'insolation est basée sur la solution La93 (Laskar *et al.*, 1993b). Sur l'analyse spectrale, les principales périodicités orbitales en ka (1 ka = 1000 ans) sont indiquées. La notation ka sera employée généralement par la suite.

³Le solstice d'été dans l'hémisphère nord est défini, par exemple, par $\omega_d = \pi/2$. Pour repérer la trajectoire de Mars sur son orbite, la longitude vraie est remplacée par la longitude aréocentrique solaire L_s définie de la même manière comme la longitude de la date, repérée par rapport à l'équinoxe de printemps, pour lequel $L_s = 0^\circ$.

⁴L'insolation d'été correspondant par exemple à l'insolation moyennée sur une longitude moyenne de 30° à partir du solstice d'été. Ses propriétés sont cependant très proches de l'insolation journalière au solstice d'été.

Insolation annuelle moyenne en fonction de la latitude

L'insolation annuelle moyenne reçue à une latitude ϕ donnée est l'insolation moyennée sur les variations diurnes et sur une révolution orbitale. Elle peut s'écrire sous la forme (e.g. Ward, 1974) :

$$\langle I \rangle = \frac{S_0}{2\pi^2} (1 - e^2)^{-1/2} \int_0^{2\pi} [1 - (\sin \phi \cos \varepsilon - \cos \phi \sin \varepsilon \sin u)^2]^{1/2} du. \quad (1.53)$$

Elle dépend aussi très faiblement de l'excentricité, mais est indépendante de la précession climatique. Ses variations sont ainsi très sensibles à la valeur de l'obliquité planétaire. Sa valeur au pôle ($\phi = \pi/2$) est donnée par :

$$\langle I_p \rangle = \frac{S_0}{\pi} \frac{\sin \varepsilon}{(1 - e^2)^{1/2}}, \quad (1.54)$$

qui est une fonction sinusoïdale simple et croissante de l'obliquité tandis qu'elle est décroissante à l'équateur ($\phi = 0$). Pour l'obliquité terrestre actuelle, $\langle I \rangle$ est environ trois fois plus faible aux pôles qu'à l'équateur favorisant a priori la formation de glaciations dans les hautes latitudes. Il existe toutefois, une valeur critique théorique de l'obliquité proche de 53.9° à partir duquel ce rapport s'inverse, favorisant l'apparition potentielle de glaciers équatoriaux.

1.4 Théorie astronomique des paléoclimats

La possibilité d'un lien entre le forçage astronomique et les variations climatiques nécessite des données géologiques qui enregistrent et "inscrivent" les variations du forçage orbital. En l'absence d'enregistrements martiens, l'existence de ce lien n'a pu être confirmée que pour la Terre et le reste de ce chapitre lui est entièrement consacré. La notion même de climat est très large et possède de multiples définitions qui sont en dehors du cadre de cette thèse. Dans notre étude, nous appellerons principalement variations climatiques, les variations temporelles du volume des glaciers continentaux terrestres. Dans le reste de ce chapitre, après un historique succinct, on cherche principalement à comprendre à travers les données géologiques terrestres récentes, la nature et les mécanismes de la réponse glaciaire au forçage astronomique. L'objectif est d'extraire les informations pertinentes qui permettent de modéliser simplement cette réponse pour des périodes glaciaires terrestres plus anciennes pour lesquelles ces réponses sont très peu connues.

1.4.1 Bref historique

L'idée que les variations de l'obliquité et des paramètres orbitaux soient responsables de changements climatiques marqués est née principalement au milieu du XIX^e siècle. Un historique assez complet de l'évolution des idées et de leurs développements scientifiques pourra être trouvé dans le livre d'Imbrie et Imbrie (1979) et les articles d'Imbrie (1982) et de Paillard (2001). Nous n'en donnons ici qu'un résumé succinct.

Le géologue suisse Louis Agassiz (1838) fut probablement l'un des premiers à reconnaître que des glaciations étaient à l'origine des moraines et des transports de blocs erratiques observés dans plusieurs endroits des Alpes, d'Ecosse et de Scandinavie. Malgré l'importante opposition initiale de la communauté scientifique, ces idées furent peu à peu acceptées par une large majorité de géologues. Quelques années plus tard, le mathématicien français Adhémar (1842) proposa que les variations orbitales de la Terre auraient pu être responsable de changements climatiques et de cycles glaciaires. La théorie d'Adhémar était basée sur le phénomène, alors connu, de précession des équinoxes et il suggéra que les glaciations étaient produites par les variations résultantes de la durée des saisons. Les glaciations, engendrées par des hivers prolongés se dérouleraient ainsi tous les $\sim 23\,000$ ans dans l'hémisphère

nord et en opposition de phase dans l'hémisphère sud, comme l'illustre la présence alors connue de la calotte Antarctique.

Bien que cette idée fut considérée comme absurde par ses contemporains, elle inspira fortement les travaux ultérieurs de Croll (1875) qui élaborait, de façon plus détaillée, la première théorie astronomique des paléoclimats. Il confirma l'importance de la précession des équinoxes, bien que saisonnière, et suggéra que l'insolation d'hiver pourrait être une grandeur critique à la formation de cycles glaciaires. Des hivers froids pourraient produire de larges calottes polaires, dont la pérennité serait réalisée par la rétroaction liée au fort albédo des glaces. Une avancée majeure de la théorie de Croll fut qu'il montra le rôle de modulation de la précession par les variations d'excentricité dans les variations saisonnières d'insolation. Ainsi, les périodes de faible excentricité correspondraient à des périodes interglaciaires tandis que les périodes de forte excentricité, à des glaciations alternées dans chaque hémisphère, tous les 23 000 ans. Croll bénéficia de la solution orbitale récente de Le Verrier (1856) et bien qu'il émit l'idée supplémentaire que les changements d'obliquité pourraient aussi jouer un rôle, il ne put les estimer. Son livre contient, en outre, un certain nombre d'éléments de climatologie et d'océanologie qui sont encore utilisés. Pourtant, à nouveau, un certain nombre de ses prédictions ne satisfirent pas les géologues et les climatologues. En particulier, la fin du dernier intervalle glaciaire était estimée par Croll, il y a environ 80 000 ans avant notre ère, une valeur en contradiction avec certaines estimations de l'époque.

L'intérêt pour la théorie astronomique des climats prit un nouvel essor avec les travaux du mathématicien serbe Milutin Milankovitch entre 1920 et 1941. En bénéficiant de l'amélioration croissante des solutions astronomiques, il calcula l'insolation d'été au sommet de l'atmosphère pour différentes latitudes en tenant compte des variations de l'excentricité, de la précession et de l'obliquité terrestre. Contrairement à Croll, il suggéra que l'insolation d'été dans les hautes latitudes de l'hémisphère Nord était le paramètre critique à la succession de cycles glaciaires-interglaciaires. Des étés froids permettraient la persistance dans les hautes latitudes des neiges hivernales dont l'albédo élevé favoriserait le refroidissement et l'accumulation annuelle de glace. Pour les mêmes raisons que pour Croll, la prédiction d'une alternance de périodes glaciaires entre les hémisphères, indépendamment de la distribution continentale et de considérations climatiques plus détaillées, liées à la circulation océanique et atmosphérique, fut rejetée par une grande majorité des climatologues et des géologues.

Les apports et les améliorations conjuguées des solutions astronomiques (e.g. Vernekar, 1972, Bretagnon, 1974, Berger, 1978 ; Laskar, 1988, Laskar *et al.*, 1993b) et plus particulièrement des données géologiques et géochimiques (e.g. Emiliani, 1955 ; Shackleton, 1967, Broecker et Van Donk, 1970, Hays *et al.*, 1976) ont permis de tester et de valider progressivement l'idée d'une influence astronomique dans la variabilité climatique.

L'accumulation de données géologiques et paléoclimatiques continues, associée à l'amélioration des méthodes de datation (méthodes basées sur les radio-isotopes de l'uranium, du thorium ou du potassium, inversion du champ magnétique) ont ainsi confirmé le lien entre les variations de l'insolation incidente et la réponse climatique. Des corrélations temporelles et fréquentielles apparaissent à la fois dans la succession de cycles glaciaires-interglaciaires (e.g. Hays *et al.*, 1976, Ruddiman *et al.*, 1986, Imbrie *et al.*, 1992) mais aussi pour un nombre important d'autres indicateurs paléoclimatiques (e.g. Hilgen, 1991 ; Petit *et al.*, 1999 ; Lourens *et al.*, 2001).

Il est important de noter que les nombreuses discontinuités et l'absence de datation précise des premiers enregistrements climatiques rendait difficile la comparaison avec les données orbitales dans le domaine temporel. Une approche complémentaire fut alors de comparer les données dans le domaine fréquentiel. Si la réponse climatique est linéaire ou contient une importante réponse linéaire, les périodicités observées dans les enregistrements paléoclimatiques doivent illustrer la présence des fréquences astronomiques et ceci, indépendamment des mécanismes précis qui convertissent par des processus atmosphériques, océaniques ou biologiques, l'insolation incidente en signal géologique.

En outre, l'ensemble des archives climatiques (concentration atmosphérique, température, accumulation de glace) issues des carottages glaciaires (e.g. Petit *et al.*, 1999), et en particulier du forage de Vostok fournit des informations importantes sur le lien entre le forçage orbital et le système climatique terrestre sur les derniers $\sim 400\,000$ ans.

1.4.2 Indicateurs paléoclimatiques et cycles glaciaires

La recherche d'une corrélation entre les variations climatiques et le forçage orbital nécessite l'enregistrement quasi continu d'un indicateur climatique dont la résolution est suffisamment fine sur les échelles de temps de Milankovitch. Durant les trentes dernières années, cela a été rendu possible par l'amélioration constante de la résolution temporelle et la diversification des indicateurs utilisés (sédiments marins et lacustres, coraux, anneaux des arbres, carottes glaciaires, pollens, cyclostratigraphie rocheuse, séquences marines de carbonates, etc...).

Un indicateur couramment utilisé du volume global des glaces continentales est le rapport isotopique entre l'isotope 18 de l'oxygène et l'oxygène 16 contenu dans les squelettes carbonatés (CaCO_3) des foraminifères. Ceux-ci sont généralement extraits des sédiments marins forés dans les fonds océaniques. La composition chimique de leurs squelettes calcaires est censée représenter la composition chimique de l'eau dans laquelle ils ont évolué. Schématiquement, lors de l'évaporation de l'eau des océans dans les régions tropicales, l'isotope le plus léger de l'oxygène est préférentiellement évaporé, tandis que l'oxygène 18 est plus facilement condensé lors des phases de précipitation. Lors du transport de la vapeur d'eau des basses latitudes vers les hautes latitudes, la succession d'étapes de condensation/vaporisation diminue progressivement la teneur en ^{18}O dans la phase vapeur, cette teneur se retrouvant finalement inscrite dans la signature isotopique des chutes de neige dans les hautes latitudes. Durant des périodes de fortes glaciations, ces fortes précipitations neigeuses entraînent, par opposition, un important appauvrissement en ^{16}O dans les océans.

La mesure du rapport isotopique est conventionnellement définie par la notation :

$$\delta^{18}\text{O} \text{ (en } \text{‰}) = \left(\frac{{}^{18}\text{O}/{}^{16}\text{O}_{\text{echantillon}}}{{}^{18}\text{O}/{}^{16}\text{O}_{\text{standard}}} - 1 \right) \times 1000 \quad (1.55)$$

où la valeur standard est référée à celle du VPDB (Vienna Pee Dee Belemnite). Le rapport $\delta^{18}\text{O}$ dépend aussi de la température locale de l'eau. Toutefois, pour les foraminifères benthiques qui vivent au fond des océans ⁵, plus de 70% de la variabilité du $\delta^{18}\text{O}$ peuvent être attribués à la variation du volume total de glace (e.g. Shackleton, 1967, Duplessy *et al.*, 1970). Cette hypothèse a été largement confirmée par les mesures indépendantes des variations eustatiques du niveau marin à partir de récifs coraliens fossilisés (e.g. Chappell et Shackleton, 1986).

Depuis les premiers enregistrements et forages réalisés au début des années 1950 qui couvraient uniquement le Quaternaire (le dernier Ma), le développement et l'accumulation d'enregistrements à très haute résolution (\sim quelques milliers d'années) ont fourni des contraintes importantes sur la variabilité glaciaire et l'amplitude de ses variations depuis l'apparition de la calotte Antarctique (~ 35 Ma). Une large revue de ses développements sur l'ensemble de l'ère Cénozoïque (0-65 Ma) est décrite dans Zachos *et al.* (2001). La figure 1.13 illustre l'enregistrement du $\delta^{18}\text{O}$ benthique du Site ODP (*Ocean Drilling Project*) 659 (Tiedemann *et al.*, 1994) et les principales caractéristiques (périodes géologiques, variabilité) sur les derniers 3.5 Ma. Cette période caractérise l'intensification de la glaciation dans

⁵Il est supposé que la température des fonds océaniques varie relativement peu et ne peut devenir inférieur à sa température de solidification ($\sim -2^\circ$). A l'inverse, les foraminifères planctoniques vivant près de la surface de l'eau enregistrent les larges fluctuations de la température de surface. La valeur du $\delta^{18}\text{O}$ benthique diminue avec la température ($\sim -0.25\text{‰}/^\circ\text{C}$) et augmente avec le volume des glaces continentales ($\sim 0.1\text{‰}/10$ m de diminution du niveau glacio-eustatique marin).

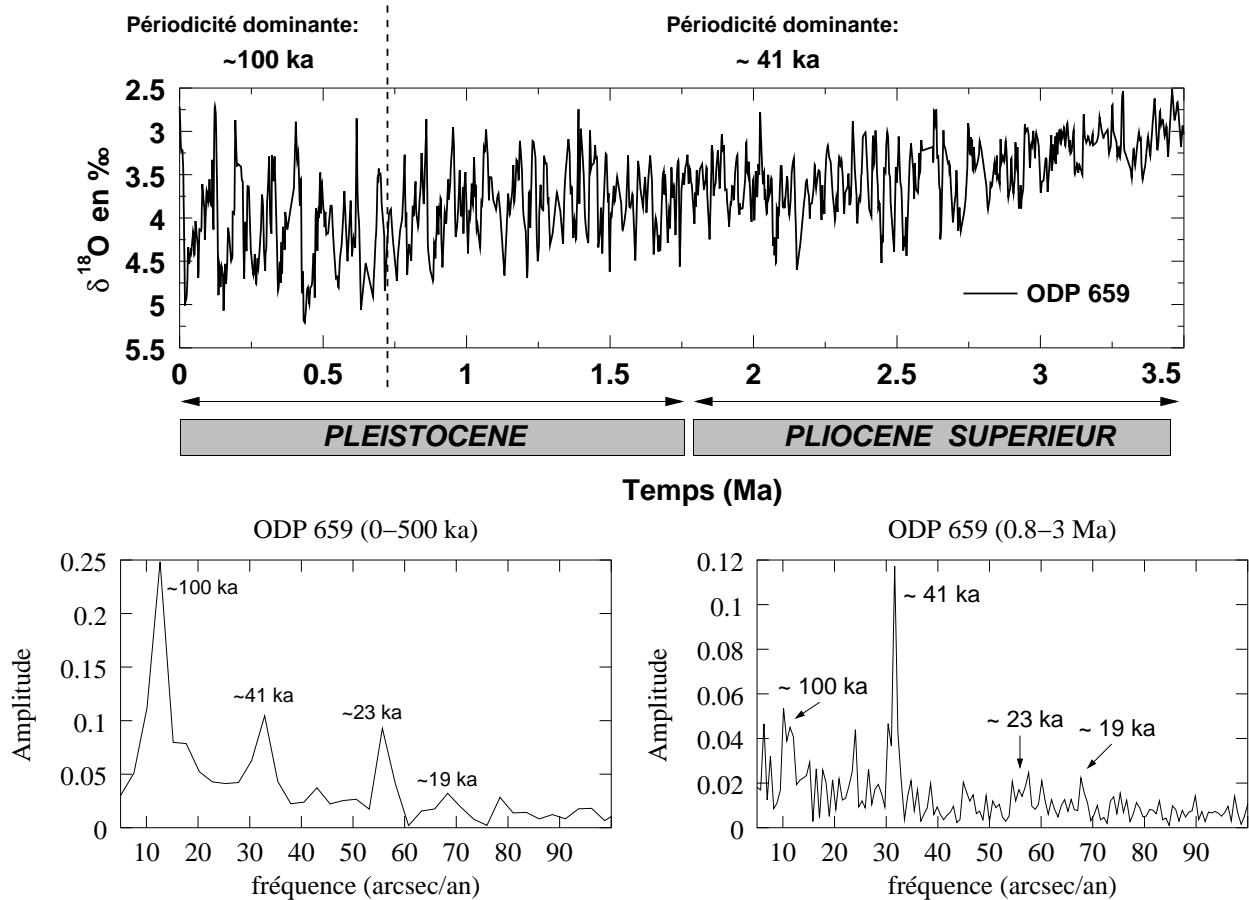


FIG. 1.13: Enregistrement benthique du site ODP 659 sur les derniers 3.5 Ma (Tiedemann *et al.*, 1994) et analyse spectrale de l'enregistrement sur 0-500 ka et 0.8-3 Ma. Le trait vertical hachuré correspond à la transition du Pléistocène Moyen marqué par le passage d'une variabilité glaciaire dominée par l'obliquité ($\sim 41\ 000$ ans) à une périodicité dominante proche de 100 000 ans. Cette transition est bien visible sur les transformées de Fourier rapides effectuées sur les périodes 0-500 ka et 0.8-3 Ma. Le faible nombre de points sur l'intervalle 0-500 ka conduit à un spectre de très faible résolution.

l'hémisphère nord marquée par des cycles glaciaires devenant de plus en plus intenses. Avant ~ 3 Ma, l'amplitude et la valeur plus faible du $\delta^{18}\text{O}$ suggère la présence de calottes de taille très modérée dans l'hémisphère nord.

Durant l'ensemble du Pliocène supérieur (~ 1.65 -3 Ma) et la partie inférieure du Pléistocène (~ 0.7 -1.65 Ma), le signal glaciaire présente des cycles réguliers très fortement dominés par la période principale de l'obliquité (e.g. Raymo *et al.*, 1989; Ruddiman *et al.*, 1989). L'ensemble des enregistrements isotopiques présentent une transition, appelée communément Transition du Pléistocène Moyen (noté TPM par la suite) qui marque l'extinction de la prédominance de l'obliquité. Cette transition est située dans l'intervalle (0.6-1 Ma), correspondant au début du Quaternaire. Comme l'illustre la figure 1.13, la fin du Quaternaire est marqué par une suite de cycles glaciaires-interglaciaires de grande amplitude, dominée par une périodicité proche de 100 000 ans et composée en première approximation de longues périodes d'accumulation glaciaire (~ 90 ka) suivies de phases rapides de déglaciations (~ 10 ka). Des signaux secondaires variant aux périodicités de l'obliquité et de la précession climatique (~ 23 et 19 ka) se surimposent au signal dominant (e.g. Hays *et al.*, 1976; Imbrie *et al.*, 1992, 1993).

1.4.3 Périodes de Milankovitch et glaciations du Pré-Cénozoïque

L'ensemble des enregistrements isotopiques en $\delta^{18}\text{O}$ accumulés sur le Cénozoïque confirme que depuis la formation de la calotte Antarctique (~ 35 Ma) à l'Oligocène, l'évolution des calottes glaciaires est fortement contrôlée par le forçage orbital. La variabilité glaciaire du Pré-Pléistocène semble, en particulier, fortement concentrée dans la bande de l'obliquité (Zachos *et al.*, 2001). Cela illustre probablement la très grande sensibilité des glaciers aux changements d'obliquité à travers les variations de l'insolation dans les hautes latitudes, lorsque ces glaciers ne recouvrent qu'une partie des zones polaires (et/ou lorsque leur taille reste faible).

Toutefois, outre le Quaternaire, certains épisodes montrent une forte concentration dans les hautes périodes de l'excentricité (~ 100 et/ou $400\,000$ ans), en particulier durant le Miocène supérieur (~ 20 - 25 Ma) (e.g. Zachos *et al.*, 1997), même si la taille des calottes mises en jeu, à cette époque, est réduite.

Variabilité glaciaire au cours du Pré-Cénozoïque

Durant les vingt dernières années, les cyclicités observées dans un nombre important de données géologiques du Pré-Cénozoïque ont été également attribuées aux périodes de Milankovitch. Quelques exemples représentatifs peuvent être trouvés pour le Mésozoïque (Herbert, 1992 ; Olsen, 1986 ; Olsen et Kent, 1999) et le Paléozoïque (Yang et Kominz, 1999). Toutefois, ces cyclicités ne sont pas reliées à un signal glaciaire et ne concernent donc pas notre étude. Une étude plus détaillée de la cyclostratigraphie dans les sédiments non marins pourra être trouvée dans le livre de Schwarzacher (1993).

Des déterminations indirectes des périodicités glaciaires ont pu être effectuées durant les glaciations du Permo-Carbonifère (~ 240 - 360 Ma) grâce à l'observation des changements eustatiques du niveau marin dans des sédiments lacustres ou lagunaires appelés "cyclothèmes" (voir le chapitre 2). Ces fluctuations apparaissent dominées par le cycle majeur de l'excentricité ($\sim 400\,000$ ans) et complétées par des contributions mineures associées à l'excentricité ($\sim 100\,000$ ans) et l'obliquité (Heckel, 1986 ; Algeo et Wilkinson, 1988). Toutefois, Rasbury *et al.* (1998) suggère que le cycle de $100\,000$ ans pourrait être dominant. Il est important de noter que ces sédiments semblent indiquer des périodes de transgression rapide (fonte rapide des calottes instables) et de régression lente du niveau marin, similaires à la dissymétrie des cycles du Quaternaire. Néanmoins, l'absence de contraintes très précises sur la datation de ces sédiments ⁶ indique qu'il faut prendre avec précaution la présence et la valeur des périodes astronomiques. Il n'y a pas de contraintes similaires disponibles pour les glaciations de l'Ordovicien (~ 440 Ma) et du Néoprotérozoïque ($\sim 750 \pm 200$ Ma). Devant le manque de données sur la réponse des glaciations du Pré-Cénozoïque au forçage orbital, les simulations et les modélisations climatiques sont devenus des outils théoriques importants dans la compréhension des mécanismes de réponse climatique sur ces échelles de temps (e.g. Crowley *et al.*, 1993). En particulier, la réponse du système climatique au forçage orbital apparaît très sensible à la disposition continentale, surtout en présence d'un supercontinent (e.g. Short *et al.*, 1991 ; Crowley *et al.*, 1992).

Variation à long terme des périodes de Milankovitch

Outre l'absence de données géologiques, une incertitude majeure sur la variabilité glaciaire à l'échelle des temps géologiques provient de la nature même du forçage orbital. D'après les tableaux 1.5, 1.6, 1.8, les principales fréquences du forçage orbital peuvent s'écrire comme des combinaisons linéaires des

⁶L'attribution de périodes de Milankovitch est souvent déduite de la coïncidence entre les rapports des périodes **spatiales** qui apparaissent dans la stratigraphie et celles des périodes de Milankovitch, et non d'une datation directe. La présence fréquente de "trous" dans la déposition, et d'érosion rend ces méthodes encore peu fiables.

fréquences fondamentales s_j, g_j et de la fréquence de précession p_0 ($\simeq \alpha \cos \varepsilon$ au premier ordre) qui ont pu changer significativement dans le passé.

La fréquence de précession dépend de la valeur de l'obliquité, et de la constante de précession α dont les variations dépendent, d'après (1.26) et (1.27), des changements conjugués de l'ellipticité dynamique, de la distance Terre-Lune (à travers les effets de dissipation due aux effets de marées) et de la durée du jour. On peut considérer que la valeur moyenne de l'ellipticité dynamique terrestre à l'échelle des temps géologiques peut être donnée par sa contribution hydrostatique, proportionnelle au carré de la vitesse angulaire de rotation (voir chapitre 2). L'ensemble des effets dissipatifs affectant la rotation terrestre à long terme (effets de marées, friction noyau-manteau) peut être modélisé mais les paramètres de dissipation sont très peu contraints dans le passé (e.g. Néron de Surgy et Laskar, 1997; Correia et Laskar, 2003). Toutefois, la diminution progressive de la vitesse angulaire de rotation et l'augmentation de la distance Terre-Lune au cours du temps conduisent conjointement à la diminution de la constante de précession.

La figure 1.14 illustre une estimation possible de la variation des périodes astronomiques basée une évolution simplifiée du système Terre-Lune et certaines observations géologiques de la durée du jour (Berger *et al.*, 1989). Les fréquences fondamentales sont supposées constantes, rendant cette figure purement indicative. On notera que les fréquences de l'excentricité, indépendantes de la vitesse de

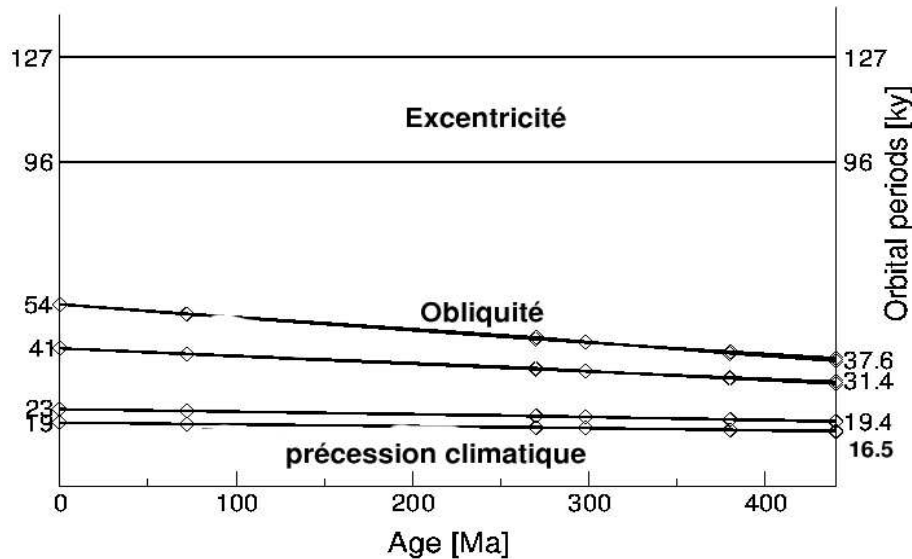


FIG. 1.14: **Estimation des changements des périodes de Milankovitch sur l'échelle des temps géologiques modifié de Berger *et al.*, 1989**). Les fréquences fondamentales du Système solaire s_j, g_j sont supposées constantes. Les périodes de l'obliquité et de la précession climatique diminuent avec l'augmentation dans le passé de la vitesse de précession due au rapprochement de la Lune. L'histoire Terre-Lune et les observations géologiques de la durée du jour sont tirés du modèle simplifié de Lambeck (1980).

précession sont donc constantes, tandis que les périodes de l'obliquité et de la précession climatique décroissent conjointement avec le "rapprochement" lunaire. Ces variations atteignent jusqu'à 20 à 25 % sur les derniers 450 Ma.

Nos estimations de la fréquence principale de l'obliquité :

$$\nu_1 = p_0 + s_3 \simeq \bar{\alpha} \cos \bar{\varepsilon} + s_3 \quad (1.56)$$

durant les glaciations antérieures sont légèrement différentes et basées sur l'évolution du système Terre-Lune de Néron de Surgy et Laskar (1997). La durée du jour est choisie égale à 21.9 heures, il y a ~ 650 Ma (Williams, 1993). Ces deux points sont détaillés dans l'annexe A. Cette valeur a été étendue sur l'ensemble de l'intervalle Néoprotérozoïque ($\sim 750 \pm 200$ Ma). Il correspond alors une période principale de 30 700 ans pour une obliquité moyenne actuelle et une période de 62 700 ans pour une obliquité initiale de 55° . Durant le Permo-Carbonifère (~ 260 -340 Ma), une durée du jour intermédiaire constante de 22.8 heures a été choisie. La période principale de l'obliquité estimée est alors très proche de 35 000 ans. Cette valeur est comparable à celle estimée par Berger *et al.* (1989) sur la figure 1.14.

L'évolution des fréquences paléoclimatiques dépend aussi des fréquences fondamentales s_i et g_i du Système solaire séculaire. Le comportement chaotique du Système solaire implique que la dynamique des éléments orbitaux planétaires ainsi que les fréquences fondamentales associées ne sont pas des quantités fixes mais varient au cours du temps (Laskar, 1989, 1990). En estimant les différentes sources actuelles d'incertitude sur les paramètres planétaires initiaux (masses, positions, vitesses) et sur certains effets dynamiques, Laskar (1999) suggère que la sensibilité aux conditions initiales limite la possibilité d'obtenir une solution précise du mouvement orbital et de la précession terrestre au-delà de ~ 30 -35 Ma. Malgré cette limitation importante, il est possible de discuter plus précisément l'évolution de certaines fréquences sur l'échelle des temps géologiques.

Le caractère chaotique du Système solaire ne concerne en fait que les planètes telluriques, le mouvement des planètes géantes étant stable. Cela implique que les fréquences fondamentales s_j et g_j pour $j \geq 5$ seront pratiquement constantes, tandis que les fréquences $g_1, g_3, g_4, s_1, s_2, s_3, s_4$ sont instables. La fréquence g_2 associée à la précession du nœud de Vénus apparaît comme modérément instable (Laskar, 1990).

Une des conséquences importantes est que la fréquence principale de l'excentricité $g_2 - g_5$ (de période $\sim 400\,000$ ans) et qui module aussi la précession climatique devrait être relativement stable et observable sur les échelles de temps géologiques. Inversement, toutes les fréquences principales de l'obliquité apparaissent comme instables, excepté la fréquence $p_0 + s_6$. La détection de cette fréquence dans les données géologiques donnerait ainsi des contraintes sur les effets dissipatifs affectant la rotation terrestre. Toutefois, sa faible amplitude dans le forçage de l'obliquité rend cette possibilité très improbable. Les fréquences de modulation $s_4 - s_3, g_4 - g_3$ ou $g_2 - g_5$ de l'obliquité et de l'excentricité sont de façon générale plus facilement repérables dans les enregistrements géologiques s'étendant sur plusieurs millions d'années.

Malgré l'instabilité des fréquences fondamentales associées aux périodes dominantes de Milankovitch, nous avons considéré que celles-ci étaient constantes dans le passé (ou que leurs variations étaient négligeables par rapport aux changements séculaires de la vitesse de précession). Cette hypothèse est probablement incorrecte, mais c'est la plus naturelle pour tester de façon simple les propriétés de la réponse glaciaire lors de glaciations antérieures, en l'absence de contraintes.

D'autres implications fondamentales sur l'interaction entre les observations géologiques et le caractère chaotique du forçage astronomique à long terme sont données dans Laskar (1999), Olsen et Kent (1999) et Pälike *et al.* (2003).

1.5 Modélisation paléoclimatique des cycles glaciaires

L'absence de données détaillées sur la réponse glaciaire au forçage orbital à la fois dans les domaines temporels et fréquentiels durant les glaciations du Pré-Cénozoïque est un obstacle majeur à la modélisation et la compréhension des climats de ces périodes. La démarche naturelle est, en premier lieu, d'extrapoler les mécanismes et les processus climatiques observés sur les périodes glaciaires récentes. Toutefois, malgré l'aptitude de la théorie de Milankovitch à expliquer de nombreux aspects de

la variabilité temporelle et fréquentielle des changements climatiques du Cénozoïque, la réponse des calottes glaciaires aux variations d'insolation pose de nombreuses questions encore non résolues.

1.5.1 Le problème du cycle de 100 000 ans

La découverte initiale de la prédominance d'un cycle proche de 100 000 ans dans la variabilité glaciaire du Quaternaire a longtemps retardé l'acceptation de la théorie de Milankovitch, les variations d'insolation en été dans les hautes latitudes étant dominées par la précession climatique et secondairement par l'obliquité. Si les variations d'excentricité possèdent des périodes proches de 100 000 ans, sa contribution directe aux variations d'insolation est négligeable.

La découverte de périodicités même secondaires associées à la précession climatique et à l'obliquité fut alors essentielle à la validation de "l'essence" de la théorie de Milankovitch (Hays *et al.*, 1976). De façon générale, l'ensemble des données géologiques recueillies suggère qu'il ne semble pas approprié d'interpréter strictement la théorie de Milankovitch. Une version moderne, plus minimaliste, consiste à constater que les fréquences astronomiques apparaissent de façon significative dans le signal glaciaire sans présupposer des mécanismes qui relient le forçage orbital et la réponse glaciaire.

Un nombre important d'hypothèses ont été formulées sur l'origine de ce cycle et une revue assez large sur les différents types de modèles proposés pourra être trouvée par exemple dans Imbrie *et al.* (1993). On peut résumer l'ensemble de ces modèles en trois classes principales : (I) Les modèles proposant que le cycle de 100 000 ans est un mode propre interne du système glace-océan-atmosphère et dont la phase est fixée par le forçage orbital (e.g. Maasch et Saltzman, 1990). (II) Les modèles invoquant une amplification du signal glaciaire dans la bande de l'excentricité produite par une réponse non linéaire du système climatique aux variations d'insolation. (III) Les modèles associant ce cycle à la variation de l'inclinaison du plan orbital terrestre (e.g. Muller et Mac Donald, 1997) ⁷.

Il est important de noter que, ne cherchant pas un modèle qui reproduit exactement les derniers cycles glaciaires, mais un modèle simple qui puisse contenir les principales caractéristiques de la réponse glaciaire et qui peut s'adapter aux contraintes supplémentaires données par les glaciations du Pré-Cénozoïque, ceux proposés dans la classe (II) suffisent largement à notre étude. De plus, comme nous le verrons dans le chapitre 3, la friction climatique ne dépend pas du modèle climatique choisi mais des propriétés de la réponse glaciaire uniquement dans la bande spectrale de l'obliquité.

Dans ce contexte, un nombre important de rétroactions climatiques positives ont été invoquées pour expliquer une amplification non-linéaire. Les principales sont : (1) la rétroaction liée à l'albédo élevé des calottes qui favorise leur refroidissement et la persistance d'une période glaciaire. (2) La rétroaction entre l'épaisseur de la calotte et l'accumulation de glace : le sommet d'une calotte épaisse est plus froid et peut donc accumuler encore plus de glace si la lithosphère sous-jacente n'a pas eu le temps de s'enfoncer, tandis que la fonte des glaces peut être amplifiée si celle-ci se déroule lors de l'enfoncement de la lithosphère (e.g. Gallée *et al.*, 1992). (3) Le temps de réponse important des larges calottes glaciaires. (4) La rétroaction provoquée par l'anti-corrélation importante entre le volume de glace et la concentration des gaz à effet de serre (CO₂, CH₄,...) suggérée par les données du forage de Vostok (e.g. Petit *et al.*, 1999).

Il n'y a pas toutefois pas de consensus sur la contribution de chacun de ces processus. Une remarque importante pour la suite est que la plupart de ces rétroactions sont des fonctions croissantes du volume des calottes. Il est probable que certains de ces effets furent présents durant les glaciations majeures du passé.

⁷Certaines analyses astronomiques détaillées récentes rendent toutefois cette hypothèse largement improbable (Kortenkamp et Dermott, 1998).

L'utilisation de modèles issus de la classe (II) pose cependant certains problèmes qu'il est important de mentionner. Une amplification non linéaire favorise théoriquement l'émergence supplémentaire du cycle majeur de l'excentricité proche de ($\sim 400\,000$ ans) qui n'est pas observé dans les enregistrements paléoclimatiques du Quaternaire. Comme indiqué dans les sections précédentes, l'observation de ce cycle avec une très faible amplitude durant le Pliocène (Clemens et Tiedemann, 1997) mais avec une amplitude importante au Miocène et probablement au Permo-Carbonifère rend toutefois raisonnable l'utilisation de tels modèles. En outre, la non-observation du cycle de $400\,000$ ans durant le Quaternaire est probablement reliée à l'observation d'un seul pic centré autour d'une période de $100\,000$ ans alors que l'excentricité possède en réalité un doublet ($\sim 96\,000$ et $127\,000$ ans), dont la modulation fournit le cycle de $400\,000$ ans. Si les données montraient un doublet résolu, alors la période de modulation associée serait probablement aussi observée.

De façon générale, les trois classes de modèles ne permettent pas d'expliquer d'une part l'initiation de la glaciation majeure dans l'hémisphère Nord (~ 3 Ma) et d'autre part le changement de variabilité et d'amplitude glaciaire à la TPM (~ 0.8 Ma). La prédominance d'un cycle de l'obliquité avant la TPM suggère, à nouveau, que les calottes ne répondent pas de façon linéaire au forçage de l'insolation, même quand leur volume est réduit. Il est possible que l'insolation moyenne annuelle dans les hautes latitudes (voir Eq.1.54) qui ne dépend que de l'obliquité joue un rôle notable dans la variabilité glaciaire. Une bifurcation du système climatique causée par une décroissance progressive de la concentration en CO_2 et un refroidissement global associé pourrait être à l'origine d'une telle transition (e.g. Raymo, 1997; Paillard, 1998). Une étude plus détaillée du lien entre les cycles glaciaires-interglaciaires et les variations d'insolation ainsi que les nombreux problèmes supplémentaires posés par la théorie de Milankovitch pourra être trouvé dans Raymo (1997) et Paillard (2001).

Il est important de noter que l'accumulation de données isotopiques à très haute résolution durant ces dix dernières années a permis de mettre en évidence la présence d'une importante variabilité glaciaire à l'échelle du millénaire, marquée par des décharges abruptes et massives d'icebergs (Heinrich, 1988; Bond *et al.*, 1992). Ces événements suggèrent que l'évolution glaciaire ne peut être uniquement décrite dans le cadre traditionnel de changements séculaires variant conjointement avec les fluctuations d'insolation mais aussi comme un système instable pouvant "sauter" entre différents états d'équilibre. L'intégration de valeurs critiques climatiques dans la théorie astronomique "classique" a permis de contourner un nombre important de problèmes posés par la théorie de Milankovitch et de modéliser à la fois dans le domaine temporel et fréquentiel, l'évolution glaciaire sur les 3 derniers millions d'années (Paillard, 1998, 2001).

Nous considérerons dans les chapitres 2 et 3 que sur la durée caractéristique des glaciations du Pré-Cénozoïque (~ 50 Ma), la théorie de Milankovitch permet de façon satisfaisante de décrire la réponse glaciaire aux variations d'insolation, à la fois en terme de phase et d'amplitude; la friction climatique sera traitée dans ce cadre. Nous verrons au chapitre 4 que le concept de valeurs astronomiques critiques couplé à des phénomènes d'hystérésis climatiques permet d'enrichir notablement le traitement de la friction climatique.

1.5.2 Modélisation

Pour modéliser simplement la réponse glaciaire au forçage orbital, nous avons utilisé le modèle d'Imbrie et Imbrie (1980) dans lequel la non-linéarité est produite par l'assymétrie entre une phase rapide de déglaciation (terminaison) provoquée par l'instabilité des calottes polaires massives et une phase lente d'accumulation glaciaire. Soit $I_{ref.}$, l'insolation de forçage de référence, le volume total des glaces continentales est simplement une relaxation du premier ordre aux variations d'insolation avec une constante de temps qui dépend du signe des changements du volume glaciaire. Soit V , une variable

linéairement reliée au volume de glace, l'équation caractéristique est :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{(I_{ref} - V)}{\tau}, \quad (1.57)$$

où $\tau = \tau_M$ si $I_{ref} > V$ (phase de déglaciation pour des fortes insolation) et $\tau = \tau_A$ si $I_{ref} < V$ (accumulation). Les constantes de temps τ_A and τ_M peuvent respectivement s'écrire

$$\tau_A = \frac{T_m}{1 - b}; \tau_M = \frac{T_m}{1 + b}, \quad (1.58)$$

où T_m est le temps caractéristique moyen de réponse des calottes et b , un coefficient de non-linéarité ($0 < b < 1$). Dans le modèle original, l'insolation de référence est l'insolation d'été à 65° de latitude nord, correspondant à la latitude caractéristique d'extension des calottes dans la théorie de Milankovitch, $\tau_A=42$ 500 ans et $\tau_M=10$ 625 ans, ce qui correspond à un temps caractéristique moyen de réponse $T_m=17$ 000 ans, $b=0.6$ et un rapport $\tau_A/\tau_M = 4$ favorisant bien une accumulation de glace plus lente que la fonte. Ce modèle sera désigné par la suite modèle nominal. Pour estimer la viabilité de ce modèle, la figure 1.15 compare sur le dernier million d'années, les variations d'insolation en été à 65°N , le modèle nominal d'Imbrie et Imbrie et l'enregistrement isotopique $\delta^{18}\text{O}$ du Site ODP 659.

On constate bien l'absence de lien direct entre l'insolation d'été et l'enregistrement isotopique du fait de la prédominance des cycles glaciaires de 100 000 ans bien marqués. Le modèle nominal d'Imbrie et Imbrie reproduit de façon acceptable les derniers cycles glaciaires. Les terminaisons I, II, IV, et VII sont, en particulier, bien reproduites. Une exception importante concerne la terminaison V située autour de 400 ka. L'amplitude de cette transition apparait comme l'une des plus importantes enregistrées durant le Quaternaire alors qu'elle correspond à un minimum de l'excentricité (voir la figure 1.6) et de l'amplitude des variations d'insolation (figure 1.15.a). La situation inverse se produit après la terminaison III. Une discussion plus approfondie de ces paradoxes, contraire à la théorie traditionnelle de Milankovitch, pourra être trouvée dans Paillard (1998, 2001). Les terminaisons n'apparaissent pas associées aux maxima les plus forts de l'insolation d'été mais suivent toujours les maxima les plus faibles. En d'autres termes, les maxima d'insolation les plus faibles favorisent une glaciation majeure qui sera suivie d'un épisode de déglaciation au maximum d'insolation suivant, indépendamment de l'amplitude de l'insolation (e.g. Paillard, 2001).

En outre, une périodicité prédominante proche de ~ 100 000 ans n'est pas apparente dans le modèle nominal, tandis que la modulation par le cycle majeur de l'excentricité (~ 400 000 ans) est bien visible. Ces propriétés sont confirmées par l'analyse en fréquence du modèle nominal calculée sur les prochains 5 Ma dans le tableau 1.2.

Sur cet intervalle de temps, on constate que la variabilité glaciaire du modèle est dominée par les fréquences principales de l'obliquité, de la précession climatique et de l'excentricité⁸. Les périodes de l'excentricité proche de 100 000 ans n'apparaissent alors que de façon secondaire. La deuxième période issue de l'obliquité est le cycle secondaire proche de 54 ka, à l'inverse du forçage direct de l'obliquité (voir tableau 1.5). Cela illustre que le modèle d'Imbrie et Imbrie agit comme un filtre passe-bas sur les fréquences du forçage orbital.

Bien qu'assez imparfait, le choix d'un tel modèle présente plusieurs intérêts : d'une part, il est possible de modifier simplement les paramètres d'entrée du modèle. En particulier, l'insolation de forçage peut être adaptée à l'extension latitudinale des calottes polaires. Le degré de non-linéarité de la réponse glaciaire peut être simplement contrôlé par la variation du paramètre b et les changements des

⁸Il est important de voir que l'ordre des trois premières fréquences varie suivant l'intervalle de temps sur lequel l'analyse en fréquence est effectuée, mais qu'elles restent toujours les fréquences prédominantes. Il serait ainsi erroné de conclure que l'obliquité "domine" le signal glaciaire.

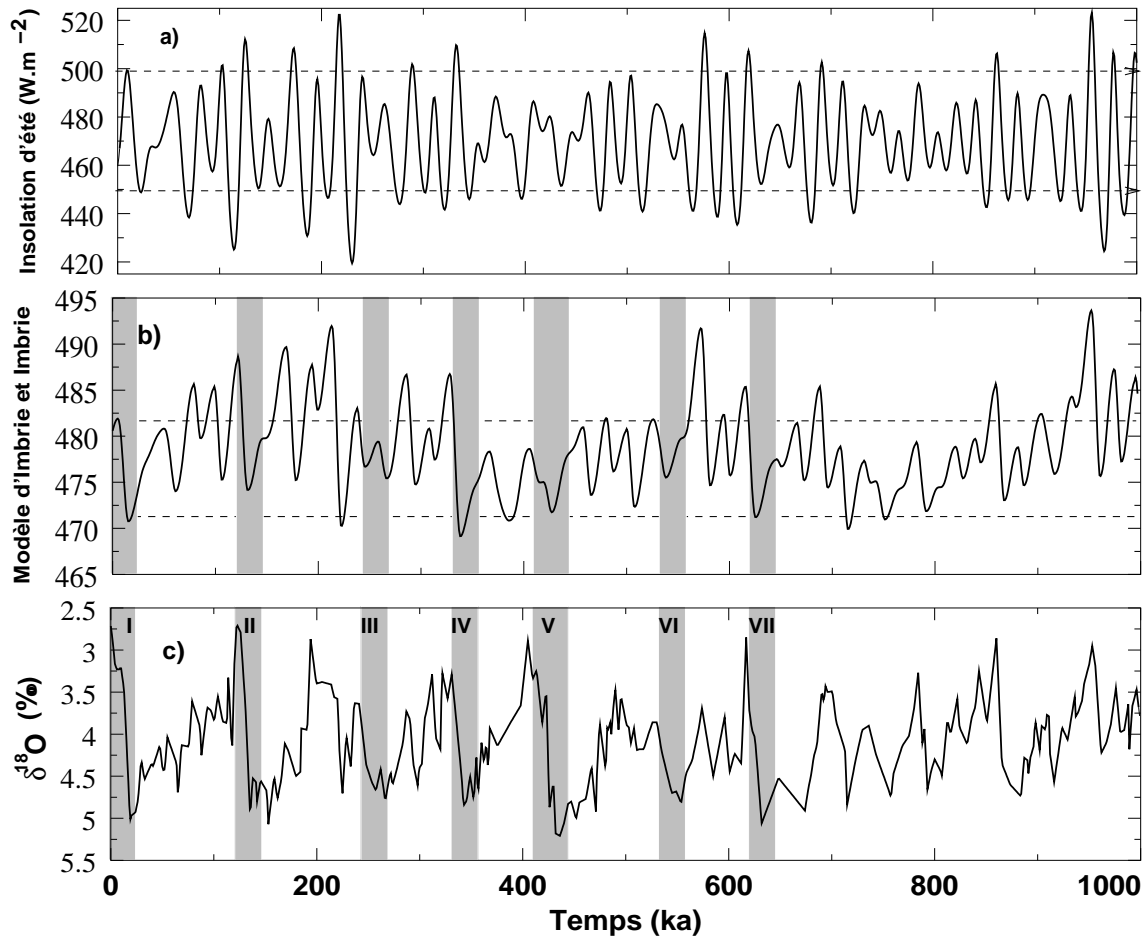


FIG. 1.15: Comparaison entre l'insolation d'été à 65°N (a), le modèle glaciaire nominal d'Imbrie et Imbrie (b) et les valeurs en $\delta^{18}\text{O}$ benthique du site ODP 659 (c). L'insolation d'été est issue de la solution astronomique de Laskar *et al.* (1993). Le modèle dérivé d'Imbrie et Imbrie est exprimé dans les unités de l'insolation ($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$). Le volume de glace réel est une fonction linéaire de la figure (b) mais sa détermination exacte n'est pas ici nécessaire. Pour les figures (a) et (b), les traits horizontaux en pointillés correspondent aux valeurs maximales et minimales prises par ces fonctions sur le dernier cycle glaciaire ou son équivalent. L'enregistrement du Site ODP 659 a été ré-échantillonné tous les 1000 ans par interpolation linéaire. Les zones grisées correspondent aux dernières terminaisons glaciaires avec la nomenclature traditionnelle associée (voir par exemple Raymo, 1997).

constantes temporelles de relaxation τ_A et τ_M permettent de modifier le déphasage entre les composantes fréquentielles du forçage astronomique et la réponse glaciaire. Il est ainsi possible de créer un ensemble de modèles d'évolution glaciaire ajustables qui permettront de tester la friction climatique pour différentes configurations glaciaires. Ce modèle sert ainsi de modèle conceptuel de réponse glaciaire au forçage de l'insolation, dans lequel l'ensemble des non-linéarités potentielles sont rassemblées dans le paramètre b . D'autre part, ce modèle a été souvent utilisé comme référence dans la calibration et la datation astronomique d'enregistrement isotopiques en $\delta^{18}\text{O}$ (e.g. Shackleton *et al.*, 1990 ; Bassinot *et al.*, 1994). Les propriétés de ces enregistrements permettront de tester, sous certaines conditions, l'effet de la friction climatique durant les glaciations récentes (voir chapitre 3).

j	Origine		ν_j ("/an)	Période (ans)	V_j (W.m ⁻²)	δ_j (°)
0	valeur moyenne		-	-	477.952	-0.0001
1	obliquité	$p + s_3$	31.541	40986	2.497	-10.395
2	préc. climatique	$p + g_5$	54.702	23685	2.290	4.650
3	excentricité	$g_2 - g_5$	3.1906	405402	2.147	147.282
4	préc. climatique	$p + g_2$	57.929	22372	1.821	169.237
5	préc. climatique	$p + g_4$	68.394	18948	1.338	110.145
6	excentricité	$g_4 - g_2$	10.454	123965	1.051	-109.425
7	excentricité	$g_4 - g_5$	13.681	94729	1.046	38.909
8	obliquité	$p + s_6$	24.156	53651	1.045	-142.144
10	obliquité	$p + s_4$	32.723	39604	1.020	17.076
13	obliquité	$p + s_3 + g_4 - g_3$	32.174	40280	0.812	-4.863
16	obliquité	$p + s_3 - g_4 + g_3$	31.087	41689	0.605	-126.574

TAB. 1.2: Principaux termes d'une approximation quasi-périodique $V(t) = \sum_{j=0}^{N''} V_j \cos(\nu_j t + \delta_j)$ du modèle nominal glaciaire d'Imbrie et Imbrie (1980) exprimés dans les unités d'insolation (W.m⁻²) sur 5 Ma et origine astronomique des périodicités présentes. La première colonne donne la position j de la fréquence ν_j dans le développement quasi périodique. Pour $j > 7$, seules les fréquences issues des variations de l'obliquité sont données. Le volume de glace réel est une fonction linéaire de $V(t)$ mais sa détermination n'est pas nécessaire.

Variation du déphasage entre la réponse climatique et le forçage orbital

Un des paramètres importants de la théorie astronomique des climats est le déphasage entre l'excitation orbitale et la réponse glaciaire en fonction de la fréquence du forçage. D'après (1.57), le déphasage entre une composante de l'insolation de fréquence ν et la composante de sortie du volume de glace dépend de la nature de la réponse glaciaire. Ils valent respectivement :

$$\zeta_A(\nu) = \arctan(\nu \times \tau_A) \quad (1.59)$$

$$\zeta_M(\nu) = \arctan(\nu \times \tau_M), \quad (1.60)$$

dans les périodes d'accumulation et de déglaciation. Le déphasage *moyen* sur un cycle glaciaire complet noté $\zeta_i(\nu)$ est une fonction non triviale de ζ_A et ζ_M . Toutefois, le modèle prédisant un intervalle de glaciation plus long qu'un intervalle de déglaciation, $\zeta_i(\nu)$ est plus a priori plus proche de ζ_A que ζ_M . Le déphasage $\zeta_i(\nu)$ est estimé dans le tableau 1.3 pour le cycle majeur de 41 000 ans associé à l'obliquité, et pour un rapport constant $\tau_A/\tau_M = 4$ similaire au modèle nominal, les constantes de relaxation τ_A et τ_M étant alors non contraintes. Une réduction simultanée de τ_A et τ_M conduit à une diminution du déphasage, la réponse glaciaire étant en moyenne plus rapide.

τ_A (10 ³ ka)	2	4	8	12	16	20	32	42.5	48	80	100
τ_M (10 ³ ka)	0.5	1	2	3	4	5	8	10.6	12	20	25
$\zeta_i(\nu_1)$ (°)	10.6	20.0	34.7	45.2	53.2	58.5	69.1	73.9	75.6	81.2	83.0

TAB. 1.3: Exemples de déphasages de la réponse glaciaire à un forçage sinusoïdale de période 41 000 ans en fonction des temps caractéristiques d'accumulation τ_A et τ_M des calottes. L'équation (1.57) du modèle d'Imbrie et Imbrie a été intégrée sur 2 Ma en réduisant l'insolation d'été à une sinusoïde de période 41 000 ans, d'amplitude unité et de phase nulle à l'origine des temps pour chaque couple (τ_A, τ_M) . Le déphasage est déduit par analyse en fréquence du signal glaciaire. Le tableau ne contient qu'une partie des couples utilisés.

Le déphasage glaciaire aux variations d'obliquité peut être ainsi modifié sur l'ensemble de l'intervalle $0 - 90^\circ$ permis par le modèle d'Imbrie et Imbrie. Cette recherche peut être étendue à l'ensemble des fréquences orbitales mais seule l'obliquité jouera un rôle dans la friction climatique. Le déphasage est ici proche de 74° pour le modèle nominal pour le cycle majeur de l'obliquité.

Temps caractéristique de réponse d'une calotte

L'équation (1.58) indique que les temps de relaxation τ_A et τ_M dépendent du temps caractéristique moyen de réponse T_m des calottes et du coefficient de non-linéarité b . Ces paramètres et les mécanismes d'évolution d'une calotte glaciaire aux variations d'insolation dépendant probablement non seulement de la dynamique complexe glaciaire, mais aussi des conditions climatologiques locales ⁹, il est difficile de prédire simplement les variations de b et de T_m pour des calottes différentes de celles du Quaternaire. Il est toutefois intéressant de donner quelques éléments importants de discussion, en particulier quand le seul paramètre glaciaire de sortie intervenant dans la modélisation est ici le volume des calottes.

Comme il est proposé dans la section précédente, la réponse non linéaire est probablement une fonction croissante du volume d'une calotte. Une conséquence importante est que l'augmentation du volume glaciaire conduit alors à un transfert plus important de la variabilité glaciaire dans les hautes périodes de l'excentricité, diminuant ainsi corrélativement la variabilité dans les bandes de l'obliquité et de la précession climatique.

Les premières études théoriques sur la dynamique des calottes massives du Quaternaire (Weertman, 1964) ont montré qu'elles avaient un temps caractéristique de réponse T_m de l'ordre de 10 000 à 20 000 ans, en bon accord avec la valeur empirique de 17 000 ans du modèle nominal d'Imbrie et Imbrie.

Il est aussi probable que T_m dépende du volume de la calotte. Connaître la dépendance précise du temps de réponse d'un glacier en fonction de sa taille requiert en théorie la résolution des équations continues et non linéaires dépendantes du temps de la dynamique glaciaire¹⁰. Sans simplifications, cela est actuellement impossible pour les géométries générales des glaciers et des calottes réels. Il est toutefois possible d'approcher par des méthodes d'analyse dimensionnelle ou de loi d'échelle, le rôle des différents paramètres pertinents glaciaires. Dans cet esprit, le temps caractéristique de réponse T_m peut être donné par :

$$[T_m] \propto [x]/[u_x], \quad (1.61)$$

où $[x]$ est la longueur caractéristique du glacier et $[u_x]$, la vitesse caractéristique d'écoulement dans la direction de la longueur principale du glacier (Nye, 1960). La plupart des analyses considèrent implicitement que T_m est simplement proportionnel à la taille du glacier en considérant $[u_x]$ indépendant de la taille. Toutefois, la vitesse d'écoulement est une fonction croissante de l'épaisseur de la calotte qui elle-même augmente avec la longueur de la calotte. La dépendance de $[x]$ et de $[u_x]$ avec les autres paramètres glaciaires dans certaines approximations liées aux observations dynamiques des calottes conduit à (Bahr, 1998) :

$$[T_m] \propto [S]^{1/4}, \quad (1.62)$$

où $[S]$ est la surface caractéristique de la calotte. La plupart des calottes suivent une loi d'échelle volume-surface de Paterson de la forme :

$$[V] \propto [S]^{1.23} \simeq [S]^{5/4}. \quad (1.63)$$

⁹Celles-ci peuvent inclure par exemple l'albédo des zones périglaciaires, la température et la chimie des océans environnants, l'intensité des vents, etc... (Imbrie *et al.*, 1993).

¹⁰Le fluage glaciaire dépend principalement de l'accumulation, de la température moyenne annuelle de la surface, de la rhéologie glaciaire, de sa taille et des conditions en pression et température à la base.

D'après (1.62) et (1.63), on considérera que pour les calottes glaciaires :

$$[T_m] \propto [V]^{1/5}. \quad (1.64)$$

Une conséquence théorique est que, même pour des changements importants du volume de la calotte, le temps caractéristique et donc le déphasage entre le forçage de l'insolation et la réponse glaciaire ne varient ici que très faiblement. Il se peut toutefois que la réalité soit différente.

1.6 Obliquité et réponse climatique

La variabilité glaciaire étant principalement dominée par les fréquences astronomiques, il est possible d'analyser plus spécifiquement la réponse glaciaire à chacune de ces fréquences. Comme nous le verrons au chapitre 3, la friction climatique étant contrôlée uniquement par la réponse glaciaire aux variations d'obliquité, nous nous restreignons dans cette section à l'étude de la réponse glaciaire dans la bande de l'obliquité. Les mécanismes de la réponse climatique n'étant pas connus, les deux paramètres pertinents permettant de décrire cette réponse sont l'amplitude de sortie et le déphasage entre le forçage orbital de l'obliquité et la réponse glaciaire.

Un des objectifs est de vérifier plus spécifiquement si la réponse glaciaire (amplitude, déphasage) prédite par les modèles utilisés est similaire avec celle donnée directement par les mesures isotopiques en $\delta^{18}\text{O}$ dans cette bande fréquentielle. Cette réponse est analysée ici sur les glaciations récentes du Pliocène-Pléistocène ($\sim 0\text{-}3$ Ma) où existent les données les plus importantes.

1.6.1 Amplitude

L'amplitude de la réponse glaciaire dans la bande de l'obliquité peut être définie comme le volume de glace (ou la masse) de glace moyen transporté par chacune des périodicités de l'obliquité durant une succession de cycles glaciaire-interglaciaires. En supposant que le volume de glace puisse s'exprimer sous la forme d'une fonction quasi-périodique :

$$V_{glace}(t) = \sum_{j=1}^{N'} V_j \cos(\nu_j t + \delta_j), \quad (1.65)$$

où les fréquences ν_j sont classées de telle sorte que les N premières fréquences soient les fréquences principales de l'obliquité (voir 1.48), on peut définir de façon équivalente le paramètre sans unité

$$\Theta_j = \frac{2 \times V_j}{-\Delta V_{glace}}, \quad (1.66)$$

où $\Delta V_{glace} (< 0)$ est la variation totale du volume de glace sur un cycle de déglaciation de référence, servant ici de normalisation. Θ_j ($1 \leq j \leq N$) exprime alors simplement le pourcentage du volume de glace total transporté par la fréquence ν_j de l'obliquité. Le dernier cycle glaciaire étant l'un des plus larges en amplitude sur l'ensemble des glaciations du Pléistocène, il sera pris comme le cycle de référence dans cette section. Il est ainsi attendu que les paramètres Θ_j soient inférieurs à 1.

Nous avons calculé une estimation réaliste des paramètres Θ_j à partir d'une base d'enregistrements isotopiques à haute résolution en $\delta^{18}\text{O}$ benthiques issues, pour la plupart, des forages sédimentaires océaniques des missions *Ocean Drilling Program* et dont les caractéristiques principales sont données dans le tableau (1.4). Cette base a été complétée par la compilation d'enregistrements isotopiques SPECMAP (*SPECTral MAPPING and Prediction*) longtemps utilisée comme un enregistrement de référence (Imbrie *et al.*, 1984).

Site	Lieu	Type	Période	Références
SPECMAP	-	Planctonique	0-0.78 Ma	Imbrie <i>et al.</i> (1984)
ODP 849	00°N, 110°O	Benthique	0.4.98 Ma	Mix <i>et al.</i> (1995)
ODP 677	01°N, 84°O	Benthique	0-2.60 Ma	Shackleton <i>et al.</i> (1990)
ODP 677+846	03°N, 90°O	Benthique	0-8.35 Ma	Shackleton <i>et al.</i> (1990, 1995a)
ODP 659	18°N, 21°O	Benthique	0-5.01 Ma	Tiedemann <i>et al.</i> (1994)

TAB. 1.4: **Caractéristiques principales de la base de données isotopiques en $\delta^{18}\text{O}$ utilisée.** L'ensemble des données est disponible sur le site Web : www.ngdc.noaa.gov. L'enregistrement composite du Pacifique Equatorial 677+846 combine les carottes V19-30 de 0 à 0.34 Ma (Shackleton et Pisias, 1985), ODP 677 de 0.34 à 1.811 Ma et ODP 846 de 1.811 Ma à 8.35 Ma. La résolution moyenne de chacun des enregistrements est proche de 3.5 ka. La construction de l'échelle de temps associée à chacun des enregistrements est donnée par leurs références.

Chacun de ces enregistrements est reproduit sur la figure 1.16 sur les derniers 3.5 millions d'années. Une étude comparative et corrélative entre ces enregistrements pourra être trouvée dans Tiedemann *et al.*(1994) et Raymo (1997).

Chaque enregistrement a été redressé et son approximation quasi périodique a été réalisée par la méthode d'analyse en fréquence (Laskar, 1993). Du fait de la large réponse glaciaire dans la bande de l'obliquité, l'approximation quasi-périodique des histoires glaciaires fournit un nombre très important de pics secondaires qu'il n'est pas possible d'identifier spécifiquement et de relier aux fréquences astronomiques de l'obliquité. Dans ce contexte, l'estimation a été réduite au cycle majoritaire de $\sim 41\,000$ ans de l'obliquité, bien identifiable dans le développement. L'estimation de la contribution de l'obliquité à l'amplitude glaciaire totale est donnée dans le tableau 1.5. Cette estimation a été effectuée sur deux périodes : le Pléistocène Supérieur ($\sim 0-0.78$ Ma) dominée fortement par des cycles de grande amplitude de $\sim 100\,000$ ans et sur l'ensemble des trois derniers millions d'années correspondant à l'intensification de la glaciation dans l'hémisphère nord et dominée par des cycles de plus faible amplitude de $41\,000$ ans jusqu'à la transition du Pléistocène Moyen. La contribution Θ_1 est aussi comparée à celle obtenue en considérant deux modèles simples de réponses glaciaires aux variations d'insolation : le modèle nominal non linéaire d'Imbrie et Imbrie et le cas hypothétique d'une réponse linéaire à l'insolation d'été à 65°N (voir figure 1.15).

Ces valeurs appellent un nombre important de remarques. Pour chaque période, les contributions apparaissent similaires entre les enregistrements benthiques indiquant une réponse climatique corrélée dans la bande de l'obliquité. Les valeurs s'étalent de $\sim 22.5\%$ à $\sim 28.5\%$ pour les deux périodes excepté pour le SPECMAP. Ce dernier est en fait basée sur des mesures isotopiques de foraminifères planctoniques très sensibles aux changements de la température de surface et de salinité des océans et ne peut être utilisé comme un indicateur précis des variations du volume de glace. Il n'y a malheureusement toutefois pas encore de consensus actuel sur un enregistrement isotopique de référence basé sur des foraminifères benthiques pour l'ensemble du Pléistocène.

Une valeur moyenne de $\sim 25\%$ de la contribution de l'obliquité peut être déduite des enregistrements benthiques. Cette valeur est similaire sur les deux intervalles de temps, suggérant que malgré l'amplification graduelle de l'amplitude des cycles glaciaires sur les 3 derniers millions d'années, le volume de glace moyen échangé par les variations d'obliquité est resté quasiment constant et égal à $\sim 1/4$ du volume de glace transporté durant le dernier cycle glaciaire (soit ~ 12 millions de km^3). Cette propriété sera fondamentale pour la friction climatique. Elle pourrait signifier que même si la Terre a connu dans le passé des périodes et des cycles glaciaires plus importants que durant le Quaternaire, le volume de glace transporté par l'obliquité pourrait être borné par la valeur du Pléistocène. On notera,

Site	Contribution Θ_1 du cycle de 41 000 ans de l'obliquité	
	0-0.78 Ma	0-3 Ma
SPECMAP	18.9%	-
ODP 849	27.5%	22.6%
ODP 659	22.7%	23.3%
ODP 677+846	23.9%	25.7%
ODP 677	28.6%	26.0%
Modèle d'Imbrie et Imbrie	58.2%	47.6%
Insolation d'été à 65°N	49.2%	40.7%

TAB. 1.5: **Estimation de la contribution du cycle majeur de l'obliquité à l'amplitude totale des cycles glaciaires.** La valeur est comparée avec des modèles glaciaires simples, linéaire et non linéaire, de réponse à l'insolation d'été. Chaque enregistrement isotopique dessiné sur la figure (1.16) a été redressé. L'amplitude moyenne du cycle de 41 000 ans a été extraite par analyse en fréquence (Laskar, 1993) du signal résiduel, puis normalisée par l'amplitude correspondante du dernier cycle glaciaire. L'estimation pour le site ODP 677 est calculée uniquement sur 0-2.6 Ma, limite temporelle de l'enregistrement.

que dans le même temps, $\sim 25\%$ du volume est aussi transporté par la précession climatique et environ 50% est transporté par le cycle de 100 000 ans sur les derniers cycles glaciaires.

Nos estimations sont basées sur l'hypothèse que toute la variabilité des foraminifères benthiques peut être associée à la variation du volume de glace continental global. Une fraction significative ($\sim 30\%$) est généralement attribuée aux variations de la température des fonds océaniques. Cet effet n'affecte pas nos résultats si la contribution de l'obliquité associée à la fois aux changements du volume de glace et de la température est identique. Ce n'est pas forcément le cas : si le signal glaciaire du rapport isotopique $\delta^{18}\text{O}$ est bien un signal global ¹¹ qui doit être identique pour chaque lieu de forage océanique, les variations de température dépendent assez sensiblement de la position géographique et en particulier de la latitude. Les fluctuations de température apparaissent naturellement plus sensible à l'obliquité dans les hautes latitudes. Toutefois, la contribution et la séparation de chaque signal est très mal connue (voir par exemple, Shackleton, 2000). Il est, cependant raisonnable de considérer qu'une contribution de l'obliquité d'environ 25% est une bonne estimation sur les derniers cycles glaciaires.

En outre, la comparaison avec les modèles glaciaires montre une surestimation importante de la contribution de l'obliquité, environ d'un facteur deux. Cette surestimation a deux origines distinctes : (1) les modèles purement astronomiques de réponse glaciaire prédisent une variabilité climatique uniquement dans la bande des fréquences orbitales qui n'illustre pas la grande dispersion fréquentielle et la présence importante de fréquences non orbitales observées dans les spectres des enregistrements benthiques. Ceci conduit donc naturellement à une surestimation de la contribution des fréquences orbitales dans la variabilité glaciaire. (2) La figure 1.15 illustre le fait que les modèles utilisés ne sont pas des "bons" modèles de réponse glaciaire. En particulier, le dernier cycle glaciaire des modèles n'apparaît pas comme le cycle de plus forte amplitude de l'histoire glaciaire ¹². La normalisation par ce cycle "secondaire" de faible amplitude conduit naturellement à une augmentation de la contribution des fréquences à l'amplitude totale du signal. On ne peut pas à proprement parler alors de norma-

¹¹Le temps de mélange océanique est proche de 200 ans, ce qui est quasiment instantané à l'échelle des variations orbitales.

¹²On remarquera que pour les deux modèles, son amplitude est à peu près la moitié du cycle de plus grande amplitude sur le dernier million d'années.

lisation. Il est alors possible, en changeant cette normalisation (ou “calibration”) de réduire pour les intégrations numériques, la contribution de l’obliquité des modèles aux valeurs réalistes extraites des enregistrements isotopiques, et d’obtenir ainsi artificiellement des bons modèles glaciaires dans la bande de l’obliquité (voir chapitre 3).

1.6.2 Influence de la modulation de l’obliquité

Les propriétés temporelles du volume de glace transporté par les variations d’obliquité durant les trois derniers Ma peuvent être affinées en filtrant les enregistrements isotopiques dans la bande de l’obliquité. Cette opération est possible car les fréquences orbitales principales de l’excentricité, de l’obliquité et de la précession climatique ne se recouvrent pas pour la Terre. La figure 1.17 compare les enregistrements isotopiques benthiques du Site ODP 659 (Atlantique) et de l’enregistrement composite ODP 677+846 (Pacifique Equatoriale) filtrés dans la bande de l’obliquité et les variations directes de l’obliquité terrestre étendues sur les quatre derniers Ma.

La modulation de l’amplitude de l’obliquité correspondant à la fréquence astronomique $s_3 - s_4$ de période $\sim 1.2 \times 10^6$ années apparaît, de façon remarquable, dans la réponse glaciaire. En particulier, les maxima d’amplitude situés vers ~ 1.3 Ma, 2.5 Ma et 3.7 Ma sont assez bien visibles ainsi que les minima d’amplitude situés vers ~ 1.7 Ma et 3.2 Ma, ce dernier étant très marqué pour le Site ODP 659. Un point important est que la présence de cette modulation est indépendante de la façon dont la datation astronomique des enregistrements est effectuée (e.g. Shackleton *et al.*, 1995; Lourens et Hilgen, 1997). Toutefois, sur le dernier million d’années, de telles corrélations sont plus délicates. Les données isotopiques présentent des minima d’amplitude autour de 500 ka, visibles aussi sur d’autres enregistrements (e.g. Ruddiman *et al.*, 1989) tandis que l’obliquité possède un minimum d’amplitude autour de 800 ka. Ainsi, la ré-émergence progressive du forçage de l’obliquité sur les derniers 800 ka n’est pas visible dans les données. Comme cette période correspond à la transition vers la prédominance du cycle de 100 000 ans, il apparaît que depuis la TPM et pour des cycles glaciaires plus importants, la réponse glaciaire dans la bande de l’obliquité devient moins sensible au forçage même de l’obliquité. Toutefois, la figure 1.17 suggère, de façon fondamentale, une relation globalement *quasi linéaire* entre les variations du volume de glace (dans la bande de l’obliquité) et les variations de l’obliquité. La réponse glaciaire dans la bande de la précession climatique présente des propriétés similaires.

La modulation apparaît naturellement aussi clairement dans le modèle orbital d’Imbrie et Imbrie, bien que les zones d’amplitudes maximales soient légèrement tronquées en amplitude. Le minimum d’amplitude à ~ 800 ka est présent, mais on notera à nouveau que sur les 500 derniers ka, une augmentation de l’amplitude jusqu’au temps origine n’est pas significative, similairement aux données isotopiques. Une conclusion importante est qu’avec un modèle de réponse glaciaire de type Imbrie et Imbrie, si la réponse à l’insolation globale est par construction *non linéaire*, la réponse dans la bande de l’obliquité peut être considérée comme linéaire. Cela résulte en fait du caractère *faiblement non linéaire* de la réponse climatique aux variations d’insolation.

Comme indiqué dans la section précédente, cette propriété sera fondamentale pour la friction climatique. Malheureusement, il n’y a pas de données similaires pour les glaciations du Pré-Cénozoïque qui permettent de vérifier cette propriété et celle-ci sera alors levée.

1.6.3 Déphasage

Les déphasages entre le forçage astronomique et les variations climatiques jouent un rôle fondamental dans la compréhension des mécanismes de réponse climatique au forçage orbital externe. Les améliorations progressives dans la connaissance de ces retards, principalement aux variations d’obliquité et de précession climatique, ont permis durant les dix dernières années, l’élaboration d’une échelle

de temps géologique basée sur une calibration astronomique des cyclicités observées dans les enregistrements sédimentaires (e.g. Shackleton *et al.*, 1990). De façon remarquable, cette construction a été confirmée par des datations radiométriques indépendantes.

Dans la bande de l'obliquité, de tels déphasages sont bien connus pour le Pléistocène, la réponse glaciaire étant alors principalement dominée par l'évolution des calottes massives des hautes latitudes de l'hémisphère nord. Le signal glaciaire du $\delta^{18}\text{O}$ étant global, la corrélation entre un ensemble important d'enregistrements isotopiques et les variations d'obliquité ont permis d'affiner progressivement ces valeurs. Un déphasage de $80 \pm 20^\circ$ (9000 ± 2000 ans) a été largement utilisé initialement pour le cycle principal de 41 000 ans (Imbrie *et al.*, 1984, 1992, 1993). Les estimations récentes semblent converger vers un déphasage proche de 70° (~ 8000 ans) (Clemens, 1999). Des valeurs similaires de déphasages 7000 ± 2000 ans ont été estimées indirectement à partir des carottes glaciaires de Vostok (Shackleton, 2000) reflétant bien le forçage symétrique de l'obliquité dans les deux hémisphères.

Le modèle nominal d'Imbrie et Imbrie fournit une phase de 74° (~ 8400 ans) en bon accord avec les estimations. Cette phase peut être aussi modifiée dans le modèle.

Pour les glaciations du Pliocène, les déphasages de la réponse glaciaire sont cependant faiblement contraints. La raison principale en est que la datation astronomique des enregistrements sédimentaires n'est alors pas nécessairement effectuée pour l'enregistrement isotopique benthique en $\delta^{18}\text{O}$ mais pour une autre variable climatique (quantité de poussière, concentration en carbonates, susceptibilité magnétique, etc..) du même enregistrement qui ne sont pas des grandeurs corrélatives globales. Il en résulte alors des fluctuations importantes de phases pour le signal $\delta^{18}\text{O}$. Un retard empirique de 6 000 ans est parfois utilisé avant 3 Ma pour illustrer la taille réduite des calottes du Pliocène comparativement au Pléistocène (e.g. Lourens *et al.*, 1996). Toutefois, ce déphasage a probablement changé progressivement avec la diminution du volume de glace moyen durant le Pléistocène et le Pliocène.

Il est important de noter que ce déphasage n'est qu'un déphasage moyen sur un ensemble de cycles glaciaires et intégré sur les variations importantes du volume de glace à chaque cycle glaciaire. Il est probable que ces retards du système climatique ne soient pas continus et constants. De plus, il est aussi probable que toutes les calottes continentales ne répondent pas de manière synchrone aux variations d'obliquité, même si c'est l'hypothèse que nous ferons.

Une partie de l'étude de la friction climatique sera basée sur les enregistrements isotopiques ODP 659 et ODP 677+846 décrits précédemment. Le choix de ces sites n'est pas anodin. La datation du Site ODP 677 et du site ODP 659 sur l'intervalle 0-2.6 Ma a été effectuée par calibration astronomique du $\delta^{18}\text{O}$ benthique avec le modèle glaciaire d'Imbrie et Imbrie (Shackleton *et al.*, 1990) qui incorpore un déphasage moyen constant dans la bande de l'obliquité. Il en résulte pour les deux enregistrements, un déphasage quasiment invariant sur cet intervalle compris entre 70° et 80° . Inversement, la datation du site ODP 846 est basée sur la calibration astronomique entre l'insolation d'été à 65°N et les variations de porosité le long de la carotte mesurée par atténuation aux rayons γ (Shackleton *et al.*, 1995a). Il en résulte un déphasage de $60 \pm 20^\circ$ non constant dans la bande de l'obliquité pour le signal $\delta^{18}\text{O}$ benthique.

De tels déphasages sont totalement inconnus pour les glaciations du Pré-Cénozoïque et le retard entre le volume de glace dans la bande de l'obliquité et les variations de l'obliquité sera alors laissé comme un paramètre libre.

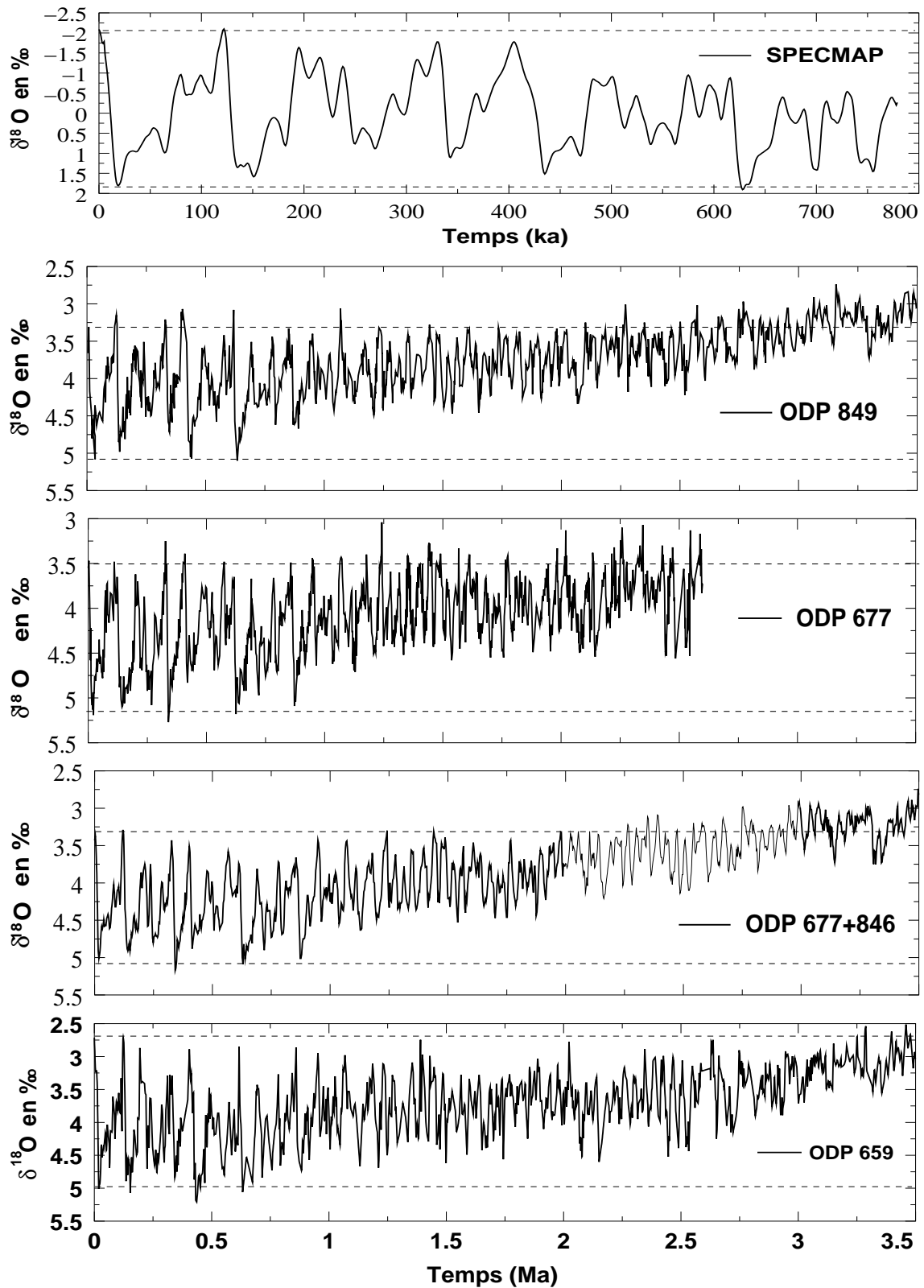


FIG. 1.16: Données isotopiques $\delta^{18}\text{O}$ des sites listés dans le tableau 1.4. L'enregistrement SPECMAP est exprimé en unités de déviation standard et n'est tracé que sur les 780 derniers ka. Tous les autres enregistrements sont tracés sur les 3.5 derniers Ma excepté le Site 677 jusqu'à 2.6 Ma. Les traits horizontaux en pointillés correspondent pour chaque enregistrement aux valeurs maximales et minimales prises sur le dernier cycle glaciaire. Les données ont été rééchantillonnées tous les 1000 ans par interpolation linéaire.

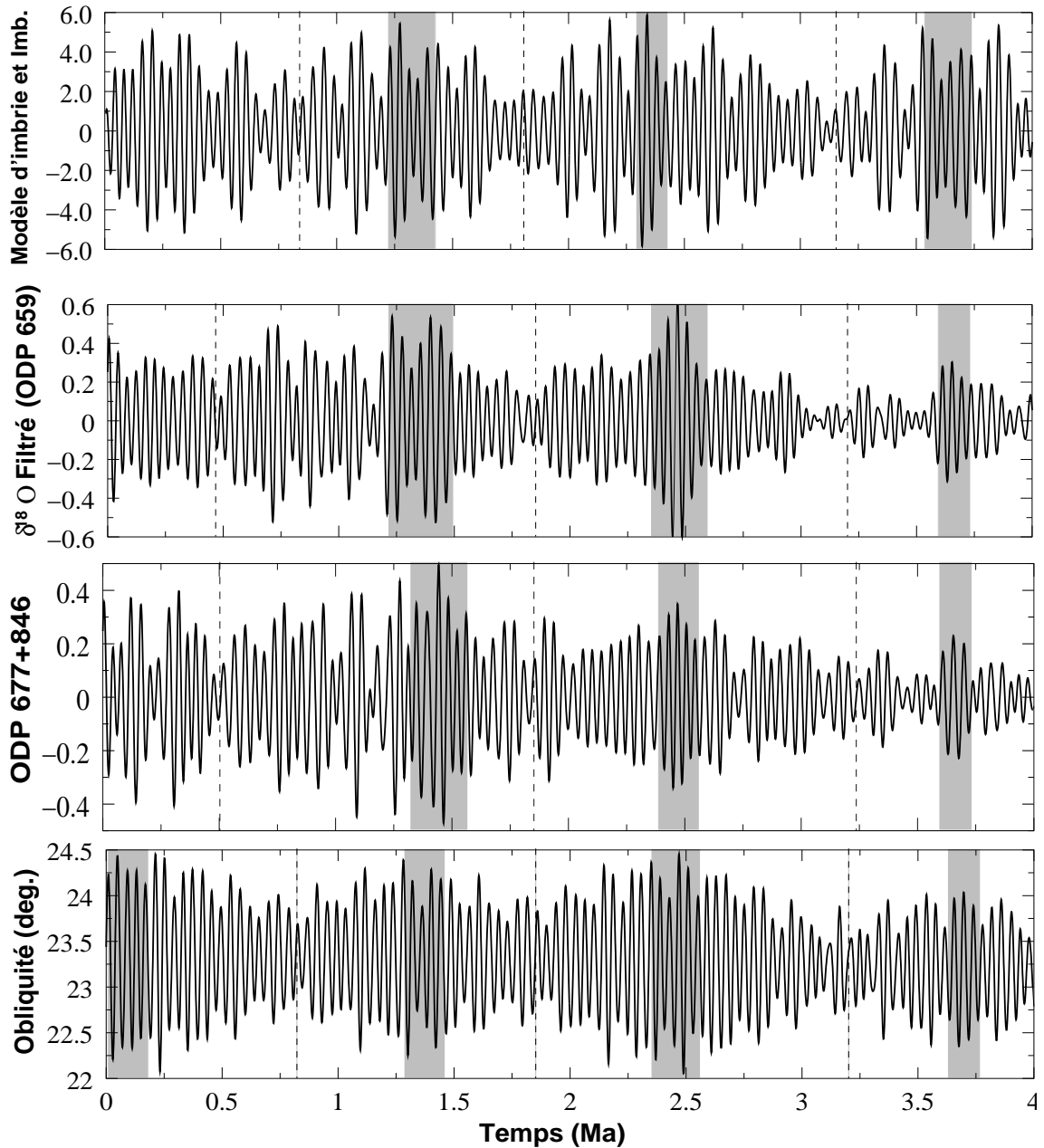


FIG. 1.17: Comparaison entre les données isotopiques en $\delta^{18}\text{O}$ benthique des sites ODP 659 et 677+846 filtrés dans la bande de l'obliquité, le modèle glaciaire d'Imbrie et Imbrie filtré, et les variations d'obliquité sur les 4 derniers Ma. Les données isotopiques et le modèle glaciaire ont été redressés puis filtrés dans l'intervalle de fréquence compris entre 23 et 40 $''$ /an centré sur le cycle principal de 41 000 ans ($\sim 31.6''$ /an) et qui comprend la plupart des fréquences principales de l'obliquité (voir tableau 1.5). Les traits hachurés correspondent aux minima approximatifs des signaux et les zones grisées aux zones d'amplitudes maximales. La solution d'obliquité est issue de la solution astronomique de Laskar *et al.* (1993). La différence entre les données isotopiques provient des fluctuations locales de température des fonds océaniques qui diffèrent suivant les coordonnées géographiques du lieu de forage.

Chapitre 2

Cycles glaciaires et moments d'inertie

Introduction

Ce chapitre est consacré à la modélisation et l'estimation des variations temporelles de l'aplatissement planétaire engendrées par l'alternance de périodes glaciaires et interglaciaires.

Après avoir isolé les processus prédominants pouvant engendrer des variations des moments d'inertie sur les échelles de temps orbitales, nous étudions en détail, dans un second temps, la contribution liée à la déformation d'une planète non rigide soumise à une redistribution de ses masses externes (glace, océan, atmosphère). La réponse planétaire dépend principalement de la rhéologie des matériaux internes et du profil radial des paramètres physiques planétaires (gravité, densité, élasticité, rigidité, viscosité). Dans le cadre de cette thèse, le formalisme adopté est celui de la rhéologie de Maxwell. Après avoir rappelé les propriétés associées à la réponse visco-élastique d'une planète, on discute de l'influence de la stratification à travers la comparaison entre différents modèles de structure interne simple. Par ce biais, on cherche à isoler les paramètres pertinents qui vont influencer le processus de compensation isostatique planétaire.

Les deux dernières sections traitent plus spécifiquement de la Terre et permettent un travail préparatoire à l'étude de la friction climatique dans le chapitre suivant. Dans une troisième section, on cherche d'abord à estimer la variation maximale d'aplatissement terrestre durant les principales périodes glaciaires terrestres depuis le Néoprotérozoïque. Très peu de contraintes existent pour la plupart de ces glaciations, rendant délicate et spéculative une telle estimation. Dans ce contexte, on essaie d'extraire le maximum d'informations possible des données géologiques ou glaciaires disponibles (amplitude et position des glaciations, paléogéographie continentale). Pour chaque période glaciaire, lorsqu'un paramètre majeur n'est pas contraint, son influence sur la variation maximale d'aplatissement est étudiée. Enfin, dans une dernière section, on décrit les modèles visco-élastiques utilisés par la suite pour la Terre en mettant en avant les paramètres les moins contraints qui influenceront sur le phénomène de friction climatique.

2.1 Propriétés générales

Une des conséquences directes des cycles de glaciations engendrés par les mouvements orbitaux planétaires est le transport de matière entre les zones polaires et des zones de plus basses latitudes. Sur la Terre, lors d'une déglaciation, la majorité de la glace issue des calottes est mélangée rapidement à l'ensemble des eaux océaniques et contribue corrélativement à une augmentation du niveau marin.

La forme de la Terre est aussi affectée et le transport de matière hors des zones polaires provoque ainsi une augmentation de l'aplatissement terrestre.

De façon générale, de nombreux processus externes et internes peuvent engendrer une modification des moments d'inertie et de l'aplatissement planétaire dont les principaux sont :

- Les cycles de fonte et de reformation périodiques des calottes polaires associés à la variation de ses éléments orbitaux et axiaux et dont l'effet peut être partiellement compensé par l'ajustement isostatique de la subsurface lithosphérique et mantellique.
- Les variations de la vitesse de rotation engendrées, soit par une redistribution des masses internes et/ou externes, soit par l'action à long terme des effets dissipatifs (effet de marée, friction noyau-manteau).
- Les anomalies de masse associées à la convection dans le manteau (Ricard *et al.*, 1992), la subduction de plaques continentales et océaniques (Spada *et al.*, 1992 ; Deparis *et al.*, 1995) et la dérive des plaques continentales.
- La création d'excès ou de défauts locaux de masse due à la formation d'un panache ou d'un "super-plume" provenant du manteau profond.

L'échelle de temps des variations associées aux deux derniers phénomènes est celle des processus convectifs dans le manteau, c'est à dire de l'ordre de 10^6 à 10^7 années. Il en résulte que sur les échelles de temps de Milankovitch, on pourra considérer en bonne approximation que la redistribution des masses glaciaires, l'ajustement isostatique interne et les variations de la vitesse angulaire apportent les contributions majeures aux variations des moments d'inertie planétaires. De plus, on pourra considérer que pendant la durée caractéristique maximale d'une période de glaciation (~ 50 Ma), l'influence des effets dissipatifs sur la vitesse de rotation angulaire moyenne est négligeable.

Dans le reste de ce chapitre, on séparera les contributions des variations inertielles liées à la redistribution des masses externes (océan, glaces, atmosphère) équivalent au comportement d'une planète rigide et celles liées à la redistribution des masses internes correspondant à une planète plus réaliste et déformable. Il a été proposé que certaines anomalies de masse dans la lithosphère et le manteau puissent créer une inversion entre les moments d'inertie intermédiaires et principaux conduisant à une rotation rapide (~ 15 Ma) de $\sim 90^\circ$ des continents à la frontière du Précambrien (~ 550 Ma) (Kirschvink *et al.*, 1997). Cette inversion, appelé "Inertia Interchange True Polar Wander" (IITPW) ne sera pas discutée ici, les variations des moments d'inertie étant considérés uniquement comme des perturbations de l'état "d'équilibre" planétaire.

Les variations de l'ellipticité dynamique planétaire

$$E_d = \frac{C - (A + B)/2}{C}, \quad (2.1)$$

sont données par la variation des moments d'inertie diagonaux A, B et C du tenseur d'inertie. D'après les relations (1.7), (1.22) et (1.17), l'ellipticité dynamique est directement reliée à la composante harmonique de degré 2 du potentiel gravitationnel total

$$J_2 = \frac{C - (A + B)/2}{MR^2}, \quad (2.2)$$

par

$$E_d = \frac{J_2}{\mathcal{K}}, \quad (2.3)$$

où $\mathcal{K} = C/MR^2$ est le facteur de condensation. Nous verrons que cette linéarité permettra de décrire simplement les variations de l'ellipticité dynamique à travers les variations et les propriétés de l'aplatissement planétaire J_2 .

La trace du tenseur d'inertie étant invariante par rotation du repère et sous l'effet d'une classe importante de déformations du corps planétaire lui-même (Rochester et Smylie, 1974), on a :

$$\delta A + \delta B + \delta C = 0. \quad (2.4)$$

La variation du J_2 se réduit alors à :

$$\delta J_2 = \frac{3}{2 M R^2} \delta C, \quad (2.5)$$

où seule la connaissance de la perturbation du moment d'inertie principal polaire est ainsi nécessaire.

Parallèlement, l'aplatissement planétaire étant la composante du potentiel gravitationnel total de degré 2, ses variations sont directement reliées à celles du potentiel gravitationnel total.

Lors de cycles glaciaires/interglaciaires, la modification du potentiel gravitationnel total résulte de la déformation planétaire associée à trois effets : (1) La redistribution et le transport de masses glaciaires sur la surface planétaire, (2) La redistribution des masses internes de la planète due à l'ajustement isostatique, (3) la redistribution supplémentaire globale des masses associée à la modification du potentiel centrifuge de rotation. Le potentiel total résultant est alors la somme de la perturbation initiale et de la réponse planétaire, cette dernière étant différente suivant la nature du potentiel perturbateur. De la même façon, on notera respectivement δC^r , δC^s et δC^{rot} , la variation des moments d'inertie polaires associée aux trois déformations décrites de telle sorte que la variation totale du moment polaire s'écrive :

$$\delta C = \delta C^r + \delta C^s + \delta C^{rot}. \quad (2.6)$$

2.2 Déformation visco-élastique d'une planète à symétrie sphérique

L'étude initiale de la déformation d'une planète soumise à un potentiel perturbateur quelconque est abondamment traitée et une description plus détaillée pourra être trouvée dans les ouvrages de Munk et Mac Donald (1960), Lambeck (1988) ou les articles de (Peltier, 1974, 1985) et (Wu et Peltier, 1982, 1984). Toutefois, dans un second temps, nous donnons une nouvelle formulation de l'effet de ces perturbations sur la variation de l'aplatissement planétaire à la fois dans le domaine fréquentiel et temporel.

La réponse planétaire est fortement dépendante de l'échelle de temps des variations du potentiel excitateur. Un potentiel indépendant du temps n'excite que la réponse des modes gravito-élastiques de la planète tandis que sur des échelles de temps de Milankovitch, les modes de relaxation visqueuse des couches internes deviennent importants. Comme un grand nombre de déformations auxquelles la planète est exposée est provoqué par des potentiels harmoniques dont les solutions sont peu sensibles à la structure détaillée de la planète, en particulier à la structure latérale, on considérera un potentiel perturbateur de la forme

$$V(\mathbf{r}) = \sum_n V_n(r) Y_n(\theta, \phi), \quad (2.7)$$

décomposé en harmoniques sphériques, et indépendant du temps, où $\mathbf{r} = (r, \theta, \phi)$ est le vecteur position, et Y_n est l'harmonique sphérique de degré n . On généralisera par la suite pour des potentiels variant typiquement sur des échelles de temps de Milankovitch. Les déformations seront supposées suffisamment faibles pour linéariser les perturbations dans les équations.

2.2.1 Equations de la gravito-élasticité

Les équations qui régissent les déformations élastiques des corps gravitants à forte masse dépendent de la réponse des matériaux soumis à une contrainte ou un cisaillement externe, mais également de

l'état de précontrainte résultant de l'équilibre gravitationnel et hydrostatique initial. Le potentiel gravitationnel total Φ_0 et la densité volumique ρ_0 au point \mathbf{r} vérifie, à l'équilibre initial, l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \Phi_0 = 4\pi G \rho_0 - 2\omega^2, \quad (2.8)$$

où G est la constante gravitationnelle. En présence d'une perturbation externe, le potentiel et la densité peuvent s'écrire au premier ordre :

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_0(\mathbf{r}) + \delta V(\mathbf{r}) \quad (2.9)$$

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho_0(\mathbf{r}) + \rho_1(\mathbf{r}). \quad (2.10)$$

Les équations se déduisent des trois principes de conservation (masse, impulsion et énergie), des lois de comportement rhéologique et de lois d'état issues de la mécanique des milieux continus. L'équation de la continuité (ou conservation de la masse) linéarisée s'écrit :

$$\rho_1 = -\rho_0 \nabla \cdot \mathbf{u} - \mathbf{u} \cdot (\partial_r \rho_0) \mathbf{e}_r, \quad (2.11)$$

où \mathbf{u} représente le vecteur déplacement élémentaire d'un élément de masse et \mathbf{e}_r un vecteur unitaire radial. La conservation de l'impulsion en tout point \mathbf{r} s'écrit (Wu et Peltier, 1982) :

$$0 = -\rho_0 \nabla(V - \delta V) - \rho_1 g_0 \mathbf{e}_r - \nabla(\mathbf{u} \cdot \rho_0 g_0 \mathbf{e}_r) + \nabla \tilde{\boldsymbol{\tau}}, \quad (2.12)$$

où $\tilde{\boldsymbol{\tau}}$ représente le tenseur des contraintes. Pour un solide suivant la loi de Hooke, les coefficients du tenseur $\tilde{\boldsymbol{\tau}}$ sont donnés par :

$$\tau_{i,j} = \lambda \left(\sum_k \mathbf{e}_{kk} \right) \delta_{i,j} + 2\mu e_{i,j}, \quad (2.13)$$

où $\delta_{i,j}$ est le symbole de Kronecker et $\tilde{\boldsymbol{\epsilon}} = \nabla \times \mathbf{u}$ est le tenseur des déformations. λ et μ sont respectivement l'élasticité et la rigidité du matériau et plus communément appelés paramètres de Lamé (pour un fluide, $\mu = 0$) ;

Dans l'expression (2.12), l'accélération inertielle des particules est ici négligée car on se place dans le cadre d'une théorie quasi statique. Ceci n'implique pas que les phénomènes sont indépendants du temps, mais que les périodes considérées sont "grandes" par rapport à celles des modes propres libres de la planète. Enfin, l'équation de Poisson qui s'écrit à présent :

$$\nabla^2(\delta V) = 4\pi G \rho_1, \quad (2.14)$$

illustre le lien direct entre la perturbation du potentiel gravitationnel δV appelé aussi potentiel de redistribution de masse (Love, 1908, Alterman *et al.*, 1959) et la perturbation en densité. L'ensemble des trois équations (2.11), (2.12) et (2.14) fournit un système d'équations différentielles du second ordre dont les inconnues sont les composantes du vecteur déplacement \mathbf{u} et la perturbation δV du potentiel gravitationnel. Les solutions dépendent des conditions aux limites qui incluent leur régularité à l'origine, la continuité des déformations, des contraintes et des potentiels aux surfaces de discontinuité.

Configuration de référence sphérique

Etant donné que tous les potentiels perturbateurs considérés ont une symétrie sphérique, on peut remplacer le système aux dérivées partielles précédent par un système différentiel du premier ordre, en développant les inconnues et les fonctions sources en harmoniques sphériques (Smith, 1974, Shen et

Mansinha, 1976). Notant le déplacement \mathbf{u} , la traction \mathcal{T} , les potentiels V et δV , on pose :

$$\begin{cases} \mathbf{u}_n = y_1^n(r)Y_n \mathbf{e}_r + ry_3^n(r)\nabla Y_n \\ \mathcal{T}_n = y_2^n(r)Y_n \mathbf{e}_r + ry_4^n(r)\nabla Y_n \\ V_n(r) - \delta V_n(r) = y_5^n(r) \\ y_6^n(r) = \dot{y}_5^n(r) + 4\pi G\rho_0 y_1^n(r), \end{cases} \quad (2.15)$$

où les fonctions $y_i^n(r)$ sont solutions du système (Alterman *et al.*, 1959) :

$$\dot{y}_i^n(r) = c_{ij}^n(r)y_j^n(r) \quad i, j = 1, \dots, 6, \quad (2.16)$$

et où les $c_{ij}^n(r)$ sont fonctions de la distribution radiale de $\lambda(r)$, $\mu(r)$, $\rho(r)$, $g(r)$ et de l'ordre n . La solution de ce système s'obtient seulement par des méthodes numériques dans la plupart des cas.

2.2.2 Nombres de Love élastiques

Pour évaluer les déformations et les changements de potentiel liés aux redistributions des masses à l'intérieur de la planète, on utilise les nombres de Love qui caractérise, au premier ordre, une hypothèse de linéarité entre le potentiel perturbateur et la réponse planétaire.

Nombres de Love de volume

Considérons une planète entièrement élastique, formant un domaine unique, soumise à un potentiel de force volumique externe du type (2.7), Love et Shida (1911) ont exprimé les déplacements et le potentiel de redistribution de masse en fonction du potentiel volumique excitateur V_n , par des coefficients de proportionnalité h_n , l_n et k_n définis pour $r = R$ par :

$$\begin{cases} y_1^n(R) = -h_n V_n(R)/g \\ y_3^n(R) = -l_n V_n(R)/g \\ y_5^n(R) = (1 - k_n) V_n(R) \end{cases}, \quad (2.17)$$

où g est la gravité à la surface. Les nombres h_n , l_n et k_n , relatifs à l'harmonique sphérique d'ordre n , sont communément appelés nombres de Love. Lorsque le potentiel perturbateur est le potentiel de marée, ils sont appelés nombres de Love de marée. Même quand le potentiel externe n'est pas un potentiel de marée mais, par exemple, le potentiel centrifuge de rotation, l'appellation nombre de Love de marée reste souvent employée. Les nombres de Love sont aussi généralement définis dans le système (2.17) sans le signe négatif lorsque le potentiel gravitationnel est choisi comme positif. Suivant cette définition, les équations des systèmes (2.15) et (2.17) contenant le potentiel (qui sera la seule variable qui nous intéressera par la suite) peuvent être reliées simplement par :

$$\delta V_n(R) = k_n V_n(R), \quad (2.18)$$

exprimant la proportionnalité entre le potentiel perturbateur et le potentiel supplémentaire dû à la redistribution des masses.

Historiquement, un des premiers modèles employés fut celui d'une planète considérée comme une sphère incompressible, homogène et élastique dont les propriétés moyennes sont identiques à celles de

la Terre. Dans ce modèle très simplifié, il existe une solution analytique des nombres de Love (voir Love, 1927)

$$h_n = \frac{2n+1}{2(n-1)(1+\mu_n)} \quad ; \quad k_n = \frac{3}{2(n-1)(1+\mu_n)} \quad ; \quad l_n = \frac{3}{2n(n-1)(1+\mu_n)} \quad (2.19)$$

où

$$\mu_n = \mu \frac{2n^2 + 4n + 3}{n \bar{\rho} g R}, \quad (2.20)$$

et $\bar{\rho}$ est la densité moyenne de la planète.

Nombres de Love de pression

Soit p_s la pression à la surface de la planète. En supposant aussi une symétrie sphérique pour cette pression, on peut écrire :

$$p_s = \sum_n p_n Y_n. \quad (2.21)$$

Les déplacements radiaux et tangentiels dus à un effet de pression, de même que le potentiel lié à la redistribution des masses, sont alors donnés par :

$$\begin{cases} y_1^n(R) = \bar{h}_n p_n / g \bar{\rho} \\ y_3^n(R) = \bar{l}_n p_n / g \bar{\rho} \\ y_5^n(R) = \bar{k}_n p_n / \bar{\rho} \end{cases} . \quad (2.22)$$

Les coefficients \bar{h}_n , \bar{l}_n et \bar{k}_n sont appelés les nombres de Love de pression.

Nombres de Love de charge

Si l'on considère une distribution de masse \mathcal{M} en surface de la planète et associée, par exemple à la présence d'océans ou de calottes polaires, la déformation résultera de deux effets : un effet de pression, dû au poids des masses en surface, et un effet gravitationnel dû à l'attraction des masses de la planète par les masses de la couche superficielle. Le potentiel gravitationnel V généré par une distribution de masse en surface, ressenti en un point quelconque de la surface de la planète, est donné par :

$$V(R) = -G \int_{\mathcal{M}} \frac{d\mathcal{M}}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}'|}. \quad (2.23)$$

où \mathbf{r}' est la position de l'élément de masse $d\mathcal{M}$. Si l'on néglige l'épaisseur de la couche de masse \mathcal{M} par rapport au rayon de la planète R , la décomposition de la fonction $1/|\mathbf{R} - \mathbf{r}'|$ en polynômes de Legendre et l'utilisation du théorème d'addition des harmoniques sphériques conduit à (voir par exemple pour le détail, Correia, 2001) :

$$V(R) = -\frac{GM}{g} \sum_n \frac{4\pi}{2n+1} p_n Y_n = -\sum_n \frac{3}{2n+1} \frac{p_n}{\bar{\rho}} Y_n. \quad (2.24)$$

De l'expression précédente on tire

$$\frac{p_n}{\bar{\rho}} = -\frac{2n+1}{3} V_n, \quad (2.25)$$

et l'effet sur la surface devient donc :

$$\begin{cases} y_1^n(R) = -h_n V_n(R)/g + \bar{h}_n p_n/g\bar{\rho} = -h'_n V_n(R)/g \\ y_3^n(R) = -l_n V_n(R)/g + \bar{l}_n p_n/g\bar{\rho} = -l'_n V_n(R)/g \\ y_5^n(R) = (1 - k_n) V_n(R) + \bar{k}_n p_n/\bar{\rho} = (1 - k'_n) V_n(R) \end{cases}, \quad (2.26)$$

où les coefficients h'_n , l'_n et k'_n sont les nombres de Love de charge :

$$\begin{pmatrix} h'_n \\ l'_n \\ k'_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_n \\ l_n \\ k_n \end{pmatrix} + \frac{2n+1}{3} \begin{pmatrix} \bar{h}_n \\ \bar{l}_n \\ \bar{k}_n \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Les nombres de Love ne sont donc pas tous indépendants les uns des autres. En particulier, il existe une autre relation importante entre le nombre de charge k'_n et les nombres de volume h_n et k_n (Molodenski, 1977, Wilhelm, 1986) :

$$k'_n = k_n - h_n. \quad (2.28)$$

Nombre de Love fluide

Les nombres de Love fluides sont définis comme la limite des nombres de Love précédents appliquée à un fluide, c'est-à-dire pour lequel la rigidité μ est nulle. Une propriété intéressante est que la surface d'un corps fluide reste toujours sur l'équipotentielle. Elle sera donc élevée de $-(1 + k_n)V_n(R)/g$ par rapport au centre de la planète. Alors,

$$y_1^n(R) = -h_n V_n(R)/g = -(1 + k_n)V_n(R)/g \quad (2.29)$$

donne la relation particulière $h_n = k_n + 1$ soit d'après la relation (2.28) :

$$k'_n = -1. \quad (2.30)$$

Cela implique bien que l'effet d'une charge perturbatrice en surface sera naturellement entièrement compensée pour une planète fluide.

2.2.3 Nombres de Love visco-élastiques

Les nombres de Love précédents sont définis pour une planète élastique soumise à une perturbation instantanée. Pour des processus perturbatifs agissant sur des périodes de Milankovitch, les propriétés visqueuses du manteau permettent une relaxation progressive et partielle de la perturbation. Ces propriétés dépendent fortement de la rhéologie du milieu.

La rhéologie de Maxwell est la plus couramment utilisée et consiste à considérer tout corps comme à la fois visqueux et élastique. Elle est équivalente, mécaniquement, à l'association en série d'un ressort de rigidité μ et d'un amortisseur de viscosité η . Le temps caractéristique de relaxation du système appelé *temps de Maxwell* est égale à $\tau_m = \eta/\mu$ et correspond à l'échelle de temps de transition entre le régime de réponse solide et le régime visqueux Newtonien. Si la période de forçage est inférieure à τ , le milieu se comporte comme un solide élastique tandis qu'il se comportera comme un fluide purement visqueux pour des périodes d'excitation plus élevées. Pour une rigidité mantellique typique de 8.5×10^{10} Pa et une viscosité indicative de 10^{21} Pa.s, le temps de Maxwell est de l'ordre de 2.7×10^3 années soit environ un ordre de grandeur inférieur aux périodes de Milankovitch.

Pour un fluide visqueux, les coefficients du tenseur des contraintes dépendent à présent du temps. La résolution des équations gravito-visco-élastiques est basée sur le *principe de correspondance*. En considérant les équations obtenues dans le cadre d'une planète élastique toujours valable dans le domaine de transformation de Laplace ¹ (c'est à dire pour une "fréquence" s donnée), on remplace les paramètres élastiques de Lamé (λ, μ) par leurs transformées respectives de Laplace, $\tilde{\lambda}$ et $\tilde{\mu}$. Pour une rhéologie de Maxwell, on a :

$$\tilde{\lambda}(s) = \frac{\lambda s + \mu \kappa / \eta}{s + \mu / \eta} \quad (2.31)$$

$$\tilde{\mu}(s) = \frac{\mu s}{s + \mu / \eta}, \quad (2.32)$$

où $\kappa = \lambda + 2\mu/3$, et dont les variations à courte période ($s \rightarrow \infty$), et à longue période ($s \rightarrow 0$) sont conformes à la construction du corps de Maxwell.

Cas d'une sphère incompressible homogène

Le modèle le plus simple, évoqué pour la première fois par Darwin en 1879, consiste en une sphère uniforme incompressible visco-élastique. D'après les équations (2.19) et (2.28), les nombres de Loves de marée et de charge pour l'harmonique $n = 2$ s'écrivent alors :

$$\tilde{k}_2(s) = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{19 \tilde{\mu}(s)}{2 \rho g R} \right)^{-1} \quad (2.33)$$

$$\tilde{k}_2^l(s) = - \left(1 + \frac{19 \tilde{\mu}(s)}{2 \rho g R} \right)^{-1}. \quad (2.34)$$

Les nombres de Love reflètent bien la compétition entre les influences gravitationnelles et élastiques. Si la rigidité est importante, la planète se déforme peu et les nombres de Love tendent vers zéro. Si l'effet gravitationnel prédomine, la réponse sera purement hydrostatique. En notant $\mu_g = 2\rho g R/19$, la rigidité gravitationnelle effective, les précédents nombres de Love peuvent s'écrire :

$$\tilde{k}_2(s) = \frac{3}{2} \left(\frac{1 + \tau_m s}{1 + b \tau_m s} \right) \quad (2.35)$$

$$\tilde{k}_2^l(s) = - \left(\frac{1 + \tau_m s}{1 + b \tau_m s} \right), \quad (2.36)$$

où $b = (\mu_g + \mu)/\mu_g$ et $\tau_m = \eta/\mu$ est le temps de Maxwell. Il est plus facile de voir l'effet temporel de la relaxation visqueuse en repassant dans le domaine temporel. La transformée inverse de Laplace, par exemple du nombre de Love de charge est alors donnée par (Peltier, 1985) :

$$k_2^l(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_L \tilde{k}_2^l(s) e^{st} ds = -\frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}, \quad (2.37)$$

où L est un chemin bien choisi du plan complexe et

$$\tau = \eta/\mu_g = \frac{19 \eta}{2 \rho g R}, \quad (2.38)$$

est le temps caractéristique de relaxation de l'ordre de 10^3 années pour la Terre et de 6×10^3 années pour Mars pour un manteau unique de viscosité 10^{21} Pa.s. Le modèle de Darwin est caractérisé par

¹La transformée de Laplace d'une fonction $f(t)$ est définie par l'opérateur $\mathcal{L}[f(t)] = \tilde{f}(s) = \int_0^{+\infty} f(t) e^{-st} dt$.

un mode unique de relaxation exponentielle. L'origine de ce mode provient de la seule discontinuité de densité (ou de viscosité, mais qui sont confondues ici) existante dans la stratification très simple utilisée. Celle-ci est située ici entre le manteau et la surface externe. Le caractère visqueux permet ainsi à long terme ($t \rightarrow \infty$) ou au moins sur des temps supérieurs à τ de compenser toute perturbation gravitationnelle créée par une masse placée ou "retirée" au temps $t = 0$ de la surface planétaire.

Cas d'une planète stratifiée

Une structure interne plus réaliste des planètes telluriques et issue de la différenciation primordiale est la prescription minimale de trois enveloppes de propriétés chimiques et mécaniques différentes : un noyau, un manteau et une lithosphère rigide supérieure (constituée généralement de la croûte et de la partie supérieure du manteau supérieur). Une étude similaire concernant la structure interne de Mars sera effectuée dans le chapitre 4. Pour une Terre à symétrie radiale, la variation des paramètres élastiques de Lamé et de la densité avec la profondeur peut être établie à partir des inversions des observations sismiques. Le modèle sismique PREM (*Preliminary Reference Earth Model*) est à présent le plus utilisé (Dziewonski et Anderson, 1981). Cependant, le profil radial de viscosité et l'épaisseur de la lithosphère, déduits en partie de l'inversion des données relatives au rebond post-glaciaire et de certaines observations dérivées, ne peuvent être déterminés de façon unique (voir par exemple Peltier, 1998). Les données géophysiques indiquent, en outre, que la lithosphère répond élastiquement pour des périodes d'excitation même supérieures à 10^5 années².

La donnée des profils radiaux des paramètres d'élasticité de Lamé $\tilde{\lambda}(r, s)$ et $\tilde{\mu}(r, s)$, de la densité $\rho(r)$, de la gravité $g(r)$ et de la viscosité $\eta(r)$ permet la résolution des équations de la gravito-élasticité dans le domaine de Laplace. La résolution numérique des nombres de Love associés est traitée dans Peltier (1974, 1985). Il montre que les nombres de Love de charge et de marée (à nouveau pour l'harmonique 2) peuvent alors s'écrire sous la forme usuelle :

$$\tilde{k}_2(s) = k_2^E + \sum_{j=1}^N \frac{r_j}{s + s_j} \quad (2.39)$$

$$\tilde{k}'_2(s) = k_2'^E + \sum_{j=1}^N \frac{r'_j}{s + s'_j}. \quad (2.40)$$

Dans le domaine temporel, ces fonctions s'écrivent :

$$k_2(t) = k_2^E \delta(t) + \sum_{j=1}^N r_j e^{-s_j t} \quad (2.41)$$

$$k'_2(t) = k_2'^E \delta(t) + \sum_{j=1}^N r'_j e^{-s'_j t}, \quad (2.42)$$

où $\delta(t)$ est la fonction de Dirac. La réponse temporelle d'une Terre visco-élastique stratifiée est formée par une réponse élastique immédiate dont "l'amplitude" est donnée par les nombres de Love élastiques k_2^E et $k_2'^E$, et par un ensemble de N modes de relaxation exponentielle d'amplitude respective r_j et r'_j , et de temps caractéristiques $1/s_j$ et $1/s'_j$. Ces modes sont appelés communément *modes normaux*. Les

²Cela sert parfois de définition à la lithosphère, cette dernière étant aussi définie par l'isotherme 800°C , température au dessus de laquelle la péridotite, la roche qui forme la partie supérieure du manteau a une viscosité suffisamment faible pour ne plus se comporter comme un solide élastique sur des longues échelles de temps (supérieures à $10^5 - 10^6$ années.)

modes principaux proviennent de chaque discontinuité en densité et/ou en viscosité et rigidité si elles sont situées à des frontières de discontinuité différentes.

La réponse à des excitations de très longues périodes (ou à une fonction de Heaviside) est donnée, par exemple, ici pour les nombres de Love de charge, par :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} k_2'(t) = \lim_{s \rightarrow 0} \tilde{k}_2'(s) = k_2'^E + \sum_{j=1}^N \frac{r_j'}{s_j'} \quad (2.43)$$

Cette réponse limite devant être identique à celle d'un fluide, on obtient d'après (2.30) la relation importante pour la suite :

$$k_2'^E + \sum_{j=1}^N \frac{r_j'}{s_j'} = -1. \quad (2.44)$$

2.2.4 Variation de l'ellipticité dynamique dans le domaine de Laplace

Le formalisme développé dans les paragraphes précédents permet à présent de relier l'aplatissement planétaire J_2 , qui doit être uniquement vu ici comme la composante harmonique de degré 2 du potentiel total gravitationnel planétaire, aux harmoniques de l'ensemble des potentiels perturbateurs externes.

Le potentiel total crée par une perturbation harmonique de degré 2 de surface V_2' sera $(1 + k_2')V_2'$, tandis que la contribution due à la variation de l'harmonique 2 du potentiel de rotation centrifuge V_2^c sera $k_2V_2^c$. D'après l'expression 1.15 du potentiel gravitationnel total prise à la surface $r = R$, l'aplatissement terrestre J_2 pourra ainsi s'écrire comme la somme de ces deux contributions suivant

$$J_2 \frac{GM}{R} = (1 + k_2')V_2' + k_2V_2^c. \quad (2.45)$$

Le potentiel centrifuge s'écrivant en coordonnées sphériques (r, Θ, ϕ) :

$$V^c = -\frac{1}{2}\omega^2 r^2 \sin^2 \Theta = -\frac{1}{3}\omega^2 r^2 + \frac{1}{3}\omega^2 r^2 P_{2,0}(\cos \Theta), \quad (2.46)$$

où $P_{2,0}$ est un polynôme de Legendre de degré 2, la composante harmonique de degré 2 est alors $V_2^c(r = R) = \omega^2 R^2/3$. L'équation (2.45) peut alors s'écrire sous la forme :

$$J_2 = \frac{R}{GM} (1 + k_2')V_2' + k_2 \frac{\omega^2 R^3}{3GM}. \quad (2.47)$$

En considérant que les seules contributions à l'aplatissement planétaire sont la rotation et la répartition des charges de surface, on constate que dans la limite fluide, les relations $k_2' = -1$ et $k_2 = k_f$ donnent l'aplatissement hydrostatique d'équilibre :

$$J_{2,h} = k_f \frac{\omega^2 R^3}{3GM}. \quad (2.48)$$

On retrouve alors simplement la contribution hydrostatique de l'ellipticité dynamique :

$$E_{dh} = \frac{k_f R^5}{3GC} \omega^2. \quad (2.49)$$

Il est courant d'exprimer l'ellipticité dynamique totale sous la forme

$$E_d = E_{dh} + \delta E_d, \quad (2.50)$$

où δE_d est la partie résiduelle non hydrostatique qui dépend alors des irrégularités de la surface et internes de la planète. D'un point de vue statique, pour une planète à rotation rapide comme la Terre, δE_d est généralement négligeable par rapport à E_{d_h} . La présence du massif équatorial de Tharsis porte cette contribution à une valeur non négligeable d'environ 6% pour Mars. Toutefois, lors de cycles glaciaires, les deux termes E_{d_h} et δE_d évoluant avec le temps de façon complexe, la séparation de l'aplatissement planétaire en potentiel de charge et de rotation est plus appropriée.

Le transport de masse d'eau en surface crée une variation $\delta V_2'$ de l'harmonique 2 du potentiel perturbateur de charge. Pour une planète rigide et en négligeant, dans un premier temps, le potentiel centrifuge, la variation correspondante de l'aplatissement est d'après (2.5), (2.6) et (2.45) :

$$\delta J_2^r = \frac{R}{GM} \delta V_2' = \frac{3}{2} \frac{\delta C^r}{M R^2}. \quad (2.51)$$

Il vient alors :

$$\delta C^r = \frac{2 R^3}{3 G} \delta V_2'. \quad (2.52)$$

qui relie simplement la variation du moment d'inertie principal des masses de surface et le potentiel associé. De la même façon, la comparaison entre (2.5), (2.6) et (2.45) donne la contribution de la réponse visco-élastique planétaire :

$$\delta C^s = k_2' \frac{2 R^3}{3 G} \delta V_2' = k_2' \delta C^r. \quad (2.53)$$

Cette propriété peut se généraliser à tous les autres coefficients de la matrice d'inertie³. La contribution de la rotation est, de même :

$$\delta C^{rot.} = k_2 \frac{2 R^3}{3 G} \delta V_2^c = k_2 \frac{4 R^5}{9 G} \omega \delta \omega. \quad (2.54)$$

Durant un cycle glaciaire, il est important de comparer les contributions des variations liées au potentiel de charge (masse de surface et interne) et de rotation centrifuge.

La variation du moment principal δC^r des masses en surface entraîne une variation de la durée du jour ω qui conserve le moment cinétique planétaire total, soit d'après (2.6), (2.50), et (2.54) :

$$\delta(C\omega) = C\delta\omega + \omega\delta C = 0 \quad (2.55)$$

$$= C\delta\omega + (1 + k_2')\omega\delta C^r + \omega\delta C^{rot.} \quad (2.56)$$

$$= \delta\omega\left(C + k_2 \frac{4 R^5}{9 G} \omega^2\right) + (1 + k_2')\omega\delta C^r \quad (2.57)$$

$$= C\delta\omega\left(1 + \frac{4 k_2}{3 k_f} E_{d_h}\right) + (1 + k_2')\omega\delta C^r \quad (2.58)$$

$$\simeq C\delta\omega + (1 + k_2')\omega\delta C^r, \quad (2.59)$$

en remarquant que pour la plupart des planètes telluriques (voir tableau en annexe), la prédominance de l'accélération gravitationnelle sur l'accélération centrifuge conduit à des ellipticités dynamiques au plus de l'ordre de 10^{-3} . On en déduit

$$\delta\omega \simeq -(1 + k_2')\omega \frac{\delta C^r}{C}. \quad (2.60)$$

³Pour chaque coefficient inertiel de la partie interne planétaire $I_{ij}^s = \iiint_V \rho(\mathbf{r})(r^2 \delta_{ij} - x'_i x'_j) dV$ où les x'_i sont les coordonnées cartésiennes, on peut écrire les perturbations intérieures pour le déplacement $x'_i = x'_i + u_i$ et la variation de densité $\rho(\mathbf{r}) = \rho_0(\mathbf{r}) + \rho_1(\mathbf{r})$ causées par la déformation des masses internes. Cette procédure, lourde, est effectuée dans le cas simple d'une Terre homogène dans Sabadini et Peltier (1981). En utilisant les fonctions de Green, il est possible de généraliser pour n'importe quel modèle visco-élastique stratifié à symétrie sphérique (voir Wu et Peltier, 1984) et de retrouver ainsi $\delta I_{ij}^s = k_2' \delta I_{ij}^r$.

Le rapport entre les contributions de rotation et de charge s'écrit alors d'après (2.45), (2.52), (2.53) et (2.60) :

$$\left| \frac{\delta C^{rot.}}{(1+k'_2)\delta C^r} \right| = \left| \frac{k_2}{1+k'_2} \frac{4R^5 \omega \delta \omega}{9G \delta C^r} \right| = k_2 \frac{4R^5 \omega^2}{9G C} = \frac{4k_2}{3k_f} E_{dh} \ll 1. \quad (2.61)$$

La redistribution des masses due à la variation de la vitesse angulaire est ainsi négligeable. Au premier ordre, la variation totale du moment polaire provient uniquement de la redistribution directe δC^r des masses en surface (analogue au cas d'une planète rigide) et de la redistribution indirecte δC^s des masses internes. La variation d'aplatissement dans le domaine de Laplace est réduite alors à :

$$\delta J_2 = (1+k'_2) \frac{R \delta V'_2}{G M} = (1+k'_2) \frac{3 \delta C^r}{2 M R^2}. \quad (2.62)$$

2.2.5 Variation de l'ellipticité dynamique dans le domaine temporel

L'évolution temporelle de l'aplatissement terrestre est donnée par la transformée de Laplace inverse de l'expression (2.62) soit :

$$\delta J_2(t) = \frac{3}{2M R^2} (1+k'_2(t)) * \delta C^r(t), \quad (2.63)$$

où * dénote le produit de convolution et $k'_2(t)$ sont les nombres de Love de charge dépendant du temps définis précédemment. La perturbation du moment d'inertie principal interne est alors d'après (2.53) :

$$\delta C_s(t) = k'_2(t) * \delta C^r(t) = \int_{-\infty}^t k'_2(t-t') \times \delta C^r(t') dt'. \quad (2.64)$$

Une conséquence fondamentale est que l'ajustement isostatique ne dépend pas uniquement de la charge glaciaire et océanique instantanée $\delta C^r(t)$ mais aussi de son histoire passée.

Pour une Terre radialement stratifiée avec une rhéologie Maxwellienne, la décomposition des nombres de Love de charge en modes normaux de relaxation exponentielle conduit alors d'après (2.42) et (2.63) à :

$$\delta J_2(t) = \frac{3}{2M R^2} \left[\delta C^r(t) + \int_{-\infty}^t k'_2(t-t') \times \delta C^r(t') dt' \right] \quad (2.65)$$

$$= \frac{3}{2M R^2} \left[\delta C^r(t) + \int_{-\infty}^t k'_2{}^E \delta(t-t') dt' + \sum_{j=1}^M \int_{-\infty}^t r'_j e^{-s'_j(t-t')} \delta C^r(t') dt' \right] \quad (2.66)$$

$$= \frac{3}{2M R^2} \left[(1+k'_2{}^E) \delta C^r(t) + \sum_{j=1}^M \int_{-\infty}^t r'_j e^{-s'_j(t-t')} \times \delta C^r(t') dt' \right]. \quad (2.67)$$

La partie élastique de la réponse planétaire permet de compenser immédiatement la fraction $|-k'_2{}^E|$ de la perturbation inertielle en surface, la relaxation visqueuse tendant à compenser la fraction restante $(1+k'_2{}^E)$ avec le temps. On constate donc à cette étape que la connaissance de la variation temporelle de l'aplatissement nécessite d'une part une histoire du moment principal d'inertie $\delta C^r(t)$ liée uniquement aux cycles glaciaires (comme si la planète était rigide) et d'autre part la détermination des propriétés visco-élastiques de l'intérieur planétaire.

Ces deux aspects sont traités séparément dans les deux sections suivantes mais appliqués plus spécifiquement au cas terrestre. Cela sert de travail préparatoire à l'étude de la friction climatique dans le troisième chapitre. L'ensemble du formalisme précédent sera directement appliqué à Mars dans le quatrième chapitre.

2.3 Paléo-glaciations et moment d'inertie

Une histoire détaillée des perturbations inertielles nécessite des contraintes importantes sur l'évolution temporelle de la paléotopographie, de la géographie glaciaire et océanique. Ces données ne sont pas disponibles, pour la Terre, avant le Dernier Maximum Glaciaire (~ 21 ka) et encore moins pour les glaciations du Pré-Cénozoïque. A l'échelle géologique, les périodes glaciaires terrestres sont relativement rares et ne couvrent probablement que $\sim 10\%$ de l'histoire terrestre. Certains dépôts glaciaires ont été trouvés durant l'Archéen (~ 2.5 Ga) mais dans cette thèse, notre étude s'est restreinte au dernier milliard d'années. Sur cet intervalle, les traces de glaciations majeures sont principalement documentées durant le Néoprotérozoïque (750 ± 200 Ma), l'Ordovicien (~ 440 Ma), le Permo-Carbonifère (340-260 Ma) et la fin du Cénozoïque (les derniers 35 Ma), pour lequel l'amplitude de la glaciation est maximale seulement sur les 3 derniers Ma. L'épisode Ordovicien, probablement intense mais assez court, n'a donc pas été inclus dans cette étude.

Pour chaque période glaciaire étudiée, les frontières des calottes glaciaires ont été choisies comme constantes et similaires à celles du cycle de glaciation le plus intense et il a été considéré que le volume de glace était proportionnel à l'épaisseur de glace. En faisant cette approximation, les variations de la surface des calottes et de leur topographie au cours du temps sont clairement ignorées. C'est l'hypothèse la plus simple en l'absence de contraintes précises sur les paléogéographies glaciaires et continentales. Un moment d'inertie étant liée à la projection de l'histoire glaciaire sur l'harmonique sphérique de degré 2, il est aussi beaucoup plus sensible aux fluctuations du volume de glace qu'à la position et la répartition des glaces ⁴.

En considérant que durant un cycle de déglaciation, la fonte des calottes provoque une augmentation synchrone et uniforme du niveau marin, la perturbation du moment polaire résultant à la fois de la contribution glaciaire et océanique, est au premier ordre, proportionnelle à la variation du volume des calottes polaires, soit :

$$\delta C^r(t) = \gamma(V_{glace}(t) - \bar{V}_{glace}), \quad (2.68)$$

où γ est un coefficient de proportionnalité et \bar{V}_{glace} , le volume de glace moyen. La constante γ permet de "calibrer" l'histoire inertielle sur l'histoire du volume de glace. Pour chaque période glaciaire, la calibration a été effectuée sur le cycle glaciaire d'amplitude maximale. Soient ΔC^r et $\Delta V_{glace} (< 0)$, les variations du moment polaire et du volume de glace sur le cycle de déglaciation correspondant, on en déduit alors simplement que :

$$\delta C^r(t) = \frac{\Delta C^r}{\Delta V_{glace}}(V_{glace}(t) - \bar{V}_{glace}). \quad (2.69)$$

Finalement, l'insertion de (2.68) dans (2.67) combinée avec (2.44) conduit à la forme simplifiée de la variation temporelle de l'aplatissement et plus adaptée aux simulations numériques :

$$\delta J_2(t) = \Delta J_2^r \left[\sum_{j=1}^M r_j \int_{-\infty}^0 e^{-s_j u} \frac{V_{glace}(u+t) - V_{ice}(t)}{\Delta V_{glace}} du \right], \quad (2.70)$$

où

$$\Delta J_2^r = \frac{3 \Delta C^r}{2 M R^2}, \quad (2.71)$$

est la variation maximale de l'aplatissement planétaire correspondant au cycle de déglaciation le plus intense se déroulant sur une planète rigide.

⁴Une des raisons est que la longitude d'un glacier ne joue ici aucun rôle dans le moment d'inertie pour une Terre sphérique.

Cette variation est ici réestimée et discutée pour chacune des grandes glaciations terrestres en fonction des contraintes glaciaires, des paléogéographies disponibles et du cycle de référence choisi. Notons que la formation ou la fonte de glace de mer n'a pas d'influence sur le changement d'aplatissement, celle-ci étant déjà a priori en équilibre isostatique avec les océans.

2.3.1 Cas d'une planète sans océan

Dans ce paragraphe, on calcule de façon générale et dans le cadre d'hypothèses simples, la variation approchée de l'aplatissement planétaire associée à la fonte d'une calotte glaciaire pour une planète sans océan ou frontière continentale. Ceci permettra une application simple dans le cas de la planète Mars. On considère ici le cas simplifié d'une calotte polaire pouvant s'accréter et fondre complètement, uniformément et périodiquement. Durant un cycle de déglaciation, la variation inertielle totale est alors la somme des contributions :

$$\Delta C^r = \Delta C_{glace} + \Delta C_{surface} \quad (2.72)$$

liées d'une part à la disparition de la calotte et d'autre part au transfert résultant de matière à la surface de la planète en dehors de la calotte. On considérera que la glace se répartit uniformément dans l'atmosphère et/ou sur la surface (ou subsurface) située hors de la calotte. La géométrie sphérique utilisée est indiquée sur la figure 2.1. On considère une calotte sphérique centrée autour de l'axe principal d'inertie, d'épaisseur constante h et d'extension angulaire maximale θ_0 . La disparition de la calotte

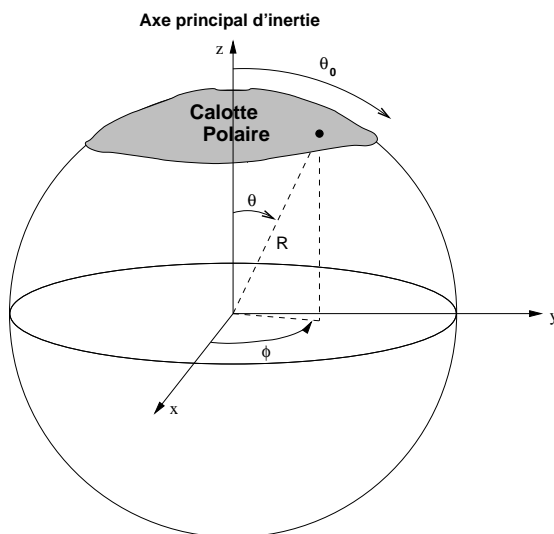


FIG. 2.1: **Géométrie sphérique utilisée pour le calcul du changement d'aplatissement durant un cycle de déglaciation.** Chaque point de la calotte polaire est repéré par ses coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) .

conduit à un contribution inertielle négative :

$$\Delta C_{glace} = - \iiint_V r^2 dm, \quad (2.73)$$

où $r = R \sin \theta$ est la distance entre un point de la calotte et l'axe principal d'inertie.

Puisque $h \ll R$, on peut assimiler la calotte à une masse surfacique de densité $\sigma(R, \theta, \phi)$ constante. Il vient alors :

$$\Delta C_{glace} = -2 \pi R^4 \sigma \int_0^{\theta_0} \sin^3 \theta d\theta \quad (2.74)$$

$$= -\frac{2\pi R^4 \sigma}{3} (2 + \cos^3 \theta_0 - 3 \cos \theta_0). \quad (2.75)$$

La masse totale de la calotte pouvant aussi s'écrire

$$M_{glace} = 2\pi R^2 (1 - \cos \theta_0) \sigma, \quad (2.76)$$

on en déduit :

$$\Delta C_{glace} = -\frac{M_{glace} R^2}{3} (2 - \cos^2 \theta_0 - \cos \theta_0). \quad (2.77)$$

De la même façon, la surface complémentaire hors de la calotte possède la contribution inertielle positive :

$$\Delta C_{surface} = 2 \pi R^4 \sigma' \int_{\theta_0}^{\pi} \sin^3 \theta d\theta \quad (2.78)$$

$$= \frac{2\pi R^4 \sigma'}{3} (2 - \cos^3 \theta_0 + 3 \cos \theta_0). \quad (2.79)$$

La conservation de la masse totale de glace donne la densité surfacique correspondante :

$$M_{glace} = 2\pi R^2 (1 + \cos \theta_0) \sigma', \quad (2.80)$$

soit finalement :

$$\Delta C_{surface} = \frac{M_{glace} R^2}{3} (2 - \cos^2 \theta_0 + \cos \theta_0). \quad (2.81)$$

D'après (2.72), (2.77) (2.81) et (2.5), la variation correspondante d'aplatissement est, pour une planète rigide :

$$\Delta J_2^r = \frac{M_{glace}}{M} \cos \theta_0 \quad (2.82)$$

$$= \frac{2\pi R^2 \sigma}{M} (1 - \cos \theta_0) \cos \theta_0. \quad (2.83)$$

Un point important est que la variation d'aplatissement ne dépend en première approximation que du rapport entre la masse de la calotte M_{glace} et la masse de la planète. Elle est donc simplement proportionnelle au volume de la calotte. En outre, pour une densité surfacique fixée, la variation du J_2 est une fonction croissante de l'extension angulaire θ_0 jusqu'à $\theta_0 = 60^\circ$ puis décroissante ensuite. En effet, une augmentation de l'extension angulaire induit une augmentation de la masse globale de la calotte mais celle-ci s'éloigne progressivement du pôle. Si la densité surfacique est variable, la variation d'aplatissement est maximale lorsque toute la masse est concentrée soit au pôle, soit sur un point de l'équateur.

2.3.2 Pliocène-Pléistocène ($\sim 0-3$ Ma)

Les informations sur la croissance et la fonte des calottes glaciaires avant le Dernier Maximum Glaciaire (noté DMG par la suite) ont majoritairement été détruites lors du dernier cycle glaciaire. Les

enregistrements des variations eustatiques globales du niveau des mers associées⁵ suggèrent, en bon accord avec les données isotopiques que le volume de glace global échangé durant les derniers maxima glaciaires était similaire à celui au DMG (voir par exemple Lambeck *et al.*, 2002) et supérieur à tous les autres maxima depuis 3 Ma. Une exception possible est vers ~ 450 ka, où le volume de glace aurait pu être $\sim 15\%$ plus important que durant la dernière glaciation. Cela est visible sur les enregistrements isotopiques du chapitre 1, et a été confirmé par des mesures de variations du niveau marin. Comme au chapitre 1, le dernier cycle glaciaire sera donc choisi ici comme le cycle de référence.

Les limites des calottes polaires au DMG et de leur retrait sont bien connues pour le Nord de l'Europe (calotte Fennoscandienne) et le Nord du Canada (calotte Laurentienne) mais sont très peu contraintes pour les autres massifs glaciaires. L'observation des variations eustatiques locales du niveau des mers permet, dans une certaine mesure, de contraindre la contribution des calottes individuelles au volume total de glace (e.g. Tushingham et Peltier, 1991 ; Lambeck *et al.*, 1998). L'ensemble des modèles topographiques développés suggère au DMG un volume de glace continental supérieur d'environ $\sim 50.10^6$ km³ au volume actuel et principalement répartie dans les calottes Laurentiennes, Fennoscandiennes et une grande partie de l'Antarctique de l'Ouest (e.g. CLIMAP, 1976 ; Tushingham et Peltier, 1991 ; Peltier, 1994). Cela correspond à une variation eustatique du niveau des mers d'environ 120 m entre le DMG (il y a ~ 21 000 ans) et la fin majeure de la déglaciation (il y a ~ 6 000 ans). La variation de l'aplatissement peut être estimée de la même façon que précédemment, en considérant dans un premier temps que la fonte de glaces continentales conduit à une augmentation uniforme et simultanée du niveau de la mer⁶. À l'inverse, une partie importante des calottes continentales du Groenland et de l'Antarctique est trop froide tout au long de l'année pour être sensible aux changements d'insolation estivale et ont accumulé plus ou moins régulièrement de la glace sur les derniers Ma.

Soit N calottes circulaires de rayon angulaire α_i , de masse M_i et dont les coordonnées (colatitude et longitude) du centre sont respectivement θ'_i et ϕ'_i , la variation du moment d'inertie principal, liée à la somme des contributions océaniques et glaciaires est (e.g. Wu et Peltier, 1984) :

$$\Delta C^r = - \sum_{i=1}^N M_i R^2 \left[\frac{2}{15} \frac{a_{20}}{a_{00}} - \frac{1}{3} \cos \alpha_i (1 + \cos \alpha_i) P_{2,0}(\cos \theta'_i) \right], \quad (2.84)$$

où les coefficients a_{ij} sont les coefficients du développement en harmoniques sphériques de la fonction océanique $\zeta(\theta, \phi)$ qui vérifie $\zeta(\theta, \phi) = 1$ pour une zone océanique et $\zeta(\theta, \phi) = 0$ sur un continent. Pour la paléogéographie actuelle, on a la valeur tabulée (Lambeck, 1980) :

$$\frac{a_{20}}{a_{00}} = -\sqrt{5} \frac{0.060}{0.697} \simeq -0.1925. \quad (2.85)$$

Dans le tableau 2.1, sont indiqués les paramètres approchés des principales calottes supplémentaires au DMG et des autres sources glaciaires secondaires et rassemblés dans Peltier (1989). La variation du moment d'inertie principal associée à leur désintégration complète ainsi que la variation relative de l'aplatissement est calculée d'après l'équation (2.5). Ces valeurs sont comparées aux valeurs plus réalistes des modèles globaux de déglaciation ICE-3G (Tushingham et Peltier, 1991) et ICE-4G (Peltier, 1994) basés sur les contraintes associées aux variations locales du niveau des mers. Ils consistent en une série de distributions topographiques des principaux glaciers tabulées tous les 1 000 ans depuis le DMG. Dans ces modèles, la contribution océanique est construite sur une équation auto-consistante du niveau des mers qui inclue la contrainte d'équipotentialité du niveau océanique et la possibilité d'inondation des marges continentales.

⁵Le terme *eustatique* ou *glacio-eustatique* désigne la variation du niveau océanique corrigée de l'isostasie locale et de la remontée (ou enfoncement) du fond marin. Cette variation est donc uniquement associée à la variation du volume des glaces continentales.

⁶La redistribution des masses s'effectue, en fait, de telle sorte que la surface de l'océan reste une équipotentielle gravitationnelle.

Calotte	Masse M_i (10^{19} kg)	Rayon α_i (deg.)	Colatitude θ_i' (deg.)	ΔC^r (10^{32} kg.m ²)	$\Delta J_2^r/J_2^0$
<i>Laurentide</i>	2.00	15.0	30.0	3.420	-
<i>Fennoscandien</i>	0.56	9.5	25.5	1.130	-
<i>Antarctique</i>	0.70	20.0	180.0	1.799	-
<i>Autres contributions</i>	-	-	-	1.493	-
Total	-	-	-	7.842	0.447%
ICE-3G	-	-	-	8.550	0.482%
ICE-4G	-	-	-	10.100	0.570%

TABLE 2.1: **Estimation de la variation relative de l'aplatissement terrestre due à la fonte des calottes glaciaires depuis le DMG.** La variation relative du J_2 est calculée à partir de la valeur actuelle J_2^0 . Les calottes sont approximées comme des masses circulaires d'épaisseur constante. Les valeurs des variations inertielles des modèles ICE-3G et ICE-4G sont calculées respectivement à partir des données de Mitrovia et Forte (1995) et Jiang et Peltier (1996). Les contributions inertielles étant indépendantes des longitudes, ces dernières ne sont pas indiquées.

On constate une disparité assez importante de la variation de l'aplatissement suivant les modèles. Compte tenu de l'incertitude encore existante sur l'histoire de certains sites glaciaires et de la déformation locale associée, on considérera ici que la valeur approchée :

$$\Delta J_2^r/J_2^0 = 0.50 \pm 15\% \quad (2.86)$$

est représentative du dernier cycle de déglaciation depuis le DMG.

Un paramètre important qui servira à contraindre les glaciations antérieures est la hauteur équivalente des calottes polaires qui peut être définie comme le rapport entre leur volume total et la surface de la base, correspondant à la hauteur qu'aurait une calotte de volume donnée pouvant s'étaler uniformément sur la surface continentale. Du fait du profil quasi parabolique d'une calotte polaire individuelle, cette hauteur est différente mais assez proche de sa hauteur moyenne. Cette grandeur est estimée pour les masses glaciaires majeures du DMG dans le tableau 2.2.

Calotte	Volume (10^{15} m ³)	Surface (10^{12} m ²)	Hauteur éq. (m)
ANTARCTIQUE	35.0	14.0	2500
GROENLAND	5.5	2.6	2115
LAURENTIDE	21.0	11.6	1810
FENNOSCANDIEN	2.9	5.2	557

TABLE 2.2: **Estimation de la hauteur équivalente des principales calottes polaires terrestres au DMG.** Les estimations des volumes individuelles des calottes et leur surface sont tirées du modèle ICE-3G de Tushingham et Peltier (1991) et de Tarasov et Peltier (1997).

La hauteur équivalente est inférieure à 3 km pour l'Antarctique bien que l'altitude maximale culminait à plus de 4 km. Les faibles valeurs obtenues pour le Laurentide et le Fennoscandien sont compatibles avec les estimations de leur épaisseur maximale inférieure à 3 km au DMG (e.g. Tushingham et Peltier, 1991 ; Peltier, 1994 ; Lambeck *et al.*, 1998).

2.3.3 Permo-Carbonifère ($\sim 260-340$ Ma)

La glaciation Permo-Carbonifère est la plus longue glaciation du Phanérozoïque. La présence de glaciations continues est attestée sur la plupart des continents durant ~ 80 Ma avec une extension importante d'environ 60 Ma sur l'intervalle $\sim 260-320$ Ma (Crowell, 1999).

Il n'y a pas d'observation directe de la présence de cycles glaciaires-interglaciaires durant le Permo-Carbonifère. Les seules sources indirectes proviennent des variations du niveau marin observées qui, si elles sont corrigées de la contribution tectonique, de la sédimentation et de l'isostasie locale, peuvent être attribuées à la formation et à la disparition des calottes glaciaires. Certaines de ces variations ont été estimées à partir de sédiments continentaux des zones tropicales caractéristiques de cette époque.

L'avancée de la mer dans les lacs ou les lagunes des continents émergés des zones tempérées ont apporté des sédiments sableux sur lesquelles poussèrent une végétation dense et exubérante. A leur mort, les débris végétaux se sont amoncelés et transformés en charbon sous l'effet de la pression, la chaleur et l'absence d'oxygène. La déposition alternée résultante de schiste argileux, de calcaire et de charbon est appelée communément *cyclothèmes*, et a été ainsi interprétée dès le début du 20^e siècle comme le produit d'une série de transgression et de régression du niveau marin (voir Wanless et Shepard, 1936; Heckel, 1986 pour une description plus complète de leur formation). Ces séquences sédimentaires sont particulièrement bien préservées sur les continent Nord-américain et Européen, qui se trouvaient alors dans les régions tropicales (Heckel, 1986; Maynard et Leeder, 1992). L'ensemble de ces données suggère une variation périodique du niveau eustatique marin comprise entre 100 et 200 m correspondant à une à deux fois la valeur observée depuis le DMG (e.g. Ross et Ross, 1985; Maynard et Leeder, 1992).

Une augmentation uniforme et synchrone Δh du niveau marin provoquée par la fonte des calottes glaciaires requiert alors une masse de glace équivalente :

$$M_{glace} = \Delta h \rho_{eau} S_{ocean}. \quad (2.87)$$

Pour la variation maximale observée $\Delta h = 200$ m et en considérant une étendue océanique identique à la valeur actuelle (soit 7/10 de la surface totale du globe), il vient une masse de glace maximale échangée :

$$M_{glace} \simeq 7.1 \times 10^{19} \text{ kg}, \quad (2.88)$$

soit un volume de $77.4 \times 10^6 \text{ km}^3$ pour une densité volumique de la glace égale à 0.917.

La variation résultante de l'aplatissement terrestre est estimée pour le Westphalien (~ 305 Ma), correspondant probablement à l'extension glaciaire maximale (Crowley et Baum, 1991). Toutefois, l'étendue et la datation de certains dépôts glaciaires sont encore faiblement contraints. Pour déterminer l'étendue géographique glaciaire, nous nous référons aux différents scénarios glaciaires de Crowley et Baum (1991) qui couvrent et discutent un ensemble important de données glaciaires disponibles. Les deux scénarios extrêmes ICE I et ICE III proposés sont représentés sur la figure 2.2, la majorité de l'assemblée continentale Gondwanienne étant alors centré autour du pôle Sud. Le scénario ICE I présente des calottes réduites et séparées dont le volume global est estimé à 40.10^6 km^3 (Crowley et Baum, 1991).

Inversement, le scénario extrême ICE III comporte des glaciers joints recouvrant la totalité de l'Antarctique, une partie de l'Australie, de l'Inde et de l'Amérique du Sud. En considérant des relations volume/surface utilisées pour les glaciers du Pléistocène (voir Eq.(1.63)), Crowley *et al.* (1993) suggère que seul le scénario extrême ICE III est compatible avec les variations glacio-eustatique maximales du niveau marin de l'ordre de 200 m.

En utilisant les notations de la figure 2.1, la figure 2.2 suggère que le supercontinent Gondwanien peut être bien approximé par une calotte continentale d'ouverture angulaire $\theta_0 = 40^\circ$ et un élément

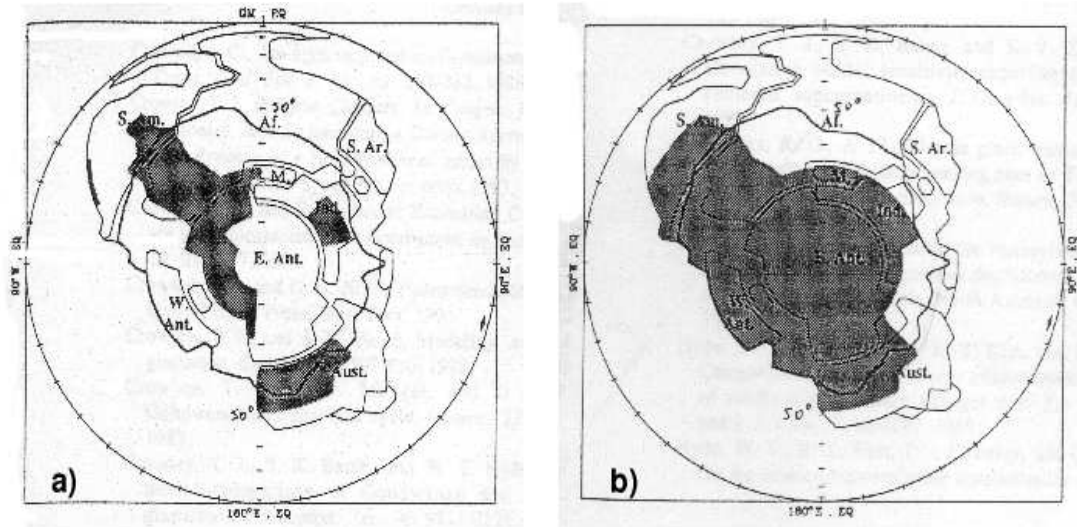


FIG. 2.2: Paléogéographie glaciaire des scénarii ICE I (Fig.a) et ICE III (Fig.b) de Crowley et Baum (1991) en projection stéréographique centrée sur le pôle Sud. Les zones grisées correspondent aux zones glaciaires. Le scénario minimal ICE I comporte des glaciers séparés tandis que le scénario étendu ICE III comporte des glaciers joints et gagnant la bordure paléo-Pacifique. GM= Méridien de Greenwich; EQ= Equateur; S. Am= Amérique du Sud; Af.= Afrique; S. Ar= Arabie Saoudite; M.= Madagascar; Ind.= Inde; E. Ant.= Antarctique de l'Est; W. Ant.= Antarctique de l'Ouest; Aust.= Australie.

continental sphérique remontant vers l'hémisphère Nord d'extension longitudinale $\Delta\phi_1$ et compris entre les colatitudes θ_0 et θ_1 . La surface totale continentale est alors :

$$S_{cont.} = 2\pi R^2(1 - \cos \theta_0) + \Delta\phi_1 R^2 \int_{\theta_0}^{\theta_1} \sin \theta d\theta \quad (2.89)$$

$$= 2\pi(1 - \cos \theta_0)R^2 + \Delta\phi_1 R^2(\cos \theta_0 - \cos \theta_1). \quad (2.90)$$

A nouveau, la préservation du rapport surface continentale/surface totale impose $S_{cont} \simeq 3 \times 4\pi R^2/10$ soit :

$$\pi(1 - \cos \theta_0) + \Delta\phi_1(\cos \theta_0 - \cos \theta_1) = 3\pi/5. \quad (2.91)$$

Le choix $\theta_1 = 170^\circ$ et $\Delta\phi_1 = 75^\circ$ vérifie cette relation en bon accord avec les paléogéographies continentales existantes (e.g. Veevers *et al.*, 1994).

Malgré les contraintes proposées précédemment, il est intéressant de calculer la variation de l'aplatissement terrestre pour une calotte sphérique de taille quelconque centrée sur le pôle Sud. D'après (2.77), la fonte d'une calotte polaire d'extension angulaire θ fournit une contribution inertielle négative :

$$\Delta C_{glace} = -\frac{M_{glace} R^2}{3}(2 - \cos^2 \theta - \cos \theta) \quad (2.92)$$

tandis que la contribution inertielle océanique est alors :

$$\Delta C_{ocean} = R^4 \sigma' \left[2\pi \int_{\theta_1}^{\pi} \sin^3 \theta d\theta + (2\pi - \Delta\phi_1) \int_{\theta_0}^{\theta_1} \sin^3 \theta d\theta \right] \quad (2.93)$$

$$= \frac{M_{glace} R^4}{S_{ocean}} \left[4\pi/3 + \Delta\phi_1(\cos \theta_1 - \cos^3 \theta_1/3) + (2\pi - \Delta\phi_1)(\cos \theta_0 - \cos^3 \theta_0/3) \right] \quad (2.94)$$

où σ' est la densité de masse océanique supplémentaire supposée constante. La surface océanique étant donnée aussi par $S_{ocean} = 4\pi R^2 - S_{cont.}$, on a finalement d'après (2.90) :

$$\Delta C_{ocean} = M_{glace} R^2 \left[\frac{4\pi/3 + \Delta\phi_1(\cos\theta_1 - \cos^3\theta_1/3) + (2\pi - \Delta\phi_1)(\cos\theta_0 - \cos^3\theta_0/3)}{2\pi(1 + \cos\theta_1) + (2\pi - \Delta\phi_1)(\cos\theta_0 - \cos\theta_1)} \right] \quad (2.95)$$

qui ne dépend que de la masse d'eau échangée lors d'un cycle glaciaire pour une paléogéographie continentale donnée. La variation d'aplatissement relative est alors d'après (2.5) :

$$\frac{\Delta J_2^r}{\bar{J}_2}(\theta) = \frac{3}{2 M R^2 \bar{J}_2} (\Delta C_{glace} + \Delta C_{ocean}) \quad (2.96)$$

$$= \left[\frac{4\pi/3 + \Delta\phi_1(\cos\theta_1 - \cos^3\theta_1/3) + (2\pi - \Delta\phi_1)(\cos\theta_0 - \cos^3\theta_0/3)}{2\pi(1 + \cos\theta_1) + (2\pi - \Delta\phi_1)(\cos\theta_0 - \cos\theta_1)} - \frac{1}{3}(2 - \cos^2\theta - \cos\theta) \right] \frac{3 M_{glace}}{2 M \bar{J}_2} \quad (2.97)$$

où

$$M_{glace}(\theta) = 2\pi R^2(1 - \cos\theta)\rho_{glace}h \quad (2.98)$$

est la masse totale de glace pour une calotte uniforme d'extension angulaire θ et de hauteur h et où \bar{J}_2 est l'aplatissement terrestre moyen.

D'après la figure (2.2), le scénario d'extension maximale ICE III peut être bien représenté par une calotte centrée sur la pôle Sud et d'extension angulaire $\theta = 40^\circ$ s'étendant sur une grande partie de la bordure du continent Sud-Gondwanien. Pour une masse de glace totale de 7.1×10^{19} kg, la relation (2.98) fournit une hauteur moyenne équivalente de 1300 m.

Pour étudier l'influence des paramètres glaciaires sur la variation de l'aplatissement terrestre, certaines contraintes du scénario ICE III ont été relâchées. La variation relative d'aplatissement est tracée sur la figure 2.3 pour deux cas différents. Sur la figure (2.3-a), l'extension angulaire est laissée libre et la hauteur de la calotte est fixée à 1300 m, ce qui reproduit le scénario ICE III pour une extension maximale de 40° , tandis que sur la figure (2.3-b), l'extension angulaire est fixée à 40° et la hauteur de la calotte est laissée libre. Dans ce dernier cas, la variation d'aplatissement est proportionnelle à la masse de la calotte d'après (2.97). On constate que pour tous les scénarios avec une extension ou une masse inférieure à celui du scénario ICE III, la variation relative de l'aplatissement relative est inférieure à $\sim 0.8\%$, valeur maximale obtenue pour le scénario ICE III. Cette valeur correspond à environ une fois et demie la variation estimée depuis le DMG.

Discussion

La valeur précédente est probablement la valeur maximale de la variation de l'aplatissement terrestre durant la glaciation Permo-Carbonifère.

D'une part, la disposition continentale au Westphalien (~ 305 Ma) correspond à la période où la plupart des masses continentales du supercontinent Gondwanien sont centrées autour du pôle Sud, favorisant l'accumulation de glace avec une importante symétrie polaire. Cette dernière situation amplifie très fortement la variation du J_2 lors de cycles glaciaires-interglaciaires. La traversée de ce même supercontinent "sur" le pôle Sud durant l'ensemble de la glaciation Carbonifère indique qu'en dehors du Westphalien, les masses continentales se trouvaient majoritairement en bordure du pôle impliquant une perte importante de la symétrie polaire continentale, et donc glaciaire. Il est intéressant de noter que la détermination et le suivi géographique des zones glaciaires sur l'ensemble de la glaciation (~ 80 Ma) ont permis de mettre en évidence, indépendamment des données paléomagnétiques, le mouvement

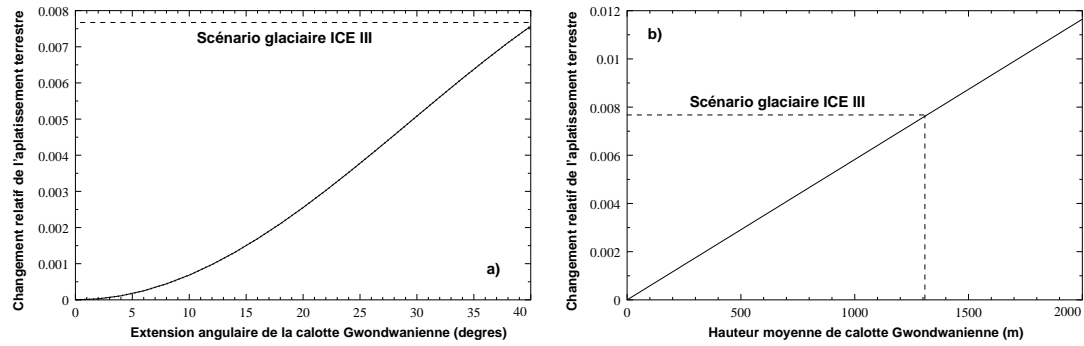


FIG. 2.3: **Variation relative de l'aplatissement terrestre J_2 en fonction de l'extension angulaire et de la hauteur de la calotte Gondwanienne.** (a) La hauteur moyenne de la calotte est fixée à 1300 m et les traits hachurés correspondent au scénario ICE III. (b) L'extension angulaire est fixée à 40° comme pour le scénario ICE III mais la hauteur de la calotte est laissée libre. La valeur de l'aplatissement terrestre moyen au Permo-Carbonifère $\overline{J_2}$ est calculée pour une Terre en équilibre hydrostatique possédant une vitesse de rotation angulaire égale à 0.95 fois la valeur actuelle.

global du supercontinent à travers le pôle Sud (Veevers *et al.*, 1994), confirmant avec la réduction des zones continentales polaires, l'extension réduite des glaciers en dehors de l'intervalle ~ 280 -310 Ma.

D'autre part, l'étude de la période et de l'étendue des zones d'accumulation glaciaires suggère que l'ensemble du Gondwana-Sud n'a probablement pas été englacé au même moment (Roberts, 1976 ; Veevers *et al.*, 1994). A nouveau, la fonte ou la formation de glaciers non-synchrones réduit de façon notable la masse de glace échangée et par conséquent la variation d'aplatissement durant des cycles glaciaires.

Cependant, l'estimation des amplitudes des variations eustatiques du niveau marin à partir des cyclothèmes reste encore très incertaine. Des inconformités dans la déposition sédimentaire, l'influence de la tectonique et de l'isostasie locale rendent difficile la détermination de l'influence réelle du signal glaciaire. De plus, leur datation apparaît encore très mal contrainte. La masse de glace échangée étant le facteur dominant du changement d'aplatissement, il est toutefois naturel et raisonnable de considérer la borne supérieure de ces estimations comme une contrainte pour l'intervalle glaciaire étudié.

2.3.4 Néoprotérozoïque (~ 550 -900 Ma)

Des traces de dépôts glaciaires ont été trouvés sur la plupart des continents durant le Néoprotérozoïque, témoignant probablement de changements majeurs dans le fonctionnement climatique, géochimique et dans l'activité biologique terrestre. Une discussion plus détaillée sur les glaciations paradoxales à basses latitudes observées à cette période et les différents scénarii proposés sera faite dans le chapitre 3.

Bien que la datation et la chronologie glaciaire soient encore très incertaines, deux intervalles de glaciations majeures sont bien documentés : la glaciation Varangienne (~ 580 -630 Ma) et la glaciation Sturtienne (~ 700 -750 Ma) (voir par exemple, Kennedy *et al.*, 1998) ; Crowell, 1999 ; Evans, 2000). Les dénominations "Varangien" et "Sturtien" sont généralement étendues à l'ensemble des glaciations contemporaines de ces périodes, mais les nombreuses incertitudes présentes sur la datation et la paléolatitudes de ces dépôts indiquent qu'une corrélation globale est largement prématurée. L'ensemble des données glaciaires suggère que de nombreux épisodes glaciaires furent probablement non synchrones (e.g. Kröner, 1977 ; Crowell, 1999).

Il n'existe pas non plus d'observation directe ou indirecte de cycles glaciaires-interglaciaires durant cette période. Certaines variations hectométriques du niveau marin (> 160 m) similaires au Permo-Carbonifère sont enregistrées en Australie (Christie-Blick *et al.*, 1999) mais ont pu dans quelques cas

être attribuées à des mouvements tectoniques locaux (Christie-Blick *et al.*, 1990). En l'absence de cyclicité observée, ces variations représentent probablement plus la quantité totale d'eau nécessaire à construire les glaciers du Néoprotérozoïque que la masse d'eau échangée durant la fonte et la reformation périodique d'une partie de ces glaciers.

Du fait de la longue durée de chaque intervalle glaciaire (~ 50 Ma), la disposition continentale et la paléogéographie glaciaire ont probablement changé durant chaque intervalle. Suivant la démarche adoptée dans les paragraphes précédents et en l'absence de contraintes, les paramètres glaciaires seront "choisis" pour maximiser la variation relative de l'aplatissement terrestre pour chaque intervalle. Dans ce contexte, cet intervalle glaciaire sert plus à tester de façon générale quelle serait la variation maximale d'aplatissement que la Terre a pu connaître qu'à estimer une valeur même approchée pour cet intervalle, puisque l'on ne dispose d'aucune contrainte temporelle et géographique glaciaire satisfaisante.

Intervalle glaciaire Varangien ($\sim 580-630$ Ma)

Bien qu'il n'y ait pas de consensus général sur la paléogéographie continentale de cette période, la fin de l'épisode Varangien (~ 580 Ma) est probablement caractérisée par une large accumulation continentale près du pôle Sud. La reconstruction continentale utilisée est basée sur les données paléomagnétiques de Torsvik *et al.* (1996), Dalziel (1997), Meert (2001) et est indiquée sur la figure 2.4. La



FIG. 2.4: **Reconstruction continentale à la fin de l'épisode Varangien (~ 580 Ma).** La reconstruction est basée sur les données paléomagnétiques de Torsvik *et al.* (1996), Dalziel (1997) et Meert (2001). Les ronds clairs dénotent l'emplacement de certains dépôts glaciaires de l'intervalle Varangien (Evans, 2000; Donnadieu *et al.*, 2002). La plupart de ces dépôts ne sont probablement pas contemporains et ont une paléolatititude incertaine. Les reliefs représentent les orogénèses Est-Africaine et Brésilio-Trans-Saharienne. Une "histoire" plus détaillée de l'assemblage continentale pourra être trouvée par exemple dans Trompette (1999).

paléogéographie Varangienne peut être bien approximée par une calotte continentale d'extension angulaire $\theta_0 = 60^\circ$ centrée sur le pôle Sud et un élément continental sphérique⁷ d'extension longitudinal $\Delta\phi_1 = 40^\circ$ située entre les colatitudes $\theta_0 = 60^\circ$ et $\theta_1 = 120^\circ$, qui préserve la répartition actuelle continents/océans donnée par la relation (2.91). La masse continentale tropicale inclut l'Australie, l'Inde et l'Antarctique, situés entre les latitudes 30° S et 30° N. De façon similaire au Permo-Carbonifère, la variation relative de l'aplatissement terrestre peut être calculée lors de la disparition complète et synchrone d'une calotte d'épaisseur uniforme h et d'extension angulaire θ , mais pouvant s'étendre ici

⁷La variation des moments d'inertie étant insensible à la longitude glaciaire et continentale, les continents de même latitude peuvent être rassemblés.

jusqu'à des latitudes beaucoup plus basses, si on veut par exemple tenir compte des glaciations trouvées à basses latitudes. D'après la relation (2.97), la contribution inertielle océanique ne dépend que de la masse de glace échangée. En remarquant ici que $\theta_1 = \pi - \theta_0$, la contribution inertielle océanique est donnée par (2.97) :

$$\Delta C_{ocean} = M_{glace} R^2 \left[\frac{4\pi/3 + 2(\pi - \Delta\phi_1)(\cos\theta_0 - 1/3 \cos^3\theta_0)}{2\pi(1 - \cos\theta_0) + 2(2\pi - \Delta\phi_1) \cos\theta_0} \right]. \quad (2.99)$$

Pour la contribution inertielle due à la calotte, deux cas sont possibles pour la paléogéographie donnée :

- Si $\theta < \theta_0$, la calotte possède une symétrie polaire et sa contribution inertielle est donnée par la relation (2.92) :

$$\Delta C_{glace}(\theta) = -\frac{M_{glace} R^2}{3} (2 - \cos^2\theta - \cos\theta). \quad (2.100)$$

où $M_{glace}(\theta) = 2\pi R^2(1 - \cos\theta)\rho_{glace}h$.

- Si $\theta > \theta_0$, la calotte incorpore en plus les glaciations à basses latitudes situées sur les continents tropicaux. La contribution inertielle devient alors :

$$\begin{aligned} \Delta C_{glace}(\theta) = & -M_{glace} R^2 \left(\left[\frac{4\pi/3 + (\Delta\phi_1 - 2\pi)(\cos\theta_0 - 1/3 \cos^3\theta_0)}{2\pi(1 - \cos\theta_0) + \Delta\phi_1(\cos\theta_0 - \cos\theta)} \right] \right. \\ & \left. + \left[\frac{\Delta\phi_1(1/3 \cos^3\theta - \cos\theta)}{2\pi(1 - \cos\theta_0) + \Delta\phi_1(\cos\theta_0 - \cos\theta)} \right] \right) \end{aligned} \quad (2.101)$$

avec $M_{glace}(\theta) = \rho_{glace}h \times R^2[2\pi(1 - \cos(\theta_0)) + \Delta\phi_1(\cos(\theta_0) - \cos(\theta))]$.

La variation correspondante relative d'aplatissement :

$$\frac{\Delta J_2'}{J_2}(\theta) = \frac{3}{2MR^2J_2}(\Delta C_{glace}(\theta) + \Delta C_{ocean}(\theta)) \quad (2.102)$$

est tracée sur la Figure 2.5 en fonction de l'extension angulaire des dépôts glaciaires pour des calottes d'épaisseur respective 3 et 3.5 km. On notera que ces valeurs sont déjà significativement plus importantes que les hauteurs moyennes des calottes polaires au DMG estimées dans le tableau 2.2. On retrouve que la variation d'aplatissement est une fonction croissante de la hauteur (et donc de la masse) et de l'extension angulaire jusqu'à $\theta \simeq 60^\circ$. Pour des extensions plus grandes, la masse totale glaciaire augmente mais se rapproche des axes d'inertie équatoriaux. Cette variation est inférieure à 2.5% pour $h = 3.5$ km et à 2% pour $h = 3$ km. En l'absence de contraintes sur l'épaisseur des calottes, il n'est a priori pas à exclure que le volume total de glace soit supérieur à la valeur au DMG, mais cela n'implique pas *nécessairement* que des volumes de glace plus importants aient été transportés durant des cycles glaciaires. Une valeur maximale caractéristique de 2% est ici choisi pour l'intervalle Varangien, ce qui correspond, soit à l'englacement total de tous les continents avec 3.5 km de glace, soit la valeur maximale pour $h=3$ km. Dans le premier cas, il est important de noter que la masse de glace totale échangée représente 4.8×10^{20} kg, c'est à dire un ordre de grandeur supérieur à la valeur estimée depuis le DMG (!). Un tel scénario semble ainsi assez improbable (voir la discussion ultérieure).

Intervalle glaciaire Sturtien (~ 700-750 Ma)

La majorité des reconstructions paléomagnétiques s'accorde sur la présence d'un supercontinent centré sur l'équateur appelé "Rodinia" commençant à se fragmenter au début de l'intervalle (~ 750 Ma). La paléogéographie correspondante utilisée est représentée sur la Figure 2.6.

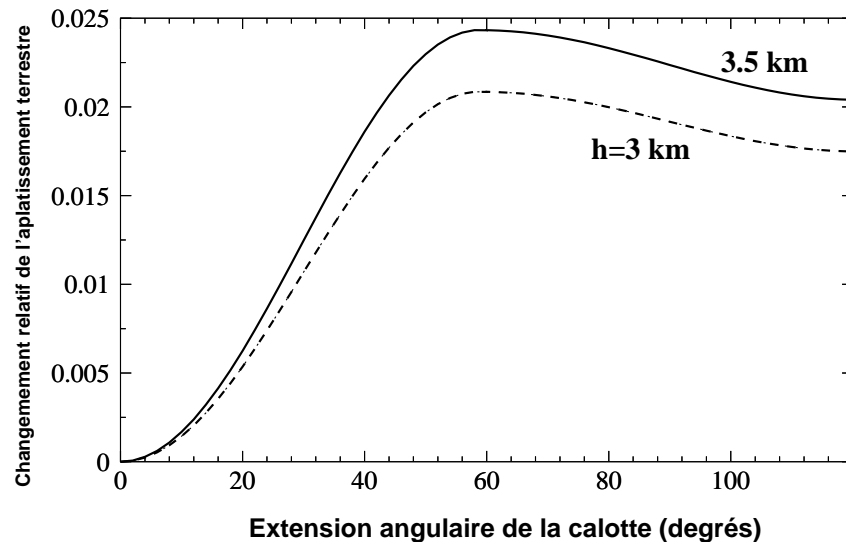


FIG. 2.5: **Changement relatif de l'aplatissement terrestre durant l'épisode glaciaire Varangien en fonction de l'extension angulaire d'une calotte centrée sur le pôle Sud.** La paléogéographie choisie impose une extension maximale possible est de 120° . Le changement relatif est estimé pour deux calottes de hauteur $h=3$ km (trait hachuré) et $h=3.5$ km (trait plein). La valeur moyenne de l'aplatissement est basée sur une durée du jour égale à 21.9 heures (Williams, 1993).

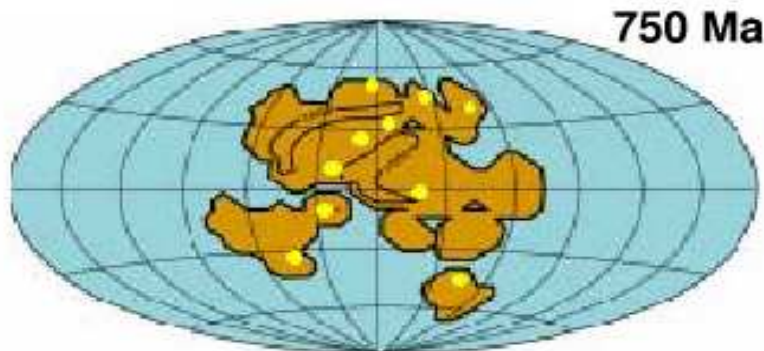


FIG. 2.6: **Reconstruction continentale au début de l'épisode Sturtien (~ 750 Ma).** La reconstruction est basée sur les données paléomagnétiques de Torsvik *et al.* (1996), Dalziel (1997), Weil *et al.* (1998) et Meert (2001). Les ronds clairs dénotent l'emplacement de certains dépôts glaciaires de l'intervalle Sturtien (Evans, 2000 ; Donnadiou *et al.*, 2002). A nouveau, la plupart de ces dépôts ne sont probablement pas contemporains et ont une paléolatititude incertaine.

Dans ce contexte, la non-observation de dépôts glaciaires dans les hautes latitudes pourrait être simplement la conséquence de l'absence de continents près des pôles. Ce supercontinent peut être modélisé par un élément continental sphérique unique d'extension longitudinal $\Delta\phi_1 = 170^\circ$ et compris entre les colatitudes $\theta_0 = 50^\circ$ et $\theta_1 = \pi - \theta_0 = 130^\circ$, c'est à dire entre les latitudes 40° S et 40° N. Ces valeurs vérifient bien la condition

$$S_{cont.} = 2 R^2 \Delta\phi_1 \cos \theta_0 = \frac{3}{10} \times 4 \pi R^2, \quad (2.103)$$

soit $\Delta\phi_1 \cos\theta_0 = 3\pi/5$. Dans ce cas, pour estimer simplement la variation d'aplatissement durant un cycle de déglaciation, on suppose ici que tous les continents sont englacés avec une couche de glace d'épaisseur h variable. La contribution inertielle glaciaire est alors ici positive et s'écrit :

$$\Delta C_{glace} = \sigma' R^4 \Delta\phi_1 \int_{\theta_0}^{\pi-\theta_0} \sin^3 \theta d\theta \quad (2.104)$$

$$= M_{glace} R^2 \left(1 - \frac{1}{3} \cos^3 \theta_0 \right), \quad (2.105)$$

tandis que la contribution océanique, ici négative, est :

$$\Delta C_{ocean} = M_{glace} R^2 \left[\frac{4\pi/3 - \Delta\phi_1 (\cos\theta_0 - 1/3 \cos^3 \theta_0)}{2\pi - \Delta\phi \cos\theta_0} \right]. \quad (2.106)$$

La variation d'aplatissement terrestre donnée par (2.102) est proportionnelle à la masse de glace échangée. Typiquement, pour une épaisseur constante $h = 3.5$ km, soit à nouveau une masse de 4.8×10^{20} kg, la variation relative d'aplatissement vaut $\Delta J_2^r / J_2 \simeq -2.6\%$ qui est fortement négative, comme attendu pour des glaciations majoritairement équatoriales, mais du même ordre de grandeur que pour des continents majoritairement polaires comme durant l'épisode Varangien.

Discussion : Cas d'une "Snowball Earth"

À nouveau, il est probable que les variations d'aplatissement terrestre estimées ici soient déjà des surestimations importantes. La fonte périodique et synchrone d'une masse de glace dix fois supérieure à la valeur estimée depuis le DMG conduirait à des changements eustatiques du niveau marin proche de 1 km, qui devraient être enregistrés dans certaines données géologiques. De plus, une telle valeur conduirait à une inondation importante des marges continentales, produisant une diminution de la variation globale de l'aplatissement.

Un cas extrême de glaciation est la possibilité d'une Terre entièrement englacée (voir chapitre 3) durant les intervalles glaciaires du Néoprotérozoïque (Kirshvink, 1992 ; Hoffman *et al.*, 1998). Hoffman *et al.* (1998) suggère que la diminution résultante du cycle hydrologique et des précipitations continentales pourrait conduire à une ablation rapide des glaciers continentaux, laissant seulement place à une fine couche de glace continentale entourée d'océans gelés. Dans ce cas, le faible volume des glaces continentales ne pourrait induire de variations importantes du niveau marin lors de leurs hypothétiques fontes. Bien que certains modèles de circulation générale couplés à des modèles de dynamique glaciaire suggèrent cependant, que pour l'intervalle Sturtien, la sublimation tropicale permet la formation de glaciers équatoriaux possédant une dynamique glaciaire similaire à celle des glaciers actuels (Donnadiou *et al.*, 2003), aucune étude n'a été menée à ce jour sur la possibilité de cycles glaciaires à l'échelle de Milankovitch pour une glaciation globale ou quasi globale.

L'importante rétroaction résultante liée à l'albédo bloquerait probablement la Terre dans un état très peu sensible aux variations d'insolation incidente, créant ainsi des cycles glaciaire-interglaciaires très réduits. Ces questions requièrent clairement des investigations supplémentaires.

2.4 Modèles visco-élastiques pour une Terre stratifiée

2.4.1 Description des modes normaux

Les paramètres des modes normaux de relaxation dépendent uniquement des propriétés mécaniques (rigidité, élasticité, densité) et physiques (gravité, viscosité) de la structure interne planétaire. Bien que

les inversions sismiques fournissent des structures radiales à très courte échelle (< 100 km), un modèle moyen qui respecte les principales discontinuités des paramètres élastiques est ici suffisant. La figure 2.7 montre les structures élastiques moyennes issues des inversions sismiques de Gilbert et Dziewonski (1975). Le modèle sismique récent PREM (*Preliminary Reference Earth Model*) est à présent le plus courant (Dziewonski et Anderson, 1981), mais le modèle moyen correspondant comporte des différences négligeables avec notre modèle dans le cadre de notre étude. La structure élastique (3), utilisée par la suite, contient des discontinuités majeures de densité à la zone de transition du manteau supérieur (~ 420 km), à la frontière manteau supérieur-manteau inférieur (~ 670 km) et à la frontière noyau-manteau (~ 2900 km).

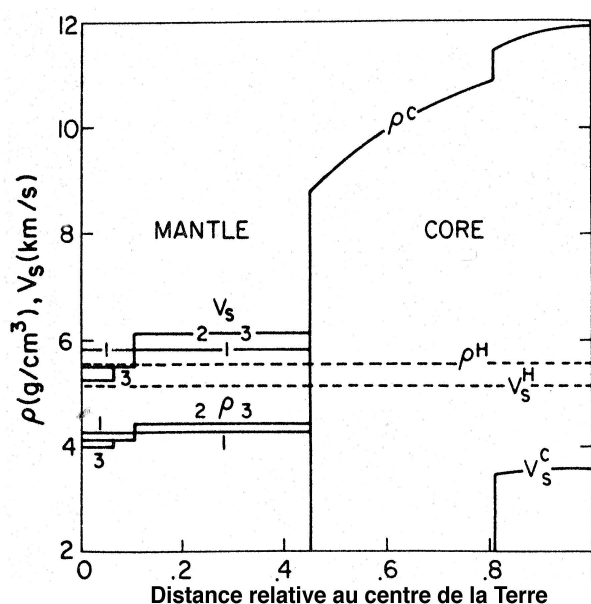


FIG. 2.7: **Profils radiaux des paramètres élastiques moyens issus des données sismiques de Gilbert et Dziewonski (1975).** Les profils moyens en densité $\rho(r)$ et en vitesse de cisaillement des ondes sismiques $V_s(r)$ sont représentés en fonction de la distance radiale relative au centre de la Terre. Le profil en rigidité $\mu(r)$ est directement lié à V_s par $\mu(r) = \rho(r).V_s(r)^2$. Le profil radial en élasticité $\lambda(r)$ se déduit de la vitesse des ondes de compression V_p (non montré ici). Le nombre adjacent à chaque courbe correspond au nombre de discontinuités internes en densité. Les courbes en pointillés représentent les valeurs moyennées sur le rayon terrestre. Notre étude est basée sur la structure à trois discontinuités.

La stratification radiale moyenne en viscosité est basée sur un modèle à quatre couches décrit sur la figure 2.8. La viscosité dans le manteau inférieur est supposée variable et vaut respectivement 10^{21} Pa.s dans les modèles A et 3.10^{21} Pa.s dans le modèle B étudiés.

L'ensemble des valeurs numériques pour les modèles A et B possédant les structures visco-élastiques décrites précédemment est tiré de Wu et Peltier (1984). Les valeurs des amplitudes r'_j et des temps inverses de relaxation s'_j des neuf modes distincts sont contenus dans le tableau.2.3. La "force" de chaque mode, calculée à partir de :

$$\% \text{ force} = \frac{r'_j/s'_j}{\sum_j r'_j/s'_j} \quad (2.107)$$

est le rapport entre la relaxation visqueuse générée par le j^{e} mode et la relaxation visqueuse totale, et donne l'importance du mode dans l'amplitude totale de la relaxation visqueuse. Celle-ci est aussi estimée dans ce même tableau. Les neuf modes sont labélisés dans la colonne 1 suivant la procédure employée par Peltier (1976). Les modes T sont appelées modes de transition et possèdent des temps de

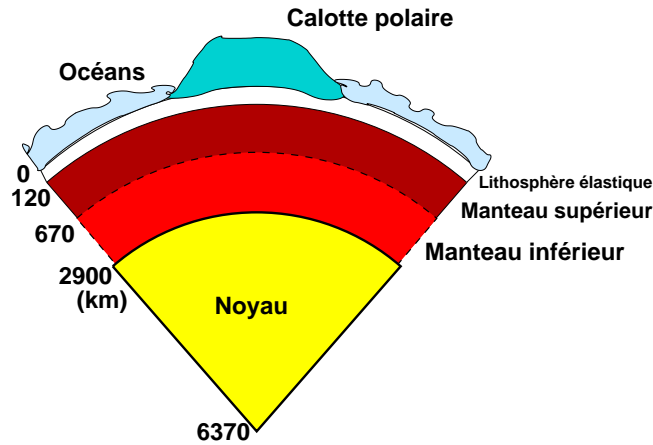


FIG. 2.8: **Profil radial moyen de viscosité utilisé pour une Terre à symétrie sphérique.** Le modèle comprend 4 couches : une lithosphère élastique (de viscosité infinie) de 120.7 km d'épaisseur, un manteau supérieur de viscosité uniforme 10^{21} Pa.s, un manteau inférieur de viscosité variable et un noyau fluide non visqueux. La profondeur de chaque couche en kilomètres depuis le haut de la lithosphère est indiquée à gauche.

relaxation proches du temps de Maxwell du manteau et seront donc peu excités. Le mode fondamental M0 provient de la discontinuité de densité entre la surface externe libre de la Terre et la lithosphère, les modes M1 et M2 du saut de densité à travers les zones respectives de transition sismiques à 420 et 670 km, L0 du saut de viscosité entre la viscosité infinie de la lithosphère et le manteau et C0 de la discontinuité de densité à la frontière noyau-manteau. Il est mis en évidence la primauté des modes M0, C0 et L0 qui totalisent à eux seuls plus de 95% de la relaxation visqueuse pour les deux modèles. Cela implique qu'un modèle à trois couches suffirait à décrire de façon satisfaisante la relaxation. Pour les

Mode	modèle A			modèle B		
	Force(%)	$r'_j (ka^{-1})$	$s'_j (ka^{-1})$	Force(%)	$r'_j (ka^{-1})$	$s'_j (ka^{-1})$
M0	56.6	-7.61×10^{-1}	1.92	55.1	-2.77×10^{-1}	7.19×10^{-1}
C0	30.0	-8.16×10^{-2}	3.88×10^{-1}	23.1	-2.90×10^{-2}	1.79×10^{-1}
L0	8.5	-5.81×10^{-3}	9.79×10^{-2}	17.8	-6.71×10^{-3}	5.39×10^{-2}
M1	2.9	-8.37×10^{-6}	4.08×10^{-4}	2.7	-5.56×10^{-6}	2.90×10^{-4}
M2	0.2	-1.39×10^{-8}	9.01×10^{-6}	0.2	-9.70×10^{-9}	8.02×10^{-6}
T4	0.3	-5.93×10^{-3}	4.15	0.4	-9.32×10^{-3}	3.82
T3	0.5	-1.25×10^{-2}	3.95	0.0	-3.41×10^{-4}	3.71
T2	0.4	-6.73×10^{-3}	3.58	0.4	-1.02×10^{-2}	3.34
T1	0.6	-1.45×10^{-2}	3.48	0.2	-4.44×10^{-3}	3.09
Total	100.0			100.0		

TAB. 2.3: **Description des modes normaux de relaxation des modèles visco-élastiques A et B de Terre stratifiée.** Les amplitudes, les temps de relaxation sont tirés de Wu et Peltier (1984). Les forces sont de chaque mode sont recalculées à partir de l'expression (2.107). 1 ka = 1000 ans.

deux modèles, les temps de relaxation des modes majeurs M0, C0 et L0 sont compris entre 1000 et 18 000 ans. La relative proximité avec les périodes de Milankovitch suggère que la réponse visco-élastique terrestre sera significativement excitée par une charge de surface variant à ces échelles de temps. Les modes mineurs M1 et M2 ont des temps caractéristiques de relaxation supérieurs à 2.5×10^6 ans et sont donc “rigides” sur des échelles de temps orbitales. A ce titre, ils empêchent un très bon ajustement isostatique sur ces échelles de temps. Pour les deux modèles, le nombre de Love de charge élastique est égale à $k_2^E = -0.30495$ indiquant qu'environ 1/3 de l'effet d'une charge en surface est compensée de façon instantanée, le reste l'étant progressivement avec un retard lié à la relaxation visqueuse. Une réduction de la taille de la lithosphère amoindrit le mode L0 et provoque une diminution (en valeur absolue) des nombre de Love élastiques vers 0. Une réduction supplémentaire de la taille du noyau inhibe le mode C0 et tend le modèle à se comporter comme le modèle de Darwin. Numériquement, le paramètre $l_s = 1 + k_2^E + \sum_{j=1}^N r'_j/s'_j$ est très proche de zéro (0.009 pour modèle B) mais pas “strictement nul” contrairement à la prédiction théorique (2.44). La différence provient de l'impossibilité numérique d'avoir une lithosphère de viscosité “réellement” infinie (Wu et Peltier, 1984).

2.4.2 Quelle viscosité pour le manteau terrestre ?

Les paramètres élastiques internes et de densité étant fixés, la prépondérance en taille du manteau inférieur (55 % du volume terrestre) par rapport au manteau supérieur a pour conséquence directe que l'ajustement isostatique est principalement dépendant de la viscosité du manteau inférieur. Cependant, aucun consensus n'existe encore à présent sur sa valeur moyenne actuelle. Les profils radiaux de viscosité terrestre sont actuellement estimés par l'inversion d'observables relatives au rebond post-glaciaire, à travers les variations locales du niveau des mers (voir par exemple Nakada et Lambeck, 1989, Tushingham et Peltier, 1992), les variations de l'anomalie du champ de gravité terrestre (Mitrović et Peltier, 1989) ou du mouvement du pôle (e.g. Wu et Peltier, 1984). Quand la taille de la lithosphère est fixée autour de 120 km, les profils radiaux moyens de viscosité indiquent un saut de viscosité restreint (\sim d'un facteur 3) à la frontière manteau supérieur/manteau inférieur, conformément au modèle B. Lorsque la taille de la lithosphère et le profil de viscosité sont des inconnues des inversions, il apparaît un saut marqué de viscosité d'un facteur 50 à 100 entre un manteau supérieur de viscosité 2 à 5.10^{20} Pa.s et un manteau inférieur de viscosité moyenne de l'ordre de 0.5 à 3.10^{22} Pa.s (Nakada et Lambeck, 1989). Une augmentation similaire de viscosité avec la profondeur a été déduite à partir de l'observation des anomalies de gravité à grande échelle liées à la circulation convective du manteau ⁸ et à la mesure de la vitesse des plaques tectoniques (par exemple, Ricard et al., 1984; Forte et Mitrović, 2001). L'ensemble de ces observations montrent aussi de fortes variations de la viscosité à l'intérieur même du manteau inférieur et supérieur.

Pour contourner les inversions globales non totalement contraintes, la tentative récente de tenir compte d'une Terre à symétrie non radiale avec des hétérogénéités latérales de viscosité permet de produire des profils régionaux de viscosité, mais les incertitudes importantes sur l'histoire glaciaire local limite l'extension et les prédictions d'une telle étude.

Le rôle de la viscosité étant prépondérant dans le processus de relaxation, il sera discuté plus spécifiquement dans le cadre de la friction climatique au chapitre suivant. On notera juste qu'une augmentation de la viscosité provoque une augmentation proportionnelle du temps caractéristique de Maxwell et des temps de relaxation $1/s'_j$, indiquant le caractère plus élastique du manteau. Une étude approfondie de l'influence de la viscosité du manteau inférieur sur les modes individuels peut être trouvée dans Ricard *et al.* (1992).

Une des questions fondamentales est de connaître lors des glaciations à l'échelle géologique, l'influence potentielle de l'ajustement isostatique. La viscosité d'un fluide est en bonne approximation une

⁸La nature et l'amplitude de la circulation convective est très sensible au profil radial de viscosité mantellique.

fonction exponentiellement décroissante de la température. Le refroidissement thermique progressif des planètes telluriques suggère que la viscosité passée aurait pu être inférieure aux valeurs actuelles et ainsi favoriser un ajustement isostatique quasi instantané des charges de surface. Toutefois, ces variations n'apparaissent pas comme significatives durant le dernier milliard d'année (Anne Nédelec, communication personnelle).

Chapitre 3

Influence de la friction climatique sur l'obliquité terrestre

Introduction

Les chapitres précédents ont mis en évidence l'influence significative de l'obliquité et de ses variations sur l'existence de cycles glaciaires/interglaciaires, dont une des principales manifestations est la variation quasi périodique de l'aplatissement planétaire. Ce chapitre est consacré à l'étude détaillée d'un phénomène dissipatif appelé "friction climatique" qui décrit le mécanisme inverse, résultant de la rétroaction résonante entre les variations de l'aplatissement planétaire et l'obliquité planétaire. Celle-ci peut alors entraîner une dérive séculaire de l'obliquité moyenne, laissant apparaître l'idée paradoxale, inverse de la théorie de Milankovitch, que "le climat" peut changer l'obliquité.

Bien que ce chapitre se restreigne au cas terrestre, une telle étude peut être étendue à toute planète ou satellite possédant une dynamique climatique similaire. Une généralisation sera ainsi proposée au chapitre 4.

D'autres effets dissipatifs importants pouvant affecter la rotation et l'obliquité à long terme ont déjà fait l'objet d'un certain nombre d'études dont les principaux sont :

- Les effets de marée gravitationnelle
- Les effets de marée atmosphérique thermique
- La friction noyau-manteau

La plupart de ces effets résultent principalement soit de l'action d'un autre corps céleste dont la perturbation d'origine gravitationnelle ou thermique provoque une déformation dissipative des diverses couches planétaires, soit de l'interaction propre entre ces couches du fait de leurs propriétés mécaniques ou thermiques différentes. On pourra trouver une description détaillée de la modélisation et de la contribution de ces effets à la rotation planétaire dans Néron de Surgy et Laskar (1997) et Correia et Laskar (2003).

L'étude de l'influence de ces effets à long terme, en particulier sur la rotation terrestre, sert deux missions importantes. Tout d'abord, elle permet a priori d'estimer les contraintes potentielles existantes sur les valeurs de l'obliquité et la rotation terrestre dans le passé et de comparer leurs compatibilités avec certains scénarios indépendants proposés à partir de données géologiques glaciaires ou de paléorotations.

Malheureusement, la plupart des paramètres dissipatifs qui interviennent dans la modélisation de ces effets sont très peu contraints. L'utilisation de données géologiques peut permettre, dans une cer-

taine mesure de contraindre ces paramètres (e.g. Néron de Surgy et Laskar, 1997; Pälike et Shackleton, 2000, Lourens *et al.*, 2001).

Ensuite, il est toutefois possible de trouver certaines propriétés (à long terme ou non) de ces effets qui sont indépendantes ou faiblement dépendantes des paramètres de dissipations, pouvant ainsi contraindre leur évolution et exclure certains scénarios dynamiquement impossibles (Néron de Surgy et Laskar, 1997; Correia et Laskar, 2003).

De la même façon, la détermination de l'influence précise de la friction climatique est fortement limitée par les nombreuses incertitudes existantes sur la réponse climatique et le processus d'ajustement isostatique sur des échelles de temps supérieures au million d'années. Comme les autres effets dissipatifs, malgré la complexité de l'ensemble des processus physiques mis en jeu, la friction climatique sera modélisée par un ensemble restreint de paramètres qui permettent de décrire simplement ses propriétés et son influence.

Cependant, la friction climatique possède certaines propriétés différentes des autres effets dissipatifs précédemment cités :

- L'impact de la friction climatique n'étant significatif que lors de fortes périodes glaciaires, elle ne possède pas un effet systématique et permanent sur l'obliquité terrestre. Les paramètres pouvant alors varier fortement sur chacune de ces périodes, la démarche adoptée est celle du chapitre 2 et consiste à maximiser les paramètres de la friction climatique en fonction des contraintes disponibles sur la variabilité, la paléotopographie glaciaire et continentale, et l'amplitude des glaciations.
- Elle n'affecte pas la norme du moment cinétique planétaire de rotation, n'induisant pas une modification séculaire de la vitesse angulaire.

Dans une première partie, on décrit les glaciations paradoxales observées durant l'intervalle Néoprotozoïque (750 ± 200 Ma) en mettant en évidence l'importance de contraindre l'amplitude possible des variations de l'obliquité moyenne terrestre due aux effets dissipatifs pour discuter le scénario de haute obliquité de G.E. Williams (1993) et comprendre ces glaciations.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la description et la modélisation théorique de la variation séculaire de l'obliquité engendrée par la friction climatique. On étudie de façon générique, l'influence des paramètres dissipatifs sur la dérive séculaire et en particulier la nature de la réponse visco-élastique puis les propriétés principales de la friction climatique. On discute ensuite les évolutions possibles à long terme de l'obliquité pour différents modèles simples de dissipation. Finalement, dans une troisième partie, est reproduit l'article publié "*Climate friction and the Earth's obliquity*" (Levrard et Laskar, GJI, accepté, 2003) dans lequel nous réestimons et contraignons l'impact de la friction climatique sur les dernières grandes glaciations terrestres de l'ère Phanérozoïque et du Néoprotozoïque en s'appuyant sur des simulations numériques complémentaires qui ne sont pas décrites dans les premières sections.

3.1 Les glaciations paradoxales du Néoprotozoïque et l'obliquité terrestre

Bien que de nombreuses périodes glaciaires aient affecté la Terre depuis son origine, l'ensemble des évidences paléomagnétiques, géologiques et géochimiques suggère que les processus climatiques et biologiques terrestres ont profondément été modifiés durant l'intervalle Néoprotozoïque ($\sim 750 \pm 200$ Ma) qui conclut l'ère Précambrienne. Un aspect majeur est la découverte d'un nombre important de dépôts glaciaires sur la plupart des continents dont certains étaient probablement situés dans les zones équatoriales. Les principaux indicateurs géologiques et paléoclimatiques de ces glaciations sont :

- Des successions épaisses de dépôts glaciogéniques typiques (tillites¹, dropstones², diamictites³) contenant des roches striées et recouvertes de carbonates (stromatolites calcaires et dolomies⁴ généralement caractéristiques de dépôts dans les eaux chaudes tropicales ou lagunaires.
- Présence dans les séquences glaciaires de formation riches en fer (dépôts d'hématite et magnétite, formation ferriques rubanées (BIF)⁵), normalement associées à l'altération latéritique⁶ des climats chauds.
- Présence de laminites⁷ et de varves, normalement associées à un contrôle saisonnier du dépôt.
- Présence de structures de cryoturbation (déplacement de matières du sous-sol), liées à des cycles de gel et de dégel dans un climat périglaciaire.
- Présence de structures de grès en coin, identiques à celles que l'on trouve actuellement dans les régions arctiques arides. Le pergélisol se contracte lors des chutes brutales de température à l'arrivée de l'hiver, des fissures verticales se forment et se remplissent de sable entraîné par le vent. Ces structures sont caractéristiques de forts contrastes saisonniers (Williams, 1993).

Toutefois, à la fois la datation et les paléolatitudes de ces dépôts sont très faiblement contraintes, ainsi que les paléogéographies continentales. Malgré ces incertitudes, deux intervalles de glaciations majeures, l'intervalle Sturtien ($\sim 700 - 750$ Ma) et l'intervalle Varangien ($\sim 580 - 630$ Ma) contiennent une grande partie des traces de glaciations observées (e.g. Kennedy *et al.*, 1998; Evans, 2000). Les masses continentales semblent respectivement majoritairement équatoriales et polaires pour les deux intervalles (voir chapitre 2), impliquant a priori des mécanismes et des processus climatiques de glaciation très différents. Il n'est toutefois pas exclu que chacun de ces intervalles puissent être divisé en trois ou quatre sous-intervalles glaciaires.

La paléolatitudes et la chronologie des dépôts glaciogéniques dépendent principalement de la qualité des données paléomagnétiques associées, qui sont l'objet d'interprétations et de mesures encore très controversées. Une réinterprétation récente d'un nombre important de données ont conduit Meert et Van de Voo (1994) à conclure que les latitudes réelles des dépôts étaient probablement supérieures à 25° , permettant de lever le problème des glaciations paradoxales observées. Des mesures précises ont cependant récemment probablement confirmé la présence de glaciations équatoriales d'âge Varangien

¹ *Tillite* : Roche sédimentaire détritique constituée par d'anciennes moraines consolidées et transportées par la coulée ou la fonte du glacier.

² *Dropstone* : Pierre emportée par un iceberg lors de la fragmentation d'une calotte glaciaire au niveau de la mer, puis relâchée et sédimentée dans les fonds marins après la fonte de l'iceberg dans des eaux plus chaudes.

³ *Diamictite* : Terme plus général désignant une roche cohérente constituée de galets arrondis dont la proportion est inférieure à 15% de la matrice totale. Les blocs rocheux incrustés ne sont pas toujours d'origine glaciaire, mais peuvent être par exemple des dropstones ou des bombes volcaniques. Les tillites sont aussi une sous-catégorie de diamictites.

⁴ *Dolomie* : Roche sédimentaire contenant du carbonate, dont la moitié au moins sous forme de dolomite ($CaMg(CO_3)_2$). Le terme englobe en pratique les dolomies pures (90 à 100 % de dolomite) et les dolomies calcari-fères ou calcareuses (50 à 90 % de dolomite). Tous les intermédiaires existent entre les dolomies et les calcaires d'une part, et les roches détritiques d'autre part.

⁵ *Rubéfaction* : Coloration en rouge des sols ou de la surface des roches due à la présence d'oxyde et d'hydroxyde de fer libéré par un processus d'altération des minéraux contenant du fer. Les principales observations de BIF avaient été uniquement observées durant l'Archéen vers 2.4 Ga.

⁶ Pour des roches pauvres en silice et riches en hydroxydes de fer, le départ presque total de la silice, exportée dans les eaux de lessivage avec les alcalins, et l'accumulation sur place d'hydrates de fer donne au sol une couleur rouge caractéristique. La plus forte acidité des sols tropicaux permet une altération chimique importante.

⁷ *Laminite* : Formation sédimentaire riche en argiles et finement stratifié en lames (~ 1 mm) plus ou moins régulières. Lorsque ces formations présentent une alternance de couches de texture ou de colorimétrie différentes liée au contraste saisonnier, on parle de *varves*. Cette alternance peut être gouvernée par la fonte des glaciers par exemple pour des lacs glaciaires. Schématiquement, le niveau clair ou couche d'été se dépose lorsque la fonte des glaces est importante et l'apport en matériel détritique substantiel. Au contraire, au cours de l'hiver, l'apport sédimentaire est très réduit et le matériel fin en suspension s'accumule.

en Australie (glaciation marinoenne à $2.7 \pm 3.7^\circ$, Schmidt et Williams, 1995 ; Sohl *et al.*, 1999) et d'âge Sturtien dans le Nord-Ouest du Canada (glaciation Rapitan à $6 \pm 4^\circ$; Park, 1997). Une réanalyse récente de Evans (2000) conclut que la majorité des dépôts se trouvent dans des latitudes inférieures à 40° , mais que très peu sont finalement fiables.

La présence de glaciations paradoxales à des basses latitudes et au niveau de la mer a suscité un nombre important de modèles et d'interprétations (voir les revues plus détaillées de Crowell, 1999 et Evans, 2000). Nous ne discutons ici que les modèles utiles à notre étude et considérés encore actuellement comme "possibles".

Les premières mesures paléomagnétiques suggérant la présence de ces glaciations atypiques ont conduit historiquement à l'idée d'une Terre fortement englacée (Harland, 1964). Cette hypothèse fut reprise par Kirschvink (1992) sous le nom plus connu de "Snowball Earth", impliquant la possibilité que la Terre ait connu un épisode de glaciation globale. Un océan recouvert de glace deviendrait rapidement anoxique et permettrait ainsi la dissolution et un transport océanique important des ions du fer. Le retour à l'oxygénation de l'océan à la fin de la glaciation produirait la précipitation des oxydes de fer à l'origine des formations ferriques rubanées. Cette théorie fut supportée par les mesures fortement négatives en $\delta^{13}\text{C}$ observées dans les cap-carbonates entourant les dépôts glaciaires et interprétées comme un arrêt de la production biologique à la surface de l'océan causée par la glaciation globale (Hoffman *et al.*, 1998). Les corrélations stratigraphiques obtenues durant les dernières années mettent souvent en évidence la présence de changements abrupts dans la nature des séquences avant et après les épisodes de glaciation (e.g. Hoffman et Shrag, 2002). Il est proposé qu'un effet de serre résultant d'un dégazage volcanique massif de CO_2 soit à l'origine de la fin de la glaciation globale. La précipitation et l'altération du CO_2 expliquerait alors la formation des séquences épaisses de dépôts carbonatés enregistrés sur la quasi-totalité des dépôts glaciogéniques du Néoprotérozoïque. Dans cette hypothèse, la durée moyenne d'un tel épisode serait comprise entre 5 et 30 Ma, en accord avec le temps d'obtention d'une concentration suffisante en CO_2 atmosphérique pour permettre la déglaciation (Hoffman *et al.*, 1998).

Malgré la compatibilité de cette théorie avec certaines observations géochimiques (Hoffman et Shrag, 2002), l'initiation d'une telle glaciation, ses conséquences sur la dynamique continentale glaciaire (voir Donnadieu *et al.*, 2003) et sur l'évolution des organismes restent encore problématiques. Kirschvink (1992) propose qu'un continent équatorial augmente l'altération par les silicates du CO_2 conduisant à un climat plus froid et à la formation progressive de glace de mer et de calottes sur les continents de plus hautes latitudes. La propagation des calottes vers les plus basses latitudes serait alors effectuée grâce à la rétroaction positive liée à l'albédo de la glace. Bien que ce ne soit pas le seul scénario proposé, il apparaît que l'entrée dans un état de glaciation globale requiert au préalable un climat déjà relativement froid. Cette condition pourrait être plus facilement vérifiée pour l'épisode Sturtien qui apparaît contemporain avec la fragmentation du supercontinent équatorial Rodinia. L'augmentation résultante du périmètre des marges continentales accentue l'altérabilité des surfaces continentales. Goddérès *et al.* (2003) propose que l'émission de trapps basaltiques qui apparaît aussi contemporaine de cette fragmentation (sans forcément être corrélée) amplifie cette altération et permet alors d'engendrer une glaciation globale à travers la réduction importante du CO_2 atmosphérique.

L'ensemble des conditions précédentes ne sont toutefois pas réunis pour l'intervalle Varangien et les causes potentielles de l'initiation d'une glaciation globale durant cet intervalle restent encore incompréhensibles. La modélisation climatique de la "Snowball Earth" et de certaines de ses implications ont fait l'objet d'un nombre important de travaux et les principales discussions pourront être trouvées par exemple dans Chandler et Sohl (2000) ou Hoffman et Shrag (2002). L'hypothèse d'une Terre complètement englacée implique la concomitance et le caractère global des dépôts glaciaires. Ces propriétés restent aujourd'hui encore potentielles en l'absence de datation précise.

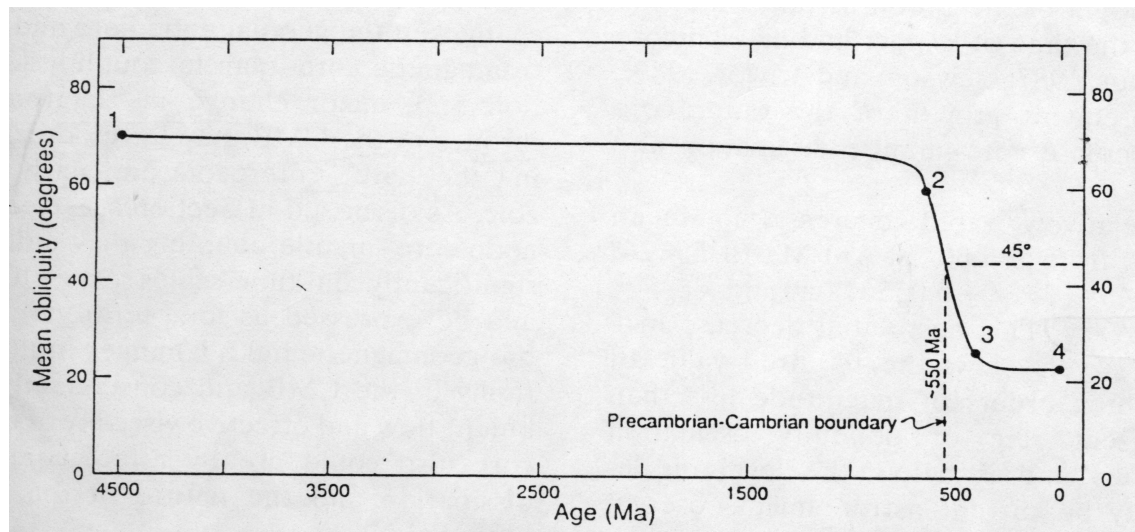


FIG. 3.1: **Scénario de l'obliquité terrestre passée de G.E. Williams (1993)**. Les points 1 ($\epsilon_1 = 70^\circ$ à 4500 Ma); 2 ($\epsilon_2 = 60^\circ$ à 650 Ma); 3 ($\epsilon_3 = 26^\circ$ à 430 Ma) et 4 ($\epsilon_4 = 23.5^\circ$ à 0 Ma) font référence aux points de contrôle proposés dans le scénario. Une obliquité de $\sim 45^\circ$ est alors prédite à la frontière Précambrien-Cambrien à 550 Ma.

Pour lever le problème des glaciations paradoxales à basses latitudes, G.E. Williams (1975, 1993) suggère que l'obliquité terrestre était à cette époque supérieure à 54° , valeur critique au-dessus de laquelle l'insolation annuelle à l'équateur devient plus faible qu'aux pôles. A l'inverse de la "Snowball Earth", un tel modèle conceptuel favorise *a priori* la formation prépondérante de dépôts glaciogéniques uniquement dans les zones de basses latitudes. L'intensification importante du contraste saisonnier pourrait alors expliquer les structures géologiques caractéristiques observées dans le permafrost, bien que cette interprétation ne soit pas la seule possible (e.g. Hoffman et Shrag, 2002). Williams (1975) suggère en outre que les cycles de varves au voisinage de l'équateur s'expliqueraient par le gel au solstice et le dégel aux équinoxes. Le scénario d'obliquité de G.E. Williams comprend trois étapes qui sont résumées sur la figure 3.1 :

- La persistance d'une haute obliquité, supérieure à 60° pendant la majeure partie de l'histoire géologique terrestre, engendrée par l'impact d'un corps massif sur la Terre primordiale.
- Une décroissance rapide de l'obliquité d'environ 30° entre $650(\pm 30)$ Ma et 430 Ma. Williams (1993) suggère que l'analyse de la formation des sels de Mallowa à 430 Ma (Ordovicien supérieur) fait apparaître des cycles de Milankovitch indiquant une obliquité légèrement supérieure à 26° . Comme indiqué dans le chapitre 1, la présence de telles périodicités à cette époque, et surtout leur utilisation restent fortement hypothétiques et ne peuvent être employés pour en déduire une valeur, même indicative, de l'obliquité.
- Une légère décroissance de l'obliquité depuis 430 Ma à sa valeur actuelle proche de 23.5° .

Outre les fortes contraintes dynamiques imposées par un tel scénario, qui seront étudiées par la suite, les conséquences paléoclimatiques potentielles sont en général très peu discutées.

Une haute obliquité n'implique pas forcément, en effet, la formation de glaciers dans les zones tropicales. Il est ainsi important de noter que pour une obliquité de 60° , l'insolation moyenne annuelle à l'équateur est de l'ordre de 300 W.m^{-2} soit environ 2.5 fois la valeur actuelle aux pôles ($\sim 150 \text{ W.m}^{-2}$). Ce contraste réside dans la dissymétrie profonde existant entre les insolutions saisonnières (et la saisonnalité) dans les zones équatoriales et polaires. Dans les zones polaires, les maxima d'insolation sont situés durant l'été et tout comme le contraste saisonnier, ceux-ci sont très sensibles à

la valeur de l'obliquité. Dans les zones tropicales, il existe, au contraire, deux saisons chaudes autour des équinoxes pour lesquelles les insolation incidentes sont pratiquement indépendantes de l'obliquité. Si la "condition" d'initiation d'une glaciation est la présence d'une insolation réduite durant la, ou les saisons chaudes, la formation de glaciers équatoriaux dans les zones tropicales apparaît tout aussi problématique pour de fortes obliquités.

Une décroissance rapide de plus de 30° de l'obliquité moyenne terrestre en moins de 200 Ma requiert l'action d'un effet dissipatif important. Les principaux mécanismes dissipatifs pouvant expliquer une dérive séculaire de l'obliquité terrestre sont ici brièvement discutés et une description plus détaillée de ces mécanismes ainsi que de leurs implications dynamiques sera trouvé dans Néron de Surgy et Laskar (1997), Païs *et al.*(1999) et Correia et Laskar (2003).

Friction noyau-manteau

La différence significative de densité et d'ellipticité dynamique entre le manteau et le noyau provoque un non-alignement entre leurs axes de rotation qui tendent à précéder différemment autour de la normale au plan orbital. Un ensemble d'interactions s'exerce à leur interface et s'oppose à cette précession différentielle (e.g. Rochester, 1976 ; Païs *et al.*, 1999 ; Correia et Laskar, 2003). Les principaux couplages sont :

- Le couple des forces inertielles de pression non radiale du manteau sur le noyau, dû au fait que leur interface n'est pas sphérique (ce couple ne dépend que de la forme du noyau et serait nul si ce dernier était sphérique).
- Le couple de friction visqueuse (laminaire ou turbulente) du noyau externe sur le manteau.
- Le couple de friction électromagnétique, dû à l'interaction entre les courants électriques du noyau externe et le bas du manteau faiblement magnétisé.

L'estimation exacte de la dérive séculaire de l'obliquité résultante est très peu contrainte en raison de la grande incertitude existante sur la viscosité effective (visqueuse et électromagnétique) qui peut atteindre treize ordres de grandeur. Toutefois, la comparaison avec les mesures de la durée du jour dans le passé permet de mettre des bornes à l'intensité de la dissipation (Néron de Surgy et Laskar, 1997). Bien que provoquant une décroissance de l'obliquité pour $\varepsilon < 90^\circ$, il apparaît que des paramètres raisonnables de la viscosité effective conduisent à des dérives de l'obliquité terrestre qui sont de deux à cinq ordres de grandeur inférieures à la dérive prédite par le scénario de G.E. Williams autour de la frontière Précambrien-Cambrien (Néron de Surgy et Laskar, 1997 ; Païs *et al.*, 1999). G.E. Williams (1993) invoquait lui-même ce mécanisme pour expliquer une chute brutale d'obliquité, mais il se basait sur un mécanisme erroné de la friction noyau-manteau (voir Néron de Surgy et Laskar, 1997).

En outre, une propriété importante de la friction noyau-manteau est la conservation de la projection du moment cinétique planétaire sur la normale à l'écliptique, qui peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d(\omega \cos \varepsilon)}{dt} = 0, \quad (3.1)$$

où ω est la vitesse de rotation angulaire. Une chute drastique de l'obliquité de 60° à 26° entrainerait une variation importante de la durée du jour de l'ordre de :

$$\omega(-430\text{Ma}) = \frac{\cos(60^\circ)}{\cos(26^\circ)} \times \omega(-650\text{Ma}) \simeq 0.56 \times \omega(-650\text{Ma}), \quad (3.2)$$

en contradiction avec les estimations existantes des paléorotations (Néron de Surgy et Laskar, 1997).

Effets de marées gravitationnelles

La déformation du bourrelet équatorial terrestre due aux effets gravitationnels lunaires se fait avec un certain retard due à la non-élasticité terrestre. Le couple de rappel alors exercé par la Lune sur la Terre provoque une diminution de la vitesse de rotation angulaire et par conservation du moment cinétique, une augmentation de la distance Terre-Lune. Un effet supplémentaire est une dérive séculaire de l'obliquité terrestre. Bien que les paramètres et l'amplitude de la dissipation soient très peu contraints dans le passé (e.g. Néron de Surgy et Laskar, 1997), l'effet principal apparaît être une augmentation continue de l'obliquité terrestre dont l'amplitude pourrait atteindre 1 à 2° sur les derniers 800 Ma (Goldreich, 1966 ; Mignard, 1979) ce qui n'est pas compatible avec le scénario de G.E.Williams.

Récemment, D.M. Williams *et al.*(1998) ont suggéré que la friction climatique ait pu être à l'origine de la chute brutale de l'obliquité à la frontière Précambrien-Cambrien conformément au scénario de G.E.Williams. Toutefois, leur scénario est basée entre autres sur d'hypothétiques glaciations supplémentaires d'une durée d'environ 100 Ma entre 600 et 500 Ma, centrées continuellement sur le pôle Sud, qui ne correspondent pas aux paléo-glaciations et paléogéographies à présent admises pour cette époque.

La friction climatique restant le dernier effet dissipatif potentiel pouvant valider le scénario de haute obliquité de G.E. Williams, une réinspection complète de son mécanisme et de son impact (direction, amplitude), en particulier durant cet intervalle, apparaît importante. Elle permet de contraindre plus fortement les variations séculaires possibles d'obliquité à cette période en fonction de la position des glaciations et d'affiner la compréhension des mécanismes pouvant être à l'origine des glaciations paradoxales du Néoprotérozoïque.

3.2 Friction climatique

3.2.1 Théorie générale : Couplage résonant climat/obliquité

Le mécanisme de la friction climatique a été décrit initialement par Rubincam (1990) dans le cadre d'un couplage entre les calottes polaires de CO₂ (voir chapitre suivant) et l'obliquité martienne. Toutefois, l'ensemble des études postérieures appliquées à l'obliquité terrestre (Bills, 1994, Ito *et al.*, 1995, Rubincam, 1995, D.M. Williams, 1998) se basent sur un mécanisme moins complet, conduisant d'une part, à une large surestimation de cet effet et, d'autre part, à des désaccords parfois supérieurs à un ordre de grandeur avec leurs simulations numériques.

La friction climatique est un effet dissipatif qui se déroule uniquement dans la bande de l'obliquité et dont le mécanisme général est schématisé sur la figure 3.2.

Il agit à travers une rétroaction positive entre les variations d'obliquité et de l'aplatissement terrestre engendrées par les cycles glaciaires. D'après les chapitres 1 et 2, les variations de l'obliquité engendrent une partie de l'amplitude totale des cycles glaciaires-interglaciaires qui sont caractérisés par un transfert périodique d'eau entre les calottes glaciaires et les océans, modifiant ainsi l'aplatissement planétaire. Bien qu'une fraction significative de ses variations soit compensée par l'ajustement visco-élastique planétaire (rebond post-glaciaire), les fluctuations temporelles de l'aplatissement planétaire contiennent un ensemble de termes périodiques, incluant les fréquences de l'obliquité, provoquant alors une excitation résonante de l'obliquité planétaire à travers les variations de la vitesse de précession. L'influence de cette rétroaction sur l'obliquité moyenne est ici réestimée en détail.

L'estimation théorique de cet effet ne peut être approchée qu'à partir d'un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, non pas tant dans l'utilisation et le choix des modèles physiques, mais plus particulièrement dans certains aspects mathématiques. Des intégrations numériques complémentaires

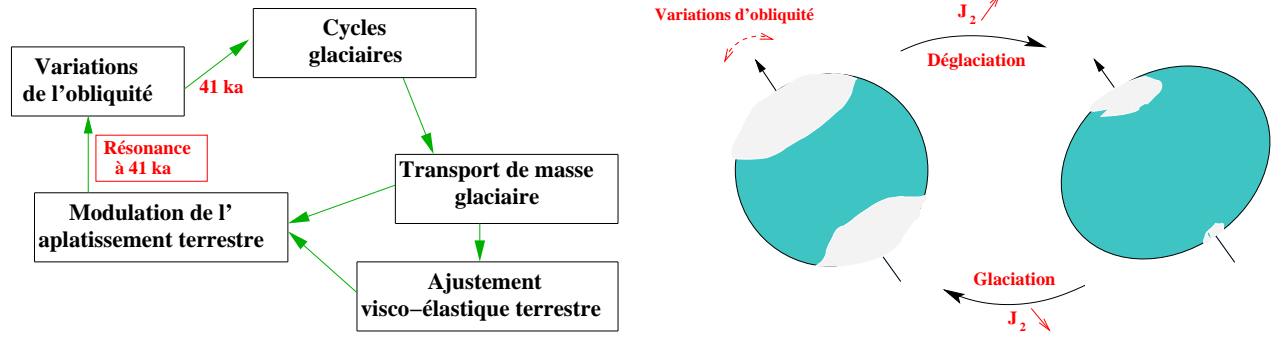


FIG. 3.2: **Mécanisme général rétroactif de la friction climatique.** Dans ce diagramme, l'obliquité terrestre est réduite à sa périodicité dominante actuelle de 41 000 ans. Lorsque les glaciers sont polaires, une phase de déglaciation correspond à un transport de matière des pôles vers les autres zones du globe, provoquant une augmentation de l'aplatissement terrestre. Cette propriété s'inverse en phase de glaciation (le schéma concerne ici une Terre rigide). L'évolution de la sphéricité terrestre est volontairement exagérée.

de la rétroaction sont alors nécessaires et leurs comparaisons avec les prédictions et les propriétés théoriques sont décrites dans l'article situé à la fin de ce chapitre.

Dans un premier temps, l'influence d'une rétroaction résonante sur le mouvement de l'obliquité est présentée. En l'absence de perturbations liées à la présence de cycles glaciaires, l'évolution temporelle de l'obliquité, étudiée au chapitre 1, peut être approximée par une somme de modes sinusoïdaux de la forme (1.47) :

$$\varepsilon(t) = \bar{\varepsilon} + \sum_{k=1}^N \frac{a_k}{p_0 + \sigma_k} \cos[(p_0 + \sigma_k)t + \theta_k - \pi/2]. \quad (3.3)$$

En notant similairement au chapitre 1 :

$$\varepsilon(t) = \sum_{k=1}^N \varepsilon_k \cos(\nu_k t + \Psi_k), \quad (3.4)$$

une approximation quasi périodique de l'obliquité, la comparaison entre (3.3) et (3.4) conduit aux relations suivantes :

$$\begin{aligned} \varepsilon_k &= a_k / \nu_k, \\ \nu_k &= p_0 + \sigma_k \\ \Psi_k &= \theta_k - \pi/2, \end{aligned} \quad (3.5)$$

qui relie les amplitudes a_k , ε_k et les phases θ_k , Ψ_k respectives du forçage perturbatif planétaire et de l'obliquité. Bien que ces relations aient été obtenues à un ordre très bas d'approximation, on considérera qu'elles sont encore raisonnablement vérifiées en présence de perturbations climatiques.

Considérons à présent, l'effet d'une perturbation inertielle sur le mouvement de l'obliquité. Les redistributions de masse à la surface et à l'intérieur de la planète induisent des perturbations temporelles de l'aplatissement terrestre J_2 et par conséquent de la constante de précession α autour de sa valeur moyenne $\bar{\alpha}$ telle que :

$$\alpha(t) = \bar{\alpha} + \delta\alpha(t). \quad (3.6)$$

La vitesse de précession devient alors, au premier ordre d'après (1.44) :

$$\dot{\psi} = \alpha(t) \cos \varepsilon = \bar{\alpha} \cos \varepsilon + \delta\alpha(t) \cos \varepsilon \quad (3.7)$$

$$\simeq p_0 + \delta\alpha(t) \cos \bar{\varepsilon}, \quad (3.8)$$

en considérant la très faible amplitude ($\sim 1.3^\circ$) des oscillations de l'obliquité autour de sa valeur moyenne $\bar{\varepsilon}$. Dans le cadre d'une réponse glaciaire *faiblement non linéaire* (ou linéaire) aux variations d'insolation, les fluctuations temporelles de la constante de précession peuvent s'écrire comme une fonction quasi-périodique du temps de la forme :

$$\delta\alpha(t) \cos \bar{\varepsilon} = \sum_{j=1}^{N'} b_j \cos(\nu_j t + \delta_j), \quad (3.9)$$

où les fréquences $(\nu_j)_{j=1, N'}$ sont les fréquences de la variabilité glaciaire, majoritairement contenues dans la bande des fréquences astronomiques. Pour plus de clarté, les N premières fréquences seront affectées aux N fréquences principales de l'obliquité $(\nu_j)_{j=1, N}$, les fréquences complémentaires $(\nu_j)_{j=N+1, N'}$ provenant principalement des variations séculaires d'excentricité, de la précession climatique terrestre ou de modes propres internes de la variabilité glaciaire. Dans ce cas, l'intégration de (3.8) et de (3.9) donne l'évolution temporelle approchée de l'angle de précession :

$$\psi(t) \simeq p_0 \times t + \sum_{j=1}^{N'} \frac{b_j}{\nu_j} \sin(\nu_j t + \delta_j), \quad (3.10)$$

qui suit une dérive linéaire du temps modulée à présent par des termes perturbatifs sinusoïdaux. D'après (1.46) et (3.10), les variations de l'obliquité s'écrivent alors sous la forme :

$$\dot{\varepsilon} = \sum_{k=1}^N a_k \cos(\sigma_k t + \psi(t) + \theta_k) \quad (3.11)$$

$$= \sum_{k=1}^N a_k \cos \left[(\sigma_k + p_0)t + \theta_k + \sum_{j=1}^{N'} \frac{b_j}{\nu_j} \sin(\nu_j t + \delta_j) \right] \quad (3.12)$$

$$= \sum_{k=1}^N a_k \cos \left[\nu_k t + \theta_k + \sum_{j=1}^{N'} \frac{b_j}{\nu_j} \sin(\nu_j t + \delta_j) \right] \quad (3.13)$$

en utilisant la relation $p_0 + \sigma_k = \nu_k$.

Le passage en notation complexe permet de simplifier le calcul de l'expression précédente. En posant :

$$h(t) = \sum_{k=1}^N a_k e^{i(\nu_k t + \theta_k)} \prod_{j=1}^{N'} e^{i \frac{b_j}{\nu_j} \sin(\nu_j t + \delta_j)}, \quad (3.14)$$

on a $\dot{\varepsilon} = \text{Re}(h(t))$. Il est alors possible d'introduire les fonctions de Bessel J_n d'ordre n définies pour deux réels a et b par :

$$e^{ia \sin b} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} J_n(a) e^{inb}, \quad (3.15)$$

dont l'insertion dans (3.14) conduit à :

$$h(t) = \sum_{k=1}^N a_k \left[e^{i(\nu_k t + \theta_k)} \prod_{j=1}^{N'} \left(\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} J_n \left(\frac{b_j}{\nu_j} \right) e^{i(n\nu_j t + n\delta_j)} \right) \right]. \quad (3.16)$$

Le développement des termes de l'équation (3.16) est assez délicat. On constate qu'il contient d'une part, un ensemble de termes constants dominants résultant de la combinaison résonante entre les

fréquences excitatrices $(\nu_k)_{k=1,N}$ et les mêmes fréquences $(\nu_j)_{j=1,N}$ pour $n = -1$ (résonances d'ordre 1) et d'autre part, une somme importante de termes périodiques résultants d'autres combinaisons linéaires non résonantes.

Une inspection plus fine montre que d'autres résonances sont possibles si la réponse glaciaire non-linéaire au forçage de l'insolation produit des fréquences sous-harmoniques de l'obliquité $\nu_{kp} = \nu_k/p$. Pour chacun de ces termes, une résonance se produit alors pour $n = -p$ (résonances d'ordre p) et engendre un terme d'amplitude $a_{kp} J_{-p}(b_{kp}/\nu_{kp}) \cos(\theta_{kp} - p\delta_{kp})$. Bien que ces termes additionnels puissent exister, leurs amplitudes sont faibles par rapport aux résonances dominantes d'ordre 1, et ils seront négligés dans le reste de l'analyse théorique.

Pour moyenner temporellement l'équation (3.16), pour tout entier j variant de 1 à N' , $\nu_j t$ est remplacé par un angle indépendant ϕ_j et la moyenne est effectuée formellement sur tous les angles ϕ_j . Cette méthode donne un résultat très proche d'une moyennisation de l'équation (3.16) sur un intervalle de temps beaucoup plus important que les périodes principales de l'obliquité. Tous les termes périodiques contenant les angles formels ϕ_j disparaissent et les seuls termes restants correspondent aux termes indépendants des angles ϕ_j , soient les termes associés aux résonances d'ordre 1 pour $k = j$ et $n = -1$. Il vient alors

$$\langle \dot{\varepsilon} \rangle = \langle \text{Re}(h(t)) \rangle = \sum_{k=1}^N a_k J_{-1}\left(\frac{b_k}{\nu_k}\right) \cos(\theta_k - \delta_k). \quad (3.17)$$

Comme $b_k/\nu_k \ll 1$, on peut développer la fonction de Bessel J_{-1} au premier ordre soit $J_{-1}(x) = -x/2 + O(x^3)$. Il vient alors :

$$\langle \dot{\varepsilon} \rangle = -\frac{1}{2} \sum_{k=1}^N a_k \left(\frac{b_k}{\nu_k}\right) \cos(\theta_k - \delta_k). \quad (3.18)$$

En supposant que l'obliquité planétaire puisse être considérée comme une somme de termes périodiques et d'une valeur moyenne qui dépend lentement du temps, on pourra écrire en première approximation que :

$$\langle \dot{\varepsilon} \rangle \simeq \frac{d\langle \varepsilon \rangle}{dt} = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dt}. \quad (3.19)$$

Finalement, en utilisant à nouveau (3.5), la couplage résonant induit par les cycles glaciaires conduit à la dérive séculaire de l'obliquité moyenne :

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N b_k \varepsilon_k \sin(\Psi_k - \delta_k). \quad (3.20)$$

On constate que la résonance seule ne suffit pas à engendrer une dérive de l'obliquité, mais qu'il est nécessaire que les variations de l'aplatissement et de l'obliquité soient déphasées pour obtenir un effet à long terme. Les déphasages proviennent des dissipations associées d'une part à la réponse climatique aux variations d'obliquité et d'autre part au réajustement visqueux interne planétaire en réponse aux variations temporelles du forçage des charges (calottes, océans) de surface. La dérive séculaire dépend donc uniquement des amplitudes (b_k) et des retards ($\Psi_k - \delta_k$) des variations de l'aplatissement planétaire dans la bande de l'obliquité, les termes ε_k correspondant aux amplitudes des fréquences de l'obliquité excitatrice. Ces grandeurs sont définies aux équations (3.5) et (3.9).

3.2.2 Contribution de l'ajustement isostatique : influence de la stratification radiale

L'estimation de la variation séculaire nécessite ainsi la connaissance de l'amplitude de la variation de l'aplatissement (ou de la constante de précession) associée à chacune des fréquences de l'obliquité. Cela

est possible à partir du formalisme présenté dans le chapitre 2. En effet, d'après la relation (2.67), la perturbation temporelle totale de l'aplatissement engendrée par la redistribution des masses glaciaires et la compensation visco-élastique s'écrit :

$$\delta J_2(t) = \frac{3}{2M R^2} \left[(1 + k_2'^E) \delta C^r(t) + \sum_{j=1}^M \int_{-\infty}^t r_j' e^{-s_j'(t-t')} \times \delta C^r(t') dt' \right]. \quad (3.21)$$

où $\delta C^r(t)$ est la perturbation temporelle du moment d'inertie polaire due uniquement au transport des masses de surface. En reprenant l'hypothèse raisonnable de linéarité entre ces perturbations et celles du volume glaciaire, on obtient d'après (2.69) et (2.71) :

$$\delta J_2(t) = \frac{\Delta J_2^r}{\Delta V_{glace}} \left[(1 + k_2'^E) V_{glace}(t) + \sum_{j=1}^M \int_{-\infty}^t r_j' e^{-s_j'(t-t')} \times V_{glace}(t') dt' \right]. \quad (3.22)$$

Le premier terme de l'expression (3.22) décrit la somme de la contribution directe et de la compensation élastique instantanée tandis que le terme intégral décrit la partie uniquement visqueuse de l'ajustement isostatique. Il est ici judicieux de décrire ce dernier processus dans l'espace des fréquences en exprimant l'amplitude de cette réponse et son déphasage par rapport à une excitation temporelle sinusoïdale du volume de glace. Soit $V_{glace}(t) = \sin(\nu t)$ une excitation d'amplitude unité et de fréquence ν , la composante visqueuse de l'ajustement se calcule alors simplement sous la forme :

$$\sum_{j=1}^M r_j' \int_{-\infty}^t \sin(\nu t') e^{-s_j'(t-t')} dt' = -\mathcal{A}_s(\nu) \sin[\nu t - \zeta_s(\nu)], \quad (3.23)$$

où l'amplitude de la réponse est

$$\mathcal{A}_s(\nu) = \sqrt{\left(\sum_{j=1}^M \frac{-r_j' s_j'}{(s_j')^2 + \nu^2} \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^M \frac{-r_j' \nu}{(s_j')^2 + \nu^2} \right)^2} \quad (3.24)$$

et le retard visqueux $\zeta_s(\nu)$ est

$$\zeta_s(\nu) = \arctan \left[\frac{\sum_{j=1}^M \frac{-r_j' \nu}{(s_j')^2 + \nu^2}}{\sum_{j=1}^M \frac{-r_j' s_j'}{(s_j')^2 + \nu^2}} \right]. \quad (3.25)$$

L'amplitude et le déphasage de la réponse visqueuse dépendent ainsi de la fréquence d'excitation et des modes propres de la réponse interne planétaire, caractérisés par les paramètres r_j' et s_j' . On notera qu'on impose au déphasage visqueux d'être inclus dans l'intervalle $[0^\circ - 90^\circ]$. On retrouve que l'amplitude de la réponse pour des excitations de très longues périodes est :

$$\lim_{\nu \rightarrow 0} \mathcal{A}_s(\nu) = - \sum_{j=1}^M \frac{r_j'}{s_j'} \simeq 1 + k_2'^E, \quad (3.26)$$

impliquant la compensation quasi-totale des perturbations des charges de surface. L'amplitude de la réponse visqueuse peut être ainsi normalisée par la fonction :

$$f(\nu) = \frac{\mathcal{A}_s(\nu)}{1 + k_2'^E}, \quad (3.27)$$

qui définit alors la fraction de la perturbation inertielle "effective" (c'est à dire incluant la réponse élastique instantanée) compensée par la réponse visqueuse à la fréquence ν .

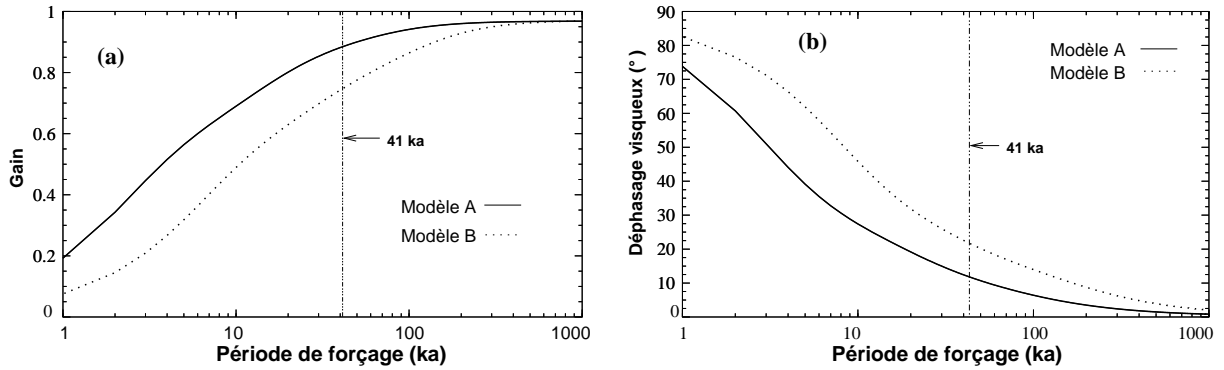


FIG. 3.3: Gain (a) et déphasage visqueux (b) en fonction de la période excitatrice pour les deux modèles visco élastiques A et B. On rappelle que 1 ka = 1000 ans. La ligne verticale correspond au cycle prédominant actuel de $\sim 41\,000$ ans de l'obliquité. L'axe des abscisses est représenté en échelle logarithmique.

Influence du modèle visco-élastique

Les gains $f(2\pi/\nu)$ et les déphasages visqueux $\zeta_s(2\pi/\nu)$ sont tracés sur la figure 3.3 pour les deux modèles visco-élastiques A et B décrits dans le chapitre 2 en fonction de la période d'excitation.

Pour des périodes de forçages supérieures à 10^6 années, la réponse visqueuse suit la perturbation avec un faible retard et la compensation est quasiment complète. Cela est dû à l'éloignement de ces périodes des temps de relaxation des modes majeurs M0, C0 et L0 inférieurs à 20 000 ans. Le comportement du manteau terrestre est alors analogue à celui d'un fluide de viscosité nulle. Inversement, des périodes de forçage inférieures à 10^3 années conduisent à une très faible compensation dont la réponse tend vers un déphasage de 90° . La différence de gain importante entre les modèles A et B à ces périodes provient principalement de la différence entre les temps caractéristiques de relaxation des modes fondamentaux M0 de l'ordre de 520 ans pour le modèle A et 1400 ans pour le modèle B. Le processus de relaxation est identique à l'action d'un filtre passe-bas pour lequel les faibles fréquences sont transmises sans atténuation et en phase avec l'excitation.

Pour des périodes de Milankovitch ($\sim 10^4 - 10^5$ années) et en particulier celle de l'obliquité, les retards sont situés dans une échelle de 15 à 40° pour le modèle B. Il vaut, en particulier pour le cycle de 41 000 ans, 22.5° pour le modèle B et seulement 12.2° avec le modèle A. Les gains correspondants sont compris entre 0.4 et 0.85 pour le modèle B et pour la gamme de périodes $10^4 - 10^5$ années. Cela illustre clairement que la proximité des périodes de Milankovitch avec certains temps de relaxation excite pleinement les modes propres de relaxation visqueuse.

La comparaison entre les modèles A et B, qui ne diffère que par la viscosité du manteau inférieur, indique clairement que le déphasage visqueux et le gain sont des fonctions respectivement croissantes et décroissantes de la viscosité du manteau inférieur. Comme il était prévisible, le processus d'ajustement isostatique devient moins efficace pour une viscosité mantellique élevée. Le tableau 2.3 du chapitre 2 illustre bien que, pour un mode donné, l'augmentation de viscosité produit une augmentation des temps de relaxation $1/s'_j$ à travers l'augmentation du temps de Maxwell du manteau inférieur.

Il est d'intéressant d'étudier le rôle de la stratification en couche dans l'amplitude du processus de compensation isostatique. Pour cela, on peut comparer la réponse obtenue avec le modèle visco-élastique élémentaire de Darwin qui fournit une solution analytique simple des paramètres de la relaxation. D'après (2.37) et (2.38), le modèle de Darwin constitué uniquement d'un manteau uniforme

et incompressible, comporte un unique mode de relaxation qui vérifie :

$$s'_1 = 1/\tau_1 \quad (3.28)$$

$$r'_1 = -s'_1 = -1/\tau_1 \quad (3.29)$$

$$\tau_1 = \frac{19\eta}{2\rho g R} = \eta/\mu_g \quad (3.30)$$

$$k_2'^E = 0. \quad (3.31)$$

Le temps de relaxation τ_1 , qui est ici directement proportionnel à la viscosité du manteau η , est bien un fonction croissante de la viscosité.

Il est alors intéressant d'exprimer pour ce modèle le gain et la déphasage de la réponse visqueuse qui sont respectivement d'après (3.25) et (3.27) :

$$f(\nu) = \frac{s'_1}{\sqrt{(s'_1)^2 + \nu^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\tau_1 \nu)^2}} \quad (3.32)$$

$$(3.33)$$

$$\zeta_s(\nu) = \tan^{-1} \left(\frac{\nu}{s'_1} \right) = \tan^{-1} (\tau_1 \nu). \quad (3.34)$$

Pour ce modèle, la relation gain-déphasage est simplement :

$$f(\zeta_s) = \cos(\zeta_s), \quad (3.35)$$

qui est indépendante de la viscosité (Rubincam, 1995). Pour les modèles stratifiés radialement en couches utilisés, la relation gain-phase est tracée sur la figure 3.4. Pour les deux modèles, les courbes sont quasiment confondues suggérant une relation gain-déphasage aussi indépendante de la viscosité. Le gain est une fonction purement décroissante du déphasage et peut être très bien approximé par la fonction linéaire :

$$f(\zeta_s) \simeq 1 - \frac{\zeta_s}{90^\circ}, \quad (3.36)$$

où le déphasage s'exprime en degrés, relation utilisée par la suite. Pour un même déphasage, le gain des modèles stratifiés est inférieur à celui du modèle de Darwin en bon accord avec les prédictions semi-analytiques de Spada et Alphonso (1998).

L'interprétation de cette différence n'est pas évidente mais peut s'expliquer simplement en regardant les différences mécaniques entre une planète stratifiée et une planète constituée d'un simple manteau uniforme. La principale différence est, pour une planète stratifiée, la présence supplémentaire de couches internes différenciées dont les frontières sont par définition des zones de contrastes de densité, comme par exemple à la frontière noyau-manteau. Toutefois, plus on se rapproche du centre planétaire, plus la densité et la gravité deviennent élevées, provoquant une augmentation de la rigidité gravitationnelle effective locale $\mu_g = 2\rho g R/19$. Par conséquent, l'amplitude des réponses gravitationnelles qui s'opposent aux déformations des interfaces (voir Eq. 2.34) permet un meilleur ajustement isostatique à ces frontières, alors que la réponse gravitationnelle n'agit qu'à une seule zone de contraste pour $r = R$, correspondant à la surface externe planétaire dans le modèle de Darwin.

Les meilleures propriétés d'ajustement isostatique ainsi attendues pour un modèle stratifié ne sont qu'apparentes. Tout dépend des autres paramètres fixés. En effet, sur la figure 3.4, la comparaison entre les modèles est faite pour un déphasage visqueux donné. D'après les expressions (3.31) et (3.34), on voit que pour préserver un déphasage constant lorsqu'on augmente la rigidité gravitationnelle, il faut dans le même temps augmenter la viscosité. On en conclut, qu'à déphasage visqueux fixé, un modèle stratifié est "équivalent" à un modèle de Darwin de viscosité plus élevée, conduisant ainsi bien à une compensation isostatique plus faible.

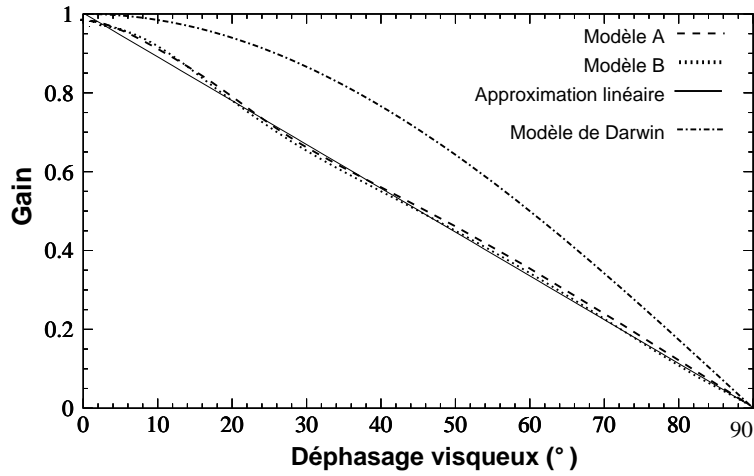


FIG. 3.4: Gain f en fonction du déphasage visqueux ζ_s pour différents modèles visco-élastiques. Les modèles A et B sont tracés en compagnie de leur approximation linéaire $f(\zeta_s) \simeq 1 - \zeta_s/90^\circ$. Le modèle de Darwin correspond à $f(\zeta_s) = \cos(\zeta_s)$.

3.2.3 Dérive séculaire de l'obliquité

La formalisation précédente de l'ajustement isostatique permet de simplifier l'écriture de la variation de l'aplatissement planétaire. En supposant à présent et conformément au chapitre 1, une histoire glaciaire décrite par son approximation quasi périodique (1.65) de la forme :

$$V_{glace}(t) = \sum_{j=1}^{N'} V_j \cos(\nu_j t + \delta_j), \quad (3.37)$$

la variation d'aplatissement (3.22) s'écrit d'après (3.23) :

$$\delta J_2(t) = \frac{\Delta J_2^r}{\Delta V_{glace}} \sum_{j=1}^{N'} V_j \left[(1 + k_2'^E) \cos(\nu_j t + \delta_j) - \mathcal{A}_s(\nu_j) \cos(\nu_j t + \delta_j - \zeta_s(\nu_j)) \right], \quad (3.38)$$

soit d'après la définition (1.66) des contributions fréquentielles Θ_j aux variations du volume glaciaire total et (3.27) :

$$\delta J_2(t) = -\frac{\Delta J_2^r}{2} (1 + k_2'^E) \sum_{j=1}^{N'} \Theta_j [\cos(\nu_j t + \delta_j) - f(\nu_j) \cos(\nu_j t + \delta_j - \zeta_s(\nu_j))]. \quad (3.39)$$

La proportionnalité entre l'aplatissement et la précession terrestre permet décrire simplement $\delta\alpha(t) = \bar{\alpha} \times \delta J_2(t) / \bar{J}_2$ soit finalement :

$$\delta\alpha(t) = -\frac{\bar{\alpha}}{2} \frac{\Delta J_2^r}{\bar{J}_2} (1 + k_2'^E) \sum_{j=1}^{N'} \Theta_j [\cos(\nu_j t + \delta_j) - f(\nu_j) \cos(\nu_j t + \delta_j - \zeta_s(\nu_j))], \quad (3.40)$$

qui exprime sous une forme quasi-périodique la variation temporelle de l'aplatissement planétaire durant une succession de cycles glaciaires conformément à la forme recherchée dans l'expression (3.9).

L'extraction des termes périodiques résonants uniquement reliés aux N fréquences de l'obliquité donne, grâce à (3.20) et (3.40), la dérive séculaire approchée de l'obliquité moyenne :

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = \frac{\Delta J_2^r}{\bar{J}_2} \frac{\bar{\alpha} \cos \bar{\varepsilon}}{4} (1 + k_2'^E) \times \sum_{k=1}^N \Theta_k \varepsilon_k \left[\sin(\zeta_i^k) - f(\nu_k) \sin(\zeta_i^k + \zeta_s(\nu_k)) \right], \quad (3.41)$$

où les coefficients ζ_i^k sont les déphasages ($\Psi_k - \delta_k$) entre les composantes de l'obliquité et la composantes correspondantes du volume de glace.

L'expression obtenue peut être commentée en n'écrivant, dans un premier temps, que le terme dominant de la somme associé au cycle (actuel) de $\sim 41\,000$ ans soit :

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = \frac{\Delta J_2^r}{\bar{J}_2} \frac{\bar{\alpha} \cos \bar{\varepsilon}}{4} (1 + k_2'^E) \Theta_1 \varepsilon_1 \times [\sin(\zeta_i^1) - f(\nu_1) \sin(\zeta_i^1 + \zeta_s(\nu_1))]. \quad (3.42)$$

Cette expression appelle plusieurs remarques importantes :

- La dérive séculaire de l'obliquité peut être caractérisée par une "amplitude" qui dépend principalement de la variation relative $\Delta J_2^r / \bar{J}_2$ maximale du J_2 durant le cycle glaciaire de plus grande amplitude (ou de référence) et de la contribution Θ_1 du cycle de 41 000 ans à l'amplitude totale du cycle glaciaire. Ces paramètres sont susceptibles de varier fortement suivant la période glaciaire étudiée en fonction de la masse et de la position des glaciations. Inversement, les retards associés à la réponse glaciaire et à la réponse visqueuse, considérés par la suite comme les paramètres dissipatifs de la friction climatique, contrôlent la direction de la dérive de l'obliquité. **Les cycles glaciaires et l'ajustement isostatique ayant des effets opposés sur la variation de l'aplatissement, cette opposition se retrouve dans le signe de la dérive séculaire. Le retard climatique (si $0^\circ < \zeta_i < 90^\circ$) tend à faire augmenter l'obliquité moyenne tandis que le retard visqueux qui est déphasé de $\zeta_i + \zeta_s$ (avec $0^\circ < \zeta_s < 90^\circ$) par rapport au forçage de l'obliquité tend à diminuer l'obliquité terrestre.**
- La friction climatique possède en fait une double rétroaction : une augmentation de l'obliquité moyenne conduit probablement à une réduction de la taille moyenne des calottes polaires induisant une diminution du facteur $\Delta J_2^r / \bar{J}_2$ et donc de la dérive de l'obliquité. La rétroaction est alors négative. Celle-ci devient positive si l'obliquité moyenne diminue. Toutefois, les très faibles valeurs de la dérive obtenues permettent de négliger cette seconde rétroaction et de garder durant une période glaciaire, une valeur constante de $\Delta J_2^r / \bar{J}_2$.
- Le calcul de ΔJ_2^r et de la contribution Θ_1 étant effectué par rapport au même cycle de référence, le produit de ces deux termes représente ainsi la variation maximale de l'aplatissement planétaire engendrée uniquement par le cycle principal de l'obliquité. **Celui-ci et donc l'amplitude de la friction climatique sont directement proportionnels au volume de glace transporté par la période principale de l'obliquité.**
- Les fréquences principales de l'obliquité étant proches, les retards climatiques ζ_i^k et visqueux $\zeta_s(\nu_k)$ seront aussi très proches. Il en résulte que chaque terme de la somme (3.41) apporte une contribution **de même signe** à l'amplitude totale de la dérive séculaire.
- Il est important de voir que la dérive obtenue est indépendante de la capacité exacte d'un modèle climatique à décrire les cycles glaciaires réels mais uniquement du déphasage et du volume de glace qu'il transporte dans la bande de l'obliquité. Ceci a une incidence notable sur le choix d'un modèle de réponse glaciaire aux variations d'insolation pour les intégrations numériques.
- Une variation de l'obliquité moyenne entraîne une variation de la direction du moment cinétique planétaire. La friction climatique étant engendrée par les perturbations planétaires, l'invariance du moment cinétique global du Système solaire conduit à une redistribution des moments cinétiques orbitaux des autres planètes (qui est naturellement très faible).

3.2.4 Estimation de la dérive séculaire

Des intégrations numériques de la boucle de rétroaction nécessitent un modèle d'évolution du volume glaciaire couplé aux variations d'insolation (et donc d'obliquité). Celles-ci seront effectuées en partie avec le modèle d'Imbrie et Imbrie décrit dans le chapitre 1 et l'ensemble de ces résultats est présenté dans la dernière section de ce chapitre.

Pour faciliter les comparaisons, la dérive séculaire théorique basée sur l'expression (3.41) est ici calculée pour le même modèle, en incorporant les contributions Θ_k des cinq périodes dominantes de l'obliquité. Ces contributions ainsi que les amplitudes ε_k des fréquences de l'obliquité ont été estimées sur les cinq prochains millions d'années à partir des tableaux 1.5 et 1.2. En prenant le dernier cycle glaciaire comme cycle de référence, la contribution Θ_1 du cycle de 41 000 ans est de 41.3% sur cet intervalle.

Comme indiqué dans le chapitre 1, cette valeur surestime notablement la contribution plus réaliste de 25% extraite des enregistrements isotopiques en $\delta^{18}\text{O}$ mais a été conservée ici pour maximiser la dérive potentielle de l'obliquité et permettre, dans un premier temps, la comparaison avec les simulations numériques.

En outre, le retard glaciaire ζ_i^1 (appelé ζ_i par la suite) a été laissé comme un paramètre libre. Dans ce cas, pour les autres cycles de l'obliquité, le retard temporel $T_i = \zeta_i^1/\nu_1$ a alors été supposé constant. Cette propriété est assez bien vérifiée dans les tableaux 1.5 et 1.2. Dans ce cas, le retard glaciaire des autres fréquences est donné par $\zeta_i^k = \nu_k T_i = \zeta_i^1 \times \nu_k/\nu_1 = \zeta_i \times \nu_k/\nu_1$. Cela induit des variations négligeables par rapport aux valeurs théoriques du modèle, car les fréquences de l'obliquité sont très proches. Seul le cycle de $\sim 53\,700$ ans est légèrement affecté. La dérive séculaire de l'obliquité est tracée sur la figure 3.5 pour différentes valeurs caractéristiques du rapport $\Delta J_2^r/\overline{J_2}$. L'ajustement isostatique est fourni par le modèle visco-élastique B décrit dans le chapitre 2.

Pour la plupart des retards, et en particulier ceux estimés pour les glaciations récentes du Pliocène-Pléistocène, la dérive obtenue est positive et seulement pour des déphasages $\zeta_i < 44^\circ$ ($\sim 5\,000$ ans) et $\zeta_i > 224^\circ$ ($\sim 26\,000$ ans), la dérive devient négative. Il en résulte que la seule possibilité réaliste d'avoir une dérive négative est d'avoir $\zeta_i < 44^\circ$ mais la dérive est significative uniquement pour $\zeta_i \ll 44^\circ$. Pour le dernier cycle glaciaire, utilisé comme cycle de référence avec $\Delta J_2^r/\overline{J_2} \simeq 0.5\%$ et le déphasage courant $\zeta_i = 80^\circ$, la dérive attendue est d'environ $0.0183^\circ/\text{Ma}$. Avec le modèle nominal d'Imbrie et Imbrie, le déphasage moyen est de $\sim 74^\circ$ ($\sim 8\,400$ ans), ce qui donne une dérive légèrement inférieure de $0.0158^\circ/\text{Ma}$. Ce taux tombe à $0.0142^\circ/\text{Ma}$ pour $\zeta_i = 70^\circ$ ($\sim 8\,000$ ans) et seulement $0.0097^\circ/\text{Ma}$ pour $\zeta_i = 60^\circ$, illustrant que dans la zone des déphasages glaciaires courants, la dérive de l'obliquité est très sensible.

Il est important de noter que $\sim 75\%$ de l'amplitude totale de la dérive proviennent du cycle majeur de 41 000 ans et environ 15% pour le cycle secondaire de $\sim 39\,600$ ans. Avec une variation relative très importante de 2% de l'aplatissement, la valeur maximale de la dérive est obtenue pour $\zeta_i \simeq 133^\circ$ ($T_i \sim 15\,200$ ans) et vaut seulement $0.125^\circ/\text{Ma}$. Cette figure sert de cadre général de discussion pour la suite.

3.2.5 Sensibilité de la dérive séculaire

L'influence des principaux paramètres de la friction climatique sur la dérive séculaire est ici discutée.

Influence du volume glaciaire transporté par l'obliquité

La dérive séculaire est proportionnelle au volume de glace transporté par chaque période de l'obliquité. L'écart obtenu entre la contribution Θ_1 issue du modèle glaciaire et des données isotopiques permet d'affiner l'estimation de la dérive séculaire. Ainsi, pour un déphasage glaciaire courant ζ_i de

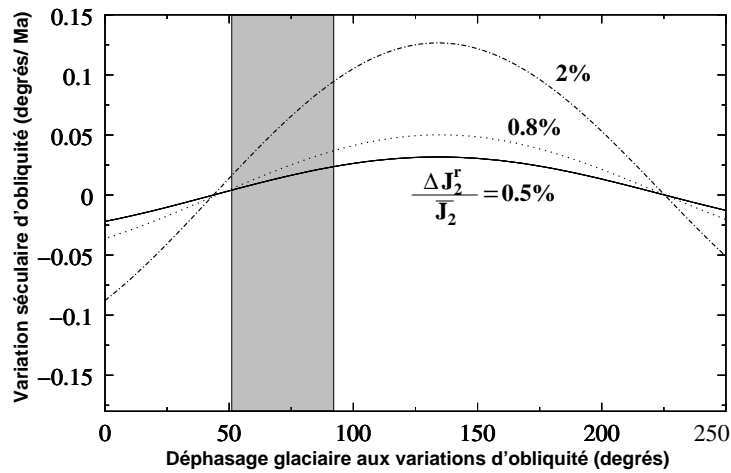


FIG. 3.5: **Dérive théorique de l'obliquité en $^{\circ}$ /Millions d'années en fonction du retard de la réponse glaciaire au cycle principal de l'obliquité.** Les caractéristiques de la réponse glaciaire sont estimées pour les cinq premières fréquences de l'obliquité à partir du modèle d'Imbrie et Imbrie et pour des valeurs $\Delta J_2^r/\overline{J_2}$ de 0.5%, 0.8% et 2%. La zone sombre correspond aux valeurs des retards estimées ($\sim 50^{\circ} - 90^{\circ}$) pour les glaciations du Pliocène-Pléistocène (voir chapitre 1). La contribution du cycle principal de l'obliquité est ici de 41.3%.

80° , la variation séculaire estimée précédemment à $0.0183^{\circ}/\text{Ma}$ pour une contribution Θ_1 de 41.3% peut être réduite ⁸ d'un facteur $\sim 25/41.3$, ce qui fournit une dérive séculaire de seulement $\simeq 0.011^{\circ}/\text{Ma}$. Si l'on considère uniquement la contribution due au cycle majoritaire de 41 000 ans, la dérive n'est plus que de $\sim 0.0083^{\circ}/\text{Ma}$ (soit environ les 3/4 de la valeur totale).

Il était généralement considéré que l'effet de la friction climatique était proportionnelle uniquement à la variation relative $\Delta J_2^r/\overline{J_2}$ qui est proportionnel au volume de glace *totale* échangé durant un cycle glaciaire, impliquant l'idée que la dérive séculaire de l'obliquité était ainsi proportionnelle à l'amplitude des cycles glaciaires. La prise en compte de la contribution des cycles de l'obliquité dans l'expression de la dérive séculaire indique que ce n'est probablement pas le cas. En effet, pour une glaciation donnée ($\Delta J_2^r/\overline{J_2}$ fixé) plusieurs facteurs peuvent affecter significativement la fraction Θ_1 du volume total de glace transporté par l'obliquité :

- Comme proposé au chapitre 1, une extension du volume de glace augmente probablement les non-linéarités de la réponse glaciaire aux variations de l'insolation incidente. Cela provoque un transfert plus important de la variabilité glaciaire vers les longues périodicités de l'excentricité et diminue corrélativement la contribution de l'obliquité à l'amplitude des cycles glaciaires.
- L'estimation des contributions Θ_k du modèle nominal d'Imbrie et Imbrie est basée sur une insolation de forçage en été à 65°N correspondant approximativement à la latitude d'extension des calottes du Quaternaire. Suivant l'idée de Milankovitch, une extension du volume glaciaire vers des latitudes inférieures pourrait changer la latitude de l'insolation critique. La contribution de l'obliquité au forçage de l'insolation diminuant fortement avec la latitude, il en résulterait une chute importante de la contribution de l'obliquité à la variabilité glaciaire.

⁸Cette approximation considère assez raisonnablement que les contributions des autres fréquences de l'obliquité dans les données isotopiques sont aussi inférieures à celles du modèle d'Imbrie et Imbrie d'un facteur similaire à celui estimé pour le cycle principal. En résumé, toutes les contributions du modèle glaciaire sont surestimées avec approximativement le même facteur de proportionnalité.

Une conclusion importante est que dans le cas extrême de glaciations uniquement tropicales ou équatoriales, l'effet de la friction climatique est probablement négligeable. Il apparaît ainsi que le scénario de haute obliquité de G.E Williams (1993) qui prévoit uniquement des glaciations dans les basses latitudes est en contradiction avec un effet significatif de la friction climatique. Seules les glaciations des hautes latitudes, sensible au forçage de l'obliquité peuvent jouer un rôle non-négligeable dans le phénomène de friction climatique.

Ces deux propriétés seront illustrées numériquement dans la dernière section. Elles indiquent conjointement que le volume de glace transporté par l'obliquité est probablement une quantité bornée. La vérification de cette propriété, à travers la quasi-linéarité de la réponse glaciaire dans cette bande de fréquence durant les glaciations du Pléistocène en est une illustration pertinente.

Influence de la viscosité du manteau inférieur

L'influence de la viscosité du manteau sur la friction climatique a été initialement illustrée par Rubincam (1995) avec le simple modèle de Darwin. La section précédente a mis en avant la très grande sensibilité de l'ajustement isostatique à la viscosité du manteau inférieur pour des modèles plus réalistes stratifiés. Cette sensibilité se retrouve dans la dérive séculaire de l'obliquité. En particulier, le déphasage visqueux est naturellement une fonction croissante de la viscosité du manteau inférieur.

Pour étudier cette influence, la dérive séculaire de l'obliquité à été réduite au terme dominant de l'obliquité suivant l'expression (3.42). Elle indique que la dérive est proportionnelle à la fonction adimensionnée :

$$H(\zeta_s) = \sin(\zeta_i) - f(\zeta_s) \sin(\zeta_i + \zeta_s), \quad (3.43)$$

où $f(\zeta_s)$ est la relation gain-déphasage. Cette fonction est tracée sur la Figure 3.6 pour le déphasage $\zeta_i = 74^\circ$ du modèle nominal d'Imbrie et Imbrie et pour l'approximation $f(\zeta_s) = 1 - \zeta_s/90^\circ$ obtenue à la section précédente. Les valeurs correspondant au modèles visco-élastiques A et B sont aussi indiquées mais ont été recalculées strictement à partir des expressions (3.24) et (3.27). La viscosité du manteau inférieur est indiqué pour certains des déphasages visqueux. Elles sont issues des études de Mitrovica et Forte (1995) et Mitrovica *et al.* (1997) qui ont calculé les perturbations de l'aplatissement terrestre pour une histoire glaciaire directement basée sur des données isotopiques en $\delta^{18}\text{O}$ et pour un ensemble important de modèles stratifiés. Ces perturbations apparaissent insensibles à la valeur de la viscosité du manteau supérieur, mais très sensible à celle du manteau inférieur (en particulier dans les régions les plus profondes). Pour une viscosité du manteau inférieur de 10^{22} Pa.s, ils trouvent une compensation isostatique globale de l'ordre de 70%, ce qui donne un déphasage dans la bande de l'obliquité $\zeta_s \simeq 60^\circ$ ⁹. Pour une viscosité supérieure à 10^{23} Pa.s, la compensation isostatique est réduite à sa composante élastique indiquant un déphasage visqueux tendant vers 90° , le manteau étant alors quasiment rigide sur les échelles de temps de Milankovitch.

La dérive séculaire de l'obliquité apparaît ainsi très sensible à la valeur de la viscosité. Pour la gamme de viscosité actuelle possible du manteau inférieur $10^{21} - 10^{22}$ Pa.s, la dérive peut être multipliée par un facteur sept. Elle est multipliée par un facteur plus réduit, proche de 2.5 entre le modèle B de viscosité

⁹Pour des modèles très proches des modèles A et B, ils trouvent un degré de compensation isostatique respectivement de l'ordre de 93% et 87% qui correspondent au degré de réduction de l'amplitude des variations de la constante de précession par rapport à une Terre rigide sur les derniers cycles glaciaires. Comme la période dominante de ces cycles est de 100 000 ans, l'expression (3.40) indique que l'amplitude des fluctuations de la constante de précession est réduite très grossièrement de $\simeq (1 + k_2'^E)(1 - f(\nu))$ par rapport au cas rigide. L'estimation résultante des gains $f(\nu)$ donnent respectivement 0.9 et 0.82 pour les modèles A et B pour une période de forçage de 100 000 ans en très bon accord avec la figure 3.3. Le déphasage est déduit de l'expression (3.36) pour une viscosité de 10^{22} Pa.s et extrapolé grossièrement pour le cycle de l'obliquité. Le déphasage visqueux peut être aussi estimé avec le modèle de Darwin qui donne pour une viscosité similaire de 10^{22} Pa.s, un déphasage de 64.5° très proche de la valeur approximative précédente.

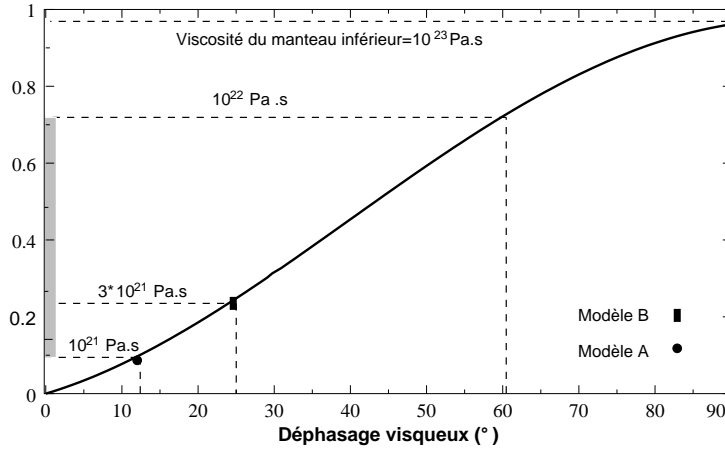


FIG. 3.6: **Dérive séculaire relative de l'obliquité** $H(\zeta_s) = \sin(\zeta_i) - f(\zeta_s) \sin(\zeta_i + \zeta_s)$ **en fonction du déphasage visqueux** ζ_s . Le déphasage glaciaire est fixée à $\zeta_i = 74^\circ$. Pour les quatre déphasages indiquées, la valeur correspondante de la viscosité du manteau inférieur est indiquée. La zone grisée indique l'écart des valeurs possibles pour la dérive relative H pour un saut de viscosité d'un ordre de grandeur entre 10^{21} et 10^{22} Pa.s.

$3 \cdot 10^{21}$ Pa.s et celui de viscosité 10^{22} Pa.s. Des viscosités supérieures sont a priori improbables mais indiquent que l'absence actuelle de contraintes plus précises sur la profil de viscosité radiale génère une incertitude significative sur l'influence de la friction climatique.

3.2.6 Propriétés et évolution temporelle de la dérive séculaire

L'estimation précédente de la dérive de l'obliquité moyenne est calculée à partir des grandeurs ε_k et Θ_k qui sont respectivement les amplitudes *moyennes* de chaque fréquence de l'obliquité dans le signal de l'obliquité et les contributions *moyennes* de chacune de ses fréquences à l'amplitude de la réponse glaciaire. Ces paramètres ont été précédemment évalués par analyse en fréquence des signaux temporels correspondants sur une durée de l'ordre de quelques millions d'années (voir chapitre 1). Cette discrétisation des fréquences ne donne ainsi que la dérive séculaire *moyenne* de l'obliquité sur ce même intervalle de temps. Cette méthode ne permet pas alors de mettre en évidence les propriétés et les fluctuations importantes de la dérive séculaire de l'obliquité sur des intervalles de temps plus courts, et en particulier, l'influence importante des modulations présentes, d'une part dans le signal de l'obliquité et, d'autre part, dans le signal temporel glaciaire dans cette même bande fréquentielle.

Pour incorporer ces effets, on peut considérer au second ordre que l'obliquité (voir Figure 1.17) et la réponse glaciaire peuvent être approximées par un signal dominant de période $\sim 41\,000$ ans (porteuse du signal) et modulé par une fonction lente du temps (la principale modulation étant de période 1.2 Ma). Les deux signaux seront alors écrits sous la forme :

$$\begin{cases} \varepsilon(t) = \varepsilon_m(t) \cos(\nu_1 t) + \bar{\varepsilon} \\ \Theta(t) = \Theta_m(t) \cos(\nu_1 t - \zeta_i) + \bar{\Theta} \end{cases}, \quad (3.44)$$

où

$$\Theta(t) = \frac{2 \times V_{glace}^{filt.}(t)}{-\Delta V_{glace}},$$

avec $V_{glace}^{filt.}(t)$ représentant le volume de glace temporel filtré dans la bande de l'obliquité puis calibré sur un cycle de référence (similairement à la définition des contributions Θ_k). Les fonctions $\varepsilon_m(t)$ et $\Theta_m(t)$

sont les fonctions modulantes et $\bar{\varepsilon}$ et $\bar{\Theta}$ les valeurs moyennes respectives des signaux. Un déphasage moyen ζ_i est affecté au signal glaciaire par rapport à l'obliquité.

Dans ce cadre, l'ensemble du cadre théorique développé précédemment entre les équations (3.13) et (3.20) reste valable, appliqué ici à une seule fréquence. Une propriété importante est que la moyennisation des équations sur le cycle de 41 000 ans, n'affecte pas les fonctions modulantes, considérées comme constantes sur cet intervalle de temps. Il en résulte que la dérive séculaire "instantanée" peut alors s'écrire d'après (3.41) comme :

$$\left[\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} \right] (t) = \frac{\Delta J_2^r}{\bar{J}_2} \frac{\bar{\alpha} \cos \bar{\varepsilon}}{4} (1 + k_2^E) \Theta_m(t) \varepsilon_m(t) \times [\sin(\zeta_i) - f(\nu_1) \sin(\zeta_i + \zeta_s(\nu_1))] \quad (3.45)$$

$$\propto \Theta_m(t) \varepsilon_m(t), \quad (3.46)$$

qui est donc proportionnelle au produit des signaux modulants. Un résultat important est donc que la dérive de l'obliquité moyenne est maximale (ou minimale) quand l'amplitude des variations de l'obliquité est maximale (ou minimale) mais si ces maxima correspondent aussi à un maximum (ou un minimum) de la réponse glaciaire dans la bande de l'obliquité. Comme illustrée sur la Figure 1.17, la quasi-linéarité entre l'amplitude de l'obliquité et la réponse glaciaire provoque ainsi des fluctuations importantes de la dérive séculaire de l'obliquité durant les glaciation récentes. En traduisant simplement cette hypothèse par $\Theta_m(t) \propto \varepsilon_m(t)$, la dérive séculaire (3.46) devient alors proportionnelle au carré de l'amplitude de variation de l'obliquité, soit :

$$\left[\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} \right] (t) \propto [\varepsilon_m(t)]^2. \quad (3.47)$$

Cette même figure indique que lorsque l'histoire glaciaire est contrainte par un modèle couplé volume de glace/insolation (de type Imbrie et Imbrie), la quasi-linéarité de la réponse glaciaire induit les mêmes propriétés. Toutefois, sur les derniers 800 ka, l'absence de linéarité dans les enregistrements isotopiques, traduite par le décalage entre les maxima/minima de l'obliquité et ceux du volume de glace engendre alors une évolution complexe de la dérive séculaire mise en évidence dans les intégrations numériques.

3.2.7 Evolution dynamique

Dans cette section, les conséquences dynamiques à long terme de la friction climatique sur l'obliquité terrestre sont étudiées. L'objectif principal est de chercher les positions d'équilibre ainsi que les évolutions possibles de l'obliquité en analysant l'équation dynamique obtenue dans la section précédente. Ce travail suit la même démarche que celle utilisée dans Correia et Laskar (2003) sur les autres effets dissipatifs affectant les rotations et les obliquités planétaires. Toutefois, l'influence séculaire de la friction climatique sur l'obliquité dépend a priori de la *dynamique* même de l'obliquité à travers la sensibilité de la réponse climatique aux variations de l'obliquité alors qu'elle ne dépend que de la *valeur* instantanée de l'obliquité pour les autres effets (friction noyau-manteau, marées gravitationnelles). Dans ce contexte, un certain nombre de simplifications et d'hypothèses sont ici effectuées pour permettre la mise en évidence des propriétés essentielles de la friction climatique.

La dynamique de l'obliquité terrestre est tout d'abord réduite à sa périodicité dominante de fréquence $\nu_1 = \alpha \cos \varepsilon + s_3$. Dans le cas de cycles glaciaires ininterrompus et sur des grandes échelles de temps, les valeurs moyennes des variables dynamiques $\bar{\alpha}$ et $\bar{\varepsilon}$ peuvent être assimilées aux valeurs instantanées α et ε . Dans ce cas, d'après (3.5) et (3.42), la dérive séculaire peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = K \Theta_1 \frac{\alpha \cos \varepsilon}{\alpha \cos \varepsilon + s_3} (\sin \zeta_i - f(\zeta_s) \sin(\zeta_i + \zeta_s)) \quad (3.48)$$

où K est une constante positive. La dérive devient alors infinie pour la résonance spin-orbite $\nu_1 = \alpha \cos \varepsilon + s_3 = 0$, ce qui correspond à une obliquité proche de 70° pour la constante de précession actuelle $\alpha_0 \simeq 54.93''/\text{yr}$. Cela illustre naturellement que la dynamique de l'obliquité et l'expression approchée de la dérive séculaire obtenue ne peuvent être décrites par une théorie linéaire près des résonances spin-orbites et, par conséquent, dans la zone chaotique $\sim 60^\circ - 90^\circ$ de l'obliquité terrestre (Laskar *et al.*, 1993). Hors de cette zone, nous admettons que l'expression (3.48) donne l'évolution dynamique séculaire de l'obliquité terrestre due à la friction climatique.

Les obliquités d'équilibre ε_e sont données par $d\varepsilon/dt=0$. Une première valeur est donnée pour $\varepsilon_e = 90^\circ$ ($\cos \varepsilon_e=0$). Toutefois on constate que les valeurs extrêmes $\varepsilon = 0^\circ$ et $\varepsilon = 180^\circ$ n'apparaissent pas comme des solutions de l'équation (3.51). Ces valeurs correspondent à des singularités des équations de précession pour lesquelles l'angle de précession ψ n'est pas défini, indiquant à nouveau la non-validité autour de ces valeurs de l'expression (3.51) obtenue à partir de ces équations linéarisées. Il est possible d'éliminer ces singularités en remplaçant ψ et ε par les variables complexes $\Psi = \sin \varepsilon \times e^{i\psi}$ et $X = \cos \varepsilon$. Les équations deviennent alors :

$$\begin{aligned}\dot{X} &= -\text{Re}[(\mathcal{A}(t) + i\mathcal{B}(t))\Psi] \\ \dot{\Psi} &= i[\alpha X - 2\mathcal{C}(t)]\Psi + X[\mathcal{A}(t) - i\mathcal{B}(t)].\end{aligned}\tag{3.49}$$

Un résultat important est que dans la limite $\varepsilon \rightarrow 0^\circ$ ou $\varepsilon \rightarrow 180^\circ$,

$$\dot{\Psi}|_{\Psi=0} = X[\mathcal{A}(t) - i\mathcal{B}(t)].$$

Le mouvement de précession est alors dominé par les perturbations planétaires, et non l'effet du couple luni-solaire, celles-ci induisant en outre une obliquité forcée résiduelle de faible amplitude. Il n'y a alors pas au premier ordre un couplage entre les variations de la constante de précession et les mouvements de l'obliquité. On pourra ainsi considérer, en première approximation, que ces obliquités correspondent à des "états d'équilibre" de la friction climatique. Il existe en fait une zone d'amplitude faible dans laquelle le couplage aplatissement-obliquité devient négligeable.

Les paramètres dissipatifs ζ_i et ζ_s sont, d'après les sections précédentes, des fonctions de la fréquence de l'obliquité et par conséquent de la valeur de l'obliquité. Dans le reste de cette section, le déphasage visqueux $\zeta_s(\nu_1)$ sera choisi conformément au modèle visco-élastique B décrit précédemment. Dans ce cas, on notera d'après la Figure 3.3 que le déphasage visqueux est une fonction croissante de ν_1 et donc décroissante de l'obliquité.

Une des principales difficultés réside dans la dépendance du déphasage glaciaire ζ_i avec la fréquence de forçage de l'obliquité ν_1 . Celui-ci est directement relié à la nature de la réponse glaciaire aux variations d'insolation, qui est peu connue pour chacune des périodes glaciaires terrestres. Dans ce contexte, deux modèles dissipatifs simples ont été étudiés : un modèle de réponse linéaire et un modèle de réponse du premier ordre.

Modèle dissipatif linéaire

Il correspond au modèle de réponse le plus simple possible. On suppose que les glaciers répondent linéairement aux variations d'obliquité mais avec un temps de réponse T_i qui ne dépend que du système climatique. Dans ce cas, le déphasage entre la réponse glaciaire et le forçage de l'obliquité est par définition :

$$\zeta_i(\nu_1) = \nu_1 \times T_i,\tag{3.50}$$

où le déphasage, qui est alors proportionnel à la fréquence de l'obliquité, est donc une fonction décroissante de l'obliquité. Ce modèle permet des déphasages quelconques, et nous fixerons comme seule

contrainte qu'il soit inférieur à 360° . Ceci équivaut à écrire que le temps de réponse des glaciers est inférieur à la période de l'obliquité. Dans ce contexte, la dérive séculaire (3.48) peut être réécrite sous la forme :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = K \Theta_1 \frac{\alpha \cos \varepsilon}{\alpha \cos \varepsilon + s_3} H(\varepsilon, T_i), \quad (3.51)$$

où

$$H(\varepsilon, T_i) = \sin(\nu_1(\varepsilon)T_i) - f(\zeta_s(\varepsilon)) (\sin(\nu_1(\varepsilon)T_i + \zeta_s(\varepsilon)))$$

est une fonction qui dépend du paramètre d'ordre T_i laissé ici comme variable. D'autres points d'équilibre sont donnés par la relation $H(\varepsilon_e, T_i) = 0$ quand la variation séculaire d'obliquité induit par le déphasage glaciaire est strictement compensée par celle produite par l'ajustement visco-élastique. Pour $\varepsilon < 90^\circ$, ces points d'équilibre seront stables si

$$\frac{\partial H(\varepsilon, T_i)}{\partial \varepsilon}(\varepsilon_e, T_i) < 0. \quad (3.52)$$

Une recherche numérique de ces points d'équilibre et de leur stabilité a été effectuée et est résumée sur le diagramme de bifurcation de la figure 3.7. La structure de la bifurcation est caractérisée par deux branches stables et une branche instable, les branches stables correspondant à des obliquités d'équilibre attractives. On notera que la branche instable correspond en fait à un déphasage ζ_i augmenté de 180° par rapport à la branche stable, du fait de la propriété $H(\varepsilon, T_i + \pi/\nu_1) = -H(\varepsilon, T_i)$. Bien que les déphasages soient peu contraints, et les valeurs estimées durant le Pléistocène étant inférieures à 90° , des déphasages supérieures à 180° semblent peu probables. Il y a donc, dans ce cas, peu de chances de se retrouver "à droite" de la branche instable. Un résultat significatif est que pour la plupart des obliquités initiales et des temps de réponse glaciaires courants, la dérive de l'obliquité est positive et conduit l'obliquité vers un état d'équilibre inférieure à 90° . Uniquement pour des temps de réponse très courts (< 4200 ans) ou très larges, mais improbables ($> 22\,100$ ans), la friction climatique est dominée par la dissipation visqueuse qui ramène l'obliquité vers 0° . Pour la valeur courante $T_i = 8000$ ans, on retrouve bien une variation séculaire positive qui amène la Terre vers un état d'équilibre proche de 42° . Toutefois, avec une dérive actuelle d'environ $0.01^\circ/\text{Ma}$, il faudrait plus d'un milliard d'années pour l'atteindre. On notera que la droite horizontale correspondant à l'obliquité actuelle $\varepsilon_0 = 23.44^\circ$, on retrouve bien la structure de la figure 3.5 avec deux points d'annulation de la dérive séculaire.

On notera que ce diagramme représente une vue très simplifiée de la dynamique de la friction climatique étant donné les hypothèses effectuées. En outre, ce diagramme ne tient pas compte de l'évolution de la constante de précession α avec le temps, dûe aux effets de marées. Une étude complémentaire basée sur le modèle de Darwin et le modèle A montre que les valeurs critiques de la bifurcation dépendent aussi sensiblement de la valeur de la viscosité du manteau inférieur.

Modèle dissipatif du premier ordre

Il est basé sur les modèles empiriques proposés pour les glaciations du Quaternaire. Le déphasage moyen de $\simeq 70^\circ$ ($T_i \simeq 8\,000$ ans) estimé entre la variations du volume glaciaire dans la bande de l'obliquité et le forçage de l'obliquité à partir des enregistrements sédimentaires est souvent modélisé comme le déphasage d'une réponse glaciaire *linéaire* du premier ordre au cycle majeur de l'obliquité avec un temps caractéristique T_m moyen de relaxation de l'ordre de $17\,000$ ans, cohérent avec la valeur du modèle glaciaire d'Imbrie et Imbrie (Imbrie *et al.*, 1992, 1993). La valeur de T_m ne dépend alors que des propriétés du système climatique. Dans ce cas, le déphasage glaciaire est :

$$\zeta_i(\nu_1) = \arctan(\nu_1 T_m). \quad (3.53)$$

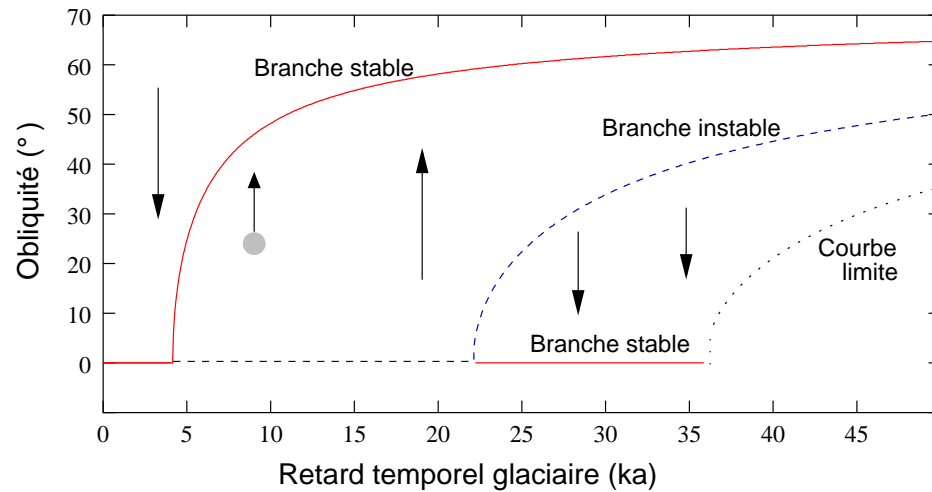


FIG. 3.7: **Obliquités d'équilibre pour la friction climatique en fonction du retard temporel T_i des glaciations aux variations d'obliquité pour le modèle dissipatif linéaire.** Les branches stables (trait plein) correspondent aux états d'équilibre stable de l'obliquité. Pour une obliquité initiale donnée et une valeur constante de T_i , l'obliquité suit une ligne verticale vers la branche attractive ou s'éloigne de la branche instable (traits en pointillés). Un exemple est donné avec les conditions initiales actuelles ($\varepsilon_0 = 23.44^\circ$, $T_i \simeq 8\,000$ ans) et illustré par un rond gris, correspondant à une dérive positive de l'obliquité. Les points situés à droite de la courbe limite correspondent à des déphasages très improbables pour lesquels le retard temporel est supérieur à la période de l'obliquité (ou $\zeta_i > 360^\circ$). Le modèle visco-élastique B décrit précédemment est utilisé.

et le retard temporel $T_i(\nu_1) = \zeta_i(\nu_1)/\nu_1$ dépend à présent du forçage de l'obliquité. Un tel modèle impose que le déphasage glaciaire soit inférieur à 90° et la validité d'un tel modèle pour des glaciers différents de ceux du Quaternaire reste hypothétique. On notera que le modèle du premier ordre donne asymptotiquement le modèle linéaire pour des valeurs très faibles de T_m telles que $\nu_1 T_m \ll 1$. Le paramètre climatique T_m est ici le nouveau paramètre d'ordre, indépendant de l'obliquité, et a été laissé variable. La recherche des positions d'équilibre de l'obliquité et de leur stabilité est résumée sur la figure 3.8.

La structure du diagramme de bifurcation est assez proche de celui du modèle linéaire. En particulier, la valeur critique de bifurcation du paramètre d'ordre temporel est aussi proche de 5 000 ans, du

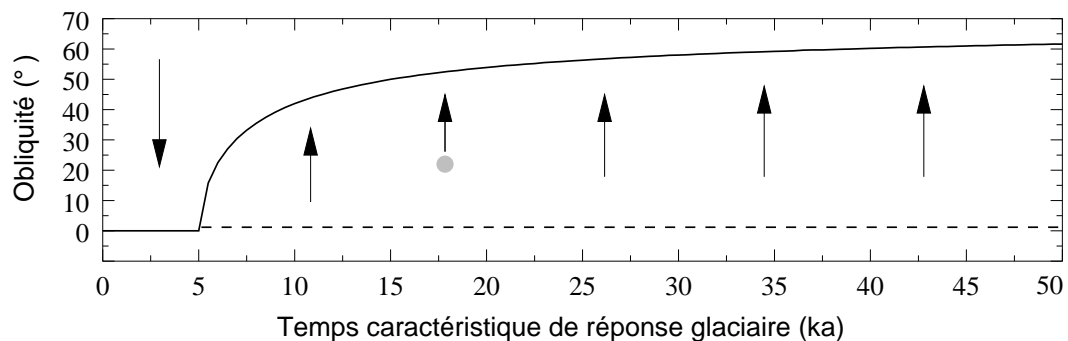


FIG. 3.8: **Obliquités d'équilibre pour la friction climatique en fonction du temps caractéristique de relaxation glaciaire T_m pour le modèle dissipatif du premier ordre.** Les légendes sont similaires à celles de la figure 3.7. Un exemple est donné avec les conditions initiales actuelles ($\varepsilon_0 = 23.44^\circ$, $T_m \simeq 17\,000$ ans) et illustré par un rond gris, correspondant à une dérive positive de l'obliquité. Le modèle visco-élastique B décrit précédemment est utilisé ici.

fait de l'équivalence des modèles pour les très faibles retards temporels, et les zones de dérive positive conduisent aussi à des états d'équilibre différents de 90° dont la valeur est une fonction croissante du temps de relaxation T_m . En effet, de très faibles retards temporels conduisent aussi à de très faibles déphasages qui minimisent la dissipation dans le système climatique planétaire et son effet sur la dérive séculaire. Celle-ci est alors dominée par la dissipation visqueuse qui tend à ramener l'obliquité terrestre vers 0° . La différence fondamentale provient en fait de la contrainte $\zeta_i < 90^\circ$ pour le modèle du premier ordre. La courbe 3.5 de la dérive séculaire n'est alors décrite que sur une portion restreinte avec, par exemple, un seul point d'annulation de la dérive pour l'obliquité actuelle.

Comme indiqué dans le chapitre 1, le temps caractéristique de relaxation T_m n'apparaît pas forcément comme une fonction sensible du volume moyen des calottes (voir Eq. 1.64), et la plage ici considérée [0-50 000 ans] contient probablement les temps de relaxation les plus probables.

Pour les deux modèles, l'obtention d'un diagramme de bifurcation général permet de constater que la situation actuelle est assez éloignée des points critiques et des états d'équilibres de la friction climatique, suggérant que la friction climatique s'exprime actuellement dans une zone "régulière" correspondant aussi à la zone de plus grande probabilité.

Discussion

Il est toutefois important de discuter les différentes hypothèses utilisées dans les sections précédentes. Si la dynamique de l'obliquité terrestre n'est pas réduite à son cycle dominant, les "états d'équilibre" obtenues précédemment ne correspondent plus qu'à des obliquités pour lesquelles l'influence de ce cycle dominant devient nulle, mais les autres cycles continuent en ces points à engendrer une dérive de l'obliquité moyenne. Tant que la dynamique de l'obliquité permet un couplage climat/obliquité, il n'y a pas, au sens strict, d'états d'équilibre possibles pour la friction climatique, excepté autour du point $\varepsilon_e = 90^\circ$.

En outre, l'obtention de la dérive séculaire est obtenue en supposant une réponse glaciaire uniforme et synchrone. Il est fortement probable que l'histoire singulière de la réponse en amplitude et en phase de chaque calotte individuelle aux variations d'insolation engendre des contributions différentes dans la variation séculaire globale de l'obliquité. A ce titre, il est important de rappeler que l'influence *symétrique* des variations de l'obliquité dans les deux hémisphères provoque théoriquement des réponses "en phase" des calottes polaires nord et sud dans la bande de l'obliquité permettant à leurs contributions à la dérive séculaire de s'ajouter.

Les changements de l'aplatissement relatif terrestre ont été considérés comme indépendants de l'obliquité moyenne. Une augmentation de l'obliquité engendre probablement une diminution du volume des calottes polaires et par conséquent du changement d'aplatissement. Il existe probablement des obliquités pour lesquelles les glaciations ne sont pas localisées à une latitude particulière et des configurations continentales qui engendrent une annulation de la variation de l'aplatissement terrestre lors de la fonte des calottes. Ces deux situations ajoutent des états d'équilibre supplémentaires aux diagrammes de bifurcation précédents.

3.3 Article : "Climate friction and the Earth's obliquity".

La friction climatique et son impact sur l'obliquité terrestre ont fait l'objet d'un certain nombre de publications faisant apparaître des disparités importantes, tant sur le signe de la dérive séculaire de l'obliquité que sur l'amplitude de cette dérive (Bills, 1994, Ito *et al.*, 1995, Rubincam, 1995, D.M. Williams *et al.*, 1998). Une grande partie de ces disparités provenait de l'utilisation d'un mécanisme tronqué de la friction climatique, où les variations de l'obliquité étaient considérées comme seules génératrices des cycles glaciaires (Bills, 1994, Ito *et al.*, 1995, D.M. Williams *et al.*, 1998) et pour lequel

la partie élastique de l’ajustement isostatique n’était pas prise en compte (Ito *et al.*, 1995, Rubincam, 1995, D.M. Williams *et al.*, 1998). Ito *et al.* (1995) et D.M. Williams *et al.* (1998) ont effectué des simulations numériques de la boucle de rétroaction en considérant une réponse linéaire des glaciations à l’insolation, mais leurs estimations résultantes de la dérive séculaire comprennent environ un ordre de grandeur de différence avec leurs estimations théoriques, à cause d’une normalisation erronée de la variation d’aplatissement terrestre équivalant à la prise en compte d’une Terre uniquement rigide. En outre, leurs réponses visco-élastiques étaient basées sur des nombres de Love erronés, inaptes à décrire l’ajustement isostatique inertielle. L’ensemble de ces résultats faisaient apparaître une surestimation importante de l’impact de la friction climatique sur l’obliquité terrestre, dont l’étude était alors principalement restreinte aux glaciations du Quaternaire (Bills, 1994, Ito *et al.*, 1995, Rubincam, 1995).

Dans l’article suivant, l’ensemble des analyses effectuées dans les trois premiers chapitres sont reprises pour réétudier et estimer de façon plus réaliste l’influence de la friction climatique. Dans un premier temps, on montre que les simulations numériques de la boucle de rétroaction effectuées à l’aide du modèle non linéaire d’Imbrie et Imbrie sont en bon accord avec les estimations de la dérive théorique approchée et conservent, en outre, une grande partie de ses propriétés. Cette réconciliation permet, dans un second temps, d’estimer les dérives séculaires de l’obliquité pendant les grandes glaciations du Phanérozoïque (Pliocène-Pléistocène et Permo-Carbonifère) et du Néoprotérozoïque en s’aidant des contraintes disponibles sur l’amplitude, la variabilité et la paléotopographie des glaciations, décrites dans le chapitre 2. Pour chacune de ces glaciations, les paramètres glaciaires sont maximisés pour obtenir la dérive théorique maximale de l’obliquité, et ainsi contraindre l’effet de la friction climatique sur les 800 derniers Ma. L’intervalle glaciaire de l’Ordovicien (~ 440 Ma), qui est supposé relativement court (~ 10 Ma), n’a pas été inclus dans cette étude.

Depuis l’initiation de la phase majeure de la glaciation dans l’hémisphère nord (~ 3 Ma), on prédit une dérive de l’obliquité positive de l’ordre de $0.01^\circ/\text{Ma}$. Bien que les intégrations numériques de la boucle de rétroaction nécessitent un modèle couplant les variations du volume de glace et les variations d’insolation (ou d’obliquité), on montre qu’avec certaines précautions, il est possible de tester l’influence de la friction climatique avec une histoire glaciaire fixée. En contraignant cette histoire directement avec les enregistrements isotopiques en $\delta^{18}\text{O}$, on peut mettre en évidence les fluctuations temporelles et l’effet de la modulation de l’obliquité sur la dérive séculaire de l’obliquité.

Durant les glaciations du Néoprotérozoïque, la friction climatique est étudiée sans privilégier une obliquité initiale particulière. On montre que les glaciations majoritairement à basses latitudes de l’intervalle Sturtien n’ont probablement aucune influence sur l’obliquité terrestre, tandis qu’une dérive maximale absolue d’environ 2° est estimée durant l’intervalle Varangien. On montre alors, non seulement que les dérives obtenues ne permettent pas de supporter le scénario de haute obliquité de G.E. Williams, mais que ce scénario en privilégiant des glaciations à basses latitudes est en contradiction avec un effet important de la friction climatique.

Nous proposons finalement que la friction climatique n’a probablement pas pu changer l’obliquité terrestre de plus de $\sim 3 - 4^\circ$ sur les 800 derniers Ma de l’histoire terrestre. Une étude de la sensibilité de la friction climatique suggère toutefois que la principale incertitude dans l’estimation de la dérive est la valeur de la viscosité moyenne du manteau inférieur, qui est encore peu connue.

Chapitre 4

Friction climatique hystérétique : Application aux calottes de CO₂ martiennes

Introduction

Dans les chapitres précédents, les propriétés de la friction climatique ont été étudiées pour une réponse climatique linéaire ou faiblement non linéaire aux variations d'obliquité, comme l'illustraient le filtrage des données ou des modèles glaciaires dans la bande de l'obliquité.

Les deux conséquences importantes de cette hypothèse étaient, d'une part la possibilité d'écrire simplement l'évolution du volume glaciaire comme une réponse lente et continue du système climatique aux variations séculaires de l'insolation (et de l'obliquité) sous la forme d'une fonction quasi périodique du temps contenant les fréquences astronomiques et d'autre part, l'utilisation de déphasages constants entre le forçage astronomique et la réponse glaciaire. Cette friction climatique sera désormais appelée "friction climatique classique".

L'amélioration récente de la résolution des enregistrements sédimentaires et des carottages polaires a permis la découverte d'une variabilité glaciaire importante à l'échelle du millénaire marquée par la décharge abrupte d'icebergs massifs provenant des principales calottes terrestres et dont l'amplitude pourrait être proche de la moitié de celle du dernier cycle glaciaire (e.g Heinrich, 1988; Bond *et al.*, 1992). Même si ces périodicités ne sont pas directement d'origine astronomique, elles illustrent la nature instable de la réponse glaciaire et climatique qui peut être vue comme un ensemble de sauts abrupts entre différents états d'équilibre. La transition entre ces états pourrait être commandée par le franchissement de certaines valeurs critiques en relation avec le forçage astronomique. Il est alors probable qu'une fois ces valeurs franchies, le forçage astronomique (l'insolation ou l'obliquité) doit changer de façon significative pour ramener le système climatique dans son état initial, entraînant un retard et un hystérésis entre le forçage et la réponse glaciaire. Cette irréversibilité est en fait présente dans de nombreuses composantes du climat terrestre comme la circulation thermoaline océanique (e.g. Rahmstorf, 1995) ou plus simplement la rétroaction positive liée à l'albédo des calottes (e.g. Crowley et North, 1991) et fournit une explication naturelle du retard observé entre le forçage astronomique et le système climatique.

L'intégration dans la théorie classique de Milankovitch de la notion de valeurs critiques couplée à des phénomènes d'hystérésis climatiques a permis récemment de contourner et de modéliser un nombre important de problèmes observationnels posés par cette théorie (voir Paillard, 1998, 2001).

Plus généralement, une conséquence qui nous intéresse est de savoir quelle sera la nature de la friction climatique lorsque l'évolution (la formation et la disparition) des calottes polaires et donc de l'aplatissement planétaire suivra une histoire temporelle complexe, fortement non-linéaire, et marquée par un ensemble de sauts abrupts lorsque certaines valeurs critiques seront franchies. Existera-t-il encore une "dissipation" climatique permettant une dérive de l'obliquité planétaire? Si oui, comment la caractériser et estimer cette dérive?

Dans ce chapitre, nous présentons une généralisation et une interprétation géométrique de la friction climatique, qui permet de calculer simplement la variation séculaire d'obliquité indépendamment de la nature (continue ou abrupte) de la réponse glaciaire au forçage de l'obliquité. Cette étude fournit ainsi un cadre général d'étude pour toute planète ou satellite possédant une dynamique climatique permettant une rétroaction dissipative climat/obliquité.

Dans une première partie, on étudie certaines propriétés géométriques de la friction climatique, en regardant comment le concept naturel d'hystérésis s'intègre dans le mécanisme même de la friction climatique.

Dans une deuxième partie, cette théorie est ainsi appliquée spécifiquement à la calotte résiduelle de CO₂ martienne dans le cadre d'une obliquité martienne non chaotique. Après avoir décrit certains effets pouvant créer un cycle d'hystérésis au cours de l'évolution de cette calotte sur un cycle d'obliquité, on cherche à estimer séparément la taille potentielle du cycle d'hystérésis créée pour chacun de ses effets. La recherche des valeurs critiques de l'obliquité est effectuée grâce à l'utilisation de modèles thermiques à zéro-dimension (Energy Balance Model) moyennés annuellement, qui décrivent la stabilité des calottes et du système climatique martien au cours d'un cycle de l'obliquité.

L'estimation de la dissipation résultante dans le système climatique permet d'étudier la dérive séculaire engendrée dans un premier temps pour une planète rigide et dans un second temps, en tenant compte de l'ajustement isostatique. Dans une dernière partie, l'évolution à long terme de l'obliquité est finalement discutée, en comparaison avec celle étudiée dans le chapitre 3. L'objectif de ce chapitre n'est pas de décrire l'effet potentiel de la friction climatique sur Mars qui doit être étudiée dans le cadre strict d'une obliquité chaotique et tenir compte de la redistribution de l'ensemble des volatiles martiens (CO₂, eau, poussières) avec les variations d'obliquité, mais de décrire certaines propriétés nouvelles permettant de généraliser son étude.

4.1 Interprétation géométrique de la friction climatique

4.1.1 Généralisation

Dans cette section et le reste du chapitre, on considère que la dynamique de l'obliquité planétaire est décrite uniquement par son terme dominant et tout caractère chaotique est, dans un premier temps, négligé. Dans ce contexte, la variation temporelle de l'obliquité peut être écrite, en l'absence de perturbations inertielles, sous la forme quasi périodique décrite dans les chapitres 1 et 3 par les équations (3.3) et (3.4), soit :

$$\varepsilon(t) = \bar{\varepsilon} + \frac{a_1}{p_0 + \sigma_1} \cos[(p_0 + \sigma_1)t + \theta_1 - \pi/2] = \bar{\varepsilon} + \frac{a_1}{\nu_1} \cos[\nu_1 t + \theta_1 - \pi/2] \quad (4.1)$$

où ν_1 est la fréquence du cycle principal de l'obliquité. En suivant la démarche menée au chapitre 3, les perturbations inertielles engendrées par une redistribution temporelle de masse à la surface et à l'intérieur de la planète provoquent une variation de la vitesse de précession planétaire qui s'écrit au premier ordre d'après (3.8) :

$$\dot{\psi} = \alpha(t) \cos \varepsilon = \bar{\alpha} \cos \varepsilon + \delta\alpha(t) \cos \varepsilon \quad (4.2)$$

$$= \dot{\psi}_0 + \dot{\psi}_1. \quad (4.3)$$

Contrairement à l'équation (3.9), les variations abruptes de la constante de précession ne permettent plus d'écrire sa variation comme une fonction quasi périodique simple et rapidement convergente des fréquences astronomiques. De plus, pour des amplitudes importantes des oscillations de l'obliquité autour de sa valeur moyenne, il n'est plus a priori possible d'approximer ε par sa valeur moyenne $\bar{\varepsilon}$. Toutefois les variations de la constante de précession étant plus importantes que celle du cosinus de l'obliquité, on pourra conserver au premier ordre cette approximation. Il vient alors par intégration :

$$\psi_0 \simeq p_0 \times t \quad (4.4)$$

$$\psi_1(t) = \cos \bar{\varepsilon} \int_0^t \delta\alpha(u) du, \quad (4.5)$$

qui donne l'évolution de l'angle de précession $\psi(t) = \psi_0(t) + \psi_1(t)$. D'après (3.13), les variations d'obliquité s'écrivent simplement sous la forme :

$$\dot{\varepsilon} = a_1 \cos(\sigma_1 t + \psi(t) + \theta_1) = a_1 \cos(\nu_1 t + \psi_1(t) + \theta_1) \quad (4.6)$$

qui peut être développée suivant :

$$\dot{\varepsilon} = a_1 \cos(\nu_1 t + \theta_1) \cos \psi_1 - a_1 \sin(\nu_1 t + \theta_1) \sin \psi_1. \quad (4.7)$$

L'angle de précession $\psi_1(t)$ étant une perturbation de faible amplitude, on a, au premier ordre, $\cos \psi_1 \simeq 1$ et $\sin \psi_1 \simeq \psi_1$. En outre, en définissant par la suite, la valeur moyenne d'un signal temporel par :

$$\langle f(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt, \quad (4.8)$$

la contribution moyenne du premier terme de (4.7) s'annule et il vient :

$$\langle \dot{\varepsilon} \rangle = -a_1 \langle \sin(\nu_1 t + \theta_1) \psi_1(t) \rangle. \quad (4.9)$$

D'après (4.1), on en déduit la forme plus générale qui décrit l'interférence entre les variations de l'obliquité et celles de de l'aplatissement :

$$\langle \dot{\varepsilon} \rangle = -\nu_1 \langle \varepsilon(t) \psi_1(t) \rangle = \frac{1}{\nu_1} \langle \ddot{\varepsilon}(t) \psi_1(t) \rangle. \quad (4.10)$$

La forme utilisée dans la deuxième égalité peut s'intégrer facilement par parties, suivant :

$$\langle \dot{\varepsilon} \rangle = \frac{1}{\nu_1} \left(\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} [\dot{\varepsilon} \psi_1]_0^T - \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \dot{\varepsilon} \psi_1 dt \right). \quad (4.11)$$

La dérivée de l'obliquité étant une fonction bornée ainsi que les variations de la constante de précession, la valeur du premier terme s'annule et, d'après (4.5), on a finalement :

$$\langle \dot{\varepsilon} \rangle = -\frac{\cos \bar{\varepsilon}}{\nu_1} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \delta\alpha(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (4.12)$$

Il est ici judicieux de considérer le temps d'intégration T comme un multiple de la période $T_1 = 2\pi/\nu_1$ du cycle de l'obliquité de la forme $T = n \times T_1$, où n est un entier positif¹. Dans ce cas, on a :

$$\langle \dot{\varepsilon} \rangle = -\frac{\cos \bar{\varepsilon}}{\nu_1} \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n T_1} \int_0^{n T_1} \delta\alpha(\varepsilon) d\varepsilon = -\frac{\cos \bar{\varepsilon}}{\nu_1 T_1} \oint \delta\alpha(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (4.13)$$

¹Avec la définition adoptée pour T_1 et $\nu_1 = p_0 + \sigma_1$, la valeur négative des fréquences astronomiques σ_1 implique parfois une valeur négative pour ν_1 , ce qui nécessite alors un changement de signe dans l'expression (4.13). Ce sera le cas pour Mars.

La proportionnalité entre la variation d’aplatissement et celle de la constante de précession permet alors d’exprimer la dérive séculaire de l’obliquité sous la forme finale :

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = -\frac{\bar{\alpha} \cos \bar{\varepsilon}}{2\pi \bar{J}_2} \oint \delta J_2(\varepsilon) d\varepsilon = -\frac{\bar{\alpha} \cos \bar{\varepsilon}}{2\pi \bar{J}_2} \times \mathcal{A}_{cycle}, \quad (4.14)$$

où \mathcal{A}_{cycle} correspond à l’aire engendrée par la courbe décrite par l’aplatissement planétaire durant une période de l’obliquité dans un diagramme obliquité-aplatissement.

4.1.2 Conséquences

L’équation (4.14) fournit ainsi une explication très simple du phénomène de la friction climatique. La dérive séculaire de l’obliquité peut être interprétée comme une conséquence de la dissipation énergétique engendrée à chaque cycle d’obliquité par les réponses retardées des systèmes climatiques et/ou internes planétaires. Cette propriété a plusieurs conséquences dynamiques fondamentales :

- La formule (4.14) permet tout d’abord de retrouver l’ensemble des caractéristiques de la friction climatique appelée à présent “classique” et étudiée au chapitre 3. Soit à nouveau ζ_i le retard de la réponse glaciaire aux variations d’obliquité, et en écrivant ici simplement les variations d’obliquité et d’aplatissement, pour une planète rigide, sous la forme :

$$\varepsilon(t) = \bar{\varepsilon} + \varepsilon_1 \sin(\nu_1 t) \quad (4.15)$$

$$J_2(t) = \bar{J}_2 + j_1 \sin(\nu_1 t - \zeta_i) = \bar{J}_2 + \delta J_2(t), \quad (4.16)$$

la courbe décrite par la fonction $\delta J_2(\varepsilon)$ au cours d’un cycle d’obliquité est une ellipse centrée sur le point de coordonnées $(\bar{\varepsilon}, 0)$ dans un diagramme obliquité-aplatissement. La dérive séculaire de l’obliquité apparaît donc comme simplement proportionnelle à l’aire de cette ellipse et le signe dépend du sens dans lequel l’ellipse est parcourue. D’après le chapitre 3, la dissipation était maximale pour $\zeta_i = 90^\circ$, ce qui correspond bien au cas d’un cercle qui maximise l’aire de l’ellipse lorsque les deux demi-grands axes ont des longueurs fixées. Inversement, pour un déphasage glaciaire ζ_i nul et par conséquent non dissipatif, la courbe $\delta J_2(\varepsilon)$ est simplement une droite qui engendre une aire nulle. Il apparaît un lien direct et simple entre l’amplitude de la dissipation et la dérive de l’obliquité.

- Si l’aplatissement évolue à une fréquence différente de celle de l’obliquité, la courbe $J_2(\varepsilon)$ n’est pas forcément fermée sur un cycle d’obliquité mais l’aire qu’elle engendre est nulle. Ce cas correspond bien à l’absence de rétroaction résonante entre l’aplatissement et l’obliquité.
- **La proportionnalité entre la dérive séculaire et l’aire engendrée par l’évolution de l’aplatissement implique que la dérive séculaire de l’obliquité ne dépend pas spécifiquement de la nature de l’histoire glaciaire ou visqueuse (continue ou abrupte) mais uniquement de l’aire engendrée par la courbe $\delta J_2(\varepsilon)$ sur un cycle d’obliquité.** Il en résulte qu’un ensemble d’histoires glaciaires ou visqueuses très différentes pourront engendrer la même dérive séculaire si les aires décrites sont identiques. Ces histoires peuvent être alors réparties en classe d’équivalence.
- Un exemple d’histoire glaciaire fortement non-linéaire et présentant des phénomènes dissipatifs peut être illustré par la présence d’hystérésis dans l’évolution des calottes polaires sur un cycle d’obliquité. Supposons que des glaciers évoluent linéairement et ici *sans retard* au forçage de l’obliquité, mais qu’il existe une valeur critique de l’obliquité ε_2 provoquant la disparition ou une évolution abrupte de ces calottes. La réorganisation du système climatique à la disparition

de la calotte peut provoquer la reformation de ces calottes uniquement à partir d'une valeur plus faible ε_1 de l'obliquité. Dans ce cas, comme pour la friction climatique "classique", l'aire décrite par la courbe $\delta J_2(\varepsilon)$ n'est pas nulle, entraînant une dérive séculaire de l'obliquité proportionnelle à cette aire. Ce type de friction sera appelée "*friction climatique hystérétique*". La figure 4.1 compare ainsi les géométries de la friction climatique classique et hystérétique. Elle met en évidence le lien simple entre la dissipation dans le système climatique et l'aire engendrée par la variation d'aplatissement, malgré la nature très différente de leur histoire glaciaire et surtout de l'origine des retards mis en jeu dans le système climatique sur un cycle d'obliquité.

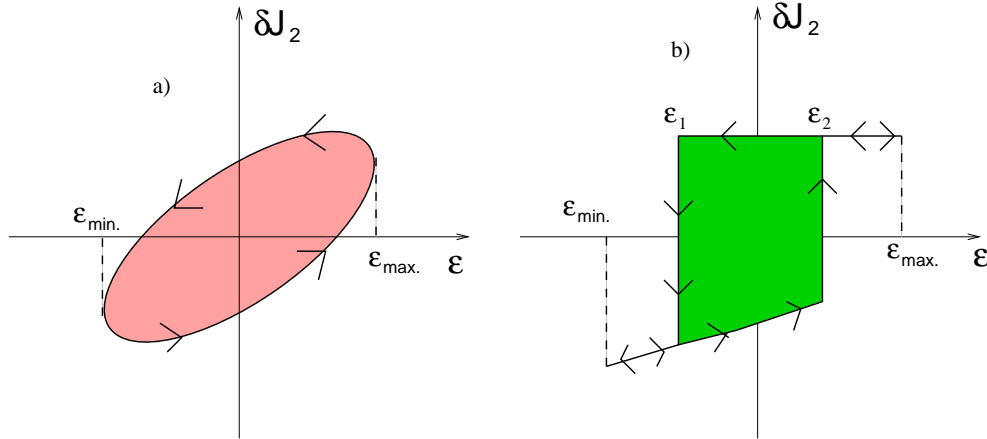


FIG. 4.1: **Géométrie comparative entre les friction climatiques "classiques" (a) et hystérétiques (b).** Les évolutions de l'aplatissement $\delta J_2(\varepsilon)$ sont tracées ici pour une planète rigide sans ajustement visco-élastique. Les amplitudes de variations du δJ_2 sont ici quelconques et le sens du parcours pour la friction climatique "classique" est indiqué pour un retard glaciaire ζ_i inférieur à 90° . Les diagrammes aplatissement-obliquité sont centrés sur les point de coordonnées $(\bar{\varepsilon}, 0)$. Les valeurs minimales et maximales de l'obliquité $\varepsilon_{\min.}$ et $\varepsilon_{\max.}$, ainsi que les valeurs critiques ε_1 et ε_2 sont ici arbitraires.

- Dans le cas d'une planète rigide, le calcul de l'aire peut être effectué à partir de l'analyse générale effectuée au chapitre 2. D'après (2.69), la variation d'aplatissement planétaire est proportionnelle à la variation de la masse de la calotte (mais varie dans le sens contraire) et s'écrit :

$$\delta J_2^r(t) = \frac{\Delta J_2^r}{\Delta M_{glace}} (M_{glace}(t) - \bar{M}_{glace}). \quad (4.17)$$

où ΔJ_2^r est la variation d'aplatissement associée à une variation ΔM_{glace} de la masse de la calotte polaire. Pour une calotte de faible ouverture angulaire et dont la masse est redistribuée uniformément à la surface planétaire, on a, en combinant (2.83) et (4.17) :

$$\delta J_2^r(t) \simeq \frac{1}{M} (\bar{M}_{glace} - M_{glace}(t)). \quad (4.18)$$

L'insertion de la relation (4.18) dans (4.14) donne la dérive séculaire de l'obliquité :

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = + \frac{\bar{\alpha} \cos \bar{\varepsilon}}{2\pi \bar{J}_2 M} \oint M_{glace}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4.19)$$

dont l'estimation nécessite la seule connaissance de l'aire décrite par la masse de glace sur un cycle d'obliquité, et non précisément du chemin suivi.

4.2 Application aux calottes permanentes de CO₂ martiennes

Par analogie avec les calottes terrestres, il est largement supposé que les variations des paramètres orbitaux et axiaux martiens puissent engendrer une redistribution des éléments volatils martiens (eau, CO₂, poussières) à la surface ou en subsurface de la planète, entraînant des fluctuations du climat. Les nombreuses incertitudes existant sur les processus physiques qui contrôlent leurs cycles saisonniers et leurs interactions rendent encore très spéculatives leur extrapolation pour d'autres conditions orbitales.

Les premiers travaux sur la friction climatique concernaient uniquement la contribution des calottes de CO₂ à l'évolution de l'obliquité martienne (Rubincam, 1990, 1993 ; Spada et Alphonsi, 1998). Il était alors supposé une absence de dissipation dans le système climatique basé sur des estimations du temps de réponse des calottes de CO₂ aux variations d'insolation inférieures à 200 ans, soit une réponse quasiment instantanée à l'échelle des variations orbitales (e.g. Ward, 1974 ; Kieffer et Zent, 1992).

On concluait que, contrairement à la Terre, la dérive séculaire de l'obliquité était uniquement engendrée par la dissipation visqueuse lors du rebond post-glaciaire. Ces études supposaient, en outre, la persistance de calottes permanentes de CO₂ pour n'importe quelle obliquité.

Les tentatives de modélisation de l'évolution des calottes de CO₂ avec les variations d'obliquité ont néanmoins suggéré qu'un certain nombre de rétroactions non linéaires pourraient rendre ces calottes instables pour certaines valeurs critiques de l'obliquité, conduisant à leur disparition rapide et à de larges fluctuations résultantes du climat martien. Conjointement, la possibilité qualitative d'hystérésis importantes après la disparition des calottes était alors évoquée. Bien que ces études soient spéculatives, l'évolution des calottes de CO₂ martiennes fournit un exemple original permettant de tester la friction climatique hystérétique.

4.2.1 Cycle du CO₂ et évolution quasi périodique des climats

Des revues importantes sur le cycle saisonnier du CO₂ et l'implication de la présence d'une calotte résiduelle de CO₂ sur les climats seront trouvées dans (Toon *et al.*, 1980, James *et al.* (1992), Forget, 1998) ou (Kieffer et Zent, 1992). Le dioxyde de carbone constitue environ 95% de la fine atmosphère martienne dont la pression annuelle moyenne est proche de seulement 6.1 mbar. Le cycle saisonnier du CO₂ est à la base des larges calottes saisonnières martiennes. Durant les nuits polaires, la température tombe au-dessous du point de condensation du dioxyde de carbone proche de 145 K à 6.1 mbar et près de 30% de l'atmosphère se condense progressivement dans l'hémisphère d'hiver, produisant un dépôt saisonnier recouvrant les zones situées au delà de $\sim 50^\circ$ de latitude. Les mesures récentes du Lidar MOLA embarqué sur la sonde Mars Global Surveyor suggèrent que l'amplitude du dépôt croît avec la latitude pour atteindre ~ 1.5 m près des pôles (Smith *et al.*, 2001). Les variations résultantes importantes de la pression atmosphérique lors de la condensation du CO₂ atmosphérique ont été confirmées par les mesures des landers des sondes Viking 1 et 2. Dès le début du printemps, l'augmentation de l'insolation provoque la sublimation de la calotte saisonnière, révélant les calottes permanentes de tailles beaucoup plus réduites.

Les observations des sondes Viking ont démontré que les températures estivales proches de 200 K sur la calotte polaire nord indiquait l'absence de CO₂ résiduel et la présence d'une calotte permanente nord majoritairement constituée d'eau (Kieffer *et al.*, 1976, Farmer *et al.*, 1976). Inversement, la persistance de températures estivales inférieures au point de condensation du CO₂ (Kieffer, 1979) et les faibles concentrations en vapeur d'eau observées ont suggéré la présence d'une calotte permanente de CO₂ au pôle Sud. La présence d'eau est aussi probable, mais la proportion entre ces deux constituants n'est pas connue. Les deux calottes permanentes martiennes sont visibles sur la figure (4.2).

Cette situation paraît paradoxale puisque la plus faible élévation du pôle Nord de ~ 6.5 km par rapport au pôle Sud (Smith *et al.*, 1999a) conduit à une différence de température de condensation

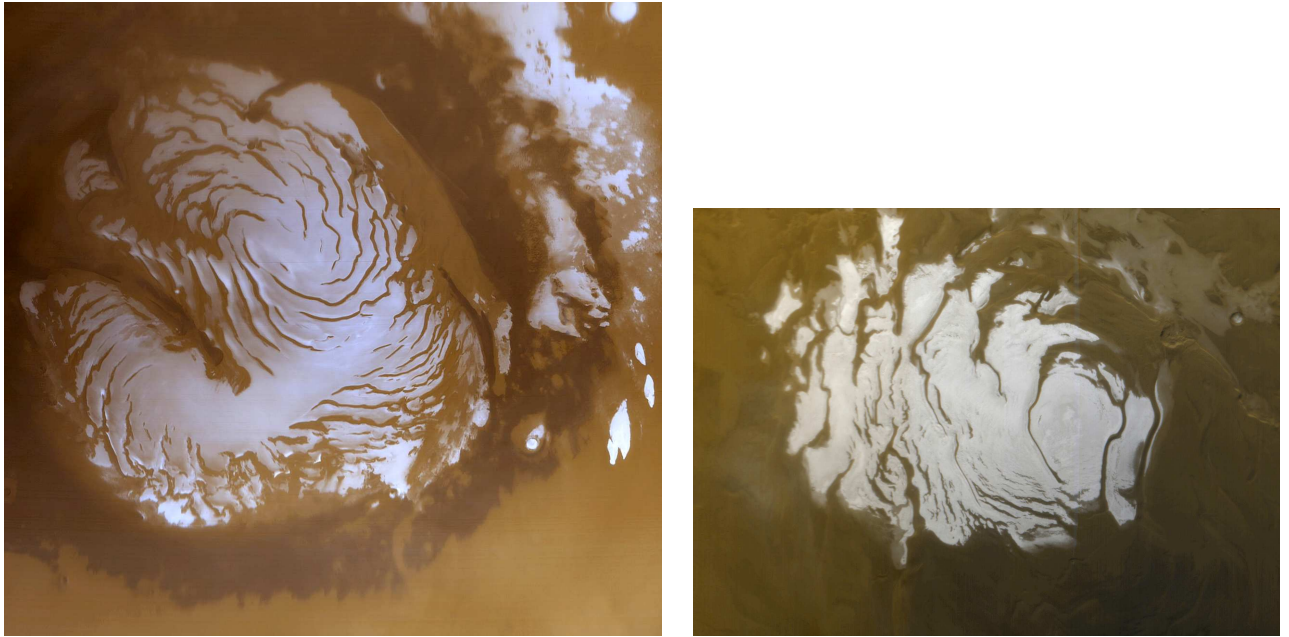


FIG. 4.2: **Images des calottes permanentes Nord (à gauche) et Sud (à droite).** Le diamètre de la calotte polaire Nord est environ 1100 km contre 400 km pour la calotte Sud. Les calottes résiduelles peuvent être définies comme les zones d'albédo plus élevé. Le volume de l'ensemble des dépôts polaires est toutefois environ deux fois plus important au Sud qu'au Nord. Les photos ont été prises par la Mars Orbiter Camera de la sonde Mars Global Surveyor au début de l'été respectif de chaque hémisphère, le 13 Mars 1999 (image MOC2-231) pour la calotte Nord et le 17 Avril 2000 (image MOC2-225) pour la calotte sud. La hauteur des deux calottes est de l'ordre de 3 km (Zuber *et al.*, 1998).

du CO₂ d'environ 5.8 K (149 K pour le Nord et 143.2 K pour le Sud) favorisant le pôle Nord comme pôle d'accumulation du CO₂. En se basant sur les bilans énergétiques des calottes mesurés par Viking, Paige et Ingersoll (1985) suggèrent que la stabilité du CO₂ au pôle Sud est due à un albédo au printemps d'environ 33% plus élevé sur la calotte polaire sud. Ils proposent que cette dissymétrie entre les hémisphères résulte de la plus forte insolation reçue durant le printemps (et l'été) de l'hémisphère sud situé à proximité du périhélie. Celle-ci provoquerait un chauffage rapide des grains de poussières entraînés dans les dépôts saisonniers, les forçant à "plonger" dans la calotte, augmentant ainsi suffisamment l'albédo de surface pour préserver le CO₂ tout au long de l'été.

L'existence d'un réservoir permanent de CO₂ qui contrôlerait la pression moyenne atmosphérique est importante pour les paléoclimats martiens. Si la pression annuelle est reliée à la température de la calotte par l'équilibre solide-vapeur, la température dépend elle-même principalement du bilan radiatif et énergétique de la calotte. Les changements dans la distribution et l'amplitude de l'insolation incidente provoqués par les variations des paramètres orbitaux et axiaux pourraient alors engendrer des variations notables de la pression atmosphérique et par conséquent du climat martien (e.g. Leighton et Murray, 1966, Ward, 1974). Ward (1974) propose avec un simple modèle thermique que la pression pourrait varier ainsi significativement entre 0.3 et 30 mbar pour des variations d'obliquité comprises entre 15 et 35°.

Sur les échelles de temps orbitales, la distribution et l'évolution du CO₂ martien dépendent a priori de l'échange entre les différents réservoirs de CO₂ présents. Les trois principaux invoqués sont la calotte résiduelle, l'atmosphère et le régolite martien qui peut adsorber une partie du CO₂ atmosphérique. L'amplitude des fluctuations climatiques dépend alors principalement d'une part de la quantité totale

de CO₂ disponible et d'autre part de la capacité de ces réservoirs à échanger du dioxyde de carbone. Ces deux aspects sont, comme nous le verrons, encore peu connus.

Dans toute la fin de ce chapitre, nous supposerons que l'évolution de la masse de CO₂ polaire dépend uniquement de l'obliquité. La raison principale est que l'insolation moyenne annuelle aux pôles dépend principalement de l'obliquité et que les larges variations de l'obliquité martienne sont supposées "écraser" à long terme les autres effets orbitaux (excentricité, précession climatique). Cela permet avant tout un calcul simplifié de la friction hystérétique dans l'expression (4.19).

En théorie, à basse obliquité, la diminution de l'insolation annuelle polaire engendre une chute de la température des calottes et de la pression atmosphérique. La condensation du CO₂ atmosphérique et la désorption du CO₂ adsorbé dans le régolite à haute et basse latitudes conduisent à un transfert de CO₂ vers les pôles (e.g. Toon *et al.*, 1980 ; Fanale *et al.*, 1982 ; François *et al.*, 1990 ; Kieffer et Zent, 1992). Il est toutefois peu probable que les deux pôles retiennent alors des calottes permanentes, ce qui nécessiterait des propriétés radiatives (émissivité, température, albédo, ..) strictement identiques pour les deux calottes. Le pôle nord moins élevé pourrait être, dans ce contexte, favorisé. Inversement, la quantité de CO₂ atmosphérique ainsi que la température polaire sont supposées augmenter avec l'obliquité, mais l'insolation absorbée par la calotte pourrait devenir trop forte pour permettre sa stabilité. L'influence de rétroactions positives dans le climat martien semble permettre le développement de telles instabilités (e.g. Kieffer et Zent, 1992).

Dans les prochaines sections, des modèles énergétiques analytiques simples à zéro-dimension (indépendants de la latitude) sont développés pour étudier l'influence de certaines rétroactions positives non linéaires pouvant conduire à des cycles d'hystérésis dans l'évolution des calottes de CO₂ sur un cycle d'obliquité. L'estimation de la taille de l'hystérésis permet alors d'estimer la dissipation dans le système climatique et la dérive séculaire résultante de l'obliquité. Il est important de rappeler que de tels modèles sont fortement spéculatifs, tant la connaissance des processus climatiques martiens est peu connue pour d'autres conditions orbitales.

Depuis les travaux fondamentaux de Leighton et Murray (1966), de nombreux modèles thermiques (appelés plus communément EBM pour Energy Balance Model) ont été développés pour simuler l'évolution des calottes saisonnières de CO₂, mais peu concernent l'influence des variations de l'obliquité sur l'évolution du CO₂ (e.g. Ward *et al.*, 1974 ; Fanale *et al.*, 1982 ; François *et al.*, 1990 ; Fanale et Salvail, 1994 ; Jakosky *et al.*, 1995). Les Modèles de Circulation Générale fournissent des simulations très précises du cycle saisonnier actuel du CO₂, mais la modélisation et l'implémentation d'une calotte résiduelle au pôle sud reste délicate. Dans ce contexte, les EBM apparaissent l'outil le plus simple et le plus apte à simuler l'évolution possible d'une calotte de CO₂ sur un cycle d'obliquité. On ne fera pas, dans un premier temps, d'hypothèse particulière sur l'amplitude des variations de l'obliquité martienne.

4.2.2 Modélisation des cycles d'hystérésis

L'utilisation de modèles énergétiques est basée sur la conservation de l'énergie à la surface de la calotte rémanente. Les principaux flux énergétiques impliqués sont : (1) l'insolation solaire incidente au pôle (en supposant l'atmosphère transparente) dont une partie est réfléchi par l'albédo non nul des calottes (2) le rayonnement thermique infrarouge émis vers l'atmosphère. Des contributions minoritaires variables provenant de : (3) la chaleur issue du transport méridional atmosphérique et (4) du flux thermique de conduction de la chaleur vers ou depuis la subsurface (positif si la subsurface est plus chaude que la surface) peuvent néanmoins affecter sensiblement les bilans énergétiques. "L'excès" ou le "déficit" d'énergie est transformé en condensation ou sublimation du CO₂ via la chaleur latente de sublimation.

Notre modélisation des cycles d’hystérésis est basée sur les résultats numériques des modèles de François *et al.* (1990) que l’on considérera comme génériques. Leurs modèles thermiques à une dimension inclut le transport méridional de chaleur, l’effet de serre du CO₂, et son adsorption dans le régolite. L’échange de CO₂ entre les différents réservoirs (calotte, atmosphère, régolite) est alors étudié pour différentes valeurs de la quantité totale de CO₂ sur un cycle d’obliquité. Ils trouvent qu’un cycle d’hystérésis est possible pour une quantité totale de CO₂ comprise entre 2.9 et 5.8×10^{17} kg (soit une pression totale équivalente comprise entre 75 et 150 mbar)². Leur évolution de la masse de la calotte polaire de CO₂ est illustrée sur la figure 4.3 pour une masse totale de CO₂ égale à 5.8×10^{17} kg.

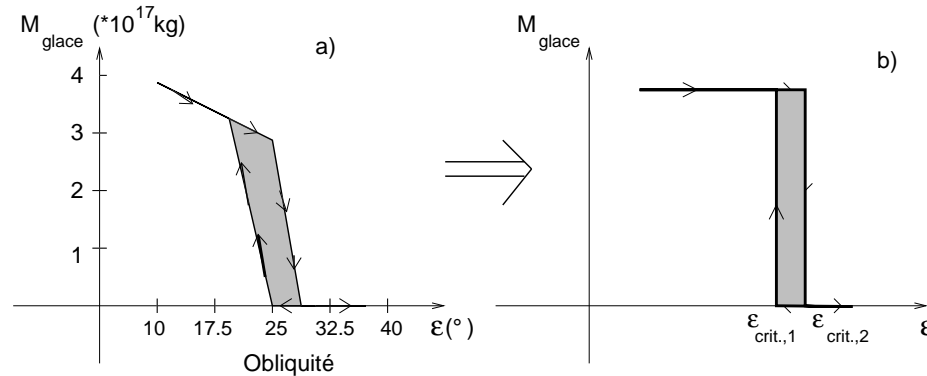


FIG. 4.3: Comparaison entre les résultats du modèle numérique de François *et al.* (1990) (a) et notre modélisation (b) qui décrit l’évolution hystérétique de la calotte permanente de CO₂ en fonction de l’obliquité martienne. Dans le modèle de François *et al.*, l’obliquité martienne varie sinusoidalement avec une période de 120 000 ans entre 10.8° et 38° . Notre modèle représente le cycle d’hystérésis approché le plus simple possible avec deux états stables, et deux valeurs critiques de l’obliquité $\varepsilon_{crit.,1}$ et $\varepsilon_{crit.,2}$.

Le choix de ce modèle sert simplement à illustrer l’effet de la réponse fortement non-linéaire de la calotte permanente aux variations d’obliquité principalement due à la non-linéarité du rayonnement thermique avec la température de la calotte et les rétroactions non-linéaires associées ici au transport méridional de chaleur et à l’effet de serre du CO₂. L’évolution de la masse glaciaire peut être décomposée en quatre étapes : (I) une lente décroissance de la masse avec l’augmentation de l’obliquité. Comme indiquée dans la section 4.1.2, la linéarité entre la masse et l’obliquité provient du temps de retard très faible (< 200 ans) existant entre les variations d’obliquité et la réponse glaciaire. Un retard significatif aurait donné une forme elliptique à cette portion ; (II) une décroissance abrupte de la masse de CO₂ menant à la disparition de la calotte permanente instable ; (III) un régime climatique stable avec seulement des calottes de CO₂ saisonnières ; (IV) une transition abrupte à plus basse obliquité marquée par la formation rapide d’une importante calotte permanente.

En considérant cette évolution comme caractéristique de l’effet d’une rétroaction positive sur la calotte résiduelle, la figure 4.3.a suggère que le système climatique martien peut être grossièrement réduit à deux états stables indiqués sur la figure 4.3.b correspondant respectivement à la présence et à l’absence d’une calotte permanente de CO₂. L’aire du cycle d’hystérésis ne dépend alors que de la masse maximale de la calotte permanente et de la distance entre les obliquités critiques respectivement appelées $\varepsilon_{crit.,1}$ et $\varepsilon_{crit.,2}$ avec $\varepsilon_{crit.,2} > \varepsilon_{crit.,1}$.

Dans les section suivantes, la taille potentielle du cycle et sa sensibilité sont estimées et discutées séparément pour les trois rétroactions positives associées respectivement au transport méridional de chaleur, à l’effet de la poussière sur l’albédo de la calotte permanente de CO₂ et à la conduction en

²Dans toute la suite de ce chapitre, les deux notations “masse” ou “pression totale” seront utilisées. Elles sont reliées par $P_{tot.} = (M_{tot.}g)/(4\pi R^2)$ où g est la gravité à la surface et R le rayon moyen planétaire.

subsurface de l'énergie thermique. La rétroaction positive liée à l'effet de serre du CO₂ n'est pas ici étudiée. Il a été suggéré que les deux premières rétroactions pouvaient créer une importante hystérésis dans l'évolution du CO₂. Nous proposons, en particulier, que les mécanismes à l'origine de ces hystérésis ne peuvent créer qu'une hystérésis limitée.

Bien que les principales contributions énergétiques varient fortement à l'échelle diurne et saisonnière, des moyennes annuelles ont été considérées, caractérisant une calotte permanente de CO₂ en équilibre sans accumulation ou perte nette annuelle de matière. En prenant des moyennes annuelles, indépendantes de la précession climatique, les deux pôles jouent des rôles symétriques permettant l'existence d'une calotte permanente aussi bien aux pôles Nord et Sud. Nos modèles ne permettent donc clairement pas l'existence d'une calotte permanente actuelle uniquement au pôle Sud, mais celle-ci sera prise comme référence.

4.2.3 Transport méridional de chaleur

Les gradients thermiques provoqués par les gradients latitudinaux d'insolation à la surface de la planète engendrent un transport de chaleur entre les régions de basses et de hautes latitudes et les pôles via la circulation atmosphérique. Au delà de la cellule de Hadley, la circulation devient instable et laisse place à un régime dynamique dominé par les instabilités baroclines. Le système dépressionnaire qui s'installe permet d'assurer la majeure partie de la redistribution méridienne de chaleur. Les bilans énergétiques issues des mesures Viking suggèrent que la contribution moyenne actuelle aux pôles est faible et de l'ordre de quelques W.m⁻² (Paige et Ingersoll, 1985). Toutefois, cette contribution peut devenir importante avec l'augmentation de la pression atmosphérique. La possibilité d'une instabilité résultante sur la calotte permanente de CO₂ a été initialement proposée par Sagan *et al.*(1973) et Gierasch et Toon (1973) mais l'amplitude et les mécanismes de l'hystérésis n'étaient pas étudiés. Ils proposent que si une quantité suffisante de CO₂ est disponible, une calotte stable pourrait se reformer à une pression proche de ~ 1 bar. Une telle quantité n'est probablement pas disponible actuellement (voir la discussion à la fin de cette section), entraînant alors la disparition de la calotte permanente.

En considérant que le transport de chaleur est principalement conduit par les instabilités baroclines, le flux de chaleur annuel moyen Q_d est exprimé par Gierasch et Toon (1973) grâce à la paramétrisation simplifiée de Stone (1972) suivant la loi de proportionnalité approchée :

$$Q_d \propto p_s \left(1 - \frac{T}{T_e}\right)^2 \quad (4.20)$$

où p_s est la pression atmosphérique, T la température moyenne de la calotte et T_e , la température moyenne équatoriale. Cela illustre raisonnablement que l'efficacité du transport est proportionnelle, d'une part à la pression atmosphérique et , d'autre part, à une puissance du gradient thermique entre les basses et les hautes latitudes. Il est assumé implicitement que l'atmosphère polaire locale est à la même température d'équilibre que la calotte.

Pour plus de clarté, le flux de chaleur a été réécrit sous la forme proposée par Ward *et al.*(1974) suivant :

$$Q_d = \beta Q'_d = \beta \times \frac{g H^2}{\omega R^2} p_s \left(1 - \frac{T}{T_e}\right)^2 \quad (4.21)$$

où β est une constante de proportionnalité variable sans dimension, et Q'_d une estimation approchée du flux de chaleur méridional qui dépend de la gravité à la surface g , d'une échelle de hauteur H atmosphérique³, du rayon planétaire R et de la vitesse de rotation angulaire ω .

³ $H = k_B T_a / (\mu_a g) \simeq 10$ km, où μ_a et T_a sont respectivement la densité moléculaire et une température moyenne atmosphérique.

Dans ce contexte, l'énergie annuelle moyenne reçue par la calotte est donnée par :

$$F = (1 - A)\langle I_p \rangle - \epsilon\sigma T^4 + \beta \times \frac{g H^2}{\omega R^2} p_s \left(1 - \frac{T}{T_e}\right)^2 \quad (4.22)$$

où les deux premiers termes sont respectivement l'énergie "absorbée" (différence entre l'énergie incidente et l'énergie réfléchie) et le rayonnement thermique émis. On note $\langle I_p \rangle = S_0 \sin \varepsilon / (\pi \sqrt{1 - e^2})$, l'insolation polaire annuelle donnée dans le chapitre 1, A l'albédo de la surface de la calotte, ϵ son émissivité et σ la constante de Stefan-Boltzman. Tant que la calotte permanente est présente, la pression atmosphérique (en millibars) est déterminée par la pression de vapeur saturante de l'équilibre solide-vapeur du CO₂ suivant (James *et al.*, 1992) :

$$p_s = p_{sat}(T) = 10^{10.033} e^{-\frac{3148}{T}} = p_0 e^{-\frac{T_0}{T}}. \quad (4.23)$$

Par souci de simplicité, l'émissivité a été choisie constante et égale à 0.95 (voir Forget *et al.*, 1995) et les variations des propriétés radiatives et thermiques de l'atmosphère au cours de l'année sont ici négligées. Une température équatoriale de 205 K a été choisie. Celle-ci est très peu sensible à la fois aux variations saisonnières et aux variations d'obliquité. Enfin, une excentricité actuelle de 0.093 a été utilisée. Les autres paramètres sont donnés dans les tableaux généraux en annexe. L'énergie ne dépend alors que de l'obliquité et de la température de la calotte suivant la relation :

$$F(\varepsilon, T) = \frac{(1 - A)S_0}{\pi \sqrt{1 - e^2}} \sin \varepsilon - \epsilon\sigma T^4 + \beta \times \frac{g H^2}{\omega R^2} p_{sat}(T) \left(1 - \frac{T}{T_e}\right)^2. \quad (4.24)$$

Pour une obliquité donnée, un état d'équilibre pour la calotte correspond à $F(\varepsilon, T_{eq}) = 0$, mais celui-ci sera stable ⁴ uniquement si :

$$\frac{\partial F}{\partial T}(\varepsilon, T_{eq}) < 0. \quad (4.25)$$

Etant donné les larges incertitudes dans la détermination de l'albédo de surface de la calotte permanente actuelle Sud, sa valeur a été déterminée, dans un premier temps, de telle sorte qu'une calotte permanente stable existe pour l'obliquité martienne actuelle $\varepsilon = 25.19^\circ$ à la température approchée de 142 K estimée par Paige et Ingersoll (1985). C'est une démarche courante dans de nombreux modèles thermiques (e.g. Jakosky et Haberle, 1990 ; François *et al.*, 1990). Toutefois, une incertitude importante concerne l'amplitude du flux de chaleur méridional à travers la constante β . Une analyse plus fine montre qu'une gamme réduite de valeurs de β permet l'équilibre précédemment requis et une valeur réaliste $\beta = 0.2$ a été choisie, compatible avec les estimations de Gierasch et Toon (1973). Cela fournit alors un albédo d'équilibre $A = 0.75$.

Pour d'autres obliquités, l'étude des courbes $F(\varepsilon, T)$ en fonction de la température permet d'étudier la stabilité de la calotte et d'estimer les valeurs critiques de l'obliquité. Celle-ci est tracée sur la figure 4.4, dans un premier temps, pour trois obliquités croissantes : 25.19° , 28.5° et 35° . Pour l'obliquité actuelle $\varepsilon = 25.19^\circ$ (et les obliquités inférieures), la fonction $F(\varepsilon, T)$ possède trois points d'annulation séparés par un minimum et un maximum local. Il existe alors deux équilibres stables, un à basse température correspondant à la situation "actuelle" et un à haute température (> 180 K), mais la pression de CO₂ atmosphérique correspondante (> 300 mbar) n'est probablement pas disponible. L'autre état d'équilibre intermédiaire est, quant à lui, instable.

Une augmentation modérée de l'obliquité provoque une augmentation de l'insolation incidente et par conséquent de la valeur du minimum local. Durant cette phase, il existe toujours une calotte permanente stable dont la température d'équilibre augmente progressivement. La dépendance exponentielle

⁴Une augmentation de la température de la calotte doit correspondre à une diminution de l'énergie échangée, sinon elle se réchauffe, conduisant à une amplification exponentielle de la température avec le temps.

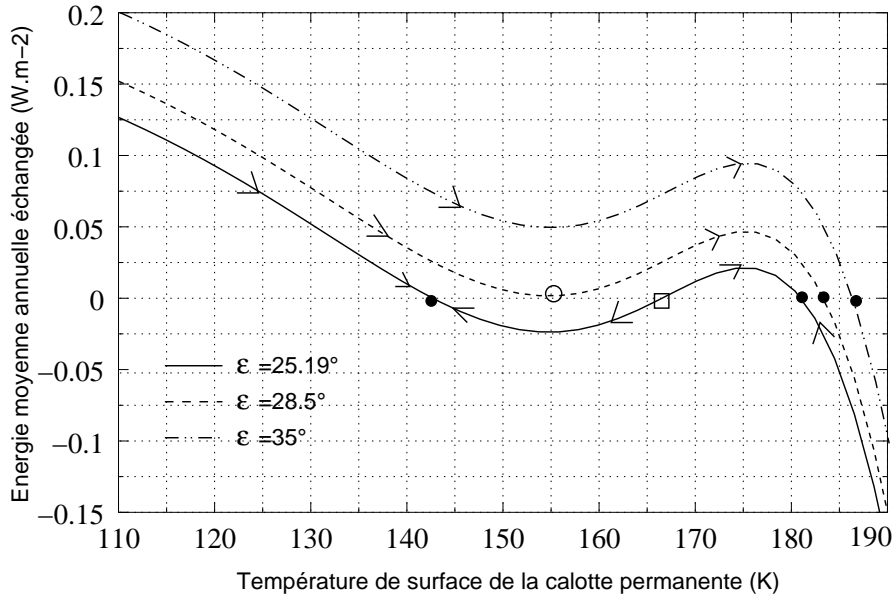


FIG. 4.4: **Energie annuelle moyenne échangée $F(\varepsilon, T)$ (W.m^{-2}) en fonction de la température moyenne de surface de la calotte permanente de CO₂ pour plusieurs obliquités.** Les cercles pleins dénotent les points d'équilibre stable, le cercle vide dénote un cas de stabilité marginale tandis que le carré vide correspond à un état instable. Les flèches montrent l'évolution thermique de la calotte autour des points critiques.

de la relation pression-température (4.23) provoque alors une croissance importante du transport atmosphérique qui ne fait que renforcer, par rétroaction positive, la montée du minimum local.

L'obliquité $\varepsilon = 28.5^\circ$ est ici l'obliquité critique $\varepsilon_{crit.,2}$ correspondant à la limite de stabilité du système calotte-atmosphère. Sa détermination, ainsi que celle de la température critique, est donnée par la condition de stabilité marginale :

$$F(\varepsilon_{crit.,2}, T_{crit.,2}) = \frac{\partial F}{\partial T}(\varepsilon_{crit.,2}, T_{crit.,2}) = 0.$$

A partir de (4.24), on trouve une fonction implicite qui détermine $T_{crit.,2}$ suivant :

$$\beta \times \frac{g H^2}{\omega R^2} p_{sat.}(T_{crit.,2}) \left(1 - \frac{T_{crit.,2}}{T_e}\right) \left[T_0 \left(1 - \frac{T_{crit.,2}}{T_e}\right) - 2 \frac{T_{crit.,2}^2}{T_e} \right] - 4\epsilon\sigma T_{crit.,2}^5 = 0, \quad (4.26)$$

et l'obliquité critique est donnée alors par :

$$\varepsilon_{crit.,2} = \sin^{-1} \left\{ \frac{\pi\sqrt{1-e^2}}{(1-A)S_0} \left[\epsilon\sigma T_{crit.,2}^4 - \beta \frac{g H^2}{\omega R^2} p_{sat.}(T_{crit.,2}) \left(1 - \frac{T_{crit.,2}}{T_e}\right)^2 \right] \right\}. \quad (4.27)$$

Avec notre modèle, on a $T_{crit.,2} \simeq 155$ K, et la pression correspondante est $p_{sat.}(T_{crit.,2}) \simeq 16$ mbar. A cette obliquité, la calotte permanente se sublime rapidement et un nouveau régime climatique s'établit à une plus haute pression (appelée P' par la suite) dont la valeur est alors probablement fixée par l'équilibre entre l'atmosphère et le régolite et qui dépend de la quantité totale de CO₂ disponible. Dans ce régime où seules des calottes saisonnières de CO₂ peuvent exister, la relation (4.24) n'est plus vérifiée, et la pression atmosphérique moyenne apparaît très peu sensible à la valeur de l'obliquité (e.g. Francois et al., 1990). Ainsi, pour $\varepsilon = 35^\circ$, il n'existe pas d'équilibre atmosphère-calotte possible à

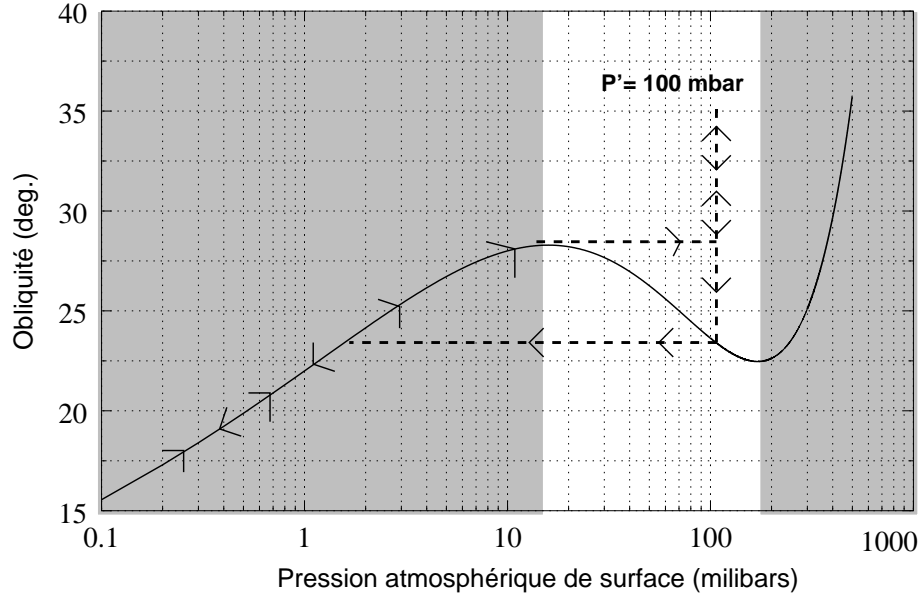


FIG. 4.5: **Variation de la pression atmosphérique moyenne en fonction de l'obliquité pour un modèle thermique comprenant un transport atmosphérique de chaleur.** Les flèches représentent l'évolution de la pression atmosphérique pour une pression d'équilibre $P' = 100$ mbar dans le régime sans calotte permanente. Le coefficient de transport atmosphérique est $\beta = 0.2$. Deux sauts abrupts de pression sont attendus sur un cycle d'obliquité correspondant aux deux valeurs critiques de l'obliquité. Les zones grisées dénotent les régions pour lesquelles il existe une solution avec une calotte permanente stable.

basse température et, en excluant l'état stable à haute pression, il en résulte une absence de calottes permanentes.

Inversement, durant la phase décroissante de l'obliquité, la haute pression initiale engendre une forte quantité de chaleur transportée depuis les basses latitudes qui retarde la formation de dépôts polaires permanents. La taille de l'hystérésis dépend donc principalement de l'écart de pression atmosphérique entre les deux états d'équilibre du système climatique. La calotte permanente se reforme pour une obliquité telle que la température devienne égale à la température d'équilibre solide-vapeur à la pression ambiante P' , vérifiant l'équation (4.24). La valeur de l'obliquité critique de retour $\varepsilon_{crit.,1}$ est donnée d'après (4.23) et (4.24) par :

$$\varepsilon_{crit.,1} = \sin^{-1} \left\{ \frac{\pi \sqrt{1 - e^2}}{(1 - A) S_0} \left[\frac{\varepsilon \sigma T_0^4}{\ln^4 \left(\frac{p_0}{P'} \right)} - \beta \frac{g H^2}{\omega R^2} P' \left(1 - \frac{T_0}{\ln \left(\frac{p_0}{P'} \right) T_e} \right)^2 \right] \right\}. \quad (4.28)$$

La température n'étant pas connue dans le régime de haute pression, l'ensemble de la dynamique associée au transport de chaleur atmosphérique est résumée sur la figure 4.5 dans un diagramme obliquité-pression où l'évolution de la pression atmosphérique de surface calculée le long de l'équilibre solide-vapeur est tracée en fonction de l'obliquité, suivant l'équation :

$$\varepsilon(p_s) = \sin^{-1} \left\{ \frac{\pi \sqrt{1 - e^2}}{(1 - A) S_0} \left[\frac{\varepsilon \sigma T_0^4}{\ln^4 \left(\frac{p_0}{p_s} \right)} - \beta \frac{g H^2}{\omega R^2} p_s \left(1 - \frac{T_0}{\ln \left(\frac{p_0}{p_s} \right) T_e} \right)^2 \right] \right\}, \quad (4.29)$$

et pour une valeur arbitraire $P'=100$ mbar. Pour une obliquité donnée (droite horizontale), on retrouve un nombre variable de points d'équilibre, conformément à la figure 4.4. En démarrant à $\varepsilon = 15^\circ$, la pression est proche de 0.1 mbar et le transport atmosphérique est négligeable. Tant que $\varepsilon < 28.5^\circ$, la

pression atmosphérique est donnée par la pression d'équilibre solide-vapeur du CO₂ contrôlée par la présence d'une calotte permanente stable avant la transition abrupte vers une pression P'=100 mbar. La pression atmosphérique est alors supposée constante lors des variations d'obliquité. Lorsque l'obliquité décroît et recoupe la courbe d'équilibre solide-vapeur, cette solution est instable et le système bifurque vers la solution stable à plus basse pression. L'intervalle de pression ~ 16 -175 mbar ne permet pas de solution avec une calotte permanente stable. Pour P'=100 mbar, l'obliquité critique de retour $\varepsilon_{crit.,1}$ est proche de $\simeq 23^\circ$. La taille correspondante de l'hystérésis est alors $\varepsilon_{crit.,2} - \varepsilon_{crit.,1} \simeq 5.5^\circ$.

La taille maximale de l'hystérésis en obliquité est toutefois de 6° , et est obtenue pour P'=175 mbar. Les expressions (4.24) et (4.29) indiquent que les valeurs critiques de l'obliquité sont très sensibles à l'albédo et l'émissivité des calottes, ainsi qu'au coefficient de transport atmosphérique β . Sur la figure 4.6, la taille maximale de l'hystérésis, correspondant à la différence maximale entre les valeurs critiques de l'obliquité $\varepsilon_{crit.,2}$ et $\varepsilon_{crit.,1}$ est tracée pour un intervalle de variation significatif du paramètre β .

On constate une grande sensibilité de la taille maximale de l'hystérésis en fonction du coefficient β . Pour $\beta=0.15$, il n'y a pas d'hystérésis, les deux valeurs critiques étant confondues et proches de 32° . Une étude séparée montre que $\varepsilon_{crit.,2}$ est une grandeur faiblement décroissante de β tandis que $\varepsilon_{crit.,1}$ décroît fortement quand β augmente, provoquant ainsi l'augmentation notable de l'amplitude de l'hystérésis observée. La valeur limite $\beta=0.269$ correspond au cas où $\varepsilon_{crit.,2}$ devient inférieure à 25.19° , ce qui serait en contradiction avec la situation actuelle. Pour cette valeur, on notera que $\varepsilon_{crit.,1} = 7.2^\circ$, donnant ainsi une amplitude maximale possible de $\simeq 18^\circ$ pour la taille de l'hystérésis.

Un point fondamental est qu'il n'est en fait pas étonnant de trouver une taille relativement limitée de l'hystérésis associée au transport atmosphérique de chaleur. En effet, lorsque le système climatique bifurque dans le régime à "haute" pression, la calotte permanente se reforme quand cette pression redevient la pression d'équilibre solide-vapeur du CO₂, ce qui se produit pour une "haute" température.

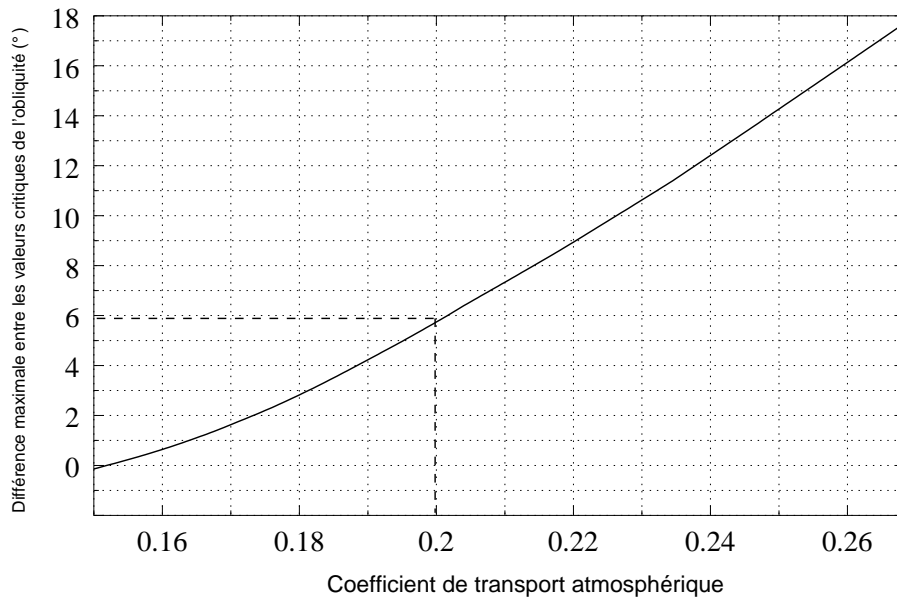


FIG. 4.6: **Amplitude maximale de l'hystérésis en degrés en fonction du coefficient de transport atmosphérique β .** L'amplitude représente la différence entre les deux valeurs critiques de l'obliquité $\varepsilon_{crit.,2}$ et $\varepsilon_{crit.,1}$ définies tous les deux par la condition de stabilité marginale $\mathbf{F}(\varepsilon_{crit.,2}, T_{crit.,2}) = (\partial\mathbf{F}/\partial T)(\varepsilon_{crit.,2}, T_{crit.,2}) = \mathbf{F}(\varepsilon_{crit.,1}, T_{crit.,1}) = (\partial\mathbf{F})/(\partial T)(\varepsilon_{crit.,1}, T_{crit.,1}) = \mathbf{0}$ dont les solutions sont trouvées par résolution numérique des équations associées (4.28). Pour $\beta = 0.2$, on retrouve bien une taille maximale de l'ordre de 6° en obliquité.

De telles températures ne sont accessibles, au premier ordre, que pour des insulations et donc des obliquités importantes, ce qui explique les valeurs relativement élevées des obliquités critiques de retour et, par conséquent, l'amplitude limitée de la taille maximale de l'hystérésis associée.

Comme indiqué sur la figure 4.5, la taille effective de l'hystérésis dépend principalement de la pression d'équilibre P' du régime sans calottes permanentes. Il est important de discuter les valeurs possibles de cette pression.

Discussion

L'amplitude des variations climatiques sur un cycle d'obliquité est plus généralement fortement reliée à la quantité de CO₂ disponible dans chacun des réservoirs de CO₂ dont les principaux sont la calotte permanente, le régolite et l'atmosphère. Toutefois, ces quantités sont peu contraintes.

La quantité de CO₂ présente dans la calotte résiduelle Sud est en particulier encore l'objet de nombreuses interrogations. Sa "capacité" à contrôler la pression atmosphérique avec les variations d'insolation incidente nécessite en effet qu'elle contienne une quantité de CO₂ bien supérieure au réservoir atmosphérique actuel (~ 6 mbar). La calotte résiduelle Sud contient probablement une quantité importante d'eau, à cause d'une part de la probable non-stabilité thermodynamique d'une calotte de CO₂ pure (Nye *et al.*, 2000) et d'autre part de la possible condensation annuelle d'eau, sa température étant largement inférieure à la température de condensation de l'eau, agissant ainsi comme un "piège froid" pour la vapeur d'eau environnante. L'épaisseur associée à la calotte⁵ de CO₂ est toutefois inconnue. Une épaisseur de 1 à 100 m correspondrait respectivement de 0.6 à 60% de la quantité atmosphérique moyenne. Bien que les faibles mesures de vapeur d'eau enregistrées en été par les sondes Viking soient compatibles avec une calotte recouverte d'une couche de CO₂, les mesures enregistrées depuis la Terre en 1969 (Jakosky et Barker, 1984) ont montré une augmentation inhabituelle d'un facteur six en vapeur d'eau pouvant suggérer (d'autres interprétations sont possibles) la disparition provisoire de la couche de CO₂ laissant s'exposer à la sublimation estivale, l'eau solide précédemment recouverte. L'étude de l'évolution interannuelle de dépressions circulaires (appelées "Swiss Cheese") observées par les missions Mars Global Surveyor et Mars Odyssey à la surface de la calotte résiduelle suggèrent aussi une variabilité annuelle importante de l'épaisseur du CO₂ (Malin *et al.*, 2001 ; Byrne et Ingersoll, 2003). Il est ainsi difficile de conclure prématurément sur la quantité de CO₂ présente dans la calotte Sud et les futures observations de la sonde Mars Odyssey devrait apporter des informations complémentaires.

Un point important est que des quantités supplémentaires importantes de CO₂ pourraient être présentes dans les deux calottes polaires sous la forme de complexes hydratés CO₂-H₂O (clathrates) pouvant se libérer dans l'atmosphère à haute obliquité lors de sublimation des calottes (Jakosky *et al.*, 1995). Cependant, une estimation de leur concentration basée sur les contraintes thermodynamiques des calottes suggère qu'une quantité totale inférieure à 200 mbar est probablement présente et qu'une estimation réaliste serait proche de quelques dizaines de mbar (Mellon, 1996).

Les incertitudes sur la quantité de CO₂ présente dans le régolite sont aussi très grandes. Les propriétés d'adsorption et d'échange du régolite martien avec l'atmosphère sont généralement basées sur des mesures expérimentales visant à simuler le comportement de différents matériaux rentrant dans la composition du régolite. Kieffer et Zent (1992) estiment qu'un ordre de grandeur existe encore dans la quantité de CO₂ adsorbée entre 25 et 250 mbar. Toutefois, une valeur maximale de 50 mbar semble plus réaliste (Kieffer et Zent, 1992 ; Zent et Quinn, 1995).

Additionnant les contributions maximales des réservoirs, il semble qu'une valeur totale de 100-150 mbar soit une borne supérieure réaliste. Toutefois, à haute obliquité, lorsque la calotte résiduelle

⁵Le CO₂ solide doit être à la surface de la calotte car il se sublimerait très rapidement s'il était enfoui dans un matériau plus chaud, comme par exemple de l'eau. De plus, aucun "matériau" en connexion avec l'atmosphère ne peut être plus froid que le CO₂ solide.

disparaît, la pression plus élevée force une partie importante du CO₂ à être adsorbée réduisant la valeur atmosphérique P'. Dans le modèle extrême de François *et al.*(1990) utilisée pour la figure 4.3, la valeur de P' est 68 mbar impliquant une quantité importante dans le régolite de 82 mbar (car $P_{tot}=150$ mbar). Il est alors raisonnable de considérer que P'=100 mbar est une borne supérieure de la pression atmosphérique du régime climatique sans calotte permanente de CO₂.

Un résultat notable est que la taille de l'hystérésis associée au transport méridional de chaleur est probablement de l'ordre de quelques degrés et que $\sim 10^\circ$ semble une valeur maximale. On notera, à nouveau que ceci est fortement spéculatif, tant le nombre de paramètres contraints est faible. En particulier, la nature et les mécanismes mêmes du transport atmosphérique varient fortement avec l'obliquité et requièrent des analyses supplémentaires.

4.2.4 Rétroactions liées à l'albédo des calottes

Comme présentée dans le chapitre 1, la rétroaction directe liée à l'albédo des calottes joue probablement un rôle très important dans l'alternance des cycles glaciaires-interglaciaires terrestres, en particulier dans la dissymétrie des périodes glaciaires observées au Quaternaire. La rétroaction positive associée peut engendrer une réponse non linéaire et retardée aux variations de l'insolation incidente. La croissance des calottes lors de la diminution de l'insolation incidente augmente l'albédo planétaire, conduisant à une diminution de l'insolation absorbée et de la température globale, permettant la pérennité des calottes. La dépendance de l'albédo avec la température fournit alors une cause importante d'hystérésis climatique (Voir Crowley et North, 1991). Il a ainsi été proposé que la valeur plus basse de la constante solaire durant le Précambrien aurait dû plonger la Terre dans un état de glaciation globale (de type "Snowball Earth") dont elle n'aurait pu sortir que pour une valeur de la constante solaire environ 1.4 fois plus grande qu'aujourd'hui (paradoxe appelé communément "Faint Young Sun Paradox"). Il est supposé que la forte concentration en CO₂ sur la Terre primitive aurait permis d'éviter l'initiation d'une telle glaciation ⁶.

Toutefois, sur Mars, la faible taille de la calotte permanente Sud actuelle suggère qu'une telle rétroaction a probablement un effet limité ⁷.

Dans cette section, nous étudions plus spécifiquement l'effet de la poussière sur l'albédo d'une calotte permanente de CO₂ ainsi que son influence sur la stabilité de cette calotte sur un cycle d'obliquité.

La présence de poussières dans l'atmosphère martienne contribue significativement aux variations de l'opacité atmosphérique sous la forme de tempêtes de poussières locales et plus occasionnellement de tempêtes globales qui enveloppent la totalité de la planète (voir chapitre 5). Les propriétés radiatives de ces poussières dans l'atmosphère ont alors un impact important sur la condensation et la sublimation du CO₂ dans les régions polaires à l'échelle saisonnière (e.g. Paige et Wood, 1992; Smith *et al.*, 2001). Toutefois, similairement à la section précédente, ces variations ne sont pas prises en compte et on se restreint à l'influence à long terme du cycle des poussières sur l'albédo des calottes.

L'albédo des calottes polaires est un paramètre fondamental du bilan énergétique saisonnier et annuel des calottes. Cependant, les mesures actuelles sont caractérisées par une importante variabilité spatiale et temporelle (voir James *et al.*, 1992; Forget, 1998). Les mécanismes contrôlant ces variations, et en particulier le rôle exact des poussières, étant très mal connus, leurs extrapolations à d'autres obliquités et des conclusions quantitatives sont très incertaines. En particulier, la formation et la fréquence des tempêtes de poussières pour d'autres conditions orbitales ou axiales sont aussi peu connues (voir le chapitre 5).

⁶On notera, que l'argument du CO₂ a été ensuite aussi repris pour expliquer la sortie d'un épisode de type "Snowball Earth" (Hoffman et Shrag, 2002).

⁷A l'inverse, son influence sur la stabilité à long terme, l'étendue de la calotte Nord et, par conséquent, le cycle de l'eau martien, apparaît probablement importante et sera évoquée au chapitre 6.

Les mécanismes actuels suggèrent que deux rétroactions majeures mais opposées pourraient alors intervenir avec les variations d'obliquité. Celles-ci sont étudiées et estimées dans les paragraphes suivants.

Rétroaction positive liée aux poussières

Dans de nombreuses études, il est considéré que l'intensité et la fréquence des tempêtes de poussières est une fonction croissante de la pression atmosphérique (e.g. Ward *et al.*, 1974 ; Toon *et al.*, 1980). La vitesse critique nécessaire à l'élévation des grains de poussière depuis la surface apparaît comme proportionnelle à $P_s^{-1/2}$ où P_s est la pression atmosphérique moyenne en surface (Ward *et al.*, 1974).

Cela implique ainsi la possibilité d'une hystérésis importante sur un cycle d'obliquité : une augmentation de l'obliquité produit une augmentation de la pression atmosphérique, qui engendre à son tour une augmentation de l'activité des tempêtes de poussières. La contamination des calottes par les poussières diminue l'albédo des calottes de CO₂ favorisant leur sublimation et ainsi une augmentation de la pression tant que la calotte est en équilibre avec l'atmosphère. La rétroaction positive associée engendre ainsi une instabilité de la calotte permanente. Inversement, à basse obliquité, la chute de la pression atmosphérique pourrait atteindre une valeur pour laquelle les tempêtes de poussières "cessent", engendrant la formation de calottes permanentes "claires" d'albédo élevé et très stables (Toon *et al.*, 1980 ; Kieffer et Zent, 1992). Deux processus notables pourraient toutefois s'opposer à cette rétroaction. Tout d'abord, la formation d'une atmosphère dense et opaque à haute obliquité, qui peut absorber une partie du rayonnement incident, diminue corrélativement l'insolation arrivant sur la surface planétaire. Ensuite, si la poussière se dépose uniformément sur la calotte permanente, elle peut agir comme une barrière protectrice à la sublimation (Toon *et al.*, 1980). Ceux deux effets ne seront pas inclus ici et on considérera la surface de la calotte comme un mélange homogène de glace carbonique et de poussière dont l'albédo peut varier.

Un nombre important de travaux ont considéré l'influence de la contamination de la poussière sur l'albédo de la glace d'eau, appliqués à la calotte permanente Nord (e.g. Kieffer, 1990 ; Bass *et al.*, 2000). Nous reproduisons ici la même démarche pour déterminer l'influence de la poussière sur l'albédo de la calotte permanente de CO₂.

De façon générale, l'albédo d'une couche surfacique dépend de la taille des particules, de leurs propriétés optiques, de l'épaisseur de la couche considérée et du rapport de concentration massique (ou volumique) entre les constituants. Dans un premier temps, les propriétés optiques des constituants sont calculées séparément grâce à la théorie de Mie qui exprime les paramètres optiques associés la diffusion simple des particules individuelles. Cette théorie n'est valide que pour des particules sphériques dont le rayon et la distance sont grands par rapport à la longueur d'onde incidente. Les paramètres optiques de sortie sont *l'albédo de simple diffusion* $\tilde{\omega}_0$ (probabilité qu'un photon soit absorbé=section droite de diffusion d'une particule/ section droite d'extinction d'une particule), *le coefficient d'extinction* Q_{ext} (rapport entre la section droite d'extinction d'une particule et la section droite d'une particule) et *la facteur d'asymétrie* g (qui décrit la distribution angulaire des photons diffusés). Ces paramètres dépendent principalement du rayon des particules, de leur indice de réfraction et de la longueur d'onde incidente.

Les paramètres optiques pour le CO₂ sont issus de Warren *et al.* (1990) qui ont étudié en détail les propriétés radiatives du CO₂ par analogie avec la neige terrestre. Ils sont donnés dans la tableau 4.1 pour trois tailles caractéristiques du rayon r_c des grains de CO₂ et sont représentatifs de leur valeur moyenne dans le visible et le proche infra rouge. Dans le même tableau sont donnés les paramètres associés à la poussière, issus des observations Viking à la longueur d'onde 0.67 μm (Pollack *et al.*, 1979). La taille moyenne des grains de poussières r_d est choisie égale à 2.5 μm et leur masse volumique égale à 3000 kg.m^{-3} . La masse volumique des grains de CO₂ est supposée égale à 1560 kg.m^{-3} (Mellon,

Quantité	Paramètre	CO ₂			Poussière
		10	100	1000	
r (μm)	rayon moyen	10	100	1000	2.5
1- $\bar{\omega}_0$	albédo de simple-diffusion	3.10 ⁻⁴	2.10 ⁻³	2.10 ⁻²	0.14
Q_{ext}	paramètre d'extinction	2.1	2.0	2.0	2.74
g	facteur d'assymétrie	0.84	0.86	0.86	0.79

TAB. 4.1: **Paramètres optiques et rayons des grains de CO₂ et de poussières utilisés pour le calcul de l'albédo du mélange.** Les paramètres optiques du CO₂ sont tirés de Warren *et al.* (1990) et ceux de la poussière de Pollack *et al.*(1979).

1996), indiquant un rapport approximativement double entre les masses volumiques des constituants du mélange.

Les paramètres optiques d'un mélange CO₂-poussière peuvent ensuite être déterminés par la moyenne des paramètres individuels, chacun pondéré par leur section totale d'extinction respective (e.g. Warren *et al.*, 1990 ; Bass *et al.*, 2000). Soit un volume donné du mélange CO₂-poussière et n_d et n_c , les concentrations respectives en poussière et en glace carbonique, le paramètre de simple diffusion du mélange $\bar{\omega}_0$ s'écrira alors suivant :

$$\bar{\omega}_0 = \frac{\bar{\omega}_c + \tau \bar{\omega}_d}{1 + \tau} \quad (4.30)$$

avec

$$\tau = \frac{n_d r_d^2 Q_{ext.,d}}{n_c r_c^2 Q_{ext.,c}}. \quad (4.31)$$

Les formules sont équivalentes pour les paramètres moyens \bar{Q}_{ext} et \bar{g} . Le calcul de l'albédo du mélange est basé sur deux approximations supplémentaires. D'une part, le calcul complexe des diffusions multiples dans le mélange peut être simulé suivant l'approximation appelée delta-Eddington (voir Wiscombe et Warren, 1980). D'autre part, si la couche est suffisamment épaisse de telle sorte qu'une quantité négligeable de rayonnement atteigne la surface sous-jacente, la couche peut être traitée comme semi-infinie. En combinant ces deux approximations et en intégrant les radiations incidentes sur tous les angles d'incidence, l'albédo du mélange peut alors s'écrire (Wiscombe et Warren, 1980) :

$$A = \frac{2\omega^*}{1+p^*} \left(\frac{1+b^*}{u^2} [u - \ln(1+u)] - b^* \right) \quad (4.32)$$

avec

$$\omega^* = \frac{\bar{\omega}_0(1-\bar{g}^2)}{1-\bar{g}^2\bar{\omega}_0} \quad a^* = 1 - \omega^*g^* \quad (4.33)$$

$$g^* = \frac{\bar{g}}{1+\bar{g}} \quad u = \sqrt{3a^*(1-\omega^*)} \quad (4.34)$$

$$p^* = \frac{2u}{3a^*} \quad b^* = \frac{g^*}{a^*}. \quad (4.35)$$

L'albédo du mélange est tracé sur la figure 4.7 en fonction de la fraction massique de poussière pour les trois rayons différents des grains de CO₂ du tableau 4.1. Les résultats sont en très bon accord avec les prédictions de Warren *et al.* (1990). Pour un rayon moyen des poussières et une fraction massique donnés, l'albédo d'une couche semi-infinie diminue rapidement avec la taille des grains de CO₂, à cause de la diminution importante du nombre de diffusions multiples. Pour de la glace carbonique pure, l'albédo décroît respectivement suivant les valeurs ~ 0.91 , ~ 0.76 et 0.44 pour les trois rayons

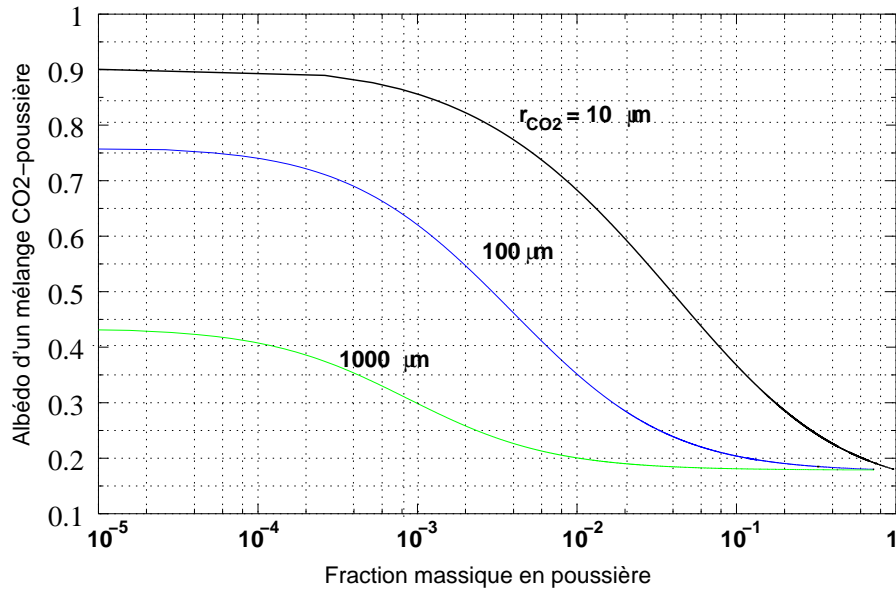


FIG. 4.7: Albédo d'un mélange homogène de grains de poussières de CO₂ en fonction de la fraction massique en poussière. L'albédo du mélange est tracé pour trois tailles moyennes de grains de CO₂ croissantes : 10 μm, 100 μm et 1000 μm. La taille des grains de poussières est fixée à 2.5 μm. Les propriétés optiques sont décrites dans le texte, pour des rayonnements incidents dans le visible.

croissants utilisés. Inversement, pour de la poussière “pure” et une fraction massique tendant vers l'unité, l'albédo converge vers ~ 0.18 , assez proche de la valeur moyenne estimée à ~ 0.2 du sol martien. La contamination du CO₂ par la poussière provoque une baisse notable de l'albédo, comme attendue, mais elle n'apparaît sensible que pour des fractions massiques en poussières supérieures à $\sim 10^{-3}$. Par la suite, le rayon des grains de CO₂ a été choisi égal à 100 μm. Le métamorphisme de la glace qui tend à faire augmenter le rayon des grains avec le temps n'a pas été considéré. La contamination du CO₂ par de la glace d'eau qui provoque, à l'opposé, une augmentation de l'albédo, à cause du plus grand albédo naturel de la glace d'eau pure par rapport à la glace carbonique, n'est pas ici considérée. En outre, la contamination du CO₂ par les volatils (eau, poussière) augmente l'émissivité de la calotte (Warren *et al.*, 1990). Toutefois, cette dernière a été fixée à 0.95, similairement à la section précédente.

Les rayons des particules étant considérés comme constants, l'évolution de l'albédo de la calotte sur un cycle d'obliquité dépend de l'évolution du rapport entre les concentrations respectives n_d et n_c du mélange. Cette évolution est bien évidemment inconnue et un modèle très simple a été choisi permettant de cerner les propriétés essentielles de l'hystérésis étudié. Suivant le mécanisme qualitatif de l'hystérésis, évoqué par Toon *et al.* (1980) et Kieffer et Zent (1992), et considérant qu'une atmosphère plus dense favorise la formation de tempêtes de poussière et le transport des poussières vers les zones polaires, nous avons considéré une loi simple de proportionnalité entre le rapport n_d/n_c (poussière/CO₂) et la pression atmosphérique à la surface p_s . Il est difficile de savoir si une telle loi est réaliste, étant donné la méconnaissance importante des mécanismes de transport et d'accumulation des volatils martiens pour d'autres obliquités. Tant que la pression atmosphérique moyenne à la surface est contrôlée par l'équilibre solide-vapeur du CO₂ de la calotte, le rapport n_d/n_c s'exprime alors simplement le long de la courbe de saturation (4.23) en fonction de la température de la calotte suivant :

$$\left[\frac{n_d}{n_c} \right] (T) \propto p_s = p_{sat}(T). \quad (4.36)$$

L'albédo de la calotte (4.32) est alors une fonction dépendant uniquement de sa température et en est une fonction décroissante.

Similairement à la section précédente, l'énergie annuelle moyenne échangée par la calotte peut s'écrire comme une fonction de l'obliquité et de sa température suivant :

$$F(\varepsilon, T) = \frac{S_0}{\pi\sqrt{1-e^2}}[1 - A(T)] \sin \varepsilon - \varepsilon\sigma T^4. \quad (4.37)$$

En théorie, l'albédo intervenant dans la bilan thermique est l'albédo hémisphérique intégré sur l'ensemble des longueurs d'onde du spectre. Nous avons considéré que les paramètres optiques déterminés uniquement dans le visible décrivent cependant, à travers la figure 4.7, de façon très satisfaisante les propriétés qualitatives de l'albédo d'un mélange poussière-CO₂ qui sont nécessaires et suffisent à notre étude. La démarche adoptée par la suite est alors la même que celle suivie dans la section précédente.

Dans un premier temps, le rapport volumique n_d/n_c est choisi pour obtenir une calotte stable à obliquité actuelle et pour une température de 142 K. On trouve un rapport $n_d/n_c \simeq 7.2$ (la fraction massique de poussière correspondante est alors de 1.87×10^{-4}) qui permet de déterminer la constante de proportionnalité de l'équation (4.36). L'albédo d'équilibre obtenu est $A \simeq 0.725$.

Il est intéressant de constater que la forme des courbes $F(\varepsilon, T)$ est strictement similaire à celles obtenues pour le transport méridional de chaleur (Fig 4.4), avec un nombre variables de températures d'équilibre possibles suivant la valeur de l'obliquité. Cela illustre la similarité des mécanismes de la rétroaction : une augmentation de l'obliquité provoque ici une diminution de l'albédo due à la contamination des poussières, augmentant d'après (4.37) l'insolation absorbée à la base de l'instabilité de la calotte. Au-dessus de l'obliquité critique, le système climatique bifurque vers un régime sans calotte permanente, et de plus haute pression dont la valeur est fixée par l'équilibre du système atmosphère-régolette. L'obliquité critique $\varepsilon_{crit.,2}$ est alors donnée par la condition de stabilité marginale :

$$F(\varepsilon_{crit.,2}, T_{crit.,2}) = \frac{\partial F}{\partial T}(\varepsilon_{crit.,2}, T_{crit.,2}) = 0.$$

Une résolution numérique de ces égalités conduit aux valeurs $\varepsilon_{crit.,2} \simeq 25.9^\circ$ et $T_{crit.,2} \simeq 147.5$ K (la pression correspondante est $p_{sat}(T_{crit.,2})=5.76$ mbar) très légèrement supérieures aux valeurs actuelles. L'albédo critique est alors $A_{crit.,2} \simeq 0.689$.

Les calottes se reforment lorsque la pression atmosphérique P' devient à plus basse obliquité, la pression d'équilibre solide-vapeur du CO₂ à la température considérée, donnant alors l'obliquité critique de retour :

$$\varepsilon_{crit.,1} = \sin^{-1} \left\{ \frac{\varepsilon \sigma \pi \sqrt{1-e^2} T_0^4}{S_0 \left(1 - A \left[\frac{T_0}{\ln(\frac{p_0}{P'})} \right] \right) \ln^4(\frac{p_0}{P'})} \right\}. \quad (4.38)$$

L'évolution de la pression atmosphérique en fonction de l'obliquité est résumée sur la figure 4.8, le long de la courbe donnant les pressions d'équilibre pour une obliquité donnée. Celle-ci, de la même façon que (4.39), est définie d'après (4.23) et (4.37) par :

$$\varepsilon(p_s) = \sin^{-1} \left\{ \frac{\varepsilon \sigma \pi \sqrt{1-e^2} T_0^4}{S_0 \left(1 - A \left[\frac{T_0}{\ln(\frac{p_0}{p_s})} \right] \right) \ln^4(\frac{p_0}{p_s})} \right\}. \quad (4.39)$$

On constate les propriétés similaires entre le transport de chaleur atmosphérique et la rétroaction positive liée à l'albédo, en particulier l'existence d'états stables pour les calottes permanentes à haute

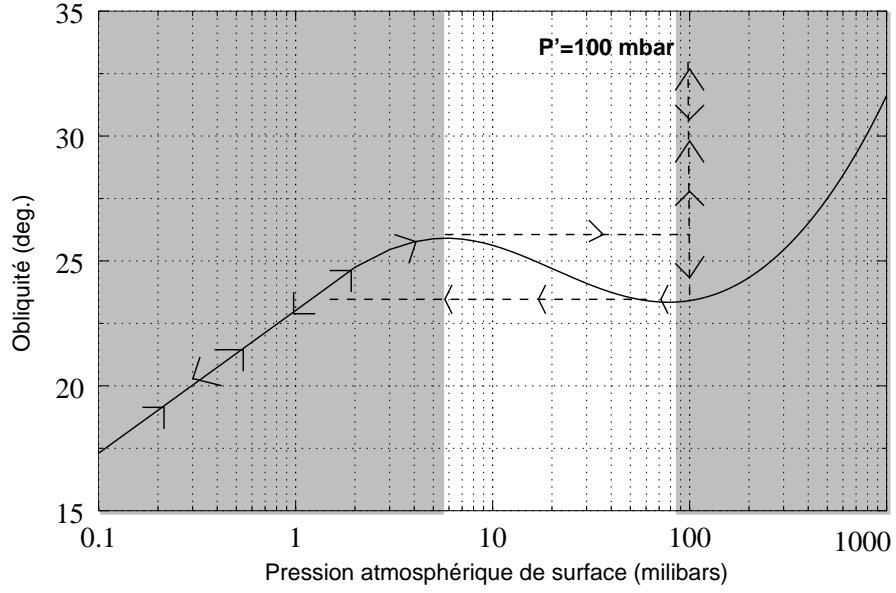


FIG. 4.8: **Variation de la pression atmosphérique moyenne en fonction de l'obliquité pour un modèle thermique comprenant la rétroaction de l'albédo CO₂-poussière.** Les flèches représentent l'évolution de la pression atmosphérique pour une pression d'équilibre $P' = 100$ mbar dans le régime sans calotte permanente. Deux sauts abrupts de pression sont attendus sur un cycle d'obliquité correspondant aux deux valeurs critiques de l'obliquité. Les zones grisées dénotent les régions pour lesquelles il existe un solution avec une calotte permanente stable.

obliquité et pour des hautes pressions (probablement inaccessibles). Pour une obliquité minimale de 15°, la pression sera à nouveau légèrement inférieure à 0.1 mbar. Pour comparer la taille de l'hystérésis avec la section précédente, l'évolution du système climatique a été tracée pour une même pression atmosphérique maximale $P' = 100$ mbar dans le régime sans calotte permanente à haute obliquité. Ce scénario est ici légèrement différent puisque l'obliquité critique de retour correspondante ($\simeq 23.5^\circ$) est un état stable. Il y aura formation d'une calotte permanente de taille très réduite à cette obliquité. Lorsque l'obliquité continue à diminuer, le système climatique évolue le long de la courbe d'équilibre avant d'arriver à l'obliquité critique minimale de retour définie aussi par la condition de stabilité marginale :

$$F(\varepsilon_{crit.,1}, T_{crit.,1}) = \frac{\partial F}{\partial T}(\varepsilon_{crit.,1}, T_{crit.,1}) = 0.$$

Une résolution numérique conduit aux valeurs $\varepsilon_{crit.,1} \simeq 23.35^\circ$, $T_{crit.,1} \simeq 168.0$ K (la pression atmosphérique est alors $\simeq 80.0$ mbar) et à un albédo critique proche de 0.42. Le système devient alors instable et bifurque vers l'état d'équilibre stable à plus basse pression où se forme une calotte permanente importante.

La taille maximale de l'hystérésis en obliquité est donc de l'ordre de 2.5° dont la valeur est atteinte pour des pressions $P' > 80$ mbar. Toutefois, pour des pressions d'équilibre comprises entre 80 et 100 mbar, la masse probablement très faible de la calotte permanente provisoire apparaissant pour l'obliquité critique de retour n'altère que très légèrement la représentation graphique, jusqu'à présent simplifiée à deux états (Figure 4.3), de l'histoire $M_{glace}(\varepsilon)$ et par conséquent l'aire de l'hystérésis associée.

Bien que la taille maximale de l'hystérésis soit susceptible de changer, en modifiant d'un part la modélisation climatique du rapport n_d/n_c ou la taille des grains du mélange, on constate, de façon

paradoxe, la faible amplitude maximale de l'hystérésis associé à la rétroaction CO₂-poussière. L'interprétation est la même que pour le transport atmosphérique de chaleur : l'amplitude de l'hystérésis dépend principalement pour les deux rétroactions, de l'amplitude du saut *positif* de pression atmosphérique à l'obliquité critique $\varepsilon_{crit.,2}$. Trois cas génériques peuvent se présenter bien visibles sur les figures 4.4 et 4.8 : (1) si le saut de pression est faible, l'évolution du système climatique est quasiment réversible et peu dissipatif (2) si le saut de pression est "intermédiaire", la réapparition d'une calotte permanente se fait à une température relativement élevée correspondant à l'équilibre solide-vapeur du CO₂ à la pression élevée P'. De telles températures nécessitent a priori des insolation et donc des obliquités élevées (3) si le saut de pression est important, il existe alors d'autres états stables possibles pour une calotte permanente.

Dans aucun de ces cas, la condition de réapparition d'une calotte permanente n'est une faible obliquité. Inversement, les figures 4.4 et 4.8 montrent bien que si le saut de pression est négatif à cette transition, une hystérésis de grande amplitude peut avoir lieu. Une conclusion importante est que les mécanismes mêmes de ces rétroactions positives ne permettent pas une hystérésis importante dans le système climatique martien. Cela contredit les prédictions qualitatives de Toon *et al.*(1980), Kieffer et Zent (1992), et Jakosky *et al.* (1995).

Rétroaction négative liée aux poussières

La rétroaction positive étudiée dans la section précédente supposait que l'albédo d'un mélange CO₂-poussière était une fonction décroissante de l'obliquité et donc de l'insolation incidente, ce qui n'est pas forcément observé. Paige et Ingersoll (1985) et Paige (1985) ont utilisé les mesures obtenues par l'instrument IRTM (Viking Infrared Thermal Mapper) de la sonde Viking pour étudier les propriétés radiatives des calottes saisonnières et permanentes sur une année. Ils trouvent une augmentation quasi linéaire de l'albédo des calottes saisonnières en bordure des calottes permanentes, en fonction de l'insolation journalière durant le printemps et l'été. Les plus fortes valeurs de l'albédo observées pour la calotte sud résulteraient de l'insolation d'été (proche du périhélie) et au printemps plus marquées dans l'hémisphère sud. Un certain nombre de micro-mécanismes sont invoqués pour expliquer la dépendance albédo-insolation dont les principaux sont : (1) le chauffage des grains de poussière de faible albédo entraînés dans les dépôts saisonniers qui provoquerait la sublimation du CO₂ environnant et la "chute" de ses grains dans le givre carbonique, la surface devenant alors de plus en plus claire ; (2) l'entraînement, hors de la calotte, des grains de poussières par les vents créés lors de la sublimation rapide de la calotte saisonnière.

Une telle relation albédo-insolation aurait des implications importantes sur la stabilité et la sensibilité du climat martien. Pour la calotte polaire sud, les mesures Viking montrent que cette relation peut s'écrire sous la forme linéaire (Paige, 1985) :

$$A \simeq 0.52 + 9.2 \times 10^{-4} \times I_j \quad (4.40)$$

où I_j est l'insolation journalière au pôle Sud. Pour obtenir une relation approximative annuelle nécessaire dans nos modèles, la relation (4.40) est moyennée sur le printemps et l'été, intervalle de temps sur lequel la relation est valide. L'insolation polaire moyennée sur cet intervalle étant alors exactement la moitié de l'insolation polaire annuelle moyenne, on a :

$$\langle A \rangle \simeq 0.52 + 2 \times 9.2 \times 10^{-4} \times \langle I_p \rangle = 0.52 + \frac{1.84 \times 10^{-3} \times S_0}{\pi \sqrt{1 - e^2}} \sin \varepsilon \quad (4.41)$$

qui est une fonction unique et croissante de l'obliquité. En extrapolant directement et admettant cette relation pour d'autres obliquités et *pour la calotte résiduelle* (alors que la loi précédente concerne la

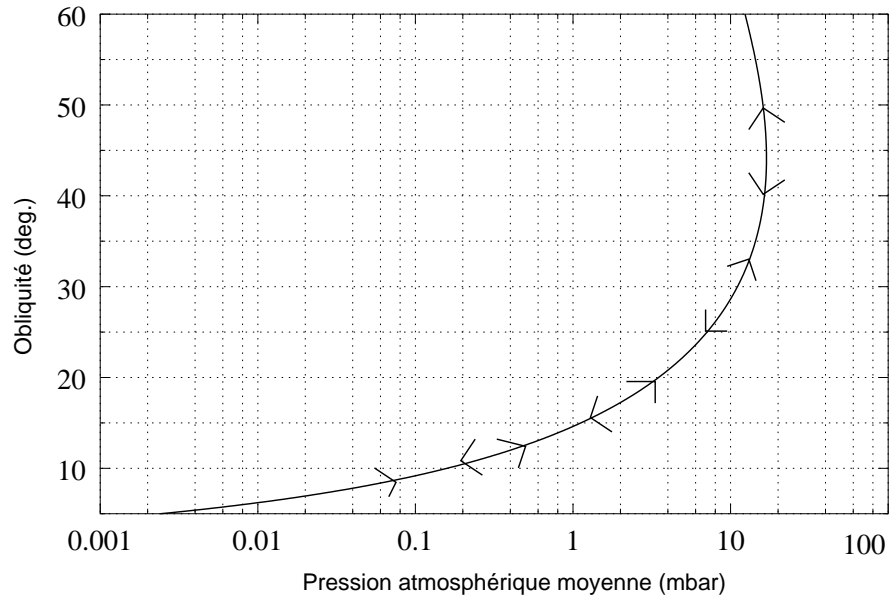


FIG. 4.9: **Variation de la pression atmosphérique moyenne en fonction de l'obliquité pour un simple modèle thermique comprenant la rétroaction négative de l'albédo CO₂-poussière.** Les flèches représentent l'évolution de la pression atmosphérique pour une obliquité variant entre 5° et 60°. La courbe décrite est réversible, impliquant la pérennité de la calotte permanente de CO₂ sur un cycle d'obliquité.

calotte saisonnière, mais on teste ici les implications qualitatives d'une dépendance équivalente pour la calotte permanente), l'énergie moyenne échangée par la calotte s'écrit alors :

$$F(\varepsilon, T) = \frac{S_0}{\pi\sqrt{1-e^2}}[1 - A(\varepsilon)] \sin \varepsilon - \epsilon\sigma T^4. \quad (4.42)$$

qui admet une solution unique $F(\varepsilon, T) = 0$ en température pour une obliquité donnée. La rétroaction négative crée par la relation albédo-insolation stabilise la calotte permanente sur un cycle d'obliquité et s'oppose aux hystérésis précédemment décrites, une augmentation de l'obliquité entraînant, à présent, une diminution de l'insolation "absorbée". Sur la figure 4.9, la relation pression atmosphérique-obliquité est tracée sur un intervalle d'obliquité plus large compris entre 5 et 60°.

Elle illustre, à présent, la très faible sensibilité du climat martien pour des obliquités supérieures à 15°. La calotte permanente est stable sur l'ensemble de l'intervalle en obliquité décrit. Les variations de la pression atmosphérique sont comprises uniquement entre ~ 1 mbar et 15 mbar entre 15 et 35° d'obliquité. La rétroaction négative permet même une décroissance de la température de la calotte et par conséquent de la pression atmosphérique pour $\varepsilon > 45^\circ$.

Il apparaît clairement qu'une compréhension approfondie des interactions couplant le cycle des poussières et les calottes permanentes sont nécessaires à l'étude de la stabilité à long terme de la calotte de dioxyde de carbone et du climat martien.

4.2.5 Conduction de la chaleur

La conduction thermique de la chaleur permet un échange d'énergie entre la calotte et la subsurface lorsque des gradients thermiques apparaissent à l'intérieur ou entre ces matériaux. Cette contribution paraît importante à l'échelle saisonnière quand les calottes saisonnières froides de CO₂ se condensent sur un support (surface martienne, calottes permanentes) qui permet le transfert de l'énergie accumulée

dans la subsurface. La plus forte inertie thermique de la calotte résiduelle Nord, environ cinq fois plus importante que les valeurs caractéristiques du régolite permet à la conduction thermique de contribuer à environ 20 à 30 W.m⁻² du bilan énergétique de la calotte saisonnière (Paige et Ingersoll, 1985).

L'irréversibilité de la diffusion thermique peut aussi engendrer une hystérésis dans l'histoire de la calotte permanente de CO₂. Toutefois, elle n'agit pas comme une rétroaction positive créant une instabilité de la calotte, mais intervient une fois que la calotte a disparu. A l'échelle annuelle, Jakosky et Haberle (1990) suggèrent que cet effet peut être suffisant pour expliquer l'assymétrie des calottes polaires et la possibilité de deux configurations possibles pour la calotte Sud. Si la calotte permanente disparaît une année, la subsurface emmagasine une énergie importante durant les fortes insulations et températures estivales. Cette énergie est alors retransmise lors de la condensation en hiver des calottes saisonnières provoquant une diminution de la quantité de CO₂ condensée, qui peut se sublimer alors complètement durant l'été, ne permettant pas ainsi l'apparition d'une calotte permanente. Inversement, si la calotte permanente reste stable à une température \sim constante toute l'année, très peu d'énergie est emmagasinée dans la subsurface et la calotte sera à nouveau stable, l'année suivante.

Les mêmes mécanismes provoquent une hystérésis dans la calotte permanente sur un cycle d'obliquité si celle-ci disparaît, par exemple, à haute obliquité. La reformation d'une calotte permanente aura alors lieu à une obliquité relativement basse pouvant s'opposer à l'énergie emmagasinée par la subsurface depuis l'obliquité de disparition de la calotte.

Fanale et Salvail (1994) ont construit un modèle thermique à une dimension qui inclut uniquement la contribution due à la conduction thermique sur plusieurs cycles d'obliquité et des simulations équivalentes n'ont donc pas été réeffectuées. Ils trouvent une taille maximale en obliquité de l'hystérésis de l'ordre de 10.5° pour des valeurs critiques respectives de 21.6° et 32.3°. Toutefois, cette valeur dépend a priori fortement des valeurs des inerties thermiques du régolite martien et des modèles d'adsorption qui sont peu connus, rendant cette valeur largement indicative. Une étude plus approfondie de sa sensibilité serait nécessaire, en particulier dans le cas où la calotte permanente de CO₂ se formerait sur une calotte de glace d'eau aux propriétés thermiques et radiatives différentes du sol martien.

L'étude de certains mécanismes hystérétiques pouvant affecter l'évolution à long terme de la calotte permanente de CO₂ suggère que la taille en obliquité associée au transport méridional de chaleur et à la rétroaction positive liée à l'albédo est limitée par la nature même de ces mécanismes. En tenant compte de la contribution de la conduction de la chaleur, une taille maximale indicative $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{crit.,2} - \varepsilon_{crit.,1}$ d'environ 10° semble une valeur raisonnable, qui sera utilisée par la suite.

Les valeurs critiques $\varepsilon_{crit.,2}$ associées au transport méridional de chaleur et à la rétroaction liée à l'albédo sont très proches de l'obliquité actuelle. Cela pourrait signifier que le système climatique martien est à la limite entre le régime de basse et haute obliquité, en accord avec les scénarios invoquant une calotte permanente d'épaisseur très réduite. Inversement, le mécanisme "d'oscillations" de la calotte permanente de CO₂ lié à la conduction thermique de Jakosky et Haberle (1990) peut avoir lieu pour une large gamme d'obliquité, rendant l'époque actuelle non-spécifique. Toutes ces possibilités restent, cependant, fortement spéculatives. En particulier, l'ensemble des mécanismes évoqués repose principalement sur l'hypothèse encore incertaine d'un réservoir polaire actuel de CO₂ qui contrôlerait la pression atmosphérique moyenne.

La reproduction quasi parfaite du cycle de pression annuel mesuré par les Viking Lander, malgré la présence de tempêtes globales de poussières en 1977 suggère que d'autres rétroactions climatiques existent dans le système climatique martien et pourraient avoir une influence à long terme non négligeable.

4.3 Dérive séculaire de l'obliquité

L'estimation de la taille de l'hystérésis permet d'estimer la dérive séculaire de l'obliquité engendrée par le cycle d'hystérésis des calottes de CO₂ martiennes. Dans un premier temps, on s'intéresse au cas d'une planète purement rigide et dans un second temps, l'influence de l'ajustement visco-élastique est étudiée d'un point de vue géométrique.

4.3.1 Cas d'une planète rigide

La possibilité pour Mars de pouvoir négliger l'ajustement isostatique des calottes polaires dans certains cas est discutée dans la section suivante. Dans cette hypothèse, la variation séculaire de l'obliquité est uniquement engendrée par la dissipation dans le système climatique. D'après la figure 4.3, l'aire du cycle d'hystérésis dans notre représentation simplifiée à deux états est :

$$\mathcal{A}_{cycle} = M_{glace} \times \Delta\varepsilon = M_{glace} \times (\varepsilon_{crit.,2} - \varepsilon_{crit.,1}), \quad (4.43)$$

où M_{glace} est la masse maximale de la calotte polaire de CO₂ à basse obliquité, et $\Delta\varepsilon$ la taille de l'hystérésis en obliquité. D'après (4.19) et la modification du signe de la dérive évoquée dans la section 5.1.1 pour Mars, la dérive séculaire de l'obliquité moyenne s'écrit alors simplement :

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = -\frac{\bar{\alpha} \cos \bar{\varepsilon}}{2\pi \bar{J}_2} \frac{M_{glace}}{M} \Delta\varepsilon. \quad (4.44)$$

Contrairement au cas terrestre étudié au chapitre précédent, la dérive séculaire engendrée par la dissipation climatique est, pour Mars, négative du fait de la "différence de signe" associée à la fréquence principale de l'obliquité. On notera que, dans la friction climatique hystérétique, la dérive séculaire de l'obliquité est indépendante de la période de l'obliquité. Une dérive séculaire se produit dès que le cycle d'hystérésis est parcouru sur un cycle d'obliquité, c'est-à-dire si les valeurs critiques de l'obliquité appartiennent à l'intervalle de variation de l'obliquité martienne. Nous supposons par la suite que c'est le cas, une discussion plus générale étant proposée à la fin du chapitre.

A nouveau, la masse maximale de la calotte de CO₂ à basse obliquité dépend de la quantité de CO₂ disponible dans les différents réservoirs martiens. En considérant une quantité disponible maximale $P_{tot.}=150$ mbars de CO₂ qui serait quasiment uniquement répartie dans la calotte permanente à basse obliquité, comme suggéré par les modèles thermiques (e.g. François *et al.*, 1990), une masse maximale $M_{glace} = 5.8 \times 10^{17}$ kg est ici utilisée. Ceci correspond à un ordre de grandeur inférieur à la masse totale estimée des dépôts polaires actuels (voir chapitre suivant).

La dérive séculaire de l'obliquité est tracée sur la figure 4.10 en fonction de la taille de l'hystérésis en obliquité et pour les valeurs actuelles de la vitesse de précession et de l'aplatissement mesurées par les sondes Viking et Mars Pathfinder :

$$\alpha \cos \varepsilon = 7.576 \pm 0.035 \text{ arcsec.an}^{-1} \text{ (Folkner } et al., 1997) \quad (4.45)$$

$$J_2 = (1958.74 \pm 0.02) \times 10^{-6} \text{ (Smith } et al., 1993). \quad (4.46)$$

La dérive séculaire est une fonction linéaire de la distance entre les obliquités critiques et par conséquent du retard du système climatique. Pour une taille maximale de 10°, estimée dans les sections précédentes, la valeur absolue maximale de la dérive est $\sim 0.027^\circ/\text{Ma}$.

Lorsque l'ajustement isostatique est négligé, il apparaît une dérive négative non négligeable de l'obliquité martienne. Cette valeur est toutefois seulement du même ordre de grandeur ($\sim 0.01^\circ/\text{Ma}$) que nos estimations de la dérive de l'obliquité terrestre pour les glaciations récentes mais qui tiennent compte de la compensation visco-élastique.

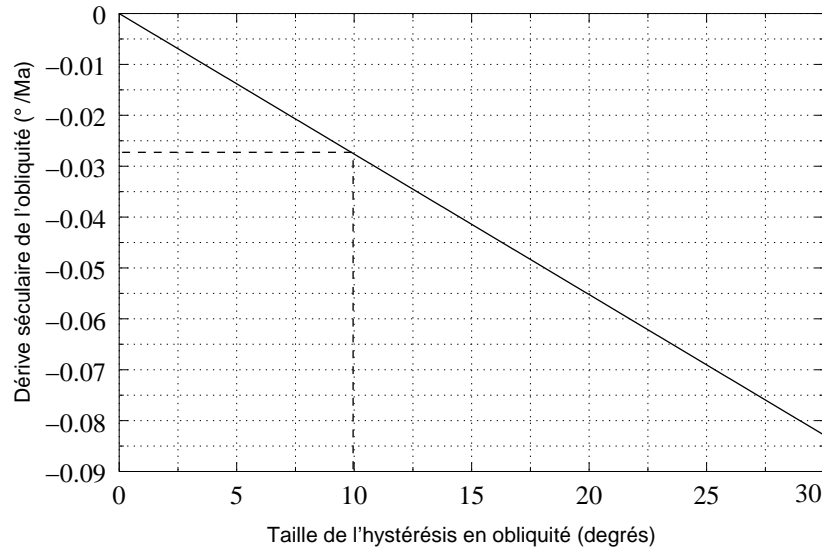


FIG. 4.10: **Estimation de la variation séculaire d'obliquité martienne (degrés/millions d'années) en fonction de la taille du cycle d'hystérésis de la calotte permanente de CO₂ sur un cycle d'obliquité.** La masse maximale des calottes permanentes de CO₂ est fixée à 5.8×10^{17} kg. Les traits pointillés donnent la valeur de la dérive pour une distance caractéristique entre les obliquités critiques de 10° .

Cela illustre l'effet moins important de la friction climatique sur l'obliquité martienne. L'expression (4.46) montre qu'il y a deux causes principales : (1) La plus faible valeur de la constante de précession martienne par rapport à la Terre. (2) Le plus faible rapport entre la masse des calottes et la masse planétaire, Mars étant environ dix fois plus léger que la Terre alors que la masse maximale de la calotte de CO₂ est ~ 100 fois plus petite que celle des glaciers terrestres au dernier maximum glaciaire.

Toutefois, si sur un cycle d'obliquité, une quantité supplémentaire d'éléments volatils (eau, poussières) disponible dans les régions polaires subissent le même cycle d'hystérésis, la dérive séculaire de l'obliquité pourrait être plus importante.

4.3.2 Contribution de l'ajustement isostatique martien

Un facteur important qui influence la variation d'aplatissement planétaire est la redistribution des masses internes en réponse aux charges de surface. Toutefois, contrairement à la Terre, très peu d'informations sont disponibles sur le profil radial en élasticité, densité et rigidité martien. Les principales propriétés de la structure interne martienne proviennent de l'analyse géochimique des météorites retrouvées sur Terre et censées avoir été éjectées de la surface ou de la croûte martienne. Certaines météorites achondritiques basaltiques (shergottites, nakhlites et chassignites, appelées collectivement SNCs) en représentent une classe importante qui auraient été éjectées durant les 20 derniers Ma (voir par exemple les revues sur la structure interne martienne de Sohl et Spohn, 1997 et Zuber, 2001). En outre, les estimations du moment d'inertie principal permettent de contraindre dans une certaine mesure le profil radial de densité (e.g. Folkner *et al.*, 1997). L'analyse combinée de ces données suggère que la distribution interne de Mars n'est peut être pas très différente de l'intérieur terrestre. Les conditions de température et de pression permettent une transition entre un manteau supérieur et un manteau inférieur analogue à la discontinuité à 660 km dans la Terre, mais du fait de la plus faible gravité martienne, cette transition est attendue à des profondeurs plus importantes. La composition et le caractère liquide/solide du noyau restent incertains mais un noyau d'une taille indicative proche de 1300-1700 km semble admise. Il n'y a toutefois pas de consensus général sur la structure interne

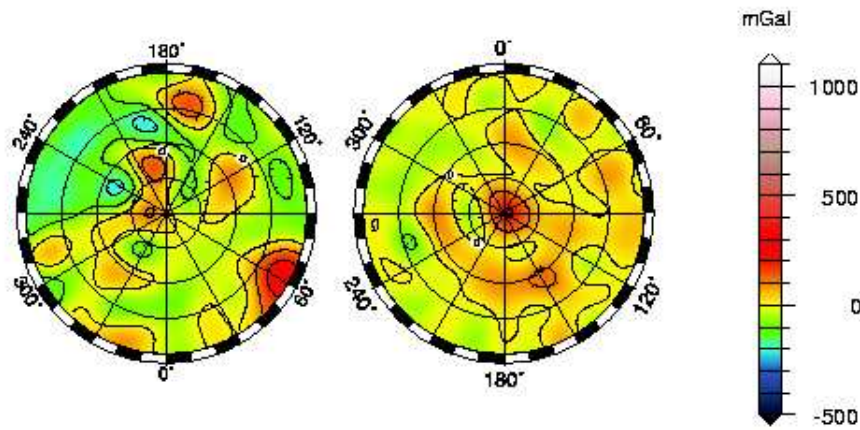


FIG. 4.11: **Projection stéréographique des anomalies de gravité des régions polaires Nord (à gauche) et Sud (à droite).** La projection s'étend jusqu'à 70° de latitude. Les anomalies sont données en mGal ($1 \text{ Gal} = 10^{-2} \text{ m.s}^{-2}$). Tiré de Smith *et al.* (1999a).

martienne. Malheureusement, le profil de viscosité est encore moins contraint. Dans ce contexte, nous avons choisi dans un premier temps une approche plus directe. On cherche à extraire des observations actuelles du champ de gravité et de la topographie martienne les informations importantes sur la nature actuelle des processus de compensation des calottes polaires. Finalement, dans un second temps, la dérive séculaire de l'obliquité est interprétée de façon géométrique pour un modèle simplifié de structure interne dont seule la viscosité mantellique est variable.

Topographie et champ de gravité martien : implications

Si les données topographiques du Laser MOLA embarqué sur la sonde Mars Global Surveyor ont permis des avancées fondamentales⁸ dans la connaissance de l'extension spatiale, du volume et de la morphologie des calottes polaires martiennes (Smith *et al.*, 1998 ; Zuber *et al.*, 1998), le couplage avec la mesure des anomalies du champ de gravité martien peut fournir des contraintes supplémentaires sur les processus de compensation isostatique locale et la dynamique temporelle des calottes polaires. Les modèles de gravité développés avant l'arrivée de la sonde Mars Global Surveyor (e.g. Smith *et al.*, 1993) n'avaient pas une résolution suffisante dans les latitudes polaires pour envisager une telle étude. Les modèles plus récents qui incluent les données de la sonde MGS fournissent des contraintes importantes sur la manière dont Mars a évolué en réponse à des processus géologiques ou climatiques externes mais aussi à la dynamique interne planétaire. Toutefois, l'interprétation des données gravimétriques n'est pas unique. Les anomalies gravimétriques des régions polaires martiennes sont montrées sur la figure 4.11 d'après les données de la sonde Mars Global Surveyor (Smith *et al.*, 1999b). La figure 4.12 montre la topographie de la surface martienne et plus particulièrement des régions polaires issue des données MOLA.

Les implications importantes sur l'histoire thermique et géologique martienne résultants de ces données altimétriques et gravimétriques à haute résolution sont discutées par exemple dans Zuber *et al.* (1998) et Smith *et al.* (1999b) et nous ne discuterons ici que les éléments nécessaires à l'étude des propriétés de l'isostasie martienne. La principale propriété de la topographie martienne est la différence importante d'élévation ($\sim 6 \text{ km}$) entre l'hémisphère nord peu élevé et l'hémisphère sud surélevé (cf. Fig 4.12). Cette dichotomie se retrouve dans l'expression géologique de la surface martienne avec un

⁸Mars est ainsi à présent la planète dont la topographie est la mieux connue du Système solaire.

hémisphère sud très cratérisé et ancien tandis que l'hémisphère nord est jeune et peu cratérisé indiquant probablement un resurfaçage massif par sédimentation, érosion ou volcanisme. La région de Tharsis

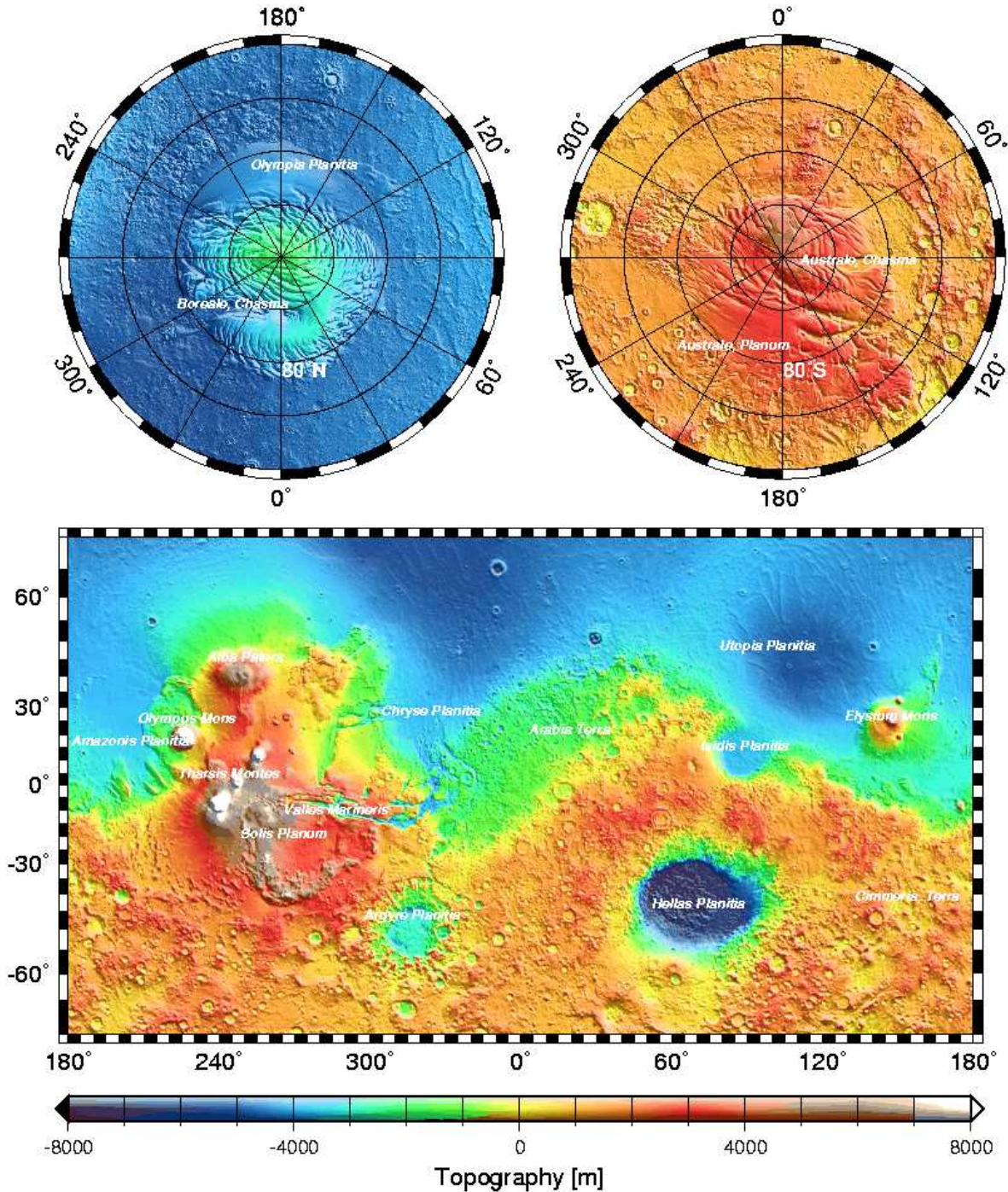


FIG. 4.12: Topographie de la surface martienne à partir des données altimétriques du Mars Orbiter Laser Altimeter. La résolution est de $1/60^\circ$ en latitude $\times 1/32^\circ$ en longitude ($\sim 1 \times 2 \text{ km}^2$ à l'équateur). Les projections stéréographiques pour les régions polaires s'étendent jusqu'à 70° de latitude. Les noms des principaux reliefs martiens sont indiqués en blanc. Sur Mars, $1^\circ \sim 59 \text{ km}$. D'après Smith *et al.* (2001).

(220 à 300°E et de 50°S à 40°N) contient les édifices volcaniques les plus importants de la planète (Arsia, Ascreus, Pavonis, Olympus) qui culminent à plus de 10 km d'altitude et interrompent la transition abrupte entre les plateaux du Sud et les plaines du Nord.

Cette dichotomie se retrouve au premier ordre dans les anomalies de gravité martiennes *hors des régions polaires*. Les anomalies dans l'hémisphère sud sont relativement faibles et le champ de gravité quasi uniforme résultant suggère que la majeure partie de sa topographie est en équilibre isostatique (Smith *et al.*, 1999b). A l'inverse, les plaines du Nord présentent de fortes anomalies (cf. figure 4.11) probablement liées à des bassins d'impact météoritiques enfouis et non compensés isostatiquement. L'inversion des données gravimétriques confirme que l'épaisseur de la croûte (la partie supérieure de la lithosphère) décroît systématiquement du sud vers le nord le long de la pente sud-nord en accord avec la découverte d'anomalies magnétiques rémanentes dans l'hémisphère sud, indiquant une croûte ancienne ayant laissé le temps à la topographie de l'hémisphère sud de parvenir à l'isostasie. Toutefois, l'inversion conjointe des données topographiques et altimétriques montre que l'épaisseur de la lithosphère suit la dépendance inverse avec une augmentation progressive (environ 200 km sous Tharsis) du sud vers le nord. Bien que cela apparaisse paradoxal, une interprétation possible est que la taille de la couche élastique lithosphérique reflète son état thermique au moment de la formation de la topographie et de sa charge à la surface martienne (pour plus de détails, voir Zuber *et al.*, 2000).

Pour les zones polaires qui nous intéressent ici, la nature et l'évolution temporelle de l'ajustement isostatique locale dépendent de la structure visco-élastique sous-jacente mais aussi de la périodicité du forçage de surface des masses polaires. Malheureusement comme l'illustrent conjointement les figures 4.11 et 4.12, les observations actuelles permettent de nombreuses interprétations.

Les anomalies de gravité de la calotte polaire nord révèlent plusieurs anomalies de faible amplitude qui ne sont pas corrélées avec la topographie de la calotte. Cette non-corrélation limite fortement l'interprétation possible du signal gravimétrique car il ne permet pas d'identifier le signal lié à la géométrie de la calotte. Des variations latérales dans l'épaisseur de la croûte ou dans la densité de la calotte ont été proposées pour expliquer ces anomalies (Johnson *et al.*, 2000). Toutefois, les faibles valeurs des anomalies suggèrent que la calotte nord est largement compensée. Cela a de nombreuses implications. D'après le chapitre 2, pour une viscosité mantellique caractéristique de 10^{21} Pa.s, le temps de Maxwell et le temps de relaxation visqueuse (2.37) sont de l'ordre de 5 000 ans. Une première possibilité est que la calotte évolue significativement sur des périodes bien supérieures au temps de Maxwell et donc aux périodes orbitales et axiales (10^5 à 10^6 années). Un scénario possible, compatible avec ces observations, et qui sera étudiée dans les chapitres suivants est que la calotte n'a pas évolué *significativement* sur les derniers millions d'années.

Une seconde possibilité est que la viscosité mantellique et le temps de Maxwell associés soient bien inférieurs aux valeurs terrestres. Enfin, une troisième possibilité est que la calotte repose sur une lithosphère très fine. La topographie et la forme des régions en bordure de la calotte dépendent de la flexion de la lithosphère provoquée par la charge de la calotte. L'analyse des profils MOLA suggère que la topographie environnante serait compatible avec une lithosphère comprise entre 60 et 120 km (Zuber *et al.*, 1998 ; Johnson *et al.*, 2000). Toutefois, la courbure de la lithosphère dépend fortement de la densité de la calotte qui n'est connue qu'à un facteur 2 près (voir chapitre 5). Les données actuelles ne permettent pas de trancher entre ces trois hypothèses.

Inversement, la région polaire sud montre une anomalie importante d'environ 200 mGal centrée sur le pôle. La masse des dépôts polaires est de l'ordre de 2 à 6×10^{18} kg (Smith *et al.*, 1999b). L'anomalie de gravité théorique provoquée par une masse de 3.10^{18} kg distribuée sur une surface d'environ 10^6 km² étant de l'ordre de 150 mGal (Zuber *et al.*, 1998), il est raisonnable de penser que la majorité du signal gravimétrique est due à la présence de ces dépôts surfaciques largement non compensés isostatiquement. Si la calotte permanente de CO₂ se formait et se reformait majoritairement au pôle Sud, les observations actuelles pourraient justifier l'hypothèse d'une planète rigide faite dans la section

Couche		Taille (km)	ρ (kg.m ⁻³)	Rigidité μ (GPa)
1	Lithosphère	200	3500	50
2	Manteau	1520	3600	50
3	Noyau	1670	6600	0

TAB. 4.2: **Propriétés mécaniques du modèle stratifié moyen martien à trois couches utilisé.**

précédente. Les implications dynamiques sont à l’opposé de celles faites pour la calotte Nord. Soit la calotte Sud a une variabilité climatique inférieure au temps de Maxwell du manteau, et est donc très récente, soit le manteau possède une viscosité effective très supérieure aux valeurs terrestres ($> 10^{23}$ Pa.s), soit enfin, la calotte repose sur une lithosphère épaisse ou un support fortement rigide. Le fait que la calotte résiduelle Sud repose sur une région étendue (~ 1500 km de diamètre) de dépôts sédimentaires pourrait expliquer ainsi les propriétés paradoxales d’isostasie observées. A nouveau, il n’est pas possible de privilégier forcément l’une de ces hypothèses.

La conclusion majeure est que, contrairement à la Terre, les processus actuels d’ajustement isostatique des calottes polaires sont fortement dissymétriques entre les deux pôles. Il n’est pas encore clair si cette dissymétrie provient de la dichotomie martienne ou de processus climatiques assymétriques (qui peuvent, par ailleurs, être également liés à la dichotomie martienne).

Les observations suggèrent que seule la calotte sud pourrait participer à la friction climatique et qu’une modélisation de l’ajustement visco-élastique des charges à la surface martienne doit suivre les dissymétries imposées par la dichotomie. Cependant, les propriétés actuelles de compensation polaire n’étant *a priori* pas forcément caractéristiques des périodes “glaciaires” antérieures, il semble inapproprié de les inclure dans la modélisation de l’ajustement isostatique martien.

Stratification visco-élastique martienne

Dans ce contexte, il paraît aussi inapproprié d’inclure une structure détaillée de l’intérieur martien. Comme l’estimation de la dérive séculaire dépend fortement de la stratification utilisée, le nombre important d’inconnues tant dans les processus climatiques que dans les processus de relaxation rendent fortement spéculatives de telles estimations. Nous préférons ici, dans la continuité de ce chapitre, étudier quelques propriétés de la friction climatique hystérétique, et en particulier insister sur l’interprétation géométrique de ce phénomène, en incluant ici, l’ajustement isostatique dans le cadre d’une modélisation simplifiée. La structure interne martienne utilisée est un modèle moyen à trois couches à symétrie radiale décrit dans Spada et Alphonsi (1998). Il comprend une lithosphère élastique, un manteau de viscosité variable et un noyau fluide dont les propriétés sont décrites dans le tableau 4.2. Une telle stratification est globalement compatible avec les contraintes imposées par la mesure du moment d’inertie principal (Folkner *et al.*, 1997). La masse volumique de la lithosphère est proche des valeurs (3230 à 3350 kg.m⁻³) estimées à partir des modèles minéralogiques de météorites martiennes (SNCs), tandis que la taille du noyau du modèle est proche de la valeur maximale (~ 1700 km) estimée (e.g. Folkner *et al.*, 1997).

Les sauts de densité étant confondus avec les sauts de viscosité, le nombre de modes normaux de relaxation visqueuse est égal au nombre de couches, soit trois, ici. Les valeurs des amplitudes r'_j et des temps de relaxation $\tau'_j = 1/s'_j$ ont été calculés par Spada et Alphonsi pour une grande gamme de viscosité [$10^{20} - 10^{23}$ Pa.s]. Conformément au chapitre 2, les trois modes présents sont notés C0, M0 et L0. L’origine et la force de chacun des modes, qui est ici indépendante de la viscosité, sont données dans le tableau 4.3.

Il est intéressant de noter que ce sont les trois mêmes modes qui dominaient la relaxation visqueuse terrestre avec des forces similaires. Le nombre de Love de charge élastique de degré 2 est

$k_2^{\prime E} = -0.405$ indiquant qu'environ 40% d'une perturbation inertielle en surface est compensée instantanément. D'après Spada et Alphonssi (1998), les temps de relaxation (en années) de ces trois modes augmentent linéairement avec la viscosité suivant les lois :

$$\tau_1'(\nu) = 1/s_1' = 4.0 \times 10^2 \times \frac{\nu}{10^{20}} \quad (4.47)$$

$$\tau_2'(\nu) = 1/s_2' = 2.5 \times 10^2 \times \frac{\nu}{10^{20}} \quad (4.48)$$

$$\tau_3'(\nu) = 1/s_3' = 4.0 \times 10^3 \times \frac{\nu}{10^{20}}, \quad (4.49)$$

où ν est la viscosité du manteau en Pa.s. On retrouve bien que les temps de relaxation sont des fonctions croissantes de la viscosité. Il est instructif de donner un ordre de grandeur de ces temps de relaxation pour une viscosité caractéristique de 10^{21} Pa.s, soit :

$$\tau_1' = 4.0 \times 10^3 \text{ ans} \quad (4.50)$$

$$\tau_2' = 2.5 \times 10^3 \text{ ans} \quad (4.51)$$

$$\tau_3' = 4.0 \times 10^4 \text{ ans.} \quad (4.52)$$

Les temps de relaxation des modes principaux sont de l'ordre de 5 000 ans tandis que le mode mineur L0 possède un temps de relaxation de 40 000 ans qui sera bien excité par les périodes de Milankovitch martiennes. Pour une viscosité dix fois plus grande, on constate que les trois modes auront des temps de relaxation très semblables aux périodes de Milankovitch, engendrant une sensibilité très forte de la réponse visco-élastique (amplitude, phase).

Dérive séculaire de l'obliquité : aspects géométriques

La dissipation visqueuse pour Mars engendre une dérive séculaire de l'obliquité positive qui s'oppose à l'effet engendré par la dissipation climatique. En tenant compte à présent de la relaxation visqueuse, la formulation développée dans la première section permet encore une interprétation géométrique simple de la dérive séculaire lors de cycles d'hystérésis dans le système climatique martien. On considère ici que la calotte permanente de CO₂ effectue un cycle d'hystérésis de taille 10° en obliquité et centré sur l'obliquité actuelle et que la masse maximale de la calotte est de 5.8×10^{17} kg similairement à la section précédente. D'après la relation (4.14), la dérive séculaire totale de l'obliquité est à présent :

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = \frac{\bar{\alpha} \cos \bar{\varepsilon}}{2\pi \bar{J}_2} \oint \delta J_2(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4.53)$$

avec

$$\delta J_2(t) = (1 + k_2'(t)) * \delta J_2^r(t), \quad (4.54)$$

Numéro	Mode	Origine	Force (%)
1	M0	Saut viscosité Extérieur/Lithosphère	58.1
2	C0	Saut viscosité Manteau/Noyau	29.5
3	L0	Saut viscosité Lithosphère/Manteau	12.4

TAB. 4.3: Propriétés et définitions des modes normaux de relaxation visqueuse pour le modèle à trois couches employé.

où $*$ est l'opération de convolution et où $\delta J_2^r(t)$ est la variation temporelle de l'aplatissement planétaire due uniquement à la redistribution des masses de CO₂ à la surface, soit d'après (4.18) :

$$\delta J_2^r(t) \simeq \frac{1}{M}(\overline{M}_{glace} - M_{glace}(t)). \quad (4.55)$$

On rappelle que les nombres de Love de charge dépendant du temps s'écrivent :

$$k_2'(t) = k_2'^E \delta(t) + \sum_{i=1}^3 r_j' e^{-s_j' t}, \quad (4.56)$$

où $\delta(t)$ est la fonction de Dirac. Combinant les équations (4.53), (4.54) et (4.53), l'aire engendrée par la variation du J_2 sur un cycle fermé d'obliquité est alors :

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = -\frac{\bar{\alpha} \cos \bar{\varepsilon}}{2\pi \overline{J_2} M} \oint (1 + k_2') * M_{glace}(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (4.57)$$

Sur la figure 4.13, on trace simultanément et pour plusieurs viscosités différentes, les fonctions $M_{glace}(\varepsilon)$ correspondant à l'histoire de la masse de la calotte glaciaire et $(1 + k_2') * M_{glace}(\varepsilon)$ qui représente physiquement l'histoire de la masse "effective", c'est-à-dire la masse apparente (interne plus externe) redistribuée lors d'un cycle d'obliquité. On peut l'interpréter comme la partie de la masse de la calotte permanente qui n'est pas "compensée" par l'ajustement visco-élastique. L'obliquité martienne est considérée ici comme une simple sinusoïde de période $\sim 120\,000$ ans et d'amplitude 10° centrée sur l'obliquité actuelle, semblable à son comportement sur les 5 derniers millions d'années. Pour simplifier le calcul de la convolution, on suppose que la distribution de masse à la surface est en équilibre isostatique au temps initial. La masse effective est calculée sur un nombre de cycles d'obliquité suffisamment importants pour que sur le dernier cycle sur lequel elle est tracée, la condition initiale soit "effacée". Une condition suffisante est que le temps d'intégration soit environ dix fois plus grand que le plus grand temps de relaxation visqueuse. Bien qu'assez complexe à interpréter, l'ensemble de ces diagrammes permet de mieux cerner la dynamique et le mécanisme de la friction climatique.

La dérive séculaire de l'obliquité étant proportionnelle à l'aire engendrée par la masse effective durant un cycle d'obliquité, celles-ci ont été représentées. On constate que pour les quatres diagrammes, l'aire totale peut se décomposer en trois aires dont deux sont parcourues dans le même sens. Ces aires qu'on appellera \mathcal{A}_1 et \mathcal{A}_3 sont égales et symétriques par rapport à l'obliquité moyenne actuelle, du fait du choix d'une cellule hystérétique climatique symétrique par rapport à l'obliquité actuelle. Ces aires sont de signe opposé à l'aire engendrée par la masse de la calotte $M_{glace}(\varepsilon)$ et engendreront une dérive séculaire de l'obliquité dans la direction opposée, ici positive. On en déduit que ces aires sont associées à la dissipation liée à l'ajustement isostatique et dont l'effet sur l'obliquité planétaire est opposé à la dissipation dans le système climatique. En effet, sur le diagramme (b) sur lequel cette propriété est la plus visible, lorsque la calotte permanente disparaît pour $\varepsilon_{crit.,2} = 30.19^\circ$, la masse effective augmente sur une portion de courbe de type exponentielle qui caractérise le rebond post-glaciaire ramenant le système vers l'équilibre isostatique caractérisé, par définition, par une masse effective nulle (on notera à nouveau que la masse effective a été ici translaturée, par souci de clarté, verticalement d'une valeur $M_{glace}/2$ dans la cellule hystérétique climatique).

Inversement, l'aire centrale notée \mathcal{A}_2 est parcourue dans le même sens que la courbe $M_{glace}(\varepsilon)$ et lui serait confondue si l'ajustement isostatique était négligé. Elle peut être donc attribuée à la dissipation dans le système climatique. On constate que la taille de cette aire est plus faible que l'aire engendrée par la courbe seule de la masse glaciaire $M_{glace}(\varepsilon)$. Cela est due à la composante élastique de l'ajustement isostatique qui réduit l'aire initiale d'un facteur $1 + k_2'^E$ ($\simeq 0.6$ ici) et de la force de l'ajustement visqueux (sa taille augmente avec la viscosité du manteau).

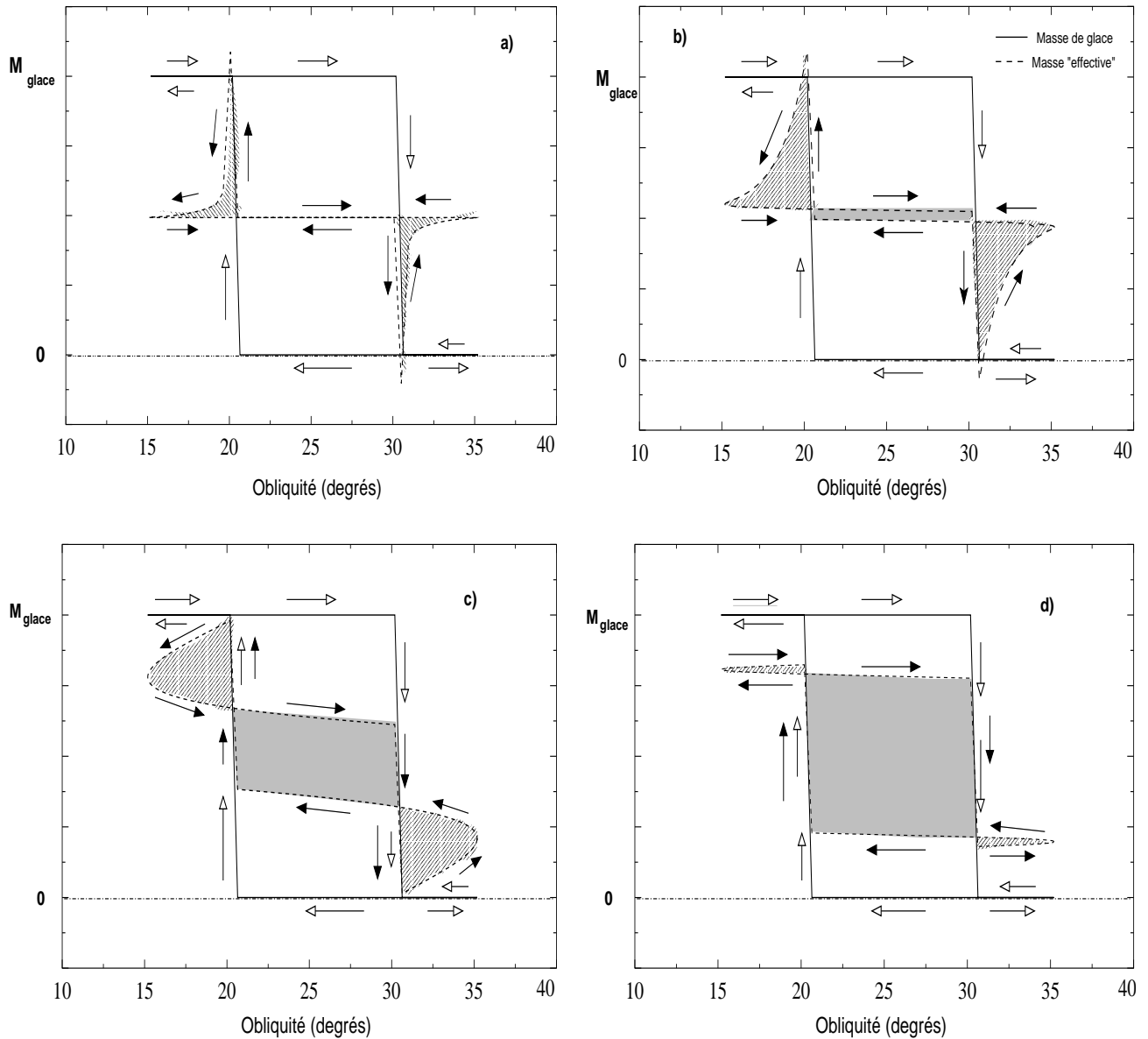


FIG. 4.13: Variations de la masse des calottes permanentes de CO₂ et de la masse effective (qui incorpore l'ajustement isostatique) en fonction de l'obliquité et pour quatre viscosités du manteau différentes (a) 10^{20} Pa.s. (b) 10^{21} Pa.s. (c) 10^{22} Pa.s. (d) 10^{23} Pa.s. L'évolution hystérétique de la masse des calottes permanentes est tracée en trait continu et le parcours du cycle d'hystérésis est indiqué le long des flèches blanches. L'évolution de la "masse effective" (externe plus interne) redistribuée lors d'un cycle d'obliquité est tracée en trait hachuré et le parcours correspondant est indiqué le long des flèches noires. Ce parcours délimite deux surfaces parcourues dans le même sens et dessinées en traits fins parallèles et une surface centrale parcourue dans le sens opposé et colorée en fond gris continu. La valeur moyenne de la masse effective est, en théorie, nulle et celle-ci a été pour plus de clarté translatée verticalement dans la cellule hystérétique climatique.

L'interprétation des quatre diagrammes est à présent possible simplement. Pour une très basse viscosité ($\nu = 10^{20}$ Pa.s), la calotte est quasiment compensée entièrement et rapidement par la relaxation visco-élastique (diagramme (a)), ce qui réduit au minimum l'aire associée à la dissipation climatique

($\mathcal{A}_2 \simeq 0$). La somme des aires dominantes \mathcal{A}_1 et \mathcal{A}_3 est négative et provoque une dérive *positive* de l’obliquité martienne d’après (4.57).

Pour la viscosité plus élevée $\nu = 10^{21}$ Pa.s, la contribution liée à la dissipation climatique augmente, mais l’aire \mathcal{A}_2 reste encore inférieure à la somme des aires \mathcal{A}_1 et \mathcal{A}_3 . La friction climatique est encore dominée par la dissipation visqueuse et la dérive de l’obliquité sera positive.

Pour $\nu = 10^{22}$ Pa.s, l’ajustement isostatique étant moins efficace, l’aire engendrée par la cellule climatique devient plus importante et domine légèrement les aires associées à la dissipation visqueuse tel que $\mathcal{A}_2 > |\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_3|$. La dérive séculaire de l’obliquité devient alors négative, conformément à la section précédente.

Finalement, pour $\nu = 10^{23}$ Pa.s, le manteau est quasiment rigide sur une période de l’obliquité et la dissipation visqueuse devient négligeable. La dissipation est majoritairement dans le système climatique et on voit bien que l’aire associée est approximativement $(1 + k_2^{\prime E}) \oint M_{glace} d\varepsilon \simeq 0.6 \oint M_{glace} d\varepsilon$. La dérive séculaire est fortement négative dans ce cas.

L’ensemble de ces diagrammes permet de voir à nouveau l’influence opposée de la dissipation climatique et visqueuse sur l’obliquité planétaire. Lorsque les deux se compensent, la dérive séculaire de l’obliquité devient nulle. D’après ces diagrammes, pour une hystérésis climatique de taille 10° en obliquité et la stratification visco-élastique utilisée, la somme des aires s’annulera pour un viscosité comprise entre 10^{21} et 10^{22} Pa.s mais probablement plus proche de 10^{22} Pa.s.

4.4 Evolution dynamique

Dans cette section, on étudie de façon similaire au chapitre 3, certains aspects de la dynamique à long terme de la friction climatique hystérétique.

Il existe deux différences importantes entre la friction climatique “classique” et hystérétique qui vont engendrer des comportements dynamiques très différents sur l’obliquité planétaire :

- Dans la friction climatique classique, les calottes polaires suivent continuellement les variations d’obliquité avec un certain retard qui dépend lui-même a priori de la fréquence de forçage de l’obliquité. Il en résultait une dynamique complexe de la variation de l’obliquité moyenne qui dépendait de la modélisation des processus de dissipation des calottes polaires. Dans la friction climatique hystérétique, *il n’y pas de retard entre les variations d’obliquité et la réponse de calottes polaires quand celles-ci sont présentes, un retard dans le système climatique planétaire apparaissant uniquement après la disparition des calottes*. Il en résulte la propriété importante bien visible dans la formule (4.44) que la dissipation est indépendante de la fréquence de l’obliquité, mais dépend uniquement des propriétés intrinsèques du climat planétaire.
- Dans la friction climatique classique, la redistribution des masses internes et/ou externes avaient lieu pour n’importe quelle variation d’obliquité. L’annulation de la dérive séculaire se produisait alors quand les contributions associées à la dissipation climatique et visqueuse se compensaient. Inversement, notre modélisation simplifiée du climat martien caractérisé par des transitions abruptes entre deux états implique que des redistributions de masse notables et une dérive de l’obliquité n’existent que si l’amplitude des variations de l’obliquité permet de franchir à chaque cycle d’obliquité les valeurs critiques $\varepsilon_{crit.,1}$ et $\varepsilon_{crit.,2}$ et de parcourir ainsi le cycle d’hystérésis. Sinon, le système climatique reste bloqué dans l’un des deux états (masse importante de la calotte permanente de CO₂ et basse pression atmosphérique, ou absence de calottes permanentes et haute pression atmosphérique) lors des variations d’obliquités sans qu’il se produise alors de dissipation et de dérive séculaire de l’obliquité.

On constate ainsi qu’un effet possible intéressant à long terme de la friction climatique hystérétique est de faire suffisamment dériver l’obliquité moyenne planétaire pour que les valeurs maximales et

minimales de l'obliquité ne permettent plus le parcours du cycle d'hystérésis. La dérive séculaire de l'obliquité cesse alors. Une grandeur intéressante est donc l'estimation du temps nécessaire pour qu'une telle condition se vérifie. Par souci de simplification, le calcul est effectué pour une planète rigide, la dérive séculaire de l'obliquité étant alors négative.

En reprenant les notations utilisées dans ce chapitre, les variations de l'obliquité planétaire, qui ne comportent ici qu'une seule fréquence, sont notées d'après (4.15) :

$$\varepsilon(t) = \bar{\varepsilon} + \varepsilon_1 \sin(\nu_1 t),$$

où $\bar{\varepsilon}$ et ε_1 sont respectivement la valeur moyenne et l'amplitude de l'obliquité. Pour une planète rigide, la dérive temporelle de l'obliquité moyenne peut s'écrire d'après (4.44) :

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = -\frac{\cos \bar{\varepsilon}}{\tau} \quad (4.58)$$

où

$$\tau = \frac{2\pi \bar{J}_2}{\bar{\alpha}} \frac{M}{M_{glace} \Delta \varepsilon} \quad (4.59)$$

peut être considéré comme le temps caractéristique d'évolution de l'obliquité. En prenant les mêmes valeurs numériques de la section précédente, on trouve que $\tau \simeq 33 \times 10^6$, ans que l'on prendra comme le temps caractéristique de la friction climatique hystérétique. Celui-ci est assez important, illustrant l'effet réduit de la friction climatique sur l'obliquité planétaire. Il est en particulier beaucoup plus grand que le temps de diffusion chaotique (~ 10 Ma) de l'obliquité martienne. Cela confirme qu'une étude rigoureuse de l'impact de la friction climatique sur l'obliquité martienne doit être effectuée dans le cadre d'une obliquité chaotique.

Lorsque l'obliquité moyenne décroît et en supposant que l'amplitude de ses oscillations reste constante, l'absence de transition climatique intervient pour le temps t_f telle que la valeur maximale de l'obliquité devient inférieure ou égale à l'obliquité critique $\varepsilon_{crit.,2}$, soit :

$$\bar{\varepsilon}(t_f) + \varepsilon_1 = \varepsilon_{crit.,2} \quad (4.60)$$

soit :

$$\bar{\varepsilon}(t_f) = \bar{\varepsilon}_f = \varepsilon_{crit.,2} - \varepsilon_1. \quad (4.61)$$

En posant $\bar{\varepsilon}_0$ la valeur initiale de l'obliquité moyenne, l'intégration de l'équation (4.58) entre l'instant initial $t = 0$ et t_f donne simplement la valeur du temps t_f , soit :

$$t_f = \tau \times \ln \left[\frac{\tan \left(\frac{\bar{\varepsilon}_0}{2} + \frac{\pi}{4} \right)}{\tan \left(\frac{\bar{\varepsilon}_f}{2} + \frac{\pi}{4} \right)} \right]. \quad (4.62)$$

En choisissant $\bar{\varepsilon}_0 = 25.19^\circ$, une amplitude des oscillations $\varepsilon_1 = 10^\circ$, et en considérant un cycle d'hystérésis d'amplitude maximale 10° centré sur l'obliquité actuelle, caractérisé ainsi par les obliquités critiques $\varepsilon_{crit.,1} = 20.19^\circ$ et $\varepsilon_{crit.,2} = 30.19^\circ$ similairement à la figure 4.13, le système climatique martien restera dans le régime à basse pression avec une calotte permanente importante dès que l'obliquité moyenne aura diminué ici de 5° . On trouve alors :

$$t_f \simeq 180 \times 10^6 \text{ ans,}$$

soit un temps important à l'échelle géologique.

Une étude symétrique peut être effectuée, en tenant compte de l'ajustement isostatique et, pour des dérives positives de l'obliquité, en introduisant un facteur correctif dans le temps caractéristique

τ . Toutefois, la dérive séculaire absolue de l'obliquité étant plus faible que dans le cas d'une planète rigide, le nouveau temps τ sera nécessairement plus important que celui estimé dans le cas rigide. La valeur $\tau \simeq 33$ Ma peut être considérée comme le temps *minimum* caractéristique de l'effet de la friction climatique hystérétique sur l'obliquité martienne.

Discussion

L'ensemble de la modélisation de la friction climatique hystérétique est basée sur un certain nombre de simplifications qu'il est possible de discuter. Tout d'abord, l'obliquité planétaire a été réduit dans cette étude à sa périodicité principale. A l'ordre suivant, il est possible de considérer l'obliquité martienne comme une sinusoïde de période 120 000 ans modulée par une période de ~ 1.2 ou 2.4 Ma (voir chapitre 1). Une conséquence est que lorsqu'on se trouve dans des creux de modulation avec des variations faibles de l'amplitude de l'obliquité, comme l'est actuellement l'obliquité martienne, les variations de l'amplitude sont probablement trop faibles pour permettre le franchissement des deux valeurs critiques et entraîner ainsi une dérive séculaire de l'obliquité.

Comme l'ont indiqué les différentes rétroactions non linéaires, les deux valeurs critiques sont situées de part et d'autre de l'obliquité actuelle. Il n'y a pas de raison que cela soit théoriquement le cas, et il est possible que les valeurs critiques soient très différentes de celles estimées ici. Elles pourraient être, par exemple, toutes les deux supérieures à la valeur actuelle. En particulier, si $\varepsilon_{crit.,2} > 35^\circ$ ou $\varepsilon_{crit.,1} < 15^\circ$, la figure 1.9) indique qu'il n'y pas eu de sauts climatiques durant les quatre derniers millions d'années.

La principale question réside dans l'effet de la friction climatique sur l'obliquité chaotique martienne. Aucune étude n'a été à ce jour menée sur ce sujet. Les larges variations possibles de l'obliquité entre 0 et 60° sur des périodes de temps inférieures à 10 Ma (Laskar et Robutel, 1993) pourraient engendrer de larges fluctuations du climat martien et le franchissement récurrent des valeurs critiques de l'obliquité. C'est l'un des scénarios possibles. Le caractère chaotique permet aussi à l'obliquité de rester pendant une période prolongée dans des zones de basse obliquité ou de haute obliquité, empêchant alors le parcours complet du cycle hystérétique. Le couplage à *long terme* entre la friction climatique hystérétique et l'obliquité martienne requiert clairement une étude plus approfondie.

Toutefois, une conclusion de ce chapitre est que son effet sur les dix derniers millions d'années est probablement négligeable.

4.5 Résumé

La friction climatique classique étudiée dans le chapitre 3 ne permet pas de rendre compte des variations abruptes climatiques marquées par une redistribution rapide des éléments volatils planétaires. En réinterprétant le phénomène de friction climatique de façon géométrique, la dérive séculaire de l'obliquité moyenne devient simplement proportionnelle à la surface engendrée par l'aplatissement planétaire sur un cycle de l'obliquité dans un diagramme aplatissement-obliquité. Cela permet de calculer la dérive planétaire même pour des histoires glaciaires complexes.

Nous avons trouvé ainsi un nouveau mécanisme permettant de modifier les obliquités moyennes planétaires appelé "friction climatique hystérétique" qui a lieu lorsque un retard en obliquité apparaît après la disparition des calottes polaires. L'origine physique de la dissipation climatique contraste avec la friction climatique "classique" dans laquelle le retard climatique était attribué à la réponse des calottes présentes aux variations d'obliquité.

Nous avons appliqué cet effet aux calottes polaires de CO₂ martiennes. En modélisant simplement et estimant les tailles des hystérésis associées à certaines rétroactions positives (transport méridional de chaleur, rétroaction poussière-albédo, conduction de la chaleur), un écart maximal de 10° entre les

obliquités critiques du cycle d'hystérésis a été évalué. La nature même des mécanismes rétroactifs étudiés ne permet probablement pas d'obtenir une hystérésis de taille plus importante. Toutefois, l'évolution des calottes de CO_2 , la quantité totale de CO_2 présente dans les différents réservoirs et les mécanismes climatiques martiens restent fortement inconnues pour d'autres conditions orbitales, limitant ainsi l'interprétation de ces résultats.

En négligeant, dans un premier temps, l'ajustement isostatique, la dérive séculaire de l'obliquité martienne maximale est de l'ordre de $\sim -0.03^\circ/Ma$. La prise en compte de la relaxation visqueuse diminue significativement, comme pour la Terre, l'amplitude de la dérive séculaire, mais la faible connaissance des processus isostatiques et de la structure interne martienne limite l'intérêt d'une telle estimation. Une interprétation géométrique est toutefois possible et montre que pour des viscosités mantelliques légèrement inférieures à 10^{22} Pa.s, une transition se produit entre une dérive séculaire positive dominée par la dissipation visqueuse et une dérive séculaire négative dominée par la dissipation climatique.

Une étude complète et plus rigoureuse de l'impact de la friction climatique sur l'obliquité martienne nécessiterait la prise en compte du caractère chaotique de l'obliquité martienne. Toutefois, l'intérêt de la théorie générale développée ici est son applicabilité à des planètes ou des satellites ayant une dynamique climatique similaire.

Chapitre 5

Forçage orbital des dépôts sédimentaires polaires martiens

Introduction

Dans le chapitre précédent, la possibilité de larges fluctuations climatiques martiennes engendrées, en particulier par les importantes variations de son obliquité, était illustrée. Si ces fluctuations climatiques ont réellement existé, certaines régions ou figures géologiques martiennes devraient préserver un enregistrement de ces changements climatiques. Sur Terre, l'enregistrement des variations climatiques est particulièrement bien illustré dans les sédiments marins et les calottes polaires.

Le passage des premières sondes Mariner 9 et Viking ont mis en évidence à travers certaines crevasses creusées des calottes permanentes martiennes, la présence de couches superposées d'albédo différent, analogues à des dépôts sédimentaires terrestres. Par analogie avec certaines calottes polaires terrestres, il est largement supposé que ces dépôts polaires en couche préservent l'histoire géologique et climatique de la planète (composition atmosphérique, activité des tempêtes de poussière, bilan saisonnier des éléments volatils, éruptions volcaniques, etc..) et documentent les modulations astronomiques du climat martien. Les plus fortes variations de l'obliquité et de l'excentricité martienne en comparaison des variations terrestres ont été souvent invoquées pour accréditer l'hypothèse d'une signature orbitale dans la formation de ces dépôts.

Cependant, la nature, l'origine et l'évolution de ces dépôts sédimentaires constituent un mystère majeur du climat martien. Leurs observations posent ainsi un nombre important de questions non résolues : se forment-ils encore aujourd'hui ? Sont-ils inactifs et même en train de s'éroder ? Sont-ils réellement un enregistrement physique des changements climatiques passés et si oui, que peut-on apprendre du décodage de ces enregistrements ?

La résolution limitée de l'imagerie des premières sondes associée à la faible connaissance de la topographie de la calotte nord ne permettaient pas une étude stratigraphique détaillée sur l'ensemble de la calotte nord, ce qui est rendu possible à partir des données récemment fournies par la sonde Mars Global Surveyor.

Ce chapitre ne permet évidemment pas de répondre à toutes les questions précédentes. Il est principalement consacré à la formation orbitale des dépôts en couche polaires martiens. Les mécanismes de leur formation étant très peu contraints, nous avons considéré de façon paradoxale que leur formation n'était pas nécessairement liée à un forçage orbital. En utilisant des méthodes d'analyse généralement réservées aux dépôts sédimentaires terrestres, l'objectif principal est, inversement, de voir quelles

contraintes temporelles associées à leur formation, il est possible d'extraire, si leur formation est reliée à un forçage orbital.

Après avoir décrit certaines propriétés générales des dépôts en couches martiens, une analyse stratigraphique détaillée des dépôts en couche à partir des images à haute résolution de la Mars Orbiter Camera est effectuée dans un premier temps. Le couplage avec les données altimétriques MOLA a permis dans un second temps de réaliser la stratigraphie (profil luminosité-altitude) d'une section de ces dépôts en couche.

Dans les troisième et quatrième parties, le comportement pour d'autres conditions orbitales des volatils martiens participant potentiellement à la formation de ces dépôts (eau, dioxyde de carbone, poussière) est tout d'abord discuté. On s'attachera plus particulièrement aux différentes estimations actuelles des taux de déposition associés à chacun de ces volatils, pour constater les très faibles contraintes existantes. Certains mécanismes orbitaux potentiels de formation de ces dépôts sédimentaires sont alors décrits. Dans ces parties, on ne cherche pas à dresser un point de vue exhaustif de tous les comportements et mécanismes possibles mais d'extraire des modèles climatiques récents et des données extraites de la mission MGS, les informations (ou les questions) pertinentes et nouvelles pouvant participer notre analyse.

Enfin, dans une dernière partie, l'article publié "Orbital forcing of the martian polar layered deposits" (Laskar, J., Levrard, B. and Mustard, J.F., *Nature*, **419**, 375-377, 2002) est décrit et reproduit. Dans celui-ci, nous comparons la stratigraphie réalisée avec les solutions récentes des variations des éléments orbitaux et axiaux martiens dans le domaine temporel et spectral pour contraindre l'âge de formation de la section étudiée. Nous proposons principalement que les 250 premiers mètres de ces dépôts ont pu se former avec un taux de déposition moyen de 0.05 cm/an durant les derniers 500 000 ans et que le passage prolongé de la planète à haute obliquité durant l'intervalle 5-10 Ma aurait pu conduire à une réduction importante voire une disparition de la calotte polaire nord. Cette dernière hypothèse permettrait de supporter le caractère récent des dépôts polaires.

5.1 Les dépôts polaires Nord

Pendant la première année après son arrivée sur Mars le 12 Septembre 1997, l'instrument Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) embarqué sur la sonde Mars Global Surveyor a collecté environ 2.6 millions de mesures topographiques dans l'hémisphère nord martien, qui ont considérablement amélioré et modifié la connaissance de la morphologie polaire. Les précédentes estimations topographiques régionales de la calotte polaire nord étaient basées sur les données des occultations radio de la sonde Mariner 9. Celles-ci suggéraient que la calotte résiduelle Nord avaient une altitude maximale comprise entre 4 et 6 km par rapport aux plaines environnantes. Toutefois, la résolution de ces données était environ deux ordres de grandeur inférieurs à celles des mesures MOLA (la résolution verticale maximale est de l'ordre de ~ 1 m). Conjointement, les images de la Mars Orbiter Camera embarquée sur la même sonde possèdent une résolution maximale d'environ ~ 1.5 m/pixel, à peu près 20 fois supérieure à celle des sondes Viking (Malin et Edgett, 2001).

Dans ce contexte, le couplage entre les images MOC et la topographie MOLA fournit un outil d'investigation unique pour mener des études stratigraphiques dans les régions polaires martiennes.

Les dépôts polaires martiens sont constitués généralement de deux unités géologiques distinctes qui sont la calotte résiduelle définie comme la région d'albédo élevé et qui s'appuie sur des dépôts sédimentaires d'albédo plus faible. Dans l'hémisphère nord, la calotte résiduelle constitue la majeure partie des dépôts polaires et s'étend sur une surface proche de 10^6 km². Inversement, dans la zone polaire sud, la taille de la calotte résiduelle est réduite, mais les dépôts polaires environnants occupent quasiment une surface deux fois plus grande que celle du nord.

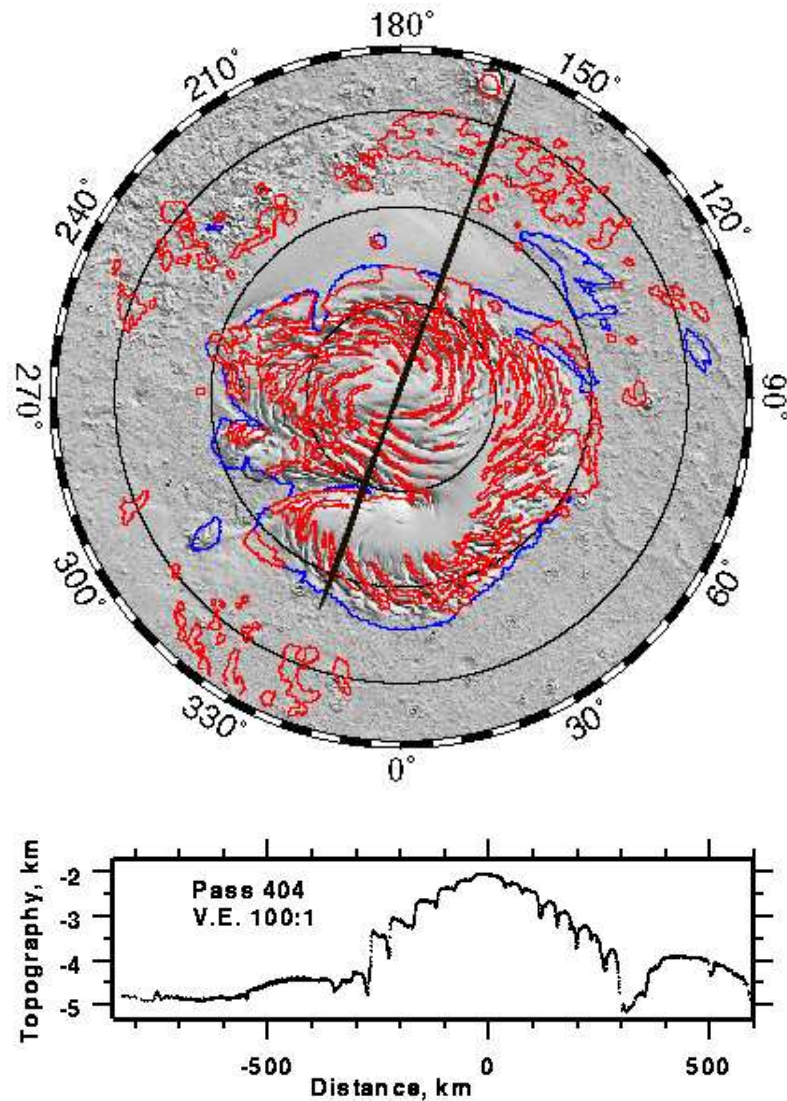


FIG. 5.1: Carte en relief de la topographie polaire de la région nord de Mars et un exemple de profil topographique de la calotte Nord vue par MOLA. La figure supérieure est une projection polaire depuis la latitude 72° N jusqu'au pôle. Les contours rouges indiquent l'étendue approximative de la calotte résiduelle nord tandis que les contours bleus tracent les limites des terrains sédimentaires polaires. La calotte résiduelle apparaît centrée sur le pôle Nord. Le trait sombre indique le chemin 404 suivi par la sonde MGS passant directement au-dessus du pôle nord et dont la topographie est représentée sur la figure inférieure. Il montre l'élévation maximale de la calotte polaire. L'exagération verticale (V.E.) est de **100 : 1**. Tiré en partie de Zuber *et al.* (1998) et Smith *et al.* (2001b).

La région polaire nord et une limite approchée des dépôts polaires martiens sont représentées sur la figure 5.1 ainsi qu'un des profils topographiques du lidar altimétrique MOLA qui passe par le sommet de la calotte Nord. Les dépôts polaires occupent la plupart de la surface se trouvant à des latitudes supérieures à 80° N. Le diamètre de la calotte polaire est de l'ordre de 1100 km et le profil topographique de la figure 5.1 indique une hauteur maximale de ~ 3 km. La grande exagération verticale de ce profil masque la topographie relative plane de la calotte Nord qui possède à sa surface de larges zones planes s'étendant sur des dizaines de kilomètres et marquées par des pentes inférieures à 0.2° . A certains

endroits, la précision sub-métrique de MOLA n'a même pas permis parfois de détecter la présence de pentes (Zuber *et al.*, 1998).

L'estimation du volume global de volatils présents reste assez incertaine du fait de la méconnaissance à la fois de leur composition exacte, de la flexion de la lithosphère sous-jacente due à la charge des dépôts, et de la topographie à la base de la calotte. Une estimation minimale basée sur l'hypothèse d'une base rigide (lithosphère de taille infinie) et de dépôts constitués d'eau pure ($\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$) est proche de $1.1 \times 10^6 \text{ km}^3$. Inversement, en considérant une isostasie complète de la calotte (ce qui représente $\sim 1/3$ de volume "enfoui" supplémentaire) et une concentration importante de poussière ($\rho = 2000 \text{ kg.m}^{-3}$), le volume total pourrait atteindre $2.3 \times 10^6 \text{ km}^3$ (Smith *et al.*, 2001). Pour une surface équivalente, cela représente environ la moitié de la calotte du Groenland. Si toute la calotte se liquéfiait, cela correspondrait à une couche d'environ 10 m d'eau qui recouvrirait la planète Mars (une même quantité est \sim disponible dans la calotte sud), indiquant que les calottes polaires sont probablement avec le régolite, les principaux réservoirs actuels de volatils martiens.

La caractéristique principale des calottes polaires est la présence de crevasses curvilignes qui s'enroulent vers l'extérieur du pôle dans le sens inverse des aiguilles d'une montre. Leur présence est aussi bien visible dans la vue en coupe de la calotte de la figure 5.1. De telles figures sont absentes des terrains polaires et glaciaires terrestres. Les crevasses individuelles peuvent atteindre quelques centaines de kilomètres de long, des largeurs de 5 à 15 km et des profondeurs de 0.1 à 1 km. Les pentes sont généralement plus importantes sur les flancs tournés vers l'équateur mais sont toutefois majoritairement inférieures à 10° . Pour la calotte Nord, sont aussi visibles de larges vallées ou "réentrées" érosives dont la principale est Chasma Boreale (85°N , 0°O) qui intersecte la calotte sur une distance de plus de 500 km. Il n'y a pas de consensus sur la possibilité de fluage de la calotte polaire, similairement aux calottes terrestres. La topographie de la calotte Sud présente sensiblement les mêmes propriétés.

Une présentation plus étendue de la morphologie des zones polaires pourra être trouvée dans (Thomas *et al.*, 1992 ; Zuber *et al.*, 1998) et (Clifford *et al.*, 2000).

5.1.1 Observations des dépôts en couches martiens

Une des figures les plus énigmatiques des paysages polaires martiens est la présence de nombreuses couches horizontales superposées d'épaisseur et d'albédo différentes qu'on appellera par la suite dépôts en couches. Cette stratification est majoritairement visible sur les flancs exposés vers l'équateur des crevasses curvilignes de la calotte résiduelle dont la présence permet d'obtenir une "section" de ces dépôts. Les flancs opposés pointés vers le pôle et peu éclairés paraissent ne pas présenter de tels empilements. Ces strates sont aussi exposées sous forme d'escarpements à la jonction entre deux terrasses dans les dépôts sédimentaires à la base de la calotte permanente. Des exemples de ces dépôts en couches sont représentés sur les figures 5.2 et 5.3 avec leurs positions dans la calotte Nord.

Les premières images des sondes Mariner 9 et Viking avaient déjà permis l'observation de ces dépôts en couches alternées. Une taille caractéristique des couches comprises entre 20 et 60 m était estimée (Blaisius *et al.*, 1982), mais la taille minimale était proche de la limite de résolution des sondes. Une information importante déduite des observations de la caméra MOC est la présence de couches de taille plus réduite ($< 10 \text{ m}$) dont certaines apparaissent inférieures aussi à la limite de résolution de la MOC ($\sim 1.5 \text{ m}$). Ces observations récentes, visibles sur la figure 5.3 suggèrent que certains processus climatiques (ou non) agissent soit sur des échelles de temps très différentes, soit de façon non uniforme sur l'ensemble de la calotte. Il est possible que ces deux hypothèses soient vérifiées.

Les tailles des couches apparaissent généralement plus régulières que celles fournies par un processus aléatoire, mais le nombre assez faible de couches alternées observables ne permet pas de tester statistiquement la nature régulière ou non des couches.

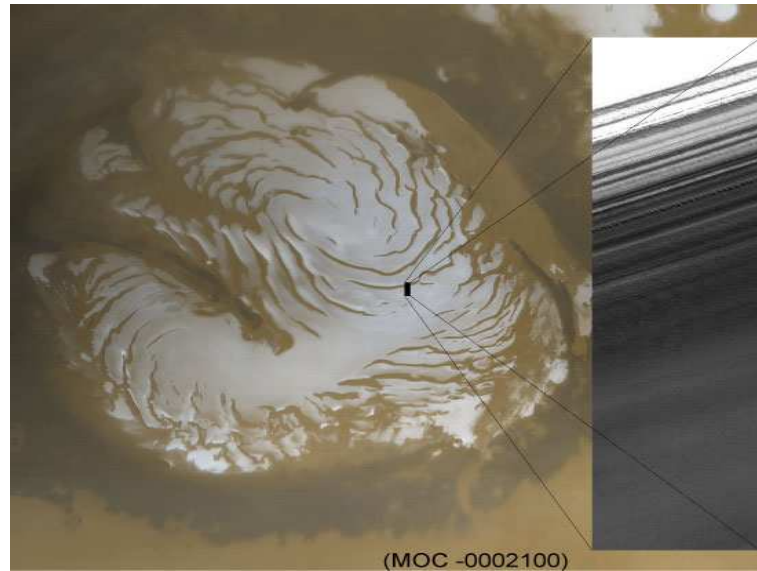


FIG. 5.2: **Dépôts en couches polaires martiens observées sur le flanc d'une crevasse de la calotte nord.** La figure combine une photo de calotte polaire nord en été (image MOC2-231 de Mars Orbiter Camera) et une photo détaillée du bord de la crevasse située à la latitude 86.48°N et à la longitude 279.54°O . Celle-ci est prise au début de l'été ($L_s = 123.86^\circ$).

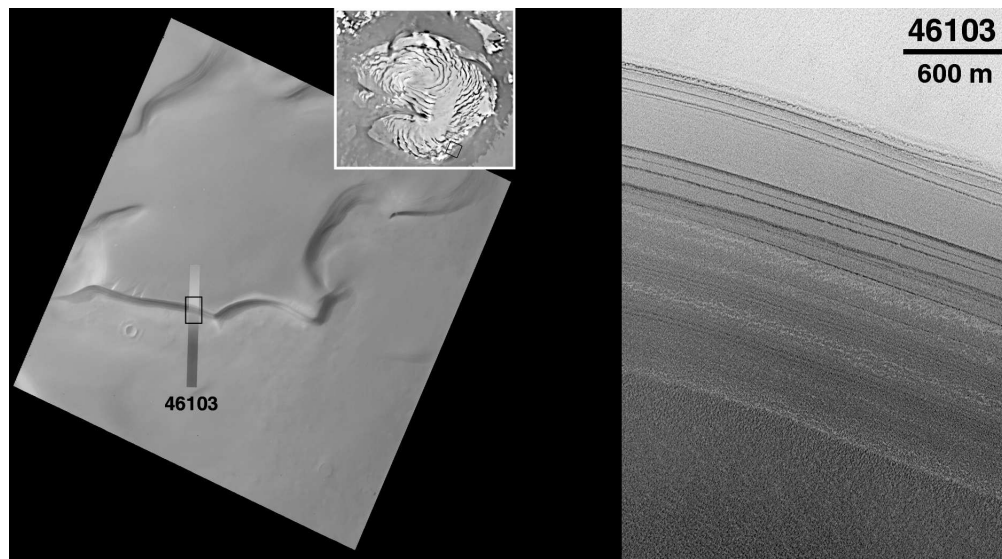


FIG. 5.3: **Dépôts en couches polaires à la base de la calotte Nord.** (a) La photomosaïque de la calotte en haut à droite montre la localisation de l'image plus importante *Viking Orbiter* (560b60) d'un escarpement dirigé vers l'équateur. L'image *Viking* fournit le contexte géologique et indique la localisation de l'image (b) prise par la MOC (image SPO-2-461/03) montrant une stratification à la limite de la résolution de la MOC.

Suite à l'observation de ces stratifications (mieux visible sur la figure 5.2) et de l'alternance de bandes claires et sombres, il a été naturellement supposé qu'elles représentaient un enregistrement géologique de la déposition sédimentaire des volatils martiens (Murray *et al.*, 1972 ; Toon *et al.*, 1980, Thomas *et al.*, 1992). Les variations d'albédo correspondraient alors à des modulations dans les proportions de poussière et d'eau déposées, engendrées par les variations séculaires des éléments orbitaux

et axiaux martiens. Si c'est le cas, elles doivent probablement représenter les effets combinés de transport, de déposition ou d'érosion des volatils qui ont lieu sur une saison ou une année et intégrés sur de longues périodes temporelles.

Les mécanismes de formation de ces dépôts sont toutefois très peu connus et certains seront exposés dans la dernière section de ce chapitre. La possibilité que les dépôts polaires martiens préservent les variations climatiques de la planète sur des échelles de temps bien supérieures aux échelles orbitales suggère de nombreuses analogies avec les propriétés de certaines calottes polaires terrestres, comme une partie du Groenland et de l'Antarctique.

Toutefois, il est nécessaire de constater que les problèmes posés par le "décodage" des données géologiques martiennes sont aujourd'hui similaires à ceux posés lors des premières études sur la théorie astronomique des glaciations terrestres, c'est à dire la faiblesse des enregistrements géologiques et l'absence d'une échelle de temps.

Cutts et Lewis (1982) ont proposé des modèles climatiques orbitaux permettant d'expliquer la formation de ces couches alternées mais une comparaison directe n'était alors pas possible avec la résolution insuffisante des images de Mariner 9 et de Viking. La résolution des images MOC couplée avec les données altimétriques MOLA permet d'obtenir à présent une stratigraphie à haute résolution de certains dépôts en couches polaires.

Une telle réalisation nécessite d'une part l'extraction du signal de luminosité des dépôts et d'autre part, la convolution de ce signal par les données altimétriques. On obtient ainsi un profil luminosité-hauteur similaire à certains enregistrements géologiques terrestres.

Nous ne décrivons dans la prochaine section que les étapes nécessaires à la sélection, l'analyse et l'interprétation des images MOC utilisées. Nous avons essayé d'extraire le maximum d'informations possible sur les propriétés des dépôts en couches à partir de l'ensemble des images MOC disponibles. Le couplage avec les données altimétriques est décrit dans l'article situé à la fin du chapitre.

5.2 Analyse et propriétés des dépôts en couche

La sonde Mars Global Surveyor a complété le 31 janvier 2001, la première phase de sa mission de cartographie martienne consistant à observer Mars pendant une année entière (669 jours). Du fait du succès de cette première phase, la mission de MGS a été étendue permettant l'acquisition de plus de 120 000 images dont la plupart sont disponibles (Site Web : <http://www.msss.com/>). Malgré cette importante contribution, très peu d'images des dépôts polaires martiens présentent un contraste, une longueur de section ou une clarté permettant une utilisation et une interprétation claire du profil de luminosité. Dans toute cette étude, les données brutes et non traitées de la sonde MGS ont été utilisées. La majorité des images utilisables concerne les couches affleurant la crevasse dont est extraite l'image de la figure 5.2. Cette crevasse est l'une des plus longues de la calotte nord et s'enroule autour du pôle autour d'une latitude proche de 86°N . Les données MOLA ont été fournies par J.F. Mustard de la Brown University. La topographie de la crevasse perpendiculairement à l'un de ses flancs est donnée le long de l'image MOC M00-01754 depuis le bord de la crevasse sur la figure 5.4.

La profondeur maximale de cette crevasse est de l'ordre de 400 m. La pente moyenne, d'environ 5° à 15° , sur les flancs exposés (face à l'équateur) apparaît plus importante que sur la face opposée (face au pôle). Cette asymétrie a été confirmée par les données MOLA dans les autres crevasses de la calotte nord (Zuber *et al.*, 1998). Elle paraît compatible avec certains modèles de formation des crevasses indiquant une plus forte sublimation sur les flancs pointant vers l'équateur et plus exposés à l'insolation. Toutefois, l'ensemble des images disponibles dans cette crevasse ne permet de distinguer clairement qu'une section sédimentaire maximale de ~ 350 m.

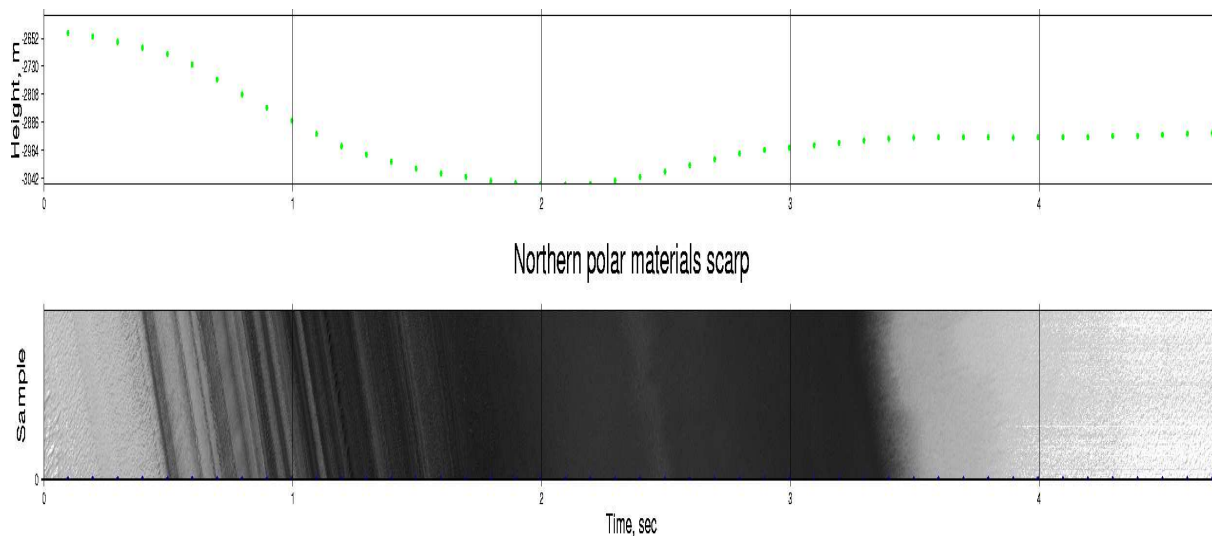


FIG. 5.4: **Profil altimétrique MOLA perpendiculairement à la crevasse étudiée.** Les points altimétriques sont indiqués le long de l'image M00-01754 (86.5°N , 281.5°O). La longueur de l'image est de 13.90 km et sa largeur est de 830 m. 48 points altimétriques ont été mesurés le long de l'image indiquant une distance d'échantillonnage horizontale moyenne d'environ 290 m. L'abscisse donne le temps relatif de passage de la sonde MGS au dessus de la crevasse. L'altimétrie relative est indiquée par rapport à l'altitude origine de référence du géoïde moyen martien.

5.2.1 Continuité des dépôts en couche

Les dépôts en couches présentent des caractéristiques géologiques proches de certaines “roches” sédimentaires terrestres. Une sélection des images disponibles montrent, en particulier sur la figure 5.5, une stratification continue sur l'ensemble de la crevasse, soit sur plus de 100 km. La direction des couches est parallèle à l'arête de la crevasse. Cela suggère que chaque couche a été déposée autour de ces latitudes à un taux quasiment uniforme. Dans ce cas, les études comparatives avec les crevasses voisines devraient montrer des stratigraphies similaires. Cependant, cela peut aussi indiquer que les processus de formation et d'érosion des couches sont simplement identiques le long d'une même crevasse et dépendent uniquement de la façon dont la crevasse s'est formée et/ou a évolué. Cette propriété de continuité est aussi présente dans des crevasses de taille moins importante (voir Howard *et al.*, 1982). Toutefois, la forme et l'étendue des couches sous la calotte sont inconnues. L'expression régulière des couches visibles sur la figure et leur continuité suggèrent que leur formation s'est probablement faite sans période érosive majeure ou arrêt notable de la déposition.

5.2.2 Analyse du profil de luminosité

La propriété importante de continuité des dépôts permet d'effectuer pour cette crevasse, un repérage et un séquençage des couches observées similairement aux enregistrements sédimentaires terrestres. Un tel séquençage pourra servir de base de départ lors de la future datation de ces dépôts mais surtout pour étudier les possibles corrélations stratigraphiques avec des dépôts observés dans d'autres crevasses ou d'autres régions de la calotte nord.

Le séquençage a été effectué à partir de l'image M00-02100 et est représenté sur la figure 5.6 pour la partie la plus visible de la section, depuis le bord de la calotte. L'alternance de couches brillantes et sombres a été repérée par les lettres D (dark) pour les franges sombres et B (bright) pour les franges claires. L'identification et le choix des couches ont été réalisés par comparaison avec les minima et maxima du signal de luminosité extrait et représenté sur la figure 1 de l'article final.

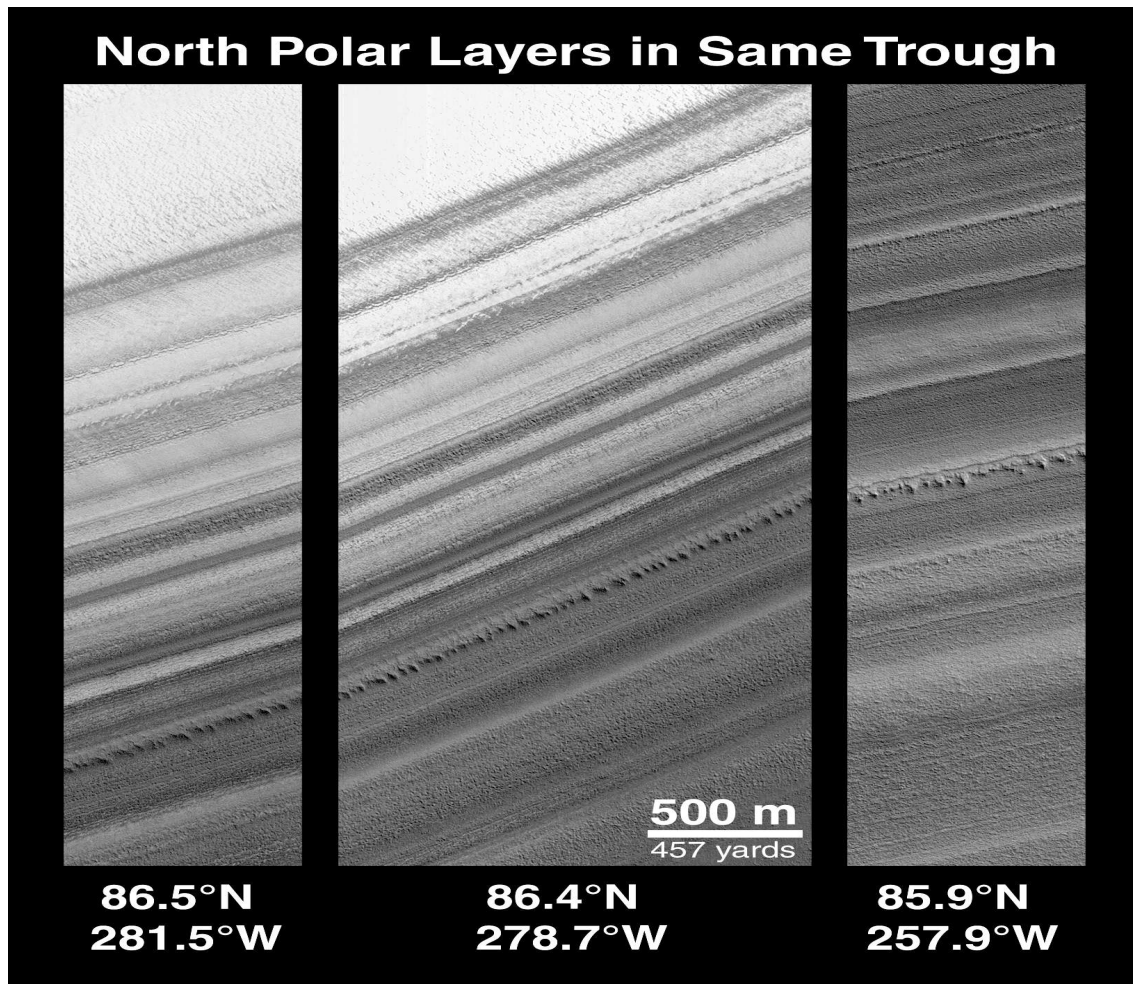


FIG. 5.5: Continuité de la stratigraphie des dépôts polaires sur des distances supérieures à 100 km le long du flanc d'une même crevasse polaire. La figure rassemble successivement de gauche à droite, les images M00-01754 (86.5°N, 281.9°O), M00-02100 (86.4°N, 278.7°O) et M00-02072 (85.9°N, 257.9°O). Les trois images ont été prises durant l'été de l'hémisphère nord ($L_s \simeq 123.5^\circ$). L'illumination solaire provient du nord-est des images. On notera le très bon contraste des franges et leur apparente régularité.

Ce signal indique la présence de trois bandes sombres dominantes appelées ici D1A, D2A et D3A. Bien que la véritable stratigraphie (profil luminosité-hauteur) nécessite dans un second temps, la convolution altimétrique, une propriété frappante est la présence de trois cycles similaires compris entre les bandes D1A, D2A, D3A et appelés par la suite N1, N2 et N3. Ces cycles contiennent chacun trois bandes sombres de luminosité croissante (par exemple D1A, D1B et D1C pour le premier cycle N1) et trois bandes claires (B1A, B1B et B1C pour ce même cycle N1). Ces notations sont étendues pour les autres cycles. Hors de ces trois cycles, les couches les plus nettes D4A et B4A ont été repérées. Une couche dont les propriétés apparaissent singulières a été dénommée ici, couche H et apparaît clairement en bas de la figure 5.5. Il est en général plus facile d'observer l'ensemble de ces propriétés sur le profil de luminosité de l'article.

C'est la première fois que de telles périodicités régulières sont mise en évidence pour les dépôts en couches martiens. Cela pourrait renforcer *a priori* l'idée d'une origine astronomique dans la formation ou l'évolution de ces dépôts. Toutefois, la figure 5.6 indique la présence de variations d'albédo sur des

échelles de distance inférieures suggérant que des processus climatiques pourraient alors agir sur des échelles de temps sub-orbitales.

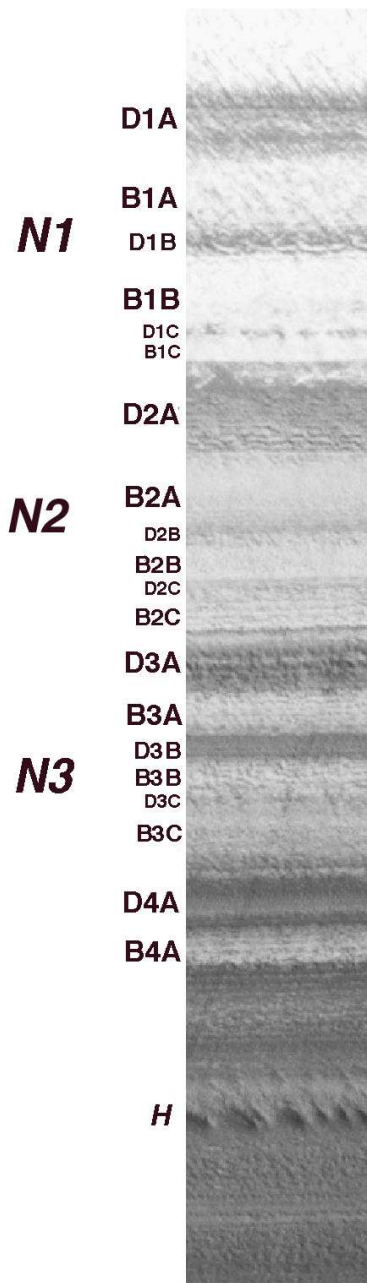


FIG. 5.6: **Séquençage et analyse du profil de luminosité des dépôts polaires martiens.** Le profil est extrait des données brutes de l'image MOC M00-2100. Seule la portion la mieux visible de la section étudiée a été séquençée. Le dessus de la couche D1A correspond au bord de la crevasse. Les bandes D4A et B4A n'appartiennent pas à des cycles similaires à N1, N2 et N3. La taille des couches est comprise typiquement entre 10 et 30 m.

Comme indiqué dans les chapitres 1 et 4, les forages dans les calottes terrestres ont récemment mis en évidence une importante variabilité climatique terrestre à l'échelle du millénaire, n'excluant pas, de manière encore très spéculative, la présence de telles fréquences dans la variabilité climatique martienne.

5.2.3 Interprétation du profil de luminosité des images

L'intensité lumineuse réfléchi par les dépôts en couches a plusieurs origines distinctes qui rendent l'interprétation du signal délicate et qu'il convient de discuter.

Cette intensité dépend en premier lieu de l'albédo de la surface et de la pente locale, cette dernière contribution pouvant être prédominante lorsque la topographie comporte des marches d'escalier. La présence de terrasses est importante dans un nombre important de dépôts en couches (e.g. Howard *et al.*, 1982; Blasius *et al.*, 1982) et peut a priori considérablement gêner une étude stratigraphique. Les données altimétriques MOLA fournissent des mesures espacées d'environ ~ 160 m qui ne permettent pas de détecter des marches d'escalier abruptes sur des échelles inférieures.

En été, une partie des dépôts saisonniers (CO_2 , H_2O) ne se sublime pas, entraînant un phénomène de rétention différentielle. Cette rétention est encore mal comprise et dépend probablement de la pente locale, de la direction solaire, mais aussi de l'inertie thermique de la surface sous-jacente (qui dépend à son tour de la proportion glace/poussière).

L'effet de la topographie locale sur le profil de luminosité peut être alors en partie étudié à travers les *inversions de contraste* présentes entre les images prises en hiver et en été. Ce mécanisme est résumé sur la figure 5.7. En hiver ou au début du printemps, les régions polaires sont recouvertes d'une couche saisonnière de CO_2 d'épaisseur supérieure à 1 m. Il est alors raisonnable de considérer que les variations d'albédo des dépôts sédimentaires sont cachées par une couche de CO_2 d'albédo constant. Les variations d'albédo observées peuvent être alors attribuées uniquement à des variations de la pente locale. Une surface quasiment horizontale reçoit moins de lumière qu'une pente tournée vers le Soleil et cette dernière apparaîtra brillante tandis que la surface horizontale apparaîtra sombre. Inversement, durant l'été, les pentes exposées vers le Soleil se sublimeront plus facilement, révélant l'albédo plus sombre des dépôts sédimentaires. Les surfaces de niveau subissent moins de sublimation et peuvent devenir des lieux de rétention de givre qui apparaîtront brillantes durant l'été, conduisant à une inversion du contraste entre les franges. L'analyse et la comparaison des images Viking ont montré que cette inversion est très marquée et bien observable lors de changements topographiques importants (Voir Blasius *et al.*, 1982; Fenton et Herkenhoff, 2000).

Une seule image M18-00804 a été trouvée dans la même crevasse au début du printemps ($L_s = 35.17^\circ$). Sa position est distante de moins de 3° en latitude ($\simeq 10$ km) de l'image M00-02100. La luminosité naturelle de M18-00804 est assez faible mais apparaît quasiment uniforme sur la section étudiée. Cela indique au premier ordre, l'absence probable de marches d'escalier abruptes. Pour comparer plus finement les propriétés de luminosité entre les images, le contraste de M18-00804 a été *très fortement* augmenté et la figure 5.8 illustre la comparaison entre la luminosité des images M00-02100 et M18-00804. La luminosité est quasi uniforme sur la première partie de la section étudiée, confirmant l'absence de marches dans cette zone. Inversement, une légère inversion du contraste se produit au niveau de la couche D3A. Sous cette couche, une analyse approfondie et comparative de la luminosité ne permet pas de mettre en évidence de correspondance entre les zones de variations de contraste de M18-00804 et les couches visibles de M00-02100. Cette absence de corrélation et d'inversion de contraste suggère que la luminosité des couches observées en été n'est pas au premier ordre dirigée par de fortes variations de la topographie locale. Elle peut s'interpréter comme la présence de variations faibles de la pente ou "d'ondulations topographiques" dans cette zone. Dans ce contexte, les contrastes observés en été dépendent alors principalement soit de la rétention différentielle (qui dépend de la pente

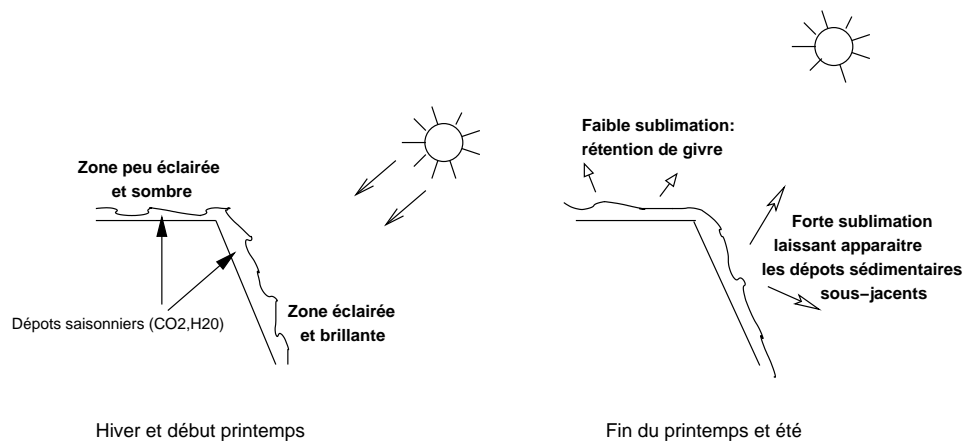


FIG. 5.7: Mécanisme d'inversion de contraste de l'albédo des dépôts exposés en présence de variations topographiques importantes suivant la saison.

locale et des propriétés thermiques des couches), soit directement des variations dans la composition des dépôts sédimentaires s'ils sont exposés.

Blasius *et al.* (1982) suggèrent qu'une couche sédimentaire enrichie en glace augmente l'inertie thermique et l'albédo de la couche, favorisant la rétention des dépôts saisonniers. Ainsi, si une couche "brillante" favorise la rétention d'une couche supérieure "brillante", une conséquence importante est que la "couleur" apparente d'une couche en été est probablement de même nature que celle de son support. La figure 5.8 montre, en outre, un signal particulier relié à la couche H. Elle indique la présence probable de micro-reliefs complexes (trous, ondulations latérales) associés aux propriétés spécifiques de cette couche. Elle seront évoquées plus loin. Un point important est que la nature et l'origine du signal global de luminosité ne peut être résolue en détails.

A cause du fort contraste de luminosité entre les franges et leur meilleure résolution, les images prises en été (ici l'image M00-02100) sont plus aptes à l'étude de la stratigraphie des dépôts en couches.

5.2.4 Variabilité interannuelle

L'extension de la mission MGS à la fin de sa première année de couverture martienne permet de tester les variations interannuelles des dépôts en couches polaires. La comparaison de l'évolution du profil de luminosité d'année en année donne des informations importantes sur la variabilité même des processus climatiques polaires saisonniers mais aussi à long terme.

Une seule image utilisable E03-02206 ($L_s = 151.39^\circ$), prise durant l'été suivant, a été trouvée dans la même crevasse. Elle est située à moins de 2° en longitude de l'image M00-2100. Sa résolution est toutefois inférieure à l'image M00-2100. La comparaison entre les profils de luminosité est montrée sur la figure 5.9. La luminosité et le contraste entre les franges semblent quasiment identiques sur toute la section étudiée. Des différences apparaissent uniquement sur le premier cycle N1 de la section étudiée. Ces différences proviennent essentiellement des variations dans la rétention des dépôts saisonniers. La première couche D1A paraît réduite à cause d'une rétention de givre hivernal plus importante sur le bord de la calotte. Il en est de même pour la couche D2A qui est quasiment entièrement dégivrée l'année précédente sur l'image M00-2100.

On constate que ces différences n'affectent que les régions très proches du bord de la crevasse, tandis que les autres zones y sont quasiment insensibles. Il est intéressant de constater que l'ensemble de l'image E03-02206 (non visible sur la figure 5.9) montre en fait des variations locales de rétention dans

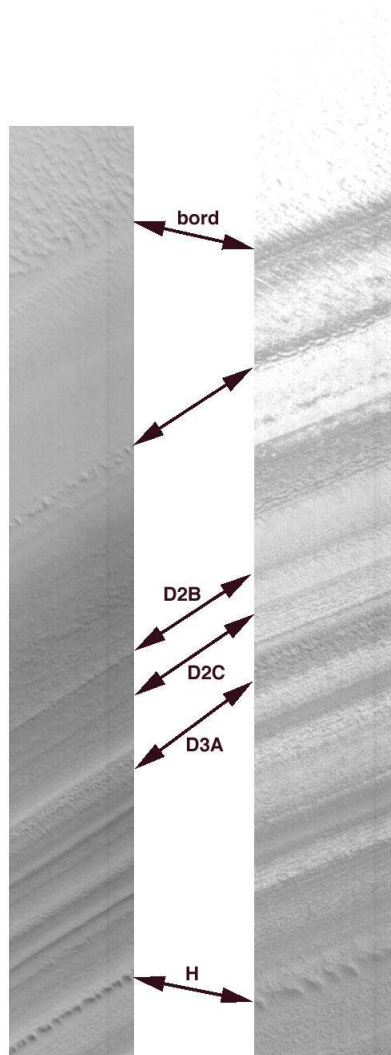


FIG. 5.8: **Comparaison du profil de luminosité entre les images M18-00804 et M00-02100 prises dans la même crevasse à des saisons différentes.** L'image MOC M18-00804 (à gauche) a été prise au début du printemps ($L_s = 35.17^\circ$) autour des coordonnées (282.40°W , 86.72°N). Son contraste et sa luminosité ont été très fortement augmentés. L'image M00-02100 est prise au début de l'été ($L_s = 123.86^\circ$). Les échelles des images sont différentes. Les flèches indiquent la correspondance entre certaines mêmes zones (frontières entre deux couches, singularités ou couches) des deux images, excepté pour la flèche supérieure qui indique le bord de la crevasse.

les premières couches. Une conséquence est que, du fait de la différence d'emplacement observé entre les images E03-02206 et M00-2100, il n'est pas exclu que les couches visibles durant le même été, sur le lieu de l'image M00-2100 soient ainsi différentes de l'image E03-02206. Du fait de la grande sensibilité de la rétention différentielle aux conditions locales (pente, composition, azimut, inertie thermique, ...) les différences observées sur l'image 5.9 pourraient alors provenir uniquement des conditions locales au bord de la crevasse et non d'une variabilité climatique globale au niveau de la calotte Nord. Les variations interannuelles attendues de la quantité de poussières et de nuages de glace dans l'atmosphère polaire martienne pourraient aussi expliquer des différences dans la condensation et/ou la sublimation des calottes saisonnières de CO_2 (e.g. Paige et Wood, 1992). La longitude solaire de l'image E03-02206

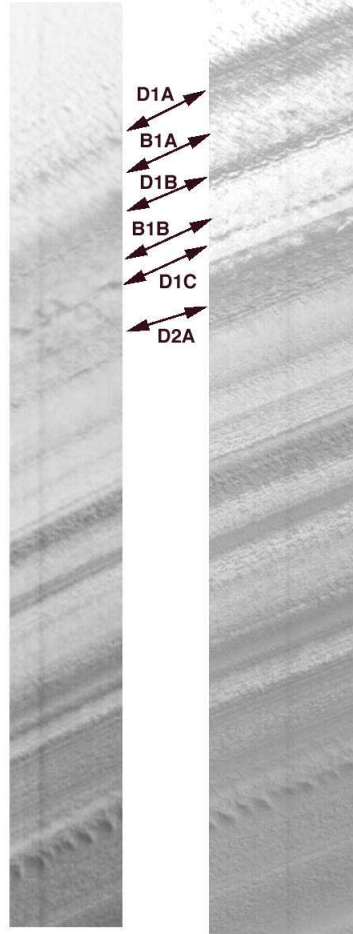


FIG. 5.9: **Comparaison du profil de luminosité entre les images E03-02206 et M00-02100 prises dans la même crevasse approximativement à une année martienne d'intervalle.** L'image MOC E03-02206 (à gauche) a été prise à la fin de l'été ($L_s = 151.39^\circ$) autour des coordonnées (277.43°W , 86.44°N). Sa luminosité et son contraste par rapport aux données brutes ont été augmentés. L'image M00-02100 est prise au début de l'été ($L_s = 123.86^\circ$). Les échelles des images sont aussi différentes. Les flèches indiquent la correspondance entre la stratigraphie originelle de M00-2100 et les mêmes zones sur l'image E03-02206.

($L_s = 151.39^\circ$) étant de $\sim 30^\circ$ supérieure à celle de l'image M00-02100, correspondant presque à la fin de l'été, une sublimation des couches plus importante était pourtant attendue sur l'image E03-02206.

On en déduit ainsi que, soit les différences de rétention observées entre deux sites proches sont uniquement dues aux conditions locales au bord de la crevasse, soit les effets directs ou indirects causés par la variabilité interannuelle naturelle des processus polaires¹ permettent d'expliquer ces différences. Dans ce dernier cas, on constate que seules les couches au bord de la calotte semblent affectées, ne modifiant que sensiblement le profil global de l'image M00-02100.

¹Cela inclut la possible accumulation ou disparition d'une couche d'eau ou de poussière sur la calotte résiduelle Nord.

Cette variabilité dans la rétention est en fait aussi observable durant la même année que l'image M00-02100. Bien qu'assez peu résolue, la figure 5.10 montre l'image MOC M03-03410 prise à la fin de l'été dans la même crevasse à moins de 1.5° de longitude de M00-02100. Une partie de la stratigraphie originelle est bien observable. Il apparait des variations latérales importantes dans la rétention des dépôts saisonniers uniquement à nouveau dans le premier cycle N1. Pour ces couches, les zones claires correspondent à des zones d'albédo plus importants probablement recouverts de CO_2 , tandis que les zones plus foncées ont perdu une partie significative du givre saisonnier. En outre, cette image illustre, de façon fondamentale, que la "couleur" des franges est similaire sur les zones givrées et sur les zones dégivrées (entièrement ?), confirmant les propriétés qualitatives de rétention différentielle évoquées précédemment par Blasius *et al.* (1982). Le signal de luminosité peut ainsi bien en première approximation être considéré comme une fonction indirecte de la composition des dépôts sédimentaires, confortant notre analyse. Les mêmes propriétés sont aussi visibles sur l'image M03-03164 ($L_s = 171.94^\circ$).

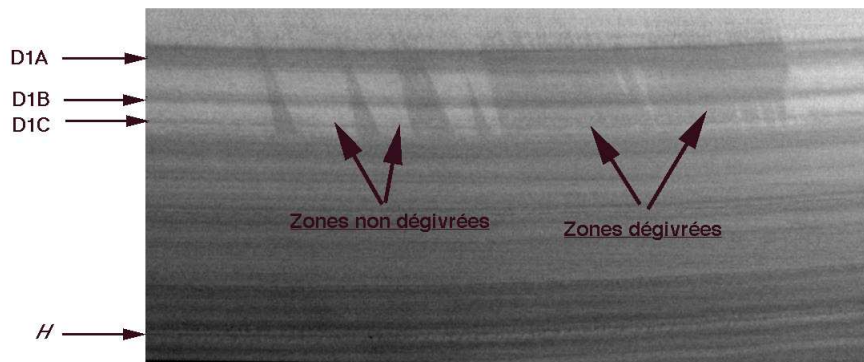


FIG. 5.10: **Variation dans la sublimation des dépôts saisonniers sur les couches supérieures des dépôts sédimentaires martiens.** L'image MOC M03-03140 est prise à la fin de l'été martien ($L_s = 172.62^\circ$) autour des coordonnées (281.03°W , 86.58°N). Sa luminosité et son contraste par rapport aux données brutes ont été augmentés, mais la résolution est "faible" (6.45 m/pixel). La largeur de l'image est de l'ordre de 6 km. Les labels affectés aux couches sombres D1A, D1B et D1C du cycle N1 sont indiqués. La couche H permet de repérer les autres couches supérieures.

Même si les variations observées sur l'image M03-03140 sont latérales à la différence de l'image E03-02206, on en conclut que l'origine de la rétention supplémentaire observée dans les premières couches de l'image E03-02206 n'est pas encore discernable (variabilité interannuelle ou variations latérales et locales de rétention). Les prochaines images fournies par la mission MGS devraient permettre d'étudier plus finement ces propriétés.

Il est aussi possible que des dépôts saisonniers soient redistribués localement par les vents présents à la surface de la calotte, ou qui s'engouffrent dans les crevasses (e.g. Howard *et al.*, 1982).

5.2.5 Composition des couches : implications stratigraphiques

La composition des dépôts sédimentaires en couches est peu contrainte à cause, d'une part de la méconnaissance de la masse volumique de la calotte résiduelle et, d'autre part à cause des multiples interprétations résultant des mesures d'albédo ou de "couleur" des dépôts en couche (e.g. Thomas *et al.*, 1992). Ces dernières suggèrent que la présence de poussière similaire à celle présente dans les tempêtes de poussière est probable. Une fraction supplémentaire pourrait provenir d'un matériau plus "sombre" similaire à celui présent majoritairement dans les champs de dune entourant la calotte polaire, et probablement transporté par les vents. Les variations d'albédo observées entre les couches

sont toutefois communément attribuées à un mélange glace/poussière dans des proportions différentes. La présence supplémentaire de silicates ou de CO_2 sous forme hydratées n'est pas à exclure.

La bonne résolution des images MOC permet de discuter qualitativement la nature des couches visibles. Les couches du cycle N1 étant probablement encore recouvertes partiellement de CO_2 , la nature exacte des dépôts sédimentaires sous-jacents est difficilement observable. Le sommet de la couche sombre D2A montre clairement des dépôts hétérogènes résiduels de CO_2 . Pour obtenir un profil de luminosité peu bruité et s'affranchir de ces variations latérales et locales de brillance, nous avons considéré un profil de luminosité moyenné horizontalement. Inversement, les couches des cycles N2 et N3 semblent quasiment entièrement dégivrées sur les figures 5.5 et 5.6.

Le séquençage réalisé montre toutefois une certaine variabilité dans la texture des couches. La plupart des couches claires exposées B2A, B2B, B2C, B3A, B3C et B4A ont des textures très proches. On constate la présence de stries quasiment parallèles de très faibles tailles. Des ondulations et des irrégularités latérales sont aussi observables. Il est intéressant de constater que les couches sombres D2A, D3B et D4A (les autres couches sombres D2B, D2C et D3C sont trop fines pour observer leur texture) présentent aussi des textures semblables entre elles avec cette série de stries quasiment parallèles, marquée aussi par des légères hétérogénéités latérales. Une partie de ces hétérogénéités provient probablement d'une variabilité locale à très courte échelle dans la rétention résiduelle de CO_2 .

La couche sombre D3A apparaît plus singulière avec de plus fortes hétérogénéités latérales et verticales à courte échelle lui donnant un aspect "granulaire". Cet aspect suggère la présence de "trous", ou de dépressions irrégulièrement répartis à sa surface. Leur formation pourrait, entre autres, s'interpréter comme la présence de clathrates (complexes d'hydrates de dioxyde de carbone) dans les dépôts en couches et la calotte résiduelle. Bien que leur présence soit probable dans les calottes résiduelles sous certaines conditions de température et de pression, ils ne sont toutefois pas stables dans les conditions atmosphériques courantes. L'érosion et la propagation des couches dans la crevasse pourrait exposer des "poches" de clathrates instables qui se sublimeraient rapidement et se propageraient dans la couche.

La couche H apparaît comme la plus singulière de la section étudiée et ne peut être au sens strict classée comme une bande sombre ou brillante. Son aspect est marqué par de fortes irrégularités topographiques latérales (dépressions et excroissances?) qui apparaissent plus régulières mais plus importantes que sur la couche D3A. Le fait que cette couche soit visible sur l'image de la section au début du printemps M18-00804 alors qu'elle est probablement recouverte d'une couche de givre de CO_2 (~ 1 m) suggère que l'amplitude spatiale de ces irrégularités topographiques est supérieure à l'ordre du mètre. Cet argument pourrait être aussi valable dans une certaine mesure pour la couche D3A qui est aussi identifiable au début du printemps.

Il est possible que la composition de cette couche H soit significativement différente des autres. Il est aussi difficile à dire si sa présence enregistre un événement singulier de l'histoire martienne (climatique, volcanique, ...) ou si elle correspond à une période d'arrêt des dépositions ou d'érosion majeur. Une question fondamentale est de savoir si ces différences de textures observées dans certaines couches sont caractéristiques de la couche au moment de sa formation ou si elles relatent leurs différences de résistance à l'érosion lors (ou avant) leurs exposition dans les crevasses. Ces différences ou similarités dans les textures sont bien visibles sur la figure 5.11. Celle-ci représente l'image MOC M02-2994 montrant une portion bien résolue de la section étudiée et enregistrée vers la fin de l'été. Les textures singulières des couches D3A et H apparaissent plus nettement.

Bien que les différences observées dans la nature ou la texture de certaines couches apparaissent problématiques dans l'interprétation et l'origine de ces dépôts, la présence de couches singulières permet d'effectuer des corrélations stratigraphiques entre différentes régions de la calotte nord.

La recherche de corrélations stratigraphiques est fondamentale pour déterminer la nature globale ou locale des mécanismes de déposition et de formation des dépôts en couche. A priori, une telle recherche

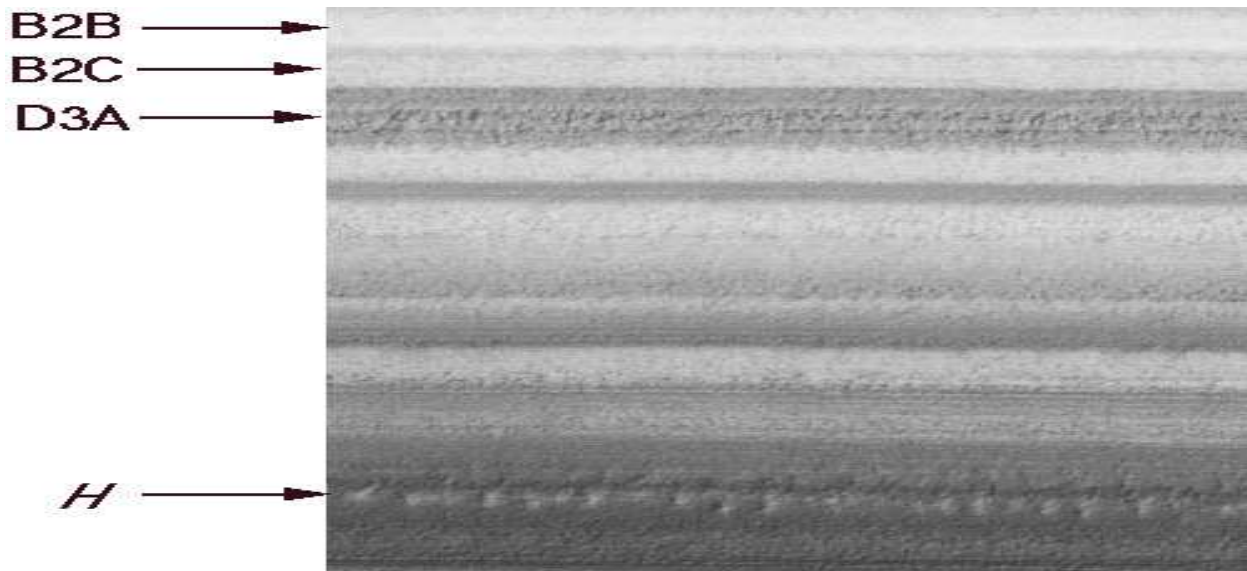


FIG. 5.11: Dépôts en couches polaires (M02-2994) dans la même crevasse que l'image M00-02100 prise autour des coordonnées 282.27°O , 86.61°N et à la fin de l'été ($L_s = 158.23^{\circ}$). La plupart des couches apparaissent quasiment entièrement dégivrées. Elle ne comprend qu'une partie de la section stratigraphique totale de l'image M00-02100. La résolution est de 3.23 m/pixel et la largeur de l'image est proche de 500 m. Les données brutes ont été traitées pour augmenter la luminosité et les contrastes. Les couches et leur nomenclature, conformément à la figure 5.5 sont indiquées sur la gauche. Les deux traits horizontaux blancs qui apparaissent dans la couche D3A sont des défauts de l'image.

est rendue difficile par la très grande sensibilité de la rétention des dépôts saisonniers aux conditions locales.

Edgett et Malin (2000) puis Kolb et Tanaka (2001) ont noté des similarités entre certaines séquences stratigraphiques de crevasses adjacentes. Une illustration est donnée sur la figure 5.12 où une section des dépôts sédimentaires exposés dans la crevasse adjacente au dessus de celle précédemment étudiée, est montrée. La distance entre ces crevasses est de l'ordre de 50 km. La couche caractéristique H est bien identifiable et permet de constater visuellement une stratigraphie très similaire à celle décrite précédemment (Figure 5.5). La continuité des couches couplée à la présence de telles corrélations stratigraphiques est fondamentale. Elle implique que la formation et l'évolution de ces dépôts ne sont pas reliées principalement aux conditions climatiques locales à chaque crevasse individuelle, mais à des variations climatiques au moins régionales (voire globales) au niveau de la calotte résiduelle.

Une recherche plus générale de corrélations stratigraphiques entre crevasses non adjacentes a été entreprise. Des résultats encore préliminaires indiquent que certaines mêmes couches exposées sont aussi identifiables dans la crevasse encore au-dessus de celle présentée à la figure 5.12. Une analyse d'une partie de l'image M03-06358 indique sur la figure 5.13 la présence probable de la couche de référence H. Une comparaison très fine avec notre stratigraphie à partir du bord supérieur de la crevasse permet de distinguer la plupart des couches référencées, bien que certaines présentent des contrastes différents. Toutefois, la faible résolution de l'image et le contraste réduit des franges ne permet pas une identification clairement indiscutable. La section de l'image M03-06358 est située dans une zone de renforcement de la crevasse modifiant considérablement l'exposition solaire, la pente locale et par conséquent "la couleur" apparente des couches (ainsi que le contraste entre elles). Les couches identifiées comme probablement étant D2A, D2B et D3A sont indiquées. Dans ce cas, ce serait la première fois

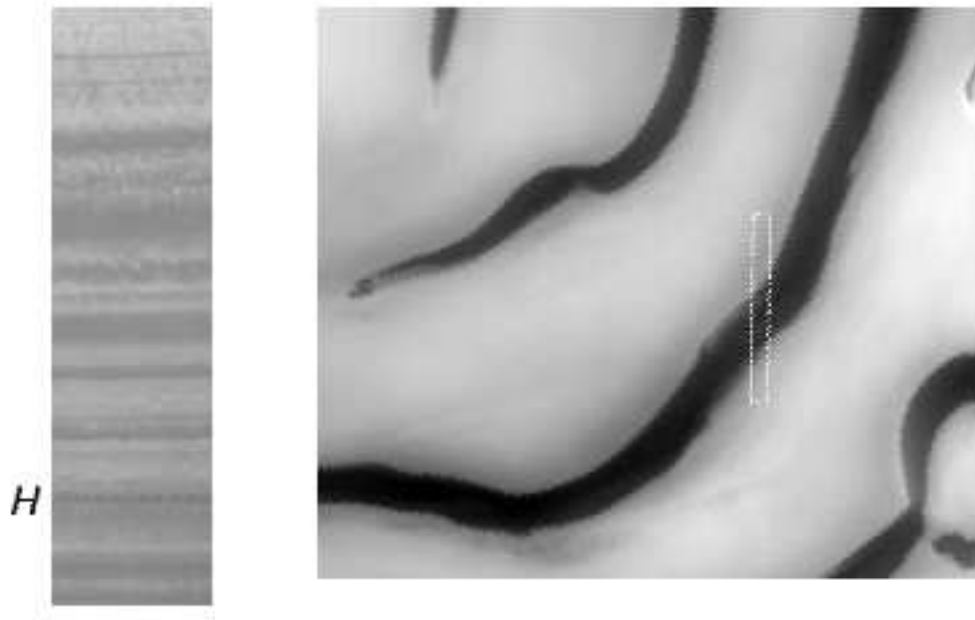


FIG. 5.12: **Extrait d'une section des dépôts polaires exposés dans une crevasse adjacente.** La figure de droite représente l'image à grand angle E01-01093 prise durant la mission étendue de MGS, donnant le contexte géographique de l'étude. L'image de gauche est une portion de l'image E01-01092 (87.03°N , 264.36°O , $L_s=118.28^{\circ}$) correspondant au rectangle blanc incrusté dans l'image E01-01093. On ne présente ici que la portion supérieure des dépôts exposés. Ces dépôts sont situés dans la crevasse juste au dessus de celle étudiée précédemment et bien reconnaissable par la présence d'un renforcement curviligne (au bas à droite de l'image E01-01092) (voir la figure 5.2). La résolution est faible (13 m/pixel) rendant la section peu visible.

qu'une corrélation peut être faite entre trois crevasses adjacentes renforçant le caractère global des mécanismes de formation et d'évolution des dépôts en couches.

Toutefois, les crevasses sur les bords extérieurs de la calotte résiduelle ont une longueur plus réduite et présentent souvent des discordances (croisement entre couches) qui rendent délicates la réalisation et l'obtention d'une stratigraphie globale de la calotte nord. La donnée des altitudes des couches permettra de valider les corrélations stratigraphiques entre crevasses. Les variations de l'altitude d'une couche de référence à travers différentes crevasses adjacentes permet de façon plus générale d'étudier la dynamique glaciaire et les contraintes mécaniques à l'intérieur de la calotte résiduelle Nord.

5.2.6 Compaction des dépôts polaires

La détermination ultérieure d'une chronologie glaciaire doit en théorie tenir compte des processus de compaction des couches inférieures sous la contrainte et l'accumulation des couches supérieures. Le rétrécissement des couches suit en première approximation une loi exponentiellement croissante du temps et de la profondeur. Toutefois, les chronologies réalisées pour les carottages glaciaires de Vostok en Antarctique indiquent que cet effet est négligeable sur les 500 premiers mètres de glace depuis la surface (e.g. Lorius *et al.*, 1985). La plus faible gravité à la surface de Mars et la taille inférieure de la section étudiée (~ 350 m) permet de négliger en très bonne approximation ces phénomènes, même si la composition exacte des couches est inconnue.

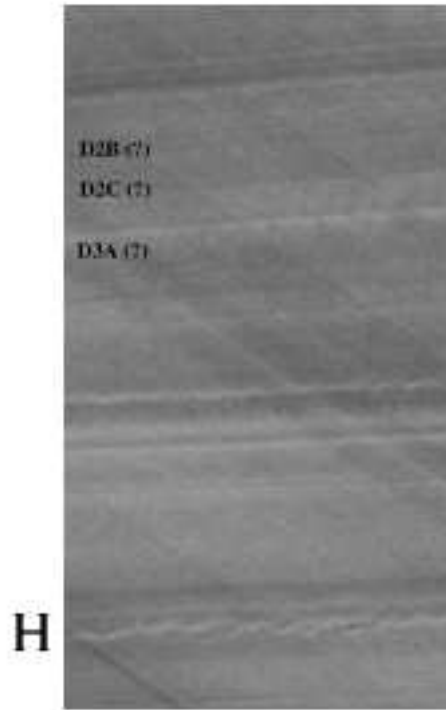
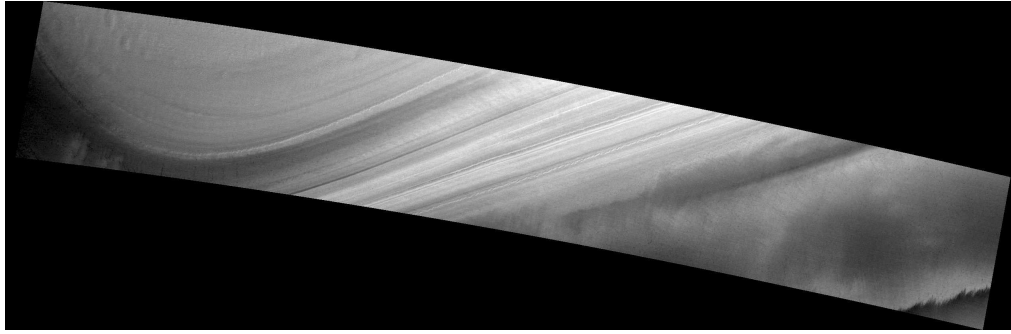


FIG. 5.13: **Extrait d'une section des dépôts polaires exposés dans une autre crevasse adjacente.** L'image du haut représente l'image M03-06358 (image non brute et traitée par la Malin Space Science System) donnant le contexte géographique de l'étude. L'image du bas est un extrait redressé des données brutes de l'image M03-06358 (87.13°N , 228.56°O , $L_s=181.10^\circ$) et correspondant à une section des dépôts exposés dans la crevasse au dessus de la crevasse de la figure 5.12 (voir aussi la figure 5.5). Les contrastes et la luminosité ont été renforcés. La résolution de 6.45 m/pixel et la faible luminosité de l'image rendent la section assez peu visible. Les numéros des couches sont situés *sur* les couches auxquelles elles réfèrent.

5.3 Variations des éléments orbitaux et cycles des volatiles martiens

Si les dépôts en couches polaires ont été formés par l'accumulation (et/ou l'érosion) de glace d'eau et de poussière dont les proportions et les taux de déposition ont été modulés par les variations astronomiques martiennes, les deux principales inconnues sont d'une part la connaissance des mécanismes climatiques par lesquels les variations d'insolation incidente sont converties en signal géologique et d'autre part l'estimation du temps caractéristique de formation des couches individuelles.

Malgré la découverte de ces stratifications par les premières sondes martiennes, ces deux aspects restent encore très mal connus. Une des principales raisons est la connaissance encore partielle des mécanismes de transport et des bilans saisonniers relatifs aux volatils martiens (eau, poussière, dioxyde de carbone) dans les conditions orbitales actuelles, rendant toute extrapolation largement spéculative. Dans les paragraphes suivants sont résumés les estimations des bilans polaires annuels ainsi que les comportements possibles des volatils martiens pour d'autres conditions orbitales et axiales. Cela nous permet, dans une dernière section, de décrire certains mécanismes orbitaux potentiels de formation des dépôts en couches. Une difficulté majeure de cette étude est l'interdépendance très forte supposée entre les cycles saisonniers des différents volatils.

5.3.1 Cycle de l'eau

Le cycle de l'eau martien est étudié de façon plus détaillée dans le chapitre 6. Les dépôts en couche faisant probablement *partie intégrante* de la calotte résiduelle, l'évolution et la formation des dépôts apparaissent intimement liées à l'histoire de la calotte polaire Nord. Toutefois, le bilan annuel en eau de la calotte polaire Nord actuelle est encore très peu connu, ainsi que la nature des réservoirs qui vont intervenir dans ces échanges, en particulier pour d'autres configurations orbitales.

En analysant les données de vapeur d'eau atmosphérique MAWD de la sonde Viking, Haberle et Jakosky (1990) estiment que la calotte nord perd actuellement annuellement entre 0.01 et 0.08 cm/an d'eau qui sont captés par la calotte de CO₂ résiduelle sud agissant comme un "piège froid" pour l'eau transportée pendant l'été de l'hémisphère nord vers l'hémisphère sud. Il est intéressant de constater que des valeurs assez proches sont effectivement obtenues dans les Modèles de Circulation Générale (Richardson et Wilson, 2002 ; Montmessin, 2002 et voir chapitre 6) dans ces conditions actuelles. Il est toutefois peu probable que ce comportement soit caractéristique d'autres conditions orbitales. De façon plus générale, la plus faible élévation du pôle Nord favorise une plus grande condensation à la fois du CO₂ et de l'eau à ce pôle par rapport au pôle Sud. S'il existe des configurations orbitales, comme actuellement, pour laquelle une calotte de CO₂ est stable au pôle Sud et "attire" l'eau, l'ensemble des configurations orbitales devrait favoriser en moyenne le pôle Nord comme lieu de "stabilité" d'une calotte de CO₂ et donc d'accumulation de l'eau. Une illustration est donnée par Jakosky *et al.*(1993) qui utilise un modèle thermique tenant compte indirectement de cette dissymétrie et inclut uniquement les deux calottes polaires comme réservoirs d'eau. L'échange net d'eau entre les calottes est calculée par la différence de sublimation estivale en eau entre les deux calottes (quand l'absence de CO₂ résiduelle le permet). Balayant ainsi un ensemble de configurations orbitales au cours du temps et bien que la calotte Nord perde alors certaines années de l'eau au profit de la calotte Sud, la tendance moyenne correspond ainsi à une accumulation d'eau sur le pôle Nord au profit de la calotte Sud avec un taux positif de l'ordre de 0.08 cm/an. Cela illustrerait alors la taille réduite de la calotte Sud.

Un autre réservoir qui peut interagir sur les échelles de temps orbitales (mais très peu à l'échelle saisonnière) avec la calotte nord est l'eau contenue actuellement dans le régolite martien ou dans la proche subsurface. Cependant, la quantité présente ainsi que les processus de diffusion sont encore peu connus, rendant toute estimation d'échange annuel délicate (e.g. Kieffer et Zent, 1992).

Enfin, un troisième "réservoir" d'échange très peu évoqué est la calotte polaire Nord elle-même. Il n'est pas exclu que de la redistribution locale de glace d'eau s'effectue aussi bien à l'échelle saisonnière que sur des échelles de temps orbitales. Cette hypothèse peut être supportée par les analyses des images de la calotte durant l'été. Bass *et al.* (2000) ont réinterprété les images prises par les sondes Mariner 9 et Viking et constaté que l'albédo de la calotte résiduelle Nord croissait entre le début et la fin de l'été, sans observer de variations interannuelles. Si ce phénomène peut être expliqué par la redéposition locale d'une fine couche de glace sublimée après le pic de vapeur d'eau au début de l'été (vers $L_s = 103^\circ$) pour une grande partie de la calotte polaire, le centre de la calotte garde un albédo toujours élevé

par rapport aux zones environnantes. Cela suggère que le centre de la calotte pourrait être un lieu d'accumulation net annuel, ce qui est aussi favorisé par son altitude plus élevée (Bass *et al.*, 2000). Dans ce contexte, les taux de formation et d'accumulation des dépôts devraient être considérés comme locaux. Des estimations grossières de cette accumulation centrale sont de l'ordre de $2 \text{ à } 4 \times 10^{-3} \text{ cm/an}$ (Kieffer, 1990 ; Bass *et al.*, 2000) soit un ordre de grandeur plus faible que les taux précédents.

Toutefois ce mécanisme pourrait perdurer pour d'autres conditions orbitales : pour des augmentations modérées de l'obliquité, le centre de la calotte agirait alors comme un "piège froid" et accumulerait une grande partie de l'eau sublimée sur ses bords. Seules les frontières de la calotte varieraient avec les changements d'obliquité.

Les estimations précédentes montrent les larges incertitudes régnant sur le bilan à la fois global et/ou local en eau de la calotte polaire Nord. Celles-ci existent aussi pour d'autres conditions orbitales. Jakosky *et al.* (1993, 1995) estiment qu'à haute obliquité (supérieure à 45°), l'augmentation significative de l'insolation polaire estivale pourrait conduire à des taux de sublimation très importants, de l'ordre de 10 cm/an , ce qui conduirait à la disparition totale de la calotte Nord en moins de 30 000 ans. Toutefois, ces taux ne tiennent pas compte de l'eau retransportée vers la calotte en hiver et des autres réservoirs possibles d'échange. Ils ne correspondent donc pas au véritable bilan annuel de la calotte.

En outre, si la calotte est recouverte par une couche de poussière suffisamment épaisse, il est possible que la glace soit isolée thermiquement et ne subisse plus de sublimation ultérieure, conservant ainsi sa stabilité (e.g. Toon *et al.*, 1980). Inversement, à basse obliquité, les plus faibles températures polaires devraient favoriser en moyenne une accumulation de glace et une extension de la calotte résiduelle nord, favorisées par la diffusion vers les pôles de l'eau en subsurface des basses ou moyennes latitudes (e.g. Kieffer et Zent, 1992).

Malgré ces faibles contraintes, il apparaît que l'insolation polaire estivale joue, à travers la quantité d'eau sublimée et injectée dans le cycle saisonnier, probablement un rôle prépondérant dans la stabilité et l'évolution de la calotte polaire Nord. Comme indiqué au chapitre 1, ces variations temporelles dépendent principalement de la précession climatique et de l'obliquité.

5.3.2 Cycle des poussières

Les estimations de la quantité de poussière accumulée ou déplacée dans les zones polaires sont aussi très peu contraintes.

Observations actuelles

Depuis les premières missions Mariner 9, de nombreuses observations montrent le soulèvement de grains de poussière depuis la surface martienne vers l'atmosphère lui donnant une teinte caractéristique rouge/orange. Le déplacement de poussières de taille micrométrique ($\sim 10\text{-}100 \mu\text{m}$) requiert généralement des vents de surface importants de l'ordre de $25\text{-}30 \text{ m.s}^{-1}$, en bon accord avec certaines simulations expérimentales (Greeley *et al.*, 1980). Ces vents peuvent être créés soit par la circulation générale, soit par des vents locaux générés par des changements régionaux des propriétés thermophysiques de la surface (albédo, inertie thermique), des variations topographiques ou les contrastes thermiques à la frontière des calottes saisonnières de CO_2 . D'autres structures tourbillonnaires de faibles échelles, similaires aux cyclones terrestres et appelées "dust devils" sont aussi susceptibles de soulever ces poussières.

La conjonction de plusieurs tempêtes régionales peut amener dans certains cas à la formation de tempêtes globales recouvrant alors rapidement le globe d'une brume très épaisse. La dernière tempête globale date de 2001 et a été largement observée par la mission MGS. Une illustration est donnée sur la figure 5.16.

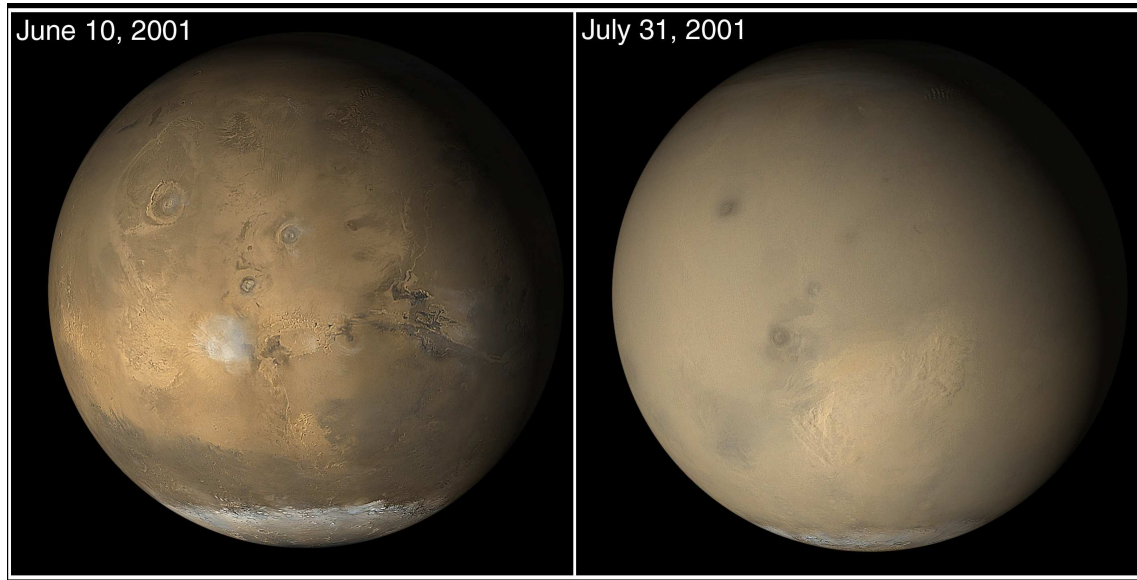


FIG. 5.14: **Evolution et propagation de la tempête globale de poussière martienne de 2001.** La caméra MOC et Hubble ont pu suivre l'initiation et la globalisation d'une tempête de poussière à partir d'un ensemble de tempêtes régionales. La comparaison entre les deux clichés pris respectivement en juin et juillet 2001 (à gauche : avant la tempête, à droite : tempête en pleine activité) illustre l'intensité du phénomène créant une atmosphère opaque sur toute la surface martienne. En septembre 2001, la tempête était largement amoindrie. Source : Image MOC2-314 de la caméra à grand angle MOC.

La fréquence de ces tempêtes globales semble assez aléatoire et assujettie à une large variabilité interannuelle qui est peu comprise. L'ensemble des observations relatives à la distribution temporelle et géographique des tempêtes montre que la plupart d'entre elles se déroulent durant le printemps et l'été de l'hémisphère Sud, le solstice d'été dans cet hémisphère ($L_s = 270^\circ$) ayant lieu très près du périhélie martien ($L_s = 250^\circ$). La très forte insolation reçue alors autour de cette période dans les latitudes moyennes ($\sim 30^\circ$) de l'hémisphère Sud provoque un important gradient thermique entre ces latitudes et les latitudes correspondantes de l'hémisphère Nord. Cela renforce l'intensité de la circulation générale qui est maximale au solstice, ainsi que la vitesse des vents zonaux associés. Contrairement à la Terre, la circulation moyenne zonale martienne au solstice est marquée par une unique cellule convective de Hadley, qui s'installe entre les moyennes latitudes des deux hémisphères. Dans les moyennes latitudes estivales, l'air chaud s'élève vers les couches supérieures de l'atmosphère, se dirige vers les latitudes froides avant de plonger dans les zones tropicales de l'hémisphère Nord ($\sim 30^\circ\text{N}$) (e.g. Haberle *et al.*, 1993). Ces points correspondent aussi à des latitudes proches des points subsolaires aux solstices. Cela permet un transport de matière et d'énergie vers l'hémisphère Nord. Durant la même période, la calotte saisonnière de CO_2 se forme dans l'hémisphère Nord et finit de se retirer dans l'hémisphère Sud. Les contrastes thermiques sur les frontières de ces calottes entraînent la formation de tempêtes locales. Ainsi, la période comprise entre $L_s = 161^\circ$ (fin de l'hiver dans l'hémisphère Sud) et $L_s = 326^\circ$ (milieu de l'été dans l'hémisphère Sud) est appelé communément la "saison" des tempêtes de poussières pendant laquelle $\sim 78\%$ d'entre elles ont été enregistrées (Martin et Zurek, 1993). Toutefois, la quasi-totalité des tempêtes globales observées durant le siècle dernier ont débuté principalement durant cette période, dans les basses ou moyennes latitudes de l'hémisphère Sud. Une illustration globale est montrée sur la figure 5.15 tiré de Cantor *et al.*(2001) qui indique la distribution latitudinale des tempêtes de poussières enregistrées par les sondes Viking, les observations terrestres depuis un siècle et la sonde MGS durant une grande partie de l'année 1999 où aucune tempête globale n'a été observée.

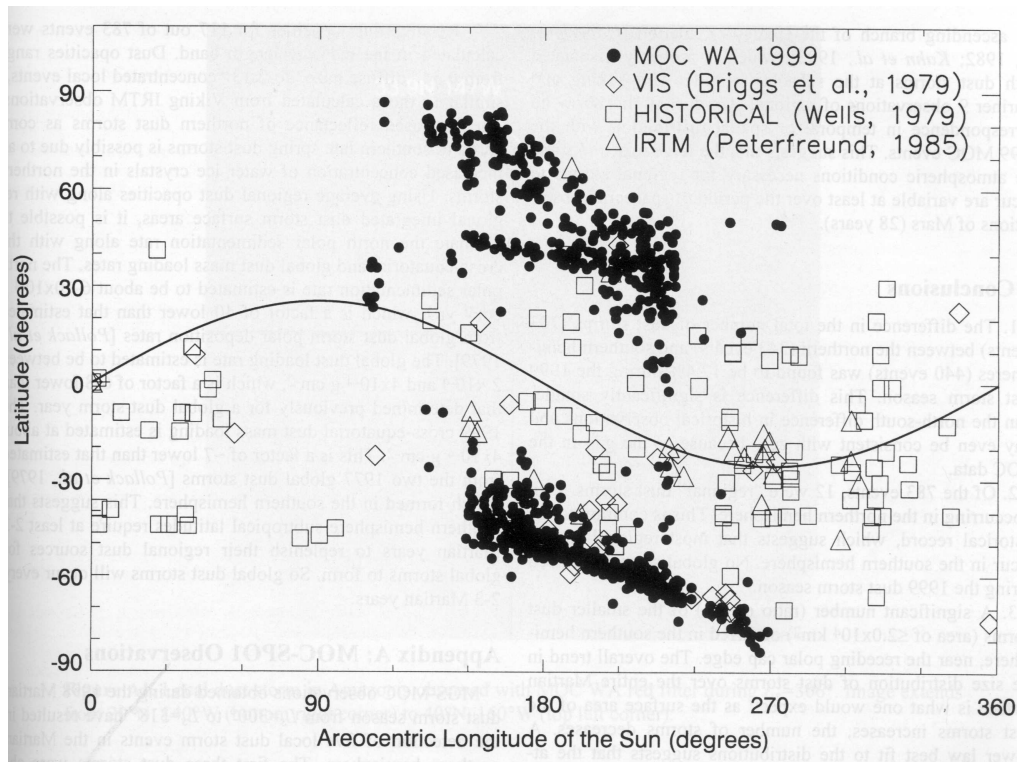


FIG. 5.15: **Distribution en latitude des sources des tempêtes de poussière observées en fonction de la longitude solaire L_s** (tiré de Cantor *et al.*, 2001). Les ronds noirs désignent les observations de la Mars Orbiter Camera sur l'intervalle $L_s = 107\text{-}274^\circ$ (Cantor *et al.*, 2001), les losanges blancs, celle de Viking dans le visible, les triangles blancs, celles de Viking dans l'infrarouge et les carrés blancs, celles des observations depuis les stations terrestres. La courbe pleine correspond à la latitude du point subsolaire.

On constate que durant l'année 1999, la plupart des tempêtes suivent, d'une part, la formation et l'extension de la calotte saisonnière Nord et, d'autre part, la récession de la calotte saisonnière Sud en suivant l'évolution de la latitude du point subsolaire. Sa position change le lieu d'initiation des tempêtes en augmentant le contraste thermique entre le bord de la calotte saisonnière et la latitude subsolaire. Les autres observations qui contiennent les tempêtes globales, bien qu'assez disparates, montrent une concentration importante de tempêtes autour du solstice d'été dans les moyennes latitudes de l'hémisphère sud, situées à proximité du point subsolaire (dont la latitude est strictement égale à plus ou moins l'obliquité aux solstices suivant l'hémisphère).

Estimation des taux de déposition

Si la formation de la calotte saisonnière Nord coïncide, comme dans les conditions orbitales actuelles, avec la naissance fréquente des tempêtes les plus importantes dans le sud et si une quantité significative de poussières peut être transportée et déposée dans les hautes latitudes de l'hémisphère Nord, cela pourrait amener à la formation actuelle d'une couche plus sombre sur la calotte Nord. Cette idée pourrait être supportée par le plus faible albédo estimé de la calotte saisonnière Nord par rapport à celle du Sud (Paige et Ingersoll, 1985)². Pollack *et al.* (1979) ont estimé la quantité de poussière transportée dans les hautes latitudes de l'hémisphère Nord durant l'année 1977, pendant laquelle une

²D' autres mécanismes microphysiques ont toutefois été proposés pour expliquer cette différence, comme indiqué dans le chapitre 4.

tempête globale a été observée par Viking. En considérant que la moitié de la poussière injectée dans l'atmosphère est déposée dans les latitudes supérieures à 60°N , ils proposent une sédimentation polaire importante de l'ordre de 0.01 cm/an . En se basant sur des hypothèses très proches, Cantor *et al.* (2001) estiment que, durant l'année 1999, année sans tempête globale, la quantité de poussière transportée depuis l'hémisphère Sud et déposée dans les hautes latitudes Nord est comprise entre 6×10^{-4} et 10^{-3} cm/an soit un ordre de grandeur inférieur à Pollack *et al.* (1979). Il faut signaler que ces estimations restent encore très approximatives.

Un point important est que les images MOC ont montré récemment qu'une quantité non négligeable de poussières provenant des tempêtes régionales ou locales au bord de la calotte nord se déposait dans les régions polaires (e.g. Cantor *et al.*, 2001). Toutefois, une estimation de cette quantité n'est pas encore connue. Ces tempêtes paraissant considérablement plus fréquentes (et beaucoup moins sensibles aux valeurs orbitales) que les tempêtes globales, cette quantité semble fondamentale dans la compréhension des mécanismes de formation des dépôts en couches.

Cycle des poussières dans d'autres conditions orbitales

Les observations liées aux tempêtes de poussière suggèrent que la très grande proximité entre le solstice d'été et le périhélie martien est à l'origine de la forte dissymétrie entre les hémisphères. Du fait de la forte excentricité martienne (~ 0.093), l'insolation au solstice d'été dans l'hémisphère Sud est environ 40% plus grande que l'insolation correspondante dans l'hémisphère Nord. Cela pourrait favoriser a priori dans les conditions orbitales actuelles, la déposition de poussière dans la calotte saisonnière et résiduelle Nord.

Si tel est le cas, cette propriété devrait se reproduire avec la principale périodicité de la précession climatique, soit environ tous les 51 000 ans. Une question alors importante est de savoir si la propriété inverse est valable lorsque la précession s'inverse, c'est-à-dire si des tempêtes de poussières importantes se produisent dans les moyennes latitudes de l'hémisphère Nord quand le périhélie martien coïncide avec le solstice d'été de l'hémisphère Nord. Certains modèles climatiques suggèrent que cela est possible pour des obliquités proches de la valeur actuelle (Haberle *et al.*, 1993, 2003). La dichotomie martienne a, toutefois, un effet asymétrique important sur les circulations moyennes dans les deux hémisphères, n'impliquant probablement pas les mêmes propriétés (quantité de poussière soulevée, quantité transportée vers le pôle, sources des tempêtes de poussières, etc...) avec le changement de précession climatique (Haberle *et al.*, 1993). Il est ainsi possible que tant que l'excentricité est supérieure à une valeur minimale, permettant ainsi une forte insolation estivale, des périodes de déposition importante de poussières aient lieu dans l'hémisphère Nord avec une périodicité de 51 000 ans pour des obliquités actuelles.

Nous proposons ici de prolonger cette étude. La figure 5.15 indique que le point subsolaire au solstice d'été pourrait être un point de référence théorique important dans l'étude du forçage orbital des tempêtes de poussières. La taille de la cellule de Hadley au solstice d'été est en partie reliée à la position du point subsolaire tandis que l'insolation reçue alors en ce point influe sur l'intensité de la circulation. L'insolation journalière au point subsolaire au solstice d'été ($L_s = 270^\circ$) de l'hémisphère Sud a été calculée sur les 4 derniers millions d'années avant le saut d'obliquité, et sa transformée de Fourier est donnée sur la figure 5.16. La latitude de ce point étant toujours égale à l'opposé de l'obliquité, celle-ci varie entre 15°S et 35°S sur les 4 derniers millions d'années. A ces latitudes, le signal de précession climatique est prédominant. Toutefois, lorsque l'obliquité augmente, la latitude du point subsolaire augmente et l'insolation au solstice d'été devient plus importante. Il apparaît dans le spectre une importante composante supplémentaire dans la bande de l'obliquité qui pourrait être présent dans la périodicité de la déposition des poussières sur la calotte Nord. Dans ce contexte, il est intéressant de constater que dans le domaine fréquentiel, le spectre obtenu est très proche de celui de

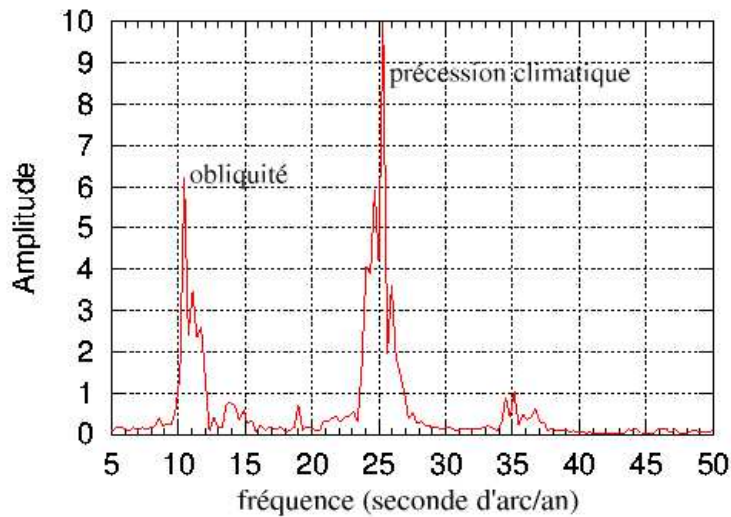


FIG. 5.16: Analyse spectrale de l'insolation journalière martienne au solstice d'été de l'hémisphère sud au point subsolaire sur les 4 derniers millions d'années. Le pic d'amplitude autour de la fréquence $25.4''/\text{an}$ correspond à la précession climatique tandis que celui centré autour de $11''/\text{an}$ correspond à l'obliquité.

l'insolation polaire au solstice d'été qui contient les deux mêmes fréquences avec des poids similaires (voir article final).

Toutefois, le cycle des poussières pourrait être fortement affecté pour des changements importants d'obliquité. D'une part, les modèles de circulation générale suggèrent qu'à partir d'une certaine obliquité (supérieure à $\sim 30^\circ$), l'intensification de la circulation au solstice d'été, marquée par une extension importante de la cellule de Hadley, permet la génération de fortes tempêtes de poussières aux deux solstices et cela *indépendamment* de la valeur de la précession climatique (Haberle *et al.*, 2003). Inversement, à très basse obliquité, l'affaiblissement de la circulation générale tend à réduire considérablement la formation des tempêtes de poussières, à nouveau indépendamment de la précession climatique. D'autre part, comme suggéré au chapitre 4, la possible augmentation de la pression atmosphérique avec l'obliquité tend à réduire les vitesses critiques de soulèvement des poussières.

Ces propriétés suggèrent qu'à haute obliquité, l'intensité et la fréquence des tempêtes augmentent significativement tout au long de l'année martienne, entraînant probablement une déposition massive de poussière aux pôles. Inversement, à basse obliquité, l'absence de tempêtes de grande amplitude favorise la déposition de volatils "clairs" et non contaminés aux pôles. A nouveau, les taux de déposition associées sont inconnus.

5.3.3 Cycle du CO_2

Le rôle du CO_2 dans le climat martien a en partie été discuté dans le chapitre 4. Bien qu'une quantité non négligeable de CO_2 pourrait être présente sous forme de clathrates dans la calotte polaire Nord, le CO_2 n'apparaît pas comme un constituant important des dépôts en couche de la calotte Nord et le cycle du CO_2 n'a pas ainsi un rôle direct dans la formation de ces dépôts. Toutefois, son rôle indirect à travers ses interactions avec le cycle des poussières et de l'eau est fondamental. Les principaux aspects qui reprennent certains aspects précédemment évoqués sont les suivants :

- Si le cycle du CO_2 et la calotte permanente contrôlent la pression atmosphérique, le chapitre 4 illustre les possibles larges variations de cette pression en particulier avec les changements

d'obliquité. Ces variations modifient probablement significativement l'intensité et la fréquence des tempêtes de poussières.

- La calotte permanente de CO₂ peut agir comme un piège froid pour l'eau et favoriser une accumulation d'eau dans l'une des deux calottes. La position et la stabilité de cette calotte permanente apparaît comme reliée aux cycles de poussières (voir chapitre 4).
- Les contrastes thermiques aux frontières des calottes saisonnières engendrent des vents suffisamment importants pour créer des tempêtes de poussières locales ou régionales et ainsi participer à la déposition de poussières dans les calottes permanentes.
- La condensation des grains de CO₂ durant la nuit polaire est susceptible d'entraîner par nucléation des grains de poussières et de la glace d'eau sur les calottes permanentes et ainsi participer à la formation d'une couche sédimentaire.

L'importance et le rôle de la plupart de ces aspects sont toutefois peu contraints pour d'autres conditions orbitales.

5.3.4 Taux de resurfaçage et bilan des échelles de temps de formation des dépôts

Un autre moyen indirect d'estimer la déposition moyenne de volatils dans les régions polaires Nord est le taux de resurfaçage estimé à partir du nombre et du diamètre des cratères résiduels. Celui-ci a été réestimé par Herkenhoff et Plaut (2000) à partir des images Viking à haute résolution. Ils n'ont trouvé aucun cratère de diamètre supérieur à 300 m dans la zone ($\sim 10^6$ km²) couverte par les dépôts polaires nord. Ils en déduisent que cela illustre la déposition (et/ou l'érosion) ou la redistribution continue de matériel martien avec un taux moyen compris entre 0.1 et 0.2 cm/yr. L'absence de cratères de larges diamètres illustre en outre la jeunesse de la surface des dépôts polaires nord. Herkenhoff et Plaut (2000) estime l'âge de la surface exposée inférieur à 10⁵ années, faisant de la surface de la calotte résiduelle, une des surfaces martiennes les plus jeunes.

Le taux de resurfaçage estimé est environ un à deux ordres de grandeur plus grand que les taux de déposition "individuels" estimés pour les volatils martiens. La très large incertitude régnant sur les taux de déposition rend très imprécis le temps de formation de la section des dépôts en couches étudiée. En prenant les valeurs extrêmes rencontrées dans la littérature, nous pouvons estimer que le temps de formation de notre section de 350m est comprise entre 100 000 et 35 000 000 ans, soit un intervalle supérieur à plus de deux ordres de grandeur.

5.4 Mécanismes orbitaux de formation des dépôts polaires en couches

Ayant analysé dans les sections précédentes, les comportements possibles des volatils martiens dans d'autres conditions orbitales, nous proposons ici quelques mécanismes orbitaux pouvant conduire à la formation de sédiments polaires d'albédo variable et qui permettent de relier les variations d'insolation incidente à la nature des couches déposées. Deux mécanismes potentiels et certaines implications associées sont décrits ici :

- Nous nous plaçons tout d'abord dans le cas où les variations d'obliquités sont importantes et dominant les variations de l'insolation polaire incidente. Dans une période de basse obliquité, l'absence de tempêtes de poussières et la stabilité de la glace d'eau au pôle pourrait permettre la déposition d'une couche d'albédo élevé. Lorsque l'obliquité devient élevée, la présence d'une atmosphère très riche en poussières permet la déposition d'une couche importante de poussières recouvrant la couche de glace. Une partie de cette glace pourrait fortement se sublimer à haute obliquité jusqu'à ce qu'elle soit isolée thermiquement par la couche de poussière supérieure, la

stabilisant alors. Ce cycle peut se reproduire de nombreuses fois et permettre l'accumulation alternée de glace et de poussière à travers les cycles d'obliquité. Dans ce cas, une période de forte insolation devrait être corrélée temporellement avec un dépôt plus sombre et inversement. Toutefois, ce scénario nécessite forcément le passage par des obliquités basses permettant une étape de déposition de glace stable au pôle Nord.

- Nous nous plaçons ensuite dans le cas où l'amplitude des variations de l'obliquité est faible, comme sur les derniers 500 000 ans, correspondant aux nœuds de la modulation de l'obliquité et à des obliquités proches de la valeur actuelle. Dans ce contexte, si l'excentricité est significative, les variations temporelles de l'insolation polaire en été sont dominées par les variations de la précession climatique. Dans le cas des conditions orbitales actuelles, une forte insolation dans les latitudes moyennes de l'hémisphère Sud en été correspond à de faibles insolutions en été au pôle Nord. Une couche sombre de poussières pourrait alors se déposer sur la calotte Nord. Inversement, lorsque la précession climatique s'inverse et que le périhélie martien coïncide avec le solstice d'été dans l'hémisphère Nord, les calottes saisonnière et résiduelle de l'hémisphère Nord ne sont pas contaminées par des tempêtes de poussières formées simultanément dans l'hémisphère Sud, pouvant entraîner la déposition d'une couche d'albédo élevé sur la calotte Nord. On constate que dans ce scénario, une forte insolation polaire estivale nord correspond temporellement à une couche claire, à l'inverse du scénario précédent.

La transition entre les deux scénarios serait alors probablement complexe et pourrait correspondre à des périodes de non-déposition ou de discordances observées dans certaines autres sections des dépôts polaires.

D'autres mécanismes sont clairement possibles incluant plus particulièrement les variations possibles de l'excentricité, peu évoquées ici. On notera que les deux mécanismes décrits précédemment pourraient être aussi interprétés dans le sens opposé.

5.5 Article : "Orbital forcing of the martian polar layered deposits".

Dans l'article suivant déjà publié (Laskar, J., Levrard, B. and Mustard, J.F., 2002), nous avons essayé de trouver les contraintes associées au temps de déposition d'une section des dépôts polaires nord dans l'hypothèse où sa formation serait reliée à un forçage orbital. Cette étude est réalisée en appliquant, pour la première fois, des méthodes généralement utilisées dans le cadre des paléoclimats terrestres.

Dans un premier temps, une stratigraphie de la section (profil luminosité-altitude) est réalisée en convoluant le signal de luminosité extrait des images MOC avec les données altimétriques MOLA.

Dans un second temps, une comparaison entre les variations temporelles des éléments orbitaux et axiaux martiens et les cycles observés dans la stratigraphie est effectuée pour exclure certaines échelles de temps. Les mécanismes orbitaux de formation des dépôts étant peu contraints, aucun mécanisme spécifique n'est alors présupposé. De façon analogue à certaines études paléoclimatiques terrestres et en l'absence de mécanisme temporel précis, la stratigraphie est étudiée dans le domaine des fréquences spatiales. Le taux moyen de déposition qui permet de convertir ces fréquences spatiales en fréquences temporelles orbitales est alors cherché. La présence de deux pics d'amplitude dans les fréquences spatiales et orbitales (obliquité+excentricité et précession climatique) contraint cette conversion, si le taux de déposition est supposé relativement constant. Nous obtenons un taux moyen d'environ 0.05 cm/an, dans la gamme supérieure des valeurs estimées, pour la section la plus visible englobant les cycles N1, N2 et N3, conférant un âge de formation de l'ordre de 500 000 ans.

Dans ce contexte, l'insolation polaire au solstice d'été dont le spectre contient les mêmes fréquences avec des amplitudes relatives similaires est choisie comme fonction de forçage, par analogie avec les

paléoclimats terrestres (bien qu'une autre fonction eût pu être choisie) et montre alors une bonne corrélation avec le signal de luminosité sur les cycles N1, N2 et N3 du début de l'enregistrement. Nous proposons que l'alternance des franges sombres et brillantes alors reliée aux cycles de précession climatique pourrait être expliquée par le deuxième mécanisme décrit dans la section précédente.

Indépendamment, nous constatons que si un tel taux de déposition relativement important était par exemple extrapolé pour toute la calotte, cela impliquerait un âge relativement jeune pour la calotte polaire Nord (de l'ordre de 5 Ma). Nous suggérons que le passage continu de l'obliquité martienne autour de valeurs élevées entre 5 et 10 Ma, a pu significativement altérer la stabilité de la calotte et conduire à sa disparition complète et pourrait ainsi supporter l'idée d'une formation récente de la calotte nord.

Chapitre 6

Modélisation paléoclimatique du cycle de l'eau martien

Introduction

La confrontation entre la stratigraphie des dépôts polaires et les variations des éléments orbitaux martiens nous a conduit à émettre l'hypothèse que la calotte polaire Nord aurait pu se former principalement après la transition entre un régime de haute obliquité moyenne ($\sim 35^\circ$) vers un régime de plus basse obliquité moyenne ($\sim 25^\circ$). Toutefois, de nombreuses incertitudes (âge réel du début de la section étudiée, caractère local ou global de la déposition, variations importantes du taux d'accumulation, mécanismes de formation) apparaissent dans cette analyse.

Pour tester de façon indépendante cette hypothèse, nous avons étudié l'évolution de la stabilité de la calotte Nord grâce à des Modèles de Circulation Générale martiens pour des obliquités supérieures à la valeur actuelle. Comme pour la Terre, les larges variations de l'obliquité martienne ont probablement modulé les zones de stabilité de l'eau en surface et en subsurface, modifiant ainsi sa distribution géographique (Jakosky et Carr, 1985 ; Jakosky *et al.*, 1995 ; Mellon et Jakosky, 1995).

La calotte polaire Nord n'est qu'un des multiples réservoirs qui participent au cycle saisonnier de l'eau martien. Les différentes observations et modélisations réalisées depuis les premières données des sondes Viking ont mis en avant l'extrême activité du cycle hydrologique saisonnier martien, impliquant de vastes échanges d'eau entre différents réservoirs. Pour d'autres conditions orbitales, nous considérons que la compréhension de l'évolution de la calotte polaire passe par la connaissance des processus et des mécanismes majeurs qui relient la calotte nord au reste du cycle global hydrologique. Bien que de très nombreux processus soient encore inconnus, l'utilisation récente de modèles de circulation générale a permis une avancée importante dans la compréhension de ce cycle (Haberle et Jakosky, 1990, Houben *et al.*, 1997 ; Richardson et Wilson, 2002a, Richardson et Wilson, 2002b).

Notre étude est basée sur l'utilisation du MCG du Laboratoire de Météorologie Dynamique (e.g. Forget *et al.*, 1999) qui a récemment bénéficié de l'apport de la modélisation des nuages de glace d'eau comme traceurs de la circulation. Le bon accord entre les prédictions de ces modèles et un grand nombre d'observations donne la possibilité de tester et d'étudier les propriétés du cycle de l'eau lorsque les conditions aux limites ou de forçage étaient différentes de celles trouvées aujourd'hui. De telles études similaires sont couramment menées pour modéliser l'évolution des paléoclimats terrestres (e.g. Donnadieu *et al.*, 2002).

Après avoir rappelé brièvement les différentes observations et mécanismes majeurs liés au cycle de l'eau, le MCG du LMD est succinctement décrit. Une simulation de référence du cycle de l'eau actuel

est présentée pour illustrer la validité des prédictions associées et les principaux mécanismes. Dans une quatrième partie, nous examinons la nature du cycle de l'eau pour les obliquités 30° , 35° , 40° , 45° , en précisant les hypothèses effectuées pour ces simulations. Nous étudions alors plus précisément la question de la stabilité de la calotte polaire Nord à haute obliquité et la possibilité d'autres zones de stabilité pour l'eau à la surface de la planète. Si d'autres zones de stabilité et d'attraction existent, nous cherchons à savoir quels sont les temps caractéristiques d'échange entre les différents réservoirs alors présents. Par ce biais, nous tentons de reconstruire et de comprendre l'histoire de la calotte polaire nord principalement sur les dix derniers millions d'années.

6.1 Le cycle de l'eau martien : observations et caractéristiques générales

Bien que l'eau ne soit qu'un constituant mineur de l'atmosphère martienne, les observations spatiales et terrestres ont révélé depuis une vingtaine d'années, l'importance et la forte intensité de son cycle saisonnier. Cette intensité est caractérisée par des échanges de grande amplitude entre les différents réservoirs suspectés de participer à sa dynamique annuelle. Ces principaux réservoirs sont :

- Les réservoirs atmosphériques constitués de la vapeur d'eau et des nuages de glace d'eau.
- Les calottes saisonnières en surface situées dans les moyennes et hautes latitudes des deux hémisphères.
- La calotte polaire permanente nord dont la masse est probablement environ 10^6 fois plus importante que les deux précédents réservoirs.
- La calotte permanente sud qui contient probablement une quantité importante d'eau, mais celle-ci apparaît "sèche" en raison de la présence probable d'une couverture permanente de CO_2 . Sa température très basse et quasiment constante (~ 145 K) durant l'année correspond à une pression de vapeur saturante négligeable pour la vapeur d'eau. Dans ces conditions observées **actuellement**, la calotte résiduelle de CO_2 agit ainsi probablement comme un piège froid capturant irréversiblement le contenu humide de toute masse d'air la surplombant.
- Le régolite proche et profond pouvant adsorber et désorber une partie de la vapeur atmosphérique. Le régolite profond paraît ne pas avoir de rôle à l'échelle annuelle, ainsi que l'important réservoir de glace situé à la subsurface proche (le premier mètre) et révélé par la spectroscopie neutron de Mars Odyssey (Boyton *al.*, 2002; Mitrofanov *et al.*, 2002). Toutefois, sur des échelles de temps orbitales, sa contribution pourrait être plus importante mais reste indéterminée.

Les observations directes de l'évolution annuelle de ces réservoirs restent peu contraintes en raison des interactions avec les autres éléments volatils. Par exemple, l'évolution du givre saisonnier de glace d'eau est couplée avec le givre contemporain de CO_2 et leur séparation observationnelle reste très délicate.

La première observation marquant les débuts de l'étude théorique du cycle de l'eau sont les mesures de l'abondance zonale de vapeur d'eau par l'instrument MAWD embarqué sur la sonde Viking. Grâce à sa résolution géographique et son suivi sur deux années martiennes, ces mesures ont donné une vision précise et fiable de ce cycle, malgré le biais introduit dans les données par la diffusion supplémentaire due à la poussière en suspension à la longueur d'onde de l'instrument ($1.4 \mu\text{m}$) (Jakosky and Farmer, 1982). Les mesures similaires du spectromètre TES à bord de la sonde MGS ont confirmé une grande partie des données de MAWD, sans être perturbées par la poussière dans la bande spectrale utilisée ($28\text{-}42 \mu\text{m}$). Conjointement, un suivi spatial de la glace d'eau atmosphérique a pu être réalisé pendant les deux années d'observations de TES, basé sur la raie d'absorption à $12 \mu\text{m}$ de la glace d'eau. Les profils latitudinaux de vapeur d'eau et de glace atmosphérique sont montrés sur la figure 6.1. Les observations terrestres entre ces deux enregistrements ont montré une faible variabilité interannuelle,

indiquant que les principaux mécanismes qui régissent l'évolution du cycle de l'eau se répètent chaque année. Bien que l'atmosphère ne représente qu'une partie infime du contenu global en eau martien, elle joue en tant que "convoyeur", un rôle prépondérant dans l'évolution géographique de l'eau.

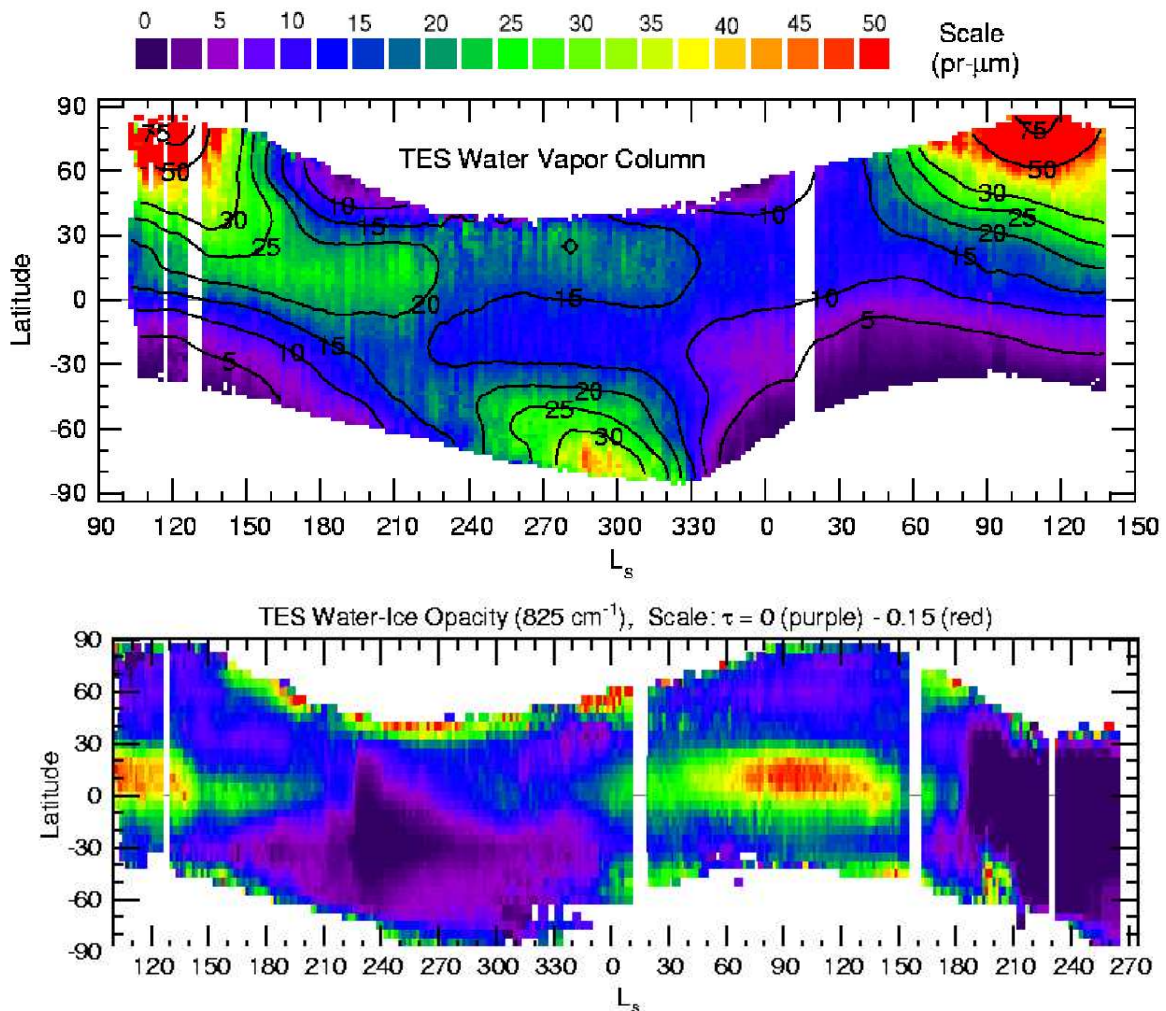


FIG. 6.1: **Distribution latitudinale et temporelle de la vapeur d'eau atmosphérique et des nuages de glace observée par le spectromètre TES (tiré en partie de Smith, 2002).** Les données sont moyennées en longitude. La vapeur d'eau est exprimée en μm précipitables, tandis que la concentration nuageuse est donnée par la mesure de l'opacité atmosphérique dans l'infrarouge. On rappelle que $1 \mu\text{m}$ pr. est équivalent à $\sim 1.44 \times 10^{14}$ g de vapeur répartie uniformément sur l'ensemble de la planète. La coordonnée temporelle est la longitude aréocentrique solaire, notée L_s , mesurée depuis l'équinoxe vernal. $L_s = 0^\circ$ correspond à l'équinoxe de printemps pour l'hémisphère Nord.

La caractéristique dominante des observations TES est une concentration importante de vapeur d'eau dans les moyennes et hautes latitudes de l'hémisphère Nord durant l'été ($L_s \sim 90 - 130^\circ$). Toutefois, cette augmentation de concentration démarre dès le milieu du printemps ($L_s \sim 45^\circ$). Un pic similaire mais de moindre amplitude est observé durant l'été de l'hémisphère Sud, alors qu'il n'y a pas de source d'eau active au pôle Sud. Les données montrent la persistance d'une concentration significative de vapeur d'eau dans les tropiques nord durant l'automne, qui n'a pas de correspondant dans l'hémisphère Sud. Ceci fait de l'hémisphère Nord, l'hémisphère la plus humide en moyenne annuelle. Enfin, les saisons d'automne et d'hiver paraissent relativement sèches dans les deux hémisphères. La

forte variabilité spatio-temporelle de la vapeur d'eau suggère bien un échange important continu avec d'autres réservoirs.

L'évolution latitudinale de la glace d'eau atmosphérique fait apparaître deux structures nuageuses majeures. Tout d'abord, la formation d'une ceinture intertropicale entre le printemps et l'été de l'hémisphère Nord : elle provient en partie du refroidissement des masses d'eau de l'hémisphère Nord transportées sous les tropiques et entraînée en altitude sur la branche ascendante de la cellule de Hadley. Des nuages de relief se forment aussi sur les sommets volcaniques martiens (Tharsis, Olympus, Elysium) lors de l'ascension et du refroidissement adiabatique des masses d'air humide sur leurs flancs. La ceinture nuageuse martienne, bien visible depuis la Terre, est l'équivalent de la ceinture de nuages intertropicales terrestres à l'origine de la saison des pluies.

Enfin, durant l'automne et l'hiver, le dépôt saisonnier de givre de CO₂ aux hautes latitudes hivernales crée des zones froides propices à la condensation de la vapeur d'eau provenant des régions de plus basses latitudes. Des nuages appelés "capuches polaires", sortes de coiffes brumeuses très épaisses qui recouvrent le pôle jusqu'en bordure de la calotte saisonnière, se forment. Celles-ci sont surtout visibles dans l'hémisphère Nord et apparaissent plus diffuses dans l'hémisphère Sud. La taille des particules de glace sont de l'ordre de quelques micromètres (données TES).

6.2 Principaux processus et mécanismes

Depuis les observations de MAWD, un certain nombre de modèles théoriques et numériques ont été développés pour déterminer les processus physiques dominants mis en jeu et permettant la stabilisation (ou non !) du cycle et de ses réservoirs. (Davis, 1981 ; Jakosky, 1983a-b ; James, 1985 ; Houben *et al.*, 1997 ; Richardson et Wilson, 2002). La compréhension du cycle de l'eau actuel est une étape indispensable à une extrapolation paléoclimatique pour d'autres conditions orbitales. Comme notre principal intérêt est ici l'évolution de la calotte Nord, nous résumons brièvement les principaux mécanismes proposés qui déterminent l'évolution du cycle annuel de l'eau en nous centrant plus particulièrement sur ceux qui interviennent dans le bilan annuel de la calotte Nord.

Bien que certains modèles confèrent un rôle important au régolite martien (Jakosky, 1983 ; Houben *et al.*, 1997), les simulations récentes du cycle de l'eau avec un modèle de circulation générale indiquent que celui-ci n'est probablement pas fondamental (Richardson et Wilson, 2002). Les seuls réservoirs qui interviennent dans le modèle utilisé sont ici les calottes saisonnières, les calottes permanentes, la vapeur d'eau et la glace d'eau atmosphérique. Ces processus sont résumés en parallèle sur la figure 6.2.

Au début du printemps ($L_s = 0^\circ$), l'augmentation de l'insolation incidente provoque la récession de la calotte saisonnière de CO₂ qui incorpore le givre saisonnier de glace d'eau. Lorsque le bord de la calotte de CO₂ se sublime, la glace d'eau exposée se sublime aussi. Cet eau est transférée en direction du pôle sous l'action des ondes baroclines (c'est la direction des vents associés au front chaud) et se recondense un peu plus haut sur les bords froids de la calotte saisonnière de CO₂. De cette manière, la rétraction de la calotte de CO₂ entraîne avec elle le givre déposé pendant l'automne et l'hiver. La répétition continue de ce cycle de sublimation/condensation permet à l'eau d'être transférée jusqu'au pôle par ce mécanisme qu'on appellera par la suite transport *quasi solide* (ou TQS). Ce transport est résumé sur la figure 6.3. Il permet ainsi de retarder la sublimation finale du dépôt de givre saisonnier en le confinant progressivement vers le pôle. La sublimation temporaire du givre et son accumulation dans les hautes latitudes permettent ainsi d'expliquer l'augmentation de l'abondance de vapeur d'eau dans ces zones. C'est le même mécanisme qui permet d'expliquer le pic de vapeur enregistré dans l'hémisphère Sud près du solstice.

Les mesures observationnelles (température, albédo) semblent confirmer ce mécanisme pour la calotte Nord (Bass et Paige, 2000). Celui-ci prend fin quand la calotte de CO₂ expire au pôle avant le

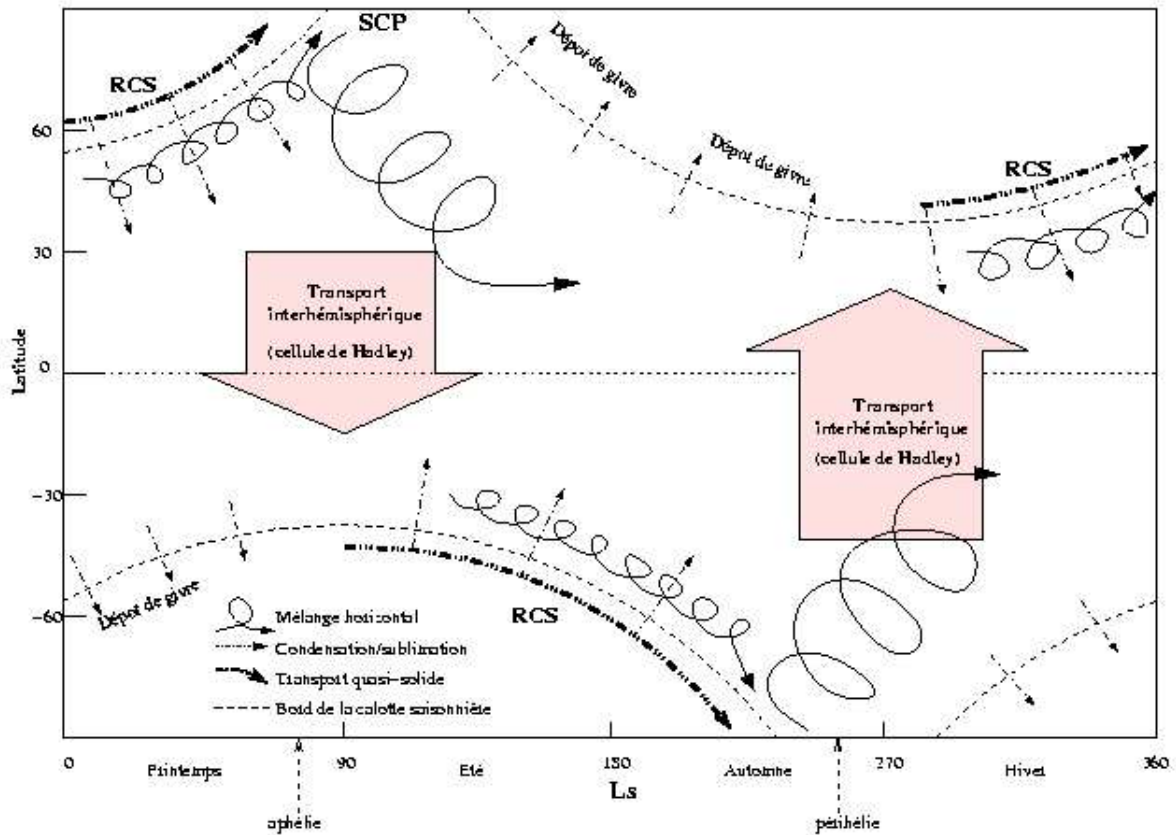


FIG. 6.2: Schéma global simplifié du cycle annuel de l'eau (tiré de Montmessin, 2002). Les flèches indiquent la direction du transport de l'eau. Les abréviations sont RCS : récession de la calotte saisonnière ; SCP : sublimation de la calotte permanente.

solstice d'été, ayant ainsi "transporté" sur la calotte permanente Nord une grande partie de l'eau perdue par celle-ci l'été précédent. En effet, lorsque la calotte Nord devient alors exposée, sa température de surface passe très rapidement de ~ 150 K (température de condensation du CO_2) à plus de 200 K. La sublimation de la calotte permanente devient alors importante mais n'atteint probablement son maximum que lorsque le centre de la calotte a une température supérieure à 200 K vers $L_s \sim 104^\circ$ (Bass *et al.*, 2000). Un point important est que la quantité de vapeur injectée dans l'atmosphère par la calotte permanente dépend alors essentiellement de sa température de surface et donc de l'insolation. Durant cette période, la vapeur d'eau sublimée depuis la calotte permanente et ses environs est majoritairement diffusée vers les basses latitudes à cause du gradient de vapeur important entre les régions polaires et les tropiques. A cette époque, la circulation polaire est, en effet, très faible. La branche méridienne ascendante de la cellule unique de Hadley près du solstice d'été permet alors un transport de matière vers l'hémisphère Sud. On peut donc discerner les deux variables indépendantes forçant le gradient et le transport méridien en été : la température de surface et la concentration de vapeur d'eau des régions tropicales. Si, pour une raison quelconque, cette concentration varie, la quantité d'eau soustraite au pôle s'ajustera en réponse au changement de gradient.

A la fin de l'été, le refroidissement de l'atmosphère polaire piège sur place la vapeur présente et dépose une fine couche de glace fraîche sur la calotte. L'augmentation de l'albédo de la calotte permanente observée à cette période semble aussi confirmer ce scénario (Bass *et al.*, 2000).

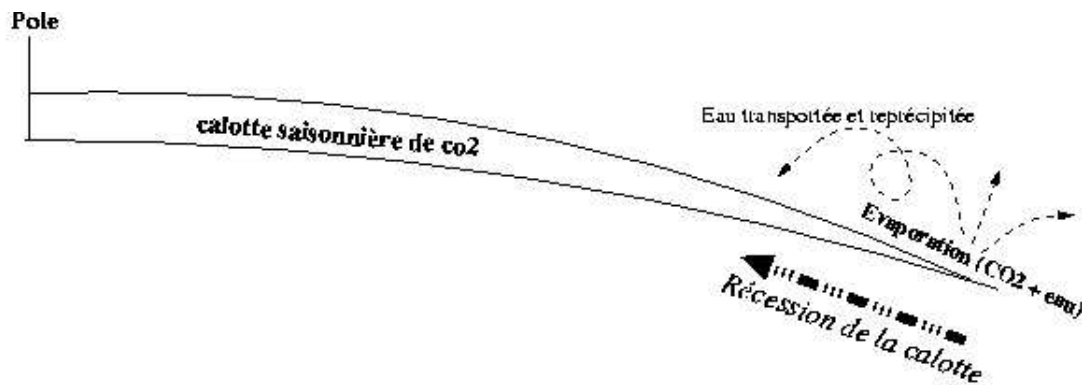


FIG. 6.3: Mécanisme du transport quasi solide (TQS) de l'eau lors de la récession de la calotte saisonnière de CO_2 . La récession de la calotte saisonnière démarre en hiver et se poursuit jusqu'à la fin du printemps. Ce processus continu de sublimation/recondensation permet de confiner le dépôt saisonnier de givre d'eau au pôle.

La calotte Nord exporte seulement ainsi durant une partie de l'été (environ 1/6 du cycle annuel) une certaine quantité d'eau dans le cycle global. Durant le reste de l'année (soit les 5/6), la figure 6.1 montre que le gradient de vapeur s'inverse entre les régions polaires Nord et les autres zones du globe et favorise un retour de l'eau vers les moyennes et hautes latitudes. Au premier ordre, ce gradient ne dépend que de la quantité d'eau présente dans l'atmosphère tropicale et dans l'hémisphère Sud. Ce retour peut s'opérer par plusieurs mécanismes. Durant l'automne de l'hémisphère Nord (soit autour du solstice d'été de l'hémisphère Sud), une partie de l'eau est transportée par la cellule de Hadley de l'hémisphère Sud vers les tropiques de l'hémisphère Nord.

Lors de la formation des capuches polaires saisonnières, il se produit une advection des nuages de glace de basses altitudes jusqu'au pôle Nord qui s'accompagne de précipitations tout au long de leur trajet. Qualitativement, l'eau ramenée dans les régions polaires par ce biais apparaît être du même ordre de grandeur que la contribution du TQS.

Il apparaît que le bilan annuel en eau des régions polaires Nord résulte d'un bilan complexe, rendant difficile à priori la possibilité de prévisions qualitatives dans d'autres conditions orbitales. Richardson et Wilson (2002) notent finalement, qu'au premier ordre, les seuls processus contrôlant l'amplitude des échanges et le bilan en eau sont les gradients de vapeur entre les zones polaires et les autres zones. Comme décrit précédemment, le gradient de vapeur en été ne dépend principalement que de la température de surface de la calotte. Durant les autres périodes de l'année, le gradient inverse ne dépend que de la quantité de vapeur dans les tropiques nord et dans l'hémisphère Sud. Cette dernière quantité dépend de l'histoire passée du cycle de l'eau (quantité initiale de vapeur dans ces régions ou extraite précédemment de la calotte).

6.3 Le MCG martien du LMD

Dans ce contexte, l'utilisation d'un Modèle de Circulation Générale permet, de façon unique, une étude approfondie des processus et des mécanismes pouvant affecter l'évolution du cycle de l'eau dans d'autres conditions orbitales.

6.3.1 Description générale

Le Modèle de Circulation Générale du Laboratoire de Météorologie Dynamique a été développé durant la thèse de Frédéric Hourdin (Hourdin, 1992a, Hourdin *et al.*, 1992b, 1993, 1995) en adaptant

la version initialement conçue et largement utilisée pour l'étude des climats terrestres aux conditions spécifiques martiennes. L'évolution du modèle a été récemment assurée par François Forget (Forget, 1998b; Forget *et al.*, 1998, 1999). Nous ne décrivons ici que les propriétés très générales du MCG martien et des informations plus précises des différentes composantes pourront être trouvées dans la thèse de Frédéric Hourdin, Forget *et al.*(2001) ou Montmessin (2002).

Les Modèles de Circulation Générale sont des modèles globaux qui calculent sur toute la planète l'évolution de certaines variables caractéristiques de l'atmosphère et de la surface (température, vents, pression,...) à partir d'un état initial donné et des lois physiques fondamentales (équations de la thermodynamique, de la dynamique des fluides, du transfert radiatif, ...). Les équations primitives de la dynamique atmosphérique sont résolues en différences finies sur une grille longitude-latitude, en appliquant l'approximation hydrostatique. Le modèle fonctionne avec une résolution spatiale standard de $64 \times 48 \times 32$ (64 points en longitude, 48 en latitude et 32 en verticale) mais à cause des temps d'intégration (supérieurs à 30 années martiennes) et de la mémoire nécessaire pour stocker l'ensemble des données physiques de sortie, nous avons utilisé une résolution inférieure ($48 \times 32 \times 25$). Comme il est brièvement décrit plus loin, cette contrainte a une incidence importante sur un certain nombre de processus physiques et sur la qualité de certains résultats. Cette résolution donne à l'équateur des mailles d'environ $450 \text{ km} \times 300 \text{ km}$ (soit 7.5° en longitude et 5.625° en latitude) et une altitude de plafond de modèle supérieure à 120 km.

Le modèle est en pratique structuré en deux parties. Une partie *dynamique* qui consiste en la discrétisation spatiale et temporelle des équations hydrodynamiques régissant l'écoulement de l'atmosphère autour d'une planète en rotation. Une partie *physique* qui simule les échanges de deux types : d'une part les échanges physiques "réels" entre l'atmosphère et le monde extérieur (interaction atmosphère-rayonnement, échanges thermiques avec le sol, processus de sublimation et condensation des volatils, etc, ...) et d'autre part, les échanges entre les échelles effectivement traitées par les équations discrétisées et les échelles inférieures (principalement la diffusion verticale turbulente dans la couche limite et la convection).

Les calculs de transfert radiatif (chauffage et refroidissement radiatif dans l'atmosphère et au sol) prennent en compte les contributions prépondérantes de l'absorption de la poussière dans le visible et de la raie d'absorption du CO_2 vers $15 \mu\text{m}$. Le modèle standard comprend en outre un scénario spatio-temporel de poussière appelé "MGS" qui permet de reproduire l'essentiel des profils thermiques issues de la mission MGS (Forget *et al.*, 2001).

Le relief est basé sur les mesures altimétriques MOLA (voir chapitre 4). Les propriétés du sol martien proviennent des observations IRTM de Viking. Bien qu'anciennes, les données sur l'inertie thermique utilisées sont sensiblement les mêmes que les relevés récents du spectromètre TES embarqué sur la sonde MGS. La carte d'albédo est basée sur les données de Pleskot et Miner (1981) et Paige *et al.*(1994) pour les régions polaires. Néanmoins, lorsque le modèle diagnostique un dépôt de givre de CO_2 (celui de la calotte saisonnière), l'albédo est prescrit à une valeur plutôt arbitraire de 0.4. Cette valeur est celle que nous prescrivons aussi lorsque le modèle diagnostique une épaisseur de glace d'eau supérieure à $5 \mu\text{m}$ et inférieure à $3000 \mu\text{m}$, cette dernière valeur étant proche de l'épaisseur maximale des dépôts saisonniers observés à haute obliquité. Cette gamme de valeurs permet d'introduire la rétroaction positive liée à l'albédo des glaces pour les dépôts saisonniers mais aussi pour les zones où de la glace *fraîche* commencerait à s'accumuler de façon stable. Dans ce dernier cas, cela revient à considérer que si l'épaisseur de glace devient supérieure à $3000 \mu\text{m}$ avec le temps, elle devient contaminée. De façon générale, nous avons constaté au cours de notre étude que la rétroaction positive liée à l'albédo de la glace en surface jouait rôle important dans l'évolution du cycle de l'eau.

6.3.2 Modélisation du cycle de l'eau

Dans la version préexistante du MCG martien, certains aménagements avaient été réalisés pour simuler le cycle de l'eau martien, en particulier, les processus de sublimation en surface et une paramétrisation de la condensation et de la sublimation atmosphérique. La nouvelle version utilisée ici bénéficie de la modélisation microphysique des nuages de glace réalisée pendant la thèse de Franck Montmessin (Montmessin, 2002) qui permet d'introduire la glace d'eau atmosphérique en tant que traceur transporté par les vents de la dynamique. Elles incluent un traitement plus complet de la condensation/sublimation et de la sédimentation (chute verticale des grains à la vitesse constante correspondant à l'équilibre des forces de gravité et de viscosité) des cristaux de glace atmosphérique. L'évolution spatio-temporelle des nuages sur une année montre un bon accord avec les observations du spectromètre TES (Montmessin, 2002). Les premières simulations réalisées ont montré que l'absence de cette modélisation ne permettait pas une reproduction satisfaisante de certains aspects du cycle de l'eau actuel, mais surtout une sensibilité très forte et probablement irréaliste du modèle pour de faibles variations des paramètres orbitaux martiens. Toutefois, l'effet radiatif des nuages, qui est encore mal compris, n'est pas considéré ici.

Schématiquement, la vapeur d'eau et la glace d'eau sont considérées comme des traceurs atmosphériques distincts et sont advectés par les vents résolus de la dynamique. En plus de l'advection associée à la dynamique, les traceurs sont mélangés verticalement. Les échanges de traceurs entre couches se ramènent à une équation de diffusion où le coefficient de diffusion est calculé en fonction de l'énergie cinétique turbulente locale. C'est grâce à ce diagnostic que l'échange d'eau entre la surface et l'atmosphère est explicitement déterminé. Si une couche de glace existe en surface, le flux transmis à travers l'atmosphère est obtenu selon le gradient de concentration de vapeur entre le milieu de la première couche (à ~ 3 m du sol) et la surface elle-même (où la concentration est donnée par l'équilibre des phases solide-vapeur à la température du sol). L'échange entre le sol (ou la calotte, quand de la glace d'eau en surface est présente) et l'atmosphère étant une étape fondamentale dans l'évolution du cycle de l'eau, sa modélisation est importante. Le modèle ne permet pas d'échange entre le régolite martien et l'atmosphère, donnant à l'eau la possibilité de ne se retrouver que dans trois "phases" distinctes : la glace d'eau en surface et dans l'atmosphère et sous forme de vapeur d'eau atmosphérique.

6.3.3 Simulation de référence

Pour illustrer la capacité du MCG à reproduire les observations actuelles de la distribution zonale de vapeur d'eau, celui-ci a été intégré dans les conditions orbitales actuelles ($\epsilon = 25.19^\circ$, $e = 0.093$ et périhélie pour $L_s = 251^\circ$) jusqu'à l'obtention d'un état quasi-stationnaire. Cette simulation de référence n'inclut pas le scénario "MGS" de poussière mais une épaisseur optique constante au cours de l'année de 0.15. Cette modification a très peu d'incidence sur le cycle de l'eau. La seule source initiale d'eau est une calotte polaire Nord réaliste qui forme "un disque" de glace d'eau au delà de la latitude 84°N . L'atmosphère initiale est supposée entièrement sèche. L'humidification du cycle se fait grâce à la sublimation et au transport de l'eau depuis la CPN lors du premier été.

Contrairement aux simulations paléoclimatiques à haute obliquité, notre simulation de référence contient une calotte de CO_2 permanente "fictive" au pôle Sud. Elle n'intervient pas dans le cycle du CO_2 mais fixe la température locale à l'équilibre solide/vapeur du CO_2 . Lorsque celle-ci est présente, elle agit comme un piège froid capturant irréversiblement le contenu humide de toute masse d'air la surplombant. Le bilan global annuel du cycle de l'eau est alors un transfert de masse d'eau depuis la calotte Nord vers la calotte Sud. Bien que cette dernière calotte ne soit pas présente par la suite, cette simulation sert à illustrer les principaux mécanismes décrits précédemment et la comparaison avec les observations.

La figure 6.4 montre la distribution zonale de vapeur d'eau et de glace en surface tandis que la figure 6.5 illustre l'évolution de l'épaisseur de la calotte nord dans la onzième année d'intégration numérique. Les fluctuations interannuelles de la concentration totale en vapeur d'eau n'excèdent alors pas 2% et l'état obtenu est très proche de l'état d'équilibre.

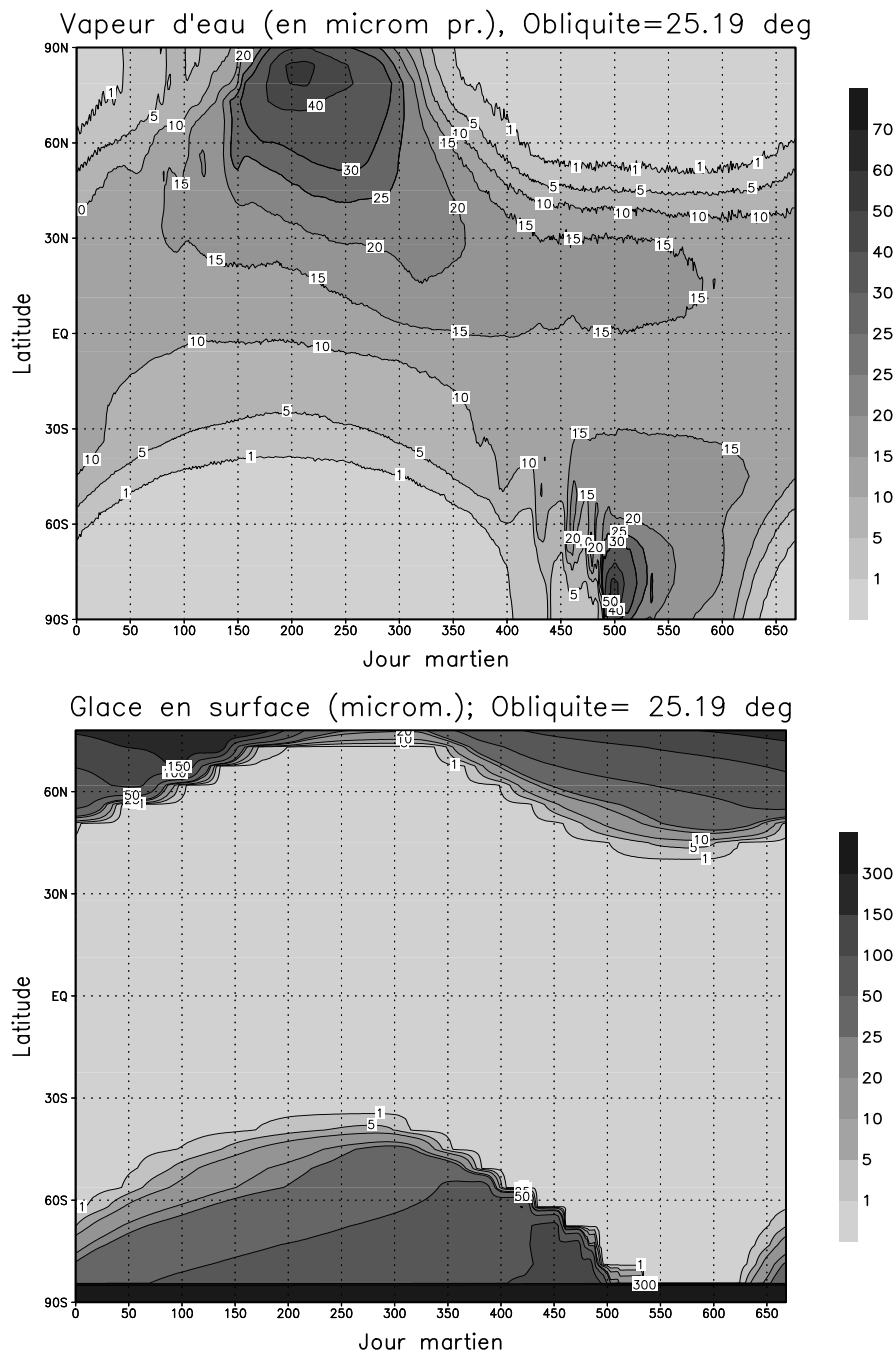


FIG. 6.4: Distribution saisonnière et latitudinale de la vapeur d'eau et de la glace de surface pour la simulation de référence (voir texte) en fonction du jour martien (ou sol) depuis l'équinoxe de printemps. La calotte polaire Nord a été coupée sur la figure du bas. La vapeur d'eau et la glace d'eau sont moyennées en longitude et sont données en μm précipitables.

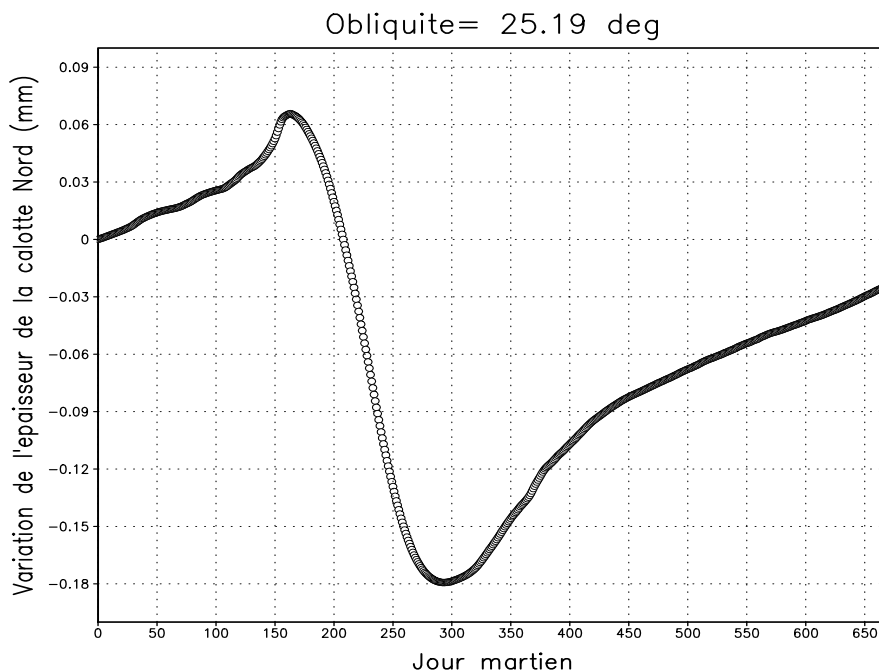


FIG. 6.5: **Bilan annuel de la calotte polaire Nord pour la simulation de référence dans la 11^e année d'intégration.** Le bilan de la calotte polaire est exprimé en mm. L'origine des temps est situé à l'équinoxe de printemps.

Sol	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500	550	600	650
L_s	0	25	48	70.4	93	116	140	167.5	196.6	228	260.4	292.4	322.5	360

TAB. 6.1: **Tableau de conversion entre les jours martiens (sol) et la longitude solaire L_s à partir de l'équinoxe de printemps.**

Ces courbes sont données en fonction du jour martien (ou sol) depuis l'équinoxe de printemps. L'année martienne comprend 669 jours et une table de conversion succincte entre le jour martien (sol) et la longitude aréocentrique solaire L_s , plus communément employée, est donnée dans le tableau 6.1.

Le cycle de vapeur simulé est en bon accord avec les observations TES et les tendances fortes de son évolution dans chaque hémisphère paraissent bien reproduites. Le pic estival dans l'hémisphère Nord est proche de $60 \mu\text{m pr.}$, une valeur légèrement inférieure aux valeurs maximales observées proche de $75 \mu\text{m pr.}$ Le cycle apparaît ainsi un peu trop sec mais il s'humidifie encore légèrement au cours du temps et une intégration numérique prolongée donnerait des valeurs très proches des données TES. Vers la fin du printemps boréal et austral ($L_s = 70^\circ$ et $L_s = 250^\circ$ soient respectivement $T \simeq 150$ et $\simeq 485$ sols), les régions de fortes concentrations sont bien situées vers les pôles. Cela résulte directement du processus de TQS qui force le dépôt de glace saisonnier des régions subpolaires à venir se concentrer près du pôle. La distribution de la glace de surface illustre bien ce processus. A partir de $L_s \sim 150^\circ$ (soit $T \simeq 320$ sols, à fin de l'hiver austral), le bord de la couche saisonnière de glace d'eau s'épaissit au fur et à mesure qu'elle se rétracte vers le pôle (le même procédé s'applique à la fin de l'hiver dans l'hémisphère Nord vers $L_s \simeq 300^\circ$). Après la disparition totale de la calotte saisonnière de CO_2 , la glace d'eau se sublime en réponse à l'augmentation rapide de température (on passe d'une température

du sol contrôlée par l'équilibre des phases du CO₂ à une température contrôlée par l'équilibre radiatif). Cela donne l'illusion d'une source d'eau dans l'hémisphère Sud.

La bande sombre près du pôle Sud correspond à l'accumulation d'eau sur la calotte sud. Cela était attendu, la calotte de CO₂ y joue son rôle de piège froid. On constate une légère extension de la calotte Nord jusqu'à 75°N. La circulation polaire provoque une zone de convergence hors de la calotte Nord, de sorte que l'humidité vient stagner en périphérie de la calotte et les masses d'air se retrouvent localement saturées (voir Haberle et Jakosky, 1990 et Montmessin, 2002 pour plus de détails). La persistance de cette glace est assurée par la rétroaction positive de l'albédo de la glace, simulée dans notre modèle.

Les précédents processus sont bien observables sur le bilan annuel de la calotte polaire nord. Celle-ci échange de l'eau avec le cycle global tout au long de l'année. A l'équinoxe de printemps, la calotte étant encore recouverte par le CO₂ saisonnier, l'apport d'eau vient des précipitations des nuages advectés vers le pôle (voir Montmessin, 2002) et seulement à partir du milieu du printemps ($T \simeq 125$ sols), le TQS permet une augmentation supplémentaire de son épaisseur. La couche de CO₂ ayant disparu, une période intense de sublimation démarre durant laquelle la calotte va perdre ici 0.25 mm (soit 250 μm). A la fin de l'été, la diminution de l'insolation refroidit l'atmosphère et celle-ci se saturant rapidement permet à nouveau la condensation et l'apport d'une quantité significative d'eau sur la calotte. La formation de la calotte saisonnière de CO₂ en automne est reliée à l'apparition de la capuche polaire qui précipite progressivement une partie de son eau durant l'automne et l'hiver. Au final, environ 0.3 mm (ou 30 μm) d'eau est finalement perdue par la calotte Nord au profit de la calotte Sud dans cette simulation.

En l'absence de calotte froide au pôle Sud, comme cela sera le cas par la suite, les mécanismes déterminant le bilan de la calotte Nord seront toutefois les mêmes.

6.4 Simulations paléoclimatiques pour des hautes obliquités

L'influence importante de la valeur de l'obliquité sur l'insolation polaire estivale et par conséquent sur les maxima de température des calottes résiduelles fait de l'obliquité le principal paramètre astronomique déterminant l'humidité globale et l'intensité du cycle de l'eau martien.

L'influence de l'obliquité sur le cycle de l'eau a été étudiée pour quatre obliquités croissantes : 30°, 35°, 40°, 45°. Celles-ci sont caractéristiques du régime de haute obliquité moyenne dans l'intervalle 5-10 Ma. La dernière obliquité est très proche de sa valeur maximale sur les 10 derniers Ma.

De nombreuses hypothèses et simplifications importantes relativement au modèle standard ont été effectuées dans ces simulations. Pour minimiser les asymétries climatiques entre les hémisphères, l'excentricité a été choisie nulle. Dans toutes les expériences, la quantité totale de CO₂ disponible dans le système atmosphère/calotte a été fixée à la valeur actuelle et aucune calotte permanente de CO₂ n'est présente ou imposée. Les propriétés thermiques et optiques de la glace n'ont pas été modifiés et les effets radiatifs de la vapeur d'eau et des nuages de glace ont été négligés. Si cette dernière hypothèse semble correcte dans les conditions orbitales actuelles du fait de sa faible concentration atmosphérique, de plus fortes obliquités génèrent des humidités importantes pour lesquelles l'effet radiatif n'est probablement pas négligeable. Le scénario standard "MGS" de poussière a été remplacé, par souci de simplicité, par un scénario où l'épaisseur optique associée est constante au cours de l'année et vaut à nouveau 0.15. Aucune hypothèse concernant une augmentation de l'intensité ou de la fréquence des tempêtes de poussières n'a donc été faite.

La modification majeure concerne les sources d'eau initiales. Pour simplifier notre étude et la restreindre à la CPN, cette dernière a été choisie ponctuelle. L'idée est de s'affranchir des possibles redistributions d'eau à l'intérieur même de la calotte et de n'extraire que les tendances générales de son évolution à d'autres obliquités. Ces redistributions internes jouent un rôle probablement important

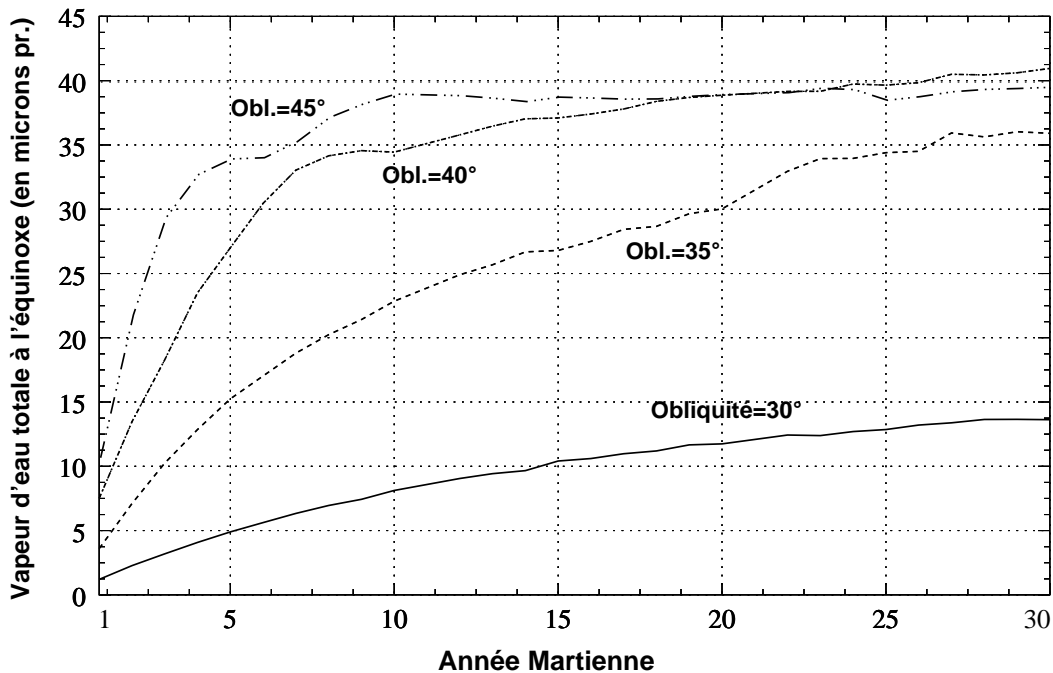


FIG. 6.6: Evolution de la pression totale de vapeur d'eau atmosphérique calculée à l'équinoxe de printemps en fonction de l'année martienne correspondante pour les quatre obliquités choisies. Chaque année martienne démarre à l'équinoxe de printemps ($L_s = 0^\circ$). La valeur de la pression totale initiale est nulle au départ de la première année d'intégration. Celle-ci est donnée en micromètres précipitables ($1 \mu\text{m pr.}$ est équivalent à $\sim 1.44 \times 10^{14}$ g d'eau sur l'ensemble du globe). Pour chaque obliquité, les trente points ont été directement reliés, la pression totale de vapeur d'eau *variant* entre ces points au cours de l'année.

dans l'histoire et l'évolution de la calotte. Une conséquence notable est que la taille réduite de la CPN entraîne une diminution de la quantité de glace pouvant être sublimée et transportée hors de la calotte durant l'été, rendant notre cycle global moins humide. Cet effet est partiellement compensé par le choix d'une excentricité nulle qui induit une insolation estivale sur la CPN plus importante qu'actuellement, celui-ci étant très proche de l'aphélie ($L_s \sim 70^\circ$). Il se peut toutefois que certaines tendances soient ainsi sous-estimées. Des simulations préliminaires, effectuées à plus basse résolution avec une CPN non ponctuelle et formant un disque au-delà de 84°N , suggèrent toutefois que pour les mêmes obliquités, les tendances et les temps d'évolution associés sont similaires. Aucun réservoir d'eau au pôle Sud n'a été introduit. Toutes les simulations sont initialisées avec une atmosphère sèche et un réservoir de glace d'eau atmosphérique vide.

6.4.1 Temps de mise à "l'équilibre" du MCG

De façon générale, lorsque la répartition et le contenu des différents réservoirs d'eau (calotte, atmosphère, nuages, autres dépôts glaciaires de surface ...) sont choisis initialement, comme ici, de façon arbitraire, correspondant à une situation "hors équilibre" du cycle de l'eau, un paramètre fondamental est le temps nécessaire mis par le cycle pour atteindre son état d'équilibre. Il est important de signaler qu'on sous-entend qu'il existe a priori un tel état pour le cycle de l'eau. Le mot "équilibre" doit être ici compris dans le sens *d'état stationnaire*, c'est-à-dire l'état pour lequel chaque réservoir présente les même bilan annuel en eau. Dans un premier temps, le MCG a été intégré sur 31 années martiennes pour les quatre obliquités, et une extension (involontaire !) a été effectuée jusqu'à 39 années pour l'obliquité 40° . Ceci nécessite, à la résolution considérée, plus d'un mois et demi d'intégration CPU pour chaque

obliquité. Pour estimer le temps d’obtention de l’état stationnaire pour chaque obliquité, nous avons choisi d’étudier plus spécifiquement l’évolution annuelle de la pression totale de vapeur d’eau dans le système. Seule sa valeur à chaque équinoxe de printemps a été tracée sur la figure 6.6 en fonction de l’année martienne d’intégration. L’évolution de la pression suit approximativement une courbe de type “relaxation exponentielle” pour chacune des obliquités mais certaines différences apparaissent. Des courbes similaires auraient été obtenues si la vapeur totale moyenne annuelle avait été tracée.

Le cycle de l’eau paraît quasiment à l’équilibre au bout de 30 ans pour une obliquité égale à 30° . Une extrapolation rapide suggère que pour 35° d’obliquité, l’état stationnaire pourrait être atteint au bout de 35-40 ans. Pour les obliquités supérieures 40° et 45° , l’état stationnaire semble rapidement atteint au bout de ~ 10 -15 années. Il n’y a ainsi pas de relation simple entre le temps de mise à l’équilibre et l’obliquité. Comme nous le verrons dans les sections suivantes, la rapidité de mise à l’équilibre du système pour ces obliquités est reliée à la présence d’autres réservoirs stables pour la glace en surface. Dans ce cas, l’échange important de glace entre la calotte et ces réservoirs va dominer et “forcer” le cycle de l’eau martien.

De façon plus générale, il est toutefois possible de déduire que le temps de mise à l’équilibre du MCG pour des conditions initiales proches de celles considérées, est probablement de l’ordre de 35 à 40 années martiennes. Il devra toutefois être discuté si, au bout de 30 ans et pour les obliquités 30° et 35° , le cycle obtenu et les tendances associées correspondent bien à l’état stationnaire réel du système.

6.4.2 Evolution de la vapeur d’eau

La figure précédente 6.6 illustre, qu’en partant d’une atmosphère sèche, la quantité globale de vapeur d’eau atmosphérique présente dans le cycle de l’eau augmente chaque année jusqu’à l’obtention d’un état stationnaire. Sur la figure 6.7, l’évolution de la distribution latitudinale et saisonnière de la vapeur d’eau est montrée pour les quatre obliquités dans la 31^e année d’intégration numérique. Comme indiqué précédemment, pour l’obliquité 40° , c’est ici la 39^e année qui est montrée et cette différence sera présente dans de nombreuses analyses ultérieures. Comme l’indique la figure 6.6, cette différence a ici peu d’importance car le temps de mise à l’équilibre du cycle de l’eau à cette obliquité étant de l’ordre de 10 ans, le cycle de la vapeur d’eau et les tendances du système climatique durant les années 31 et 39 sont identiques.

Le choix d’une calotte polaire ponctuelle permet de mettre en évidence un certain nombre de propriétés fondamentales pour lesquelles une étude plus détaillée est en cours. Il permet en particulier d’isoler certains mécanismes liés au retour quasi-solide de l’eau vers le pôle et à la calotte ponctuelle elle-même. La figure la plus visible lorsque l’obliquité augmente est la variation de la distribution spatio-temporelle de la vapeur d’eau dans les zones polaires. Pour $\varepsilon = 30^\circ$, la distribution de vapeur d’eau est similaire à l’obliquité actuelle. Le maximum de vapeur est de l’ordre de $100 \mu\text{m pr.}$ et apparaît vers $L_s \sim 70^\circ$. Cette longitude étant légèrement inférieure à la longitude de disparition complète de la calotte saisonnière de CO_2 ($L_s \sim 80^\circ$), ce pic peut être attribué à la sublimation de la calotte saisonnière d’eau. Ce maximum se prolonge vers un deuxième maximum local vers $L_s = 85^\circ$, avec une valeur proche de $80 \mu\text{m pr.}$, et qui se prolonge vers le pôle Nord. Interprétant les mécanismes proposés pour l’obliquité actuelle, ce deuxième pic provient probablement à la fois de la sublimation finale de la calotte saisonnière d’eau et du pic de sublimation de la calotte permanente polaire lorsqu’elle devient exposée et que sa température atteint son maximum près du solstice d’été. Cela est confirmé par l’évolution de la distribution de la glace de surface.

Toutefois, l’évolution de la vapeur d’eau pour les autres obliquités, suggère probablement la présence d’autres mécanismes. L’effet du TQS sur la calotte saisonnière Sud fournit un pic d’amplitude similaire bien visible près du pôle Sud vers $L_s = 240 - 250^\circ$. Enfin, on notera la persistance à cette obliquité de

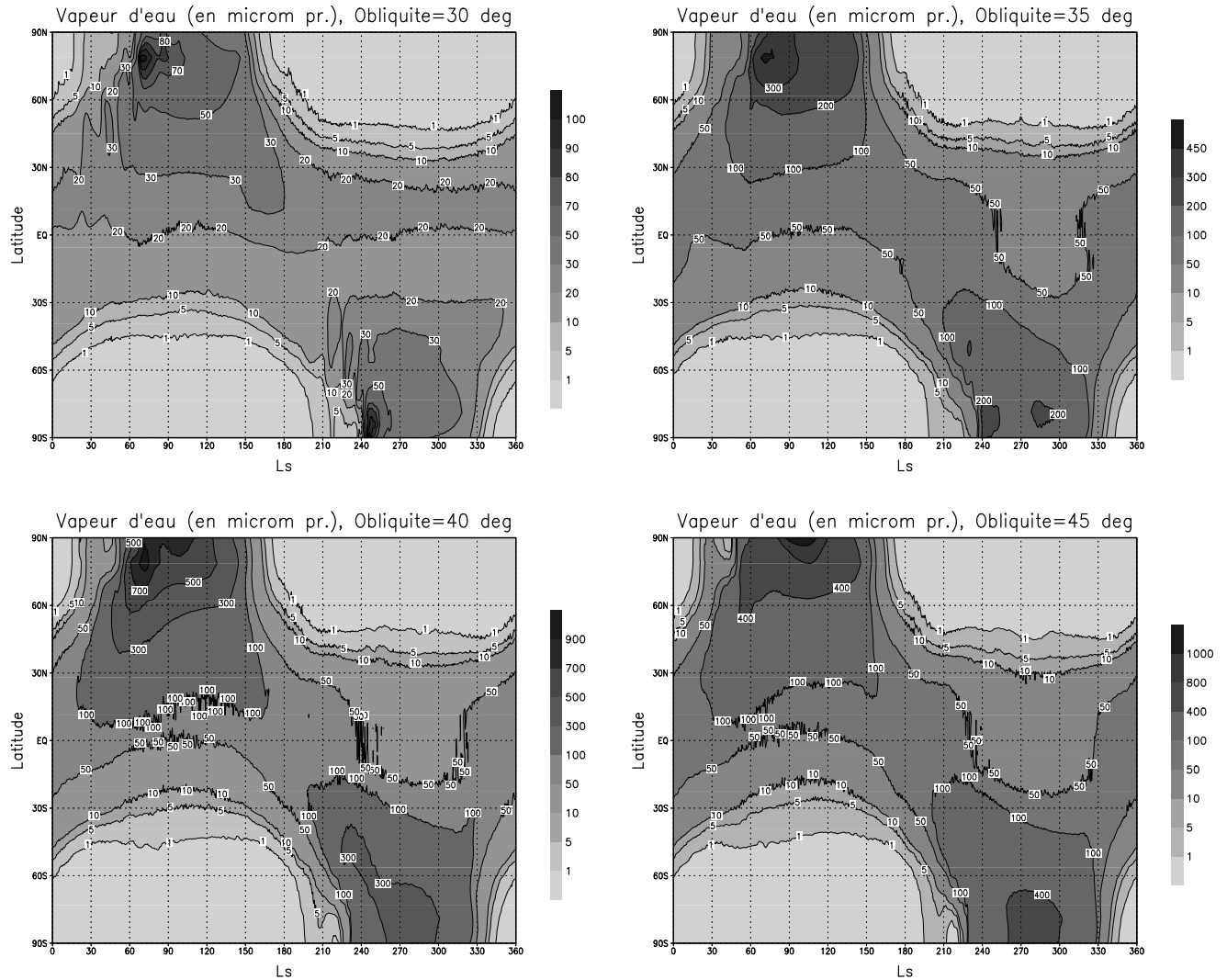


FIG. 6.7: Distribution saisonnière et latitudinale de vapeur d'eau pour les quatre obliquités croissantes de 30° à 45° dans la 31^e année de simulation. La vapeur d'eau est moyennée en longitude et est donnée en μm précipitables. On notera que les échelles sont différentes pour chaque obliquité.

la bande de vapeur intertropicale nord qui fait de l'hémisphère Nord, à nouveau l'hémisphère le plus humide.

Pour $\varepsilon = 35^\circ$, la plus importante quantité de glace d'eau en surface (voir section suivante) conduit ici à une augmentation notable du pic de vapeur autour de $450 \mu\text{m}$ pr. près de $L_s = 70^\circ$ et produit par la sublimation de la glace d'eau accumulée vers le pôle par le TQS. Ce pic se prolonge ici continûment vers le pôle Nord autour du solstice d'été ($L_s = 90^\circ$). Ce dernier peut être associé à nouveau à la sublimation terminale de la calotte saisonnière et au pic de sublimation de la calotte permanente. Dans l'hémisphère Sud, le TQS engendre un premier pic de vapeur autour du $L_s = 240^\circ$ à des valeurs proches de $200 \mu\text{m}$. Une particularité importante est l'apparition d'un second pic autour de $L_s = 290^\circ$ de même amplitude alors qu'il n'y a pas de calotte résiduelle Sud. Cela pourrait impliquer que la vapeur d'eau produite reste confinée dans la zone polaire pendant un certain temps. La comparaison avec les obliquités supérieures montre que ce n'est probablement pas la seule origine.

Les propriétés précédentes sont accentuées pour les obliquités supérieures. Pour $\varepsilon = 40^\circ$, on constate l'affirmation du maximum secondaire au pôle Nord après $L_s = 90^\circ$, qui devient dominant pour $\varepsilon = 45^\circ$. Celui-ci a lieu pourtant bien après la sublimation terminale de la calotte saisonnière de CO_2 . Le maximum de vapeur d'eau atteint alors plus de $1000 \mu\text{m}$. En comparaison, cette valeur est trois fois inférieure à celle obtenue pour la même obliquité par le MCG de Richardson et Wilson (2002) avec une calotte polaire étalée, illustrant le caractère moins humide de notre cycle. Le pic de vapeur d'eau est ainsi multiplié par dix entre $\varepsilon = 30^\circ$ et $\varepsilon = 45^\circ$ et illustre l'augmentation notable de la température de la calotte et de la sublimation résultante estivale. L'injection de cette vapeur dans le cycle global rend alors celui-ci beaucoup plus humide. Dans l'hémisphère Sud, le maximum de vapeur est à présent situé près du solstice d'été bien après la sublimation terminale de CO_2 ($L_s \sim 242^\circ$, non montré ici). La continuité de ce maximum avec une "langue" s'étendant vers les plus basses latitudes tropicales suggère que l'origine de cette vapeur ne provient qu'en partie de la vapeur émise par l'eau issue du TQS et qu'un autre mécanisme participe à ce pic. Pour $\varepsilon = 45^\circ$, le maximum de vapeur dans l'hémisphère sud est confiné autour du solstice d'été et atteint $400 \mu\text{m}$.

L'augmentation de l'obliquité illustre la prédominance progressive de la sublimation intense de la calotte permanente aux maxima de vapeur d'eau près du solstice d'été. Ces maxima semblent corrélées aux maxima de la température moyenne journalière. Toutefois, la présence d'un tel maximum dans l'hémisphère Sud en l'absence de calotte résiduelle indique que d'autres mécanismes sont présents.

Nous suspectons que l'ensemble des changements observés provient principalement des variations importantes de la nature et des propriétés de la circulation générale atmosphérique. En particulier, l'augmentation de l'obliquité renforce considérablement la taille et l'intensité de la cellule unique de Hadley, permettant un transport méridional saisonnier très important. La modification des propriétés du transport de l'eau par les nuages peut avoir, dans une moindre mesure, contribué à ces observations. Leur compréhension et leur analyse sont actuellement en cours.

6.4.3 Stabilité de la calotte polaire Nord à haute obliquité

Notre étude portant principalement sur l'évolution et la stabilité de la calotte nord pour des hautes obliquités, une évolution et une étude plus détaillée de la distribution de glace d'eau en surface, des autres réservoirs, ainsi que des processus contribuant à la mise en équilibre du cycle de l'eau, sont ici analysés. Ceci permet de voir si d'autres zones de stabilité de l'eau existent et à quelle vitesse ces différents réservoirs échangent alors de l'eau.

Evolution globale de la glace d'eau en surface

Similairement à la figure 6.7, l'évolution de la distribution saisonnière et latitudinale de glace d'eau en surface est montrée sur la figure 6.8 pour les quatre mêmes obliquités. De façon générale, la longitude

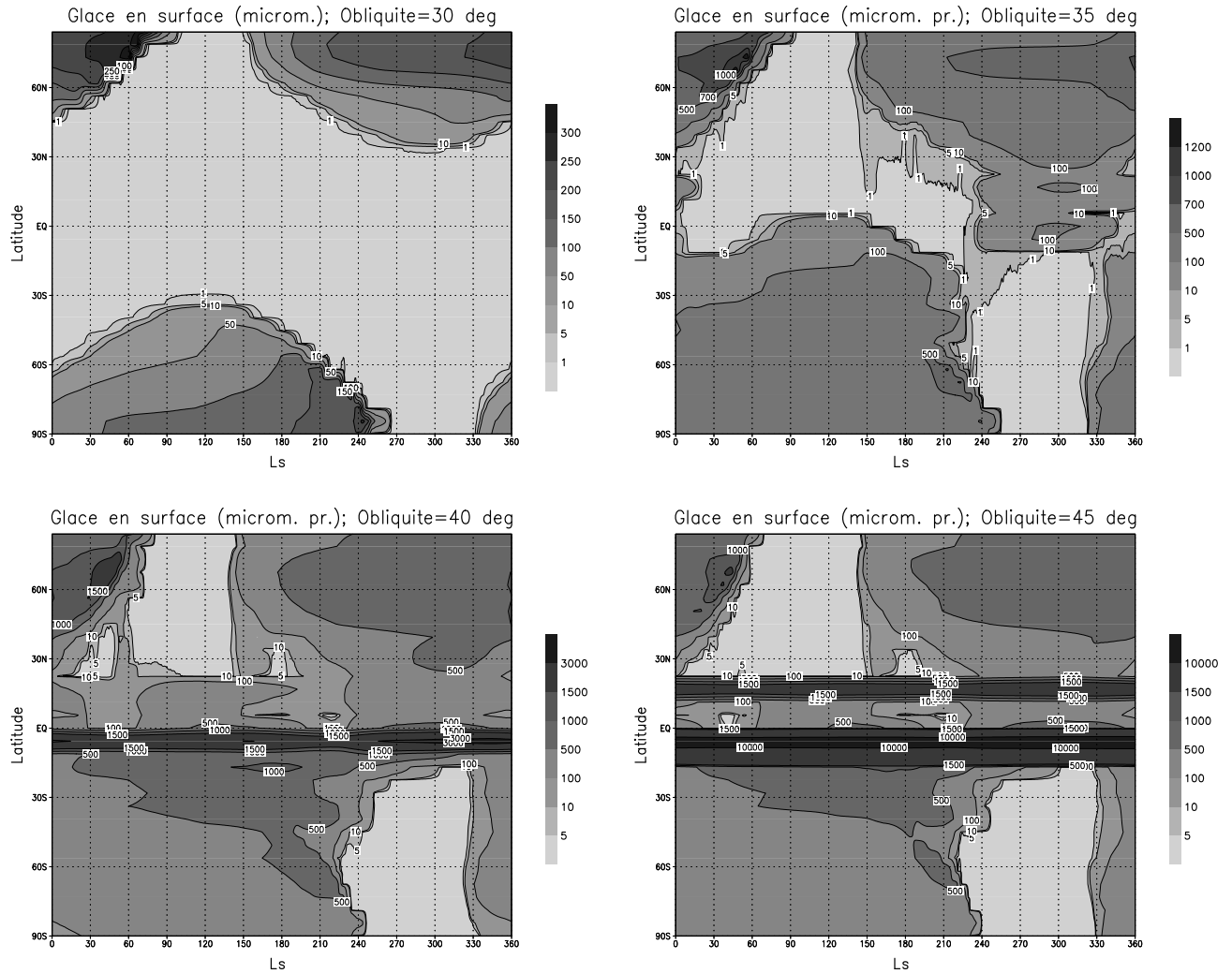


FIG. 6.8: **Distribution saisonnière et latitudinale de la glace d'eau en surface pour les quatre obliquités croissantes de 30° à 45° dans la 31^e année de simulation.** La glace d'eau est moyennée en longitude et est donnée en μm . On notera que les échelles sont différentes pour chaque obliquité. La calotte polaire ponctuelle nord a été coupée.

aréocentrique de disparition des calottes saisonnières de CO₂ et d'eau décroît significativement avec l'augmentation de l'obliquité et de l'insolation incidente au milieu du printemps, provoquant un retrait de plus en plus abrupt.

A nouveau, des différences importantes apparaissent. Pour $\varepsilon = 30^\circ$, la distribution globale est très proche de l'obliquité actuelle. Le processus de TQS est bien visible dans les deux hémisphères pour les calottes saisonnières, conduisant à un maximum d'accumulation de glace dans les hautes latitudes proche de $300 \mu\text{m}$ vers respectivement $L_s = 65^\circ$ et $L_s = 240^\circ$, juste avant le pic de vapeur correspondant (voir figure 6.6). On notera qu'il reste de la glace en surface dans les hautes latitudes près de $L_s = 90^\circ$ bien que la calotte de CO₂ se soit depuis longtemps retirée. La sublimation terminale de cette eau résiduelle contribue probablement de façon importante au pic de vapeur observé sur la figure 6.7 et précédemment discuté. Pour $\varepsilon = 35^\circ$, le comportement des dépôts saisonniers est qualitativement le même, excepté l'extension latitudinale plus importante des calottes saisonnières, qui atteignent l'équateur. La durée plus importante de la nuit polaire permet une accumulation plus importante de glace d'eau saisonnière, qui peut alors atteindre plus de $1200 \mu\text{m}$ (soit 1.2 mm), comparativement à $\varepsilon = 30^\circ$. Toutefois, les deux calottes ne se "recouvrent" pas et toutes les bandes de latitudes repassent par un minimum nul au cours de l'année. Cela illustre l'absence de zones d'accumulation de glace d'eau.

Pour $\varepsilon = 40^\circ$, de la glace d'eau persiste tout au long de l'année dans certaines "bandes" équatoriales comprises entre 10°S et 0° et entre $\sim 5^\circ$ et 20°N . Ceci implique que de l'eau s'est accumulé et s'accumule dans ces régions. Ces bandes étant moyennées en longitude, cela ne nous indique pas pour l'instant la localisation précise (latitude, longitude) d'accumulation. Ainsi, plus de 3 mm de glace sont déjà présents au bout de 31 ans d'intégration dans la bande latitudinale au-dessous de l'équateur. Ces propriétés sont encore plus significatives à 45° d'obliquité où deux bandes d'accumulation apparaissent dans les zones équatoriales. Plus de 1 cm de glace s'est alors déjà accumulé dans la bande sub-équatoriale conduisant à la formation attendue de "glaciers" dans ces latitudes, tandis que l'accumulation a atteint plus de 1.5 mm dans la bande autour de $\sim 15^\circ\text{N}$. Entre ces deux bandes, une accumulation existe aussi, mais avec une amplitude beaucoup plus faible. Aucune autre latitude ne paraît être une zone d'accumulation.

Evolution annuelle de la calotte Nord

Les résultats précédents suggèrent un comportement dynamique différent pour le cycle de l'eau de part et d'autre d'une obliquité critique comprise entre 35° et 40° . Pour comprendre la différence entre ces deux régimes, une étude plus détaillée de l'évolution des différents réservoirs a été étendue entre les 32^e et 37^e années d'intégration numérique pour les obliquités charnières 35° et 40° . La glace d'eau en surface hors du pôle Nord est indiquée sur la figure 6.9. Elle est à rapprocher de la figure précédente 6.7. Les calottes saisonnières qui s'étendent jusqu'à l'équateur sont bien visibles. Toutefois, toutes les latitudes repassent chaque année par une valeur minimale nulle signifiant, à nouveau, qu'aucune zone d'accumulation annuelle n'existe ou ne se forme à la surface de Mars. On constate toutefois une augmentation régulière de la quantité de glace déposée dans les calottes saisonnières. Sur ces mêmes années, le bilan de la calotte polaire Nord, de la glace totale en surface hors de la calotte résiduelle et de la vapeur d'eau totale est montré sur la figure 6.10 et 6.11.

La calotte polaire perd régulièrement environ 0.75 cm/an de glace, mais cela ne correspond pas à un taux de perte dans le régime stationnaire. Cette eau est transmise aux autres réservoirs martiens. La figure 6.11 montre qu'une partie de cette eau sert bien à augmenter régulièrement l'amplitude des calottes saisonnières, aussi bien dans les moyennes latitudes que dans les régions équatoriales. Cela se traduit par une augmentation correspondante des pics de vapeur atmosphérique lors de leur sublimation terminale à la fin du printemps bien visible sur la figure 6.11.b. Les mêmes tendances sont observables pour les nuages de glace (non montré). Malgré la longueur de la fenêtre temporelle d'intégration, les

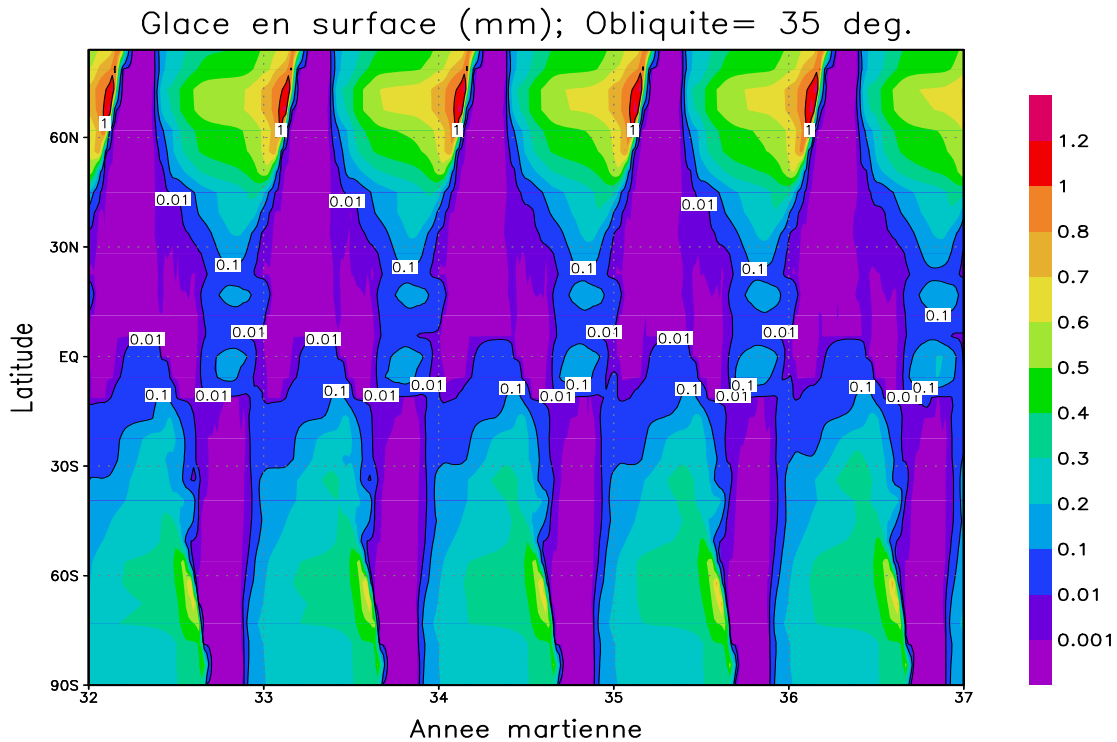


FIG. 6.9: **Distribution latitudinale de glace d'eau à 35° d'obliquité entre les 32^e et 37^e années d'intégration numérique.** Chaque année débute à l'équinoxe de printemps. Les latitudes supérieures à 85°N ont été retirées pour préserver la dynamique dans les autres latitudes. La couleur indique l'épaisseur de glace accumulée en mm.

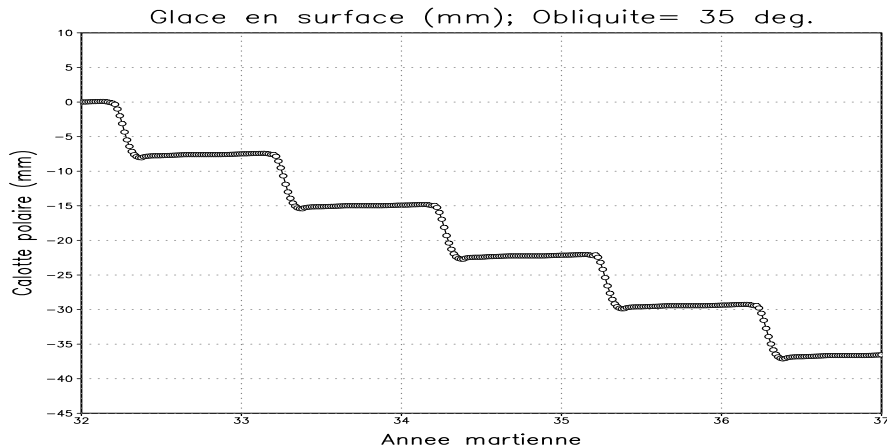


FIG. 6.10: **Bilan annuel de l'épaisseur de la calotte polaire Nord à 35° d'obliquité entre les 32^e et 37^e années d'intégration numérique.** Seule la variation annuelle nous intéressant, la masse de la calotte a été volontairement translatée à une origine fictive nulle au début de la 32^e année.

figures précédentes montrent que l'état stationnaire du cycle de l'eau n'est pas atteint. Sa détermination reste ici encore incertaine. Un point important est, toutefois, que la perte régulière d'eau ne signifie pas forcément son "instabilité" à cette obliquité. Puisqu'elle est la seule source d'eau initiale, c'est elle seule qui permet jusqu'à l'établissement de l'état stationnaire, l'humidification des autres réservoirs d'eau

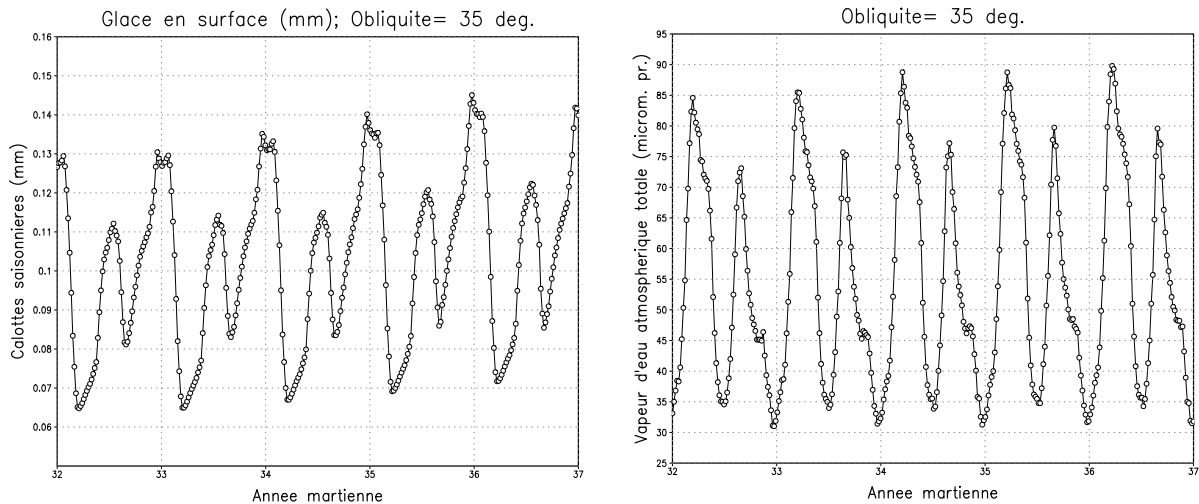


FIG. 6.11: Bilan annuel de la glace en surface totale hors de la calotte Nord (à gauche) et de la vapeur d'eau totale (à droite) à 35° d'obliquité entre les 32^e et 37^e années d'intégration numérique.

(calottes saisonnières, vapeur d'eau, nuages de glace). Conformément à la description des principaux mécanismes mis en jeu dans la section 6.2, cela reflète simplement la sécheresse initiale de la quantité de vapeur dans les zones extra-polaires. La vapeur exportée dans le cycle global durant l'été ne peut, durant les premières années d'intégration, être compensée par le flux de vapeur inverse qui ne dépend que de la quantité totale de vapeur dans les zones extra-polaires.

Deux scénarios sont donc possibles. Dans le premier, la calotte polaire Nord se vide, dans un premier temps, pour remplir les autres réservoirs martiens. L'augmentation de la quantité de givre présente dans les calottes saisonnières permet alors une augmentation de la quantité d'eau ramenée par TQS sur la calotte nord et tendrait ainsi à équilibrer progressivement son bilan. Ceci pourrait être validé par la diminution observée de la masse d'eau perdue chaque année par la calotte (non montré). La conséquence serait la stabilité dynamique de la calotte à 35° . Toutefois, l'augmentation corrélée de la vapeur d'eau ne peut se faire indéfiniment et dans un deuxième scénario, il n'est pas exclu que la valeur atteinte sature l'atmosphère, provoquant ainsi une accumulation régulière de glace à certains endroits de la surface martienne. Cette question n'est pas encore ici résolue et des études complémentaires sont nécessaires.

Pour l'obliquité 40° , la nature du cycle de l'eau est profondément différente. La glace d'eau en surface hors du pôle Nord est indiquée sur la figure 6.12. On note l'extension importante des calottes saisonnières. Il apparaît bien, à nouveau, une bande latitudinale stable d'eau dans les tropiques qui perdure chaque année. La quantité maximale de glace accumulée augmente d'année en année dans ces régions, tandis que les calottes saisonnières des moyennes et hautes latitudes présentent chaque année les mêmes caractéristiques. Ces propriétés sont aussi bien visibles dans les bilans des différents réservoirs.

Sur ces mêmes années, le bilan de la calotte polaire Nord, de la vapeur d'eau et des nuages de glace est montré sur la figure 6.13 et 6.14. La calotte polaire Nord perd environ 2.7 cm/an de glace et ce taux peut être considéré, à l'inverse de 35° d'obliquité, comme la perte en eau de la calotte dans le régime stationnaire. En effet, la figure 6.14 montre que la vapeur d'eau et les nuages reproduisent ici chaque année le même bilan, correspondant à leur état d'équilibre. Une fois que l'atmosphère a atteint

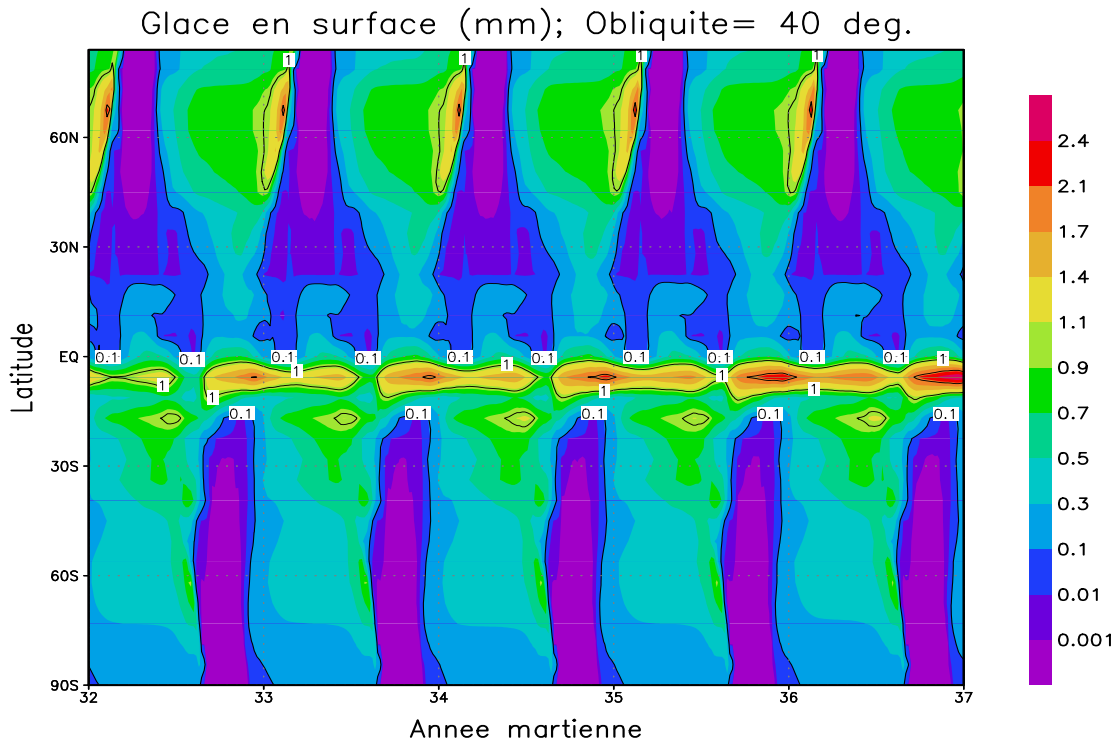


FIG. 6.12: **Distribution latitudinale de glace d'eau à 40° d'obliquité entre les 32^e et 37^e années d'intégration numérique.** Chaque année débute à l'équinoxe de printemps. Les latitudes supérieures à 85°N ont été retirées pour préserver la dynamique dans les autres latitudes. La couleur indique l'épaisseur de glace accumulée en mm.

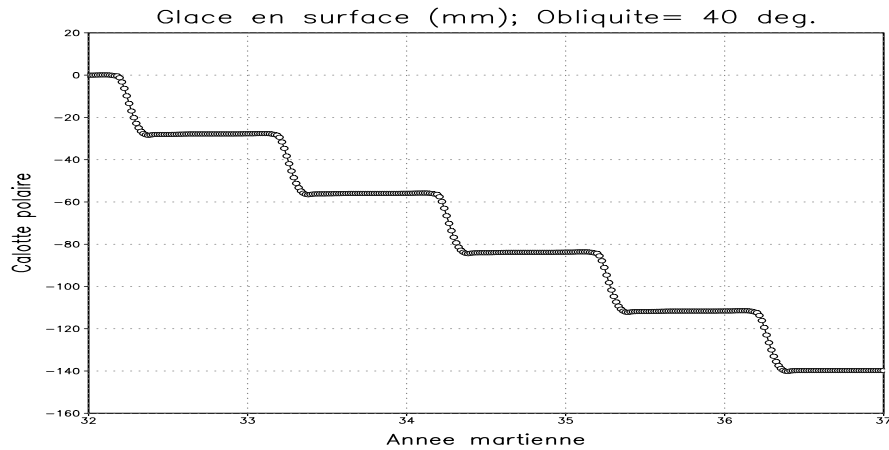


FIG. 6.13: **Bilan annuel de l'épaisseur de la calotte polaire Nord à 40° d'obliquité entre les 32^e et 37^e années d'intégration numérique.** Seule la variation annuelle nous intéressant, la masse de la calotte a été volontairement translatée à une origine fictive nulle au début de la 32^e année.

sa limite de saturation, il ne peut plus contrôler le cycle de l'eau et ne sert ici que de "transporteur" entre le pôle (la source) et les tropiques (le puits). Dès que le régime stationnaire s'établit (au bout de ~ 10 ans), il apparaît au-delà de 40° un échange régulier et de même amplitude annuelle entre la

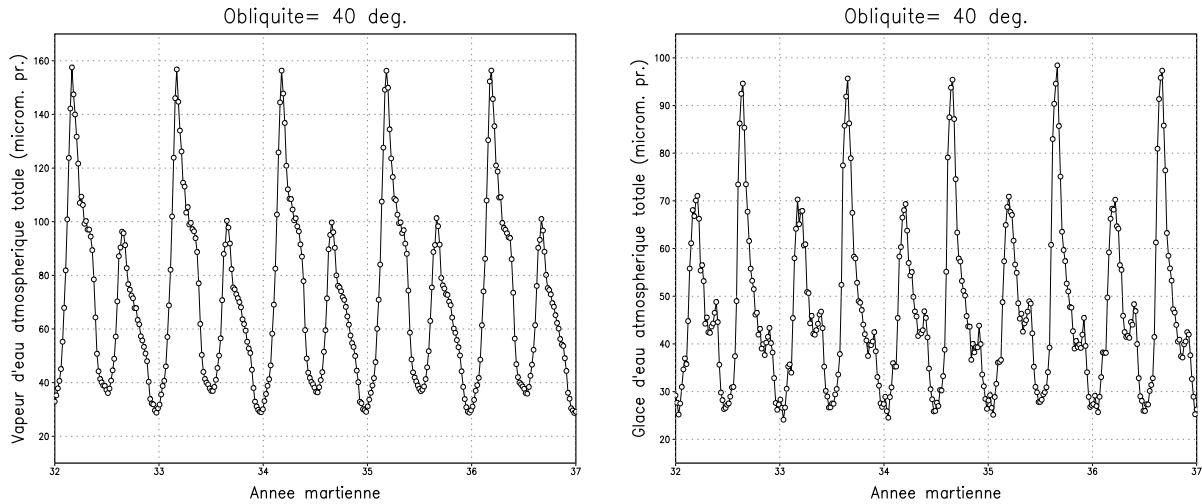


FIG. 6.14: Bilan annuel de la vapeur d'eau totale (à gauche) et de la concentration totale en glace atmosphérique (à droite) à 40° d'obliquité entre les 32^e et 37^e années d'intégration numérique.

calotte Nord et certaines zones tropicales. Les mêmes simulations à 45° d'obliquité indiquent une perte régulière d'eau plus importante depuis la calotte Nord d'environ 6.9 cm/an.

Un point important est que l'observation sur la figure 6.13 d'une perte annuelle d'eau pour la calotte Nord pour chaque obliquité ne doit pas être reliée à un caractère instable intrinsèque de la calotte. Elle cache ici des comportements dynamiques probablement différents pour chacune de ces obliquités. Si la calotte paraît dynamiquement instable pour les obliquités élevées 40° et 45° , le bilan annuel négatif observé pour les obliquités plus basses 30° et 35° ne pourrait être que l'illustration naturelle des conditions initiales (contenu des différents réservoirs) choisies. Le choix d'une calotte non ponctuelle ou d'une atmosphère initiale humide aurait probablement permis d'atteindre plus rapidement l'état stationnaire.

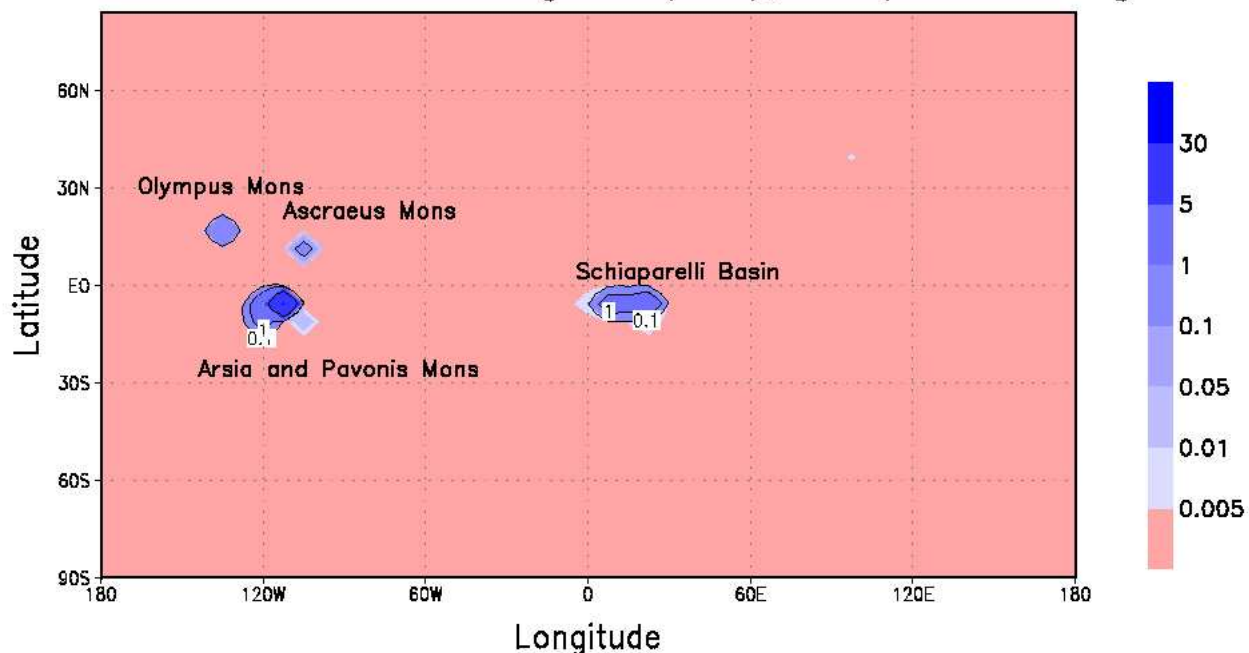
6.4.4 Zones de stabilité de la glace, interprétations et implications paléoclimatiques

Les précédentes sections suggèrent une instabilité de la calotte Nord pour des obliquités supérieures à 40° et l'apparition de zones de stabilité équatoriales pour la glace d'eau. Nous cherchons à décrire plus précisément ici la position de ces zones, et certaines implications paléoclimatiques.

Pour détecter la localisation de ces zones de stabilité annuelle, la quantité minimale de glace d'eau à la surface de Mars a été tracée sur la figure 6.15 pour les obliquités 40° et 45° durant la dernière année d'intégration numérique disponible. Pour ces obliquités, la glace ne forme pas un anneau continu en longitude dans les régions équatoriales mais seulement certaines régions sont privilégiées. Ces zones apparaissent très proches pour ces deux obliquités et deux zones d'accumulation majeure semblent exister. La première zone d'accumulation majeure est constituée des quatres sommets volcaniques de la région de Tharsis comprenant Arsia, Pavonis, Ascraeus et Olympus Mons. L'autre zone est située autour du bassin du cratère d'impact Schiaparelli ($\sim 2.5^\circ\text{S}$, $\sim 15^\circ\text{E}$) au sud-ouest d'Arabia.

Pour $\varepsilon = 40^\circ$, plus de 30 mm de glace se sont au minimum accumulés sur Pavonis Mons et un peu plus d'1 mm sur Ascraeus Mons et la zone du cratère Schiaparelli. Sur Olympus Mons, cette accumulation est plus faible et atteint ~ 0.1 mm. Ces taux significatifs d'accumulation, en particulier sur Pavonis Mons, suggèrent que de véritables glaciers pourraient apparaître dans ces régions, laissant

Quantite annuelle min.de glace (mm); Obliquite=40 deg.



Quantite annuelle min.de glace (mm); Obliquite=45 deg.

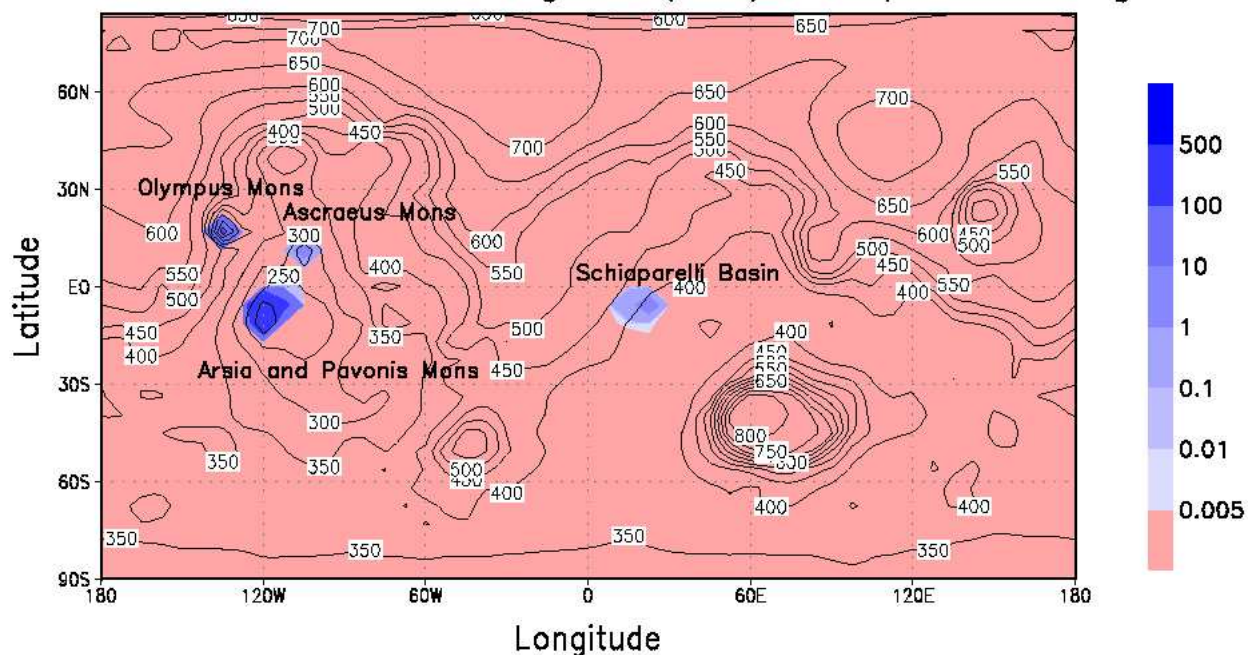


FIG. 6.15: Quantité minimum annuelle de glace d'eau en surface pour les obliquités 40 et 45° durant respectivement la 35^e et 31^e année de simulation. Celle-ci est donnée en mm. Pour $\epsilon = 45^\circ$, les contours dénotent la pression atmosphérique à la surface martienne en Pa. Cette pression suit les principaux contours topographiques, celle-ci étant au premier ordre une fonction décroissante de "l'altitude".

probablement certaines figures géologiques caractéristiques. Pour $\epsilon = 45^\circ$, l'accumulation se fait principalement sur Arsia Mons qui a recueilli plus de 500 mm de glace en 30 ans. Dans le même temps, au

moins 10 mm se sont accumulées sur Olympus Mons et environ 5 mm de glace sur Asraeus Mons et le bassin d'impact Schiaparelli.

Ceci soulève deux interrogations majeures : Pourquoi ces zones sont-elles favorisées et ces paléoglaciers sont-ils compatibles avec certaines observations ? Nous n'aborderons ici que brièvement ces questions, certaines études complémentaires étant actuellement en cours.

Dans un premier temps, nous avons comparé les régions d'accumulation avec la topographie martienne très fortement marquée, en particulier, par la dichotomie nord/sud. Celle-ci est représentée sur la figure 6.15 à travers les variations de la pression atmosphérique à la surface. On pourra aussi reprendre la figure 4.12 du chapitre 4. Si les sommets de Tharsis sont naturellement les régions les plus élevées de Mars, la zone du bassin d'impact du cratère Schiaparelli est située sur les flancs de la séparation dichotomique entre l'hémisphère Nord et l'hémisphère Sud. En outre, la figure 6.15 ne montre pas qu'il existe aussi une très fine langue d'accumulation située le long de ces flancs mais dont l'accumulation inférieure à 0.001 mm au bout de 35 ans, n'a pas été signalée. Ces corrélations suggèrent que le forçage topographique joue un rôle majeur dans ces processus d'accumulation. Une possible explication est le freinage topographique des vents zonaux. Près du solstice d'été, la cellule de Hadley unique force un transport méridien à basse altitude orienté vers le nord. La friction générée par la topographie peut freiner considérablement la circulation méridienne de la basse atmosphère (Haberle *et al.*, 1993). Les quatre volcans pourraient agir alors comme une barrière topographique. L'ascension et le refroidissement adiabatique de ces masses d'air humides sur la face des volcans pourraient être à l'origine du dépôt de givre. L'augmentation importante de la vapeur d'eau atmosphérique avec l'obliquité engendre une très forte concentration de nuages autour des reliefs lors de la formation de la ceinture intertropicale. Il est probable que la glace d'eau provienne de cette importante concentration. Cette question requiert clairement un certain nombre d'investigations supplémentaires (carte de l'albédo, des vents, de l'inertie thermique..) pour déterminer l'origine réelle de leur singularité.

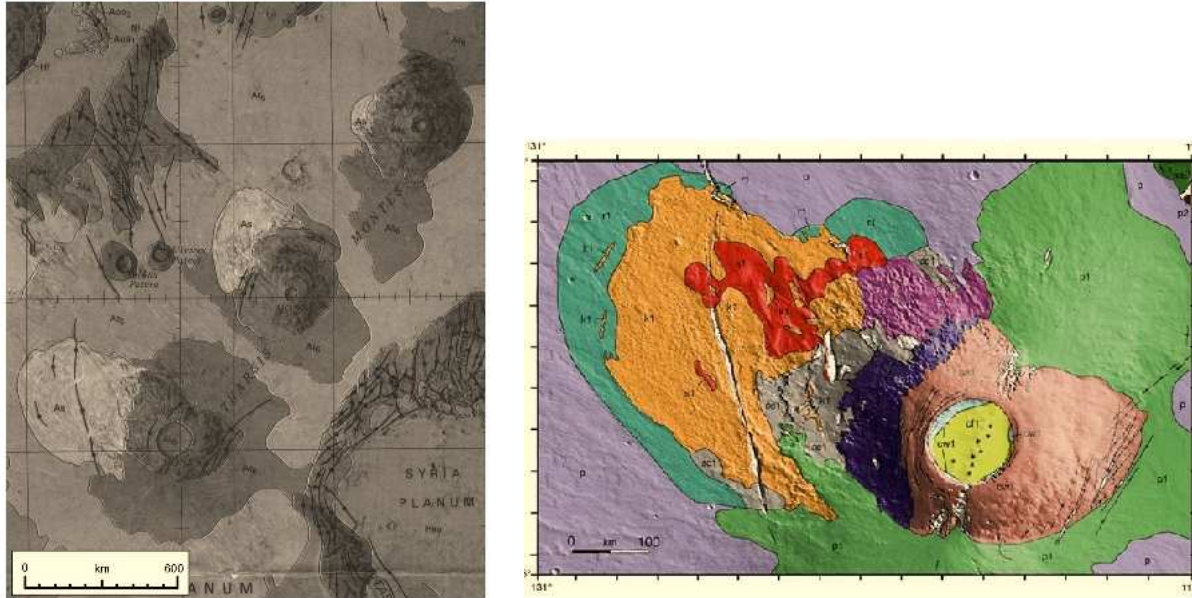


FIG. 6.16: Carte géographique des sommets de Tharsis montrant les formations lobées sur leurs flancs Ouest (à gauche), tiré de Scott, D. et Tanaka, K., USGS Misc. Inv. Map I-1802-A. Sur la figure de droite est indiquée une carte géologique d'Arsia Mons et des dépôts environnants (tiré de Zimelman, J. et Edgett, K, 1992).

Une inspection des propriétés des montagnes de Tharsis est, à ce titre, très instructive et étonnante. Une carte géologique des trois sommets (Arsia, Pavonis, et Ascraeus) est illustrée sur la figure 6.16.a. Les trois sommets exhibent sur leurs flancs ouest, une extension singulière sous forme de dépôts en forme de lobe, dont l'unité géologique semble distincte de la formation volcanique même. Ces "dépôts" couvrent une surface maximale d'environ 180 000 km² sur Arsia Mons et la taille de ces formations décroît sur Pavonis et Ascraeus.

Grâce à une nouvelle caractérisation de ces dépôts à travers les données MGS, Head et Marchand (2003) suggèrent que ces dépôts présentent des figures géologiques (moraines, indication morphologique de fluage de glacier rocheux,...) pouvant être interprétées comme la trace d'anciens glaciers froids analogues à certains glaciers terrestres de l'Antarctique. Les mêmes structures sembleraient apparaître sur les flancs de Pavonis (Shean et Head, 2002).

En outre, les simulations numériques montrent ici la possible accumulation de glace dans les zones environnantes le cratère Schiaparelli. Il est important de noter qu'à la résolution utilisée, le MCG ne "voit" pas la structure du cratère. Certaines propriétés régionales du cratère sont indiquées sur la figure 6.17. Ce site est un cratère de 470 km de diamètre qui a été récemment proposé comme un site privilégié d'étude pour les futures missions martiennes en raison de certaines observations (convergence de vallées fluviales, indicateurs morphologiques de paléo-lacs, présence possible d'évaporites, etc...) qui suggèrent la possibilité d'une intense activité fluviale passée. Toutefois, ces observations sont communes à un nombre important de bassins d'impacts des zones équatoriales. Une singularité importante est l'observation complémentaire par la camera MOC de polygones de dessiccation dans le lit de la vallée

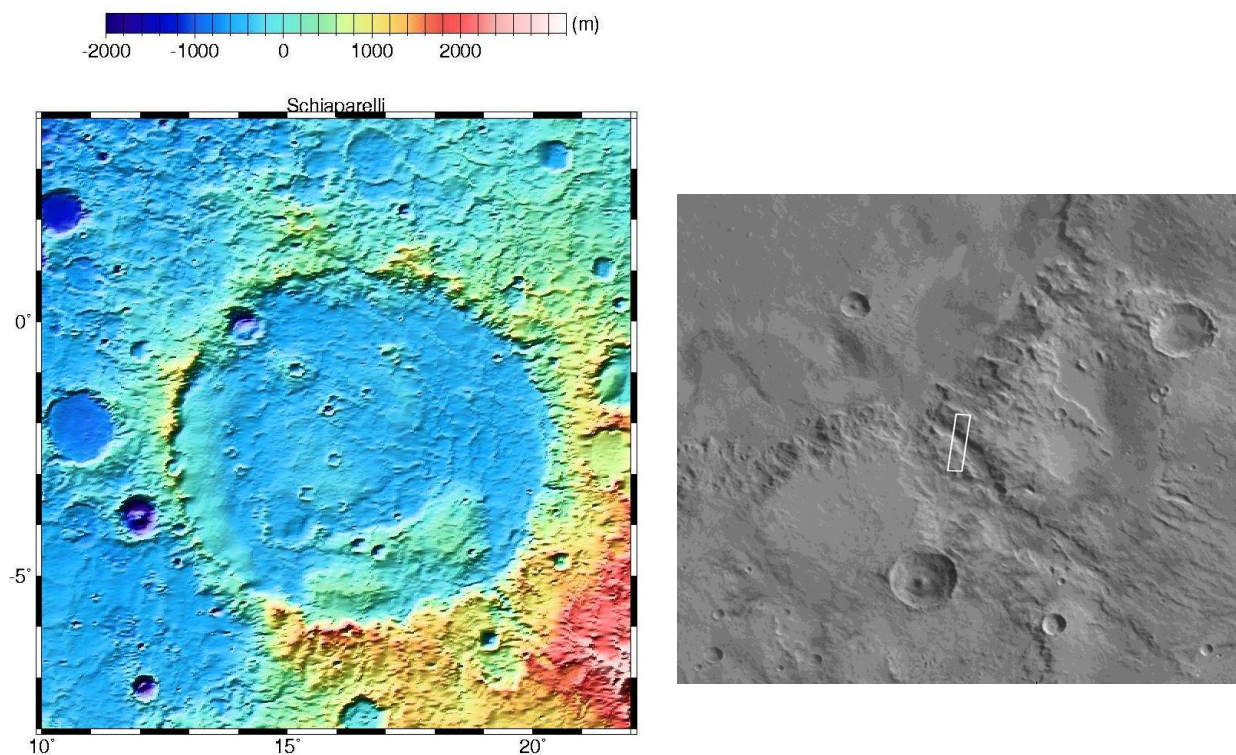


FIG. 6.17: Carte régionale topographique du bassin d'impact Schiaparelli obtenu par MOLA (à gauche). La figure de droite indique le contexte géologique d'une vallée de convergence fluviale au sud-est du cratère (Image Viking Orbiter à 240 m/pixel). La résolution spatiale des données MOLA est ici d'environ 1/16° sur 1/32° (où 1° sur Mars est environ 59 km) et la précision verticale est d'environ 1 mètre.

de convergence au sud-est du cratère qui pourraient illustrer soit l'assèchement "récent" (?) d'un lac, soit la trace de gel et de regel du permafrost.

Récemment, les données des spectromètres gamma et neutron embarqués sur la sonde Mars Odyssey montrent qu'une quantité importante d'hydrogène (plus de 50% en volume) est présente dans le premier mètre de la subsurface des régions avoisinant le cratère (Mitrofanov *et al.*, 2002). Si l'hydrogène a été initialement relié à la présence d'eau, on pense, à présent que dans les régions équatoriales, celui-ci existe plutôt sous forme de minéraux hydratés.

Les corrélations entre les modèles climatiques et certaines observations géologiques apparaissent ici assez délicates, mais elles illustrent les grandes possibilités promises par leurs futures interactions.

6.5 Comment reconstruire une calotte polaire ?

Les analyses précédentes suggèrent que pour des obliquités supérieures à la valeur actuelle, une partie importante de la glace d'eau polaire pourrait être transférée vers les zones équatoriales. Une conséquence directe est que lorsque l'obliquité varie, cela produira un échange continu de glace entre les zones polaires et équatoriales dont la direction et le taux de transfert dépendent de la valeur de l'obliquité. L'idéal serait de pouvoir suivre l'évolution de la glace d'eau martienne conjointement avec les variations temporelles des éléments orbitaux et axiaux martiens. Toutefois, les contraintes imposées par les capacités des calculateurs utilisés ne permettent pas actuellement une telle opération. Sachant que l'intégration d'une année martienne coûte environ 22 heures CPU à la résolution choisie, suivre l'évolution du cycle de l'eau, ne serait-ce que sur une période de l'obliquité soit $\sim 120\,000$ ans, nécessiterait environ 300 années d'intégrations numériques continues.

Dans ce contexte, nous menons toutefois actuellement un certain nombre de simulations pour cerner les ordres de grandeur de ces transferts pour différentes obliquités bien choisies et suivant plusieurs configurations initiales. Cela permettra de construire une histoire possible des calottes martiennes sur les dix derniers millions d'années.

Nous avons choisi ici d'illustrer simplement un exemple significatif. Si à haute obliquité, la calotte polaire se sublime rapidement au profit des calottes équatoriales, une question intéressante est de savoir à quelle vitesse la calotte polaire nord se reforme lorsque l'obliquité redevient plus basse. La configuration initiale utilisée est proche de la "carte" d'accumulation obtenue sur la figure 6.15 à haute obliquité, la seule source de glace d'eau étant ici une calotte équatoriale rectangulaire qui encadre Arsia et Pavonis Mons. Cette calotte relativement large est comprise entre les coordonnées 90° et 130° W et 25° S et 5° N, lui conférant une extension latitudinale et longitudinale respectivement de 30° et 40° . Aucune autre source polaire n'a été introduite et l'atmosphère initiale est supposée sèche. Les valeurs des albédos et des inerties thermiques dans les zones polaires ont été inchangées. L'obliquité initiale est l'obliquité actuelle, $\sim 25.19^\circ$, correspondant approximativement à la fois à l'obliquité moyenne martienne sur les derniers 4 Ma et à sa valeur minimale dans le régime de haute obliquité. Il est attendu à cette obliquité, une instabilité de la glace équatoriale au profit des zones polaires. Cette expérience permet ainsi d'estimer le taux maximal de reformation de la calotte nord dans le régime de haute obliquité moyenne (5-10 Ma). Dans une moindre mesure, cette étude permet aussi de tester la possibilité d'hystérésis dans le système climatique martien sur des périodes orbitales.

Pour identifier les zones d'accumulation, la figure 6.18 montre la quantité minimale de glace à la surface atteinte au bout de la 11^e année d'intégration numérique. L'état stationnaire n'est probablement pas atteint pour cette année mais cela suffit à observer les tendances générales.

Le constat principal est que la glace d'eau apparaît répartie sur une très grande partie de la surface planétaire. La principale zone d'accumulation est en fait une partie de la région de Tharsis qui est à l'intérieur de la calotte initiale, et engendrée par la très forte redistribution locale à l'intérieur même

Quantite annuelle min.de glace (mm); Obliquite=25.19 deg.

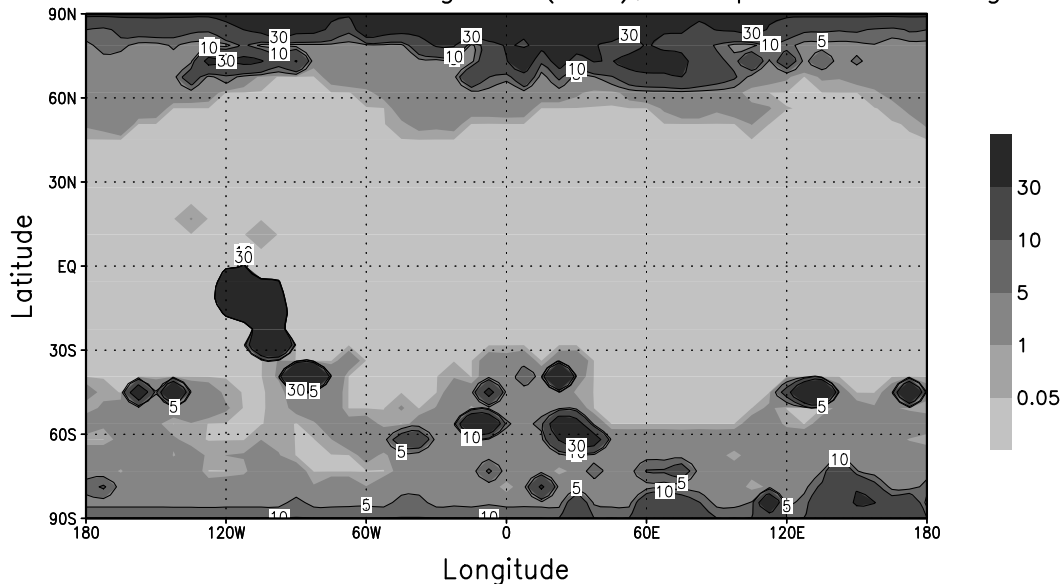


FIG. 6.18: **Quantité minimum annuelle de glace d'eau en surface durant la 11^e année de simulation.** La calotte initiale est située autour d'Arsia et Pavonis Mons (voir texte) mais n'est pas visible sur la figure. Aucune autre source de glace d'eau n'existe initialement.

de la calotte. De façon inattendue, l'eau s'est accumulée depuis les moyennes latitudes de l'hémisphère Sud jusqu'au pôle Sud de façon croissante permettant la formation d'une calotte permanente Sud stable. Dans l'hémisphère Nord, l'eau s'est principalement accumulée dans les zones de hautes latitudes (supérieures à 60°). Il est clair que la taille importante de la calotte initiale tend à surhumidifier fortement le cycle de l'eau et accentuer certaines tendances qui ne seraient pas visibles avec un cycle moins humide.

L'accumulation annuelle au pôle Nord est de l'ordre de 3 mm/an tandis qu'elle est seulement de 1 mm/an près du pôle Sud. Cette différence provient probablement de la dissymétrie des propriétés de la circulation générale entre les deux hémisphères reliée à la dichotomie martienne et qui favorise en moyenne un transfert de matière vers l'hémisphère Nord par rapport à l'hémisphère Sud (Richardson et Wilson, 2001). Il serait, à ce titre, intéressant d'étudier l'évolution de la calotte sud ainsi formée si la source équatoriale était retirée.

Le taux de transfert d'eau des zones équatoriales vers le pôle nord apparaît ainsi presque un ordre de grandeur inférieur à celui estimé pour le transfert inverse à haute obliquité. Toutefois, à cause de la forte redistribution locale dans, ou à proximité de la calotte équatoriale source, le taux réel est probablement sous-évalué. Même si on s'affranchit de cette redistribution en adaptant la calotte initiale, le transfert important et inattendu d'eau vers le Sud, ne permettra probablement pas le retour de l'eau vers le Nord avec le même taux que l'expérience inverse à haute obliquité. Cela illustre bien la dissymétrie possible sur l'histoire de la calotte Nord entre le régime de haute obliquité moyenne (5-10 Ma) et le régime de basse obliquité moyenne (0-5 Ma).

Toutefois, une compréhension plus approfondie d'une part des mécanismes régissant cette déposition aux deux pôles et d'autre part d'une possible assymétrie entre les taux de déposition pour les deux configurations initiales opposées (calotte polaire nord à haute obliquité ou calotte équatoriale à basse obliquité) est encore nécessaire. Finalement, il est intéressant de constater que le taux d'accumulation

moyen de 3 mm/an (soit 0.3 cm/an) est seulement supérieur d'un facteur six par rapport au taux proposé dans le chapitre 4.

6.6 Conséquences

Bien que la nature exacte de l'évolution de la calotte Nord aux obliquités 30° et 35° reste encore incertaine, les sections précédentes suggèrent qu'il existe une obliquité critique comprise entre 35° et 40° au-delà de laquelle la calotte polaire Nord perd sa stabilité. Ceci a des conséquences importantes sur son histoire récente. En particulier, l'obliquité martienne passe régulièrement au-dessus de 40° dans le régime de haute obliquité moyenne entre 5 et 10 Ma. Le lecteur pourra se ici référer à la figure 1.9 du chapitre 1 ou à l'article final du chapitre 5.

Sur cet intervalle de temps, l'obliquité martienne peut être relativement bien approximée par une simple sinusoïde de période 120 000 ans, d'amplitude 10° et centrée sur la valeur 35° . Cela signifie que sur une période de l'obliquité, elle passe environ 30 000 années au dessus de 40° . En prenant un taux moyen de perte d'environ 5 cm/an, intermédiaire entre les taux de perte à 40° et 45° , cela implique que la calotte Nord pourrait perdre environ 1.5 km de glace à chacun de ses passages dans cette zone. La simulation précédente indique que les taux maximaux de réaccumulation durant cet intervalle sont un ordre de grandeur inférieur aux taux de perte de la calotte au dessus de l'obliquité critique. Une conséquence fondamentale est qu'une calotte actuelle de 3 km d'épaisseur disparaîtrait probablement en seulement quelques périodes de l'obliquité. Il n'est donc pas exclu, comme nous le proposons au chapitre 5, qu'une partie très importante de la calotte Nord se soit sublimée durant le régime de haute obliquité, conférant un âge récent à la calotte actuelle. Le régime de basse obliquité moyenne centré sur 25° durant la période 0-5 Ma et le régime de haute obliquité moyenne (5-10 Ma) ont ainsi pu avoir des effets dissymétriques sur l'histoire de la calotte polaire, favorisant dans le premier cas, l'accumulation moyenne et la formation d'une calotte polaire Nord, et dans le deuxième cas, une période d'instabilité et de réduction importante de la calotte polaire.

6.7 Résumé

Dans ce chapitre, des modèles climatiques de circulation générale ont été utilisés pour étudier le cycle de l'eau martien et la stabilité de la calotte polaire Nord pour des obliquités supérieures à la valeur actuelle. Bien que certaines analyses complémentaires soient encore nécessaires à ce stade, la calotte Nord paraît instable pour des obliquités supérieures à 40° conduisant à l'accumulation rapide de glace, d'une part sur les massifs volcaniques de Tharsis (Arsia, Pavonis, Ascræus et Olympus Montes), et d'autre part sur la région du cratère de Schiaparelli ($\sim 3^\circ S, 15^\circ E$). De façon remarquable, ces régions semblent coïncider avec certaines zones d'observations de paléo-glaciers. Les estimations de taux de perte de glace du pôle Nord conduisent à des valeurs proches de 5 cm/an à ces obliquités, ce qui pourrait impliquer la disparition rapide d'une calotte actuelle de ~ 3 km de hauteur durant l'intervalle 5-10 Ma. Comme proposé au chapitre 5, la calotte actuelle pourrait s'être alors majoritairement formée durant la période d'obliquité moyenne plus basse, caractéristique de la période récente 0-5 Ma. Ce scénario conférerait alors un âge récent pour les dépôts en couches de la partie supérieure de la calotte précédemment étudiés.

Toutefois, il existe un nombre important de limitations dans la modélisation paléoclimatique utilisée. L'évolution de la pression atmosphérique et de l'albédo des calottes polaires n'est pas connue pour d'autres conditions orbitales, tout comme l'intensité du cycle des poussières. Le rôle des échanges avec les nombreux autres réservoirs d'eau (régolite, subsurface, calotte polaire Sud) ainsi que l'influence des autres paramètres orbitaux (précession climatique, excentricité) nécessitent des analyses plus appro-

fondies dans l'optique de reconstruire une histoire de la calotte polaire Nord. Malgré ces limitations, les récentes améliorations du MGC martien du LMD fournissent à présent un outil d'analyse pertinent pour tester la nature et les propriétés du cycle de l'eau pour d'autres conditions orbitales. De telles analyses sont et seront largement enrichies par les données complémentaires provenant des observations spatiales (MGS et plus récemment Mars Odyssey).

Conclusion et perspectives

Le travail réalisé au cours de cette thèse et présenté dans ce document est principalement consacré à l'étude de certains aspects de la réponse climatique terrestre et martienne au forçage astronomique. L'évolution des calottes polaires terrestres et martiennes avec les variations d'obliquité et la possibilité de certaines rétroactions climat/obliquité ont été plus particulièrement au centre de cette étude. La richesse mais aussi la difficulté d'un tel sujet réside dans son caractère interdisciplinaire, associant mécanique céleste, paléoclimatologie et géophysique interne.

Les thèmes abordés ont nécessité à la fois l'utilisation et l'analyse des solutions orbitales planétaires développés par l'équipe "Astronomie et Systèmes Dynamiques" et la confrontation continue avec les données géologiques disponibles. Celle-ci concernent principalement la paléotopographie glaciaire, l'amplitude des glaciations et l'analyse des cyclicités observées pour les différentes périodes glaciaires terrestres étudiées. Les informations recueillies par la mission Mars Global Surveyor ont profondément renouvelé notre connaissance des processus climatiques et géophysiques martiens et malgré l'absence d'échantillons martiens, ces données peuvent être aussi considérées comme des "archives géologiques" de la planète Mars.

La réponse climatique planétaire dans d'autres conditions orbitales étant très peu contrainte, des outils très variés ont été utilisés pour modéliser cette réponse (modélisation théorique, Energy Balance Model et Modèle de Circulation Générale). Dans chaque cas, le choix de l'outil reflète le degré d'approximation nécessaire et la connaissance actuelle des processus climatiques mis en jeu. Ces méthodes sont apparues les plus adaptées dans les différentes études menées.

Tout au long de cette thèse, par les méthodes et l'approche utilisées, nous avons toujours cherché à mettre en avant le plus possible les analogies et les différences entre la nature du forçage orbital terrestre et martien, d'une part, et, d'autre part, certains aspects de leur réponse climatique. Cette thèse ne prend son sens que dans le cadre de ce dénominateur commun.

Friction climatique classique et hystérétique

Dans un premier temps, nous avons étudié en détail un phénomène dissipatif rétroactif appelée "friction climatique". La particularité de ce phénomène est d'agir à l'inverse de la théorie de Milankovitch et de provoquer une dérive de l'obliquité planétaire. Malgré la complexité des phénomènes physiques mis en jeu, le mécanisme de la friction climatique a été modélisé grâce à un nombre restreint de paramètres pour mettre en évidence ses propriétés principales. En reformulant entièrement la dérive engendrée sur l'obliquité, nous avons identifié un certain nombre de simplifications présentes dans plusieurs études précédentes qui avaient conduit à une surestimation importante de l'impact de ce phénomène.

Nous avons cherché à réestimer l'impact de cet effet durant les principaux épisodes glaciaires terrestres du dernier milliard d'années pour tenter de donner une contrainte plus globale sur la variation de l'obliquité moyenne terrestre sur cet intervalle. Cependant, si les caractéristiques majeures (cyclicité, paléogéographies glaciaire et continentale, amplitude) des glaciations récentes du Pléistocène sont

relativement bien connues, ce n'est pas le cas pour les glaciations antérieures. Notre approche a été double : tout d'abord comprendre les propriétés principales des glaciations récentes pour en déduire des contraintes générales sur l'impact de la friction climatique, puis maximiser son effet pour chacun des intervalles glaciaires étudiés, en tenant compte des données glaciaires disponibles.

Nous avons ainsi pu montrer que les variations de l'obliquité durant l'intervalle glaciaire du Néoprotérozoïque (750 ± 250 Ma) étaient probablement très limitées, contrairement à l'estimation de D.M. Williams (1998). Ce résultat hypothèque très sérieusement le scénario de haute obliquité évoqué pour expliquer les glaciations paradoxales à basse latitudes trouvées au Néoprotérozoïque. Aucun mécanisme actuel ne permet ainsi d'expliquer ou de valider ce scénario. Dans le même temps, nous proposons que la friction climatique n'a probablement pas pu engendrer une dérive absolue de l'obliquité terrestre supérieure à $\sim 3 - 4^\circ$, donnant ainsi des contraintes supplémentaires importantes sur l'histoire passée de l'obliquité terrestre et de ses climats. D'autres propriétés plus fines, comme le rôle de la modulation de l'obliquité ont été mises, en évidence sur des échelles de temps plus courtes. Toutefois, si les paramètres glaciaires sont une inconnue majeure dans le passé, la friction climatique apparaît aussi très sensible à la viscosité du manteau inférieur, valeur qui est encore mal estimée aujourd'hui.

Si notre travail tend à exclure l'hypothèse de haute obliquité, elle n'explique pas l'origine de ces glaciations paradoxales à basses latitudes et en l'absence de contraintes glaciaires, nous avons estimé une valeur maximale de la dérive de l'obliquité durant cet intervalle. L'intérêt serait, à présent de pouvoir estimer la dérive qui a *pu* se produire durant ce même intervalle. Cela nécessite une connaissance plus précise de la durée des glaciations, de leur position et de leur extension.

Notre travail s'inscrit dans le projet ECLIPSE du CNRS qui s'attache à comprendre et modéliser les glaciations paradoxales du Néoprotérozoïque. L'ensemble du projet a permis depuis trois ans, d'accumuler un nombre important de données sur la reconstruction paléogéographique, son impact sur le climat et certains scénarios pouvant valider ou exclure un épisode de type "Snowball Earth". L'acquisition d'une base élargie de données paléomagnétiques et chémostratigraphiques est en cours d'acquisition dans différents continents (Afrique occidentale et centrale, Chine, Brésil) et semble plutôt conforter le caractère global des changements climatiques (glaciations sévères suivies de réchauffements importants et rapides). Des corrélations temporelles et des datations plus précises sont actuellement menées. L'intégration d'un volet paléontologique dans le projet permettra d'inclure et de comprendre l'évolution de la biosphère. Cela permettra alors une analyse plus fine du rôle de la friction climatique durant cet intervalle.

Une extension théorique de la friction climatique a été donnée dans le cadre d'une histoire glaciaire complexe et évoluant de manière non linéaire aux variations d'obliquité. Ce travail a permis de généraliser le phénomène de friction climatique, même s'il n'a été appliqué que dans le cadre d'une obliquité monofréquentielle. La motivation de cette extension est née du caractère fortement non linéaire de la réponse des calottes de CO₂ martiennes au forçage de l'obliquité suggéré par les modèles thermiques récents (ou "Energy-Balance model" (EBM)). Cela a permis de montrer que contrairement aux travaux précédents, une dissipation climatique pouvait exister lorsque des phénomènes d'hystérésis caractérisent son évolution. Nous avons cherché à estimer la taille potentielle de l'hystérésis pour certains effets rétroactifs positifs (transport de chaleur, albédo CO₂-poussière), tout en signalant que ces scénarios sont purement spéculatifs. Cela justifie le choix d'un modèle thermique très simple à zéro dimension et l'analyse très succincte effectuée de la sensibilité aux paramètres.

Les Modèles de Circulation Générale fournissent un très bon cycle saisonnier du CO₂ mais la modélisation d'une calotte permanente de CO₂ au pôle Sud est délicate. Ils permettent cependant d'étudier ce cycle pour d'autres obliquités et certains aspects de l'hystérésis évoqués pourront être analysés.

Deux éléments limitent la connaissance de la friction climatique martienne. Tout d'abord, la méconnaissance des processus isostatiques polaires liée en partie au manque de contraintes sur la structure interne martienne. L'abandon du programme Mars PREMIER (2007) et en particulier du réseau sismique de la mission Netlander, entraînera un retard certain dans la détermination de la structure radiale martienne.

Ensuite, la compréhension du cycle du CO₂ actuel reste entachée d'un nombre important d'inconnues qui rend toute extrapolation incertaine. En particulier, le rôle de la calotte permanente Sud comme élément de contrôle de la pression atmosphérique martienne reste peu claire. Les données de la mission MGS ne permettent pas de trancher définitivement. La spectrométrie gamma et neutron de la sonde Mars Odyssey devrait donner des informations importantes sur l'épaisseur de cette calotte. Dans ce contexte, les instruments de la sonde Mars Express (départ en 2003) apporteront des informations déterminantes. Les spectromètres UV atmosphérique SPICAM et minéralogique OMEGA (couplée avec PFS) dans l'infrarouge donneront de nouveaux profils verticaux de pression atmosphérique et chercheront la présence de carbonates à la surface de Mars. Ce couplage permettra probablement de comprendre le rôle des différents réservoirs martiens dans le cycle saisonnier du CO₂.

Des réponses importantes viendront aussi du radar MARSIS qui pendant 200 jours va analyser la surface et la subsurface martienne au-dessus du pôle Sud pendant la nuit polaire permettant l'observation de la calotte sud et de ses dépôts en couches.

Il semble en outre intéressant d'étendre ces études à des corps du Système solaire qui possèdent des dynamiques climatiques similaires, comme Triton ou Pluton.

Forçage orbital des dépôts en couches polaires martiens

Le couplage entre l'altimétrie MOLA et les images à haute résolution de la sonde MGS (~ 2 m/pixel) ont permis d'obtenir une stratigraphie d'une section des dépôts en couches de la calotte polaire Nord depuis le bord de la crevasse où elles sont exposées. Toutefois, la "faible" résolution horizontale du lidar MOLA ne permet pas de mettre en évidence des variations topographiques de faibles longueur d'onde. Dans un premier temps, l'ensemble des images MOC disponibles a été analysé pour étudier les propriétés de luminosité des couches exposées, la variabilité interannuelle et les possibles corrélations stratigraphiques entre crevasses adjacentes. L'objectif était de caractériser au maximum la nature et contexte générale d'étude de ces dépôts sédimentaires.

En choisissant un profil de luminosité en été, plus contrastée, la reconstitution du profil albédo-profondeur a permis de mettre en évidence, pour la première fois, la présence de motifs périodiques analogues à ce qui est obtenu lors de carottages polaires ou de forages sédimentaires au fond des océans terrestres. Dans un second temps, nous avons cherché à trouver les contraintes existantes, jusqu'à alors très faibles, sur le temps de formation de ces couches, sans présupposer d'un mécanisme particulier de formation astronomique de ces dépôts.

La comparaison de la stratigraphie avec de nouvelles solutions orbitales martiennes dans le domaine temporel et fréquentiel nous a permis d'exclure un certain nombre de possibilités, puis d'estimer un taux de déposition moyen de l'ordre de 0.05 cm/an pour les 250 premiers mètres de la section. Ce taux nous a permis de proposer ensuite que le passage prolongé de la calotte Nord à une obliquité moyenne de $\sim 35^\circ$ avant 5 Ma aurait pu affecter sa stabilité et conduire à une perte importante de la quantité d'eau polaire.

Ce travail étant basé sur certaines hypothèses assez fortes (taux de déposition quasi constant, absence de discordances, formation récente des dépôts, taux local ou global de déposition), deux perspectives complémentaires apparaissent.

Une première étape importante vise à effectuer une stratigraphie globale de la calotte polaire Nord, ce qui n'a pas encore été réalisé. Cette stratigraphie paraît possible dans la mesure où comme il a été montré, certaines couches singulières se retrouvent dans les crevasses adjacentes. Toutefois, un problème majeur est posé par la rétention de volatils saisonniers en été. Celle-ci est très sensible aux propriétés locales et des corrélations stratigraphiques couche à couche semblent délicates. Si de telles corrélations sont étendues sur une grande partie de la calotte, cela signifierait que la formation ou l'évolution de ces dépôts a été globale.

De nombreuses discordances apparaissent (croisement latéral entre dépôts) mais la plupart sont situées sur les bords externes de la calotte et pourraient être attribuées dans certains cas à la dynamique de la calotte.

Une deuxième étape liée à la première vise à ajouter, lorsque des corrélations stratigraphiques apparaissent, les données altimétriques pour comparer, à l'intérieur de la calotte, les hauteurs relatives entre les mêmes couches. Cela pourrait fournir des informations importantes sur la dynamique interne glaciaire et l'évolution de la calotte Nord. Des dépôts stratifiés sédimentaires existent aussi dans la calotte sud et une étude similaire pourrait aussi être menée. Toutefois, comme nous l'avons signalé, les données altimétriques ne sont pas encore suffisamment résolues et ne permettent pas d'obtenir encore une véritable stratigraphie.

Enfin, il est important de conclure qu'un moyen supplémentaire de compréhension de l'origine et de la richesse des dépôts martiens est d'entreprendre un forage de la calotte Nord comme il est effectué sur Terre. Un projet Cryobot est actuellement développé par le JPL et la NASA dans ce but, mais aucune mission spatiale ne prévoit, à court terme (~ 20 ans), de l'inclure dans son programme.

Modélisation paléoclimatique du cycle de l'eau martien

Une autre approche naturelle pour étudier la formation des dépôts polaires martiens est de comprendre l'histoire de la calotte polaire Nord. A ce titre, sa stabilité a été testée pour des hautes obliquités dans le but de tester le scénario proposé. Dans ce contexte, l'utilisation de Modèle de Circulation Générale apparaît comme le meilleur outil d'investigation. L'implémentation récente de la modélisation des nuages de glaces martiens comme réservoir mobile du Modèle de Circulation Générale développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique permet d'obtenir une très bonne simulation du cycle de l'eau actuel. Bien qu'un nombre important de processus climatiques soit inconnu dans d'autres conditions orbitales, le MCG permet d'étudier, au moins qualitativement, la nature du cycle de l'eau pour des simulations paléoclimatiques.

Les résultats préliminaires suggèrent que la calotte Nord pourrait être instable au-dessus d'une obliquité proche de 40° et conduire à une accumulation d'eau dans certaines zones équatoriales (montagnes volcaniques de Tharsis, cratère de Schiaparelli) qui semblent correspondre à des zones d'observations de paléo-glaciers ou d'activité fluviale. Les taux importants de perte annuelle d'eau de la calotte nord pourrait conduire à sa disparition rapide. Ceci tendrait à supporter la possibilité de la formation récente de la calotte nord (inférieur à 5 Ma). Nous cherchons actuellement à comprendre les mécanismes qui favorisent la stabilité de l'eau dans ces régions et voir quelles informations peuvent être extraites de la comparaison avec les observations spatiales.

Dans l'objectif d'étudier l'histoire de la calotte polaire Nord et de comprendre la formation de ces dépôts, plusieurs études supplémentaires peuvent être menées et sont actuellement en cours.

L'idée première est de calculer pour chaque obliquité, les taux d'échange entre les zones de stabilité de l'eau, principalement ici, la calotte polaire Nord et les zones équatoriales, en partant de différentes

configurations initiales. Si cette étude est étendue à des plus basses obliquités, il sera possible de donner un scénario possible d'évolution de la calotte Nord au cours des 10 derniers Ma.

Toutefois, ceci nécessite l'étude d'autres aspects complémentaires, comme l'influence de l'excentricité, de la précession climatique et la présence d'autres sources d'eau dans le cycle (calotte polaire Sud, régolite, eau en subsurface). Les propriétés de "zoom" du MCG pourront être utilisées pour étudier la redistribution d'eau à l'intérieur même de la calotte avec une très bonne résolution spatiale et permettra de mieux contraindre son évolution interne et sa morphologie singulière. Le MCG devrait en outre bénéficier de la modélisation et de l'introduction supplémentaire des effets radiatifs liés à la vapeur d'eau et aux nuages.

Enfin, la compréhension de la formation des dépôts nécessite l'interaction avec le cycle des poussières. Cet aspect est actuellement développé à l'université d'Oxford en collaboration avec le LMD et permet d'étudier des questions comme celles du lessivage des poussières ou de la variabilité interannuelle des tempêtes. Son couplage avec le cycle de l'eau dans d'autres conditions orbitales fournira probablement des informations fondamentales sur la possibilité d'une origine astronomique des dépôts polaires en couches.

Annexe A

Evolution du système Terre-Lune

Introduction

L'évolution de la vitesse de précession terrestre dans le passé et par conséquent des fréquences paléoclimatiques de Milankovitch est directement liée à l'histoire du système Terre-Lune à travers la variation de la durée de jour et l'évolution du demi-grand axe lunaire. Les variations de l'excentricité et de l'inclinaison lunaires jouent, quant à elles, un rôle secondaire. En outre, la Lune permet de stabiliser actuellement l'obliquité terrestre (Laskar *et al.*, 1993a). La connaissance de l'évolution du système Terre-Lune est donc fondamentale pour reconstruire l'histoire paléoclimatique terrestre.

Pourtant, peu de contraintes existent sur l'évolution de ce système, car l'origine même du seul satellite terrestre est inconnue. Un des scénarios proposés est une accréation de la Lune autour de la Terre, après un impact catastrophique d'un corps de la taille de Mars avec notre planète au tout début de la formation du Système solaire (e.g. Canup et Asphaug, 2001), mais ce n'est probablement pas une réponse définitive. Même si ce scénario était confirmé, la dynamique du système Terre-Lune est très complexe quand la Lune est proche de la Terre : son mouvement de rotation n'est plus forcément synchrone et de nombreuses résonances peuvent apparaître entre les fréquences orbitales et rotationnelles, ce qui introduit de grandes incertitudes sur son histoire (e.g. Ward et Canup, 2000). Malgré les récents progrès (Touma et Wisdom, 1998 ; Ward et Canup, 2000), l'origine de la très faible inclinaison de l'orbite lunaire ($\sim 5^\circ$) par rapport au plan orbital terrestre reste encore, à ce jour, peu comprise.

Dans les deux sections suivantes, on décrit brièvement les modèles et les données utilisés pour déterminer l'évolution de la distance Terre-Lune et les variations de la durée du jour, en particulier pour le Néoprotérozoïque (750 ± 200 Ma).

A.1 Evolution de la distance Terre-Lune

La modification de la distance Terre-Lune provient principalement des effets de marées gravitationnelles entre la Terre et la Lune. Schématiquement, les marées gravitationnelles créées par la Lune sur la Terre engendrent une déformation du bourrelet équatorial terrestre qui, à son tour, provoque une modification du potentiel gravitationnel terrestre et donc de l'énergie potentielle gravitationnelle de la Lune soumise au champ terrestre. Dans ce cas, le corps perturbateur (La Lune) est aussi le corps finalement perturbé.

Si la Terre était un solide élastique, la déformation du bourrelet serait instantanée et suivrait le mouvement de révolution lunaire. Dans ce cas, la force dérivant du potentiel gravitationnel de marée serait nulle et n'aurait aucune action sur l'orbite Terre-Lune. Le caractère inélastique des matériaux planétaires provoque des phénomènes de friction lors de leur déformation et la réponse du bourrelet

terrestre à l'excitation lunaire se fait avec un certain retard temporel noté ici Δt^g . Ce retard engendre alors un couple de rappel dans le système Terre-Lune qui tend à aligner la direction Terre-Lune et celle du bourrelet terrestre de marée, modifiant ainsi les propriétés de l'orbite Terre-Lune.

La déformation terrestre dépend du modèle de friction utilisé et de la rhéologie des matériaux. Dans notre étude, le modèle de friction visqueuse qui suppose un temps de retard Δt^g constant et indépendant de la fréquence de marée¹ a été choisie. Dans ce cas, la variation séculaire des éléments orbitaux lunaires (demi-grand axe, excentricité et inclinaison) est donnée, pour des faibles excentricités, par (Mignard, 1979 ; Néron de Surgy et Laskar, 1997) :

$$\begin{cases} \frac{da_s}{dt} = \frac{Gm_s^2 R^5}{a_s^6} \frac{6k_2 \Delta t^g}{\mu_s n_s a_s} \left[\left(1 + \frac{27}{2} e_s^2 \right) \omega \cos \varepsilon \cos i_s - (1 + 23e_s^2)n_s \right] + \mathcal{O}(e_s^4) \\ \frac{de_s}{dt} = \frac{Gm_s^2 R^5}{a_s^6} \frac{3k_2 \Delta t^g}{\mu_s n_s a_s^2} \left[\frac{11}{2} \omega \cos \varepsilon \cos i_s - 9n_s \right] e_s + \mathcal{O}(e_s^3) \\ \frac{d \cos i_s}{dt} = \frac{Gm_s^2 R^5}{a_s^6} \frac{3k_2 \Delta t^g}{2\mu_s n_s a_s^2} (1 + 8e_s^2) \omega \cos \varepsilon \sin^2 i_s + \mathcal{O}(e_s^4) \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

où $\mu_s = m_s m / (m_s + m)$ est la masse réduite du système Terre-Lune, k_2 le nombre de Love de marée élastique terrestre et n_s le moyen mouvement lunaire. Ces variations dépendent aussi de l'obliquité terrestre ε car elle définit l'orientation du bourrelet équatorial par rapport à l'écliptique et donc à la Lune.

L'amplitude actuelle du couple de marées et du paramètre dissipatif Δt^g est estimée actuellement grâce à la mesure de la vitesse d'éloignement lunaire qui lui est proportionnelle (voir Eq. A.1). Cette vitesse se mesure actuellement avec une très grande précision grâce à la télémétrie laser. Une valeur récente est 3.82 cm par an (Dickey *et al.*, 1994), ce qui correspond à une valeur du retard $\Delta t^g = 638$ secondes.

Deux contributions à l'évolution de l'orbite Terre-Lune manquent encore : celles des marées produites par le Soleil sur la Lune et la contribution inverse de celle décrite au début de la section, c'est à dire lorsque le Terre est à la fois le corps perturbateur et le corps perturbé à travers la déformation du bourrelet équatorial lunaire. Toutefois, la Lune étant piégée dans une résonance spin-orbite 1 : 1 (soit $\omega_s = n_s$), la déformation de son bourrelet sera quasiment toujours alignée avec la direction Terre-Lune, le décalage provenant uniquement du caractère elliptique de l'orbite lunaire. Dans ce contexte, les variations dues aux marées produites sur la Lune par la Terre s'obtiennent en échangeant la Terre et la Lune dans le système A.1, et en considérant en première approximation que $i_s \simeq 0$ et $\varepsilon_s \simeq 0$, à cause de la très faible inclinaison du plan équatorial lunaire sur son orbite. On obtient alors :

$$\begin{cases} \frac{da_s}{dt} = -\frac{Gm^2 R_s^5}{a_s^6} \frac{57k_{2s} \Delta t_s^g}{\mu_s a_s} e_s^2 + \mathcal{O}(e_s^4) \\ \frac{de_s}{dt} = -\frac{Gm^2 R_s^5}{a_s^6} \frac{21k_{2s} \Delta t_s^g}{2\mu_s a_s^2} e_s + \mathcal{O}(e_s^3) \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Cette contribution ne représente actuellement que 1.2% de da_s/dt total et 30% de de_s/dt total pour la Terre. Enfin, les effets de marées solaires sur la Lune peuvent être négligés car le rapport de leur magnitude à celle des effets de marées terrestres sur la Lune est d'environ 3.2×10^{-5} .

¹La fréquence de marée notée généralement $\sigma = \omega - n_s$ est la différence entre la rotation angulaire terrestre ω et le moyen mouvement lunaire n_s . En effet, durant le temps Δt^g , le décalage angulaire entre la direction du bourrelet et l'axe Terre-Lune est $(\omega - n_s)\Delta t^g$. La fréquence de marée sera ainsi une fréquence caractéristique d'excitation des matériaux.

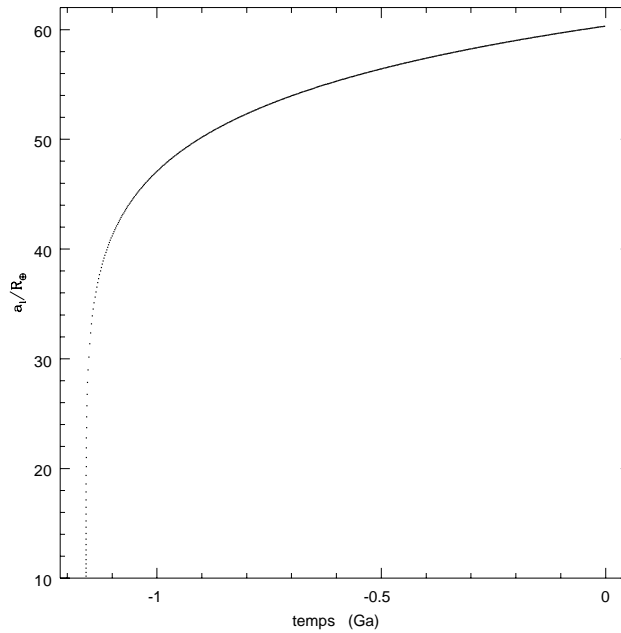


FIG. A.1: **Evolution passée de la distance de la Lune avec le taux de dissipation actuel** (tiré de Néron de Surgy, 1996). Avec le modèle visqueux pour les marées gravitationnelles et $\Delta t^g = 638$ s, on intègre à rebours le système Terre-Lune. Le demi-grand axe de la Lune est compté en rayons terrestres et tracé en fonction du temps.

Toutefois, l'équation A.1 montre que l'évolution des paramètres orbitaux du système Terre-Lune dépend aussi de la vitesse de rotation angulaire terrestre ω et donc de l'évolution de la durée du jour.

A.2 Evolution de la durée du jour

En raison de la conservation angulaire du système Terre-Lune, une augmentation de la distance Terre-Lune conduit à une augmentation progressive de la durée du jour terrestre. D'autres effets dissipatifs peuvent affecter la vitesse de rotation terrestre comme la friction noyau-manteau ou les marées atmosphériques mais seul le premier semble jouer un rôle significatif pour la Terre. L'influence de ces effets dissipatifs sur la rotation terrestre est modélisé dans Néron de Surgy et Laskar (1997) et Correia et Laskar (2003). La contribution de chacun de ses effets reste toutefois incertaine. Lorsque les effets de marées sont seulement pris en compte avec un temps de retard Δt^g constant et identique à sa valeur actuelle, l'évolution du demi-axe Terre-Lune, tracée sur la figure A.1 prédit une rencontre Terre-Lune, il y a seulement 1.2 milliard d'années, en contradiction avec la plupart des observations paléontologiques (Lambeck, 1980) qui proposent des dates bien antérieures à 3 milliard d'années. En l'absence de contraintes fiables, c'est le modèle qui a pourtant été utilisé et la valeur de la distance Terre-Lune durant l'intervalle Néoprotérozoïque est alors proche de 55 fois la valeur du rayon terrestre, il y a 650 Ma. De la même façon, durant le Permo-Carbonifère (~ 300 Ma), la distance Terre-Lune choisie est de l'ordre de 59 rayons terrestres.

La dissipation actuelle de marées semble ainsi trop forte. Une part importante de celle-ci étant généralement attribuée à la dissipation dans les mers peu profondes, il est tout à fait possible qu'elle ait été inférieure dans le passé, lors de périodes de glaciations ou d'agglomérations continentales.

En l'absence de contraintes précises sur les paramètres dissipatifs, une démarche possible et d'utiliser, à l'inverse, les mesures géologiques de la durée du jour pour donner des bornes raisonnables aux paramètres dissipatifs (retard Δt^g , viscosité effective de la friction noyau-manteau). Cela permet, dans certains cas, d'éliminer certains scénarios proposés, mais rendus impossibles du point de vue dynamique (voir Néron de surgy et Laskar, 1997).

Il n'y a toutefois pas de consensus global sur les mesures anciennes de durée du jour et un certain nombre de ces valeurs semblent contradictoires. La principale technique employée pour estimer l'évolution du nombre de jours par an et par mois lunaire, est l'examen "d'horloges paléontologiques" (e.g. Lambeck, 1980). Celles-ci se décomposent en trois groupes : les coraux, les bivalves, et les stromatolites (structures produites par l'action de micro-organismes sur des matériaux sédimentaires). Leurs squelettes présentent un ensemble de séquences ou de couches répétitives dont les propriétés chimiques, la texture, la couleur ou la taille varient (ces variations peuvent être liée aux variations de la fixation de carbonate de calcium pour les coraux et les mollusques). Ces structures semblent représenter l'effet des variations de leur environnement comme l'éclairage, la température, la nourriture disponible, l'alternance du jour et de la nuit, la présence ou l'absence de clair de Lune, la périodicité et l'amplitude des marées ou le changement de saison, lors de la croissance de leur squelette. Il est parfois possible d'isoler le signal lié aux marées pour estimer le nombre de jours dans l'année et le nombre de jours dans un mois lunaire. Toutefois, la plupart de ces données existent seulement depuis 400 Ma.

Williams (1989) propose que certaines séquences sédimentaires appelées rythmites peuvent permettre de déduire des contraintes sur l'évolution du système Terre-Lune et l'évolution de la durée du jour. Les rythmites sont des structures géologiques sédimentaires formées d'un empilement de lamelles, réparties en groupes distincts, présentant des périodicités dans l'épaisseur, la nature pétrographique, ou le nombre de lamelles et dont la formation semble liée aux marées. Les observations et les périodicités déduites des rythmites australiennes durant la glaciation Marinoenne (~ 650 Ma) sont indiquées dans le tableau A.1.

Paramètre	-650 Ma	Aujourd'hui
Nombre de mois lunaire dans un an	13.1	12.37
Nombre de jours dans un mois lunaire	30.5	29.53
Nombre de jours dans un an	400	365.25
Longueur d'un jour (heures)	21.9	24.0

TAB. A.1: **Estimations du jour et du mois lunaire il y a 650 millions d'années.** Les données sont tirées de l'analyse des rythmites de la "formation d'Elatina" et de "sildstone de Reynella" déposées il y a environ 650 Ma durant la glaciation Marinoenne en Australie du Sud. Les barres d'erreur ont été volontairement omises. Tiré de Williams (1989).

Bien que leur interprétation et les barres d'erreur restent incertaines, elles sont en accord avec l'augmentation dans le passé du nombre de jours terrestres dans un mois lunaire. En effet, le rapprochement lunaire augmente la période de révolution lunaire et par conséquent le nombre de mois lunaires dans un an, tandis que dans le même temps, la Terre tournait plus vite. Le rapport entre les mois lunaires et les jours terrestres varie avec le temps et la conservation du moment cinétique permet de calculer ce rapport, tracé ici sur la figure A.2. Il indique bien une augmentation du nombre de jours terrestres jusqu'à une valeur du demi-grand axe $a_s = 50.6$ rayons terrestres. La valeur du jour durant l'intervalle Néoprotérozoïque a été choisie égale à 21.9 h. D'autres valeurs proches de 20.9 h ont été estimées par Sonett *et al.*(1996) autour de 900 Ma à partir d'autres rythmites australiennes, ce qui est relativement compatible avec la valeur choisie.

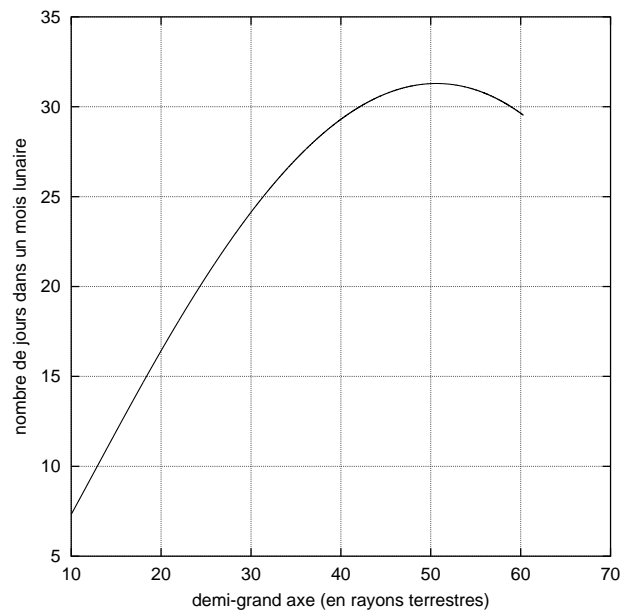


FIG. A.2: **Evolution du nombre de jours terrestres dans un mois lunaire.** Dans un passé récent, le nombre de jours augmente jusqu'à $\mathcal{P}_s = 31.3$ jours, lorsque $a_s = 50.6$ rayons terrestres, pour décroître ensuite. Cela confirme les observations de Williams (1989) avec des fossiles traceurs de marées.

Annexe B

Données numériques

G	$6.672 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
m_{\odot}	$1.9891 \times 10^{30} \text{ kg}$
σ_s	$5.67 \times 10^{-8} \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$
k_B	$1.3806 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$

TAB. B.1: Constantes physiques

Paramètre	Notation	la Terre	Mars
Masse volumique moyenne	$\bar{\rho}$ (kg.m ⁻³)	5515 (Yoder, 1995)	3933 (Yoder, 1995)
Gravité moyenne à la surface	g (m.s ⁻²)	9.81	3.73 (Ward <i>et al.</i> , 1974)
Nombre de Love de marée	k_2	0.299 (Yoder, 1995)	0.14 (Yoder, 1995)
Température moyenne	T_m (K)	270 (Yoder, 1995)	210 (Yoder, 1995)
Echelle de hauteur atmosphérique	\mathcal{H} (km)	~16.5	10 (Ward <i>et al.</i> , 1974)
Pression de surface moyenne	p_s (mbar)	1013	5-8

TAB. B.2: Données numériques comparatives *approchées* entre la Terre et Mars utilisées dans certaines estimations numériques.

Paramètre	Notation	la Terre
Masse relative	m/m_{\odot}	1/332946.0 (Chapron-Touzé and Chapront, 1983)
Demi-grand axe	a ($\times 10^{11}$ m)	1.49598022258 (Chapron-Touzé and Chapront, 1983)
Moyen mouvement	n (rad.an ⁻¹)	6.2830662287852 (Bretagnon, 1982)
Excentricité à J2000	e	0.0167086342 (Simon <i>et al.</i> , 1994)
Vitesse de rotation	ω ($\times 10^{-5}$ rad.s ⁻¹)	7.2921151467064 (Chapron-Touzé and Chapront, 1983)
Obliquité	ε (°)	23°26'21".448 (IAU, 1976)
Aplatissement	J_2 ($\times 10^{-6}$)	1082.6359 \pm 0.0001 (IAG, 1999)
Constante solaire	\mathcal{S}_0 (W.m ⁻²)	1350.0

TAB. B.3: Données numériques pour la Terre utilisées dans les intégrations numériques. Les éléments orbitaux sont les éléments moyens à J2000.

Paramètre	Notation	Mars
Masse relative	m/m_{\odot}	1/3098708 (IERS, 1992)
Rayon équatorial moyen	R ($\times 10^6$ m)	3.3396200 ± 160 (Smith <i>et al.</i> , 1999a)
Facteur de condensation	\mathcal{K}	0.3662 ± 0.0017 (Folkner <i>et al.</i> , 1997)
Demi grand-axe	a (UA)	1.5236793419 (Simon <i>et al.</i> , 1994)
Moyen mouvement	n (arcsec.an ⁻¹)	689050.77493988 (Simon <i>et al.</i> , 1994)
Excentricité à J2000	e	0.0934006477 (Simon <i>et al.</i> , 1994)
Vitesse de rotation	ω ($\times 10^{-10}$ rad s ⁻¹)	708821.8066 ± 0.0004 (Folkner <i>et al.</i> , 1997)
Obliquité	ε (°)	25.189417 ± 0.000035 (Folkner <i>et al.</i> , 1997)
Vitesse de précession	p_0 ("/an)	7.576 ± 0.035 (Folkner <i>et al.</i> , 1997)
Aplatissement	J_2 ($\times 10^{-6}$)	1958.74 ± 0.02 (Smith <i>et al.</i> , 1993)
Ellipticité dynamique	$E_d = J_2/\mathcal{K}$ ($\times 10^{-3}$)	5.348 ± 0.025
Constante solaire	\mathcal{S}_0 (W.m ⁻²)	589.0 (Yoder, 1995)

TAB. B.4: Données numériques pour Mars utilisées dans les intégrations numériques. Les éléments orbitaux sont les éléments moyens à J2000.

Bibliographie

- [1] Adhémar, J.A. 1842. *Révolutions de la Mer : Déluges périodiques*. Carilian-Goeury et V.Dalmont, Paris.
- [2] Agassiz, L. 1838. Upon glaciers, moraines, and erratic blocks : Adress delivered at the opening of the Helvetic Natural History Society at Neuchatel. *New Philos. J. Edinburgh* **24**, 864-883.
- [3] d'Alembert, J. 1749. *Sur la précession des équinoxes*. David, Paris.
- [4] Alterman, Z., Jarosch, H. et Pekeris, C.H. 1959. Oscillation of the Earth. *Proc. R. Soc. London* **A252**, 80-95.
- [5] Algeo, T.J and Wilkinson, B.H. 1988. Periodicity of mesoscale Phanerozoic sedimentary cycles and the role of Milankovitch orbital modulation. *J. Geol.* **96**, 313-322.
- [6] Andoyer, H. 1923. *Cours de Mécanique Céleste*. Gauthier-Villars, Paris.
- [7] Bahr, D. B., Pfeffer, W. T., Sassolas, C. and Meier, M. F. 1998. Response time of glaciers as a function of size and mass balance, 1, Theory. *J. Geophys. Res.* **103**, 9777-9782.
- [8] Bass, D.S., Herkenhoff, K.E. and Paige, D.A. 2000. Variability of Mars' North Polar Water Ice Cap. I. Analysis of Mariner 9 and Viking Orbiter Imaging Data. *Icarus* **144**, 382-396.
- [9] Bass, D.S. and Paige, D.A. 2000. Variability of Mars' North Polar Water Ice Cap. II. Analysis of Viking IRTM and MAWD. *Icarus* **144**, 397-409.
- [10] Baker, V.R. 2001. Water and the martian landscape. *Nature* **412**, 228-236.
- [11] Berger, A.L. 1978. Long-term variations of daily insolation and quaternary climatic changes. *Journal of Atmospheric Sciences* **35**, 2362-2367.
- [12] Berger, A., Loutre, M.F. and Dehant, V. 1989. Influence of the changing lunar orbit on the astronomical frequencies of Pre-Quaternary insolation patterns. *Paleoceanography* **5**, 555-564.
- [13] Bills, B.G. 1994. Obliquity-oblateness feedback : Are climatically sensitive values of obliquity dynamically unstable?. *Geophys. Res. Lett.* **21**, 177-180.
- [14] Bills, B.G. 1999. Obliquity-oblateness feedback on Mars. *J. Geophys. Res.* **104**, 30773-30797.
- [15] Bond, G. et al. 1992. Evidence for massive discharges of icebergs into the North Atlantic ocean during the last glacial period. *Nature* **360**, 245-249.
- [16] Blasius, K.R., Cutts, J.A. and Howard, A.D. 1982. Topography and stratigraphy of martian polar layered deposits. *Icarus* **50**, 140-160.
- [17] Bretagnon, P. 1974. Termes à longues périodes dans le Système solaire. *Astron. Astrophys.* **30**, 141-154.
- [18] Broecker, W.S, and Van Donk, J. 1970. Insolation changes, ice volume and the ^{18}O record in deep sea-cores. *Rev. Geophys.* **8**, 169-198.
- [19] Byrne, S. and Ingersoll, A.P. A sublimation model for Martian south polar ice features. 2003. *Science* **299**, 1051-1053.

- [20] Cantor, B.A., James, P.B., Caplinger, M. and Wolff, M.J. 2001. Martian dust storms : 1999 Mars Orbiter Camera observations. *J. Geophys. Res.* **106**, 23653-23687.
- [21] Canup, R.M., and Asphaug, E. 2001. Origin of the Moon in a giant impact near the end of the Earth's formation. *Nature* **412**, 708-712.
- [22] Chandler, M.A. and Sohl, L.E. 2000. Climate forcing and the initiation of low-latitude ice sheets during the Neoproterozoic glacial interval. *J. Geophys. Res.* **10**, 20737-20756.
- [23] Chappell, J. and Shackleton, N.J. 1986. Oxygen isotopes and sea-level. *Nature* **324**, 137-140.
- [24] Christie-Blick, N., Von der Borch, C.C. and DiBona, P.A. 1990. Working hypotheses for the origin of the Woka Canyons (Neoproterozoic), South Australia. *Am. J. Sci.* **290**, 295-332.
- [25] Christie-Blick, Sohl, L.E. and Kennedy, M.J. 1999. Considering a Neoproterozoic Snowball Earth. *Science* **284**, 1087-1088.
- [26] Clemens, S.C. 1999. An astronomical tuning strategy for Pliocene sections : implications for global-scale correlation and phase relationships. *Phi. Trans. R. Soc. Lond.* **357**, 1949-1973.
- [27] Clemens, S.C. and Tiedemann, R. 1997. Eccentricity forcing of Pliocene and early Pleistocene climate revealed in a marine oxygen-isotope record. *Nature* **385**, 801-804.
- [28] CLIMAP PROJECT MEMBERS 1976. The surface of the Ice-Age Earth. *Science* **191**, 1131-1137.
- [29] Correia, A.C.M. 2001. *Evolution à long terme du spin des planètes telluriques, application à Vénus*. Thèse de Doctorat, Université de Paris VII.
- [30] Correia, A.C.M. et Laskar, J. 2001. The four final rotation states of Venus. *Nature* **411**, 767-770.
- [31] Correia, A.C.M., Laskar, J. and Néron de Surgy, O. 2003. Long term evolution of the spin of Venus - I. Theory. *Icarus*, in press.
- [32] Correia, A.C.M., et Laskar, J. 2003. Long term evolution of the spin of Venus - II. Numerical simulations. *Icarus*, in press.
- [33] Crowell, J.C. 1999. Pre-Mesozoic Ice ages : Their bearing on understanding the climate system. *Geol. Soc. Am. Memoir* **192**, Boulder, Colorado.
- [34] Crowley, T.J. and North, G.R. 1991. *Paleoclimatology*. Oxford University Press, .
- [35] Crowley, T.J. and Baum, S.K. 1991. Estimating Carboniferous sea-level fluctuations from Gwondwana ice extent. *Geology* **19**, 975-977.
- [36] Crowley, T.J., Yip, K-J.J. and Baum, S.K. 1993. Milankovitch cycles and Carboniferous climate. *Geophys. Res. Lett.* **20**, 1175-1178.
- [37] Crowley, T.J., Baum, S.K. and Hyde, W.T. 1992. Milankovitch cycles on supercontinents. *Geophys. Res. Lett.* **19**, 793-796.
- [38] Croll, J. 1875. *Climate and time in their geological relation : A theory of secular changes of the Earth's climate*. Appleton, New York.
- [39] Cutts, J.A. and Lewis, B.H. 1982. Models of climatic cycles record in Martian polar layered deposits. *Icarus* **50**, 216-244.
- [40] Dalziel, I.W.D. 1997. Neoproterozoic-Paleozoic geography and tectonics. Review, hypothesis, environmental speculation. *Geol. Soc. Am. Bull.* **109**, 16-42.
- [41] Darwin, G.H. 1879. On the precession of a viscous spheroid and on the remote history of the Earth. *Philos. Trans. R. Soc. London* **A170**, 447-530.
- [42] Davis, D.W. 1981. The Mars water cycle. *Icarus* **45**, 398-414.

- [43] Deparis, V., Legros, H., Ricard, Y. 1995. Mass anomalies due to subducted slabs and simulations of plate motion since 200 My. *Phys. Earth. Plan. Int.* **89**, 271-280.
- [44] Dickey, J.O., Bender, P.L., Faller, J.E., Newhall, X.X., Ricklefs, R.L., Ries, J.G., Shelus, P.J., Veillet, C., Whipple, A.L., Wiant, J.R., Williams, J.G., et Yoder, C.F. 1994. Lunar Laser Ranging - a Continuing Legacy of the Apollo Program. *Science* **265**, 482-490.
- [45] Donnadiou, Y., Ramstein, G., F., Besse, J. and Meert, J. 2001. Is high obliquity a plausible cause for Neoproterozoic glaciations ?. *Geophys. Res. Lett.* **120**, 42-45.
- [46] Donnadiou, Y., Fluteau, F., Ramstein, G., Ritz, C. and Besse, J. 2003. Is there a conflict between the Neoproterozoic glacial deposits and the snowball Earth interpretation : an improved understanding with numerical modeling. *Earth Planet. Sci. Lett.* **208**, 101-112.
- [47] Donnadiou, Y., 2001. Is high obliquity a plausible cause for Neoproterozoic glaciations ?. *Geophys. Res. Lett.* **120**, 42-45.
- [48] Duplessy, J.C., Lalou, C. and Vinot, A.C. 1970. Differential isotopic fractionation in benthic foraminifera and paleotemperature reassessed. *Science* **168**, 250-251.
- [49] Dziewonski, A.M. and Anderson, D.L. 1981. Preliminary Earth Reference Model. *Phys. Earth Planet. Inter.* **25**, 297-346.
- [50] Edgett, K.S. and Malin, M.C. 2000. The Martian North Polar Cap : Sedimentary Aspects. *Second International Conference on Mars Polar Science and Exploration Abstract*, 32.
- [51] Emiliani, C. 1955. Pleistocene temperatures. *J. Geol.* **63**, 538-578.
- [52] Evans, D.A.D. 2000. Stratigraphic, geochronological, and paleomagnetic constraints upon the Neoproterozoic climatic paradox. *Am. J. Sci.* **300**, 347-433.
- [53] Fanale, F.P., Salvail, J.R., Banerdt, W.B. and Saunders, R.S. 1982. Mars - The regolith-atmosphere-cap system and climate change. *Icarus* **50**, 381-407.
- [54] Fanale, F.P. and Salvail, J.R. 1994. Quasi-periodic atmosphere-regolith-cap CO₂ redistribution in the martian past. *Icarus* **111**, 305-316.
- [55] Farmer, C. B., Davies, D. W. and LaPorte, D. D. 1976. Mars : Northern summer ice cap : water vapor observations from Viking 2. *Science* **194**, 1339-1340.
- [56] Feldman, W. C. et al. 2002. Global distribution of neutrons from Mars : Results from Mars Odyssey. *Science* **297**, 75-78.
- [57] Folkner, W.M., Yoder, C.F., Yuan, D.N., Standish, E.M., et Preston, R.A. 1997. Interior structure and seasonal mass redistribution of Mars from radio tracking of Mars Pathfinder. *Science* **278**, 1749-1751.
- [58] Forget, F. 1998a Mars CO₂ ice polar caps. *Solar System ices pp 477-507*, eds. B. Schmitt et al. , Kluwer.
- [59] Forget, F. 1998b. Improved optical properties of the Martian atmospheric dust for radiative transfer calculations in the infrared. *Geophys. Res. Lett.* **25**, 1005-1109.
- [60] Forget, F., Hourdin, F. and Talagrand, O. 1998. CO₂ snow fall on Mars : Simulation with a General Circulation Model. *Icarus* **131**, 302-316.
- [61] Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Collins, L., 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. *J. Geophys. Res.* **104**, 24155-24176.
- [62] Forget, F., Wannherdrick, Y. and Lewis, S.R. 2001. Validation of the Mars GCM Climate Database with new spacecraft observations. *Technical note for ESA , Work Package 7*.

- [63] Forte, A.M. and Mitrovica, J.X. 2001. Deep-mantle high-viscosity flow and thermochemical structure inferred from seismic and geodynamic data. *Nature* **410**, 1049-1056.
- [64] Francois, L.M., Walker, J.C.G., and Kuhn, W.R. 1990. A numerical simulation of climate changes during the obliquity cycle on Mars. *J. Geophys. Res.* **95**, 14761-14778.
- [65] Gallée, H., Van Ypersele, J.P., Fichet, T., Marsiat, C., Tricot, C. and Berger, A. 1992. Simulation of the last glacial cycle by a coupled, sectorially averaged climate-ice sheet coupling. *J. Geophys. Res.* **97**, 15713-15740.
- [66] Gierasch, P.J and Toon O.B. 1973. Atmospheric pressure variation and the climate of Mars. *J. Atmos. Sci.* **30**, 1502-1508.
- [67] Goddérès, Y., Donnadiou, Y., Nédelec, A., Dupré, B., Dessert, C., Grard, C., Ramstein, G. and François, L.M. 2003. The Sturtian “snowball” glaciation : fire and ice. *Earth Planet. Sci. Lett.* , sous presse.
- [68] Goldreich, P. 1966. History of the lunar orbit. *Rev. of Geophys.* **4**, 411-439.
- [69] Goldstein, H. 1980. *Classical Mechanics*. Addison Wesley, Reading, Mass.
- [70] Greeley, R., Leach, R., White, B., Iversen, J. and Pollack, J.B. 1980. Threshold windspeeds for sand on Mars - Wind tunnel simulations. *Geophys. Res. Lett.* **7**, 121-124.
- [71] Harland, W.B. 1964. Critical evidence for a great InfraCambrian glaciation. *Geol. Rund.* **54**, 45-61.
- [72] Haberle, R.M., and Jakosky, B.M. 1990. Sublimation and transport of water from the North polar residual cap on Mars. *J. Geophys. Res.* **95**, 1423-1437.
- [73] Haberle, R.M., Murphy, J.R. and Schaeffer, J. 2003. Orbital changes experimentw with a Mars general circulation model. *Icarus* **161**, 66-89.
- [74] 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. *J. Geophys. Res.* **98**, 3093-3123.
- [75] Hays, J.D., Imbrie, J., et Shackleton, N.J. 1967. Variation's in the Earth's orbit : pacemaker of the ice ages. *Science* **194**, 1121-1131.
- [76] Head, J.W. and Marchant, D.R. 2003. Cold-based Mountain Glaciers on Mars : Western Arsia Mons Fan-shaped Deposits. *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts* **1247**, .
- [77] Heckel, P.H. 1986. Sea-level curve for Pennsylvanian eustatic marine transgression-regressive depositional cycles along midcontinent outcrop belt, North America. *Geology* **14**, 330-334.
- [78] Heinrich, H. 1988. Origin and consequences of cyclic ice rafting in the northeast Atlantic Ocean during the past 130,000 years. *Quat. Res.* **29**, 142-152.
- [79] Herbert, T.D. 1992. Paleomagnetic calibration of Milankovitch cyclicity in Lower Cretaceous sediments. *Earth Planet. Sci. Lett.* **112**, 15-28.
- [80] Herkenhoff, K. and Plaut, J.J. 2000. Surface ages and resurfacing rates of the polar layered deposits on Mars. *Icarus* **144**, 243-253.
- [81] Hilgen, F.J. 1991. Extension of the astronomically calibrated (polarity) time scale to the Miocene/Pliocene boundary. *Earth Planet. Sci. Lett.* **107**, 349-368.
- [82] Hinderer, J. 1987. *Sur quelques effets en rotation et déformation d'une planète à noyau liquide, manteau élastique et couche fluide superficielle*. Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg.

- [83] Hoffman, P.F., Kaufman, A.J., Halverson, G.P. and Schrag, D.P. 1998. A Neoproterozoic Snowball Earth. *Science* **281**, 1342-1346.
- [84] Hoffman, P.F. and Schrag, D.P. 2002. The Snowball Earth hypothesis : testing the limits of global change. *Terra Nova* **14**, 129-155.
- [85] Houben, H., Haberle, R.M., Young, R.E. and Zent, A.P. 1997. Modeling the Martian seasonal water cycle. *J. Geophys. Res* **102**, 9069-9084.
- [86] Hourdin, F. 1992a. *Etude et simulation numérique de la circulation générale des atmosphères planétaires*. Thèse de Doctorat, Université Paris VII.
- [87] Hourdin, F. 1992. A new representation of the CO₂ 15 μ m band for a Martian general circulation model. *J. Geophys. Res* **97**, 18319-18335.
- [88] Hourdin, F., Le Van, P., Forget, F. and Talagrand, O. 1993. Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars. *J. Atmos. Sci* **50**, 3625-3640.
- [89] Hourdin, F., Forget, F. and Talagrand, O. 1995. The sensitivity of the Martian pressure to various parameters : A comparison between numerical simulations and Viking observations. *J. Geophys. Res* **100**, 5501-5523.
- [90] Howard, A.D., Cutts, J.A. and Blasius, K.R. 1982. Stratigraphic relationships within martian polar-cap deposits. *Icarus* **50**, 161-215.
- [91] Imbrie, J. 1982. Astronomical theory of the Pleistocene ice ages - A brief historical review. *Icarus* **50**, 408-422.
- [92] Imbrie, J. and Imbrie, K.P. 1979. *Ice Ages : Solving the Mystery*. Enslow Publishers, Springfield, N.J.
- [93] Imbrie, J. and Imbrie, J.Z. 1980. Modeling the climatic response to orbital variations. *Science* **207**, 943-953.
- [94] Imbrie, J., Shackleton, N.J., Pisias, N.G., Morley, J.J., Prell, W.P., Martinson, D.G., Hays, J.D., McIntyre, A. and Mix, A.C. 1984 The orbital theory of Pleistocene climate : support from a revised chronology of the marine $\delta^{18}O$ record. in Milankovitch and Climate, eds. A.Berger et al. pp. **265-305**, Reidel Dordrecht, Netherlands.
- [95] Imbrie, J., Boyle, E.A., Clemens, S.C., Duffy, A., Howard, H., Kukla, G., Kutzbach, J., Martinson, D., MacIntyre, A., Mix, A., Molfino, B., Morley, J., Peterson, L., Pisias, N., Prell, W., Raymo, M., Schackleton, N.J. and Toggweiler, J. 1992. On the structure and origin of major glaciation cycles : 1. Linear responses to Milankovitch forcing. *Paleoceanography* **7**, 701-738.
- [96] Imbrie, J., Berger, A., Boyle, E.A., Clemens, S.C., Duffy, A., Howard, H., Kukla, G., Kutzbach, J., Martinson, D., MacIntyre, A., Mix, A., Molfino, B., Morley, J., Peterson, L., Pisias, N., Prell, W., Raymo, M., Schackleton, N.J. and Toggweiler, J. 1993. On the structure and origin of major glaciation cycles : 2. The 100,000 year cycle. *Paleoceanography* **8**, 699-735.
- [97] Jakosky, B.M. 1983a. The role of seasonal reservoirs in the Mars water cycle -I. Seasonal exchange of water with the regolith. *Icarus* **55**, 1-18.
- [98] Jakosky, B.M. 1983b. The role of seasonal reservoirs in the Mars water cycle -II. Coupled models of the regolith, the polar caps, and atmospheric transport. *Icarus* **55**, 19-39.
- [99] 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. *J. Geophys. Res* **87**, 2999-3019.
- [100] Jakosky, B.M. and Barker, E.S. 1984. Comparison of ground based and Viking orbiter measurements of Martian water vapor : variability of the seasonal cycle. *Icarus* **57**, 322-334.

- [101] Jakosky, B.M. and Carr, M.H. 1985. Possible precipitation of ice at low latitudes of Mars during periods of high obliquity. *Nature* **315**, 559-561.
- [102] Jakosky, B.M. and Haberle, R.M. Year-to-year instability of the Mars south polar Cap. 1990. *J. Geophys. Res.* **95**, 1359-1365.
- [103] Jakosky, B.M., Henderson, B.G. and Mellon, M.T. 1993. The Mars water cycle at other epochs : Recent history of the polar caps and layered terrain. *Icarus* **102**, 286-297.
- [104] Jakosky, B.M., Henderson, B.G. and Mellon, M.T. 1995. Chaotic obliquity and the nature of the Martian climate. *J. Geophys. Res.* **100**, 1579-1584.
- [105] James, P.B. 1985. The Martian hydrologic cycle : Effects of CO₂ mass flux on global water distribution. *Icarus* **64**, 259-264.
- [106] James, P.B, Kieffer, H.H and Paige, D.A. 1992 The seasonal cycle of carbon dioxide on Mars. Mars book, pp **934-968**, eds. H.H Kieffer et al. Univ. Arizona Press, Tucson.
- [107] Jeffreys, H. 1959. *The Earth*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [108] Jiang, X. and Peltier W.R. 1996. Ten million year histories of obliquity and precession : the influence of the ice-age cycle. *Earth Planet Sci. Lett.* **139**, 17-32.
- [109] Johnson, C.L., Solomon, S.C., Head, J.W., Phillips, R.J., Smith, D.E. and Zuber, M.T. 2000. Lithospheric Loading by the Northern Polar Cap on Mars. *Icarus* **144**, 313-328.
- [110] Kaula, W. 1964. Tidal dissipation by solid friction and the resulting orbital evolution. *J. Geophys. Res.* **2**, 661-685.
- [111] Kennedy, M.J., Runnegar, B., Prave, A.R., Hoffman, K.H. and Arthur, M.A. 1998. Two or four Neoproterozoic glaciations?. *Geology* **36**, 1059-1063.
- [112] Kieffer, H. H. 1979. Mars south polar spring and summer temperatures : a residual CO₂ frost. *J. Geophys. Res.* **84**, 8263-8288.
- [113] Kieffer, H.H. 1990. H₂O grain size and the amount of dust in Mars' residual north polar cap. *J. Geophys. Res.* **95**, 1481-1493.
- [114] Kieffer, H.H and Zent, A.P. 1992 Quasi-periodic climate change on Mars. Mars book, pp **1180-1220**, eds. H.H Kieffer et al. Univ. Arizona Press, Tucson.
- [115] Kieffer, H.H., Chase, S.C., Martin, T.Z, Miner, E.D. and Palluconi, F.D. 1976. Martian North Pole summer temperatures : Dirty water ice. *Science* **194**, 1341-1344.
- [116] Kinoshita, H. 1972. First-order perturbations of the two finite body problem. *Publ. Astron. Soc. Japan* **24**, 423-457.
- [117] Kinoshita, H. 1977. Theory of the rotation of the rigid Earth. *Cel. Mech.* **15**, 277-326.
- [118] Kirschvink, J.L. 1992 Late Proterozoic low-latitude global glaciation : The snowball Earth. The Proterozoic Biosphere : A Multidisciplinary Study pp **51-52**, eds. Schopf, J.W. and Klein, C. , Cambridge University Press.
- [119] Kirschvink, J.L., Ripperdan, R.L. and Evans, D.A. 1997. Evidence for a large-scale reorganization of Early Cambrian continental masses by inertial interchange true polar wander. *Science* **277**, 541-545.
- [120] Knoll, A.H. and Walter, M.R. 1992. Latest Neoproterozoic stratigraphy and Earth history. *Nature* **356**, 673-678.
- [121] Kolb, E.J. and Tanaka, K.L. Geologic History of the Polar Regions of Mars Based on Mars Global Surveyor Data. II. Amazonian Period. 2001. *Icarus* **154**, 22-39.

- [122] Kröner, A. 1977. Non-synchronicity of Late Precambrian glaciations in Africa. *J. Geol.* **85**, 289-300.
- [123] Lagrange, J.L. 1776 Sur l'altération des moyens mouvements des planètes *Mem. Acad. Sci. Berlin*, 199. Oeuvres complètes **VI**, 255 Gauthier-Villars (1895), Paris.
- [124] Laplace, P.S. 1772 Mémoire sur les solutions particulières des équations différentielles et sur les inégalités des planètes. Oeuvres complètes **9**, 325 Gauthier-Villars (1895), Paris.
- [125] Laplace, P.S. 1784 Mémoire sur les inégalités séculaires des planètes et des satellites *Mem. Acad. royale des Sciences de Paris*. Oeuvres complètes **XI**, 49 Gauthier-Villars (1895), Paris.
- [126] Lambeck, K. 1980. *The Earth's Variable Rotation*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [127] Lambeck, K. 1988. *Geophysical Geodesy*. Oxford University Press, Oxford.
- [128] Lambeck, K., Esat, T. M, and Potter, E.K. 2002. Links between climate and sea levels for the past three million years. *Nature* **419**, 199-206.
- [129] Laskar, J. 1986. Secular terms of classical planetary theories using the results of general theory. *Astron. Astrophys.* **157**, 59-70.
- [130] Laskar, J. 1988. Secular evolution of the solar system over 10 million years. *Astron. Astrophys.* **198**, 341-362.
- [131] Laskar, J. 1989. A numerical experiment on the chaotic behaviour of the Solar System. *Nature* **338**, 237-238.
- [132] Laskar, J. 1990. The chaotic motion of the Solar System. *Icarus* **88**, 266-291.
- [133] Laskar, J. and Robutel, P. 1993. The chaotic obliquity of the planets. *Nature* **361**, 608-612.
- [134] Laskar, J. 1994a. Large-scale chaos in the Solar System. *Astron. Astrophys.* **287**, L9-L12.
- [135] Laskar, J. 1994b. Description des routines utilisateur de TRIP. *preprint*
- [136] Laskar, J. 1996. Large scale Chaos and marginal stability in the Solar System. *Celest. Mech. & Dyn. Astron.* **64**, 115-162.
- [137] Laskar, J. 1999. The limits of Earth orbital calculations for geological time-scale use. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **A357**, 1735-1759.
- [138] Laskar, J., Joutel, F., and Robutel, P. 1993a. Stabilization of the Earth's obliquity by the Moon. *Nature* **361**, 615-617.
- [139] Laskar, J., Joutel, F., and Boudin, F. 1993b. Orbital, precessional, and insolation quantities for the Earth from -20 Myr to +10 Myr. *Astron. Astrophys.* **270**, 522-533.
- [140] Laskar, J., Levrard, B., and Mustard, J.F. 2002. Orbital forcing of the martian polar layered deposits. *Nature* **419**, 375-377.
- [141] Legros, H. 1987. *Sur quelques problèmes de dynamique planétaire*. Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg.
- [142] Leighton, R.R. and Murray, B.C. 1966. Behavior of carbon dioxide and other volatiles on Mars. *Science* **153**, 136-144.
- [143] Le Verrier, U.J.J. 1856 On the long term evolution of the spin of the Earth. *Annales de l'Observatoire de Paris* **II**, Mallet-Bachelet (1895), Paris.
- [144] Lourens, L.J., Antonarakou, A., Hilgen, F.J., Van Hoof, A.A., Vergnaud-Grazzini, A.M. and Zachariasse, W.J. 1996. Evaluation of the Plio-Pleistocene astronomical time scale. *Paleoceanography* **11**, 391-413.

- [145] Lorius, C., Ritz, C., Jouzel, J., Merlivat, L. and Barkov, N.I. 1985. A 150,000-year climatic record from Antarctic ice. *Nature* **316**, 591-596.
- [146] Lourens, L.J. and Hilgen, F.J. 1997. Long-period variations in the Earth's obliquity and their relation to third-order eustatic cycles and Neogene glaciations. *Quat. Int.* **40**, 43-52.
- [147] Lourens, L.J., Wehausen, R. and Brumsack, H.J. 2001. Geological constraints on tidal dissipation and dynamical ellipticity of the Earth over the past three million year. *Nature* **409**, 1029 - 1033.
- [148] Love, A.E.H. 1908. The yielding of the Earth to disturbing forces. *Proc. R. Soc. London* **A82**, 73-88.
- [149] Love, A.E.H. 1911. *Some problems of Geodynamics*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [150] Love, A.E.H. 1927. *A treatise on the mathematical theory of elasticity*. Cambridge University Press, New York.
- [151] Maasch, K.A and Saltzman, B. 1990. A low-order dynamical model of global climatic variability over the full Pleistocene. *J. Geophys. Res.* **95**, 1955-1963.
- [152] Malin, M.C. and Edgett, K.S. 2001. Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera : Interplanetary cruise through primary mission. *J. Geophys. Res.* **106**, 23429-23570.
- [153] Malin, M.C., Caplinger, M.A. and Davis, S.D. 2001. Observational Evidence for an Active Surface Reservoir of Solid Carbon Dioxide on Mars. *Science* **294**, 2146-2148.
- [154] Martin, L.J. and Zurek, R.W. An analysis of the history of dust activity on Mars. 1993. *J. Geophys. Res.* **98**, 3221-3246.
- [155] Maynard, J.R. and Leeder, M.R. 1992. On the periodicity and magnitude of Late Carboniferous glacio-eustatic sea-level changes. *J. Geol. Soc. London* **149**, 303-311.
- [156] Meert, J.G. 2001. Growing Gondwana and rethinking Rodinia : A paleomagnetic perspective. *Gondwana Research* **4**, 541-550.
- [157] Mellon, M. T. 1996. Limits on the CO₂ content of the martian polar deposits. *Icarus* **124**, 268-279.
- [158] Mellon, M.T. and Jakosky, B.M. 1995. The distribution and behavior of Martian ground ice during past and present epochs. *J. Geophys. Res.* **100**, 11781-11800.
- [159] Mignard, F. 1979. The evolution of the lunar orbit revisited. I. *The Moon and the planets* **20**, 301-315.
- [160] Milankovitch, M. 1920 Théorie mathématique des phénomènes thermiques produits par la radiation solaire. Académie Yougoslave des Sciences et des Arts de Zagreb , Gauthier-Villars, Paris.
- [161] Milankovitch, M. 1941. *Canon of insolation and Ice Age Problem*. English translation by Israel Program for Scientific Translation and published for the U.S Department of Commerce and the National Science Foundation, Washington D.C., 1969.
- [162] Mitrofanov, I. et al. 2002. Maps of subsurface hydrogen from the high energy neutron detector Mars Odyssey. *Science* **297**, 78-81.
- [163] Mix, A.C., Pisias, N.G., Rugh, W., Wilson, J., Morey, A. and Hagelberg, T. 1995 Benthic foraminiferal stable isotope record from Site 849, 0-5 Ma : Local and global climate changes. in Proc. ODP, Sci. Results, 138. eds. Pisias, N.G., Mayer, L., Janecek, T., Palmer-Julson, A. & VanAndel, T.H. pp **371–512**, College Station , TX (Ocean Drilling Program).
- [164] Mitrovica, J.X. and Forte, A.M. 1995. Pleistocene glaciation and the Earth's precession constant. *Geophys. J. Int.* **121**, 21-32.

- [165] Mitrovica, J.X., Forte, A.M. and Pan, R. 1997. Glaciation-induced variations in the Earth's precession frequency, obliquity and insolation over the last 2.6 Ma. *Geophys. J. Int.* **128**, 270-284.
- [166] Muller, R.A. and MacDonald, G.J. 1997. Glacial cycles and astronomical forcing. *Science* **277**, 215-218.
- [167] Molodenskiy, S.M. 1977. Relation between Love numbers and load factors. *Izv. Phys. Solid Earth* **21**, 167-175.
- [168] Montmessin, F. 2003. *Aspects microphysiques de l'atmosphère martienne : de la poussière aux nuages de glace d'eau*. Thèse de Doctorat, Université de Paris VI.
- [169] Munk, W.H., et MacDonald, G.J.F. 1960. *The Rotation of the Earth ; A Geophysical Discussion*. Cambridge University Press, Londres.
- [170] Murray, B.C., Soderblom, L.A., Cutts, J.A., Sharp, R.P., Milton, D.J. and Leighton, R.B. 1972. Geological framework of the south polar region of Mars. *Icarus* **17**, 328-345.
- [171] Nakada, M. and Lambeck, K. 1989. Late Pleistocene and Holocene sea-level change in the Australian region and the mantle rheology. *Geophys. J. Int.* **96**, 497-517.
- [172] Néron de Surgy, O. 1996. *Influence des effets dissipatifs sur les variations à long terme des obliquités planétaires*. Thèse de Doctorat, Observatoire de Paris.
- [173] Néron de Surgy, O., et Laskar, J. 1997. On the long term evolution of the spin of the Earth. *Astron. Astrophys.* **318**, 975-989.
- [174] Nye, J.F. 1960. The response of glaciers and ice-sheets to seasonal and climatic changes. *Proc. R. Soc. London. Ser. A.* **256**, 559-584.
- [175] Nye, J.F., Durham, W.B., Schenk, P.M. and Moore, J.M. 2000. The Instability of a South Polar Cap on Mars Composed of Carbon Dioxide. *Icarus* **144**, 449-455.
- [176] Olsen, P. 1986. A 40-million-year lake record of early Mesozoic orbital climate forcing. *Science* **234**, 842-848.
- [177] Olsen, P. and Kent, D.V. 1999. Long-period Milankovitch cycles from the Late Triassic and Early Jurassic of eastern North America and their implications for the calibration of the Early Mesozoic time scale and the long term behaviour of the planets. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **A357**, 1761-1786.
- [178] Paige, D.A. 1985. *The annual heat balance of the Martian polar caps from Viking observations*. Ph.D, California Inst. of Tech., Pasadena.
- [179] Paige, D.A. and Ingersoll, P. 1985. Annual heat balance of Martian polar caps : Viking observations. *Science* **228**, 1160-1168.
- [180] Paige, D. A. and Keegan, K. D. Thermal and albedo mapping of the polar regions of Mars using Viking thermal mapper observations : 2. South polar region. 1994. *J. Geophys. Res.* **99**, 25993-26031.
- [181] Paige, D.A. and Wood, S.E. 1992. Modeling the Martian Seasonal CO₂ Cycle - Part Two - Interannual Variability. *Icarus* **99**, 15-26.
- [182] Pais, M.A., Le Mouél, J.L., Lambeck, K., et Poirier, J.P. 1999. Late Precambrian paradoxical glaciation and obliquity of the Earth - a discussion of dynamical constraints. *Earth Planet. Sci. Lett.* **174**, 155-171.
- [183] Paillard, D., 1998. The timing of Pleistocene glaciations from a simple multiple-state climate model. *Nature* **391**, 378-381.
- [184] Paillard, D., 2001. Glacial cycles : toward a new paradigm. *Rev. Geo.* **39**, 325-346.

- [185] Pälike, H., et Shackleton, N.J. 2000. Constraints on astronomical parameters from the geological record for the last 25 Myr. *Earth Planet. Sci. Lett.* **182**, 1-14.
- [186] Park, J.K. 1997. Palaeomagnetic evidence for low-latitude glaciation during deposition of the Neoproterozoic Rapitan Group, MacKenzie Mountain, N.W.T Canada. *Can. J. Earth. Sci.* **34**, 34-49.
- [187] Peltier, W.R. 1974. The impulse response of a Maxwell Earth. *Rev. Geophys. Space Phys.* **12**, 649-669.
- [188] Peltier, W.R. 1985. The LAGEOS constraint on deep mantle viscosity : results from a new normal mode method for the inversion of viscoelastic relaxation spectra. *J. Geophys. Res.* **90**, 9411-9421.
- [189] Peltier, W.R. 1989. Global sea level and Earth rotation. *Science* **240**, 895-901.
- [190] Peltier, W.R. 1994. Ice Age Paleotopography. *Science* **265**, 195-201.
- [191] Petit, J.R. et al. 1999. Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica. *Nature* **399**, 429-436.
- [192] Pleskot, L.K and Miner, E.D. 1981. Time variability of martian bolometric albedo. *Icarus* **50**, 259-287.
- [193] Pollack, J.B., Colburn, D.S, Flasar, F.M., Kahn, R., Hunter, J., Van Camp, J., Carlston, C.E. and Wolf, M.R. 1979. Properties and effects of dust particles suspended in the Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.* **84**, 2929-2945.
- [194] Poisson, S.D. 1809. Sur les inégalités séculaires des moyens mouvements des planètes. *Journal de l'Ecole Polytechnique* **VIII**, 1.
- [195] Rahmstorf, S. 1995. Bifurcations of the Atlantic thermohaline circulation in response to changes in the hydrological cycle. *Nature* **378**, 145-149.
- [196] Rasbury, E.T. et al. 1998. U-Pb dates of paleosols : constraints on late Paleozoic cycle durations and boundary ages. *Geology* **26**, 403-406.
- [197] Raymo, M.E., Ruddiman, W.F., Backman, J. and Martinson, D.G. 1989. Late Pleistocene variation in northern hemisphere ice sheets and North Atlantic Deep Water Circulation. *Paleoceanography* **4**, 413-446.
- [198] Raymo, M.E. 1997. The timing of major climate terminations. *Paleoceanography* **12**, 577-585.
- [199] Ricard, Y., Fleitout, L. and Froidevaux, C.. 1984. Geoid heights and lithospheric stresses for a dynamic earth. *Ann. Geophys.* **2**, 267-285.
- [200] Ricard, Y., Sabadini, R. and Spada, G. 1992. Isostatic deformations and polar wander induced by redistribution of mass within the Earth. *J. Geophys. Res* **97**, 14223-14226.
- [201] Richardson, M.I and Wilson, R.J. 2002a. A topographically forced asymmetry in the Martian circulation and climate. *Nature* **416**, 298-301.
- [202] Richardson, M.I. and Wilson, R.J. 2002b. Investigation of the nature and stability of the Martian seasonal water cycle with a general circulation model. *Journal of Geophysical Research* **107** (E5), 10.1029/2001JE001536.
- [203] Roberts, J.D. 1991. Late Precambrian dolomites, Vendian glaciation and synchronicity of Vendian glaciations. *J. Geol.* **84**, 47-63.
- [204] Rochester, M.G. 1976. The secular decrease of obliquity due to dissipative core-mantle coupling. *Geophys. J.R.A.S.* **46**, 109-126.

- [205] Ross, C.A. and Ross, J.R.P. 1985. Late Paleozoic depositional sequences are synchronous and worldwide. *Geology* **13**, 194-197.
- [206] Rubincam, D.P. 1990. Change in axial tilt due to climate?. *Science* **248**, 720-721.
- [207] Rubincam, D.P. 1993. The obliquity of Mars and "climate friction". *J. Geophys. Res.* **98**, 10 827-10 832.
- [208] Rubincam, D.P. 1995. Has climate change the Earth's tilt?. *Paleoceanography* **10**, 365-372.
- [209] Ruddiman, W.F., Raymo, M.E. and MacIntyre, J. 1986. Matuyama 41,000-years cycles : North Atlantic Ocean and Northern Hemisphere. *Earth. Planet. Sci. Lett.* **80**, 117-129.
- [210] Ruddiman W.F., Raymo, M.E., Martinson, D.G., Clement, B.M., and Backman, J. 1989. Pleistocene evolution : northern hemisphere ice sheets and North Atlantic ocean. *Paleoceanography* **4**, 353-412.
- [211] Sagan, C., Toon, O.B. and Gierasch, P.J. Climatic Change on Mars. 1973. *Science* **181**, 1045-1047.
- [212] Sabadini, R., and Peltier, W.R. 1981. Pleistocene deglaciation and the Earth's rotation : implications for mantle viscosity. *Geophys. JR Astr. Soc.* **66**, 553-578.
- [213] Shackleton, N.J. 1967. Oxygen isotope analysis and Pleistocene temperatures re-assessed. *Nature* **215**, 15-17.
- [214] Shackleton, N.J. 2000. The 100,000-year ice-age cycle identified and found to lag temperature, carbon dioxide, and orbital eccentricity. *Science* **289**, 1 897-1 902.
- [215] Shackleton, N.J., Berger, A. and Peltier, W.R. 1990. An alternative astronomical calibration of the lower Pleistocene timescale based on ODP Site 677. *Phi. Trans. R. Soc. Lond.* **81**, 251-261.
- [216] Shackleton, N.J., Crowhurst, S., Hagelberg, T., Pisias, N.G. and Schneider, D.A. 1995a A new late Neogene time scale : Application to leg 138 Sites in Proc. ODP, Sci. Results, 138. eds. Pisias, N.G., Mayer, L.A., Janecek, T.R et al. pp. **73–101**, College Station , TX (Ocean Drilling Program).
- [217] Shackleton, N.J., Hall, M.A. and Pate, D., 1995b Pliocene stable stratigraphy of ODP Site 846 in Proc. ODP, Sci. Results, 138. eds. Pisias, N.G., Mayer, L.A., Janecek, T.R et al. pp. **337–353**, College Station , TX (Ocean Drilling Program).
- [218] Schmidt, P.W. and Williams, G.E. 1995. The Neoproterozoic climatic paradox : Equatorial palaeolatitude for Marinoan glaciations near sea level in South Australia. *Earth Planet. Sci. Lett.* **134**, 107-121.
- [219] Smith, D.E., Zuber, M.T. and Neumann, G.A 2001. Seasonal Variation of Snow Depth on Mars. *Science* **294**, 2141-2146.
- [220] Smith, M.L. 1974. The scalar equations of infinitesimal elastic gravitational motion for a rotating, slightly elliptical Earth. *Geophys. J. R. astr. Soc.* **37**, 491-526.
- [221] Sohl, L.E., Christie-Blick, N.J. and Kent, D.V. 1999. Palaeomagnetic polarity reversals in Marinoan (ca 600 Ma) glacial deposits of Australia : Implications for the duration of low-latitude glaciation in Neoproterozoic time. *Geol. Soc. Am. Bull.* **111**, 1120-1139.
- [222] Sonett, C.P., Kvale, E.P., Zakharian, A., Chan, M.A. and Demko, T.M. 1996. Late Proterozoic and Paleozoic tides, retreat of the Moon, and rotation of the Earth. *Science* **273**, 100-104.
- [223] Spada, G., et Alfonsi, L. 1998. Obliquity variations due to climate friction on Mars : Darwin versus layered models. *J. Geophys. Res.* **103**, 28 599-28 606.
- [224] Schwarzacher, W. 1993 Cyclostratigraphy and the Milankovitch theory. *Developments in Sedimentology* **42**, Elsevier, Amsterdam.

- [225] Shen, P.Y., et Mansinha, L. 1976. Oscillation, nutation and wobble of an elliptical rotating Earth with liquid outer core. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* **46**, 467-496.
- [226] Smith, D.E. et al. 1998. Topography of the northern hemisphere of Mars from the Mars Orbiter Laser Altimeter. *Science* **279**, 1686-1692.
- [227] Smith, D. E. et al. 1999a. The global topography of Mars and implications for surface evolution . *Science* **286**, 1495-1503.
- [228] Smith, D. E. et al. 1999b. The gravity field of Mars : results form Mars Global Surveyor. *Science* **284**, 94-97.
- [229] Smith, D.E. et al. 2001. Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) : Experiment summary after the first year of global mapping of Mars. *J. Geophys. Res.* **106**, 23,689-23,722.
- [230] Sohl, F. and Spohn, T. 1997. The internal structure of Mars : implications from SNC meteorites. *J. Geophys. Res.* **102**, 1613-1635.
- [231] Spada, G., Ricard, Y and Sabadini, R. 1992. Excitation of true polar wander by subduction. *Nature* **360**, 452-454.
- [232] Thomas, P., Herkenhoff, K., Howard, A., Murray, B. and Squyres, S. 1992 Polar deposits on Mars. Mars book, pp. **767-795**, eds. H.H Kieffer et al. , Univ. of Arizona Press, Tucson.
- [233] Tiedemann, R., Sarnthein, M. and Shackleton, N.J. 1994. An astronomical time scale for the Pliocene Atlantic $\delta^{18}\text{O}$ and dust flux records of ODP Site 659. *Paleoceanography* **9**, 619-638.
- [234] Tisserand, F. 1891. *Traité de Mécanique Céleste (Tome II)*. Gauthier-Villars, Paris.
- [235] Torsvik, T.H., Smethurst, M.A., Meert, J.G., Van der Voo, R., McKerrow, W.S., Brasier, M.D., Sturt, B.A. and Walderhaug, H.J. 1996. Continental break-up and collision in the Neoproterozoic and Palaeozoic-a tale of Baltica and Laurentia. *Earth Sci. Rev.* **40**, 229-258.
- [236] Touma, J., et Wisdom, J. 1993. The chaotic obliquity of Mars. *Science* **259**, 1294-1297.
- [237] Tompette, R. 2000. Gwondwana evolution ; its assembly around 600 Ma. *C. R. Acad. Sci.* **330**, 305-315.
- [238] Toon, O.B., Pollack, J.B., Ward, W., Burns, J.A. and Bilski, K. 1980. The astronomical theory of climatic changes on Mars. *Icarus* **44**, 552-607.
- [239] Tushingham, A.M. and Peltier, W.R. 1991. ICE-3G : A new global model of Late Pleistocene deglaciation based upon geophysical predictions of post-glacial relative sea-level change. *J. Geophys. Res* **96**, 4497-4523.
- [240] Veevers, J.J, Powell, C. McA., Collinson, J.W. and Lopez-Gamundi, O.R. 1994 Permian-Triassic Pangea basins and foldbelts along the Panthalassan margin of Gwondanaland. *Geol. Soc. Am. Memoir* **184**, pp. 331-353 , ed. Veevers, J.J. and Powell, C. McA..
- [241] Vernekar, A.D. 1972. Long-period global variations of incoming solar radiation. *Meteorol. Monogr.* **12(34)**, 130 pp.
- [242] Wanless, H.R and Shepard, F.P. 1936. Sea level and climatic changes related to late Paleozoic cycles. *Geol. Soc. Bull. Am* **47**, 1 177-1 206.
- [243] Ward, W.R. 1974. Climatic variation on Mars. 1. Astronomical theory of insolation. *J. Geophys. Res.* **79**, 3 375-3 386.
- [244] Ward, W.R. 1979a. Present obliquity oscillations of Mars : fourth-order accuracy in orbital e and I . *J. Geophys. Res.* **84-B1**, 237-241.
- [245] Ward, W.R. 1979b. Past obliquity oscillations of Mars : the role of the Tharsis uplift. *J. Geophys. Res.* **84-B1**, 243-259.

- [246] Ward, W.R. 1982. Comments on the long-term stability of the Earth's obliquity. *Icarus* **50**, 444-448.
- [247] Ward, W.R., et Rudy, D.J. 1991. Resonant obliquity of Mars?. *Icarus* **94**, 160-164.
- [248] Ward, W.R., et Canup, R.M. 2000. Origin of the Moon's orbital inclination from resonant disk interactions. *Nature* **403**, 741-743.
- [249] Ward, W. R., Murray, B.C. and Malin, M.C. 1974. Climatic Variations on Mars : II. Evolution of Carbon Dioxide Atmosphere and Polar Caps. *J. Geophys. Res.* **79**, 3387-3395.
- [250] Warren, S.G., Wiscombe, W.J. and Firestone, J.F. 1990. Spectral albedo and emissivity of CO₂-snow in martian polar caps : model results. *J. Geophys. Res.* **95**, 14717-14741.
- [251] Weil, A.B., Van Der Voo, R., Niocaill, C.M. and Meert J.G. 1998. The Proterozoic supercontinent Rodinia : paleomagnetically derived reconstructions for 1 100 to 800 Ma. *Earth Planet. Sci. Lett.* **154**, 13-24.
- [252] Wilhelm, H. 1986. Spheroidal and torsional stress coefficients. *J. Geophys.* **59**, 16-22.
- [253] Williams, D.M., Kasting J.F. and Frakes, L.A. 1998. Low-latitude glaciations and rapid changes in the Earth's obliquity explained by obliquity-oblateness feedback. *Nature* **396**, 453-455.
- [254] Williams, G.E. 1989. Tidal rhythmites : Geochronometers for the ancient Earth-Moon system. *Episodes* **12**, vol 3.
- [255] Williams, G.E. 1993. History of the Earth's obliquity. *Earth Sci. Rev.* **34**, 1-45.
- [256] Wiscombe, W.J. and Warren, S.G. 1980. A Model for the spectral albedo of snow. I : Pure snow. *J. Atm. Sc.* **37(12)**, 2712-2733.
- [257] Wu, P. and Peltier, W.R. 1984. Pleistocene deglaciation and the Earth's rotation : a new analysis. *Geophys. J. R. astr. Soc.* **876**, 753-791.
- [258] Yang, W and Kominz, M.A. 1999. Testing periodicity of depositional cyclicity, Cisco group (Virgillian and Wolfcampian), Texas. *J. Sedimentary. Res.* **69**, 1209-1231.
- [259] Yoder, C.F. 1995b. Astrometric and geodetic properties of Earth and the Solar System. *Global Earth Physics : A Handbook of Physical Constants*, American Geophysical Union, Washington D.C.
- [260] Zachos, J., Pagani, M., Sloan, L., Thomas, E. and Billups, K. 2001a. Trends, rythms, and aberration in global climate 65 Ma to present. *Science* **292**, 686-692.
- [261] Zent, A.P. and Quinn, R.C. 1995. Simultaneous adsorption of CO₂ and H₂O under Mars-like conditions and application to the evolution of the Martian climate. *J. Geophys. Res.* **100**, 5341-5349.
- [262] Zuber, M.T 2001. The crust and mantle of Mars. *Nature* **412**, 220-227.
- [263] Zuber, M.T. et al. 1998. Observations of the north polar region of Mars from the Mars Orbiter Laser altimeter. *Science* **282**, 2053-2060.
- [264] Zuber, M.T. et al. 2000. Internal structure and early thermal evolution of Mars from Mars Global Surveyor topography and gravity. *Science* **287**, 1788-1793.

