HAL
open science

Rhéologie du pergélisol de Mars : applications géomorphologiques et structurales ; conséquences sur l'origine des contraintes compressives

Nicolas Mangold

To cite this version:

Nicolas Mangold. Rhéologie du pergélisol de Mars : applications géomorphologiques et structurales ; conséquences sur l'origine des contraintes compressives. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1997. Français. NNT : . tel-00740850

HAL Id: tel-00740850

https://theses.hal.science/tel-00740850

Submitted on 11 Oct 2012

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

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

TS 97/GRE1/0292/D
(double)

THÈSE
présentée par:

MANGOLD Nicolas

Pour obtenir le titre de Docteur
de l'Université Joseph Fourier- Grenoble I

Spécialité: Sciences de la Terre

RHÉOLOGIE DU PERGÉLISOL DE MARS:

Applications géomorphologiques et structurales

—

Conséquences sur l'origine des contraintes compressives

soutenue le 12 décembre 1997 devant la Commission d'Examen composée de:

M. GRATIER J.-P.	President du jury
M. GAUDEMER Y.	Rapporteur
M. PEULVAST J.-P.	Rapporteur
M. LOGNONNE P.	Examinateur
M. PINET P.	Examinateur
M. DUVAL P.	Directeur de thèse
M. THOMAS P.	Directeur de thèse
M. ALLEMAND P.	Co-directeur de thèse

Thèse préparée au Laboratoire des Sciences de la Terre
UMR 5570 CNRS - Ecole Normale Supérieure de Lyon
Université Claude Bernard - Lyon1

TS 97 / GREI / 0292
DOUBLE

THÈSE
présentée par:

MANGOLD Nicolas

Pour obtenir le titre de Docteur
de l'Université Joseph Fourier- Grenoble I

Spécialité: Sciences de la Terre

RHÉOLOGIE DU PERGÉLISOL DE MARS:

Applications géomorphologiques et structurales

Conséquences sur l'origine des contraintes compressives

BIBLIOTHÈQUE SCIENCES GRENOBLE UNIVERSITAIRE

soutenue le 12 décembre 1997 devant la Commission d'Examen composée de:

M. GRATIER J.-P.	President du jury
M. GAUDEMER Y.	Rapporteur
M. PEULVAST J.-P.	Rapporteur
M. LOGNONNE P.	Examinateur
M. PINET P.	Examinateur
M. DUVAL P.	Directeur de thèse
M. THOMAS P.	Directeur de thèse
M. ALLEMAND P.	Co-directeur de thèse

Thèse préparée au Laboratoire des Sciences de la Terre
UMR 5570 CNRS - Ecole Normale Supérieure de Lyon
Université Claude Bernard - Lyon1

10192708

Préambule

La géologie planétaire, en tant que discipline "exotique" des Sciences de la Terre, ne bénéficie pas des méthodes expérimentales et observationnelles que l'on peut utiliser pour des problèmes terrestres. L'étude de Mars se focalise ainsi autour de grands thèmes (l'évolution du climat, l'évolution interne, etc.) en tenant compte de données diverses (géophysiques, imagerie, analyses géochimiques) et d'analogies avec les autres planètes. L'approche de notre travail se veut par conséquent globale et pluridisciplinaire. Globale, d'une part, car l'étude ne porte pas sur une région géographique précise ou un thème d'étude unique. Au contraire, la méthode employée consiste en un aller-retour systématique entre les données d'observations, les données expérimentales et les hypothèses de travail. Pluridisciplinaire, d'autre part, puisque nous abordons tour à tour les domaines de la mécanique de la glace, la géomorphologie et la géologie structurale.

Afin d'apporter une base de connaissance commune aux lecteurs non familiers à la géologie de Mars, l'introduction (partie 1) détaillera les principales caractéristiques de la planète et amènera le lecteur aux problèmes qui vont guider notre propos. Chaque partie du mémoire peut, en principe, se lire indépendamment, en tenant compte des références mentionnées dans le texte et des bilans qui ponctuent chaque partie. Par ailleurs, comme la géologie de Mars fait appel à un certain nombre de lieux géographiques, une carte de localisation schématique, en annexe 1, situe les noms cités dans le texte.

Les méthodes utilisées au cours de ce travail sont principalement de 3 types:

1. Expérimentale: A partir d'essais mécaniques en chambre froide. Ces essais ont été réalisés dans les locaux du Laboratoire des Sciences de la Terre à partir de la presse mécanique réalisée par l'atelier technique de l'E.N.S.-Lyon
2. Observation photogéologique: Les images utilisées sont celles des sondes Viking 1 et 2 prises au cours des années 1976–77. Ces images sont des mosaïques sur support papier pour l'échelle du millier de kilomètres ou plus. Pour les échelles plus précises, elles sont sous la forme d'images numériques (50 000 au total) stockées sur les CD-ROM fournis par la NASA. Ces images numériques ont été très largement utilisées. Elles sont traitées à partir des logiciels de traitement d'image du laboratoire. Les images Viking présentées dans ce mémoire sont accompagnées d'un numéro de référence. Ce numéro permet de retrouver les coordonnées de l'image à partir de l'annexe 2.

   Par ailleurs, la visualisation optique du relief sur un support à 2D peut poser des problèmes à certains lecteurs. Nous pouvons conseiller à ces lecteurs de rechercher sur l'image les formes circulaires qui sont des cratères. Ces cratères doivent apparaître en creux. Si tel n'est pas le cas, il est conseillé de modifier l'angle d'éclairage en tournant l'image à 180°. La direction d'où provient la lumière du soleil est précisée dans la légende, lorsque la polarité du relief est ambiguë.

3. Modèles numériques: réalisés à partir du logiciel matlab. Ils ont été utiles pour apporter une base quantitative à certains mécanismes. Ce sont donc des calculs d'application plus que de la modélisation proprement dite. Pour des raisons pratiques, nous avons typographié les nombres décimaux avec un point et non une virgule.

Résumé

La planète Mars est pourvue d'un climat glaciaire et d'un pergélisol riche en glace. Le comportement mécanique du pergélisol est affecté par la présence de la glace. L'objectif de cette étude est (1) de mesurer expérimentalement la viscosité de mélanges glace-roche analogues au pergélisol et (2) d'appliquer ces résultats à la rhéologie du pergélisol, la tectonique et la morphologie. Des implications climatiques et tectoniques sont obtenues à partir de l'étude de glaciers rocheux et des rides compressives.

Les résultats expérimentaux établissent que le mélange glace-roche se déforme de manière visqueuse pour des proportions de glace en volume, donc des porosités, supérieures à 28%. La déformation est cassante pour des proportions de glace inférieures à 28%. Ainsi, lorsque la porosité du pergélisol est élevée, celui-ci est ductile avec une résistance nettement inférieure aux niveaux fragiles. La profondeur à laquelle la déformation ductile du pergélisol peut s'effectuer est limitée par la porosité.

La déformation visqueuse du pergélisol s'observe en surface sous la forme de glaciers rocheux situés dans les régions de latitude 35 à 50° où les températures sont actuellement d'environ -60°C. A partir des données de rhéologie et d'observations morphologiques, nous montrons que ces glaciers rocheux ont pu se former sur des durées de l'ordre du milliard d'années et des températures invariablement froides. Aucun réchauffement climatique important n'a pu survenir au cours de l'évolution récente de la planète, soit depuis environ 2 Ga.

Les "rides" martiennes sont des structures compressives interprétées comme des chevauchements enracinés à faible profondeur. A partir d'observations structurales d'une part et des résultats expérimentaux d'autre part, nous montrons (1) que ces structures sont enracinées sur un niveau de décollement à environ 1.5 km de profondeur et (2) que ce niveau correspond à un interface ductile dû à la glace du sous-sol.

Enfin nous développons le problème de la nature du champ de compression à l'origine des rides. En utilisant les observations, les méthodes de datation par cratères et les modèles de refroidissement de la planète, nous arrivons à la conclusion que la déformation compressive est générée par la contraction thermique globale de la planète.

Abstract

The climate of planet Mars is dry and cold. The ground is frozen and contains large amount of ice. The occurrence of groundice has important consequences on the mechanical behavior of the ground. The goal of this study is (1) to measure relative viscosity of ice/rock mixtures using experimental deformation tests and (2) to apply these experimental results to the rheology of the frozen ground, to tectonics and morphology. Climatic and tectonic implications are deduced from the study of rock glaciers morphology and compressional wrinkle ridges. Experimental results show that ice-rock mixtures are viscous when porosity (ice/rock volume ratio), is higher than 28%. The deformation is brittle when porosity is lower than 28%. The frozen ground has then a ductile behavior if porosity is high enough. The strength of this ductile layer is much smaller than the strength of brittle ice-free layers. Porosity limits the depth at which the frozen ground is ductile. The viscous deformation of frozen ground appears at surface as rock glaciers. These morphologies are located between 35 and 50° latitude where current temperatures are about -60°C. Following rheological results and morphological observations, we show that formation of rock glaciers is possible on duration of billions of years without major temperature changes. Therefore no major climatic warming up happened in the recent evolution of Mars for about 2 Ga. Martian wrinkle ridges are compressional structures interpreted as thrusts rooted at shallow depth. Using structural observations and rheological results we show that (1) these structures are rooted on a shallow detachment about 1.5 km deep and (2) this detachment corresponds to the ductile rheological layer created by groundice. Finally we develop the problem of stress origin. Using observations, relative datation by crater counting and planetary secular cooling models, we conclude that compression results from the thermal stress due to the global contraction of the planet.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude envers M. Paul Duval qui a aimablement accepté la co-direction de cette thèse, qui m'a initié à la mécanique de la glace et s'est plongé avec curiosité dans le monde glacé de Mars.

Qui n'a pas entendu les exclamations de M. Pierre Thomas dans les couloirs du laboratoire. Je le remercie pour ses remarques judicieuses et énergiques qui ont donné du relief à mon travail.

Il y a seulement 3 ans, j'étais un inculte en informatique qui ne comprenait terme aux paroles énigmatiques de M. Gerard Vidal. Grâce à ses conseils en imagerie et langage informatique, il m'est désormais possible de lui adresser un "méga" remerciement pour les réponses aux milliers de questions que j'ai pu lui poser.

Je tiens également à remercier M. Yves Géraud, concepteur de l'appareillage expérimental dont j'ai pu disposer, et l'ensemble de l'atelier technique de l'ENS qui a procédé à la réalisation de cet appareillage.

Je suis reconnaissant à tous les membres du laboratoire qui ont de près ou de loin contribué à la réalisation de cette thèse, ainsi que les étudiants, thésards ou DEA pour l'atmosphère sereine et joviale qui règne dans nos bureaux.

M. Jean-Michel Caron était des nôtres au début de ma thèse. Je souhaite lui exprimer toute ma gratitude pour la confiance et le soutien qu'il m'a apporté dès notre première entrevue.

Enfin, je tiens à remercier, pour sa disponibilité, sa compétence et son enthousiasme, celui qui a été mon premier interlocuteur au cours de ce travail, M. Pascal Allemand, sans qui cette thèse ne serait pas ce qu'elle est.

Ce travail a bénéficié du soutien financier du Projet National de Planétologie (INSU-CNRS) et du programme IDYL.

Table des matières

Préambule . . . . . **iii**
Résumé . . . . . **v**
Abstract . . . . . **vii**
Remerciements . . . . . **ix**
1 Introduction **1**
1.1 Généralités 3
1.1.1 Petit historique 3
1.1.2 Données physiques et astronomiques 4
1.2 La géologie de la planète Mars 6
1.2.1 Les grands ensembles géologiques 6
1.2.2 Les structures tectoniques 15
1.3 L'eau sur Mars 21
1.3.1 Les calottes polaires et l'atmosphère 21
1.3.2 Morphologies fluviatiles 22
1.3.3 Morphologies des cratères 25
1.3.4 Observations liées à la glace du pergélisol 28
1.3.5 Le débat actuel à propos de l'eau sur Mars 30
1.4 Bilan et objectifs 33
1.4.1 En résumé 33
1.4.2 Objectifs 33
2 Rhéologie d'un sol gelé: Etude expérimentale **35**
2.1 Glace et sol gelés: bibliographie 37
2.1.1 Rhéologie de la glace 37
2.1.2 Rhéologie des sols gelés 41
2.1.3 En résumé 49
2.2 Dispositif expérimental 50
2.2.1 Fabrication des échantillons 50
2.2.2 Appareillage 52
2.3 Exploitation des données et comportement général 56
2.3.1 Variations des paramètres en cours de déformation 56
2.3.2 Différents types d'essais 58

2.3.3 Analyse microstructurale 61
2.3.4 Bilan préliminaire 64
2.4 Comportement rhéologique à porosité constante 65
2.4.1 Tableaux des résultats 65
2.4.2 Loi de fluage 67
2.5 Essais à porosités variables 72
2.5.1 Description des résultats 72
2.5.2 Interprétation des résultats 75
2.5.3 Bilan 84
3 Rhéologie d'un sol gelé: Applications au pergélisol de Mars . 85
3.1 Profil de résistance du pergélisol martien 87
3.1.1 Conditions physiques du pergélisol 87
3.1.2 Comportement général 90
3.1.3 Effet de la pression hydrostatique 92
3.1.4 Effet de la porosité 93
3.1.5 Effet des variations thermiques 97
3.1.6 Exemple d'application: les plaines ridées 97
3.1.7 Bilan des profils rhéologiques 99
3.2 Rhéologie des glaciers rocheux et conséquences paléoclimatiques . . . 101
3.2.1 Caractéristiques des écoulements de débris à matrice de glace sur Mars 101
3.2.2 Caractéristiques des glaciers rocheux sur Terre 108
3.2.3 Rhéologie des glaciers rocheux martiens 110
3.2.4 Formation des glaciers rocheux martiens 116
3.2.5 Conséquences rhéologiques et paléoclimatiques 126
4 Analyse des structures compressives martiennes 131
4.1 Analyse structurale des rides martiennes 133
4.1.1 Abstract 133
4.1.2 Introduction 133
4.1.3 Evidence for décollement level from unusual ridge geometry 135
4.1.4 Evidence for décollement levels from Earth-like features and layering variations 139
4.1.5 Localization and nature of the décollements 142
4.1.6 Discussion 145

4.1.7 Conclusions 150
4.1.8 Résumé 150
4.1.9 Questions et problèmes à résoudre 153
4.2 Complément d'étude au modèle de décollement 155
4.2.1 Comparaison entre les géométries terrestres et martiennes 155
4.2.2 Corrélations glace-terrains volcaniques 161
4.2.3 Rhéologie de la glace et décollement 168
4.2.4 Application du modèle de décollement pour les grabens 171
4.2.5 Bilan 174
5 Origine de la compression 177
5.1 Orientation, datation et quantification du raccourcissement 179
5.1.1 Distribution et orientation 179
5.1.2 Age de la déformation 188
5.1.3 Quantification du raccourcissement 201
5.2 Origine des contraintes compressives 204
5.2.1 Les mécanismes d'échelle régionale 204
5.2.2 Les mécanismes d'échelle globale 205
5.2.3 Evolution thermique de Mars et contraction planétaire 207
5.2.4 Contraction thermique sur Mars: modèles et conséquences possibles . 210
6 Conclusions et perspectives 219
6.1 Rhéologie des sols gelés 220
6.2 Structures compressives sur Mars 221
6.3 Variations climatiques et quantité d'eau 223
Bibliographie 225
Annexe 1 Cartes de localisation 234
Annexe 2 Coordonnées des images Viking 236

1
Introduction

L'objectif de cette introduction n'est pas d'effectuer une synthèse complète des études sur Mars mais de (1) apporter une base de connaissance pour le lecteur non initié à la géologie de Mars, (2) mettre en évidence les observations et les problèmes que nous aurons à traiter et (3) poser les questions clefs qui ont guidé le déroulement de l'étude.

"Le refroidissement séculaire, qui doit quelque jour atteindre notre planète est déjà fort avancé chez notre voisine. Ses conditions physiques sont encore largement un mystère, mais dès maintenant nous savons que, même dans la région équatoriale, la température de midi atteint à peine celle de nos plus froids hivers."

H.G. Wells, *"La Guerre des Mondes"*, 1898.

1.1 Généralités

1.1.1 Petit historique

L'étude géologique de la planète Mars a commencé au XVIIe siècle suite à l'invention de la lunette astronomique. La première observation importante est la découverte de l'existence d'une calotte polaire au pôle Nord par Cassini (1666), confirmée par Huyguens (1672). Les observateurs supposent que les calottes sont constituées de glace d'eau comme c'est le cas sur Terre. Cette découverte a considérablement guidée l'évolution des recherches ultérieures. Herschell (1783) décrit des modifications saisonnières de la taille des calottes, découvre l'existence d'une atmosphère ténue et suppose que les bandes sombres pourraient être des mers. Si les deux premières observations s'avèreront exactes, nous savons aujourd'hui qu'il n'y a plus d'eau liquide en surface. Un siècle plus tard, Schiaparelli dénomme *canale* ces bandes sombres, du terme utilisée par son confrère italien Secci. Cette nomenclature fût maladroitement traduite en anglais par "canal", au lieu de "channel", leur attribuant fortuitement une origine artificielle... Ces canaux ont de ce fait été interprétés comme l'oeuvre d'une civilisation martienne. Lowell en Angleterre et Flammarion en France ont contribué à la diffusion de ces interprétations, encouragés par la ferveur populaire naissante. Les canaux seraient un procédé d'irrigation qui amène les eaux des pôles vers des basses latitudes trop désertiques. Quant à la couleur rouge de la planète, elle s'expliquerait par une végétation perpétuellement automnale.

L'avènement des techniques modernes, télescopes puis sondes spatiales, mettent tout d'abord fin à ces polémiques. Les sondes Mariner (1965 à 1971) dévoilent un monde désertique et fortement cratérisé. Cependant certaines images montrent également l'existence de chenaux probablement causés par de l'écoulement d'eau liquide. La possibilité d'une vie sur Mars revient à l'ordre du jour, à un niveau cette fois plus raisonnable d'une vie primitive. Les sondes Viking I et II démarrent en 1976 l'exploration de la surface de la planète. Les analyses chimiques *in-situ* ne révélèrent pas l'existence de vie en surface, mais n'en réfutèrent pas non plus la présence. Ces résultats ambigüs ne doivent pas porter préjudice au succès de la mission qui a permis une formidable moisson de données. Outre les données chimiques en surface, les données géophysiques ou atmosphériques, les sondes prirent plus de 50000 images de la surface. Ces images consituent la base de données que nous avons utilisée pour la partie d'interprétation géologique de ce mémoire. Depuis 1976, suite aux déroutes des missions Mars Surveyor et Mars Phobos, les observations continuent uniquement depuis la Terre à partir du télescope du Pic du Midi ou du télescope spatial Hubble. Ces observations portent principalement sur l'étude des phénomènes atmosphériques à l'aide de la spectroscopie et l'étude de le topographie à l'aide de mesures radar.

Alors que les études sur Mars marquent le pas, c'est une découverte inattendue qui relance l'engouement pour la planète rouge. Les météorites SNC (Shergottites, Nakhlites, Chassignites) sont

depuis une dizaine d'années une nouvelle source d'étude de Mars. Au nombre seulement d'une dizaine, leur âge, parfois jeune (1.3 Ga pour EETA76001), et leur composition basaltique indiquent qu'elles proviennent d'une planète différenciée. L'analyse des inclusions fluides et les compositions isotopiques sont compatibles avec les données recueillies par les sondes spatiales martiennes sur l'atmosphère martienne (McSween Jr, 1994). Selon l'équipe de David McKay de la NASA Houston, l'une d'entre elles, ALHA84001, renferme des bactéries fossiles d'origine martienne (MacKay *et al.*, 1996). Même si cette découverte, très controversée, s'avérait inexacte, elle marque le début d'une nouvelle ère d'exploration de la planète Mars, dont la sonde Mars Pathfinder, posée sur la planète récemment, constitue le premier jalon.

1.1.2 Données physiques et astronomiques

Nous rassemblons ci-dessous diverses caractéristiques de la planète auxquelles nous nous référerons au cours du mémoire.

Caractéristiques astronomiques

Demi-grand axe	1.523 U.A.
Excentricité	0.0934
Inclinaison	1°85
Obliquité	25°19
Durée du jour	24h 37min 22s
Durée d'une révolution	669.6 jours martiens/687 jours terrestres

Données géophysiques

Masse	$6.4*10^{23}$kg
Rayon moyen	3389.9 km
Densité moyenne	3.93 $g.cm^{-3}$
Gravité moyenne	3.73 $m.s^{-2}$
Dipole magnétique	$<10^{-4}$ Terre
Vitesse d'échappement	5.0 km/s
Rapport surface Mars/surface Terre	0.28
Rapport surface Mars/continents Terre	0.98
Moment d'inertie	0.345-0.370

Propriétés physiques de l'atmosphère et de la surface

Pression moyenne en surface	5.6 mbar
Masse atmosphérique	$2.1*10^{16}$ kg
Température moyenne en surface	210 K
Extrema de températures	140-300 K
Albedo moyen	0.25

Composition atmosphérique

CO_2	0.953
N_2	0.027
Ar	0.016
O_2	0.0013
CO	0.0007
H_2O	0.0003
Ne, Kr, Xe, O_3	<2 ppm

1.2 La géologie de la planète Mars

1.2.1 Les grands ensembles géologiques

Stratigraphie

La méthode de stratigraphie relative des terrains martiens est basée sur les densités de cratères d'impact météoritiques. D'après les données obtenues sur la Lune, on sait que la cratérisation se caractérise par une décroissance du nombre et de la taille des impacts au cours du temps. Plus un terrain est jeune, moins il est cratérisé. Cette méthode, classique en géologie planétaire, est particulièrement utile pour Mars qui présente des régions de cratérisations, et donc d'âges, très variables. L'histoire de Mars est divisée en trois périodes (Tanaka, 1986):

1. Le **Noachien**, période de bombardement primitif;
2. L'**Hesperien**, époque intermédiaire;
3. L'**Amazonien**, période tardive quasiment dépourvue de cratères de tailles supérieures à 20 km.

Chaque période est définie par des densités de cratères de tailles supérieures à 2, 5 ou 16 km (Tab. 1). Par exemple, l'Hesperien est défini par une densité de cratères de diamètres supérieurs à 5 km comprise entre 200 et 67 par million de km^2.

Epoque	N(2)	N(5)	N(16)	Ages (Ga) H	Ages (Ga) NW
Amazonien Sup.	<40			0.25-0.0	0.7-0.0
Amazonien Moy.	40-150	<25		0.7-0.25	2.5-0.7
Amazonien Inf.	150-400	25-67		1.8-0.7	3.55-2.5
Hesperien Sup.	400-750	67-125		3.1-1.8	3.7-3.55
Hesperien Inf.	750-1200	125-200	<25	3.5-3.1	3.8-3.7
Noachien Sup.		200-400	25-100	3.85-3.5	4.3-3.8
Noachien Moy.		>400	100-200	3.92-3.85	4.5-4.3
Noachien Inf.			>200	4.6-3.92	4.6-4.5

Tab. 1.1: Stratigraphie de Mars: Les densités de cratères, nombre de cratères de diamètres supérieurs à 2, 5 ou 16 km par million de km^2, délimitent les trois grandes époques (Tanaka, 1986). Les âges absolus sont calculés à partir de flux météoritiques théoriques et des données lunaires; H=Hartmann *et al.* (1981), NW=Neukum et Wise (1976).

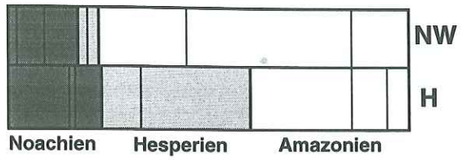


Fig. 1.1: Représentation des deux échelles de datation. NW=échelle Neukum-Wise; H=échelle Hartmann.

Contrairement à la Lune, l'absence de prélèvement *in-situ* ne permet pas de contraindre un âge absolu pour ces époques. Des modèles de flux météoritiques calés sur les données d'âges absolus sur la Lune permettent toutefois d'estimer un âge. Deux modèles conduisent à des résultats d'autant plus différents que les terrains sont jeunes (Fig. 1.1): Amazonien commençant à 3.55 Ga pour l'échelle Neukum-Wise (Neukum et Wise, 1976), mais à seulement 1.8 Ga pour l'échelle Hartmann (Hartmann *et al.*, 1981).

La topographie

En l'absence d'océans, l'altitude de référence sur Mars a été arbitrairement définie par le niveau de pression atmosphérique moyenne de 6.1 mbar. Ce niveau de référence permet de séparer approximativement les plaines des reliefs. La carte topographique (Fig. 1.2) montre trois caractéristiques majeures:

- L'existence au Nord d'une vaste zone en dépression, les "lowlands", qui sont des plaines de 2 à 4 km sous le niveau de base.
- Dans l'hémisphère Sud, les terrains sont principalement des reliefs ou "highlands" (1 à 5 km d'altitude) seulement interrompus par les bassins d'impact (Hellas, Argyre). La dualité entre les plaines du Nord et les reliefs du Sud constitue la dichotomie.
- Les dômes de Tharsis et Elysium sont des anomalies topographiques majeures puisque leur altitude atteint 5 à 10 km. Les volcans boucliers situés sur ces dômes s'élevent à une altitude maximale de 27 km (ex: Ascræus Mons). Cette altitude élevée est possible en raison du champ de gravité 3 fois inférieur à celui de la Terre.

La dichotomie

La dichotomie correspond à la différence de topographie d'environ 3 à 4 km entre les lowlands et les highlands. Cette différence pourrait être reliée à une différence d'épaisseur crustale d'environ 20 km, soit environ 30 km pour les lowlands et 50 km pour les highlands (MacGill et Dimitriou, 1990). La distribution globale des cratères sur la planète montre que cette dichotomie est également caractérisée par une nette différence d'âge, entre les terrains très cratérisés de l'hémisphère Sud et les plaines nettement moins cratérisées de l'hémisphère Nord (Fig. 1.3). Bien qu'étant un phénomène de taille planétaire, l'origine de cette dichotomie reste mal comprise. Les hypothèses d'impact géant dans

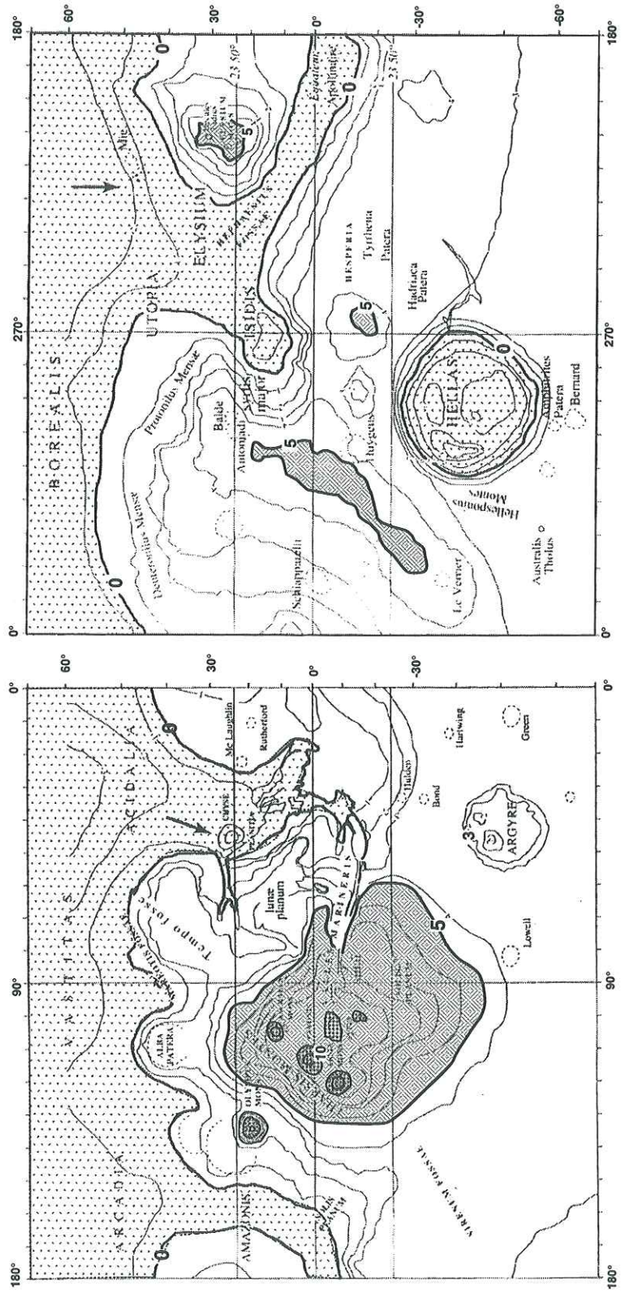


Fig. 1.2: Carte topographique de Mars. Les zones en dépression sont les plaines de l'hémisphère Nord et les bassins d'impact de Hellas et Argyre. Les zones en altitude sont le dôme de Tharsis avec les volcans hauts de 27 km ainsi que le dôme d'Elysium.

la région du pôle Nord (Wilhems et Squyres, 1984) ou de vastes processus endogéniques (MacGill et Squyres, 1991) ne sont en effet pas satisfaisantes (Strom *et al.*, 1992).

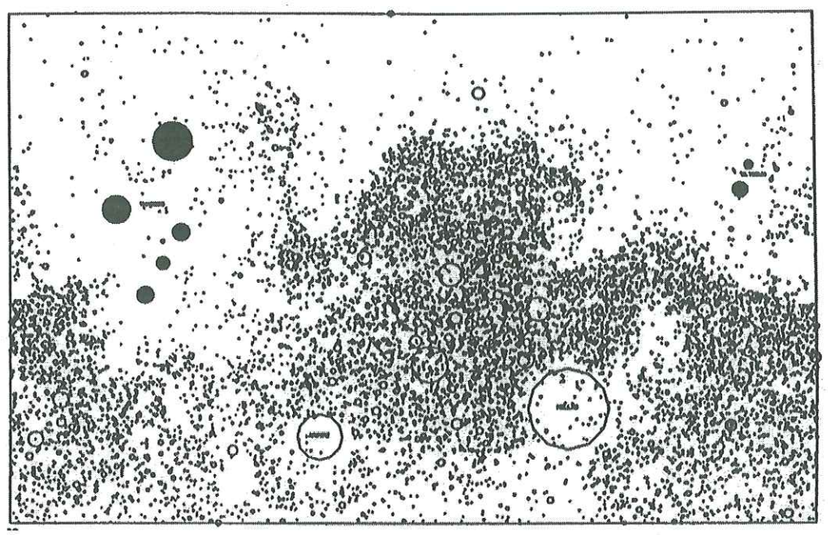


Fig. 1.3: Carte de la répartition des cratères sur Mars (Strom *et al.*, 1992). Les gros points noirs représentent les volcans amazoniens récents. La limite de la dichotomie est aisément identifiable par le contraste de densité entre les terrains cratérisés du Sud et ceux nettement plus jeunes du Nord.

Le dôme de Tharsis

Le dôme de Tharsis a une dimension d'environ 6000 km de diamètre et domine de 8 à 10 km d'altitude les plaines environnantes. Ce dôme témoigne d'une activité tectonique et volcanique qui s'étale du Noachien à l'Amazonien (Tanaka *et al.*, 1991). La plupart des structures tectoniques extensives, **les grabens**, et de nombreuses structures compressives, **les rides**, lui sont associées (Fig. 1.4). Nous les détaillerons dans un paragraphe ultérieur.

L'important canyon de **Valles Marineris** traverse la partie Est du dôme sur environ 4000 km. Cette structure qui est radiale au dôme, a d'abord été considérée comme d'origine purement tectonique, par exemple sous la forme d'un rift avorté (Masson, 1977). Toutefois, le canyon présente de fortes différences de largeurs, de nombreux glissements de terrains (Fig. 1.5) ou encore des dépôts stratifiés d'origine probablement lacustre (Lucchita *et al.*, 1992). Ces observations laissent supposer que des phénomènes d'érosion liés à l'eau, à la sublimation ou à d'autres mécanismes ont pu considérablement modifier une dépression initiée par la tectonique (Lucchita, 1987).

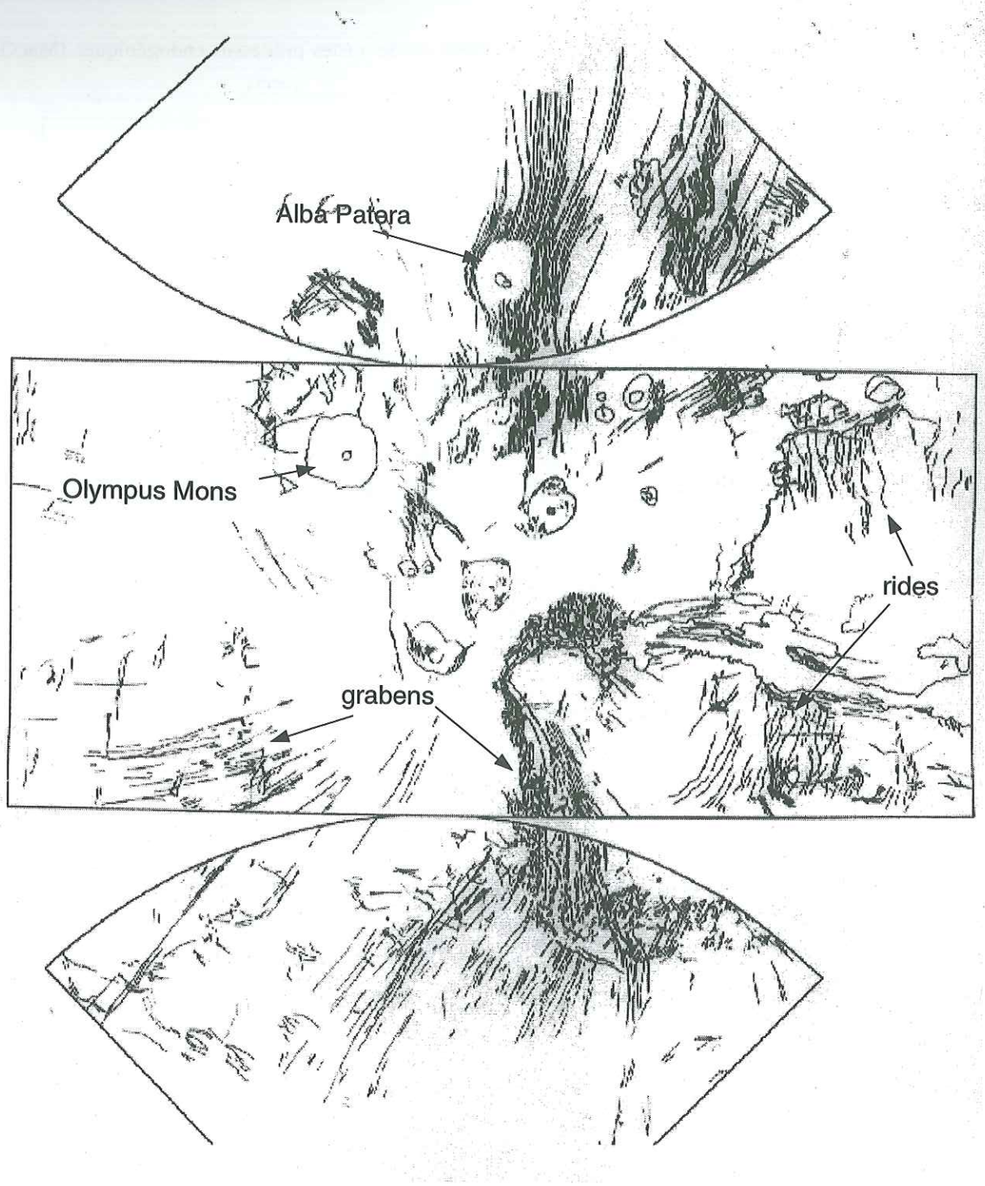


Fig. 1.4: Carte tectonique du dôme de Tharsis (Carr, 1982). La carte couvre les latitudes 30°N à 30°S et les longitudes 45°W à 180°W. On reconnait au centre trois grands volcans centraux et Olympus Mons au NW. Les structures radiales qui traversent le dôme de part en part sont des grabens. A l'Est, en moins grand nombre, on observe les rides (traits avec barbules) qui sont concentriques au dôme.

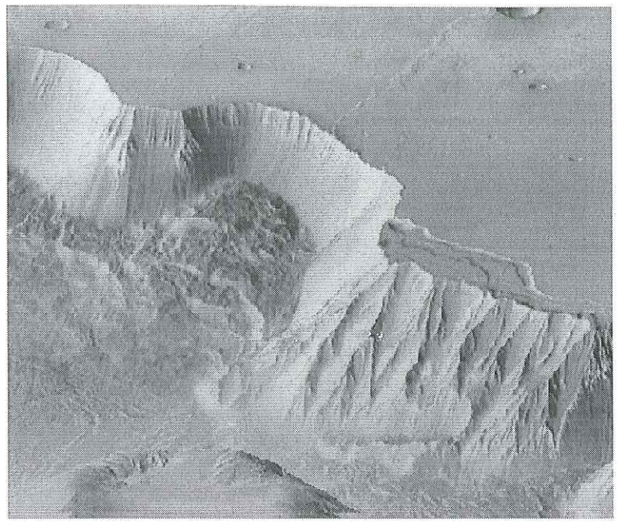


Fig. 1.5: Glissement de terrain d'âge Amazonien sur les flancs de Valles Marineris. L'escarpement mesure environ 6 km de haut.

Le dôme de Tharsis est relié de manière évidente à des phénomènes endogéniques, comme la remontée d'une cellule de convection (Wise *et al.*, 1979). Les informations géologiques (volcanisme, tectonique) et géophysiques (champ de gravité, topographie) conduisent à différents modèles pour la formation du dôme qu'il est encore aujourd'hui difficile de discriminer (Fig. 1.6). Les modèles habituellement discutés sont de 3 natures (Banerdt *et al.*, 1982):

a. remontée flexurale par soulèvement dynamique;

b. réponse isostasique à une croute amincie et un manteau allégé;

c. charge externe crée par accumulation de laves et épaississement crustal associé.

Selon les mécanismes, le dôme devrait créer des contraintes tectoniques, et donc des structures, d'orientation différentes. Sur les 3 cas, le modèle d'isostasie présente des structures tectoniques (grabens radiaux, rides concentriques) de directions voisines à ce que l'on observe (Fig. 1.6). Cependant les valeurs des contraintes sont faibles (20 à 50 MPa) en comparaison des autres modèles (100 à 250 MPa) et pourraient ne pas être suffisantes pour arriver à fracturation, au moins dans le cas des rides concentriques (Banerdt *et al.*, 1992). L'histoire de Tharsis est également plus complexe que ce que rendent compte des modèles simples. Par exemple, il existe des grabens concentriques sur les flancs du dôme. Les problèmes de la durée de vie du dôme, de l'évolution des phénomènes volcaniques ou de la dynamique du manteau demeurent mal compris.

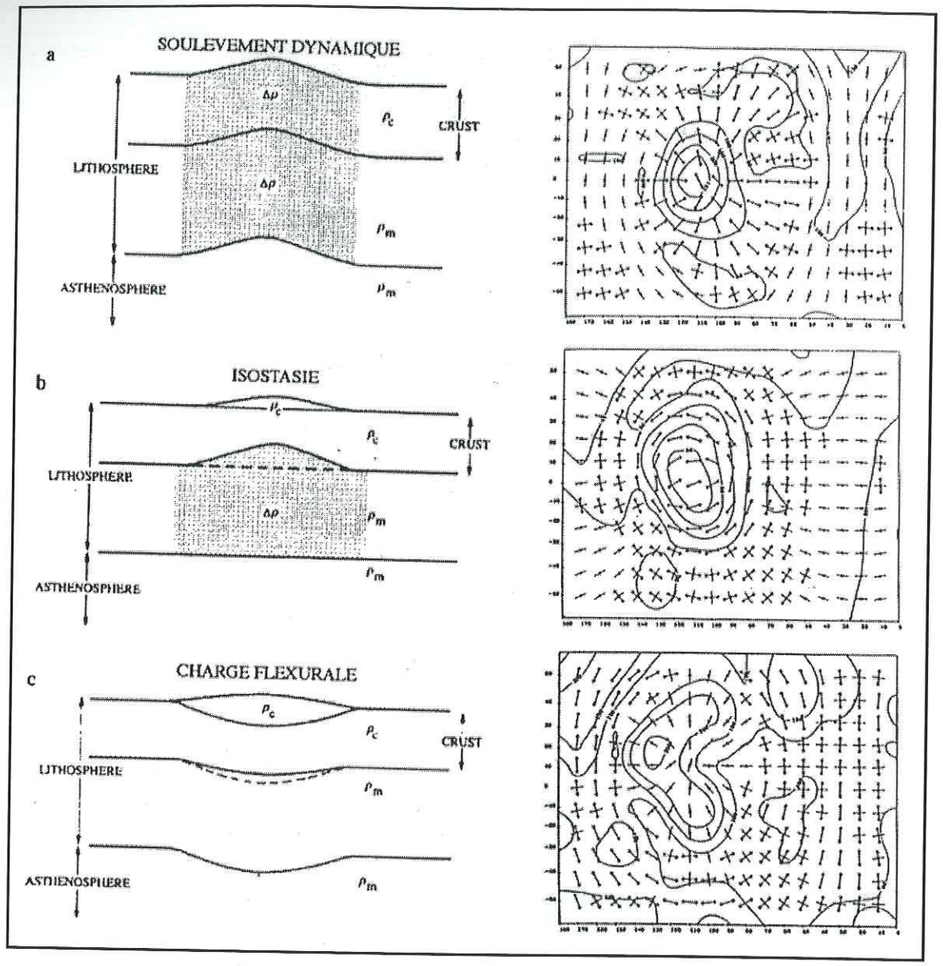


Fig. 1.6: Trois modèles de formation du dôme de Tharsis avec les champs de contraintes crées par chacun d'eux. L'isostasie est le modèle qui présente un champ de contrainte le plus proche de celui déduit des observations (b).

Volcanisme

Le volcanisme sur Mars est particulièrement abondant sur le dôme de Tharsis. Il a progressivement évolué d'un stade effusif, avec la formation de vastes plaines volcaniques (ex:Hesperia Planum, Syrtis Major Planum) jusqu'à l'Hesperien moyen, à un stade dominé par les édifices volcaniques (Mouginis-Mark *et al.*, 1992). Ces édifices sont de type volcan-boucliers aux dimensions impressionnantes comme Olympus Mons (27 km de haut, 600 km de diamètre). Des édifices de dimensions plus modestes, les *Tholi* (*Tholus* signifie dôme) existent également sur le dôme de Tharsis ou celui d'Elysium comme Hecates Tholus (Fig. 1.7). Alba Patera (*Patera* signifie soucoupe), situé au Nord de Tharsis, présente un diamètre de 1300 km pour une altitude de seulement 2 km. La pente qui en résulte est inférieure

à 1° ce qui en fait le volcan le plus plat connu dans le système solaire. D'autres volcans de type Patera (ex: Amphitrites Patera, Thyrrena Patera), mais de formes plus habituelles et de tailles plus modestes, existent dans les terrains noachiens et hesperiens. Ils pourraient témoigner d'une activité volcanique explosive par opposition aux plaines volcaniques qui résulteraient d'un volcanisme fissural effusif (Mouginis-Mark *et al.*, 1982).

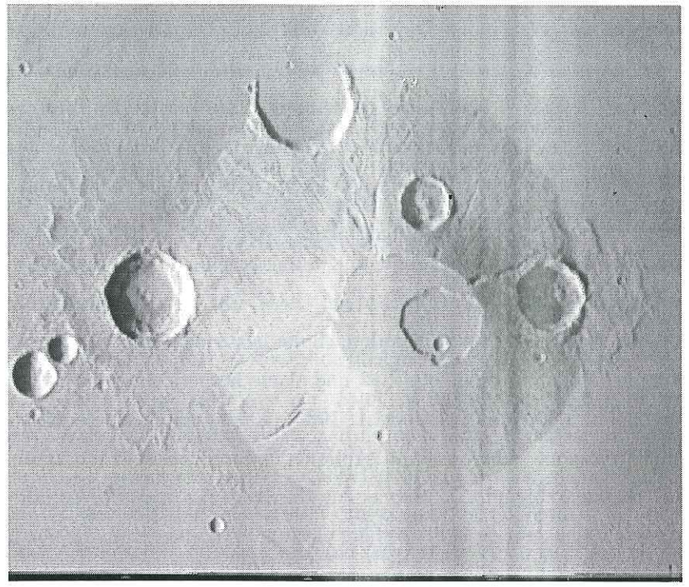


Fig. 1.7: Le volcan Hecates Tholus, un des "petits" volcans du dôme d'Elysium. Le diamètre de la caldéra sommitale est de 22 km. Des petites vallées probablement formées par le ruissellement d'eau se trouvent sur les flancs du volcan.

Structure interne

A partir des mesures de moment d'inertie, environ 0.365, le **noyau** aurait une taille moyenne de 1400 à 2000 km, pour une proportion de Soufre de 10 à 26% (Schubert *et al.*, 1992). Le champ magnétique de la planète est actuellement très faible (<10000 champ terrestre) mais certaines météorites SNC auraient été affectées par un champ magnétique passé (Cisowski, 1986). L'absence actuelle de champ magnétique pourrait provenir du fort taux de Soufre et de la faible température interne (2000 à 3000 K) qui ne permettrait pas la convection du noyau liquide. Selon la taille du noyau, le **manteau** de Mars aurait une pression à la base de 20 à 25 GPa (Schubert *et al.*, 1992). Il serait donc essentiellement composé des phases α, β et γ d'olivine-spinelle car la transition majeure d'olivine-spinelle à perovskite s'effectue à environ 23 GPa. Sans rentrer en détail dans la composition du manteau, on peut dire, en première approximation, que le manteau martien correspond au manteau supérieur de la Terre.

Les épaisseurs de **croûte** et **lithosphère** sont établies à partir de données et modèles géophysiques. Les données gravimétriques établissent à partir de modèles isostasiques et gravimétriques des profondeurs de compensation et des épaisseurs de croûte. Les profondeurs de compensation seraient de 100 à 150 km pour l'ensemble de la planète, à l'exception du dôme de Tharsis, plus de 300 km (Bills et Ferrari, 1978). L'épaisseur de la croûte serait, selon les modèles, de 28 à 37 km en moyenne (Bills et Ferrari, 1978), 40 à 50 km (Phillips et Saunders, 1975), ou 30 et 50 km pour les croûtes des lowlands et highlands (MacGill et Dimitriou, 1990). Les épaisseurs minimales et maximales seraient respectivement sous le bassin d'Hellas avec 10 km et sous le dôme de Tharsis avec 70 à 80 km (Bills et Ferrari, 1978). Il s'agit dans ce cas d'épaisseurs actuelles. Au contraire, les informations topographiques permettent de déterminer l'épaisseur de la lithosphère élastique au moment de la formation d'une anomalie topographique. Par exemple, certains volcans amazoniens de Tharsis sont entourés d'une fracturation extensive circulaire reliée à la charge des volcans. Une épaisseur de lithosphère élastique de 20 à 50 km est déduite de leur topographie en supposant une rigidité moyenne de la lithosphère (Banerdt *et al.*, 1982; Comer *et al.*, 1985). Par contre, Olympus Mons qui se trouve en périphérie du dôme n'a pas subi de fracturation, ce qui laisse supposer une épaisseur de lithosphère élastique supérieure à 100 km. Isidis Planitia est une plaine hesperienne dont la lithosphère élastique sous-jaçente serait de 120 à 300 km (Comer *et al.*, 1985). La plaine serait crée par une anomalie mantellique similaire aux mascons lunaires ce qui expliquerait cette épaisseur très importante. Enfin, les cratères à anneaux ou *multi-ring impacts* permettent d'estimer une épaisseur de lithosphère qui serait de l'ordre de deux fois l'épaisseur de la lithosphère élastique (Thomas *et al.*, 1997). Le seul multi-ring de Mars est le bassin d'Argyre qui donne une épaisseur de 100 km, soit une lithosphère élastique d'environ 50 km lors de l'impact au Noachien. Les épaisseurs de lithosphère augmentent globalement de 50 à plus de 100 km entre le Noachien et l'Amazonien conformément au refroidissement de la planète. Les valeurs actuelles de flux de chaleur pour les épaisseurs lithosphériques proposées seraient de l'ordre de 5–10 K/km en moyenne et 10 à 15 K/km sous le dôme de Tharsis (Schubert *et al.*, 1992).

Une planète d'évolution intermédiaire

L'évolution de la planète montre un épaississement progressif de la lithosphère, un arrêt de l'activité tectonique et un fléchissement puis un arrêt du volcanisme à une époque relativement récente. Les dernières plaines volcaniques sur les flancs d'Olympus Mons datent en effet de l'Amazonien Supérieur, soit il y a 1 Ga à 0.2 Ga selon les modèles (cf Tab. 1.1). Ces caractéristiques s'expliquent par la taille intermédiaire de la planète, plus grosse que la Lune, mais plus petite que la Terre ou Venus. La chaleur dégagée a permis une évolution géologique suffisamment importante pour renouveler une moitié de la surface après le bombardement primitif. Cette évolution fait de Mars une planète où coexistent des terrains d'âges très différents, ce qui est d'un grand intérêt pour la planétologie comparée.

Par ailleurs, la subsistance de terrains primitifs s'explique par l'absence de remobilisation de la croûte en raison de l'absence de tectonique des plaques. La possibilité d'un début de tectonique des plaques a été envisagée par Sleep (1994), mais les éléments caractéristiques de son existence (décrochements, chaines de montagne, fosses de subduction, etc.) sont absents (Banerdt *et al.*, 1992). L'évolution thermique de la planète est donc dominée par une longue période de refroidissement séculaire après l'échauffement primitif lié à la différenciation (Banerdt *et al.*, 1992).

1.2.2 Les structures tectoniques

Bien que dépourvu de tectonique des plaques, les contraintes appliquées à la croûte martienne ont été suffisantes pour développer un grand nombre de structures extensives et compressives dont la nature et l'origine sont mal comprises. Ces structures se situent au cœur des problèmes abordés dans notre étude. Un aperçu détaillé des connaissances actuelles est nécessaire.

Les grabens

Les grabens sont des dépressions profondes de quelques centaines de mètres, longues de plusieurs centaines de km et larges de quelques km seulement. Ces structures sont parallèles entre elles et l'espacement entre chacune d'elle est faible, parfois de l'ordre de la largeur des structures, soit environ 2 km (Fig. 1.8). Les grabens sont localisés pour une grande majorité (>95%) sur le dôme de Tharsis de manière essentiellement radiale au centre du dôme (Banerdt *et al.*, 1992). Les grabens apparaissent sur des terrains très cratérisés au Sud (région de Thaumasia Fossae) et peu cratérisés au Nord (région d'Alba Patera). Les épisodes tectoniques produisant ces structures s'étalent ainsi du Noachien à l'Amazonien (Tanaka et Davis, 1988).

Ces grabens sont interprétés comme des structures extensives formées par deux failles normales de part et d'autre de la dépression (Tanaka et Davis, 1988). Le pendage de ces failles est en théorie d'environ 60° conformément aux valeurs observées sur Terre. Les mesures de quelques escarpements de failles non dégradés par l'érosion indiquent une valeur moyenne de 57° en accord avec cette hypothèse (Davis et Golombek, 1990). L'interprétation de ces structures par un jeu extensif est confirmée par la présence de cratères elliptiques. En effet, les cratères d'impact sont habituellement circulaires, en dehors de très rares exceptions lorsque l'angle d'incidence du météore est inférieur à 10° (Melosh, 1989). La région de Thaumasia présente par contre des cratères elliptiques dont l'allongement est perpendiculaire aux grabens qui les traversent (Thomas et Allemand, 1993). Ces cratères marquent donc l'extension due aux failles normales. L'allongement des cratères permet de mesurer une déformation sur chaque faille d'environ 300 mètres soit une déformation régionale de 5 à 10%.

En supposant l'inclinaison des failles normales à 60°, la largeur moyenne des grabens permet d'obtenir une profondeur d'enracinement de ces failles (Fig. 1.8). La largeur moyenne d'environ

2 à 3 km indique une profondeur d'enracinement moyenne d'environ 2 km (Thomas et Allemand, 1993). Une profondeur aussi faible semble applicable à la majorité des grabens de Tharsis. Sur Terre, les zones d'extension, grabens et rifts, ont souvent 20 à 50 km de large indiquant un enracinement profond dans la croûte inférieure ductile (Allemand et Brun, 1990). Des grabens plus étroits peuvent y être associés, ils correspondent à un enracinement sur des discontinuités rhéologiques superficielles: niveaux évaporitiques, houilliers ou argileux. Dans le cas des grabens de Mars, le problème est de savoir si ces structures correspondent à une déformation purement superficielle ou à l'expression en surface d'une déformation plus profonde. L'existence d'une discontinuité mécanique peu profonde est indubitable et peu de failles ont des rejets suffisamment important pour être reliées à une déformation d'origine profonde. Différents modèles permettent alors d'expliquer les grabens:

- l'intrusion en profondeur de dykes (Tanaka *et al.*, 1991; Mège et Masson, 1996);
- la présence en profondeur d'hydrofractures (Carr, 1979);
- une zone de détachement intermédiaire avec une accomodation continue de la déformation en profondeur (Tanaka *et al.*, 1991);
- une zone de détachement superficielle sans déformation profonde (Thomas et Allemand, 1993).

Dans les trois premiers cas, les contraintes exercées par les intrusions magmatiques, le soulèvement ou la flexure du dôme seraient responsable de l'extension. Dans le dernier cas, l'anomalie topographique que constitue le dôme pourrait permettre un glissement gravitaire sur la discontinuité mécanique. La déformation serait ainsi extensive aux points hauts et compressive aux points bas, ce qui est en accord avec les observations puisque les grabens se situent sur les crêtes du dôme et les rides se situent sur les flancs.

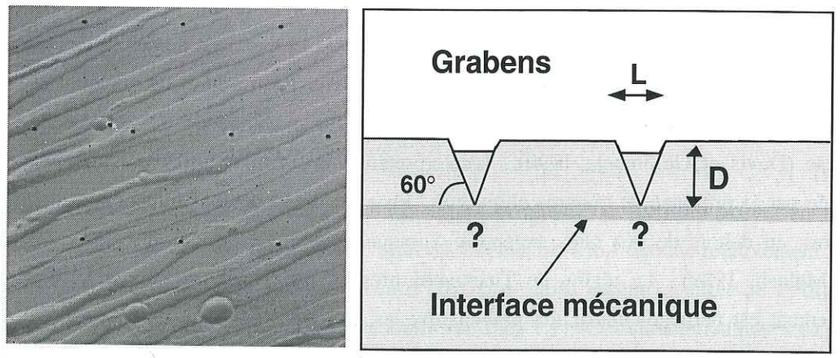


Fig. 1.8: Grabens dans la région d'Alba Patera (image Viking 039b59). L'éclairage vient du bas. La largeur de l'image est d'environ 60 km. Chaque graben mesure environ 2 km de largeur L. Interprétation structurale: 2 failles normales inclinées à 60°. La profondeur D de l'interface mécanique sur lequel les failles s'enracinent correspond à D=tan 60° ×L/2 . La présence de déformation plus profonde est incertaine.

Les rides

Les rides sont des reliefs peu accusés d'altitudes moyennes de l'ordre d'une centaine de mètres, de quelques centaines de km de longueur et quelques km de largeur. Les rides sont le plus souvent parallèles entre elles, mais l'espacement est nettement plus important que pour les grabens, de l'ordre de quelques dizaines de km (Fig. 1.9). Leur localisation est plus complexe que celle des grabens. Une grande partie s'observe dans les plaines d'âge Hesperien que l'on nomme usuellement plaines ridées en raison de leur association avec les rides. Ces plaines ridées se situent:

- En périphérie du dôme de Tharsis, à savoir Lunae Planum, Coprates Planum et Arcadia Planitia, plaines dans lesquelles les rides sont concentriques au dôme (Fig. 1.3);
- Dans diverses plaines de l'hémisphère Est, en particulier Hesperia Planum et Syrtis Major Planum, dans lesquelles les rides présentent parfois deux directions principales.

Les rides se seraient formées au cours de l'Hesperien, peu après la formation des plaines volcaniques (Banerdt *et al.*, 1992). D'autres structures du même type, rides ou escarpements, apparaissent dans les terrains noachiens, que ce soient dans des plaines volcaniques, dans des terrains primitifs (Chicarro *et al.*, 1985), ou encore dans le fond de grands cratères d'impact (Raitala et Kauhanen, 1992).

En raison de leur corrélation avec les plaines volcaniques, les rides ont tout d'abord été reliées au refroidissement des laves, hypothèse développée au préalable pour expliquer les rides lunaires (Quaide, 1965). Cependant certaines caractéristiques, direction parallèles, taille uniforme, traversées de cratères, s'expliquent exclusivement par des structures tectoniques de nature compressive. D'après la déflexion de certaines rides à l'intérieur de cratères, ces structures seraient formées par des chevauchements inclinés à 30°, valeur usuelle pour les chevauchements terrestres (Allemand et Thomas, 1995).

Les études sur les plaines ridées situées en périphérie du dôme de Tharsis ont donné lieu à plusieurs modèles de formation des rides impliquant une déformation soit profonde soit superficielle:

- Les rides peuvent être reliées à des grands chevauchements enracinés en profondeur dans la croûte inférieure ductile (thick-skin tectonics). Le relief en surface ne serait crée que par les niveaux superficiels plus hétérogènes (Zuber et Aist, 1990; Zuber, 1995).
- Les rides peuvent être créees par un flambage des plaines volcaniques en raison de la différence de comportement mécanique entre les laves et le mégarégolite, sans déformation plus profonde (thin-skin tectonics). Cette hypothèse se base sur l'espacement plus ou moins régulier entre les rides et sur la corrélation entre les rides et les plaines volcaniques (Watters, 1991).
- Les rides peuvent être reliées à un niveau de décollement similaire à celui des grabens. En effet la région de Coprates Planum présente à la fois des rides et des grabens orientés à 90° les uns des autres. L'étude des rapports de largeurs rides/grabens conclut à un enracinement des chevauchements à environ 2 km de profondeur sur un interface mécanique commun avec les grabens (Allemand et Thomas, 1992). Les rides seraient ainsi des pop-up, structures formées par deux chevauchements inclinés à 30° (Fig. 1.9). Les relations rides-cratères sur Coprates Planum

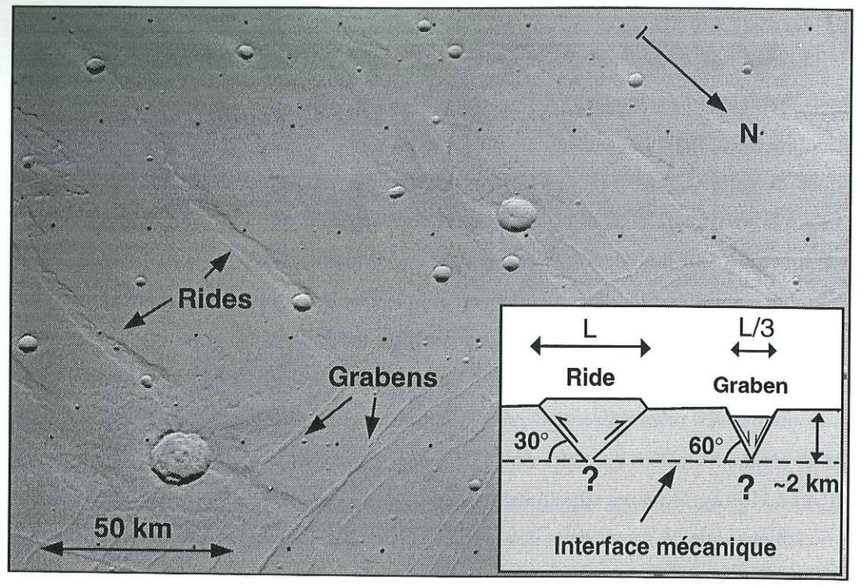


Fig. 1.9: Coprates Planum (image Viking 608a50). Les rides de direction N-S recoupent des grabens E-W ici en bordure de Valles Marineris. Les dimensions moyennes des grabens (2 km) et celles des rides (6 km) sont compatibles avec un enracinement à une même profondeur d'environ 2 km. L'encadré présente une interprétation des rides par des pop-up formés par 2 chevauchements enracinés à faible profondeur.

montrent une répartition des rides par rapport aux cratères qui n'est pas aléatoire. Les rides sont reliées aux cratères probablement car elles sont initiées par ces cratères (Allemand et Thomas, 1995). Ce sont par conséquent des structures enracinées à de faibles profondeurs, en accord avec le modèle en pop-up.

L'existence de rides concentriques à Tharsis est généralement reliée aux contraintes exercées par le dôme, mais l'hypothèse d'une déformation gravitaire permet également d'expliquer leur géométrie. Dans les deux cas, rides et grabens, la déformation semble être avant tout controlée par des mécanismes superficiels. Il est donc nécessaire de comprendre la structure de la croûte superficielle pour mieux comprendre la nature de ces structures tectoniques.

Le mégarégolite martien

Avec un gradient thermique de 9 K/km, la profondeur à laquelle se situerait la croûte inférieure ductile est de 30 à 50 km (Banerdt *et al.*, 1992). L'épaisseur actuelle de la croûte fragile est donc très importante, nettement supérieure aux croûtes continentales terrestres. La partie supérieure de la croûte fragile a été fracturée par les impacts météoritiques et recouverte d'un **mégarégolite**.

Le mégarégolite est formé par l'accumulation d'ejecta lors du bombardement météoritique primitif, au cours du premier milliard d'années après la formation du système solaire. Il s'agit d'un milieu poreux très hétérogène (Fig. 1.10). L'épaisseur du mégarégolite est évaluée par des modèles de cratérisation à 2 ou 3 km d'épaisseur (Fanale, 1976). Le mégarégolite est recouvert par les effusions volcaniques, les circulations hydrothermales et les dépôts sédimentaires. En particulier, sur le dôme de Tharsis, les plaines de laves recouvrent le mégarégolite sur une épaisseur supérieure au kilomètre (De Hon, 1982). Ce mégarégolite poreux pourrait également contenir une importante quantité de glace intersticielle.

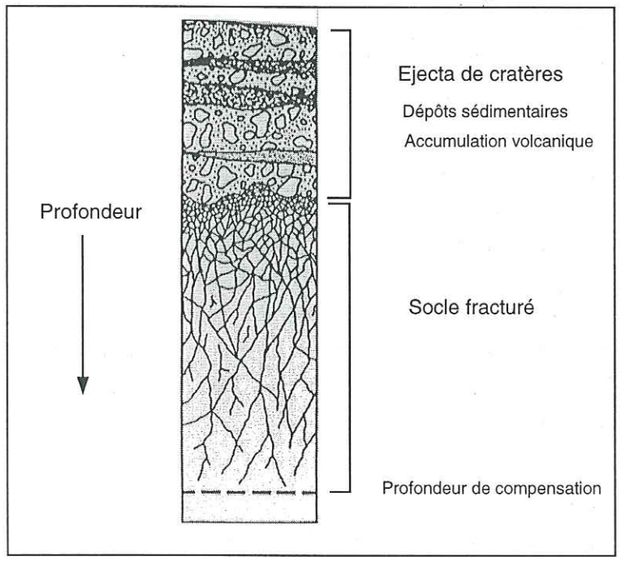


Fig. 1.10: Coupe idéale du mégarégolite d'après Clifford (1991). Les dépôts volcaniques et sédimentaires peuvent recouvrir une partie du mégarégolite poreux. La colonne représente environ 10 à 15 km de la croûte martienne.

En tenant compte de cette stratification, plusieurs interfaces sont possibles pour expliquer l'enracinement des structures tectoniques à faibles profondeurs:

- La croûte inférieure ductile peut être écartée en raison de sa trop grande profondeur;
- La limite socle fracturé-mégarégolite;
- La limite mégarégolite-laves;
- La limite entre le mégarégolite sec et le mégarégolite riche en glace.

En expliquant les rides par le flambage des plaines volcaniques, Watters (1991) suppose que l'interface correspond à la limite mégarégolite-laves, mais n'exclut pas le rôle d'un niveau riche en glace. Dans

le cas des grabens, l'interface pourrait correspondre à l'interface socle fracturé-marégolite (Davis et Golombek, 1990). **Dans cette étude, nous allons montrer à partir d'arguments rhéologiques et structuraux que l'interface en question peut s'expliquer par un niveau riche en glace.** Avant de présenter en détails les questions à résoudre, il nous faut d'abord expliquer pourquoi d'importantes quantités de glace se trouveraient dans le sous-sol.

1.3 L'eau sur Mars

L'eau sur Terre représente une importance considérable aussi bien pour la biologie ou le climat que pour les processus géologiques d'érosion, de sédimentation ou encore de minéralogie du manteau. L'eau n'est pas une substance rare dans le système solaire puisque les satellites des planètes géantes en sont composés à plus de 50%. La Terre est cependant le seul corps où l'eau est actuellement en phase liquide en surface. Les observations de la surface de Mars ne montrent peut-être pas d'écoulement d'eau actuel, mais l'existence de rivières fossiles démontre l'existence d'un passé plus chaud. Ces observations suggèrent également qu'une grande partie de l'eau est aujourd'hui encore stockée dans le sous-sol de la planète. L'eau est donc un thème d'étude fondamental pour comprendre l'évolution à la fois climatique et géologique de la planète.

1.3.1 Les calottes polaires et l'atmosphère

La calotte polaire résiduelle Nord a une dimension d'environ 1500 km, une épaisseur mal contrainte estimée à un ou plusieurs km. La calotte Sud (Fig. 1.11) est plus petite (environ 300 km), plus fine et légèrement plus froide avec un minimum -130° C en hiver contre –120° C pour la calotte Nord. Ces conditions permettent occasionnellement la condensation de glace carbonique à la surface de la calotte Sud bien que les calottes soient essentiellement composées de glace d'eau. Les différences entre calottes Nord et Sud seraient liées à l'excentricité de l'orbite (e=0.093) qui favorise actuellement un hiver plus doux dans l'hemisphère Nord (Lindner, 1993).

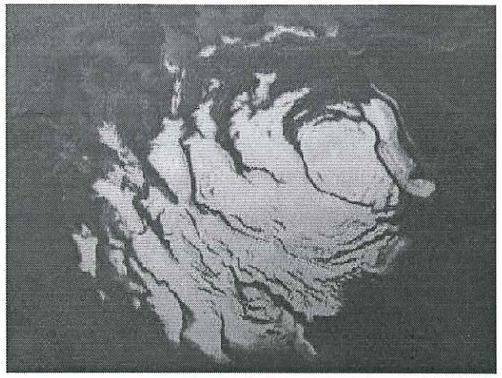


Fig. 1.11: La calotte polaire résiduelle Sud d'une largeur d'environ 300 km.

La pression atmosphérique est faible avec 6 mbar en moyenne et l'atmosphère est composée à 95% de CO2 (*e.g.* Carr, 1996). L'eau se trouvant dans l'atmosphère n'en représente que 0.03%,

soit une hauteur équivalente précipitable de 12μm. Toutefois des variations saisonnières liées à la sublimation et recondensation aux calottes ont été détectées (Haberle et Jakosky, 1990).

Les images à haute résolution des calottes indiquent l'absence de cratères supérieurs à 500 m de diamètres ce qui suppose un âge très jeune. Ces images montrent également l'existence de dépôts stratifiés où l'épaisseur de chaque unité est de l'ordre de quelques dizaines de mètres (Fig. 1.12). Ces dépôts sont interprétés comme le résultat de changements climatiques quasi-périodiques liés aux variations des paramètres astronomiques (obliquité, excentricité, inclinaison) à des fréquences inférieures ou de l'ordre du million d'années (Thomas *et al.*, 1992). Les variations de température dues à ce phénomène sont de 30 à 40 K aux pôles, mais ne dépassent pas 5 à 10 K à l'équateur. Elles ne sont pas suffisantes pour permettre l'apparition d'eau liquide. L'existence de variations chaotiques de l'obliquité de 0 à 60° a été évoquée et pourrait expliquer des variations climatiques à des échelles de temps plus grandes (≥10 Ma) avec des amplitudes thermiques plus importantes (Laskar et Robutel, 1993).

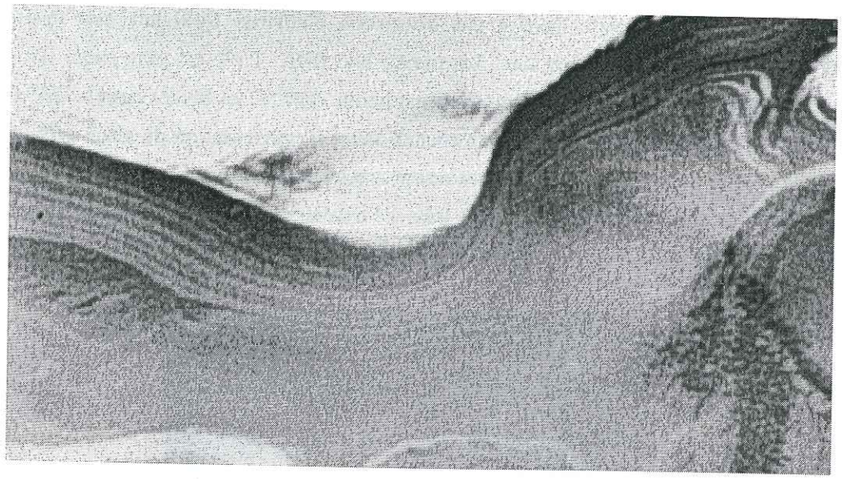


Fig. 1.12: Les dépôts stratifiés de la calotte polaire Nord. La largeur de l'image est d'environ 30 km.

1.3.2 Morphologies fluviatiles

Les morphologies dérivant d'écoulement d'eau liquide sont de deux natures: (1) Des réseaux de paleo-rivières (*valleys networks*), (2) des larges chenaux de débâcle (*outflow channels*).

Les anciens réseaux hydrographiques

Ces réseaux (*valleys networks*) correspondent à des embranchements de vallées convergeant à partir de plusieurs sources vers une rivière principale à la manière des réseaux terrestres (Fig. 1.13).

On observe ces réseaux dans les "highlands" (vieux terrains de l'hémisphere Sud) et sur les flancs de certains volcans (Alba Patera, Hecates Tholus). Dans le premier cas, l'âge de leur formation est plutôt Noachien, même si 30% d'entre eux pourraient être hesperiens et quelques uns amazoniens (Scott et Dohm, 1992). Dans le second cas, les réseaux peuvent être associés des volcans noachiens, hesperiens ou amazoniens.

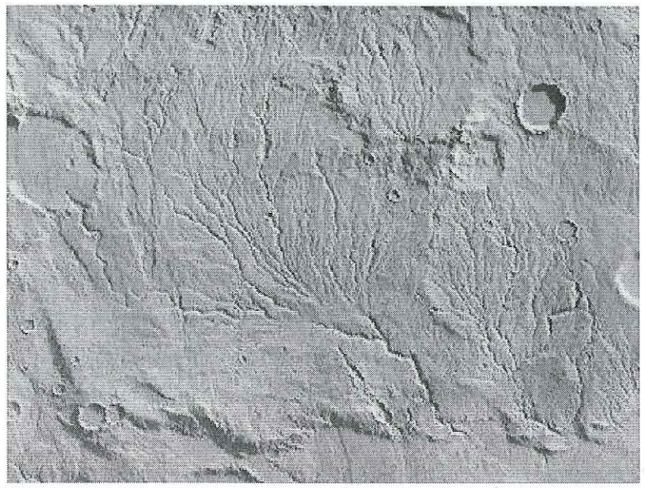


Fig. 1.13: Réseau de vallées d'origine fluviatile. Le réseau est organisé, les vallées sont moins nombreuses et plus larges en aval. La largeur de l'image est d'environ 300 km. L'éclairage vient d'en haut à droite.

Les processus de formation de ces réseaux restent mal compris. Les mesures de densités de drainage permettent de comparer les réseaux martiens aux réseaux actuels sur Terre. Elles sont mesurées en prenant en compte la longueur totale des ramifications d'un réseau hydrologique et la surface totale du réseau. Des valeurs de densités de drainage élevées correspondent à un réseau pourvu d'un grand nombre de ramification. Ces densités de drainage sur Mars sont très inférieures aux valeurs terrestres. Les densités terrestres sont de l'ordre de 2 à 30 km^{-1} (Carr, 1996), ramenées à des valeurs moyennes de 0.4–0.5 km^{-1} en utilisant des images satellites de même résolution que les images Viking. Les réseaux noachiens ont par contre une densité de drainage moyenne de 0.0032 km^{-1}, les réseaux hesperiens 0.00042 km^{-1} et amazoniens de 0.00017 km^{-1} (Carr, 1997). Seuls les réseaux associés aux volcans présentent des valeurs proches, de l'ordre de 0.3 à 1.5 km^{-1} (Gulick et Baker, 1990). Deux processus peuvent principalement expliquer leur formation (Baker *et al.*, 1992): (1) le ruissellement lié à des précipitations météoriques; (2) le sapement crée par un réseau hydrologique souterrain. Dans le premier cas, il est préférable de supposer une atmosphère plus dense avec de l'eau

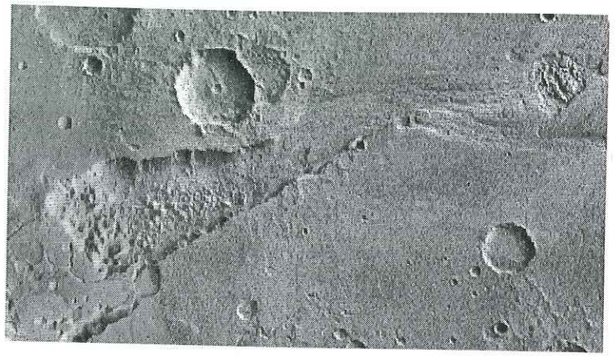


Fig. 1.14: Zone chaotique (à gauche) à la source d'un large chenal (à droite). L'écoulement est dû à la remobilisation d'importants réservoirs d'eau souterraine. La largeur de l'image est d'environ 200 km. L'éclairage vient de la droite.

liquide en surface. Dans le second cas, l'important flux de chaleur du Noachien et la possibilité de sources hydrothermales pourraient expliquer les écoulements souterrains. Le seul fait tenu pour établi concernant ces réseaux est qu'ils proviennent de l'écoulement d'eau liquide.

Les "outflow channels"

Ces chenaux correspondent à de larges (10 à 100 km) et longs (>1000 km) conduits probablement formés par un processus catastrophique (Baker et Milton, 1974). La plupart de ces chenaux sont concentrés au N-E du dôme de Tharsis mais apparaissent également dans la région d'Elysium et Hadriarca Patera. Leur formation date de la fin de l'Hesperien et du début de l'Amazonien (Carr, 1996). Ils sont donc tardifs dans l'évolution géologique de la planète.

La source de ces chenaux n'est pas ponctuelle mais correspond à de larges zones chaotiques (Fig. 1.14) qui pourraient avoir été formées par la brusque décharge d'un aquifère souterrain (Komar, 1980). Des morphologies similaires sont observées sur Terre lors des décharges d'eau brutales associées aux fontes sous-glaciaires. Dans le cas de Mars, ces décharges ou débâcles pourraient être liées à l'activité magmatique, l'augmentation du flux de chaleur ou de la charge hydraulique crée par l'accumulation des laves (Carr, 1996). Les chenaux conduisent à des dépressions où les sédiments ont pu s'accumuler suite à la formation de lacs terminaux. L'importance des décharges pourraient même avoir conduit à la création épisodique d'un océan global dans les plaines de l'hémisphère Nord (Baker *et al.*, 1991). Cette hypothèse, bien que controversée, est basée sur l'identification d'anciennes lignes de côtes (Parker *et al.*, 1989; Parker *et al.*, 1993). Les *outflow channels* sont donc sans doute reliés à des processus catastrophiques. Il subsiste toutefois de nombreux problèmes, en particulier des morphologies de type scour marks, groove marks typiques d'écoulement glaciaires existent sur le lit de nombreux chenaux (Lucchita *et al.*, 1992). Dans tous les cas ces chenaux sont la preuve qu'une très importante quantité d'eau existe sous forme liquide et/ou solide dans le sous-sol de Mars.

1.3.3 Morphologies des cratères

Les cratères sont non seulement un outil fondamental pour la stratigraphie mais également pour d'autres secteurs de la géologie planétaire car: (1) ce sont des forages naturels qui traversent les premières centaines de mètres de la croûte; (2) l'étude de leur morphologie permet de comparer les processus de déformation ou d'érosion. Leur observation permet d'en déduire des informations sur l'atmosphère, la composition du sous-sol, la tectonique, etc. Dans ce chapitre, il sera uniquement question des relations entre les cratères et l'atmosphère ou l'hydrosphère. Nous utiliserons fréquemment les cratères au cours de ce mémoire, comme cela a été fait pour mesurer l'extension due aux grabens (cf 1.2.2).

Cratères dégradés du Noachien

Les impacts dans une croûte solide et une planète dépourvue d'atmosphère créent des cratères tels qu'on les observent sur la Lune. La bordure est un important relief de plusieurs centaines de mètres, les plus grands présentent un piton central (cratère A en Fig. 1.15) et les seules dégradations sont l'oeuvre de cratères postérieurs (Melosh, 1989). Cependant, sur Mars, les cratères observés dans les terrains noachiens sont fréquemment dégradés (cratères B en Fig. 1.15): les bordures sont gommées et le piton central absent (Craddock et Maxwell, 1990; Craddock et Maxwell, 1993). De plus, on peut noter une absence de petits cratères de tailles inférieures à 20 km. Ces deux caractéristiques peuvent s'expliquer par un taux d'érosion anormalement élevé à cette époque. Le taux d'érosion aurait ensuite chuté comme en témoigne la morphologie des cratères de l'Hesperien. Seule une atmosphère plus dense, et un climat plus chaud, pourrait expliquer l'origine de ce fort taux d'érosion (Craddock et Maxwell, 1993; Carr, 1996).

Cratères à ejecta fluidisés

Les impacts météoritiques creusent des cratères dans la croûte superficielle. Le matériel excavé est en partie ejecté de manière radiale au cratère. Lorsque le matériel est rocheux, les ejecta "secs" sont caractérisés par des formes discontinues et des traces de cratères secondaires comme on en observe sur la Lune. Sur Mars, de nombreux cratères ont des ejecta lobés ou à remparts (cratère C en Fig. 1.15) caractéristiques de la présence d'un fluide lors de la mise en place des ejecta (Carr et Schaber, 1977). Ce fluide pourrait être l'atmosphère comme c'est le cas pour Venus (Schultz et Glicken, 1979). Les ejecta se mélangerait à l'atmosphère pour retomber sous la forme d'un amalgame visqueux autour du cratère. Cependant cette hypothèse n'est en accord, ni avec la faible pression atmosphérique, ni avec la non-dépendance du nombre d'ejecta lobés avec l'altitude, donc la pression atmosphérique (Barlow et Bradley, 1990). Les ejecta seraient par conséquent reliés à l'eau présente dans le sous-sol. L'eau est probablement sous forme de glace, au moins dans les premiers kilomètres, en raison des températures nettement négatives régnant sur toute la planète. Le mélange glace-roche chauffé par l'impact créerait

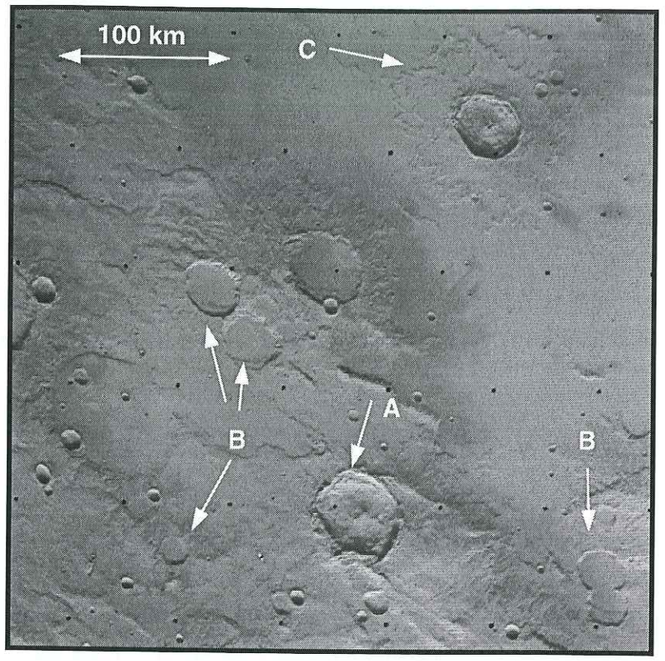


Fig. 1.15: Terrains volcaniques hesperiens, en haut à droite, recouvrant des terrains noachiens, en bas à gauche (image Viking 637a64). Le cratère A est un cratère "frais", comparable aux cratères lunaires, avec un piton central et d'importantes bordures. Les cratères B ne présentent plus de bordures ni de pitons centraux, ils ont été dégradés. Le cratère C est un cratère à ejecta lobés caractérisant un sous-sol riche en fluide.

des ejecta fluidisés c'est à dire un écoulement fluide continu et radial au cratère. Les cratères à ejecta fluidisés constituent 69% des cratères de plus de 1 km sur Mars (Barlow, 1994). Ils sont donc une preuve de la présence d'un réservoir souterrain planétaire d'eau.

La distribution des cratères à ejecta lobés montrent des disparités à l'échelle planétaire comme régionale (Costard, 1989). Ces cratères permettent de déterminer la profondeur à laquelle se trouve l'eau (liquide ou gelée). Si la glace est très superficielle (quelques mètres de profondeur), les petits cratères avec des ejecta fluidisés de 1 ou 2 km de diamètre témoigneront de sa présence. Si la glace est plus profonde (quelques centaines de mètres), les petits cratères ne l'atteindront pas. Ainsi connaissant la relation qui relie le diamètre à la profondeur d'un cratère, on peut déduire la profondeur minimale à laquelle se situe l'eau en mesurant la taille des plus petits cratères à ejecta fluidisés (Fig. 1.16). Les résultats obtenus montrent une zonation en latitude (Kuzmin *et al.*, 1988; Costard, 1989):

- Un niveau de glace très superficiel aux hautes latitudes (>40°);
- Un niveau de glace à plusieurs centaines de mètres de profondeur aux basses latitudes.

Ces résultats sont en accord avec les modèles thermodynamiques. En effet, en raison de la faible pression partielle de l'eau dans l'atmosphère, la glace n'est pas une phase stable au-dessus de 198K (Fanale *et al.*, 1986). Cette température est atteinte pour les latitudes inférieures à 50°. Il en résulte

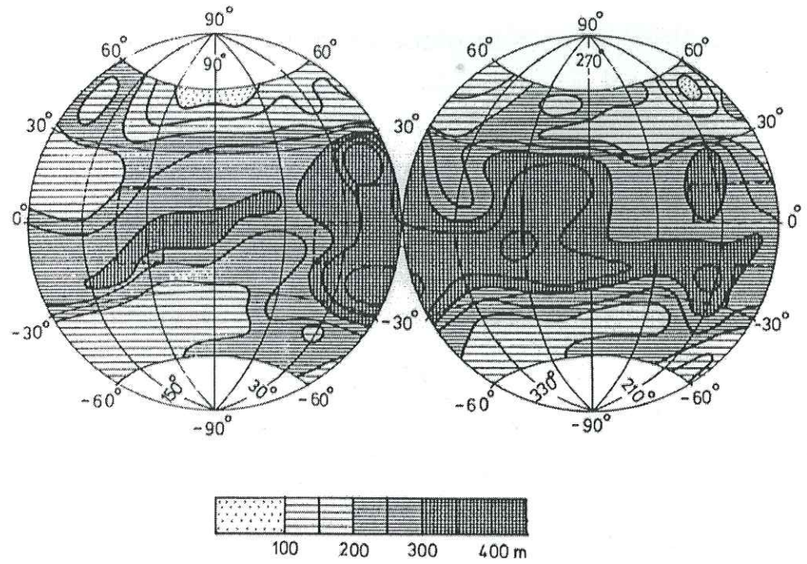


Fig. 1.16: Distribution de la glace en profondeur obtenue par l'analyse des cratères à éjectas lobés, d'après Squyres *et al.*, 1992.

une sublimation progressive de la glace du sous-sol vers l'atmosphère. Des modèles de sublimation tentent de déterminer la profondeur jusqu'à laquelle la glace est sublimée en fonction du temps. Ces modèles tiennent compte de paramètres très incertains comme la taille des pores du mégarégolite, mais des profondeurs sublimées de quelques centaines de mètres en quelques milliards d'années sont fréquemment mentionnées (Mellon et Jakosky, 1993). **La cohérence des données morphologiques et thermodynamiques est une bonne confirmation de ce que les ejecta fluidisés correspondent réellement à des impacts dans des niveaux riches en glace.**

Des études détaillées ont tenté d'établir une relation entre la taille des ejecta et la richesse en glace du sous-sol (Costard, 1989; Barlow, 1994). Les résultats montrent des disparités régionales, par exemple les terrains jeunes de l'hemisphère Nord abondent de petits cratères crées par des niveaux trés riches en glace en surface, alors que les plaines ridées auraient des niveaux plus riches en profondeur (Costard, 1993). Mais ces méthodes restent imparfaites dans le sens où elles prennent en compte le cumul de cratères sur une période longue pendant laquelle des changements climatiques et hydrologiques ont pu modifier la répartition de la glace du sous-sol. On peut en effet dater une surface, mais non un cratère en particulier.

1.3.4 Observations liées à la glace du pergélisol

Interactions avec le volcanisme

L'existence d'un réservoir planétaire de glace signifie que toute activité volcanique doit traverser ce réservoir. Les réseaux de rivières observées sur les flancs d'Alba Patera, de Hecates Tholus (Fig. 1.7) ou l'activité explosive supposée de Thyrrena Patera en sont probablement des conséquences (Mouginis-Mark, 1985; Gulick et Baker, 1990). Par ailleurs quelques volcans tabulaires observés dans les terrains noachiens paraissent similaires aux volcans sous-glaciaires sur Terre (Allen, 1979).

Morphologie périglaciaire

Lorsque le pergélisol riche en glace est superficiel comme aux latitudes élevées, il peut donner naissance à des morphologies similaires à celles observées sur Terre dans les régions polaires. En effet, le gel d'un sol n'est en général pas isotrope, mais peut produire des niveaux lenticulaires riches en glace (Martin, 1959; Konrad et Morgenstern, 1980). Ces lentilles de glace sont liées à un phénomène physique de succion cryogénique qui se produit par des circulations d'eau vers le front de gel lors du refroidissement lent d'un pergélisol (Konrad, 1994). Sur Terre, la fusion de ces lentilles dans les périodes interglaciaires crée des dépressions thermokarstiques lacustres. Sur Mars, des dépressions lenticulaires sont observées dans les hautes latitudes et dans Ares Vallis et pourraient provenir de la sublimation des lentilles de glace (Costard, 1987).

Les polygones et coins de glace constituent sur Terre la manifestation de la zone active du pergélisol associée aux variations saisonnières de températures. Sur Mars, des formes polygonales de grandes tailles avec des réseaux de fentes ouvertes (Fig. 1.17) pourraient être reliées au même phénomène (MacGill, 1986; MacGill et Hills, 1992). Les problèmes de cette interprétation sont d'une part la grande taille des polygones, mais également le climat actuel, –60 à –80°C de moyenne à ces latitudes, qui ne permet pas les dégels et regels nécessaires à ces phénomènes. Ces morphologies bien que probablement liées au gel restent donc mal comprises. Résultat d'une période de réchauffement? Formes périglaciaires liées à la sublimation?

Ecoulement visqueux du pergélisol

Ce paragraphe aborde un des thèmes majeurs de cette thèse: l'écoulement visqueux d'un matériel composé de glace et de silicates. Les morphologies qui suggèrent un processus de déformation visqueuse sous l'effet de la gravité sont de plusieurs sortes:

- Les *debris aprons* ou tabliers d'éboulis (Fig. 1.18a) résultent de l'accumulation d'éboulis en base d'escarpement. Ils se caractérisent notamment par un front lobé typique d'écoulement visqueux (Squyres, 1989);

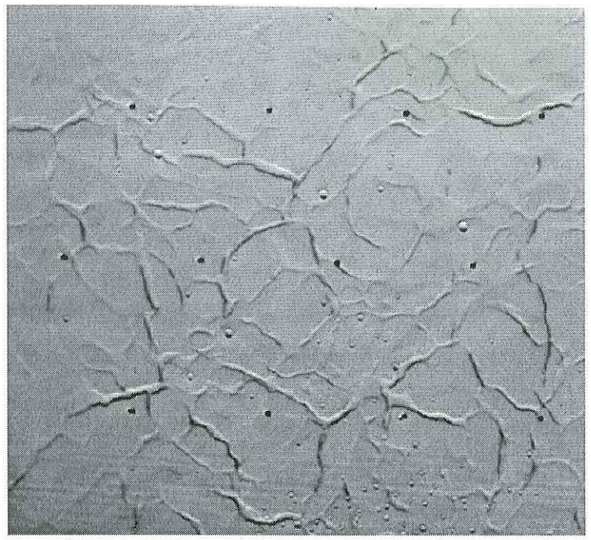


Fig. 1.17: Terrains polygonaux formés par des fentes ouvertes (image Viking 538a07). La largeur de l'image est d'environ 100 km, l'éclairage vient d'en bas. Les fentes ouvertes font environ 1 km de large. Sur Terre, des morphologies similaires ne font que quelques mètres de large.

- Des dépôts remplissant le fond de certaines vallées (*lineated valley fill*) sont caractérisés par des linéations similaires à celles des glaciers sur Terre. Ces deux types de morphologies sont assimilées à des glaciers rocheux;
- Les dépôts concentriques dans les cratères (Fig. 1.18b);
- Enfin de nombreuses régions montrent des reliefs "adoucis" (*terrain softening*). Cet adoucissement correspond à une relaxation visqueuse des bords de cratères (Fig. 1.18b) due à la glace du pergélisol (Jankowski et Squyres, 1992).

Ces morphologies liées à l'écoulement visqueux s'observent uniquement dans un couloir de 35 à 55° de latitude ce qui est tout à fait cohérent avec un processus relié à la glace (Squyres, 1989). En effet, nous savons qu'aux latitudes équatoriales, la glace est absente de la surface et ne pourrait pas initier des phénomènes aussi superficiels. Cependant, à ces latitudes de 35 à 55°, les températures moyennes sont de l'ordre de –60°C, ce qui permet d'expliquer la présence de glace qui n'est sublimée que dans les parties très superficielles du pergélisol. Cette observation n'est pas sans poser problème pour expliquer la dynamique de ces glaciers rocheux. **En effet une déformation visqueuse peut-elle exister à ces températures de –60°C?** L'âge récent, Amazonien, de ces morphologies est un obstacle à leur compréhension en raison du déficit en cratères, mais c'est également une des raisons de leur intérêt.

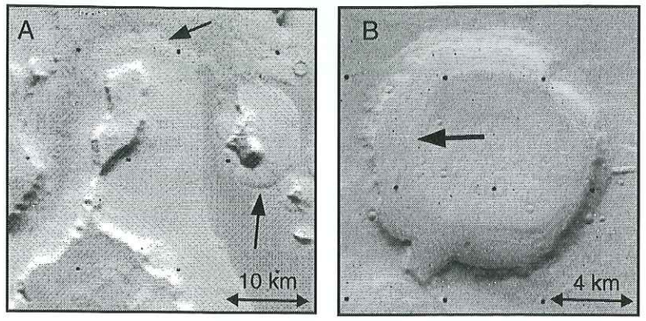


Fig. 1.18: Écoulement de sol gelé aux latitudes de 30 à 55°. (a) Eboulis de type glacier rocheux avec front convexe, indiqué par la flèche (image Viking 675b62). (b) Cratère relaxé en raison du fluage du sous-sol, les bordures sont adoucies. Le matériel s'écoule depuis les bords du cratère vers l'intérieur jusqu'au front indiqué par la flèche formant des remplissages concentriques (image Viking 196s03).

1.3.5 Le débat actuel à propos de l'eau sur Mars

Quantification de l'eau

Les cratères à éjectas fluidisés et la thermodynamique nous indiquent que le toit du pergélisol riche en glace varie avec la latitude de quelques mètres à quelques centaines de mètres de profondeur. La base actuelle du pergélisol peut être évaluée en fonction de plusieurs paramètres:

- flux thermique de 45 à 15 $mW.m^{-2}$;
- point de fusion de la glace de 210 à 273 K selon la teneur en sels;
- conductivité thermique de 1 à 3 $W.K^{-1}.m^{-1}$;
- température moyenne de surface;
- porosité de surface de 20 à 50%.

En tenant compte de ces paramètres, Clifford (1993) obtient des profondeurs variant de 0 à 11 km à l'équateur et 2 à 22 km aux pôles. Toutefois en prenant des valeurs moyennes pour les paramètres, des profondeurs d'environ 3 km à l'équateur et 6 km aux pôles sont des estimations fréquemment utilisées (Carr, 1996). La quantité totale de glace présente dans la porosité représenterait une hauteur d'eau équivalente sur toute la planète de 39 à 1382 m avec une moyenne à quelques centaines de mètres (Clifford, 1993). La porosité du mégarégolite reste un paramètre délicat dans la quantification de l'eau par ce procédé, nous rediscuterons de ce problème dans un chapitre ultérieur. Cet inventaire de quelques centaines de mètres dans le sous-sol est en accord avec les observations morphologiques telles que les outflow channels (Carr, 1996).

D'autres études ont tenté d'établir la quantité d'eau sur Mars à partir d'observations, de données géochimiques et de modèles de dégazages. Les résultats varient de moins d'un mètre à plusieurs km d'hauteur d'eau équivalente:

- Environ 1 m à partir du rapport D/H (Yung *et al.*, 1988);
- Au moins 80 m uniquement dégazé par le volcanisme post-Noachien (Greeley, 1987);
- Au moins 100 mètres d'après le volume d'ejecta fluidisés (Clifford, 1993);
- Environ 400–500 m à partir des rapports $CO_2/H_2O/N_2$ (Carr, 1986);
- Environ 1 km à partir d'un modèle de dégazage (Huguenin et Harris, 1985);

Bien que toutes imprécises, des méthodes indépendantes rendent compte d'un réservoir d'eau important de plusieurs centaines de mètres.

Evolution climatique

L'évolution globale du climat reste mal comprise. Les variations climatiques à court terme (1 Ma) dues aux paramètres astronomiques sont probables, mais le rôle de variations chaotiques sur des périodes plus longues pourraient également être important (Jakosky *et al.*, 1995). Aucunes relations entre les observations morphologiques et ces variations n'ont pu être identifiées hormis éventuellement les dépôts polaires stratifiés (Thomas *et al.*, 1992).

Dans le cas des variations du climat au Noachien, il s'agit surtout d'expliquer les antagonismes entre les observations morphologiques et les modèles d'évolution atmosphérique. En premier lieu les réseaux de vallées et la dégradation des cratères anciens laissent supposer une atmosphère plus dense permettant l'existence d'eau liquide en surface (Postawko et Fanale, 1993). Des modèles d'effet de serre ont montré qu'une atmosphère de CO_2–H_2O d'environ 2 bar et un albedo faible de moins de 0.2 sont nécessaires pour arriver au point de fusion (Pollack *et al.*, 1987). Par la suite, la diminution de la pression atmosphérique peut s'expliquer par les processus d'échappements hydrodynamiques, l'échappement lié aux impacts ou la formation de carbonates (Melosh et Vickery, 1989). L'enrichissement isotopique des rapports D/H ou $^{40}Ar/^{36}Ar$ témoigne probablement d'un échappement atmosphérique (Carr, 1996).

En second lieu, les modèles récents d'évolution atmosphérique prennent en compte un albedo plus élevé et un rayonnement solaire inférieur d'environ 30% au rayonnement actuel conformément aux données astrophysiques. Ces modèles prédisent l'impossibilité de conserver une atmosphère épaisse sur une longue période de temps. La température moyenne serait encore moins élevée qu'aujourd'hui avec environ 200 K (Kasting, 1991). Pour répondre à ces contradictions, il pourrait être nécessaire de réinterpreter les observations dans le sens où les réseaux de vallées ne témoigneraient pas d'un écoulement d'eau sur de longues périodes mais représenteraient des périodes d'activités épisodiques (Baker, 1997). Ainsi les conditions atmosphériques du Noachien sont incertaines: milieu froid et sec ou chaud et humide? Par contre, les conditions climatiques de l'Hesperien et de l'Amazonien semblent

peu différentes des conditions actuelles, froid et sec, bien que des réchauffements épisodiques soient envisageables.

La vie sur Mars?

L'abondance de l'eau, l'existence d'environnements favorables et les récents travaux sur la météorite ALHA84001 sont les éléments qui font de Mars une planète susceptible d'avoir abrité la vie. Bien que la présence de bactéries fossiles dans la météorite martienne ALHA84001 (MacKay *et al.*, 1996) soit une découverte controversée, les conditions du Noachien ont pu favoriser le développement de la vie grâce à un climat plus chaud, la présence d'eau liquide, un flux thermique plus élevé, un important volcanisme et un probable hydrothermalisme (*e.g.* Carr, 1996). Ces hypothèses sont mises en valeur par les récentes découvertes sur Terre de vie bactérienne à des époques très reculées (jusqu'à 3,8 Ga), et dans des conditions extrêmes comme les sources hydrothermales (*e.g.* Farmer *et al.*, 1997) ou les fluides dans les fractures de basaltes en profondeur (Stevens et MacKinley, 1995).

1.4 Bilan et objectifs

1.4.1 En résumé

Ce tour d'horizon de la planète Mars nous a montré qu'elle est un objet intéressant à plusieurs points de vue pour la planétologie comparée. Nous pouvons regrouper les questions actuelles autour de 3 centres d'intérêt principaux:

Les questions reliées à l'évolution interne de la planète La dichotomie est très mal comprise. Son étude nécessiterait des données de gravimétrie qui n'existe que partiellement. Le dôme de Tharsis et les volcans associés sont probablement caractéristiques d'une évolution lente de la dynamique mantellique. Cependant la formation et l'évolution du dôme ne sont pas expliquées par des modèles simples.

Les questions reliées à la géologie de surface Les structures tectoniques, grabens et rides, sont-elles reliées à des contraintes d'origines profonde ou superficielle? Comment expliquer la diversité dans la morphologie des cratères à ejecta lobés? Quelle est l'importance de l'eau, liquide ou gelée, sur les figures morphologiques, volcaniques ou tectoniques?

Les questions reliées à l'évolution du climat

Le climat primitif noachien est une énigme. A-t-il été chaud et humide? Ou froid et sec? N'y a-t-il pas dans les formes morphologiques la solution pour résoudre les problèmes de paléoclimatologie? Au cours de l'évolution postérieure au noachien le climat s'est refroidi, mais aucun mécanisme n'explique clairement comment l'eau est distribuée dans le sol de manière aussi globale que l'atteste les cratères à ejecta lobés. Quelle quantité représente cette eau enfouie? Y a-t-il eu des réchauffements post-Noachien?

1.4.2 Objectifs

Les trois centres d'intérêt détaillées ci-dessus ne doivent pas faire oublier la profonde interconnexion entre les divers problèmes. Les structures tectoniques sont utilisées en tant que témoin de la formation de Tharsis. Les cratères sont utilisés pour rendre compte de la présence d'eau et du climat (dégradation des bords, ejecta fluidisés). Les chenaux d'écoulement de Tharsis pourraient être reliés à des flux géothermiques régionaux. Nous profiterons tout au long de cette étude de cette interconnexion pour mieux appréhender certains phénomènes.

Nos principaux centres d'intérêt se situent au niveau des **structures tectoniques** et de la **rhéologie du mégarégolite**:

— Quel est le ou les mécanismes de formation des structures tectoniques et notamment des rides compressives?

— Ces rides sont-elles reliées à la présence de glace dans le sous-sol?

— Quel est le comportement rhéologique de la glace dans le mégarégolite?

Ces questions en impliquent à leur tour d'autres:

— Quel est l'origine des contraintes créant les structures?

— Comment la glace du sous-sol influent-elles sur la morphologie des terrains.

Pour répondre à ces diverses questions nous allons, en premier lieu, aborder **la rhéologie d'un sol gelé (partie 2)** à travers une étude expérimentale. Les résultats de cette étude insistent notamment sur l'importance des paramètres physiques tels que la pression de confinement et la porosité. Ces résultats conduisent à des **applications géologiques et géomorphologiques (partie 3)** à partir (1) de profils rhéologiques du sous-sol et (2) d'une analyse des morphologies de type glaciers rocheux et de ses implications paléoclimatiques. **L'analyse des structures compressives (partie 4)** établit ensuite les relations entre les rides et un ou plusieurs niveaux de décollement superficiels qui pourraient être causés par des niveaux riches en glace. Nous avons privilégié l'étude des structures compressives plutôt qu'extensives, car elles présentent une diversité plus grande. En particulier, si les grabens sont clairement associés au dôme de Tharsis, ce n'est pas le cas des rides qui existent dans d'autres régions de la planète. La question de **l'origine des structures compressives** est donc débattue **(partie 5)** à l'aide d'observations, datations et modèles thermo-mécaniques. Nous montrons que la compression est probablement une conséquence de la contraction thermique due au refroidissement séculaire de la planète.

2
Rhéologie d'un sol gelé: Etude expérimentale

Les études rhéologiques sur la glace et les mélanges glace-roche sont nombreuses dans les domaines de température et pression des milieux terrestres. Notre objectif consiste à réaliser le même type d'étude pour les conditions physiques du pergélisol de Mars. Cette étude est réalisée à partir d'essais de déformation en fluage sur des échantillons simulant la composition du mégarégolite martien.

2.1 Glace et sol gelés: bibliographie

Avant de rentrer dans l'étude expérimentale proprement dite, nous exposons succintement les connaissances actuelles sur la déformation de la glace et des sols gelés.

2.1.1 Rhéologie de la glace

Comportement général

La glace présente un comportement élasto-visco-plastique analogue au comportement des matériaux de la croûte terrestre à hautes températures. Le comportement mécanique s'obtient principalement à partir de deux types d'essais triaxiaux, c'est à dire avec une contrainte axiale σ_1 et une contrainte de confinement σ_3:

- **Les essais de fluage à contrainte constante (Fig. 2.1a).**
  Sous contraintes et température constantes, la courbe de déformation indique un comportement composé de trois parties. Le fluage I, jusqu'à 1 ou 2% de déformation, correspond au fluage transitoire qui traduit en général le passage d'un régime élastique à un régime visco-plastique. La partie élastique (instantanée) est souvent trop courte pour être visible sur les courbes de déformation. Le fluage II correspond à un état stationnaire où la déformation augmente à vitesse constante. Elle caractérise la déformation visqueuse du milieu. Le troisième stade, ou fluage tertiaire, correspond à l'endommagement de l'échantillon conduisant à la fracturation lorsque la contrainte est suffisamment élevée ou à un adoucissement par recristallisation lorsque la contrainte est faible.
- **Les essais à vitesse de déformation constante (Fig. 2.1b).**
  Dans ce type d'essai, la déformation augmente rapidement jusqu'à un seuil de résistance. Ce seuil se situe à environ 1% de déformation pour la glace polycristalline. Il est plus ou moins important selon les matériaux. Ensuite la courbe se place en régime stationnaire, analogue au fluage II des essais à contrainte constante. L'endommagement de l'échantillon peut également conduire à la rupture.

Sous les conditions physiques expérimentales usuelles, l'état stationnaire de la déformation visco-plastique observé pour les deux types d'essais correspond à une rhéologie en loi de puissance ou loi de Glen (1955). Cette loi signifie que la vitesse de déformation $d\epsilon/dt$ est reliée à la contrainte différentielle σ_1–σ_3 et la température T par la **loi de puissance** suivante:

$$d\epsilon/dt = A \times (\sigma_1 - \sigma_3)^n \times \exp\left(\frac{-E}{RT}\right) \qquad (1)$$

où R est la constante de Rydberg (R=8.13 $J.K^{-1}.mol^{-1}$), et les paramètres de fluage sont l'exposant n, l'énergie d'activation E, et la constante pré-exponentielle A. Ces paramètres varient selon la

température et les contraintes appliquées. Lorsque n est différent de 1, le comportement est dit non-newtonien.

En réalité, cette loi est un cas particulier de la loi générale qui relie contrainte et déformation pour un milieu visqueux à l'état stationnaire, quelque soit la forme du tenseur des contraintes. Cette relation s'écrit en notation tensorielle (Shames et Cozzarelli, 1992):

$$\frac{d\epsilon_{ij}}{dt} = C(J_2)^m \sigma_{ij} \tag{2}$$

avec i,j=3, C la constante qui décrit le matériau à l'état stationnaire, m l'exposant en loi de puissance et J_2 l'opposé du deuxième invariant ($J_2 = \frac{1}{2}(\sigma_{ij}\sigma_{ij})$). Cette loi générale est valable pour un milieu incompressible, ce qui permet d'identifier le tenseur de déformation à son tenseur déviatorique. Pour les tests de déformation et les applications au pergélisol de Mars, nous utiliserons uniquement la loi simplifiée (1), valable sous des conditions de contraintes simples.

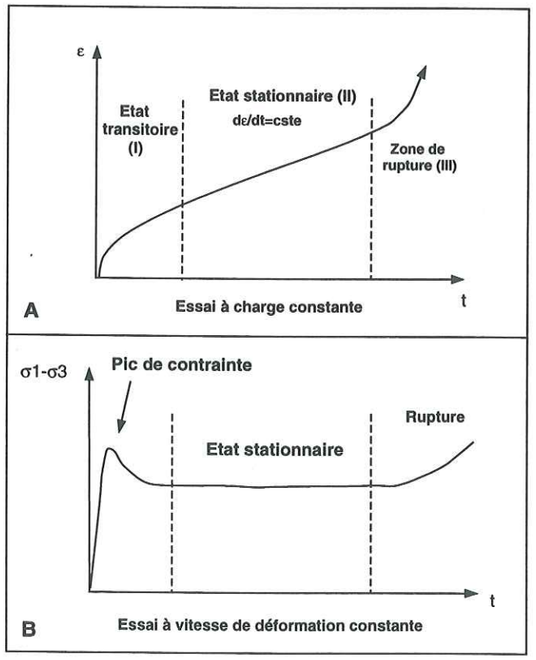


Fig. 2.1: Comportement typique d'un matériau visco-plastique avec contraintes triaxiales (σ_1 contrainte axiale et σ_3 contrainte de confinement). En (a), essai de fluage avec la contrainte différentielle $\sigma_1 - \sigma_3$ constante. Le régime stationnaire avec une vitesse de déformation constante est caractéristique de la déformation visco-plastique. En (b), essai de déformation à vitesse de déformation constante. Le régime stationnaire s'établit lorsque la contrainte devient constante.

Déformation plastique d'un monocristal de glace

La glace posséde dans les conditions physiques usuelles, basses pressions (P<200MPa) et hautes températures (T>-100°C), une structure cristallographique hexagonale. L'axe c est l'axe perpendiculaire au réseau hexagonal. Pour un monocristal de glace, le comportement rhéologique dépend de l'orientation du cristal. Lorsque l'axe c perpendiculaire au plan sur lequel la cission est maximale, la déformation est rapide car elle a lieu par glissement basal des dislocations (Duval *et al.*, 1983). Dans ce cas, il résulte que les paramètres de fluage sont n=2 et E=63 kJ.mol^{-1} à –10°C. Un monocristal mal orienté pour le glissement basal nécessiterait des contraintes environ 60 fois supérieures.

Déformation plastique de la glace polycristalline

Les études sur le comportement mécanique de la glace ont surtout portées sur la glace isotrope polycristalline. Ce type de glace est obtenue lors de la compaction de neige, comme c'est le cas dans les glaciers. La glace est également polycristalline lorque l'on gèle un milieu hétérogène, comme un sol gelé saturé d'eau. C'est donc sous cette forme que la glace se trouverait dans le pergélisol.

Les résultats d'essais de déformation sont classiquement représentés dans un graphe contrainte/vitesse de déformation à des températures fixées (Fig. 2.2). Les courbes sont des droites parallèles lorsque les contraintes sont inférieures à 4 MPa en figure 2.2. L'exposant n de la loi de puissance correspond à la pente des courbes à températures fixées. Comme elles sont parallèles, elles correspondent à une valeur unique de n et donc à un mécanisme de déformation similaire. A contraintes élevées, supérieures à 4 MPa, la pente augmente et traduit une modification du comportement. Cette modification est due à l'apparition de microfractures ou *cracks* (Hobbs, 1974). En effet, la transition fragile-ductile ne se fait pas de manière brusque, mais progressive, par une augmentation de la microfracturation. La zone de transition fragile-ductile pour la glace se situe classiquement à des vitesses de 5 10^{-5} à 10^{-2} s^{-1} (Kalifa *et al.*, 1992).

La figure 2.3 représente les différents mécanismes de déformation de la glace polycristalline (Duval *et al.*, 1983). Selon les conditions physiques, on peut obtenir un comportement newtonien diffusionnel, un comportement en loi de puissance et de la recristallisation dynamique. Le mécanisme de **fluage par diffusion le long de joints de grains** est possible à de faibles températures et vitesses de déformation (<10^{-12} s^{-1}), mais son observation est difficile en laboratoire. La loi de déformation est newtonienne, c'est à dire n=1. La rhéologie en loi de puissance correspond aux conditions les plus fréquentes dans la nature. Dans ce cas, le mécanisme de déformation est le **fluage par glissement de dislocations**. Le pic de résistance lors d'essais à vitesse de déformation constante (Fig. 1b) correspond à un état dont la densité de dislocations mobiles est constant. La vitesse de déformation est alors controlée par des mécanismes d'accomodation du glissement basal, à savoir la montée des dislocations ou la migration des joints de grains.

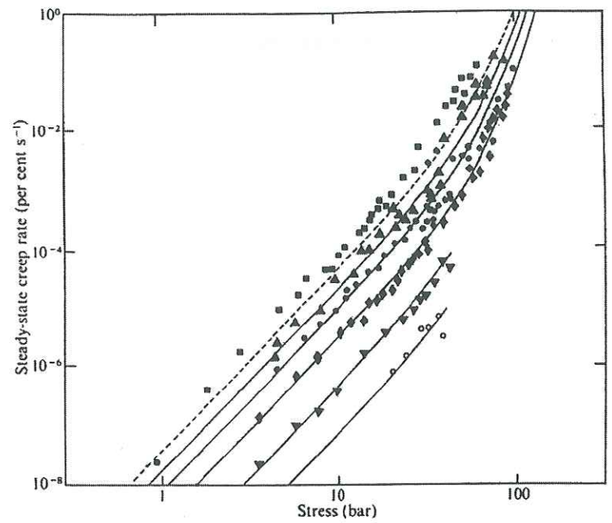


Fig. 2.2: Courbe de déformation à l'état stationnaire (fluage II). Les trajets vitesse-contrainte correspondent à des températures fixées de –2°C pour les ■, à –45°C pour les ○, d'après Hobbs (1974). La pente des courbes isothermes correspond à l'exposant n. Le comportement indique un n constant aux faibles contraintes (pente constante), n augmente aux fortes contraintes (la pente augmente).

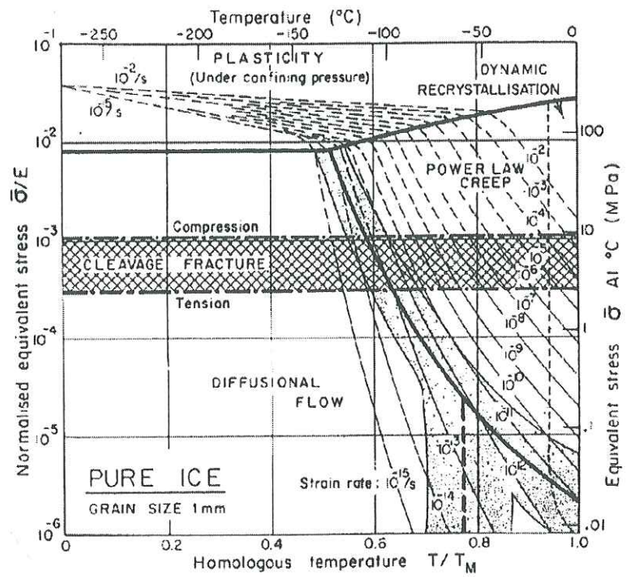


Fig. 2.3: Carte des mécanismes de déformation de la glace polycristalline d'après Duval (1983).

Le fluage par dislocation induit une loi de comportement non-newtonienne. Il existe des différences entre les résultats, mais les valeurs généralement acceptées des paramètres sont de **n=3–3.2, E=70–80 kJ.mol^{-1} et $\log_{10}$ A~10 MPa^{-n}.s^{-1}** pour des températures de –10 à –30°C (Duval *et al.*, 1983; Weertman, 1983). Ces valeurs sont généralement vraies pour des contraintes faibles (< 4MPa). Pour des valeurs de vitesses de déformation élevées (>10^{-6} s^{-1}), à des contraintes élevées > 4MPa, les valeurs peuvent sensiblement changer: n=4.2, E=69 kJ.mol^{-1} et $\log_{10}$A=14±3 MPa^{-n}.s^{-1} (Rist et Murrel, 1994), ou n=4.0, E=91 kJ.mol^{-1} et $\log_{10}$A=11.8 MPa^{-n}.s^{-1} (Durham *et al.*, 1983). L'augmentation de l'exposant n pourrait être due à l'apparition de microfracturation lorsque l'on se rapproche de la transition fragile-ductile. Pour les températures plus basses, on retrouverait une valeur identique de n mais des valeurs plus faibles de E et logA: entre –25°C et –80°C, E=61 kJ.mol^{-1} et $\log_{10}$A=5.1 MPa^{-n}.s^{-1} ; entre –80°C et –120°C, E=31 kJ.mol^{-1} et $\log_{10}$A=-3.1 MPa^{-n}.s^{-1} (Durham *et al.*, 1983). Aux hautes températures (T>-10°C), la montée des dislocations est complétée par les mécanismes de **fusion aux joints de grains et de recristallisation dynamique**. Ces deux mécanismes sont d'autant plus efficaces que l'on se rapproche du point de fusion, puisque les valeurs de H augmentent jusqu'à plus de 150 kJ.mol^{-1} à –3°C.

L'énergie d'activation E est en réalité modulée par la **pression de confinement**: H=E+PV, où H est l'enthalpie d'activation, P la pression de confinement et V le volume d'activation. Les études sous pression de confinement sont peu nombreuses, elles aboutissent à des valeurs de volume d'activation de:

V=+20 10^{-6} m^3.mol^{-1} entre 0 et 50 MPa et V=-10 10^{-6} m^3.mol^{-1} entre 50 et 200 MPa (Durham *et al.*, 1983);

V=+32 10^{-6} m^3.mol^{-1} entre 0 et 15 MPa et V=–55 10^{-6} m^3.mol^{-1} entre 30 et 60 MPa (Jones et Chew, 1983b).

Dans les deux cas les mécanismes ne sont pas clairs. La microfracturation pourrait expliquer les volumes d'activation positifs et dans ce cas ils ne seraient pas reliés à des phénomènes atomiques. Le rapprochement du point de fusion pourrait expliquer les volumes d'activation négatifs. Toutefois, l'importance du terme PV, de l'ordre de quelques kJ pour les valeurs précitées, permet de négliger ce terme dans l'énergie d'activation totale (Durham *et al.*, 1983). Il ressort surtout de ces études que la pression de confinement inhibe la microfracturation. En effet, la transition fragile-ductile est déplacée vers des vitesses de déformation plus élevées (Kalifa *et al.*, 1992; Rist et Murrel, 1994).

2.1.2 Rhéologie des sols gelés

Les études sur le comportement mécanique des sols gelés se sont développées au cours des années 60–70 en Amérique du Nord et en Union Soviétique pour des objectifs de génie civil. Les études ont généralement pour but d'établir des lois empiriques, les unités sont rarement des unités internationales et les approches comparatives avec la glace pure sont rares. Les données exploitables correspondent

le plus souvent à des essais à vitesses de déformation constante. Les vitesses de déformation sont élevées afin d'aboutir aux lois de friction du matériel. Les essais de fluages sont nombreux, mais ils ne replacent en général pas les lois de déformation du sol gelé en fonction des lois rhéologiques habituelles appliquées pour la glace.

Loi de friction et paramètres élastiques

Paramètres élastiques:

Les essais de déformation indiquent une réponse instantanée témoin d'une **phase élastique**. Cette phase est toutefois courte et difficile à isoler du début de la déformation visqueuse. Les résultats montrent des différences notables entre un sable gelé, très élastique, et un argile gelé, très peu élastique (Tsytovich, 1975). Le module de Young du sable gelé dépend de la température selon une loi empirique (Tsytovich, 1973):

$$E = 500(1 - 4.2T) \tag{3}$$

avec T la température en degrés Celsius. La relation donne une valeur de 10 GPa pour une température de –5°C. Au sein d'essais à vitesse de déformation constante, les constantes élastiques obtenues sont de l'ordre de 1 à 4 GPa pour des vitesses de déformations respectives de 10^{-6} et 10^{-3} s^{-1} et des températures de –3 à –15°C (Parameswaran, 1980). Ce paramètre étant difficile à établir, les valeurs précédentes correspondent en réalité à des "pseudo-élasticités" calculées à partir de la tangente à la courbe au début de l'initiation de la déformation. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que la glace pure dont le module de Young se situe entre 0.3 et 11 GPa (Hobbs, 1974). Le coefficient de Poisson est également délicat a mesuré. Il serait de l'ordre de 0.4 à hautes températures en raison de la présence d'eau et diminuerait à environ 0.13 à des températures où l'eau intersticielle est absente (Tsytovich, 1973). Par comparaison, le coefficient de Poisson pour la glace pure est de 0.5 à –6°C et diminue jusqu'à 0.38 à –40°C (Hobbs, 1974). Ces valeurs sont plus élevées que pour les sols gelés.

Comportement en rupture:

Les essais triaxiaux à vitesses de déformation constantes rapides indiquent **la résistance à la fracture**. En figure 2.4, on observe divers essais de déformation à la vitesse constante de 7.7 10^{-5} s^{-1}, avec des pressions de confinement de 20 à 70 MPa et une proportion de sable de 60% (Parameswaran et Jones, 1981). Le pic à 7% de déformation sur la courbe contrainte-déformation caractérise la rupture de l'échantillon (Fig. 2.4). Les données sont analysées dans des diagrammes reliant la contrainte normale $(\sigma_1+\sigma_3)/2$ à la contrainte cisaillante $(\sigma_1-\sigma_3)/2$. Chaque résistance à la fracture correspond à un cercle de Mohr (Fig. 2.4) ce qui permet d'obtenir les propriétés du matériel suivant la loi de Coulomb-Mohr:

$$\tau = C + \sigma_n \tan \alpha \tag{4}$$

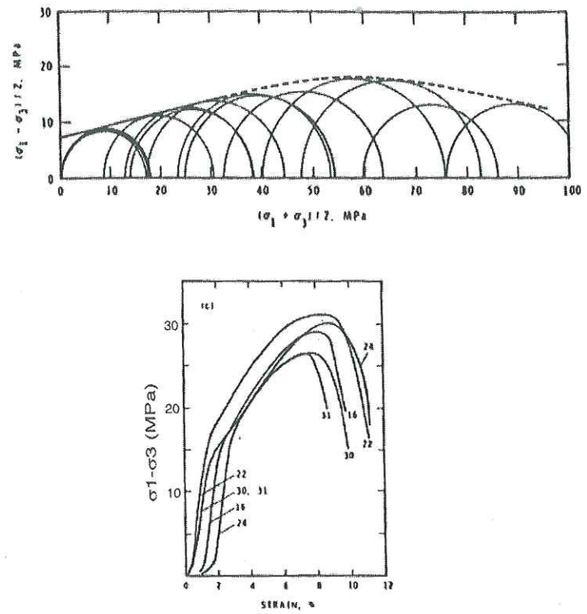


Fig. 2.4: En bas: Représentation déformation/contrainte pour des essais à vitesse de déformation constante de 7.7 10^{-5} s^{-1} (Parameswaran, 1981). Les maxima représentent la rupture de l'échantillon sous diverses contraintes de confinement. En haut: représentation des cercles de Mohr sur un diagramme contrainte cisaillante/contrainte normale (Parameswaran, 1981). Les cercles sont obtenus grâce aux résultats des essais à vitesse de déformation contante et contraintes de confinement diverses. La pente de la courbe correspond à l'angle de friction interne et l'ordonnée à l'origine à la cohésion du sol gelé.

Références	Cohesion	Angle de friction	Température
Chamberlain *et al.* (1972)	6.9 MPa	19.3°	-10°C
Alkire et Andersland (1973)	2.5 MPa	31.4°	-12°C
Sayles (1974)	2.0 MPa	30°	-3.8°C
Parameswaran (1981)	7.0 MPa	12.4°	-10°C

Tab. 2.1: Valeurs de cohésion et friction interne de sols gelés d'après différents auteurs.

La ligne droite tangente aux cercles donne l'angle de friction interne α et la cohésion C du matériau.

Les valeurs de ces paramètres ne sont pas en accord entre les différents auteurs (Tab. 2.1), sans que ceux-ci n'apportent de réponses à ces désaccord. Le comportement traduirait le jeu combiné de (Chamberlain *et al.*, 1972; Parameswaran et Jones, 1981):

- La friction et l'emboîtement des particules;

- La proportion d'eau liquide (importante près du point de fusion);
- La proximité du point de fusion.

Il est donc probable que les faibles angles de friction correspondent à des essais obtenus à forte pression de confinement (>20 MPa), et les valeurs plus classiques de 30° à des pressions de confinement plus modestes (<5 MPa) où la température de fusion n'intervient pas encore. Selon Alkire et Andersland (1973), la fracturation du sol gelé est dépendante à faible pression de confinement de la cohésion de la glace et de la friction des particules (Fig. 2.5). Ceci signifie que la valeur de la cohésion du sol gelé est semblable à la cohésion de la glace, mais elle est plus élevée que celle d'un sable. Par contre, l'angle de friction interne serait surtout controlé par la friction entre les grains de sable. Lorsque l'on augmente la pression de confinement, on augmente l'importance relative de la friction (Alkire et Andersland, 1973).

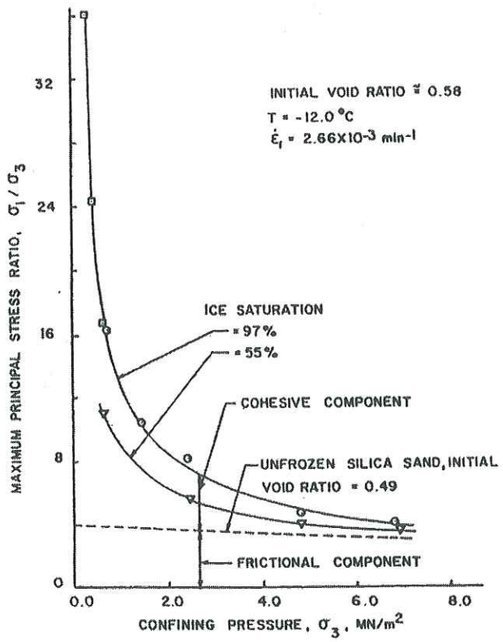


Fig. 2.5: Essais à vitesses de déformation constante et pression de confinement variable (Alkire et Andersland, 1973). L'importance relative de la cohésion de la glace diminue avec l'augmentation de la pression de confinement. Les essais à 55% de saturation indiquent une résistance inférieure aux essais saturés à 97%. Le rôle de la saturation diminue avec l'augmentation de la pression de confinement, les courbes à 55% et 97% se rapprochent lorsque P>5 MPa.

Lois de déformation en fluage

Comportement général:

Les essais de fluage de sols gelés indiquent un comportement similaire à la glace, c'est à dire un fluage transitoire suivi d'un fluage stationnaire (cf Fig. 2.1). Les premières lois générales pour le comportement des sols gelés établissent des relations entre contraintes et vitesses de déformation selon la loi suivante (Vyalov, 1962; Ladanyi, 1972):

$$d\epsilon/dt = d\epsilon_c/dt(\sigma/\sigma_c)^n \qquad (5)$$

La vitesse $d\epsilon_c/dt$ est une valeur petite arbitraire pour les besoins du calcul. La contrainte σ_c et n sont obtenus géometriquement. Il s'agit d'une ébauche simplifiée de la loi de puissance. Ces comportements peuvent s'exprimer en tenant compte des variations en température sous la forme de loi de puissance similaire à la glace (Ladanyi, 1972; Durham, 1992). La loi de puissance est cependant peu utilisée dans la formalisation du comportement des sols gelés.

Rôle de la pression de confinement:

Quelques essais triaxiaux ont été effectués pour évaluer l'importance de la pression de confinement. Sayles (1974) montre une diminution importante de la vitesse de déformation à des contraintes de confinement de 0 à 5 MPa et une contrainte différentielle de 4.1 MPa. Les mêmes conclusions ressortent de l'étude d'Alkire et Andersland (1973). On note toutefois que les résultats de cette étude sont incomplets: (1) les vitesses de déformation stationnaires sont prises à des quantités de déformation faibles de 1 à 2% (Fig. 2.6); (2) la courbe, à la contrainte différentielle de 2.8 MPa, indique une réaccélération (de 7.8 10^{-6} à 1 10^{-5} s^{-1}) que ne commentent pas les auteurs et (3) ces résultats sont obtenus à des vitesses de déformation élevées où la présence de microfracturation n'est pas exclue. En effet, les essais pourraient se situer dans la transition fragile-ductile et la microfracturation n'a pas pu être signalée car aucune analyse microstructurale n'accompagne ces essais de déformation. Le rôle de la pression de confinement à de faibles vitesses de déformation n'est donc pas clairement établi.

Rôle de la température:

La diminution de la vitesse de fluage stationnaire avec la température est un résultat classique, analogue au comportement de la glace (*e.g.* Ladanyi, 1972). Toutefois les gammes d'énergie d'activation sont relativement variables, en particulier en raison des variations de granulométrie. En effet, un argile gelé a des énergies d'activation très élevées (400 kJ.mol^{-1}) par rapport à certains sables gelés (50 kJ.mol^{-1}) (Ladanyi, 1972). Ces valeurs ne correspondent probablement pas à la définition physique de l'énergie d'activation dans la mesure où les variations en température sont liées à la présence d'eau liquide aux températures élevées (-2/-10°C) auxquelles ces essais ont été réalisés. D'autres études montrent que l'énergie d'activation pourrait être similaire à celle de la glace pour des sols gelés dépourvus d'eau intersticielle à basses temperatures (Durham *et al.*, 1992).

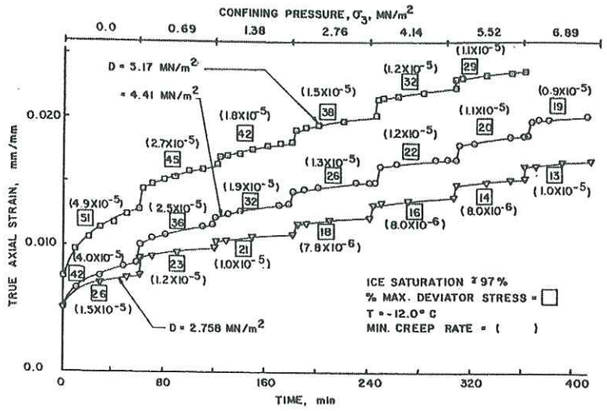


Fig. 2.6: Essais de fluage par palier (Alkire et Andersland, 1973). La contrainte différentielle est constante mais la contrainte de confinement varie à chaque palier.

Approche en terme de mélange glace-roche

Analogie avec les suspensions:

Un sol gelé correspond à un ensemble de corps solides plongés dans un milieu visqueux. Il est donc analogue à une suspension de sphères indéformables dans un liquide (Friedson et Stevenson, 1983). La viscosité relative des suspensions a été étudiée de manière théorique et expérimentale pour les milieux dilués et colloïdaux. Soit f la fraction de solide, η_s, la viscosité du mélange et η_o la viscosité du liquide, la viscosité relative suit une loi théorique (Einstein, 1906):

$$\eta_r = \frac{\eta_s}{\eta_o} = 1 + 2.5f \tag{6}$$

avec f<0.2. Pour établir cette relation, on suppose que les particules solides sont des sphères indéformables et de tailles uniformes plongées dans un liquide newtonien. La relation signifie qu'il y a une augmentation de la viscosité relative en fonction de la quantité de solide en raison des perturbations hydrodynamiques qu'entraîne les sphères solides. Pour des proportions de solides supérieures, 0.2<f<0.6, Roscoe (1952) donne une limite inférieure théorique à la viscosité relative (Fig. 2.7a, courbe T):

$$\eta_r = (1 - f)^{-2.5} \tag{7}$$

Cette limite inférieure prend pour hypothèse que les sphères solides sont de tailles très variables et peuvent s'empiler à l'infini jusqu'à remplir la totalité du volume. La viscosité tend alors vers l'infini

à f=1. La synthèse de travaux expérimentaux (Thomas, 1965) établit une loi empirique pour le cas de suspensions unimodales, c'est à dire contenant des sphères de tailles uniformes (Fig. 2.7a, courbe E):

$$\eta_r = 1 + 2.5f + 10.05f^2 + 0.00273exp(16.6)f \tag{8}$$

Cette loi empirique présente des viscosités relatives plus élevées que la loi théorique de Roscoe, comme attendue. Pour des sphères de tailles uniformes, la viscosité tendrait en théorie vers l'infini lorsque f>0.74 car l'empilement est moins compact. Ces comportements ne sont toutefois pas clairement définis pour des proportions de solides supérieures à 0.6 (Friedson et Stevenson, 1983). Les rapports de viscosités dépendent également de la taille des particules solides (Farris, 1968). Tous ces travaux utilisent en pratique ou supposent en théorie des liquides newtoniens de faibles viscosités, mais il n'est pas certain qu'un milieu visqueux non-newtonien comme la glace suive les mêmes relations. La viscosité relative pourrait être inférieure dans le cas d'un milieu non-newtonien (Friedson et Stevenson, 1983). Cette approche n'est donc peut-être pas exactement représentative du mileu glace-roche qui nous intéresse.

Etudes à proportions de solide variables:

Les travaux analogues aux suspensions pour les sols gelés sont peu fréquents. Les essais à des proportions de solide f différentes ont généralement été réalisés à vitesse de déformation constante. Ces études établissent donc des résistances maximales à vitesses de déformation données. Des faibles proportions solides (f<0.1) peuvent sensiblement favoriser la déformation, c'est à dire avoir une viscosité relative par rapport à la glace inférieure à 1. Cet effet est dû aux réseaux de dislocations autour des hétérogénéités que constituent les grains de sable (Hooke *et al.*, 1972; Baker et Kochel, 1979). On peut obtenir la viscosité relative pour des essais à vitesse de déformation constante en considérant le rapport des contraintes stationnaires et l'exposant n:

$$\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_o}\right)^n = \frac{\eta_s}{\eta_o} = \eta_r \tag{9}$$

avec σ_s et σ_o, η_s et η_o, respectivement les contraintes stationnaires et viscosités du mélange et de la glace. Pour des proportions de solides importantes, jusqu'à f=0.6, la viscosité relative augmente:

- Elle pourrait augmenter légèrement jusqu'à un seuil à f~0.42 (Goughnour et Andersland, 1968), qui marquerait le passage à des variations de viscosités relatives plus importantes (Fig. 2.7b). Le seuil correspondrait au début du rôle de la friction entre les grains de sable (Goughnour et Andersland, 1968). Pour une valeur de f de 0.6, le rapport des résistances est d'environ 3 soit une viscosité relative d'environ 30 en supposant n=3. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la courbe empirique E (Fig. 2.7a).
- Dans les essais de déformation en cisaillement, Nickling (1984) n'observe pas de seuil, mais des rapports de résistance nettement inférieurs de l'ordre de 1.5 à f=0.6.

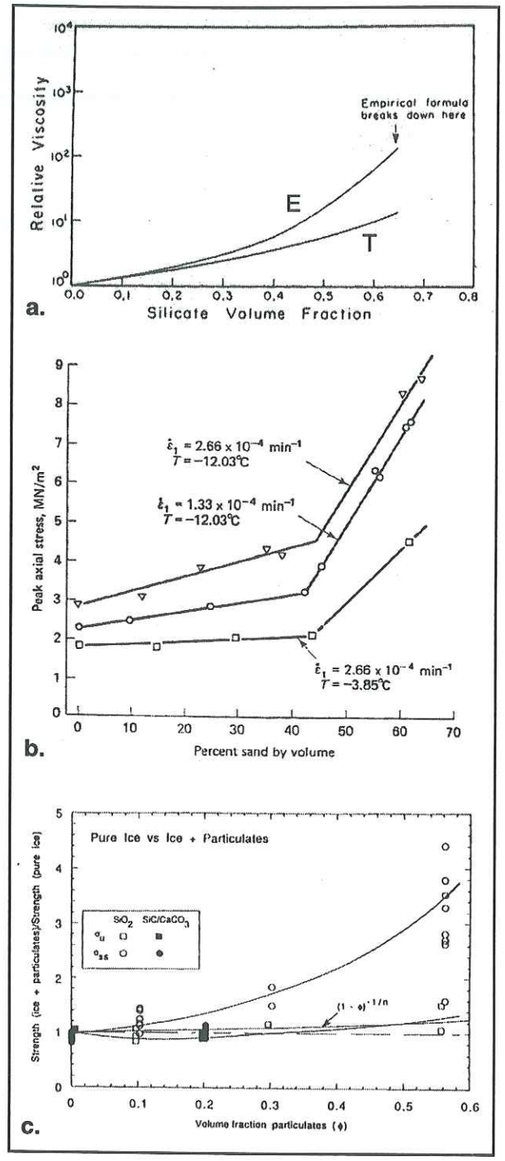


Fig. 2.7: Données d'essais à proportion solide variable. (a) Courbes de viscosité relative minimale théorique d'une suspension multimodale (à grains de tailles variées) en *T* (d'après Roscoe, 1952). Courbe empirique d'une suspension unimodale en *E* (d'après Thomas, 1965). (b) Essais à vitesse de déformation constante. La résistance indique un seuil à environ f=0.42 (d'après Goughnour et Andersland, 1968). (c) Même type d'essais avec f=0.56 au maximum. La résistance est environ 3.5 fois plus importante que celle de la glace pure sous les mêmes conditions physiques. On remarque une grande variabilité des résultats à f=0.56 (d'après Durham *et al.*, 1993)

- Les travaux récents établissent à des températures faibles (~200 K) et des pressions élevées (~50 MPa) un rapport de résistance moyen de 3.5 pour f=0.56 (Durham *et al.*, 1992). Le rapport des viscosités serait par conséquent d'environ 150, avec n~4, dans ces conditions de pressions et températures (Fig. 2.7c).

Ces diverses études attestent donc d'une forte augmentation de la viscosité relative avec la proportion de solide, mais elles présentent un certain nombre de désaccord entre elles: présence d'un seuil à f=0.42, valeur de la viscosité relative très variable et enfin les études à f>0.6 sont quasiment inexistantes.

2.1.3 En résumé

Au vue des connaissances sur la glace et les sols gelés, nous savons que ces derniers ont un comportement proche de la glace, mais les lois exactes ne sont pas bien connues. Les principaux objectifs de l'étude expérimentale des sols gelés seront par conséquent d'établir:

- La loi de comportement d'un sol gelé sous des contraintes différentielles de l'ordre de 1 à 10 MPa, des pressions de confinement de l'ordre de 5 à 20 MPa, avec des paramètres de fluage, n, H, A.
- L'importance de la pression de confinement sur le comportement ductile.
- Le comportement à des proportions de glace inférieures à 40% en volume. En particulier, peut-on utiliser les lois établies pour les suspensions?

2.2 Dispositif expérimental

2.2.1 Fabrication des échantillons

Taille et composition

Les échantillons sont de forme cylindrique: 8 cm de hauteur/4 cm de diamètre. Le rapport 1/2 entre hauteur et diamètre est largement utilisé pour des essais de déformation (Jaeger et Cook, 1979). La partie visqueuse de l'échantillon se compose de glace obtenue à partir d'eau distillée et dégazée. La partie solide de l'échantillon se compose en général de sable siliceux (sable de Fontainebleau), mais des essais ont également été réalisés avec des sables dolomitique ou volcanique. Les tailles de grains varient de 0.01 à 2 mm, soit des granulométries très variables. La glace remplit la porosité du sable, ce qui implique que la taille des cristaux de glace est en moyenne légèrement inférieure à celle des grains de sable. Le rapport entre la taille maximale des grains (2 mm) et la taille de l'échantillon (8 cm) est largement supérieure à 12, valeur à partir de laquelle on peut considérer que la déformation est indépendante de la taille de l'échantillon (Duval et LeGac, 1980; Jones et Chew, 1983a). L'échantillon aura donc un comportement représentatif du matériau.

Fabrication

L'échantillon est fabriqué dans un moule en aluminium (Fig. 2.8). Le moule est rempli par du sable et refermé sur chaque face par une plaquette munie d'un orifice. Le premier orifice permet de retirer l'air présent dans la porosité, après quoi l'autre orifice permet de remplir l'échantillon avec l'eau distillée à 0°C. Du papier filtre est disposé entre les plaquettes et le sable afin d'homogénéiser l'arrivée d'eau. Le moule est ensuite mis dans un congélateur à –20°C et isolé du froid par de la laine de verre à l'exception de la face inférieure. Ce dispositif permet de congeler l'échantillon par en-dessous et d'éviter des surpressions en raison de l'augmentation de volume lors du gel. L'augmentation de volume est compensée par l'orifice de la plaquette supérieure qui joue le rôle de bord libre. La vitesse de refroidissement est suffisamment rapide pour éviter toute ségrégation de glace. Le démoulage s'effectue 8 à 12 heures après la préparation. L'échantillon est ensuite conservé au plus quelques jours avant utilisation, pour éviter des problèmes de sublimation.

Les essais nécessitent une géométrie stricte, faces planes et parallèles. Les échantillons dont les faces étaient irrégulières ont été éliminés. De plus, une précharge est toujours effectuée préalablement à l'essai lui-même. Cette précharge permet d'aplanir les faces de l'échantillon et d'amoindrir la rugosité créée par les grains de sable. La précharge s'effectue sous des pressions faibles de quelques dixièmes de MPa, pour éviter des microfracturations, et sous une déformation totale inférieure à 1 mm.

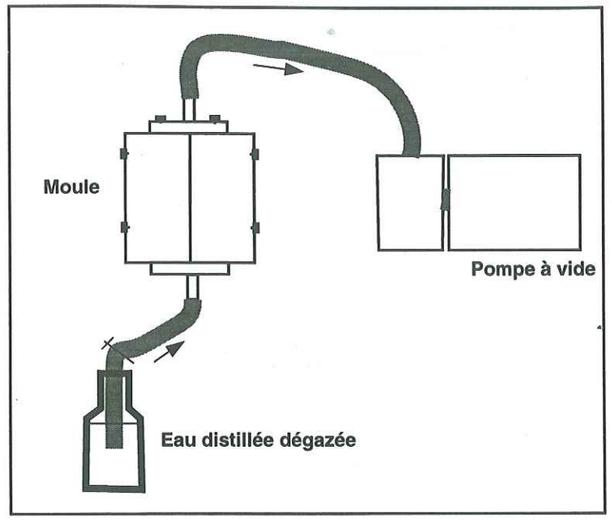


Fig. 2.8: Représentation schématique de la fabrication des échantillons. Le moule est rempli de sable, mis sous vide, puis saturé d'eau.

Mesure de porosité

L'échantillon se compose de grains de sable dont la granulométrie est controlée. Elle est de 0.01 à 2 mm pour le sable de quartz. Des sables de dolomie, cendres volcaniques et tephra sont également testés. Pour établir la porosité ϕ, la proportion de glace ϕ_g, la proportion de sable ϕ_s et la saturation du milieu poreux S on mesure:

- La masse de sable m_s dans le moule;
- La masse finale m_t de l'échantillon gelé.

On connait également:

- Le volume de l'échantillon V=100.5 cm^3;
- La masse volumique de la glace ρ_g=910 $kg.m^{-3}$;
- La masse volumique spécifique du quartz ρ_s=2640 $kg.m^{-3}$, de la dolomie ρ_s=2710 $kg.m^{-3}$.

Le volume occupé par le sable est de $V_s=m_s/\rho_s$; on en déduit la proportion de sable $\phi_s=V_s/V$ et la porosité $\phi=1-\phi_s$. Le volume occupé par la glace est $V_g=m_g/\rho_g$; on en déduit la proportion de glace $\phi_g=V_g/V$ et la saturation $S=\phi_g/\phi$. Quand le milieu poreux est entièrement saturé, S=1.

2.2.2 Appareillage

Presse hydraulique

La presse a été conçue et réalisée sur place. Elle est équipée d'un vérin hydraulique d'une capacité de 20 kN. La grande majorité des essais ont été effectués à charge constante. Le vérin est mis sous pression par l'intermédiaire d'un multiplicateur air-huile (Fig. 2.9 et 2.10). Le multiplicateur permet de diriger la pression d'huile à partir d'air comprimé fourni par un compresseur. L'air comprimé est régulé par un Filtre-Régulateur-Lubrificateur (FRL) afin de garder la charge constante. La presse n'est pas asservie par un dispositif électronique, elle ne permet donc pas de faire des essais à vitesses de déformation constantes. Toutefois une vanne micrométrique permet de réguler le débit hydraulique et de réaliser avec un contrôle manuel des essais à vitesse de déformation quasi-constante.

Cellule de confinement

L'échantillon est fixé dans une cellule de confinement en acier traité remplie d'huile ENERPAC dont la viscosité est faible et la température de condensation est de –50°C. L'échantillon n'est donc pas visible pendant le déroulement de l'essai. La pression axiale est transmise à travers le couvercle de la cellule. Des joints empêchent la fuite de l'huile par cette ouverture (Fig. 2.10). La force de frottement créée par le coulissement du piston est négligeable par rapport aux forces appliquées dans la mesure où elle est inférieure à 0.1 MPa. La pression hydrostatique est transmise par l'intermédiaire d'une pompe manuelle. Une valve de régulation permet de garder une pression constante. Cette valve compense l'augmentation de pression en raison de la diminution de volume due à l'avancement du piston dans la cellule.

Chambre froide

La chambre froide est adaptée aux dimensions de la presse (environ 0.6 m×1.2 m×1.2 m). Elle est refroidie par un congélateur à air pulsé à des températures de –5 à –25°C. La température de l'air varie de ± 2 degrés avec un cycle court de environ 2 minutes. L'inertie du système cellule de confinement-piston garantit une température constante, avec des variations plus faibles, nettement inférieures au degré, tout au long de l'essai.

Mesures

La force axiale totale F (Fig. 2.11) est mesurée par une cellule de force située entre le vérin et le piston. Son étendue de mesure (E.M.) est de 250 kN avec une précision de ±0.2% d'E.M. La pression de confinement est mesurée par un capteur de force à la sortie de la pompe manuelle. Son étendue de mesure est de 50 MPa avec une précision de ±0.3% d'E.M. Les contraintes principales sont déduites de ces deux mesures connaissant la section de l'échantillon. Les gammes de contraintes appliquées sont de 0 à 20 MPa pour σ_3, de 2 à 30 MPa pour σ_1.

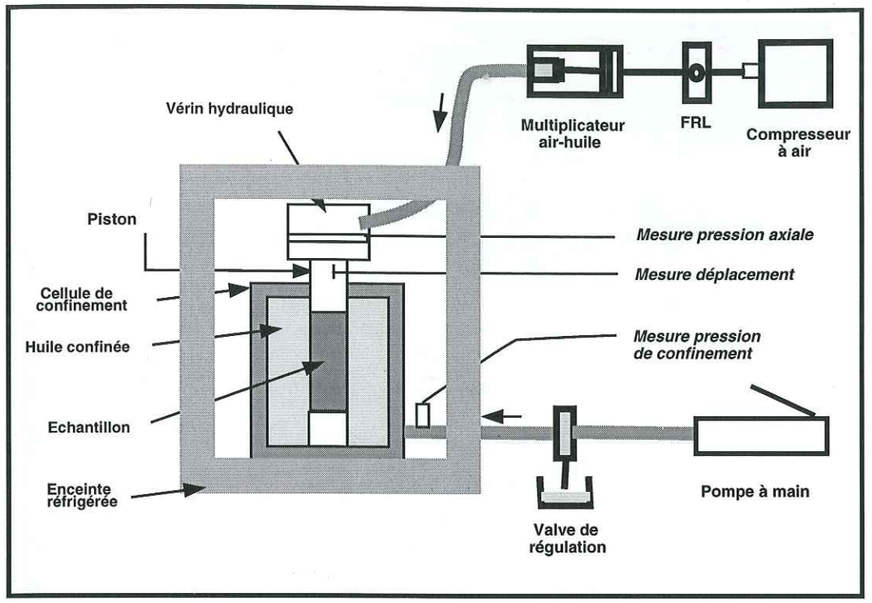
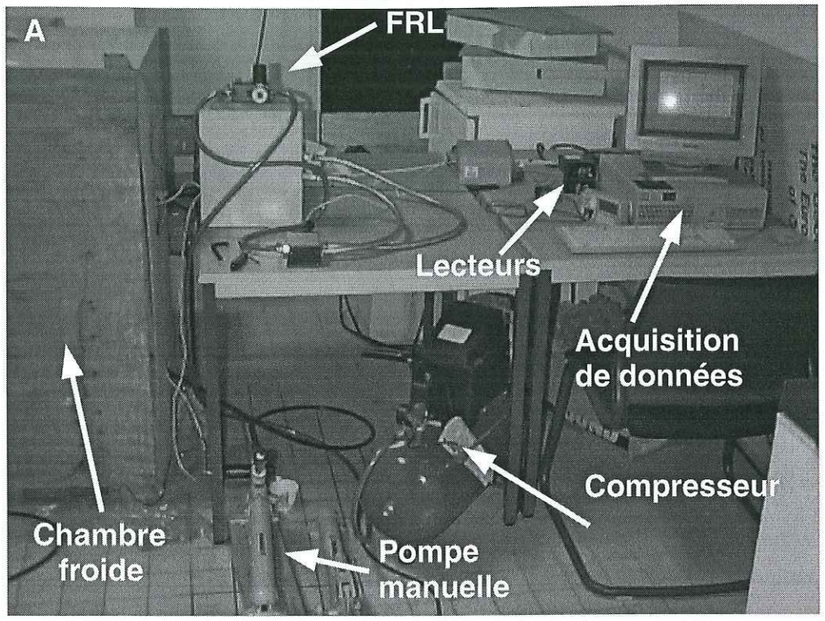


Fig. 2.9: Représentation schématique du dispositif expérimental.

Les mesures de déplacement sont effectuées par un capteur LVDT fixé sur le piston à l'extérieur de la cellule. Le capteur à une étendue de mesure de ±1cm, soit 25% de l'échantillon, avec une précision de 0.25% d'E.M. et une dérive thermique négligeable (<0.01% d'E.M.). Le capteur mesure le déplacement de l'ensemble piston+échantillon, mais le rôle du piston en acier peut être négligé. En effet, l'acier ne présente pas de fluage aux températures d'expérimentation et le module élastique de l'acier (>20 GPa) est nettement supérieur à celui du sol gelé (1 à 5 GPa). La déformation de l'échantillon est donc obtenue directement à partir du déplacement du piston.

Traitement des données et incertitudes

Les mesures de forces et déplacement sont traitées par un logiciel de traitement de données sur PC via des lecteurs-conditionneurs analogiques. Les données sont enregistrées à des intervalles de temps de 1 à 32 secondes selon la durée de l'essai. Les incertitudes de mesures sur les contraintes sont surtout conditionnées par la précision des capteurs. La précision des mesures analogiques à la sortie des capteurs est légèrement réduite lors de l'enregistrement des données par le logiciel. Pour la force axiale σ_1 l'incertitude est de 0.5 kN, d'où une précision de l'ordre de ±0.4 MPa sur la contrainte. Pour la pression hydrostatique l'incertitude est d'environ ±0.15 MPa. L'incertitude sur le déplacement est conditionnée par le logiciel plus que par le capteur. Elle est de ±30 μm soit de ±0.025% de déformation.



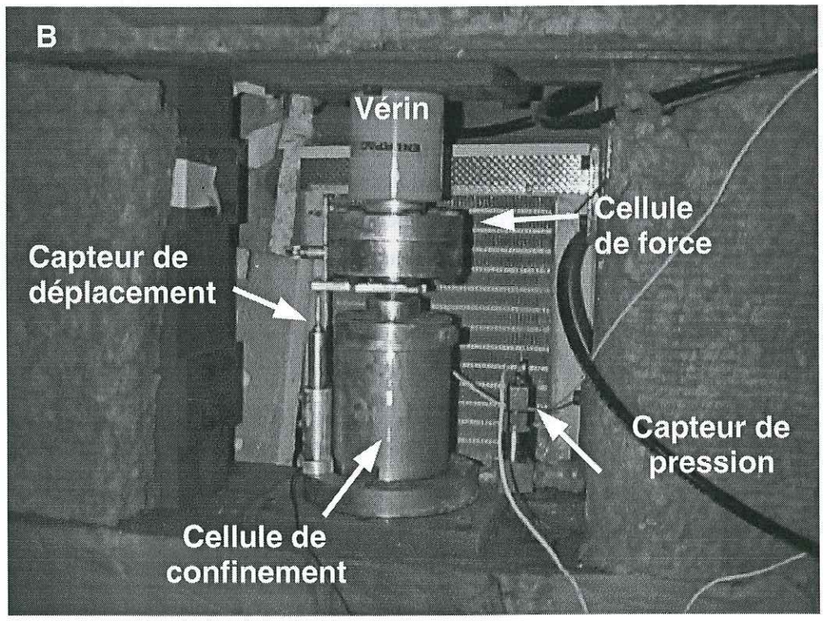


Fig. 2.10: Dispositif expérimental. (a) En dehors de la presse, les systèmes de pompage et d'acquisition sont situés hors de la chambre froide. (b) Gros plan sur la presse avec le vérin et la celule de confinement.

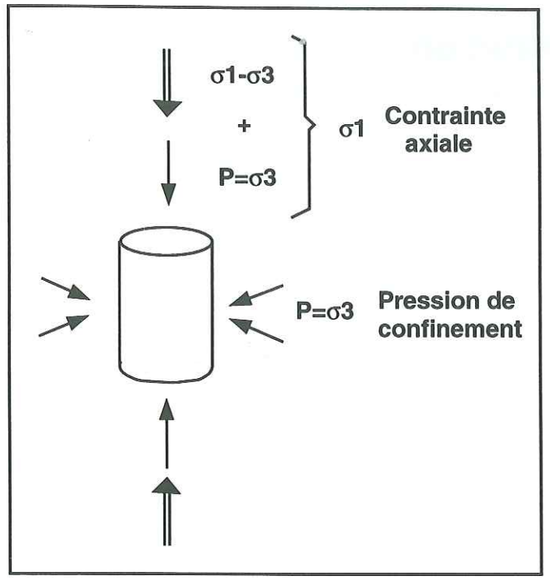


Fig. 2.11: Contraintes appliquées à l'échantillon cylindrique. La pression de confinement s'exerce de manière isotrope dans toutes les directions. La contrainte différentielle correspond à la différence entre la contrainte axiale et la pression de confinement.

2.3 Exploitation des données et comportement général

Nous présentons dans ce chapitre l'analyse générale des essais de déformation, c'est à dire les méthodes ainsi que les premières interprétations résultant de la forme générale des données.

2.3.1 Variations des paramètres en cours de déformation

Les mesures effectuées pour aboutir à la déformation et la contrainte axiale correspondent à des valeurs de déplacements l et force axiale F. Or, pour passer du déplacement à la déformation, il faut connaître la longueur de l'échantillon qui varie au cours de l'essai. De la même manière, pour passer de la force axiale à la contrainte, il faut connaître la surface déformée qui varie également au cours de l'essai. Il faut donc tenir compte des modifications des dimensions de l'échantillon dans la mesure des vitesses et contraintes.

Vitesse de déformation

La déformation, dite "conventionnelle", E reliée à la longueur de l'échantillon est choisie arbitrairement positive, elle correspond à:

$$\mathrm{E} = 1 - l/l_0 \tag{10}$$

mais la déformation, dite "vraie", ϵ, est définie en prenant compte de la variation de longueur de l'échantillon au cours de l'essai, soit:

$$\epsilon = ln(l_0/l) = ln\left(\frac{1}{1-\mathrm{E}}\right) \tag{11}$$

Contrainte axiale

La contrainte axiale initiale correspond au rapport de la force constante appliquée F sur la section S_0 initiale:

$$\sigma_1(0) = F/S_0 \tag{12}$$

Au cours de l'essai, la section augmente. En supposant que la déformation se fasse à volume constant et qu'elle soit homogène (Durham *et al.*, 1983), on peut évaluer la variation de section de l'échantillon par:

$$S(\mathrm{E}) = \frac{S_0}{1-\mathrm{E}} \tag{13}$$

La contrainte axiale au cours de l'essai décroît à mesure que la déformation augmente:

$$\sigma_1(\mathrm{E}) = (1-\mathrm{E})\sigma_1(0) \tag{14}$$

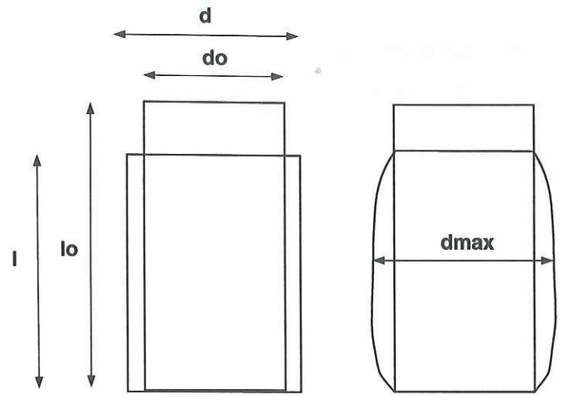


Fig. 2.12: Déformation théorique et déformation réelle. A gauche, on suppose une déformation homogène sur tout l'échantillon, la section d augmente proportionnellement à la déformation. A droite, le cas réel observé présente une section identique sur les faces et une forme caractéristique de tonneau.

Comme la pression de confinement ne dépend pas de la déformation, la contrainte différentielle s'écrit:

$$\sigma_1 - \sigma_3 = (1-\mathrm{E})\sigma_1(0) - P \tag{15}$$

Forme de l'échantillon et déformation homogène

En fin d'essai, la forme de l'échantillon n'est pas un cylindre homogène (Fig. 2.12), mais un cylindre en forme de tonneau. L'hypothèse d'une déformation homogène, utilisée pour le calcul des contraintes, n'est toutefois pas mauvaise dans la mesure où la déformation est faible (≤20%) et la section moyenne du tonneau est semblable à la section du cylindre homogène. La forme des échantillons a été systématiquement examinée en fin d'essai. On relève souvent des petites dissymétries latérales ou transversales, pour des échantillons fortement déformés. Ces dissymétries peuvent s'expliquer en raison de la rugosité du sable dans la mesure où les faces de l'échantillon ne sont pas toujours exactement planes, même après une précharge.

L'hypothèse d'un volume constant a été vérifiée sur quelques échantillons. En effet, les essais de déformation uniaxiaux, c'est à dire sans pression de confinement, montrent une augmentation de volume, ou dilatance, créée par la friction des particules. Cette dilatance est inhibée dès qu'on impose de la pression de confinement (Chamberlain *et al.*, 1972; Alkire et Andersland, 1973). Nous avons mesuré le volume des échantillons 13, 17, 26, 29, 35, 43 et 47 par immersion dans un liquide et mesure de la différence de volume grâce à un cylindre gradué avec une précision d'environ 2 cm^3, soit 2% du volume de l'échantillon de départ. Seul l'échantillon 26, déformé sous une pression de confinement de 5 MPa, présente une augmentation de volume sensible d'environ 2%. Bien qu'approximative

cette valeur nous montre que la dilatance, créée par la friction des grains, pourrait intervenir à faible pression de confinement. Comme la différence de volume est faible par rapport à la déformation totale du cylindre de 20%, nous n'avons pas corrigé la contrainte pour cet essai. Dans l'ensemble, l'hypothèse d'une déformation à volume constant semble justifiée.

2.3.2 Différents types d'essais

Interprétation des essais à charge constante

Le but des essais de déformation est de pouvoir établir des lois de comportement mettant en relation contraintes et vitesses de déformation. Il s'agit donc de fixer une des deux variables. Le dispositif expérimental est prévu afin d'effectuer des essais à charge constante, dont le but est de fixer la contrainte. Cependant nous avons observé que si la charge demeure constante, la section de l'échantillon et donc la contrainte axiale varie en fonction de la déformation. Le dispositif ne contient pas d'asservissement électronique qui corrige la charge à mesure que la déformation augmente. L'essai ne se fait donc pas à contraintes strictement constantes. Nous nous proposons de décrire un essai typique afin de constater si cette variation de contrainte est importante et si le comportement observé se rapproche des comportements en fluage classique.

L'essai 17 a été effectué sous les conditions expérimentales suivantes: T=-10°C; σ_3=5.0 ±0.2 MPa et une contrainte σ_1 au départ de 9.5 MPa. La porosité est de ϕ=0.48 avec une saturation totale, c'est à dire une proportion de glace égale à la porosité. Les courbes Fig. 2.13 a, b et c correspondent respectivement à la déformation, la vitesse de déformation et la contrainte différentielle. La vitesse de déformation est calculée par une dérivée glissante sur la déformation. Les variations de la contrainte différentielle correspondent à trois effets: (1) la réduction progressive de la contrainte de 4.5 à 3.0 MPa est due à l'augmentation de la section; (2) aux moyennes et courtes longueurs d'ondes (1000 à 10000 s), ces variations correspondent aux variations réelles de la charge et du confinement propre au dispositif expérimental et (3) à de très courtes longueurs d'ondes à un bruit lié à l'électronique du système en raison du faible espacement entre les mesures (10 à 30 s).

La courbe de déformation suit la forme classique d'une courbe de fluage. La déformation ralentit progressivement jusqu'à devenir quasi-linéaire. La courbe est en effet parallèle à la droite en pointillé à partir de ϵ=0.05 et t~40000 s pour des contraintes peu variables de 3 à 3.5 MPa (Fig. 2.13a). Il s'agit donc d'un état quasi-stationnaire. Avant le fluage stationnaire, nous observons un fluage primaire ou transitoire. Le ralentissement de la déformation est dû simultanément (1) au fluage primaire *s.s.* et (2) à la diminution des contraintes de 4.5 à 3 MPa. Nous pouvons montrer que ce deuxième effet est secondaire par rapport au premier. En effet, aux valeurs de t=5000 s, soit ϵ=0.030, et t=14000 s, soit ϵ=0.045, la contrainte est identique avec une valeur de 4 MPa. Or les vitesses de déformation sont respectivement de 2.5 10^{-6} et 1.1 10^{-6} s^{-1} pour ces deux valeurs de déformation. La diminution

de la vitesse de déformation est donc essentiellement due au fluage primaire et non à l'augmentation de section.

Nous pouvons également montrer que la déformation est bien stationnaire après ϵ=0.06. En effet à t=70000 s, soit ϵ=0.07 et t=90000 s, soit ϵ=0.085, la contrainte est la même, soit 3 MPa, et la vitesse de déformation est également la même, soit environ 3 10^{-7} s^{-1}. Par conséquent, le saut de vitesse observé à t=80000 s est une conséquence directe de la légère augmentation de contrainte de 3 à 3.4 MPa observée dans le même temps, cette fois ci sous un régime parfaitement stationnaire.

Nous pouvons d'ores et déjà observer que:

- **L'essai correspond à un essai de fluage d'un matériau visco-plastique classique.** Le fluage stationnaire est atteint au terme d'environ 5% de déformation.
- Dans cette partie stationnaire, on peut considérer que les variations de contraintes sont suffisamment faibles pour ne pas modifier l'état stationnaire.

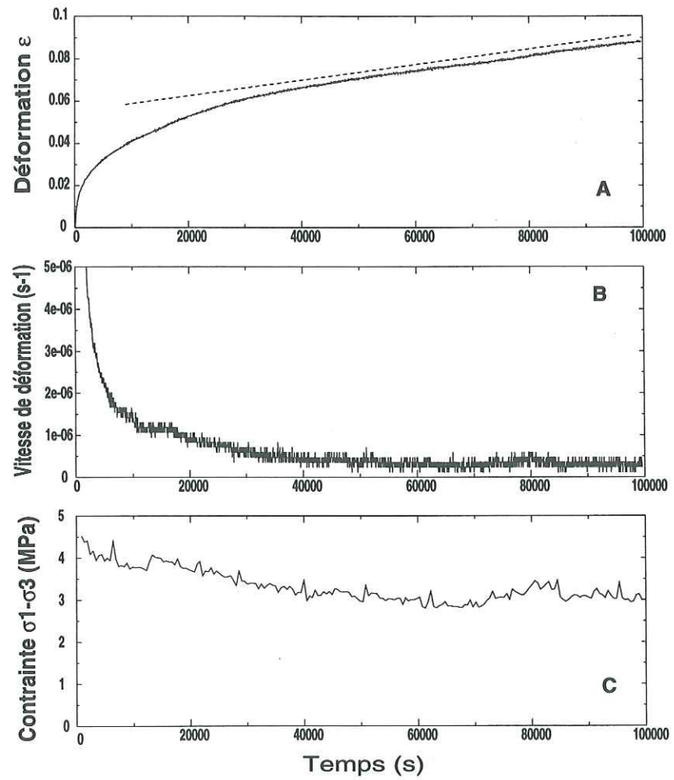


Fig. 2.13: Résultat de l'essai 17. (a) Courbe temps/déformation. On observe les parties I (transitoire) et II (stationnaire) d'une déformation visco-plastique. (b) Courbe temps/vitesse de déformation. La vitesse est décroissante puis stationnaire. (c) La contrainte réelle prenant en compte les variations de section de l'échantillon.

Le problème que pose la diminution des contraintes au cours de l'essai se situe surtout dans la reconnaissance du fluage transitoire. Cet effet est secondaire lorsque l'on analyse uniquement les vitesses de déformation à l'état stationnaire, ce qui est notre principal objectif. Le problème consiste toutefois à reconnaître le début de l'état stationnaire qui semble être à environ 5% dans l'essai 17.

Essais à vitesse de déformation constante

Les essais à vitesse de déformation constante sont utiles pour établir à partir de quelle quantité la déformation devient stationnaire. Le dispositif expérimental n'étant pas asservi, il n'est pas possible d'effectuer des essais à des vitesses parfaitement constantes. Toutefois, un contrôle manuel peut être effectué. L'essai 48 correspond à un essai à une vitesse de déformation d'environ 3 10^{-5} s^{-1}. La déformation est quasi-linéaire comme le montre la figure 2.14a. La contrainte différentielle correspondant à cette déformation montre une augmentation progressive jusqu'à un seuil à environ 5% de déformation. A la vitesse de déformation de 3 10^{-5} s^{-1}, la contrainte stationnaire est de 8.5 MPa.

Cet essai confirme donc les résultats de l'essai 17: une partie transitoire et un commencement du fluage stationnaire après 5% de déformation. Ce retard n'est pas dépendant du type d'essai, il est clairement dû à une propriété intrinsèque au milieu. Par comparaison, la glace pure montre un début de fluage stationnaire à environ 1%. Cette différence avec la glace est donc liée à la présence de particules solides dans le milieu. Nous pouvons supposer que la maille de grains de sable s'oppose à la mise en place du processus de fluage. La deuxième conséquence de cet essai est que le fluage stationnaire est tardif, nous ne considèrerons donc par la suite des valeurs de vitesses et de contraintes à l'état stationnaire que pour des valeurs de déformation supérieures à 5%.

Essais à paliers de charge constante

L'objectif principal des essais de déformation est d'obtenir des couples de points contraintes/vitesse de déformation à l'état stationnaire. Des essais avec plusieurs paliers de charge constante sont réalisés afin de bénéficier de plusieurs données pour un même essai. A chaque palier correspond en effet un couple contraintes/vitesse de déformation à l'état stationnaire. Nous observons que pour chaque palier, après une courte augmentation de vitesse, la déformation devient rapidement stationnaire (Fig. 2.15a), la vitesse de déformation (Fig. 2.15b) diminue faiblement en raison de la diminution de la contrainte lors d'un même palier (Fig. 2.15c). Au départ, la vitesse de déformation suit une courbe décroissante caractéristique du fluage transitoire pendant plus de 2000 secondes soit environ 3% de déformation. Après 3 à 5% de déformation, le régime stationnaire se rétablit extrêmement vite lors du palier de charge, il n'y a pas ou peu de régime transitoire. En effet, à chaque seuil représenté par les flèches, la partie transitoire dure moins de 60 secondes, soit moins de 0.1% de déformation. On en déduit que la partie transitoire, ou fluage primaire, au début de l'essai est due à un processus lié à la structure de l'échantillon et non à la transition élastique/visco-plastique. Ce

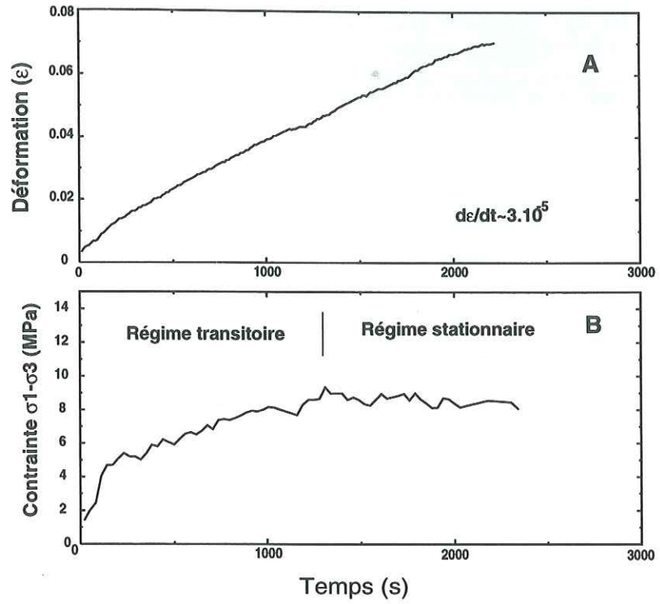


Fig. 2.14: Essai 47 à vitesse de déformation constante. (a) Courbe temps/deformation pour contrôler la vitesse. (b) Courbe temps/contrainte, le régime stationnaire est établi à partir de 5% de déformation.

processus pourrait correspondre à une modification de l'agencement des grains de sable par rapport à la glace. Les régimes transitoires courts observés lors des sauts de charges après 5% de déformation correspondent uniquement à la transition élastique-visqueux.

Les changements de charges sont également des moments intéressants pour étudier l'élasticité du milieu. Les sauts instantanés de déformation observés aux changements de charge sont invisibles sur le graphe puisque même la transition élastique-viqueux est très courte. Les réponses instantanées ont été mesurées avec des valeurs de l'ordre de 0.1% pour une contrainte de 5MPa, soit des valeurs d'élasticité de l'ordre de 5 GPa en accord avec les données d'études préalables (Parameswaran et Jones, 1981). L'élasticité n'est pas l'objectif des essais, nous avons simplement montré que ces effets sont suffisamment faibles pour qu'on puisse les négliger dans l'étude du comportement en fluage.

2.3.3 Analyse microstructurale

Le comportement observé, fluage transitoire puis stationnaire, correspond à un cas typique de déformation visco-plastique. La courbe se distingue d'une courbe de comportement cassant. Toutefois, dans la zone de transition fragile-ductile, le comportement peut rester en apparence ductile bien que la déformation soit accomodée en partie par de la microfracturation. Cette microfracturation est impossible à dissocier du fluage classique par les courbes de comportement, sauf lorsque la courbe de fluage stationnaire passe en fluage III caractérisant la rupture. Le recours à l'analyse microstructurale

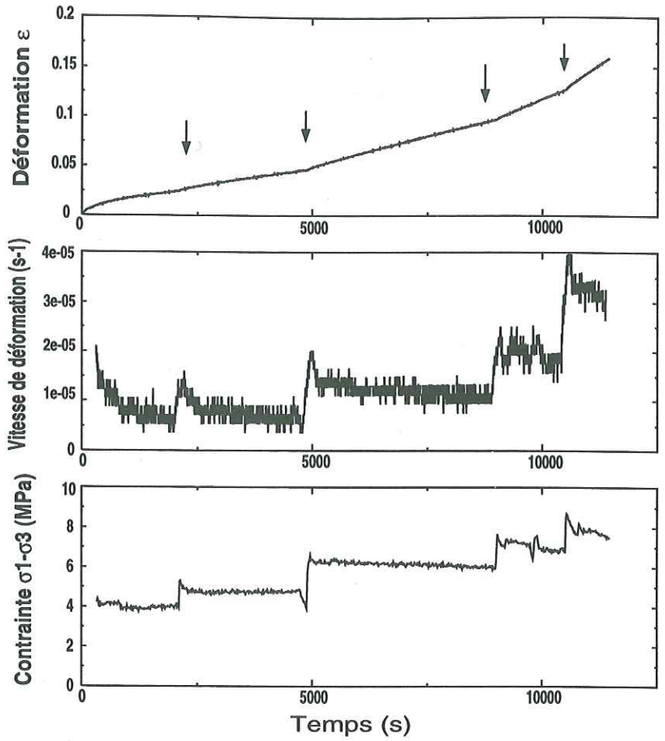
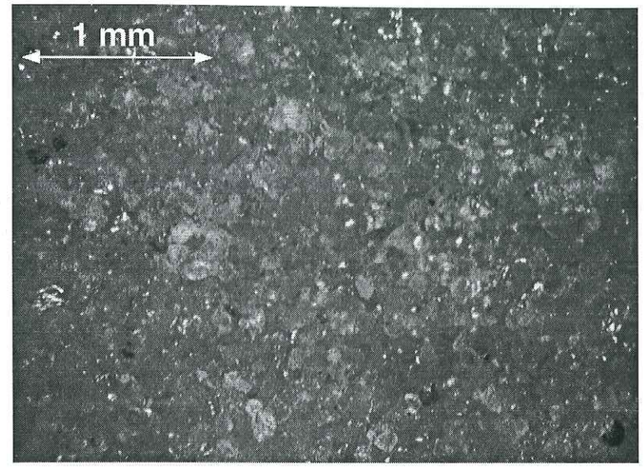


Fig. 2.15: Essai avec paliers de charge constante. (a) Courbe temps/déformation. Les flèches indiquent le début de chaque palier. (b) Courbe temps/vitesse de déformation. Le régime stationnaire est rétabli rapidement après le changement de contrainte hormis pour le premier palier lors duquel le régime est encore transitoire. (c) Courbe temps/contrainte avec les différents paliers de contrainte.

est en général indispensable pour évaluer l'importance de la microfracturation en particulier à vitesses de déformations élevées, supérieures à 10^{-5} s^{-1}. Dans notre cas, cette méthode a posé des problèmes dans la mesure où le mélange glace-sable crée une surface abrasive difficile à polir. Les grains de sable mesurant plus de 0.1 mm, il est impossible de faire des lames minces suffisamment fines pour effectuer des observations au microscope à transmission. Les observations ont donc été effectuées en réflexion.

Ces observations montrent essentiellement un agencement homogène de grains de quartz (Fig. 2.16). La surface d'observation présente une rugosité importante en raison des grains de sable, par conséquent les grains de glace ne sont pas visibles dans leur totalité puisqu'ils ne sont pas sectionnés perpendiculairement au plan d'observation. Toutefois, les reflets blancs qui parsèment l'image correspondent probablement à des grains de glace dont une face est à peu près perpendiculaire au plan d'observation. Dans tous les cas, nous n'avons pas pu déduire de ces observations des informations sur les processus de déformation au niveau des grains de glace.



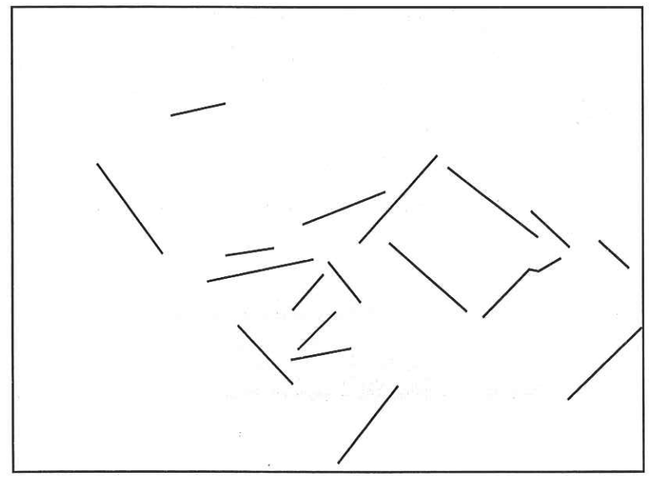


Fig. 2.16: Observation au microscope avec lumière en réflexion d'une coupe latérale de l'échantillon 12. Des réseaux de cracks montrent que l'échantillon a été déformé dans la zone de transition fragile-ductile. Les cracks les plus visibles sont représentés sur la figure interprétative. L'observation est rendue difficile par l'opacité du milieu.

Les observations montrent par contre la présence ou l'absence de microfracturation ou cracking. Lorsqu'elle existe, cette microfracturation n'apparaît pas de manière aussi évidente que dans un bloc de glace translucide et ne permet pas de quantification de densité de cracks. Toutefois, l'observation permet de distinguer entre les échantillons abondamment microfracturés et ceux très peu ou pas du tout microfracturés. La figure 2.16 représente un échantillon où la présence de cracks est fréquente. Cette échantillon a donc subi une microfracturation en plus de la déformation ductile à l'échelle

atomique. Ces observations seront utiles pour analyser les lois de comportement des sols gelés. Par ailleurs, nous n'avons pas observé de fractures internes au grains de quartz, il s'agit uniquement de cracks en bordure des grains. Cette observation n'est pas surprenante dans la mesure où les grains de quartz ont des résistances minimales de l'ordre de 100 MPa (Carmichaël, 1984), bien supérieures aux contraintes appliquées.

2.3.4 Bilan préliminaire

Ces premières observations nous apportent des informations à la fois pour l'analyse de l'ensemble des données et des résultats préliminaires sur le comportement d'un sol gelé. Conformément aux précédentes analyses des sols gelés (*e.g.* Ladanyi, 1972), nous observons des lois de comportement proches de celles de la glace:

- Les sol gelés, sous certaines conditions de température, porosité et contraintes, suivent un comportement visco-plastique avec la mise en place d'un fluage stationnaire;
- La partie purement élastique de la déformation est très courte;
- Le comportement en fluage se caractérise par une longue phase transitoire qui précède le fluage stationnaire. Cette phase est d'environ 5% contre 1% seulement à la glace.

Ce dernier point est particulièrement intéressant puisqu'il n'a été l'objet que de peu d'études (Parameswaran 1981; Durham, 1993). L'hypothèse de ces auteurs pour expliquer ce phénomène est que les grains de sable interviennent dans la phase transitoire. Nous avons apporté quelques précisions qualitatives à ce phénomène. En effet, nous avons montré à partir des différents types d'essais que:

- Cette phase transitoire est effectivement liée à la présence de particules solides dans la matrice de glace;
- Cette phase est spécifique au début de la déformation, elle met donc en évidence une restructuration de l'échantillon qui implique probablement autant le comportement ductile que la friction entre les particules solides;
- Le régime transitoire observé ne correspond pas à un passage d'un régime élastique à plastique, mais il correspond à des modifications de la structure sous un régime de déformation au moins partiellement ductile.

Le mécanisme provoquant cette longue phase transitoire reste mal compris et nous en rediscuterons au terme de l'étude du comportement du sol gelé à différentes porosités.

2.4 Comportement rhéologique à porosité constante

2.4.1 Tableaux des résultats

Les résultats des essais sont résumés sous un tableau général (Tab. 2.2). La vitesse de déformation $(d\epsilon/dt)_s$ est une vitesse de déformation à l'état stationnaire sous les contraintes indiquées. Tous les échantillons n'ont pas été observés au microscope. En particulier, les essais à plusieurs paliers de contrainte ne permettent d'établir s'il y a microfracturation que pour la valeur de contrainte différentielle la plus élevée. Aucun de ces essais n'a présenté de fluage III caractéristique de la rupture de l'échantillon. Les observations DF signifient que les observations microstructurales mettent en évidence l'existence de microfracturation, c'est à dire un comportement de transition fragile-ductile. Les observations D signifient qu'aucun crack n'est aperçu sous microscope. Dans ce chapitre, nous cherchons à obtenir les différents paramètres de l'équation de fluage pour une porosité considérée constante à ϕ=0.48, c'est à dire une proportion de solide 0.52. La saturation des échantillons est totale ou quasi-totale si bien que la proportion de glace est équivalente à la porosité. Les variations du comportement avec la porosité (ou proportion de glace) feront l'objet du chapitre suivant.

N°	T(K)	$P=\sigma_3$	ϵ	σ_1	$\sigma_1-\sigma_3$	$(d\epsilon/dt)_s$	Observ.
8	263	12.1	0.05	19.0	7.1	$4.5\ 10^{-5}$	DF
9	269	12.0	0.06 0.15	19.5 17.5	7.5 5.5	$3\ 10^{-4}$ $1\ 10^{-4}$	
10	263	5.0	0.10	13.5	8.5	$5\ 10^{-4}$	DF
11	263	5.2	0.10 0.15	9.7 12.3	4.5 7.1	$6.0\ 10^{-6}$ $8.0\ 10^{-5}$	
12	263	5.1	0.06	12.0	6.9	$5\ 10^{-5}$	DF
13	263	12.0	0.10 0.19 0.22	16.3 15.0 17.9	4.3 3.0 5.9	$2.8\ 10^{-6}$ $1.3\ 10^{-6}$ $1.3\ 10^{-5}$	
14	263	12.4	0.05 0.15 0.17 0.20	16.2 14.9 18.7 20.9	3.8 2.5 6.3 8.5	$3\ 10^{-6}$ $8.1\ 10^{-7}$ $9.2\ 10^{-6}$ $3.5\ 10^{-5}$	

N°	T(K)	P=σ_3	ϵ	σ_1	σ_1-σ_3	$(d\epsilon/dt)_s$	Observ.
15	263	5.2	0.10	10.6	5.4	9.6 10^{-6}	D
			0.17	11.8	6.6	2.5 10^{-5}	
16	263	5.2	0.10	11.3	6.1	3.1 10^{-5}	DF
17	263	5.0	0.07	8.0	3.0	3.5 10^{-7}	
18	263	5.2	0.08	9.2	4.0	2.2 10^{-6}	D
21	263	12.3	0.15	14.2	1.9	5.3 10^{-7}	
			0.18	15.1	2.8	1.2 10^{-6}	
22	263	19.1	0.13	21.4	2.3	7.3 10^{-7}	
23	263	19.3	0.11	23.1	3.8	4.4 10^{-6}	D
			0.13	24.0	4.7	1.1 10^{-5}	
24	263	19.1	0.06	22.0	2.9	3.5 10^{-6}	D
		19.5	0.21	24.4	4.9	9.2 10^{-6}	
25	263	12.1	0.08	14.4	2.3	7.5 10^{-7}	D
26	263	5.2	0.13	7.2	2.0	1.4 10^{-7}	
			0.16	8.6	3.4	1.6 10^{-6}	
			0.21	7.8	2.6	6.5 10^{-7}	
29	263	12.2	0.10	14.7	2.5	4.8 10^{-7}	
			0.15	14.1	1.9	3.3 10^{-7}	
30	263	12.1	0.10	15.1	3.0	5.2 10^{-7}	
			0.15	14.3	2.2	3.8 10^{-7}	
33	263	5.1	0.06	7.3	2.2	1 10^{-7}	D
36	253	12.0	0.05	18.4	6.4	1.7 10^{-6}	D
			0.10	17.6	5.6	9.0 10^{-7}	
37	258	12.2	0.05	18.6	6.4	5.3 10^{-6}	
			0.10	17.7	5.5	3.4 10^{-6}	
38	263	12.3	0.05	18.6	6.3	7.9 10^{-6}	D
			0.10	17.6	5.3	4.8 10^{-6}	
39	248	12.1	0.05	18.6	6.5	2.0 10^{-6}	
			0.10	17.7	5.6	8.1 10^{-7}	
40	263	12.2	0.09	18.3	6.1	1.1 10^{-5}	
			0.15	20.1	7.9	3.2 10^{-5}	

N°	T(K)	P=σ_3	ϵ	σ_1	σ_1-σ_3	$(d\epsilon/dt)_s$	Observ.
42	263	19.2	0.06	22.4	3.2	1.4 10^{-5}	
			0.10	24.1	4.9	2.9 10^{-5}	
			0.17	25.7	6.5	8.1 10^{-5}	
44	263	0	0.06	6.2	6.2	9.5 10^{-6}	
		5.0	0.09	10.8	5.8	8 10^{-6}	
49*	263	12.1	0.06	16.3	4.2	1.5 10^{-5}	

Tab. 2.2: Tableau des données. La vitesse de déformation $(d\epsilon/dt)_s$ est une vitesse de déformation à l'état stationnaire sous les contraintes données en MPa. P est la pression de confinement. Les observations DF signifient que les observations microstructurales indiquent un comportement de transition fragile-ductile. Les observations D signifient qu'aucun crack n'est aperçu à l'aide des observations sous microscope. Tous les essais de ce tableau ont été réalisés avec du sable de quartz en proportion de 52%. 49*: Essai à vitesse de déformation constante.

2.4.2 Loi de fluage

Essais à pression de confinement constante

Les essais ont été principalement réalisés sous 3 pressions de confinement: 5, 12 et 19 MPa. Les essais à 12 MPa sont les plus nombreux et ont servi de référence. La figure 2.17 représente toutes les données de vitesses de déformation stationnaires en fonction de la contrainte différentielle, avec une pression de confinement de 12 MPa, une température de –10°C et une porosité de 48%. D'après la loi de fluage, l'exposant n peut être obtenu en faisant des essais à température, pression de confinement et porosité constantes. Dans ce cas l'équation s'écrit:

$$(d\epsilon/dt)_s = A \times (\sigma_1 - \sigma_3)^n \tag{16}$$

d'où

$$n = \frac{\partial[ln(d\epsilon/dt)_s]}{\partial[ln(\sigma_1 - \sigma_3)]} \tag{17}$$

L'exposant n se mesure grâce à un graphe en échelle logarithmique reliant la vitesse de déformation de l'état stationnaire à la contrainte différentielle. Sur la figure 2.17, l'ensemble des points peut être regressé en une droite dont la pente serait de **n=3.1±0.3**. Un tel exposant est analogue au résultat obtenu pour la glace pure polycristalline pour laquelle n~3. Les variations de la vitesse de déformation d'un échantillon à l'autre sous une même contrainte peuvent s'expliquer sachant que l'homogénéité des échantillons n'est pas toujours parfaite et qu'ils peuvent toujours exister des petites différences de structure (zones sous-saturées en glace, zones de ségrégation, etc.).

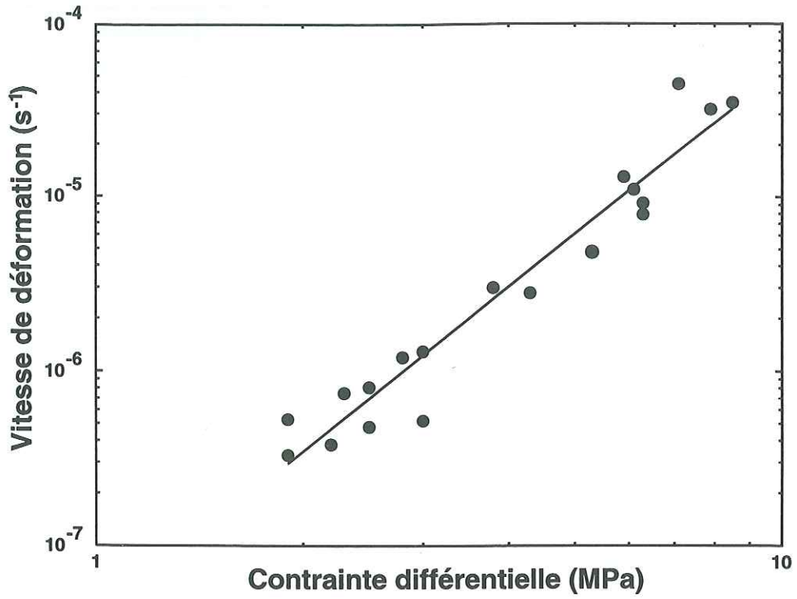


Fig. 2.17: Diagramme vitesse de déformation en fonction de la contrainte différentielle pour P=12 MPa, T=263K, ϕ=0.47. La pente de la droite donne n=3.1±0.3.

Essais à températures variables

Les essais à différentes températures, mais contraintes identiques, donnent la valeur de l'énergie d'activation par la relation:

$$E = -R\frac{\partial ln\left(\frac{d\epsilon/dt}{A}\right)}{\partial(1/T)} \tag{18}$$

On peut obtenir cette valeur à partir de la courbe reliant le logarithme de la vitesse de déformation à l'inverse de la température (Fig. 2.18). La valeur obtenue correspond à la valeur totale prenant en compte le terme de pression de confinement. On obtient E/R=9300±1800 K^{-1} soit **E=75±15 kJ.mol^{-1}**. Cette valeur est dans la gamme des valeurs usuelles pour la glace à ces températures (69 à 91 kJ.mol^{-1}). Seuls 4 essais ont été utilisés pour ce problème ce qui explique la forte approximation sur la mesure. Toutefois, il n'était pas nécessaire de multiplier les essais puisque l'on obtient des valeurs similaires à la glace polycristalline. Pour une température de –4°C, la forte valeur de la vitesse de déformation correspond à une augmentation de l'énergie d'activation probablement en raison de la fusion aux joints de grains, comme c'est le cas pour la glace (cf 2.1.1).

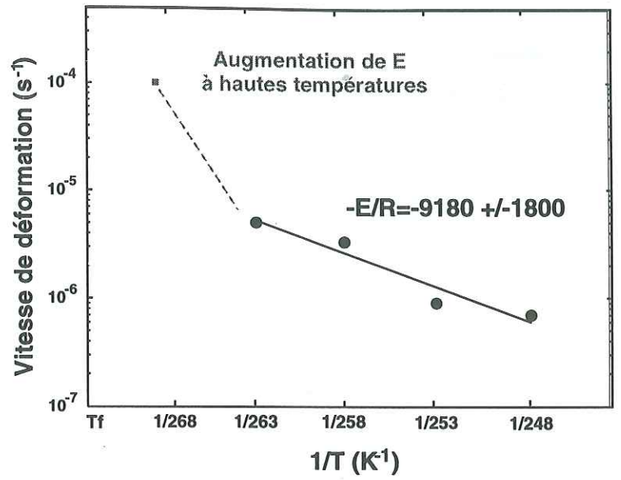


Fig. 2.18: Représentation de la vitesse de déformation en fonction de la température sous des contraintes différentielles de 5.5 MPa et confinement de 12 MPa.

Essais à différentes pressions de confinement

On peut rassembler sur un même graphe vitesse de déformation/contrainte les données provenant de différentes valeurs de pression de confinement (Fig. 2.19). L'exposant obtenu par régression serait pour P=5 MPa de n=4.4±0.6 (sans tenir compte des 4 valeurs où la microfracturation est observée), et pour P=19 MPa de n=3.7±0.8. Ces valeurs diffèrent sensiblement de la valeur de n=3.1±0.3 à P=12 MPa. Le problème est de savoir si ces différences reflètent de réelles différences de comportement. Nous observons sur la figure 2.19 deux caractéristiques principales qui sont (1) le décalage entre les droites de régression et (2) le rôle de la microfracturation pour P=5 MPa:

1. **Le décalage des droites de régression:**

   Le décalage des droites de régression est équivalent à une différence de volume d'activation. Dans l'équation de fluage, l'énergie d'activation est en effet modulée par un terme dépendant de la pression de confinement (cf. 2.1.1). On peut déterminer ce terme PV, sachant que:

$$V = -RT\frac{\partial\left[ln\left(\frac{d\epsilon/dt}{A}\right)\right]}{\partial P} \tag{19}$$

   pour des essais à mêmes température et contrainte différentielle, mais différentes pressions de confinement. Pour une contrainte différentielle de σ_1–σ_3=3 MPa, on obtient V=–300±100 10^{-6} m^{-3}.mol^{-1}. L'approximation est élevée puisque l'on ne se base que sur 3 valeurs. Le volume obtenu est d'un ordre de grandeur supérieure aux valeurs pour la glace pure, il n'a donc probablement pas de signification en terme de volume d'activation atomique, il s'agit d'un pseudo-volume d'activation. Le terme PV de l'enthalpie d'activation serait d'environ –3.6 kJ.mol^{-1} à P=12 MPa, une valeur relativement négligeable par rapport aux valeurs de E de 75 kJ.mol^{-1}.

2. **La microfracturation:**

Les échantillons microfracturés sont uniquement des échantillons à pression de confinement de P=5 MPa. Les échantillons à pression de confinement de 12 et 19 MPa ne sont pas microfracturés pour des vitesses de déformation supérieures à 10^{-5} s^{-1}. Cette observation indique que la pression de confinement inhibe la microfracturation et déplace la limite fragile-ductile vers des vitesses de déformation plus élevées comme c'est le cas pour la glace (cf 2.1.1). En raison de la microfracturation, à fortes contraintes différentielles de 8 MPa, la déformation devient plus rapide à P=5 MPa qu'à 12 MPa. Ceci explique que les droites de régression ne soient pas parallèles et implique que le pseudo-volume d'activation déterminé à une contrainte différentielle de 8 MPa soit positif, contrairement au volume d'activation à 3 MPa. Par ailleurs, les échantillons aux contraintes différentielles de l'ordre de 6 MPa ne présentent *a priori* pas d'importantes densités de fractures, mais en raison de la médiocrité des observations microscopiques, nous ne pouvons pas exclure qu'il n'y en ait pas du tout.

Ainsi, pour des valeurs de contrainte différentielles supérieures à 6 MPa, les différences de comportement peuvent être une conséquence de la microfracturation. Par contre, à des valeurs inférieures, il s'agit d'expliquer les volumes d'activation négatifs, sans microfracturation. Deux processus sont envisageables:

1. **La pression de confinement diminue la température de fusion de la glace**, d'environ 1°C à 19 MPa. Cet effet est important car la température d'étude de –10°C est élevée. Ainsi des petits changements de pression ont une importance relative plus grande que pour des essais à de basses températures. Le comportement à –10°C avec 19 MPa de confinement est équivalent au comportement à –9°C sans confinement. Or, la figure 2.18 indique que l'énergie d'activation augmente après –10°C, probablement en raison de recristallisation dynamique, comme c'est le cas pour la glace. Cette augmentation a pour effet de faciliter la déformation. Ce mécanisme explique des volumes d'activation négatifs mais n'est toutefois pas suffisant puisque, pour la glace pure, on obtient des valeurs de volume d'activation moins élevées de l'ordre de V=–55 mol.cm^{-3} (Jones et Chew, 1983a).
2. **Le rôle des particules s'ajoute à l'effet de rapprochement du point de fusion.** En effet, les contraintes locales exercées entre deux particules de sable sont plus importantes que les contraintes moyennes exercées sur l'échantillon. Par conséquent, (1) la glace située au contact de deux particules subit de fortes contraintes, et (2) localement, il est possible qu'elle puisse former un film liquide. Il est d'ailleurs observé, même à –10° C, qu'une petite fraction d'eau liquide intersticielle subsiste, même avant déformation (Johnson, 1981). Cette fraction d'eau est toutefois très faible, inférieure à 0.1% en volume pour un sable.

   Ces deux conséquences du contact entre particules vont dans le sens d'une accélération de la déformation: (1) la glace se déforme plus vite sous des contraintes fortes et (2) la présence de liquide est un facteur qui accélère fortement la déformation, comme le montre les essais de déformation de milieu mixte glace-eau (Johnson, 1981). L'effet conjugué de ces deux phénomènes sera donc d'autant plus important que la pression de confinement est élevée.

Ainsi, les effets de la pression de confinement peuvent s'expliquer par (1) une diminution de la température de fusion et (2) à une augmentation locale des contraintes au contact des grains. Pour confirmer ces explications, il faudrait poursuivre cette étude en réalisant des essais à des pressions de confinement différentes à des températures plus froides. La valeur du volume d'activation devrait diminuer avec la diminution de liquide et l'éloignement du point de fusion.

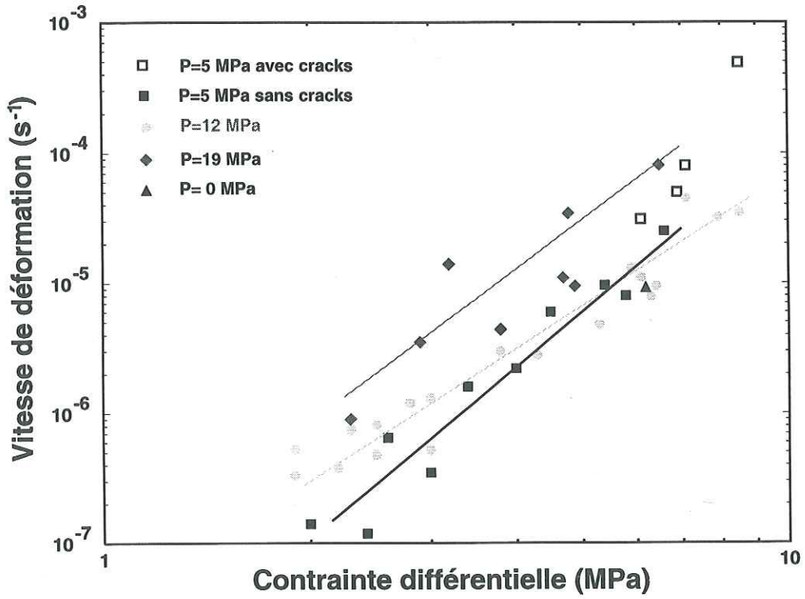


Fig. 2.19: Diagramme vitesse de déformation en fonction de la contrainte différentielle pour P=0, 5, 12 et 19 MPa à T=263K et ϕ=0.47. Les pentes des droites donnent pour P=5 MPa, n=4.4±0.6, et pour P=19 MPa, n=3.7±0.8. A 5 MPa de confinement, les valeurs pour lesquelles de la microfracturation observée n'ont pas été prises en compte.

Valeur du paramètre pré-exponentiel A

A partir des données de la figure 17, on peut établir la valeur du paramètre pré-exponentiel A qui correspond au rapport:

$$A = \frac{d\epsilon/dt}{(\sigma_1 - \sigma_3)^n} \times exp\left(\frac{E}{RT}\right) \qquad (20)$$

connaissant n~3 et T, P constantes. Pour P=12 MPa, on obtient **$\log_{10}$ A=7.4±0.4 MPa^{-n}.s^{-1}**. Cette valeur est sensiblement différente pour les pressions de confinement différentes.

2.5 Essais à porosités variables

2.5.1 Description des résultats

Les essais à des porosités différentes ont pour objectif de comprendre les comportements du mélange glace-roche aux proportions de solides supérieures à 60%. La plupart des essais ont été effectués avec des sables siliceux, mais quelques essais ont été effectués avec d'autres compositions afin de constater les différences dues aux propriétés du sable. Les essais ont presque tous été effectués à la pression de confinement de 12 MPa. Pour faire varier la porosité, nous avons fait varier la granulométrie du sable de 0.01 à 2 mm (Tab. 2.4). Plus les granulométries sont variées et plus l'empilement est facile. Les plus petites porosités obtenues par cette méthode sont de 31%. Il est difficile de dépasser cette valeur par simple empilement sans compaction. Nous n'avons pas effectué de compaction mécanique du mélange pour avoir des porosités très faibles, car la compaction modifie le comportement du matériau. A 100% de saturation, la glace remplit tous les pores de l'échantillon. La porosité ϕ est donc directement reliée à la proportion de glace: $\phi_g=\phi$. Lorsque la saturation n'est pas de 100%, la proportion de glace est inférieure à la porosité. Par exemple, pour l'essai 51, on a S=0.81 soit ϕ_g=0.25 donc $1-\phi_g$=0.75 alors que la proportion de solide est de seulement ϕ_s=0.69. La saturation n'est que difficilement controlable lors de la fabrication de l'échantillon, surtout à faibles porosités. L'effet de la saturation, à proportions de solides égales, a pour effet de diminuer la résistance du mélange (Alkire et Andersland, 1973). Cet effet devient faible sous des contraintes de confinement supérieures à 5 MPa, comme on peut l'observer sur la figure 2.6 pour 55% de saturation. On peut donc logiquement supposer que les saturations de 80 à 100% de nos essais n'ont pas d'effets de premier ordre sur le comportement. Le tableau 2.5 rassemble toutes les données de vitesses à l'état stationnaire pour les contraintes appliquées.

N°	m_s	m_t	ϕ	ϕ_s	ϕ_g	S	Composition
Std	134±2	176±2	0.48 ±0.01	0.52 ±0.01	0.48 ±0.01	0.95-1	Silice 0.1-0.2mm
27	137	179	0.46	0.54	0.46	1	Dolomie 0.05-0.1mm
28	142	182	0.46	0.56	0.44	1	Dolomie 0.05-0.5mm
31	176	202	0.34	0.66	0.29	0.85	Silice 0.05-0.5/0.8-2mm
34	166	189	0.37	0.63	0.26	0.70	Silice 0.05-0.2/0.8-2mm
35	162	191	0.39	0.61	0.32	0.82	Silice 0.05-0.5mm
41	159	182	0.26	0.74	0.26	1	Argile-silice <0.01mm
43	176	205	0.34	0.66	0.32	0.94	Silice 0.05-0.5/0.8-2mm

N°	m_s	m_t	ϕ	ϕ_s	ϕ_g	S	Composition
45	176	201	0.34	0.66	0.28	0.82	Silice 0.05-0.5/0.8-2mm
46	83	131	0.52	0.48	0.52	-	Tephra 0.05/0.8mm
47	169	202	0.36	0.64	0.36	1	Silice 0.05-2mm
48	169	202	0.36	0.64	0.36	1	Silice 0.05-2mm
50	165	194	0.38	0.62	0.32	0.84	Silice <0.05/0.1-0.5
51	182	204	0.31	0.69	0.25	0.81	Silice 0.05-2mm
52	182	205	0.31	0.69	0.26	0.84	Silice 0.01-2mm
53	90	137	0.51	0.49	0.51	-	Tephra 0.05/0.8mm *
54	170	198	0.36	0.64	0.31	0.86	Silice 0.01-0.5
55	157	190	0.40	0.60	0.40	-	Cendres 0.05/0.5mm **
56	163	189	0.38	0.62	0.29	0.76	Silice 0.05-0.5
58	145	181	0.45	0.55	0.40	0.89	Silice 0.1-0.2/0.4-0.5

Tab. 2.3: Composition, granulométrie et porosité des échantillons déformés. L'échantillon std est le standard à 52% de proportion de sable. Porosité et proportions de sable sont complémentaires. Porosité et proportions de glaces sont identiques pour une saturation de 100%. * Tephra: cendres de composition palagonitique formés par hydrothermalisme à basse température (échantillon "martian regolith simulant" collecté à Hawaii). ** Cendres volcaniques du Vésuve. Les densités spécifiques n'étant pas connues, on ne connaît pas la saturation.

N°	T(K)	P	ϵ	σ_1	σ_1-σ_3	($d\epsilon/dt$)s (s-1)	Observ.
27	263	12.0	0.10 0.15	15.0 14.0	3.0 2.0	$9.5\ 10^{-7}$ $4.8\ 10^{-7}$	
28	263	12.1	0.10 0.15	14.8 14.1	2.7 2.0	$5.0\ 10^{-7}$ $1.5\ 10^{-7}$	
31	263	12.1	0.08	15.2	3.1	$5.0\ 10^{-7}$	F
34	263	12.1	0.06 0.10	14.8 14.0	2.7 1.9	$5.1\ 10^{-7}$ $3.0\ 10^{-7}$	
35	263	12.2	0.08 0.13	15.2 14.7	3.0 2.5	$5.0\ 10^{-7}$ $7.2\ 10^{-7}$	
41	263	12.0	0.10	19.0	7.0	$2.5\ 10^{-5}$	F
43	263	5.2	0.10 0.13	8.3 10.9	3.1 5.7	$2.0\ 10^{-7}$ $8.5\ 10^{-6}$	 F

N°	T(K)	P	ϵ	σ_1	σ_1-σ_3	(dϵ/dt)s (s-1)	Observ.
45	263	12.2	0.07	15.2	3.0	1.3 10^{-6}	F
			0.10	14.5	2.3	2.5 10^{-7}	
			0.15	17.5	5.3	1.0 10^{-5}	
46	263	12.1	0.13	14.0	1.9	1.5 10^{-5}	
47	263	12.2	0.06	15.2	3.0	4.5 10^{-7}	
			0.12	14.0	2.2	3.5 10^{-7}	
48*	263	12.1	0.07	20.7	8.6	3 10^{-5}	
50	263	12.1	0.08	16.3	4.2	4 10^{-6}	
			0.13	17.5	5.9	1.5 10^{-5}	
			0.17	19.4	7.3	3.5 10^{-5}	
51	263	12.3	0.10	15.3	3.0	1 10^{-6}	F
52	263	12.2	0.07	18.4	6.2	3.8 10^{-6}	
53	263	12.2	0.12	14.0	1.8	7 10^{-5}	
54	263	12.2	0.10	16.4	4.2	1.2 10^{-6}	
			0.16	15.2	3.0	4 10^{-7}	
			0.20	18.0	5.8	2.8 10^{-6}	
55	263	12.2	0.08	16.2	4.0	6.0 10^{-6}	
			0.16	15.7	3.5	4.0 10^{-6}	
			0.18	15.2	3.0	2.0 10^{-6}	
56	263	12.1	0.06	15.0	2.9	3.5 10^{-6}	F
			0.13	14.1	2.0	1.4 10^{-6}	
			0.18	15.2	3.1	4.5 10^{-6}	
58	263	12.2	0.06	16.2	4.0	4.2 10^{-6}	
			0.09	15.2	3.0	1.3 10^{-6}	
			0.10	14.7	2.5	8.0 10^{-7}	

Tab. 2.4: Tableau des données avec différentes proportions de sable. La vitesse de déformation $(d\epsilon/dt)_s$ est une vitesse de déformation à l'état stationnaire sous les contraintes données en MPa. P est la pression de confinement. Les observations F signifient que la courbe de déformation indique un passage en transition fragile-ductile ou que l'échantillon est fracturé après essai. L'absence de F ne signifie pas pour autant que l'échantillon n'est pas microfracturé car l'analyse microstructurale est délicate.

Les essais de fluage indiquent des comportements différents selon la porosité du sable. La figure 2.20 décrit des exemples de courbes de fluage sous des contraintes de 2 à 4 MPa. Comme nous l'avons

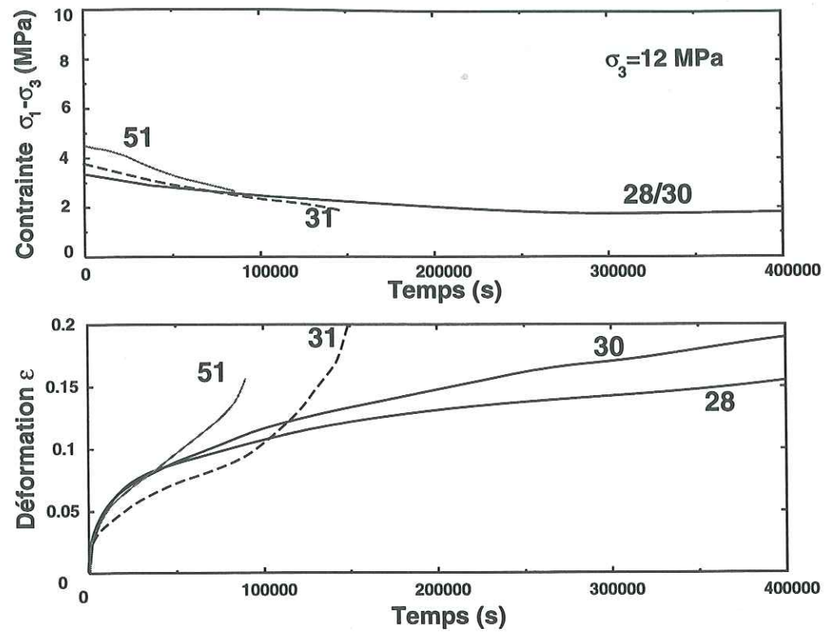


Fig. 2.20: Courbes déformation/temps (en bas) et contrainte/temps (en haut) pour des essais à différentes porosités. Les essais 31 et 51 indiquent une accélération de la déformation indiquant un comportement de transition fragile-ductile.

expliqué précédemment, les contraintes varient avec la déformation en raison de l'augmentation de la surface de l'échantillon. Les essais 28 et 30 correspondent à des proportions de sable de respectivement 54 et 52% avec du sable dolomitique dans le cas de l'essai 28. Les essais 31 et 51 correspondent à des proportions de sable de respectivement 66 et 69% (ou des proportions de glace de 29 et 26%). Le point d'inflexion sur les courbes de déformation des essais 31 et 51 correspond au passage en régime d'endommagement (fluage tertiaire). Les essais ne sont pas des essais de fracturation pure sinon ce point d'inflexion se situerait entre 1 et 5% (Hawkes et Mellor, 1970). Le point d'inflexion se situe à environ 10% ce qui est caractéristique d'un comportement de transition fragile-ductile. Par comparaison, les essais 28 et 30 sont parfaitement ductiles, puisqu'il n'y a pas de point d'inflexion, même à fortes déformations.

2.5.2 Interprétation des résultats

Représentation en terme de vitesses de déformation

Nous pouvons synthétiser les différents essais en prenant en compte les vitesses de déformation à l'état stationnaire sous des contraintes identiques. Les figures 2.21 et 2.22 représentent les vitesses

à l'état stationnaire en fonction de la proportion de solide (21) et de la proportion de glace (22). Les contraintes différentielles auxquelles sont mesurées les vitesses stationnaires sont de 3 MPa (Figs. 2.21a et 2.22a) et 6 MPa (Figs. 2.21b et 2.22b). Les notations F signifient que l'échantillon montre une courbe typique d'un comportement de transition fragile-ductile avant la fin de l'essai (ex:31 Fig. 2.19) ou bien que des microfractures ont été observées après l'essai sur l'échantillon par lames minces ou observation macroscopique. Sur la figure 2.21, nous avons également représenté les essais avec des sables de composition différentes. L'analyse de ces figures indiquent:

1. La fracturation ou la transition fragile-ductile peut apparaître pour des valeurs élevées de la proportion de particules solides (ϕ_s>65%).
2. Sans tenir compte des essais avec microfracturation observée, les vitesses de déformation à l'état stationnaire sont 3 à 4 fois moins élevées pour des proportions de solides de respectivement 52 et 65%.
3. On observe des variations importantes des vitesses suivant le type de sable employé.

Les prochains paragraphes tentent de comprendre ces 3 caractéristiques.

Seuil de fracturation

La transition fragile-ductile pour une porosité de 48% et une pression de confinement de 12 MPa se situe à des contraintes différentielles supérieures à 9 MPa et des vitesses de déformation supérieures à 5 10^{-5} s^{-1}. Par contre, pour certains essais à faibles porosités, nous changeons de domaine avec des contraintes nettement inférieures (3 MPa) et des vitesses de déformations faibles (10^{-6} s^{-1}). Un tel comportement n'est donc pas dû aux conditions physiques imposées, mais à la composition du milieu, qui n'est plus assez fluide. Ce comportement témoigne donc de l'incapacité du milieu à se déformer d'une manière ductile, probablement car la proportion de glace est insuffisante.

La figure 2.19 montre que les essais 31 et 51 suivent, jusqu'à 5% de déformation, un trajet similaire aux essais purement ductiles: la courbe correspond au fluage primaire tel que nous l'avons observé en 2.3. Nous avons en effet constaté que le début de la déformation se caractérise par une "restructuration" de l'échantillon pour faciliter le fluage. Comme la déformation devient fragile, c'est que la matrice de glace n'a pas pu dominer l'emboîtement (ou *interlocking*) des grains de quartz lors de cette "restructuration". La déformation conduit donc au "gel" de la suspension et le milieu devient fragile.

Par ailleurs, nous observons qu'il n'y a pas de différence importante entre les représentations avec la proportion de solide ou le complément de la proportion de glace car la saturation est proche de 100%. On peut toutefois noter que le premier essai de transition fragile-ductile apparaît dans le graphe 2.21 à des proportions de solides de 64%. On observe encore à cette proportion de nombreux essais purement ductiles. Par contre, dans la représentation en proportion de glace (Fig. 2.22), les essais en transition fragile-ductile se situent en grande majorité à des proportions de glace supérieures ($1-\phi_g$

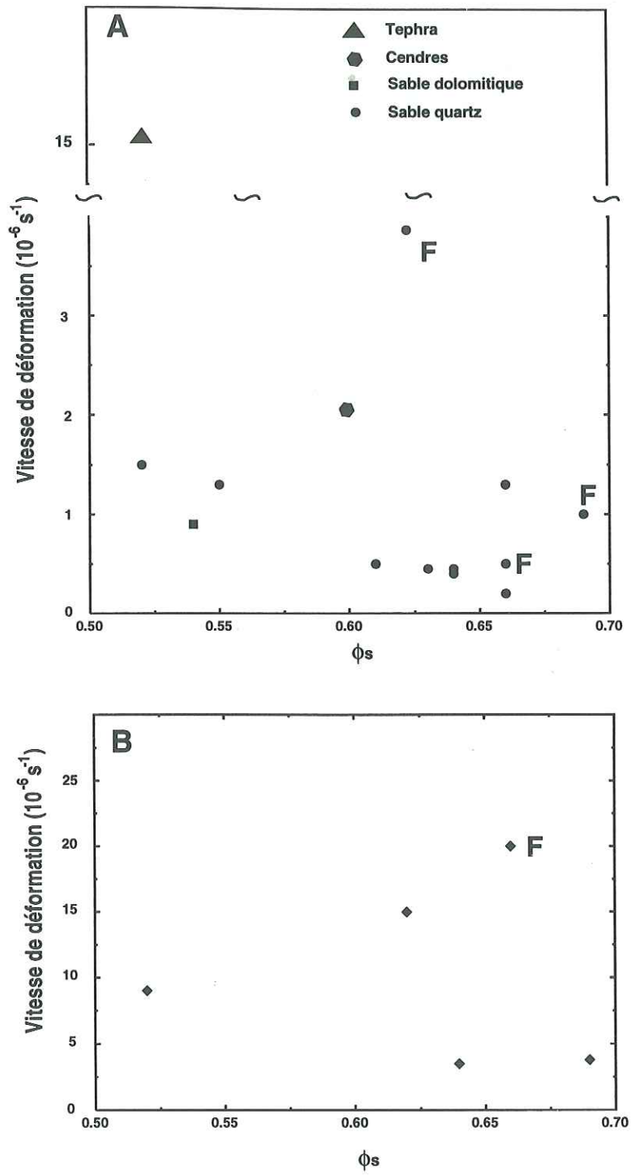


Fig. 2.21: Vitesses de déformation à l'état stationnaire en fonction de la proportion de solide pour une contrainte différentielle de 3 MPa (a) et 6 MPa (b). Les signes F correspondent aux essais dont le comportement est caractéristique de la transition fragile-ductile. Les vitesses associées à ces essais sont plus rapides que les essais purement ductiles. Dans l'ensemble des essais ductiles, la vitesse diminue avec l'augmentation de la proportion de sable. En (a), les sables de diverses composition montrent des comportements variés. En particulier la tephra d'argile palagonitique se déforme nettement plus rapidement.

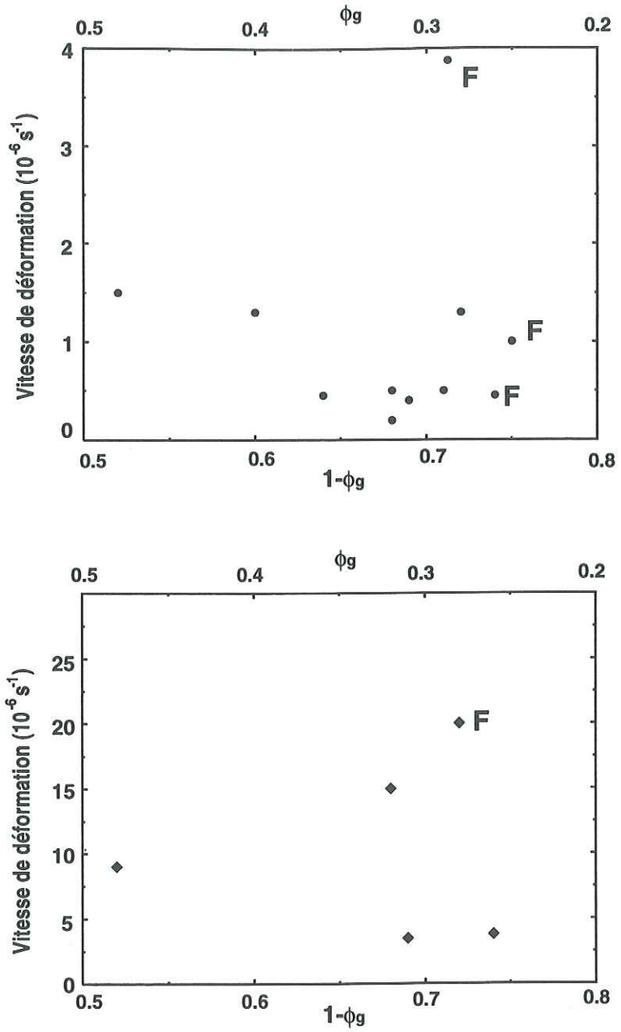


Fig. 2.22: Vitesses de déformation à l'état stationnaire en fonction de la proportion de glace pour une contrainte différentielle de 3 MPa (a) et 6 MPa (b). Les signes F correspondent aux essais dont le comportement est caractéristique de la transition fragile-ductile. Les vitesses associées à ces essais sont plus rapides que les essais purement ductiles. Les différences avec la figure précédente ne sont pas grandes.

inférieures) à ceux purement ductiles. En accord avec les précédentes observations, c'est probablement la quantité de glace qui contrôle le comportement du mélange plus que la proportion de sable. Ces observations nous indiquent donc que la représentation en proportion de glace est plus adaptée que la représentation en proportion de sable.

Comportement analogue aux suspensions

La diminution de la vitesse de déformation en fonction de la diminution de la proportion de glace correspond logiquement à une diminution des mouvements visqueux. Toutefois, la diminution de 15% de la proportion de glace crée des variations de 300% de la vitesse de déformation. Cet effet ne peut pas uniquement correspondre à des variations du volume de la glace. On peut tenter de comparer nos résultats aux approches en terme de suspensions concentrées solide-liquide. La viscosité relative s'exprime, pour chaque essai, par le rapport des vitesses de déformation entre le sol gelé et la glace pure. Nous considérons des valeurs de vitesse de déformation de la glace polycristalline pure à l'état stationnaire par les valeurs de 2 10^{-5} s^{-1} à 3 MPa, et 1.6 10^{-4} s^{-1} à 6 MPa, en considérant des lois de comportement usuelles pour la glace (H=70 $kJ.mol^{-1}$ et n=3). Nous obtenons des viscosités relatives de 7 à 100 exprimées sur la figure 2.23. Il est clair que la viscosité relative des essais où apparaît la fracturation n'a plus exactement la signification de la viscosité du milieu purement ductile. Les courbes E empiriques et T théoriques minimales (cf Fig. 2.7) sont également représentées sur cette figure. Nous observons que:

- Lorsque le comportement est ductile, les essais se trouvent globalement entre les deux courbes établies pour les suspensions. Si l'on extrapole les courbes E et T à plus de 60%, les essais ductiles se situent encore à l'intérieur des deux courbes limites. Nous en concluons que le comportement d'un sol gelé déformé de manière ductile est analogue au comportement théorique d'une suspension.
- Les essais traduisant les comportements de transition fragile-ductile, notés par F, sortent de cet intervalle, ainsi que d'autres essais, dont nous n'avons pas pu établir la présence, ou non, de microfracturation. Le seuil apparaît visiblement entre 25 et 31% de proportion de glace, en moyenne 28%, pour les 2 contraintes différentielles testées de 3 et 6 MPa. Ce seuil ne semble donc pas dépendre des contraintes appliquées, mais de la proportion solide/glace. Toutefois, le nombre d'essais n'est pas suffisant pour répondre catégoriquement à cette question. Nous ne pouvons pas exclure qu'à des contraintes inférieures, et donc des vitesses de déformation inférieures, le seuil ne serait pas repoussé à des proportions de glace plus faibles ou plus fortes.

Le sol gelé suit donc un comportement de suspension concentrée jusqu'à une limite critique d'environ 72% de proportions de solides (ou 28% de glace).

Importance de la granulométrie

Nous avons fait varier la porosité en modifiant la granulométrie du sable. Nous pouvons nous demander quel est l'effet de ces changements granulométriques sur le comportement visqueux. En effet, pour le moment, nous avons considéré que la viscosité relative était une fonction unique de la quantité de glace. En fait, la courbe E correspond au comportement d'une suspension unimodale (taille de grain unique), tandis que la courbe T traduit le comportement théorique d'une suspension de grains de tailles infiniment variées. Les comportements de suspensions multimodales (plusieurs

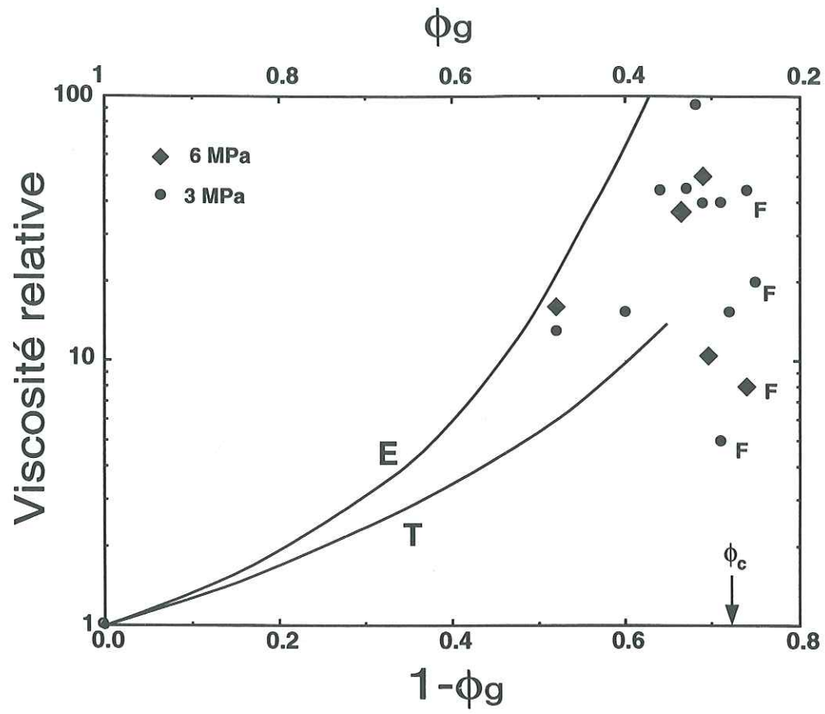


Fig. 2.23: Représentation de la viscosité relative en fonction de la quantité de glace. Les courbes E et T correspondent aux courbes maximales et minimales établies pour les suspensions. Les échantillons ductiles ont des viscosités relatives cohérentes avec les résultats sur les suspensions. Les échantillons fragiles ou de transition fragile-ductile sortent du domaine des suspensions. Leur comportement diffèrent d'une suspension dans la mesure ou la fracturation intervient. Le seuil critique ϕ_c est un seuil critique moyen qui fixe la limite du comportement ductile.

tailles de grains) a été étudiée de manière théorique (Farris, 1968). A proportion solide identique, la viscosité relative d'une suspension multimodale est inférieure à la viscosité d'une suspension unimodale (Fig. 2.24). Dans l'exemple donné par Farris, l'addition de particules de plus grandes tailles, à une suspension de particules de petites tailles, modifie le trajet de la viscosité (trajet pointillé sur la figure 2.24).

Par comparaison, nos essais de déformation ont été réalisés à 52% de porosité pour des particules de tailles de 0.1 à 0.2 mm. Il s'agit donc quasiment d'une suspension unimodale. Pour augmenter la proportion de solide, nous avons ajouté des particules de tailles diverses et notamment de grandes tailles, jusqu'à 2 mm (Tab. 2.3). Nous sommes donc passé d'une suspension quasi-unimodale, à une suspension multimodale. Nous pouvons donc désormais expliquer le comportement exact de nos essais (Fig. 2.25). Les viscosités relatives s'éloignent progressivement de la courbe E selon la trajectoire représentée en pointillé. Cette trajectoire est analogue au trajet en pointillé de Farris

(Fig. 2.24), puisque l'on diversifie la granulométrie. Par ailleurs, le seuil critique moyen à 28% de proportion de glace pour la transition fragile-ductile (flèche grise en pointillé sur la figure 2.25) limite le comportement visqueux à des viscosités relatives inférieures à 100. Ces considérations nous indiquent donc que le sol gelé se comporte effectivement comme une suspension, jusqu'au seuil critique d'environ 72% de particules solides ou 28 % de proportions de glace. Nous en concluons également que la granulométrie a une importance sur le comportement rhéologique du sol gelé.

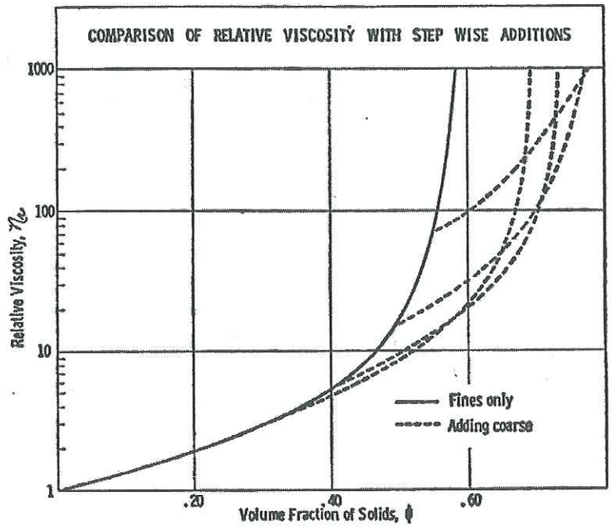


Fig. 2.24: Viscosité d'une suspension de tailles de grains solides multiples (Farris, 1968). Les trajets en pointillé correspondent au comportement de suspensions avec des particules solides de grandes tailles ajoutées à une suspension de particules fines de tailles uniques. Une suspension multimodale (plusieurs tailles de grains) a une viscosité relative inférieure à une suspension unimodale.

Rôle de la résistance des grains de sable

Les vitesses stationnaires sont très variables en fonction de la composition du sable. La figure 2.21 indique qu'il n'y a pas de différence importante entre le sable dolomitique et le sable siliceux. La différence devient importante avec le sable de cendres volcaniques qui se déforme à des vitesses environ 2 fois plus rapides malgré une porosité plus faible. Enfin, la tephra palagonitique se déforme à des vitesses plus rapides, d'un ordre de grandeur, que le sable siliceux. Nous pouvons expliquer ces observations en tenant compte (1) de la résistance des grains de sable et (2) de la proportion d'argile.

Les grains de silice ou de dolomie ont des résistances élevées, de l'ordre de 100 MPa (Carmichaël, 1984), par rapport à la glace, de l'ordre de 10 MPa (Kalifa *et al.*, 1992). Nous n'avons observé au microscope aucun signe de la cassure des grains de sable, mais au contraire la présence de

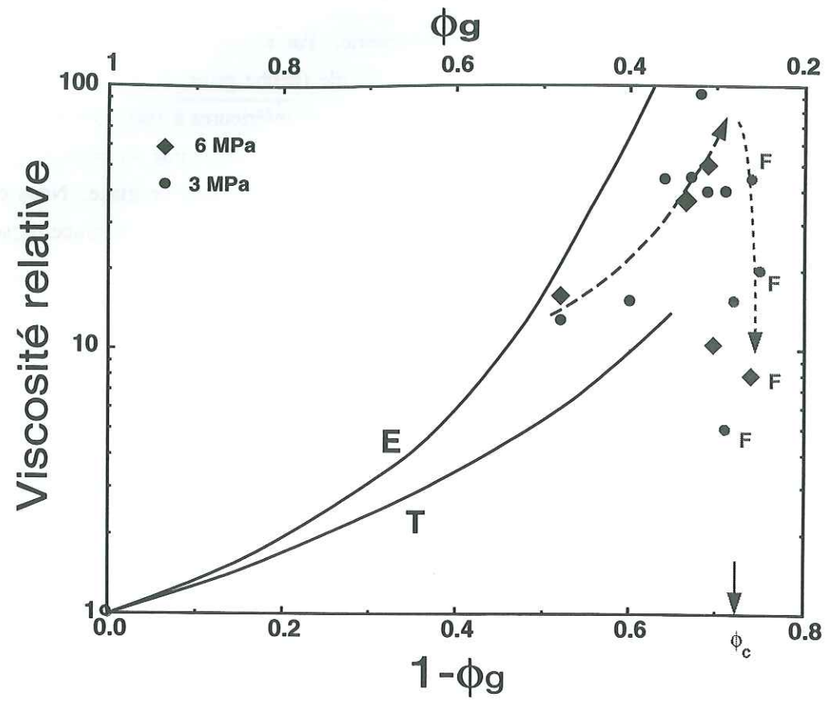


Fig. 2.25: Interprétation des résultats de la figure 2.23. La première flèche en pointillé correspond au trajet de la viscosité lorsqu'on ajoute des grains de tailles diverses. Le trajet est similaire aux trajets de la figure 2.24 de Farris (1968). La deuxième flèche grise et en pointillé décrit le changement de comportement qui débute à des proportions de glace inférieures au seuil critique moyen de 28%.

microfractures dans la matrice de glace. De plus, des échantillons déformées sous de fortes contraintes ont été dégelés afin de mesurer la granulométrie du sable. Ces échantillons, essais 5, 6 et 7 (non utilisés pour les interprétations), déformés en fracturation sous des contraintes différentielles de 15 MPa, n'indiquent pas de différence quantifiable avec l'échantillon standard avant déformation. Ces observations impliquent donc qu'il n'y a pas eu de cassure des grains de sable siliceux. L'hypothèse d'un milieu caractéristique d'une suspension, avec des particules indéformables, est donc vérifiée.

Par contre, les particules composant la tephra sont des grains de taille millimétrique d'argile palagonitique. La résistance de ces particules est faible puisque nous observons des différences quantifiables des classes granulométriques avant et après déformation (Tab. 2.4). La proportion de grains de tailles inférieures à 0.2 mm est de 6.8% plus élevée après la déformation pour l'essai 46. Ceci implique donc qu'une partie des grains a été broyée, c'est à dire que leur résistance est inférieure à la contrainte maximale appliquée, soit 4 MPa. Par conséquent, la vitesse de déformation anormalement élevée de ce milieu est controlée non seulement par la déformation plastique de la

glace, mais également par la déformation cassante du sable. Le matériau ne suit plus les lois établies pour les suspensions de particules indéformables.

Les cendres volcaniques ont une granulométrie très fine avec une proportion d'argile importante, 44% de grains sont inférieurs à 0.05 mm. L'argile gelé se déforme à des vitesses plus élevées d'un ordre de grandeur que les sols gelés ordinaires en raison de la proportion élevée d'eau (Sayles, 1974). La présence d'argile dans les cendres peut largement expliquer la différence de vitesse avec les sables.

La nature du sable a donc une influence évidente sur la déformation du sol gelé. Celui-ci ne suit les lois de suspensions que pour des sphères indéformables.

Granulométrie	Non déformé	Déformé
d>0.2	0.663 ±0.012	0.595 ±0.010
0.2>d>0.1	0.255 ±0.012	0.298 ±0.010
0.1>d	0.082 ±0.012	0.107 ±0.010

Tab. 2.5: Granulométrie du sable palagonitique de l'essai 46 avant et après déformation. Les tailles de grains sont plus petites après déformation indiquant une cassure des grains.

Effet physique des particules

A partir des essais à porosités différentes, nous pouvons envisager des explications sur le comportement physique des particules que nous avions commencé à détailler à la fin du chapitre 2.3. En effet, le mélange est analogue à une suspension de sphères indéformables dans un liquide, mais les mécanismes physiques ne sont pas forcément identiques. L'interprétation des essais nous a indiqué tout à tour:

- Le fluage transitoire est long. Jusqu'à 5% de déformation contre 1% pour la glace pure. Il est lié à la présence de particules;
- Cette phase transitoire est spécifique au début de la déformation;
- Cette phase ne correspond pas à la transition élastique-visqueux mais à une modification sous un régime déjà ductile;
- La présence de particules produit des augmentations locales de contraintes, ainsi qu'une probable augmentation de la proportion d'eau liquide;
- Le fluage transitoire passe à une déformation cassante lorsqu'on dépasse le seuil de fracturation. Ce seuil est interprété comme un emboitement des particules, c'est à dire un "gel" de la suspension.

Nous savons que la glace se déforme par des mouvements de dislocations (Duval *et al.*, 1983). Le fluage est stationnaire lorsque le nombre de dislocations est constant. Pour un sol gelé, cet état est retardé à cause des particules. En effet, le déplacement des dislocations est limité par les particules. Ces dislocations s'accumulent autour des particules, car les contraintes y sont localement supérieures.

Ces accumulations s'opposent au déplacement des dislocations nécessaires à la déformation. Le milieu devient plus résistant, et d'autant plus résistant que l'accumulation est importante. Lorsque la proportion de particules est trop élevée, le déplacement des dislocations devient insuffisant pour déformer l'échantillon, c'est à dire déplacer les particules par le seul mouvement visqueux. La friction devient donc dominante et l'échantillon devient cassant.

2.5.3 Bilan

Par rapport aux études précédentes, nous avons confirmé que:

- Le comportement général d'un sol gelé est similaire à celui de la glace;
- Le fluage transitoire est particulièrement long, jusqu'à 5% de déformation;
- Les variations en température sont semblables à celles de la glace;
- La diminution de la porosité crée une diminution de la vitesse de déformation.

Les conclusions nouvelles qui s'ajoutent aux études antérieures sont les suivantes:

i. Le long fluage transitoire est probablement dû à une modification interne de l'échantillon sous un régime ductile. La déformation se dirige lentement vers l'état stationnaire en raison de l'hétérogénéité du milieu qui limite la propagation des dislocations;

ii. **L'emboitement des particules lors du fluage transitoire peut conduire à un comportement fragile en-dessous d'une proportion de glace critique de 28% en moyenne**;

iii. La pression de confinement joue un rôle plus important que pour la glace en raison de la présence des particules;

iv. **La diminution de la viscosité relative avec la porosité, ou proportion de glace, de 50% à 28%, est similaire à celle observée pour des suspensions, à savoir:**

- Une augmentation exponentielle de la viscosité relative avec la diminution de la porosité à granulométrie constante;
- Une diminution de la viscosité relative avec la diversification de la granulométrie, à porosité constante;

une partie de ces résultats restent incertains. En particulier, des essais à plus faibles températures et à des pressions de confinement plus diverses seraient nécessaires pour confirmer les conclusions des essais à pression de confinement différentes. Des essais à faibles porosités et contraintes différentielles plus faibles seraient utiles pour savoir si le seuil critique de fracturation est effectivement indépendant de la contrainte exercée.

3
Rhéologie d'un sol gelé: Applications au pergélisol de Mars

Cette partie a pour objectif d'appliquer les résultats de l'étude expérimentale au comportement mécanique du pergélisol de Mars. Les applications sont de deux natures: (1) établir des profils rhéologiques du mégarégolite qui sont des outils de base au raisonnement géologique et (2) utiliser les données rhéologiques pour comprendre les observations morphologiques dans les zones où la glace est stable en surface.

"Exposons d'abord la thèse des théoriciens. Ceux-ci se fondent sur une loi physique appelée loi de Stefan (...). Il parait impossible d'exiger de cette loi plus d'une vingtaine de degrés en-dessous de zéro. Mais là, les aérographes poussent des clameurs violentes: Comment voulez-vous accorder cette température ridiculement basse avec les phénomènes que nous constatons sur Mars? Nous voyons que les glaces polaires fondent: il faut pour cela, que la température dépasse zéro degré. Nous voyons les feuillages reverdir chaque printemps: à qui feriez-vous croire qu'une végétation analogue à la notre puisse se développer par -20 ou -50 degrés au-dessous de zéro."

Pierre Rousseau, *"Mars, terre mystérieuse"*, 1941.

3.1 Profil de résistance du pergélisol martien

3.1.1 Conditions physiques du pergélisol

Le sous-sol de Mars

Composition:

Le sous-sol de Mars est composé d'un mégarégolite épais d'environ 2 à 3 km (cf. 1.2.2) reposant sur un socle fracturé. Ce mégarégolite est localement surmonté de niveaux volcaniques ou sédimentaires (Fig. 1.10). La proportion de glace dans le sous-sol dépend des conditions thermiques et de la porosité du milieu. Le mégarégolite est supposé poreux, mais le socle sous-jacent et les niveaux volcaniques ne sont pas, *a priori*, de bons réservoirs. Etudier l'effet de la glace sur le comportement rhéologique du sous-sol de Mars revient donc essentiellement à étudier le comportement du mégarégolite enrichi en glace.

Porosité:

La porosité est un paramètre important dans le comportement rhéologique bien que sa détermination soit très imprécise. En extrapolant les données obtenues pour la Lune, la porosité $\phi(z)$ suivrait une loi de décroissance exponentielle (Clifford, 1993):

$$\phi(z) = \phi(0)\frac{-z}{K_o} \tag{21}$$

avec z la profondeur, $\phi(0)$ la porosité en surface, K_o la constante de décroissance. Cette constante de décroissance est obtenu à partir des données lunaires normalisées pour une gravité sur Mars de g=3.72 m.s^{-2}, soit une valeur de K_o=2.82. La porosité de surface a été mesurée par les landers Viking à $\phi(0)$=0.5, mais il s'agit de la porosité du sol. D'autre part la Lune présente une porosité de suface de $\phi(0)$=0.2 (Clifford, 1993). Ces deux valeurs peuvent être prises comme des bornes inférieures et supérieures (Fig. 3.1). La porosité de surface a évidemment une forte influence sur la porosité en profondeur. A 2 km de profondeur, la porosité est encore supérieure à 0.25 pour $\phi(0)$=0.5, mais n'est que de 0.1 pour $\phi(0)$=0.2.

Sur Terre, la compaction est un processus physique fortement dépendant de la température et de la présence de fluides. En effet, la compaction est efficace lorsqu'elle est accompagnée d'une diagénèse, impliquant des réactions entre les argiles et l'eau. Ces processus diminuent rapidement la porosité. Sur Mars, ils ne sont probablement pas efficaces en raison des températures négatives et de l'absence de fluide en subsurface. Des gammes de porosité élevées paraissent donc concevables. Cette remarque est valable pour le climat hesperien ou amazonien, mais elle n'est pas forcément généralisable au climat noachien qui a pu être chaud.

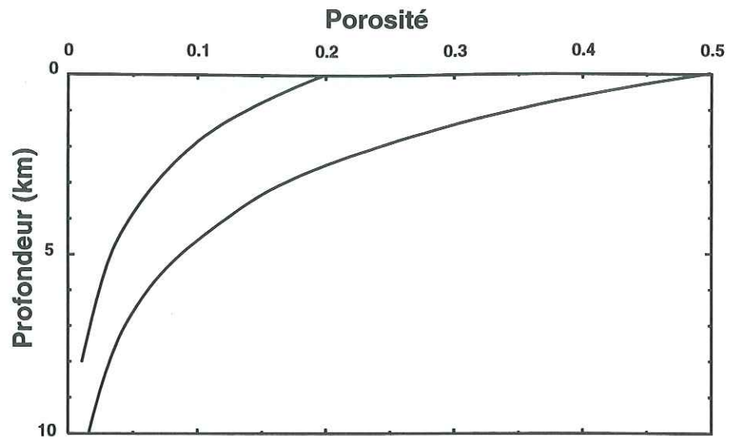


Fig. 3.1: Profil théorique de la porosité établie à partir des données lunaires (Clifford, 1993).

Conditions physiques actuelles

Températures:

La température du sous-sol dépend de la température de surface et du gradient thermique:

- La température de surface varie selon la latitude. Les moyennes actuelles établies en tenant compte des variations d'obliquité, sont de –40°C à l'équateur, –60°C à 40° de latitude et –120°C aux pôles (Carr, 1996).
- Le gradient thermique dépend du flux thermique mantellique et de la conductivité thermique dont les valeurs moyennes sont respectivement de 30 $mW.m^{-2}$ et 3 $W.m^{-1}.K^{-1}$. Le gradient thermique actuel est donc de l'ordre de 10 $K.km^{-1}$ (Clifford, 1993).

Pressions:

La contrainte qui s'exerce en profondeur dépend de la contrainte lithostatique σ_v et de la contrainte horizontale σ_h:

- La contrainte lithostatique verticale déterminée par $\sigma_v = \rho g z$ dépend de la profondeur z, de la masse volumique ρ, fixée à ρ=2000 $kg.m^{-3}$ et de la gravité g=3.72 $m.s^{-2}$.
- La contrainte horizontale dépend du milieu ambiant. Pour un milieu élastique, la contrainte horizontale dépend de la contrainte lithostatique et du coefficient de Poisson ν (Turcotte et Schubert, 1982): $\sigma_h = \frac{\nu}{1-\nu}\sigma_v$.
  Pour un sol gelé, ν varie de 0.13 à 0.40 avec des températures croissantes, d'où σ_h varie de 0.20 à 0.75 σ_v. En réalité, un sol gelé n'a qu'un comportement élastique très limité. Dans un comportement visqueux, la contrainte horizontale s'équilibre autour d'une valeur proche de celle

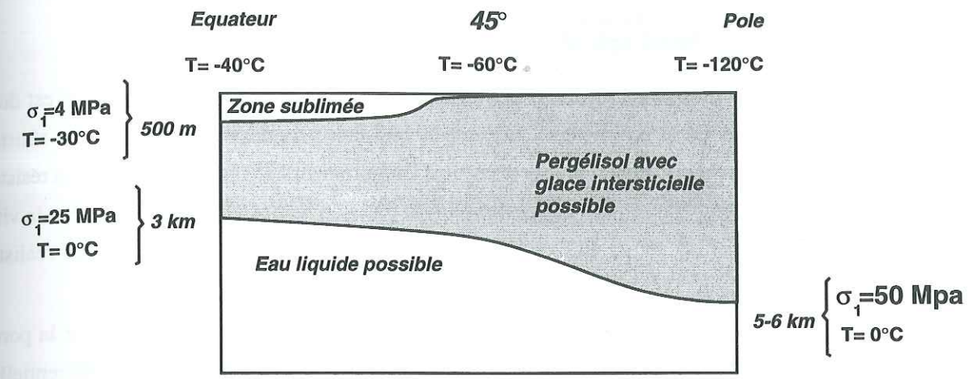


Fig. 3.2 Conditions physiques appliquées au pergélisol de Mars. La coupe va de l'équateur au pôle. La zone de stabilité de la glace est délimitée par la température de fusion à la base et par la sublimation au sommet.

de σ_v. De ce fait, en première approximation, la contrainte lithostatique, la contrainte horizontale et la pression hydrostatique sont identiques.

Zone de stabilité de la glace:

En raison de la très faible pression partielle de vapeur d'eau dans l'atmosphère, la glace n'est pas stable aux températures supérieures à 198K. La sublimation de la glace agit donc surtout aux basses latitudes. Environ 500 m de pergélisol sont déshydratés aux basses latitudes (<30°), tandis que la glace est stable à quelques mètres de profondeur à 50° de latitude (Fanale *et al.*, 1986). Les influences respectives de la température et de la pression sont représentées en figure 3.2. Le pergélisol susceptible de contenir de la glace est limité par l'isotherme 0°C à la base et par la sublimation au sommet.

Conditions physiques passées

Dans le passé, les conditions étaient surtout différentes au niveau des températures. Tout d'abord la température de surface a pu être supérieure, en particulier au Noachien où les traces d'écoulements liquides sont nombreuses. Ensuite et surtout parce que le flux thermique est d'autant plus important que la planète est jeune. A partir des modèles de flux thermique (Schubert *et al.*, 1992), on peut établir des gradient thermiques à des périodes données (les échelles absolues sont celles du Tab. 1.1 en introduction):

- 15 $K.km^{-1}$ à 1.5 Ga, soit l'Amazonien Inf. (échelle NW) ou Amazonien Moyen (échelle H);
- 30 $K.km^{-1}$ à 3.5 Ga, soit la limite Noachien-Hesperien (échelle NW) ou la limite Hesperien-Amazonien (échelle H);
- 45 $K.km^{-1}$ à 4 Ga, soit le Noachien Inf. (échelle NW) ou le Noachien Sup. (échelle H).

3.1.2 Comportement général

Les profils rhéologiques, ou enveloppes de résistances, déterminent si la déformation est ductile ou fragile en fonction de la profondeur. Lorsque la résistance fragile est inférieure à la résistance ductile, le comportement est fragile, et inversement. Contrairement à la résistance fragile, la résistance ductile varie avec la température, donc la profondeur, la pression hydrostatique, la porosité et la vitesse de déformation. Ces effets seront étudiés tour à tour jusqu'à aboutir à une représentation réaliste de la rhéologie du sous-sol.

Dans un premier temps, nous considérons un cas simple, irréaliste dans la nature, où la porosité est constante avec la profondeur, ϕ=0.5 . La résistance correspond à la contrainte différentielle, le matériel suit donc la loi de comportement décrite dans la partie expérimentale:

$$\sigma_1 - \sigma_3 = \left(\frac{(d\epsilon/dt)}{A} exp\left(\frac{H}{RT(z)} \right) \right)^{1/n} \tag{22}$$

avec n=3; H=75 kJ.mol^{-1}; A=3 10^{-11} Pa^{-n}s^{-1} (cf. 2.4). La température T(z) est déterminée à partir d'un gradient moyen ΔT=10 K.km^{-1} et une température de surface Ts=200 K (Fig. 3.3a), et Ts=230 K (Fig. 3.3b). Les figures 3.3a et 3.3b sont donc respectivement représentatives d'un profil de température actuel à 60° de latitude et à l'équateur. Le profil est limité à 4 km, profondeur à laquelle la température est à 240 K dans le cas (a) et 270 K dans le cas (b). Les résistances sont mesurées pour des vitesses de déformation de 10^{-5} s^{-1} à 10^{-15} s^{-1}.

Les résistances fragiles en extension et en compression sont établies à partir de la relation classique de Byerlee en l'absence de fluides:

$$\sigma_1 - \sigma_3 = \alpha \rho g z \tag{23}$$

avec α=0.75 en extension et α=3 en compression (*e.g.* Ranalli, 1995). Nous avons négligé la cohésion du matériel, afin que la relation puisse s'appliquer au mégarégolite, dont on peut supposer qu'il n'est pas très cohésif.

Les courbes (a) et (b) représentent les résistances ductile et fragile avec une échelle semi-logarithmique en raison des fortes variations de la résistance ductile avec la vitesse de déformation. Nous concluons de ces courbes que:

i. La température a un effet important sur le comportement puisque, à contraintes identiques, 30 K correspondent à une différence de vitesses de déformation de 2 ordres de grandeur. Ceci implique:

- Des différences selon la température de surface. Par exemple, on peut comparer la résistance fragile en extension et la résistance ductile dans les cas (a) et (b). En (a), le comportement est ductile, sous 1 km de profondeur, à des vitesses de 10^{-9} s^{-1}, ce qui est le cas à des vitesses de 10^{-7} s^{-1} pour le profil (b).
- A une même vitesse de déformation, la résistance à la base est bien inférieure à celle au sommet du profil ductile. La déformation est donc plus efficace en profondeur.

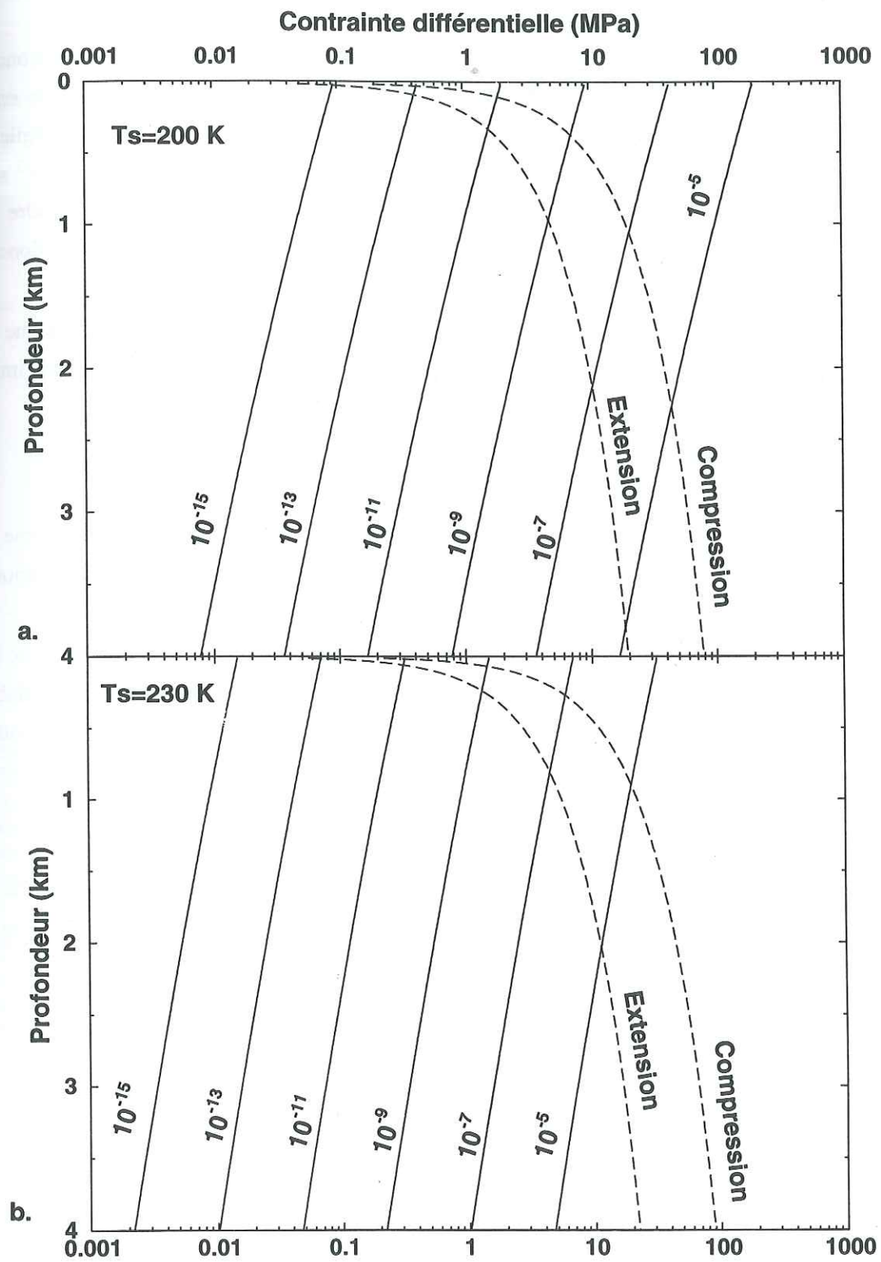


Fig. 3.3: Profils rhéologiques à porosité et pression constantes de ϕ=0.5 et P=12 MPa. Les résistances fragiles sont représentées pour les cas extensif et compressif. La résistance ductile est mesurée pour les valeurs de vitesses de déformation de 10^{-15} à 10^{-5} s^{-1}. Les figures (a) et (b) correspondent respectivement à des températures de surface de 200 et 230 K.

ii. A des vitesses de l'ordre de 10^{-15} s^{-1}, la déformation visqueuse affecte toutes les profondeurs, pour des résistances faibles inférieures ou égales à 0.1 MPa. Pour des vitesses usuelles en géologie, 10^{-15} à 10^{-11} s^{-1}, la résistance ductile est nettement plus faible que la résistance fragile en dehors des parties superficielles. Des vitesses rapides à l'échelle géologique de 10^{-9} à 10^{-7} s^{-1} peuvent même suffire à produire un niveau de déformation ductile à des contraintes de l'odre de 0.1 à 5 MPa qui sont relativement faibles pour des contraintes tectoniques. Le sol gelé est donc un milieu peu résistant qui crée une forte discontinuité mécanique avec l'encaissant.

Pour tester les effets de pression, porosité et gradient thermique, nous considérerons une vitesse de déformation intermédiaire de 10^{-9} s^{-1}, qui est rapide à l'échelle géologique, mais qui implique des contraintes différentielles relativement faibles de l'ordre de 1 MPa.

3.1.3 Effet de la pression hydrostatique

La pression hydrostatique intervient dans la loi de comportement dans le terme d'énergie d'activation H. On peut considérer plusieurs cas, selon la valeur du volume d'activation et selon que le matériau soit visqueux ou élastique:

1. Le matériel suit un comportement plutôt visqueux: $\sigma_h \sim \sigma_v$ donc $P \sim \sigma_v$. H=H(0)-PV, avec H(0)=78.6 $kJ.mol^{-1}$. Cette valeur de H(0) est obtenue à partir de la valeur de H=75 $kJ.mol^{-1}$ valable à P=12 MPa et du volume d'activation V=300 10^{-6} $m^3.mol^{-1}$. Ce cas correspond à une application directe des résultats expérimentaux. Nous ne tenons pas compte du saut d'énergie d'activation pour des températures supérieures à –10°C.
2. Le matériel suit toujours un comportement plutôt visqueux donc $P \sim \sigma_v$. Cependant, on ne considère plus le volume d'activation constant. En effet, nous avons discuté de l'origine de sa valeur élevée, qui est probablement reliée à la température élevée des essais mécaniques, en raison de l'existence d'eau liquide intersticielle (cf 2.4). Par conséquent, on suppose un volume d'activation nul en surface (T=230 K) en négligeant les effets de microfracturation qui interviennent à des contraintes supérieures à 5 MPa. On augmente le volume d'activation linéairement avec une valeur intermédiaire connue expérimentalement de V=300 10^{-6} $m^3.mol^{-1}$ à –10°C.
3. Comportement élastique: soit un coefficient de Poisson de ν=0.3; $\sigma_h \sim 0.45\sigma_v$ donc $P \sim 0.65\sigma_v$. On utilise le volume d'activation comme décrit dans le cas 1., avec un volume constant de V=300 10^{-6} $m^3.mol^{-1}$ et une énergie d'activation initiale de H(0)=78.6 $kJ.mol^{-1}$, mais une pression P inférieure, égale à $0.65\sigma_v$.

La figure 3.4 représente le profil rhéologique à des vitesses de 10^{-9} s^{-1} pour les cas 1, 2 et 3 qui correspondent aux courbes de même numérotation. La courbe 0 correspond au cas précédemment décrit en figure 3.3 avec H constant égal à 75 $kJ.mol^{-1}$. Ces courbes indiquent:

- Par rapport à la courbe 0, sans variation de V, les courbes 1, 2 et 3 montrent des variations non négligeables de la pente du profil. Ils augmentent l'effet de température.

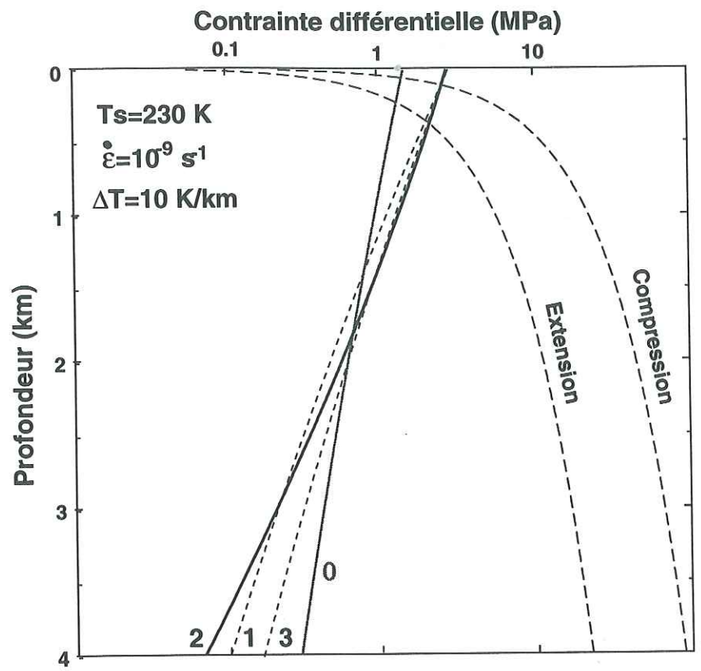


Fig. 3.4: Effet de la pression hydrostatique sur le profil de résistance pour des valeurs de ϕ=0.5, Ts=230 K, ΔT=10 $K.km^{-1}$ et une vitesse de déformation de 10^{-9} s^{-1}. La courbe 0 en gris représente le profil de la figure 3.3, avec H constant. Les courbes 1, 2 et 3 correspondent respectivement aux trois cas avec (1) volume d'activation constant et pression hydrostatique égale à la pression lithostatique; (2) volume d'activation en fonction de la température et pression hydrostatique égale à la pression lithostatique (3) volume d'activation constant et pression hydrostatique égale à 0.65 fois la pression lithostatique.

- Entre les courbes 1 et 3, c'est à dire entre un cas visqueux et un cas élastique, les changements ne sont pas importants. On peut utiliser sans problème le cas où $P \sim \sigma_v$ pour un matériel visqueux.
- Par rapport à la courbe 1, la courbe 2 accentue l'effet de température. Ce cas, probablement le plus réaliste, ne modifie toutefois pas la courbe 1 de manière très importante.

Par la suite, nous utiliserons une pression de confinement qui suit le cas 2, même si les variations exactes du volume d'activation ne sont pas bien connues. Les variations de rhéologie dues à la pression de confinement sont donc importantes, mais elles ne modifient pas de manière fondamentale la forme générale du profil.

3.1.4 Effet de la porosité

Les profils précédents supposaient une porosité constante de 50%, or le comportement varie fortement avec la proportion de glace, donc la porosité. On suppose dans un premier temps, que la porosité est saturé en glace. La proportion de glace et la porosité sont donc identiques. Pour décrire la

porosité en fonction de la profondeur, on utilise la loi de décroissance théorique décrite précédemment (Fig. 3.1). L'effet de la porosité peut être introduit dans l'équation de comportement par la constante A, qui devient A(ϕ), en utilisant des conditions initiales connues à 50% de porosité: A(0.5)=3 10^{-11} $Pa^{-n}s^{-1}$. La courbe A(ϕ) peut être établie par interpolation des résultats des essais (Fig. 3.5):

- Pour $\phi \leq 0.28$, A(ϕ) n'est pas défini, le comportement est cassant.
- Pour $0.28 < \phi \leq 0.5$, il est utile de connaître la granulométrie du milieu poreux. Le mégarégolite est probablement constitué d'éléments de tailles variées, mais sans que l'agencement soit optimal. On peut considérer qu'une courbe intermédiaire entre les courbes de viscosités relatives mimimale et maximale est adéquate. On suppose donc des viscosités relatives légèrement plus lentes que nos essais à ϕ=0.5 (puisqu'on était quasi-unimodal) et analogues à nos essais pour ϕ=0.3. Une régression en loi de puissance sous la forme,

$$A(\phi) = A(0.5)\left(\frac{1-\phi}{0.5}\right)^m \tag{24}$$

  permet une bonne interpolation avec m=6. Cette courbe permet de simuler l'augmentation de viscosité avec la diminution de porosité.

Nous supposons par ce formalisme qu'il existe une discontinuité à la porosité critique de 28%, alors que le comportement réel est une transition progressive de ductile à fragile. Cette simplification n'a pas de conséquence importante sur les profils rhéologiques, si ce n'est de représenter des discontinuités rhéologiques plus étroites que dans la nature. Les profils rhéologiques usuels établis pour la croûte terrestre ne prennent pas non plus en compte de transition fragile-ductile (Ranalli, 1995).

Les profils rhéologiques en compression, avec les effets conjugués de pression et de porosité, sont représentés sur la figure 3.6. Ils tiennent également compte de la sublimation qui a pu déshydrater les 500 premiers mètres de pergélisol. Les conditions sont toujours une température de surface de 230 K, un gradient thermique de 10 $K.km^{-1}$ et une vitesse de déformation de 10^{-9} s^{-1}. En raison du seuil de fracturation à la porosité de 0.28, il est inutile de considérer des porosités en surface inférieures à 0.30.

Les profils rhéologiques avec des porosités en surface de 0.35 à 0.5 montrent que:

i. **Le seuil critique à porosité de ϕ=0.28 a une influence considérable sur l'épaisseur du niveau ductile.** Dans les profils précédents, la base du niveau ductile était limitée par l'isotherme 0°C. C'est désormais la porosité qui controle la base du niveau ductile. Celui-ci est à une profondeur de 1.7 km pour une porosité de surface de 50%.

ii. L'augmentation de la résistance ductile due à l'augmentation de la porosité va dans le sens opposé à l'augmentation de température et pression. On observe cependant que la résistance décroît toujours avec la profondeur et que donc **lorsque la porosité est suffisante pour permettre le fluage, la température et la pression ont un effet supérieur à celui de la porosité.**

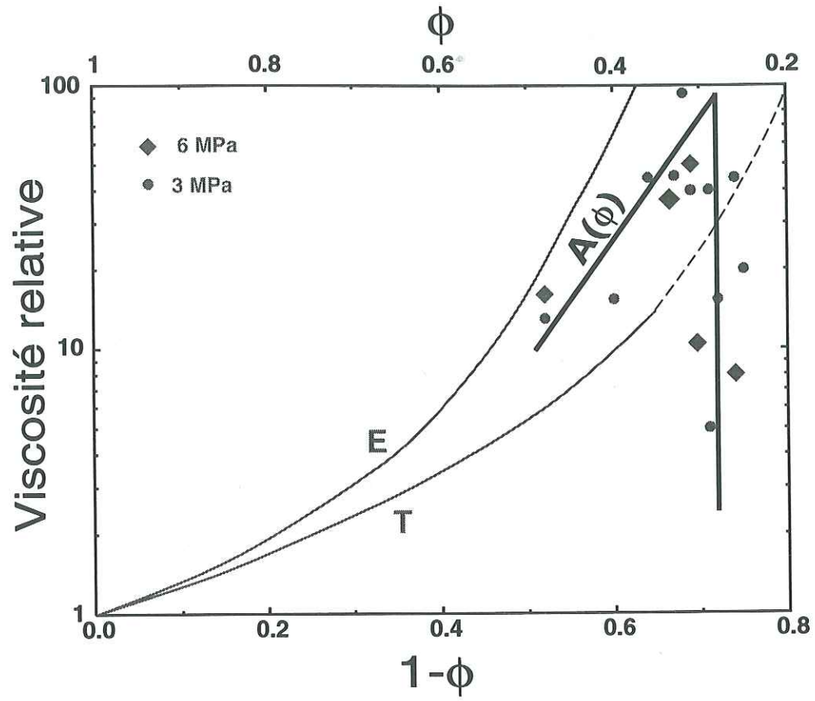


Fig. 3.5: Utilisation des résultats expérimentaux à porosité variable. La courbe A(ϕ) est une loi de puissance qui simule l'augmentation de viscosité avec la diminution de porosité. En-dessous de 28% de porosité, le comportement est supposé cassant.

Ces résultats montrent que la présence du seuil à porosité de 0.28 est d'une importance fondamentale, tandis que l'effet d'augmentation de viscosité avec la profondeur est secondaire. Quelques remarques complémentaires sont nécessaires afin de contraindre les valeurs de porosité:

1. **L'adoucissement des terrains (ou "terrain softening"):**
   Aux latitudes supérieures à 35°, seuls les niveaux très superficiels sont affectés par la sublimation (cf introduction 1.3.4). L'enrichissement en glace du pergélisol produit un phénomène de relaxation visqueuse des terrains qui explique l'existence de reliefs et cratères dont les formes sont adoucies, arrondies (Squyres, 1989). Des modélisations par éléments finis ont permis d'établir qu'il s'agit bien d'une déformation visqueuse due à glace. Ces modèles comparent la topographie actuelle aux topographies anciennes, supposées d'après les caractéristiques géométriques moyennes des impacts. Ces modèles montrent qu'une épaisseur de matériel visqueux de l'ordre d'1 km est nécessaire pour expliquer les topographies observées (Jankowski et Squyres, 1993). Par conséquent, dans ces régions, la porosité à 1 km de profondeur est supérieure au seuil de 28%, impliquant une porosité

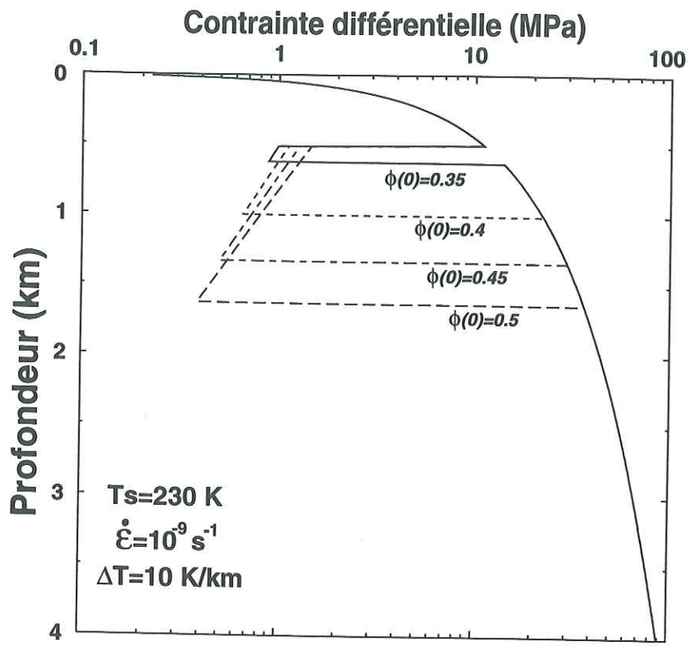


Fig. 3.6: Profils rhéologiques en compression pour des conditions réalistes du pergélisol martien: porosité de surface de 0.5 à 0.35, température de surface de 230 K, gradient thermique de 10 $K.km^{-1}$, vitesse de déformation de 10^{-9} s^{-1} et une épaisseur de terrain sublimée de 500 m.

théorique de surface supérieure à 40%. Les fortes porosités de surface utilisées pour les profils en figure 3.6 sont donc réalistes.

2. **Glace de ségrégation:**

   Le profil de porosité proposé par Clifford (1993) ne tient pas compte de l'effet possible de la glace de ségrégation. En effet, le gel lent d'un sol conduit à des écoulements d'eau liquide vers les parties gelées. Ce phénomène de succion cryogénique forme des niveaux de pergélisol enrichi en glace, voire des niveaux de glace pures (*e.g.* Konrad et Morgenstern, 1980). De tels niveaux de ségrégation, généralement de formes lenticulaires, peuvent augmenter la porosité du pergélisol et donc modifier le profil théorique de porosité (Clifford, 1993).

3. **Effet de saturation:**

   Pour le moment nous n'avons pris en compte que des sols saturés en glace. Des niveaux sous-saturés peuvent pourtant exister, et dans ce cas la loi rhéologique ne dépend plus de la porosité, mais de la proportion de glace. Comme la porosité doit être supérieure à 28%, il est évident qu'une diminution de la saturation à 50% aurait pour conséquence d'empêcher tous mécanismes

ductiles. Les profils de résistance sont donc à utiliser avec prudence pour des cas réels, car la saturation est une inconnue difficile à contraindre.

La porosité est donc un élément fondamental puisqu'elle empêche tout comportement ductile à des profondeurs supérieures à 1.7 km pour des conditions de porosité de 50% en surface. De telles porosités de surface ne sont toutefois pas irréalistes, puisqu'elles sont nécessaires pour expliquer la relaxation des cratères aux latitudes supérieures à 35°.

3.1.5 Effet des variations thermiques

Faire varier le gradient thermique revient à considérer des profils rhéologiques pour des périodes passées. On utilise la loi de comportement en tenant compte de la pression, la porosité avec $\phi(0)=0.5$ en surface et une vitesse de déformation de 10^{-9} s^{-1}. L'effet de sublimation n'a pas été pris en compte sur ces profils. Les figures 3.7 a, b et c sont 3 exemples à des températures de surfaces respectives de 200, 230 et 250 K. Pour ces trois figures, on a considéré des gradients thermiques de 15, 30 et 45 $K.km^{-1}$ qui correspondent respectivement à des valeurs approximatives du gradient thermique il y a 1.5, 3.5 et 4 Ga.

Les enveloppes de résistance à la compression représentées en figure 3.7 montrent que:

- Lorsque la température de surface est suffisamment faible, c'est la porosité qui contrôle la base du niveau ductile (Fig. 3.7a).
- Lorsque la température de surface est élevée (Fig. 3.7b), voire supérieure à la moyenne actuelle (Fig. 3.7c), c'est la température de fusion qui contrôle la base du niveau ductile. Ce niveau est évidemment d'autant plus superficiel que le gradient est élevé.
- A température de surface fixée, l'augmentation de température due au gradient thermique diminue de manière importante la résistance. Par exemple, en figure 3.7a, la résistance à la base du niveau ductile est de 2 MPa pour un gradient de 15 $K.km^{-1}$, mais de seulement de 0.2 MPa pour un gradient de 45 $K.km^{-1}$.

3.1.6 Exemple d'application: les plaines ridées

Les plaines ridées sont des plaines volcaniques pourvues de rides compressives. L'épaisseur des plaines est de l'ordre de 1 km. On néglige la possibilité de niveaux poreux pyroclastiques au sein des plaines volcaniques. Ces plaines surmontent un mégarégolite probablement riche en glace (cf introduction et partie 3 à suivre). On suppose un gradient thermique de 20 $K.km^{-1}$, valeur envisageable à l'Hesperien, et une température de 230 K en surface. Le profil de résistance à la compression a été calculé pour diverses valeurs de vitesses de déformation de 10^{-15} à 10^{-7} s^{-1} et une porosité de surface de $\phi(0)=0.5$. Nous concluons de ce profil (Fig. 3.8) que:

- La porosité contrôle la profondeur du niveau ductile;

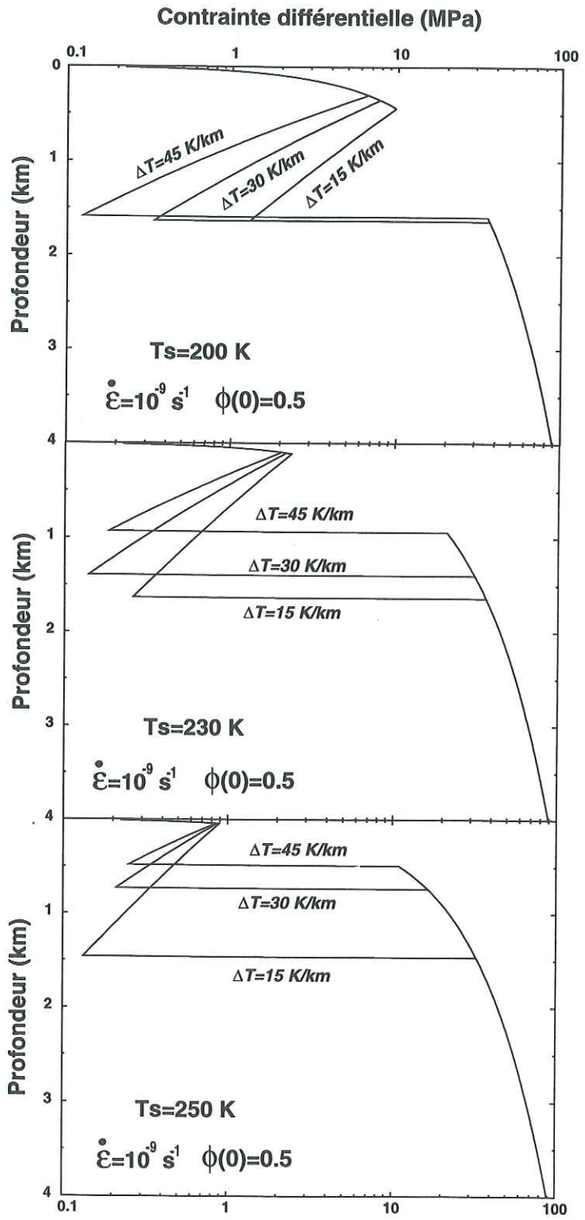


Fig. 3.7: Profils rhéologiques pour des températures de surface de (a) 200 K, (b) 230 K et (c) 250 K, et des gradients thermiques pour chaque profil de 15, 30 et 45 K.km^{-1}.

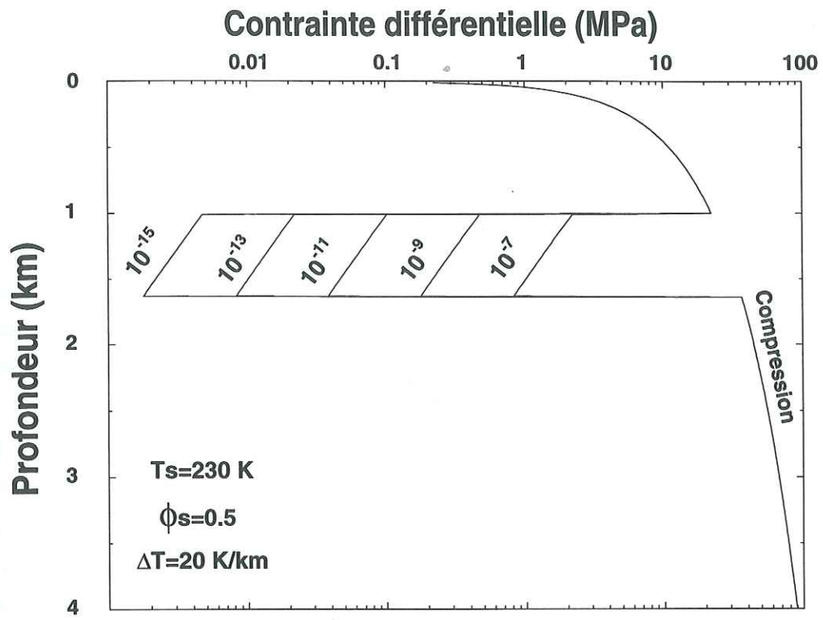


Fig. 3.8 Profil rhéologique en compression d'une plaine volcanique d'épaisseur d'1 km et de porosité négligeable surmontant un mégarégolite avec une porosité théorique en surface de 50%. La température Ts=230 K et le gradient thermique de 20 K.km^{-1} sont représentatifs des conditions de l'Hesperien.

- Le niveau ductile est moins résistant à la base qu'au sommet;
- Des contraintes de l'ordre de 0.1 MPa, faibles pour des contraintes tectoniques, sont suffisantes pour créer un niveau ductile à des vitesses de déformation relativement rapides à l'échelle géologique de 10^{-11} à 10^{-9} s^{-1}.

Les propriétés de cet interface mécanique indiquent qu'en cas de déformation tectonique, il jouerait le rôle d'un niveau de découplage situé entre le mégarégolite profond et les plaines volcaniques.

3.1.7 Bilan des profils rhéologiques

Les profils rhéologiques permettent de prendre en compte tous les effets dus aux variations des conditions physiques avec la profondeur. Les principales conclusions que nous déduisons de ces profils sont:

i. Le mégarégolite riche en glace peut jouer le rôle d'une discontinuité mécanique majeure dans le sous-sol. Des contraintes différentielles de seulement 0.1 MPa peuvent créer une déformation à des vitesses de 10^{-10} s^{-1} relativement rapides à l'échelle géologique.

ii. **La porosité joue un rôle fondamental en raison du seuil de fracturation. L'existence d'un niveau ductile à plus d'1 km de profondeur n'est ainsi possible que pour des porosités de**

052 118430 3
BIBLIOTHÈQUE SCIENCES GRENOBLE UNIVERSITAIRE

surface supérieures à 40%. De telles valeurs sont toutefois cohérentes avec les modèles de relaxation des terrains aux latitudes de 40°.

iii. La porosité, lorsqu'elle est supérieure au seuil de 28%, joue en sens inverse de la température et la pression, mais son effet est inférieur à l'effet conjugué de ces deux derniers paramètres.

iv. Le gradient thermique ne modifie de manière importante la profondeur du niveau ductile que lorsqu'il est suffisamment élevé pour que la température de fusion se situe au-dessus de la profondeur critique controlée par la porosité.

Pour établir ces profils rhéologiques, nous avons utilisé les résultats expérimentaux concernant les mélanges sable-glace, donc des mélanges de particules indéformables dans une matrice de glace pure. La composition du mégarégolite pourrait pourtant être différente du cas étudié:

- Il peut exister des niveaux similaires aux tephra palagonitiques. La déformation serait plus rapide que pour des particules indéformables;
- Des sels peuvent être dilués dans l'eau (Clifford, 1993), or la présence de sels diminue la température de fusion de la glace et donc accentue la vitesse de déformation;
- Des composés exotiques du type clathrate, c'est à dire des liasons H_20–CO_2 par exemple, sont stables à quelques km de profondeur (Kuzmin *et al.*, 1988). Ces composés sont mécaniquement peu résistants;

Toutefois, ces exemples nécessitent notamment des composés chimiques divers sur de grandes étendues. Cette possibilité est envisageable localement ou régionalement, mais est plus difficile à envisager pour tout le sous-sol de la planète. La composition glace pure+roche, que nous avons utilisée, semble donc l'hypothèse la plus "économique".

3.2 Rhéologie des glaciers rocheux et conséquences paléoclimatiques

La glace superficielle est sublimée à proximité de l'équateur, mais ce phénomène n'est plus efficace au-delà de 35° de latitude (cf introduction 1.3.4). Il existe aux latitudes de 40° des formations glaciogéniques superficielles dont le mode de formation est mal établie en raison des indéterminations sur la rhéologie. La température en surface étant de –60° en moyenne, ces morphologies ont-elles pu se former sous des conditions si froides? Nous essaierons de résoudre ce problème à partir de nos résultats expérimentaux et d'observations morphologiques. Nous débutons le chapitre par une description générale des ces morphologies et de leur équivalent terrestre à partir de données bibliographiques et d'observations.

3.2.1 Caractéristiques des écoulements de débris à matrice de glace sur Mars

Observations et dimensions

Les morphologies reliées à la glace intersticielle sont repertoriées depuis deux décennies par les termes "lobate debris aprons", "lineated valley fills" et "concentric crater fill". Ils correspondent respectivement à des accumulations de débris au pied d'escarpement, dans des vallées et dans des cratères (Squyres, 1978). La forme convexe des débris indique un écoulement visqueux lié à la glace et non à des débris secs. Contrairement à la relaxation des reliefs ("terrain softening") ou des cratères ("crater softening"), ces morphologies suggèrent un processus superficiel, et non un fluage massif du pergélisol entier (Squyres et Carr, 1986). On peut les considérer comme des équivalents aux glaciers rocheux terrestres.

Les principales caractéristiques de ces glaciers rocheux sont les suivantes:

- Les glaciers rocheux indiquent des déplacements incompatibles avec des déplacements d'éboulis secs. La figure 3.9 représente un glacier rocheux long de plus de 30 km. Après la sortie de la vallée au centre de l'image, le glacier s'étale avec une pente faible sur 20 km. La pente peut être estimée à moins de 2°. En effet, avec une pente de 10°, la différence de relief entre la vallée et le lobe frontal serait de plus de 3 km. Avec une pente de 2°, on obtient une différence de relief plus réaliste, mais néanmoins importante, de 500 mètres. Les formes lobés et les fronts convexes sont caractéristiques d'écoulements relativement visqueux analogues à ceux observés pour les glaciers terrestres.
- Les linéations sont caractéristiques d'écoulements visqueux. Des linéations parallèles au flanc des vallées sont observables sur la figure 3.9. Elles proviennent des effets conjugués d'écoulements

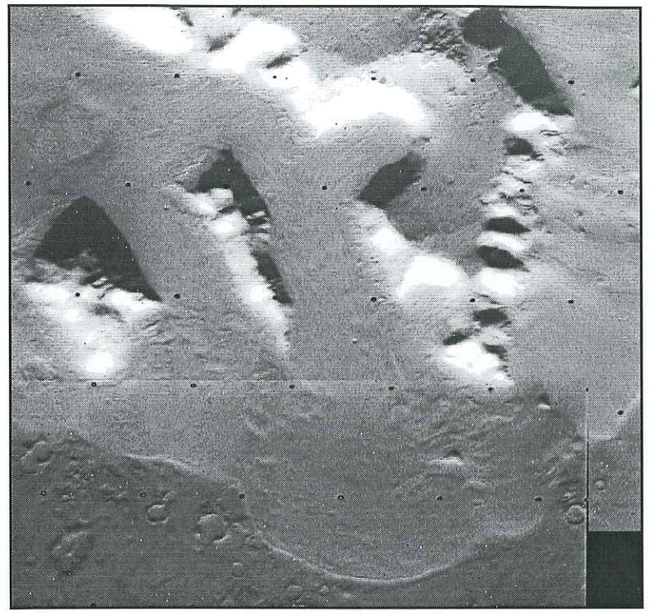
perpendiculaires aux falaises et d'un écoulement longitudinal à la pente de la vallée dû aux anisotropies de composition comme on l'observe sur les glaciers terrestres (Squyres, 1989). Quand les linéations sont perpendiculaires à la direction d'écoulement apparente (Fig. 3.10a), elles indiquent un fluage compressif. Dans notre cas, ce fluage compressif est crée par les trois reliefs situés au milieu des éboulis.

- La répartition des glaciers rocheux indique qu'il ne s'agit pas d'un phénomène local. Sur les figures 3.10b et 3.11, les falaises ont quasiment toutes des tabliers d'éboulis s'étalant sur 10 à 30 km. Ce phénomène ne resulte donc pas d'instabilités locales mais d'un processus lié à l'évolution morphologique de régions entières.

Ces observations permettent d'écarter toute hypothèse de sédimentation éolienne ou fluviatile et d'interpréter ces morphologies par un fluage visqueux lié à la glace intersticielle (Squyres, 1978; Carr, 1979). L'hypothèse de glaciers uniquement formés d'eau comme sur Terre est impossible, en raison notamment de l'absence de précipitations. Les dimensions et pentes des écoulements sont relativement mal contraintes. Leur longueur moyenne de 20 km implique des pentes parfois extrèmement faibles de 1 à 2° comme sur la figure 3.9 (Carr et Schaber, 1977). Des mesures de pente peuvent localement être effectuées grâce aux ombres et à l'inclinaison du soleil dans la région des figures 3.10b et 3.11. Ces mesures déterminent que l'altitude moyenne des plateaux par rapport aux plaines serait d'environ 1 km, avec les pentes des escarpements, au-dessus des éboulis, de 10 à 40° et l'épaisseur des éboulis visqueux atteindrait 500 à 900 mètres au pied de la falaise (Squyres, 1978).

Répartition géographique

La répartition géographique des glaciers rocheux est un élément incontournable pour leur compréhension. En effet, ils sont tous situés dans une bande de terrain entre les latitudes 35 et 55° (Fig. 3.12), et ceci dans les deux hémisphères (Squyres, 1979). Les écoulements les plus représentatifs se situent aux latitudes de 40–45° qui correspondent aux latitudes des figures présentées (Tab. 3.1). Dans l'hémisphère Nord, les régions de Deuteronilus et Protonilus Mensae regroupent les morphologies les plus développées. Ces régions se situent au bord de la dichotomie Nord/Sud qui s'exprime par des escarpements et une différence d'altitude de 1 à 2 km. Squyres (1979) dénote une dissymétrie entre les deux hémisphères quant à la répartition des glaciers rocheux. En effet, une large partie de l'hémisphère Sud ne présente aucune morphologie de ce type. Cette lacune pourrait être reliée à des différences de composition en glace. Quand ils existent, les glaciers rocheux de l'hémisphère Sud sont comparables par leur morphologie à ceux de l'hémisphère Nord (Fig. 3.13). Ils entourent les falaises en s'étendant à des distances de 10 à 20 km (Fig. 3.13a). L'observation met parfois en évidence des petits glaciers rocheux en forme de spatule caractéristiques d'écoulements gravitaires visqueux (Fig. 3.13b). Ce dernier exemple à la particularité d'être en apparence relativement petit, 5 km, peu épais, environ 100 mètres voire moins, sur une pente assez élevée, au moins 10°.



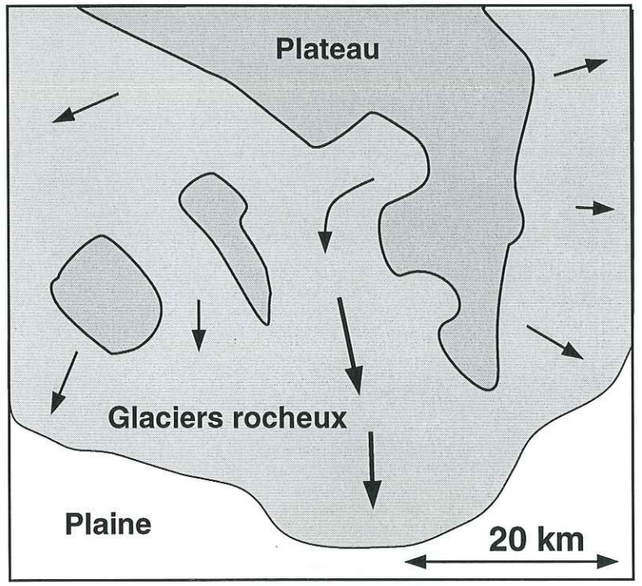


Fig. 3.9: Région couverte de glaciers rocheux indiquant un écoulement visqueux. L'éclairage vient du bas. Le schéma interprétatif indique les surfaces importantes qu'occupent ces éboulis visqueux. Les flèches indiquent la direction supposée du fluage d'après les linéations. Au centre de l'image, l'écoulement emprunte une vallée qui se termine par un lobe frontal convexe 20 à 30 km plus loin.

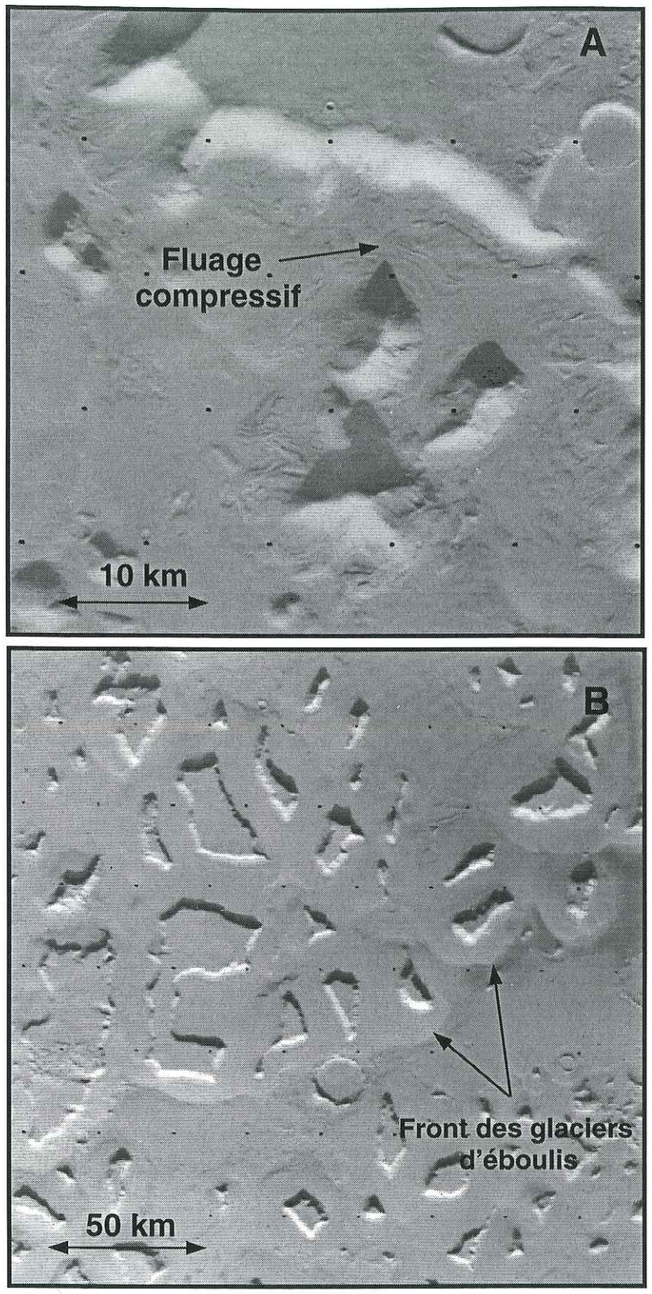


Fig. 3.10: (a) Linéations perpendiculaires à l'écoulement visqueux indiquant un fluage compressif généré par les trois escarpements séparés de la falaise principale. (b) Ensemble d'escarpements isolés séparés qui présentent tous des éboulis amples avec des fronts lobés indiquant une déformation visqueuse.

Fig. 3.11: Région de plateaux, falaises avec éboulis visqueux et plaines. Le matériel composant les plateaux est noachien en raison de gros cratères. Les plaines sont d'âge Amazonien. Le cratère indiqué par la flèche semble postérieur à l'écoulement visqueux. Il est l'un des rares cratères de taille supérieure à 1 km apparaissant sur les glaciers rocheux et morphologies assimilées.

La présence de ces morphologies sur des bandes de latitude de part et d'autres de l'Equateur est la signature évidente d'effets climatiques (Squyres, 1979; Squyres et Carr, 1986). Deux processus peuvent controler la formation des glaciers rocheux:

- **La sublimation:** Elle agit à des températures supérieures à 198 K. Les modèles de sublimation (Fanale, 1986) indiquent que, sur des durées de l'ordre du milliard d'années, une dizaine de mètres de pergélisol seulement sont deshydratés à 40° de latitude. En dessous de 35°, la courbe plonge rapidement à quelques centaines de mètres de profondeur. Les glaciers rocheux se forment donc aux latitudes où la glace peut exister superficiellement.
- **La température:** A 40° de latitude, la température moyenne est actuellement de 215K, mais descend à 200 K à 60°, 180 K à 70°. En raison de la forte dépendance en température de la glace, il est possible qu'aucune déformation superficielle n'ait lieu aux latitudes supérieures à 60° (Carr et Schaber, 1977). La relaxation des topographies (terrain softening) est d'ailleurs observée à ces hautes latitudes, car elle prend en compte une déformation profonde, donc à des températures plus élevées.

Pour former des glaciers rocheux, il faudrait donc bénéficier de (1) une sublimation peu efficace et (2) des températures suffisamment élevées (Squyres, 1989). Cette hypothèse n'est toutefois pas argumentée par des considérations rhéologiques. Les écoulements sont-ils possibles aux températures actuelles?

Figures	N° Viking	**Latitude**	Longitude
Fig. 3.9	058b53-55	**46.2**	323.6
Fig. 3.10a	058b56	**44.4**	321.8
Fig. 3.10b	675b42	**46.0**	331.7
Fig. 3.11	675b62	**41.8**	341.0
Fig. 3.13a	097a62	**-41.7**	257.6
Fig. 3.13b	584b25	**-42.5**	253.2
Fig. 3.18	097a61	**-45.5**	255.0
Fig. 3.20	425b07	**41.7**	272.4
Fig. 3.21	584b15	**-46.1**	254.4
Fig. 3.22	269s13	**41.5**	307.0

Tab. 3.1: Coordonnées des images décrites dans ce chapitre. Elles sont toutes situées entre 40 et 46° de latitudes Nord ou Sud.

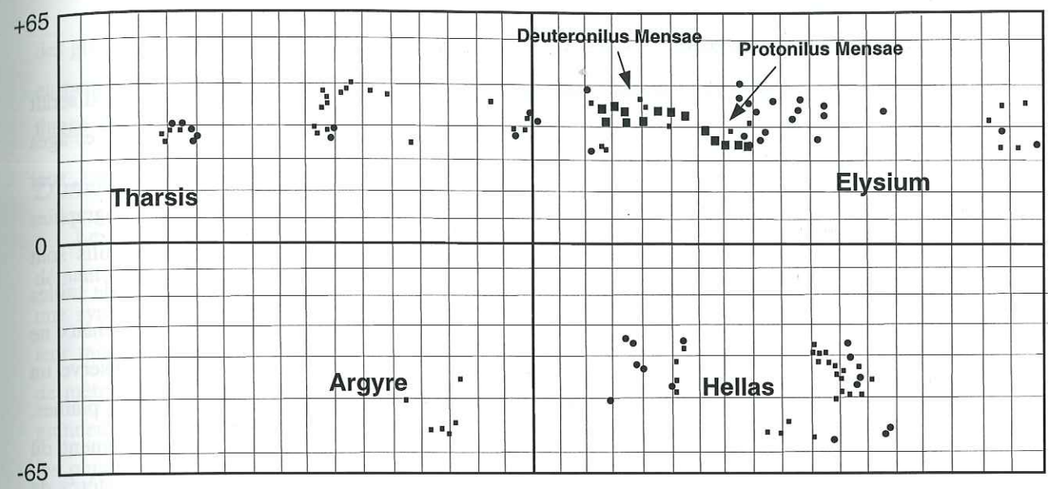


Fig. 3.12: Localisation des principaux écoulements de glaciers rocheux (d'après Squyres, 1979). Les carrés représentent les écoulement de type glaciers rocheux ("debris aprons+lineated valleys fills"). Les gros carrés représentent des proportions particulièrement élevées. Les cercles représentent des cratères avec des remplissages concentriques ("concentric crater fill").

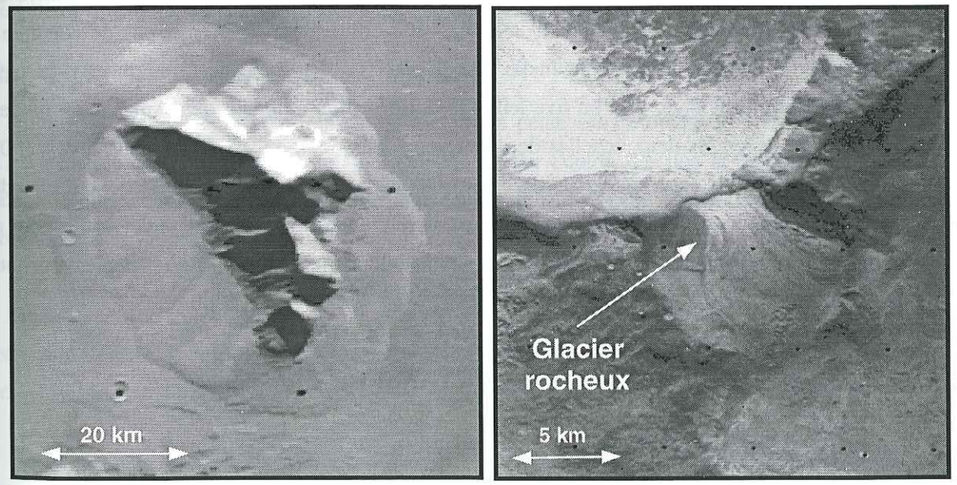


Fig. 3.13: Glaciers rocheux dans l'hémisphère Sud. La figure (a) indique un écoulement très comparable à ceux observés dans l'hémisphère Nord. L'écoulement s'éloigne à une distance maximale d'environ 20 km du bord de l'escarpement. En (b), le détail d'une image à forte résolution fait apparaître un glacier rocheux de petite taille (environ 7km). Sa forme en spatule est typique d'écoulement gravitaire visqueux, le matériel suit la pente la plus forte.

Age et durée de formation

Si l'on suit les explications données combinant l'effet de sublimation et de température, il serait logique de considérer que les glaciers rocheux suivent l'évolution climatique de la planète. Les âges des différentes unités morphologiques, à savoir les plateaux, les glaciers rocheux, et les plaines, sont différents. Les plateaux sont d'âges Hesperien ou Noachien et se distinguent par des topographies d'anciens terrains (cratères érodés, trâce de chenaux, etc.). Les plaines au pied des éboulis sont d'âges variables, Hesperien supérieur à Amazonien moyen. Un bon nombre de cratères de tailles supérieures à 1 km apparaissent à leur surface (ex: Fig. 3.11). Par contre, les glaciers rocheux ne sont que très rarement affectés par des cratères (Squyres, 1979). Sur la figure 3.11, on observe un gros cratère Noachien sur le plateau gauche, quelques cratères de tailles de 1 à 10 km sur les plaines. Par contre, on observe un seul cratère sur les éboulis. Ce faible nombre n'est pas seulement dû à un sous-échantillonage à cause d'une surface plus petite, car il s'agit d'un des rares cratères de plus de 1 km se trouvant sur les écoulements de débris. L'âge de ces morphologies est ainsi jeune, Amazonien moyen à supérieur, et postérieur aux plaines environnantes. Des observations à plus hautes résolutions pourront préciser ces âges dans l'avenir.

Le cratère observé sur les éboulis (Fig. 3.11) ne semble pas très déformé. Toutefois, l'écoulement se faisant surtout à la base du glacier où la contrainte tangentielle est élevée, il pourrait ne pas être fortement déformé, même si le glacier était actif. Il est donc impossible d'affirmer si le cratère est contemporain ou postérieur à l'écoulement. De fait, cette observation ne permet pas de conclure à une activité courte, durable ou encore actuelle de ces glaciers. La durée de formation des glaciers rocheux n'est donc pas connue. Si l'on fixe leur âge de formation au début de l'Amazonien moyen, l'âge absolu serait, selon les deux échelles de datation (cf Tab. 1.1), de 2.5 Ga (échelle NW) ou 0.7 Ga (échelle H). Si ces glaciers sont actifs, la durée maximale de leur formation est donc de l'ordre du milliard d'années. Les informations données par la rhéologie pourront nous aider à résoudre ce problème. Mais auparavant, il est intéressant de comparer ces morphologies aux glaciers rocheux observés sur Terre.

3.2.2 Caractéristiques des glaciers rocheux sur Terre

Morphologie et composition

"Glacier rocheux" est un terme général qui caractérise toutes les morphologies de glaciers formés par l'écoulement visqueux de la glace, mais avec une composition rocheuse en apparence. Il existe principalement trois types de glaciers rocheux correspondant à des morphogénèses différentes (Martin et Whalley, 1987): (1) Les glaciers rocheux à cœur de glace sont des reliques de glaciers recouverts par des avalanches de débris ou des moraines frontales, (2) les glaciers rocheux à ciment de glace intersticielle et (3) à lentilles de glace pure. Ces deux derniers cas forment les deux pôles de l'ensemble

des glaciers rocheux d'origine non glaciaire. Ils proviennent de l'écoulement visqueux d'un pergélisol en pente, de la remobilisation d'avalanche de débris mixtes glace/roche ou d'éboulis, ou encore du fluage de moraines frontales.

Dimensions et vitesses d'écoulement

Les dimensions des glaciers rocheux terrestres vont de lobes décamétriques provoqués par le démantèlement d'un pergélisol à des corps kilométriques correspondant à d'anciens glaciers. D'après une synthèse sur les dimensions d'une quarantaine de glaciers rocheux (Whalley et Martin, 1992), leur taille moyenne est de quelques centaines de mètres et leur épaisseur est de quelques dizaines de mètres. Les pentes varient de 6 à 25° en surface. Les vitesses moyennes varient de 3 ordres de grandeur selon la situation géographique, le climat, l'épaisseur du glacier et sa structure. Les vitesses les plus lentes enregistrées sur des périodes de 10 à 30 ans sont de 1 à 3 cm/an pour des glaciers rocheux du Kunlun Shan en Chine et de Victoria Land en Antarctique. Les vitesses les plus rapides sont de 1.6 m/an à Val Sassa en Suisse (Whalley et Martin, 1992). Dans ce dernier cas, il s'agit d'un glacier rocheux à noyau de glace avec un climat humide et une forte pente (20°). Par contre, les glaciers rocheux les plus lents, en Antarctique ou dans les Kunlun sont d'origine périglaciaire, pergélisol ou débris, dans des milieux arides. Les glaciers rocheux terrestres sont limités à des tailles minimales par rapport aux glaciers usuels car le volume de matériel visqueux disponible, à savoir le pergélisol d'origine, est souvent restreint à une couche de sol de taille métrique à décamétrique.

Rhéologie des glaciers rocheux terrestres

Pour des débris rocheux primordiaux, lorsque la pente est forte (20–30°) et la cohésion faible, il est possible d'appliquer la loi de Coulomb-Mohr. Par contre, dès que la pente est plus faible, le fluage domine, seule une loi visqueuse peut décrire le phénomène. La déformation dépend de la contrainte cisaillante:

$$\tau = \rho g h \sin(\alpha) \tag{25}$$

avec ρ la densité, g la gravité, h l'épaisseur et α la pente. La loi de déformation est la loi exprimée pour la glace par la relation (1) du chap.1. Cette relation est sous la forme:

$$d\epsilon/dt = B(T).\tau^n \tag{26}$$

avec B(T)=A.exp(-E/RT). Cette relation permet de déterminer la vitesse d'écoulement moyenne (Lliboutry, 1964):

$$v = \frac{B(T)}{n+1}(\rho g \sin\alpha)^n \times h^{n+1} \tag{27}$$

Cette loi est vérifiée pour les glaciers où le glissement à la base est nul, ce qui est en général le cas pour les glaciers rocheux (Whalley et Martin, 1992). Le paramètre B pour les glaciers rocheux peut

être déterminé empiriquement par le rapport des vitesses d'écoulement entre un glacier rocheux et un glacier classique à températures, pentes et épaisseurs identiques. Ce rapport, qui est équivalent à un rapport de viscosité, est de l'ordre de 10 à 100. On retrouve des ordres de grandeur similaires à ceux obtenus par les essais de déformation (cf 2.5).

Les glaciers terrestres subissent des contraintes cisaillantes moyennes à la base du glacier de l'ordre de 1±0.5 bar soit 100±50 kPa. Cette caractéristique signifierait que la glace est en première approximation un corps plastique, avec un seuil de déformation à 100 kPa (Bennett et Glasser, 1996). En-dessous de ce seuil, il n'y aurait pas de déformation. Ainsi, les glaciers à faible pente sont épais (environ 1° pour 500 m d'épaisseur), tandis que les glaciers sur de fortes pentes sont peu épais (environ 10° pour 50 m). Pour les glaciers rocheux, les contraintes moyennes observées seraient légèrement supérieures, de l'ordre de 200 à 300 kPa (Whalley et Martin, 1992). En réalité, la glace est visco-plastique et les déformations mesurées à faibles vitesses de déformation existent pour des contraintes inférieures au seuil plastique. La carte de déformation de la glace sur la figure 2.3 en témoigne. Par ailleurs, des vitesses de déformation de l'ordre de 10^{-13} s^{-1} sont enregistrées en Antarctique où les températures moyennes atteignent –50°C en surface (De La Chapelle *et al.*, 1997). Le mécanisme de déformation est toujours le glissement de dislocation. La déformation est donc possible à des vitesses très inférieures à ce que l'on observe pour la majorité des glaciers de montagne. L'analogie avec un corps plastique n'est donc plus valable.

3.2.3 Rhéologie des glaciers rocheux martiens

Profil des éboulis

Sur Terre, l'écoulement de la glace peut se faire soit par (1) des calottes sur une pente nulle, la déformation traduit uniquement l'aplatissement sous le poids de la colonne de glace, soit par (2) des glaciers sur une pente dont dépend la contrainte tangentielle (Fig. 3.14). Bien que la topographie sous les glaciers rocheux martiens ne soit pas connue, elle peut être extrapolée par les observations. Sur les figures 3.10b et 3.11, les plaines entre les escarpements sont relativement plates, cela signifie donc que le modèle type calotte est possible (Fig. 3.14a). Les épaisseurs et longueurs sont de l'ordre de 500 à 900 m et 15 à 30 km (Squyres, 1978). Les glaciers avec des formes lobées en figures 3.9 et 3.13b ne cadrent pas avec ce modèle, puisque la pente semble controler l'écoulement. On peut suggérer pour ces deux dernier cas que le type glacier est plus approprié (Fig. 3.14b) . La pente sur la figure 3.9 est plus faible, ~2°, qu'en figure 3.13b, ~10°, où l'écoulement se fait sur la pente d'un cratère. Toutes ces valeurs restent cependant à prendre avec prudence tant que de meilleures données topographiques ne sont pas établies.

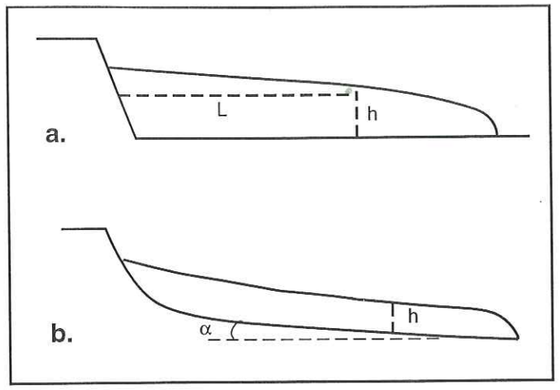


Fig. 3.14: Profil apparent des glaciers rocheux. (a) Profil du type calotte avec une pente nulle à la base (d'après Squyres, 1978). La contrainte tangentielle est déterminée par la longueur et l'épaisseur. (b) Profil type glacier où la pente et l'épaisseur déterminent la contrainte tangentielle.

Vitesses de déformation des glaciers en pente

D'après la classification des glaciers rocheux terrestres, les glaciers rocheux martiens rentreraient dans la gamme des glaciers formés à partir d'éboulis et de glace intersticielle avec la possibilité d'avoir des lentilles de glace de ségrégation. Sur Terre, ces glaciers sont lents et peu développés. L'objectif des calculs de ce paragraphe est de pouvoir déterminer dans quelles gammes de températures et durées de temps l'écoulement des éboulis a pu se faire. Nous prenons d'abord pour hypothèse que les éboulis se déforment sur une pente et qu'ils s'écoulent comme des glaciers. Nous verrons par la suite le point de vue où les glaciers se développent comme des inlandsis.

En utilisant la relation de Lliboutry (2), nous pouvons déterminer les vitesses d'écoulement pour différentes valeurs de températures, épaisseurs et pentes des glaciers rocheux sur Mars. Les paramètres utilisés pour la loi de comportement sont ceux obtenus par les essais de déformation: n=3, $\log_{10}A=7.4$ $MPa^{-n}.s^{-1}$ et E=75 $kJ.mol^{-1}$. Les conditions d'applications de la loi sortent des gammes de conditions imposées par l'expérimentation. Il est donc nécessaire d'extrapoler cette loi pour des vitesses de déplacement plus faibles. Cette extrapolation est légitime dans la mesure où le matériel est analogue à la glace, dont le comportement est indiqué sur la figure 3 du chapitre 2. Toutefois, aux vitesses faibles, à des températures inférieures à 220 K, le comportement passe graduellement à une rhéologie linéaire d'exposant n=1. Nous nous affranchirons de cet effet dans la mesure où les températures minimales qui nous intéressent sont à peine inférieures.

On suppose pour les calculs une proportion de glace moyenne de 50% qui est fréquente pour les glaciers rocheux terrestres (Whalley et Azizi, 1994) et qui semble valable pour Mars (cf 3.1.4). Nous pouvons essayer d'appliquer cette loi à des conditions terrestres typiques afin de la valider. Avec:
T=-10°C,
α=10°, h=30 m, ρ=1800 $kg.m^{-3}$,

$g=9.81\ m.s^{-2}$,

on obtient v=5 cm/an. Cette vitesse est effectivement du même ordre de grandeur que les vitesses mesurées pour les glaciers rocheux dans ces conditions.

Les angles et épaisseurs des glaciers rocheux martiens sont mal contraints car leur topographie est mal connue. Nous pouvons évaluer des vitesses d'écoulement pour (a) des valeurs d'épaisseurs et pentes ou (b) des valeurs de contraintes tangentielles fixées.

a. Epaisseurs et pentes fixées:

Les figures 3.15a et 3.15b montrent des exemples de vitesses de déplacement et des durées totales pour une déformation de 10 km, pour des épaisseurs de 100 et 400 mètres avec des pentes de 2 à 10°:

- Pour des conditions actuelles de température, ~215 K en surface, une épaisseur d'éboulis visqueux de 100 m nécessiterait au mieux 500 Ma pour un déplacement de 10 km avec une pente de 10°, et au plus, plusieurs dizaines de Ga avec une pente de 2°. Pour des pentes faibles, ce cas semble donc irréaliste. Par contre le glacier en figure 3.13b pourrait rentrer dans cette catégorie, avec approximativement 100 m d'épaisseurs et 10° de pente.
- Pour 400 m d'épaisseur, les vitesses sont nettement plus élevées. Ce cas pourrait s'appliquer au glacier de la figure 3.9, très approximativement 300–400 m d'épaisseur et moins de 2° de pente. La température est également légèrement plus élevée à 400 mètres de profondeur, 5 K avec un gradient de 12 $K.km^{-1}$. Sous les conditions actuelles, un tel glacier se déplacerait de 10 km en quelques centaines de millions à 1 milliard d'années, comme le petit glacier sous des pentes plus fortes. En effet, la contrainte tangentielle est du même ordre de grandeur pour les deux exemples, de l'ordre de 100 kPa.

b. Contrainte tangentielle fixée:

On peut s'affranchir des estimations de pentes et épaisseurs en ne considérant que la contrainte tangentielle maximale. On sait qu'une valeur autour de 100 kPa semble réaliste d'après les figures 3.9 et 3.13b. On choisit également deux autres valeurs: (1) 250 kPa qui représente des contraintes similaires à celles mesurées pour les glaciers rocheux terrestres, et (2) 50 kPa. La contrainte est une fonction de l'épaisseur et la pente (relation 24). La figure 3.16a représente les rapports épaisseur/pente du glacier pour les 3 contraintes fixées de 50, 100 et 250 kPa. La figure 3.16b représente, comme la figure 3.15, les vitesses de déplacement en fonction de la température. Nous observons que la valeur de 50 kPa est un minimum pour avoir une déformation de 10 km sous les températures actuelles. Avec des contraintes de 250 kPa, les déplacements se seraient produits en 10 Ma. En réalité, ce cas n'est pas identifiable par les observations actuelles. En effet, si le glacier rocheux se forme "en masse" avec une contrainte initiale de 250 kPa, celui-ci s'étale rapidement au début, ce qui diminue la contrainte, et nous n'observerions plus actuellement que des glaciers assez longs, mais des contraintes réduites

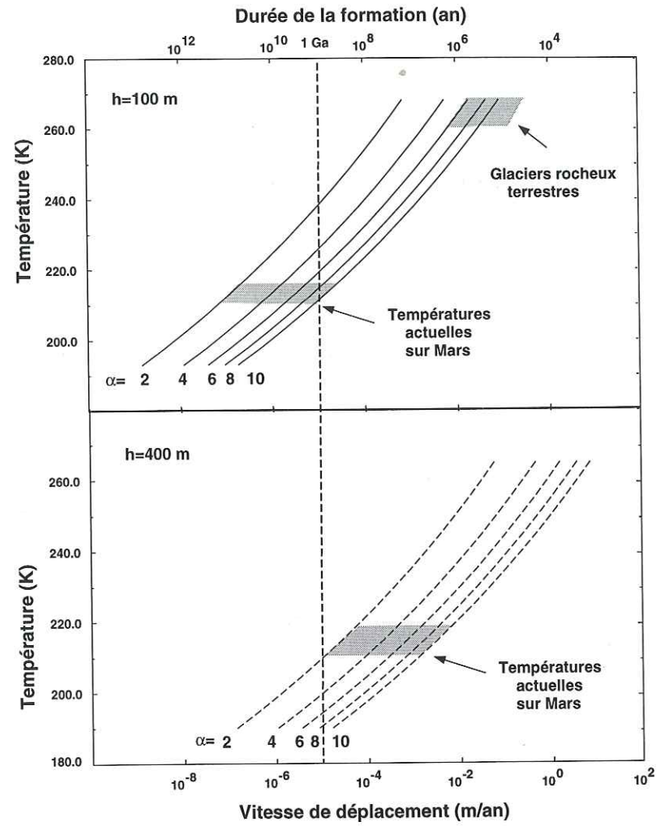


Fig. 3.15: Vitesse de déplacement de glaciers rocheux et durée totale de déformation pour 10 km de déplacement en fonction de la température. Les épaisseurs sont de h=100 et 400 m et les pentes de 2 à 10°. Le déplacement de glacier rocheux d'une épaisseur de 100 m n'est réaliste que pour des pentes supérieures à 10°. Pour une épaisseur de 400 m, des pentes de 2° suffisent. Dans ces deux cas, la déformation peut avoir lieu sur des échelles de temps de l'ordre du Ga à température actuelle.

autour de 100 kPa. Dans le cas où le glacier se forme progressivement, celui-ci n'a pas le temps d'atteindre cette valeur de 250 kPa, puisqu'il s'est déjà déformé à des contraintes inférieures.

Vitesses de déformation de glaciers type calotte

Pour une déformation par étalement du glacier, la contrainte tangentielle correspond à:

$$\tau = \rho g h (dh/dl) \tag{28}$$

avec h est l'épaisseur et l la distance horizontale en tout point du glacier. A la base du glacier, les contraintes maximales seront:

$$\tau = \frac{\rho g H^2}{2L} \tag{29}$$

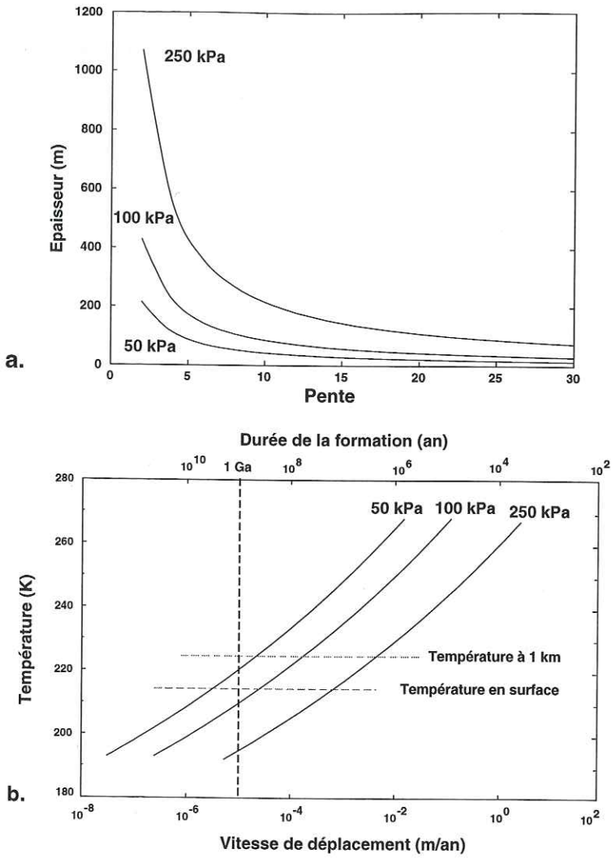


Fig. 3.16: Déformation de glaciers rocheux à contraintes fixées. (a) Les 3 valeurs de contraintes utilisées, 50, 100 et 250 kPa, sont fonction des dimensions du glacier. Au-delà de 10° de pente, des épaisseurs très faibles de moins de 50 mètres donnent des contraintes cisaillantes de l'ordre de 50 kPa. (b) Des contraintes cisaillantes de l'ordre de 100 kPa sont cohérentes avec des déformations sur une durée de l'ordre du Ga à température actuelle. La valeur de 50 kPa est un minimum.

avec H l'épaisseur totale, L la distance totale au bord de la falaise dans notre exemple (Fig. 3.14a). La vitesse est alors déterminée par:

$$v = \frac{\rho g h^2}{2\eta} \tag{30}$$

où η est la viscosité (Squyres, 1978).

Squyres (1978) obtient des vitesses irréalistes de 60 m/an, il utilise en effet des viscosités analogues à des cas terrestres, soit 10^{15} Pa.s. En considérant les épaisseurs de 500 à 900 mètres et des longueurs de 15 à 25 km, on obtient des contraintes tangentielles de 60 à 130 kPa. Cette valeur est similaire à celles observées sur les glaciers de glace pure terrestres, mais non sur les glaciers rocheux. Squyres

suggère donc qu'elle correspondrait à une valeur d'équilibre au seuil de plasticité. Cette hypothèse signifie que le glacier serait perpétuellement au seuil de plasticité et ne se déplacerait que lorsque du matériel frais s'additionnerait aux éboulis et augmenterait légèrement la contrainte.

Toutefois, en considérant la viscosité à des températures actuelles de 220K, soit environ 10^{20} Pa.s, on obtient des vitesses nettement plus faibles de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} m/an, soit un temps de déformation pour un glacier de 10 km de l'ordre de quelques centaines de millions à 1 milliard d'années. Cette valeur peut d'ailleurs être retrouvée sur la figure 3.16 avec la courbe isobare à 100 kPa. Dans le cas où l'épaisseur est de 500 mètres, la contrainte est de 60 kPa et le temps de déformation serait quasiment d'un ordre de grandeur inférieur. Dans cette géométrie de type calotte, la contrainte tangentielle varie en effet fortement avec l'épaisseur. Si l'épaisseur n'est plus que de 300 mètres, la contrainte devient de l'ordre de 15 kPa, soit une vitesse de déplacement et un temps de déformation irréaliste à température actuelle. Il semblerait, d'après les mesures de Squyres (1978), que de telles épaisseurs ne soient pas observées sans pente.

Conséquences des vitesses d'écoulement

Le bilan de ces calculs est le suivant: les observations conduisent à des contraintes tangentielles de l'ordre de 50–150 kPa que ce soit pour:

1. Les petits glaciers (épaisseur~100m) sur des pentes importantes (≥10°), cas de la figure 3.13b;
2. Les glaciers épais (épaisseur 300–400m) sur de faibles pentes (~2°), cas de la figure 3.9;
3. Les glaciers types inlandsis (épaisseur 500–900m) sur des pentes nulles, cas de la figure 3.10b et 3.11.

Pour ces contraintes tangentielles, la quantité de déformation totale à température actuelle serait de l'ordre de la dizaine de km en une durée de temps de l'ordre du milliard d'années. Ce résultat est donc cohérent avec les longueurs mesurées et durées de temps supposées. Ces déformations se feraient à des vitesses extrêmement faibles ($\leq 10^{-15}$ s^{-1}), dont on peut se demander si elles sont réalistes. En fait, ces vitesses sont en accord avec les vitesses de 10^{-13} s^{-1} obtenues en Antarctique pour la glace pure, sous des contraintes et températures analogues (De La Chapelle *et al.*, 1997). Une valeur de 10^{-15} s^{-1} est donc réaliste pour un sol gelé dont la déformation est plus lente que pour la glace pure.

Toutefois, il est possible de former les glaciers rocheux à des vitesses supérieures, si la température est supérieure. Des augmentations épisodiques de températures sont prévues par les modèles d'obliquité chaotique (Laskar et Robutel, 1993; Touma et Wisdom, 1993). Par exemple, si la température moyenne augmente à 235 K, il suffirait de 10 Ma pour former les glaciers rocheux observés, avec une température de 260 K, seulement 100 ka. Des températures supérieures à 260 K sont exclues car aucune observation ne témoigne de fusion partielle des glaciers par des traces d'écoulement liquide. Ainsi, plus le changement de température est grand, plus sa durée devrait être courte. Comme la formation des glaciers rocheux semble possible avec les températures actuelles, il

n'est pas nécessaire de faire appel à de telles hypothèses. Au contraire, celles-ci ne cadrent pas avec nos résultats. Malgré tout, avant de tirer des conclusions définitives sur ces observations, nous allons tout d'abord revenir aux observations directes des glaciers rocheux pour en retirer des informations sur la durée du phénomène.

3.2.4 Formation des glaciers rocheux martiens

Retrait des falaises

Les explications actuelles du fluage des éboulis formant les glaciers rocheux ne rentrent pas dans les détails de l'accumulation de ces éboulis. Cette accumulation pourrait être due à l'effet combinée de la sublimation des premiers mètres de pergélisol et de l'érosion. Les éboulis commencerait à fluer après avoir été enrichi en glace par l'atmosphère et après avoir atteint le seuil plastique supposé de 100 kPa (Squyres, 1978; Squyres et Carr, 1986).

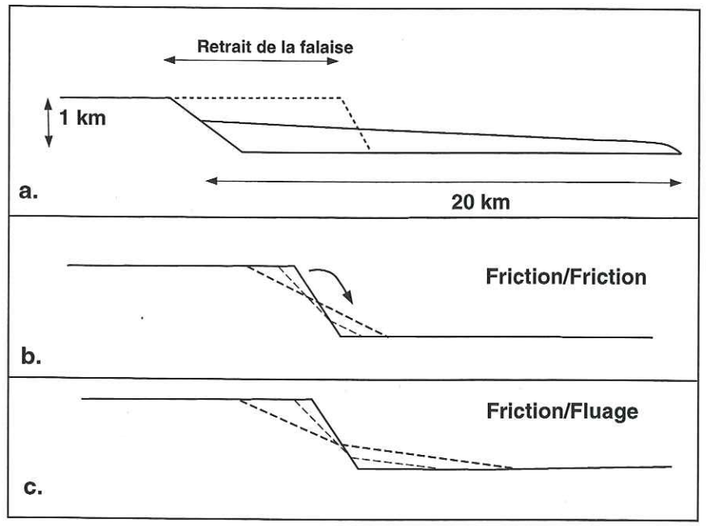


Fig. 3.17: Volume d'éboulis et retrait des falaises. (a) La géométrie actuelle implique un retrait important des falaises (~1/3 de la longueur du glacier rocheux). (b) Le volume d'éboulis est proportionnel au volume démantelé progressivement à partir d'une falaise par érosion, jusqu'à l'angle d'équilibre qui est l'angle de friction pour des éboulis secs. (c) Lorsque les éboulis sont visqueux, le volume est légèrement supérieur mais l'angle de friction limite la quantité totale accumulée. Ces proportions volumiques sont incompatibles avec les hypothèses de démantellement progressif de la falaise.

Ce mécanisme n'est toutefois pas envisageable d'un simple point de vue géométrique. En effet, les dimensions moyennes des glaciers rocheux tels ceux des figures 3.10b et 3.11 sont (Squyres, 1978): une distance à l'escarpement de 20 km, une épaisseur de 700 m, avec un escarpement d'une hauteur

d'environ 1 km (Fig. 3.17a). En coupe, la surface totale occupé par les éboulis est donc d'environ 7 km^2, si l'on considère que le glacier est en première approximation restreint à un triangle de cotés 700 m et 20 km. Pour une hauteur d'escarpement de 1 km, le retrait de la falaise pour expliquer un tel volume est donc d'environ 7 km, soit environ 1/3 de la longueur apparente du glacier rocheux. Ces quantités sont incompatibles avec un démantellement superficiel. En effet:

- Pour un matériel en friction, avec un angle de friction moyen de 30°, le matériel érodé s'accumule au pied de l'escarpement (Fig. 3.17b). Le volume d'éboulis n'est pas très important. La pente s'équilibre autour de la valeur moyenne de l'angle de friction.
- Dans le second cas (Fig. 3.17c), on suppose les éboulis enrichis en glace. Comme ils fluent, on peut les représenter par une pente moyenne, inférieure à la friction, de 5 à 10°. Le volume d'éboulis est plus important, mais la falaise atteint un état d'équilibre avant que le volume d'éboulis soit suffisant pour recouvrir l'escarpement jusqu'à mi-pente ou plus.

Nous en concluons donc que la formation des éboulis ne peut pas se faire par un retrait progressif de la falaise par démantellement superficiel. Par conséquent, il faut faire appel à d'autres mécanismes qu'un enrichissement en glace par l'atmosphère. Il faut donc supposer que la glace fait déjà partie du matériel rocheux lors de son accumulation.

Observation de la formation des éboulis

Nous commentons ci-dessous, séparément, des observations d'images à hautes résolution, puis nous établirons des relations entre ces observations et généraliserons nos interprétations à toutes les observations présentées dans ce chapitre.

Fig. 3.18: Cette figure représente un relief entouré de glaciers rocheux. L'étalement des glaciers rocheux n'est pas le même de tous les cotés. Le lobe indiqué par la flèche s'écarte à plus de 20 km du pied de la falaise, tandis que la zone à gauche n'est affectée que de petits éboulis de tailles inférieures à 5 km. La forme semi-circulaire qui donne naissance au glacier lobé est une méga-loupe de glissement qui a écroulé un pan de colline entier. Les lobes de la partie opposée du relief sont probablement reliés au même mécanisme. A gauche, la colline n'a simplement subi que de petits glissements. Cette observation nous indique également quelle devrait être la position de la falaise avant le glissement de terrain (Fig. 3.18b). On retrouve un rapport retrait de la falaise/glacier rocheux d'environ 1/3 comme en figure 3.17. Cette figure montre donc que dans certains cas, la formation de glaciers rocheux est due à des glissements sur une surface de rupture.

Fig: 3.19 Cette deuxième figure est un agrandissement d'une partie de la figure 3.11. Une observation attentive de l'escarpement indique que celui-ci est formé d'un ensemble de loupes de glissement de formes plus ou moins lenticulaires et de longueurs déca-kilométriques. Les affleurements à mi-pente sont peut-être des reliques d'anciens escarpements qui n'ont pas encore été repris en

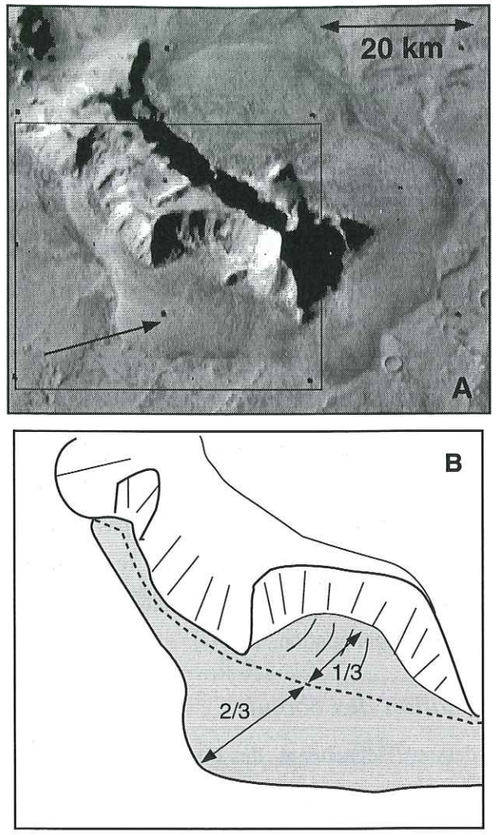
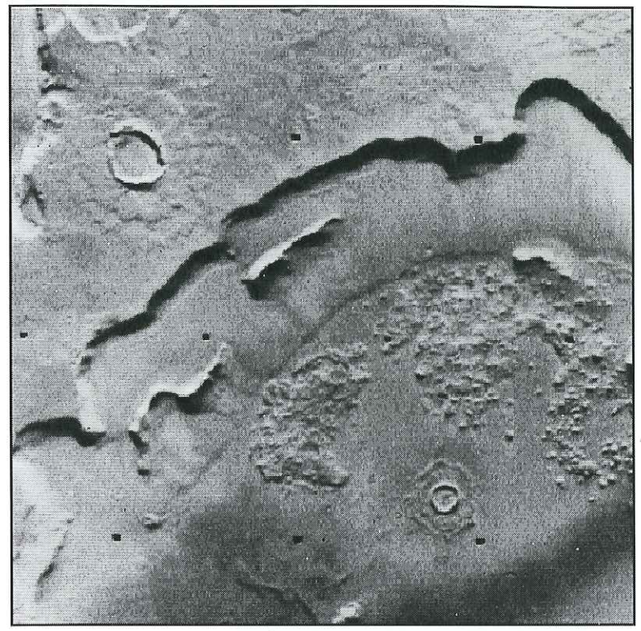


Fig. 3.18: Relief entouré irrégulièrement de glaciers rocheux. (a) La flèche indique une formation lobé provenant probablement de la zone semi-circulaire du relief. (b) Le schéma morphologique indique approximativement la position initiale de la falaise par les pointillés.

déformation visqueuse. Toute la falaise a donc subi un retrait massif par glissement, donc rupture à la base, puis fluage du matériel détaché sous son propre poids. On remarque également la présence de deux cratères à ejecta fluidisés. Ils indiquent la présence de glace aussi bien au sein des plaines que du plateau. Par ailleurs, le cratère sur le plateau a les caractéristiques morphologiques d'un cratère relaxé ("crater softening") par le fluage visqueux de la glace. Ces deux observations attestent de la présence de la glace dans le matériel du plateau.

Fig: 3.20 Cette figure représente le bord d'un cratère d'environ 20 km de diamètre. Ce bord de cratère n'est plus un relief fin et escarpé mais un relief arrodi caractéristique d'une relaxation visqueuse due à la glace (Jankowski et Squyres, 1992). L'intérieur du cratère, comme la bordure extérieure, présente des glaciers rocheux de formes concentriques ("concentric crater fill"). Les linéations sont



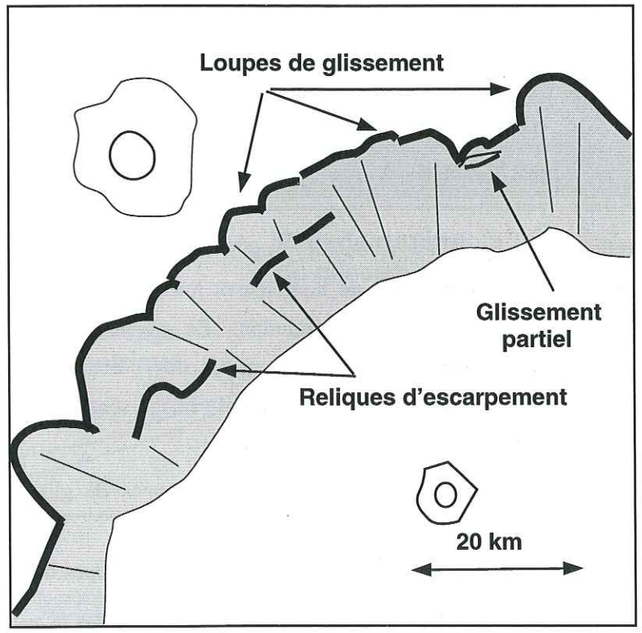


Fig. 3.19: Agrandissement de la figure 3.11. L'escarpement est formé sur toute sa longueur d'une suite de loupes de glissement. Les affleurements rocheux à mi-éboulis sont peut-être des reliques d'escarpements antérieurs.

probablement formées par des structures glaciotectoniques compressives en raison de la concavité de la topographie. Deux éléments sont intéressants sur cette figure:

- A droite de l'image, un glissement majeur mise en évidence par un plan de rupture excave le relief. A gauche de l'image, le glissement existe avec un plan de rupture moins important, puis ce plan de rupture disparaît progressivement à l'extrémité gauche de l'image. On a donc sur cette image, un processus discontinu, le glissement avec plan de rupture, qui est associé à un mécanisme ductile, la relaxation du relief. La coupe schématique (Fig. 3.20b) permet de mieux visualiser ces caratéristiques.
- Plusieurs dépressions plus ou moins circulaires, de petites tailles (< 1 km) correspondent très probablement à des cratères déformés. La forte résolution de l'image explique pourquoi de telles observations n'ont pas été mises en évidence précédemment, quoiqu'une observation attentive de la figure 1 révèle des dépressions similaires. Les cratères déformés indiquent un écoulement lent du glacier rocheux. En effet, si l'écoulement était court (< 100 Ma) par rapport à l'âge du relief (~ 2 Ga), les cratères antérieurs à l'écoulement seraient recouverts par le glacier rocheux, et les cratères postérieurs ne seraient pas déformés. Il n'y aurait statistiquement qu'une très faible proportion de cratère qui pourrait être déformée, car la cratérisation est un phénomène continu. Par contre, pour qu'il ait de nombreux cratères déformés, il est nécessaire que l'écoulement soit lent à l'échelle géologique, c'est à dire d'une durée de l'ordre du milliard d'années.

Ainsi, si le matériel s'écoule lentement à partir du plan de rupture d'un glissement de terrain, c'est que ce dernier ne consiste pas en un glissement du type "debris flows" formé rapidement, mais en un glissement "passif" guidé par le fluage lent à partir d'une discontinuité initiale.

Fig: 3.21 Le relief de la figure est recouvert jusqu'à mi-pente ou plus par des écoulements de glaciers rocheux que l'on distingue par de nombreuses linéations. Plusieurs mécanismes sont identifiables sur cette image grâce à sa forte résolution. En premier lieu, la forme générale du relief n'est pas découpée mais arrondie et douce suggérant très probablement un phénomène de relaxation visqueuse. Les glaciers rocheux visibles sur cette image sont formés par plusieurs types de démantellement du relief:

- En A, les dépressions semi-circulaires sont typiques de loupes de glissement comme celles observées précédemment en figures 3.18 et 3.19;
- En B, le petit escarpement joue sans doute le même rôle que les loupes de glissement en dehors du fait qu'il est linéaire et plus semblable au glissement de la figure 3.20;
- En C, par contre, les glaciers rocheux sont tout aussi bien développés, mais sans discontinuité visible. Il semblerait que le matériel de la colline flue directement et en continuité. Cet exemple, comparable à celui de la figure 3.13b, peut être comparé au processus terrestres de solifluction ou de fluage massif de sols ("earthflow"). Sur Terre, c'est l'eau liquide qui joue le rôle de lubrifiant

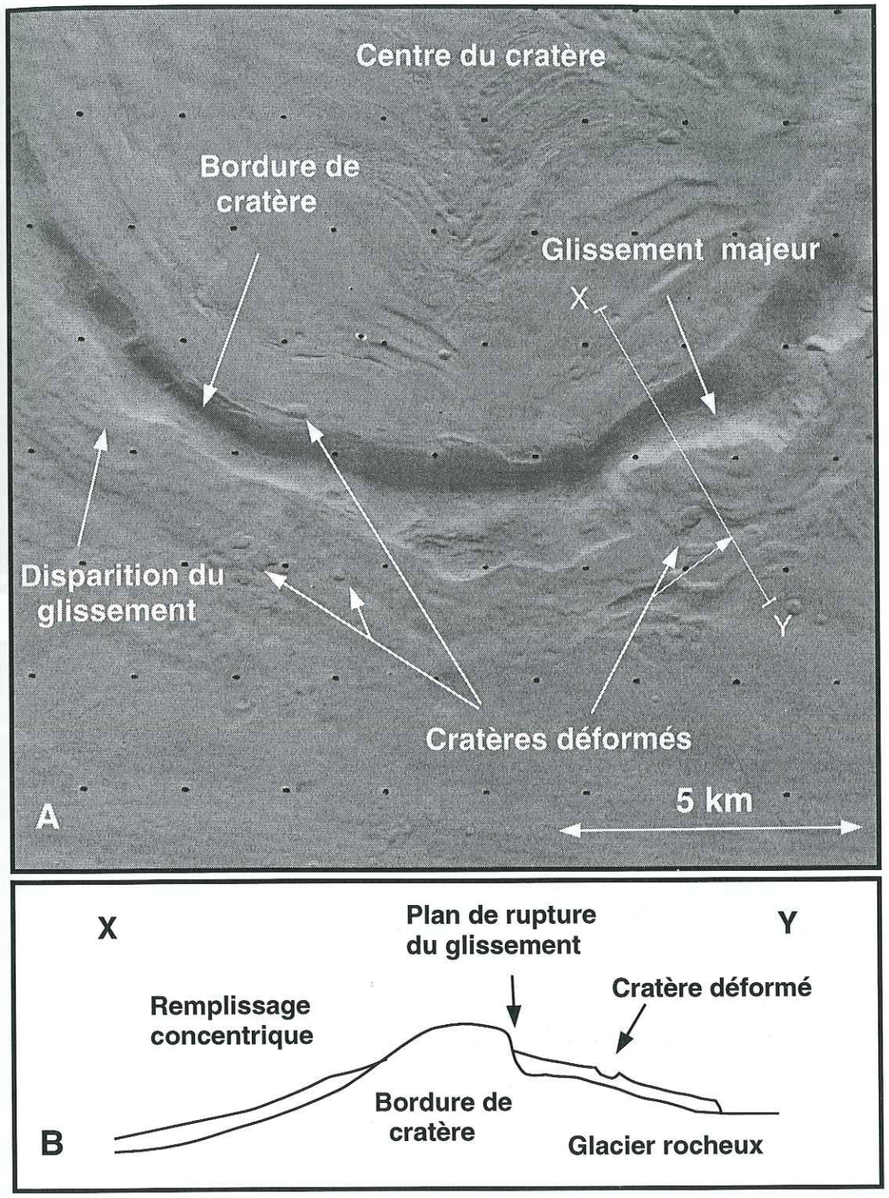


Fig. 3.20: Image à haute résolution d'une bordure de cratère relaxée. L'éclairage vient du bas. (a) Le cratère d'un diamètre d'environ 20 km a d'abord subi une relaxation comme en témoigne ces bordures arrondies. Des glissements de terrains et un fluage de type glacier rocheux remplit l'intérieur et l'extérieur du cratère. A l'intérieur, les rides de compression glaciotectoniques sont nombreuses, probablement à cause de la concavité du cratère. A l'extérieur, il y a formation d'un glissement de terrain. Ce glissement est plus important à la droite de l'image. On y observe quelques cratères visiblement déformés. (b) Coupe schématique au niveau du glissement majeur. L'échelle verticale est exagérée.

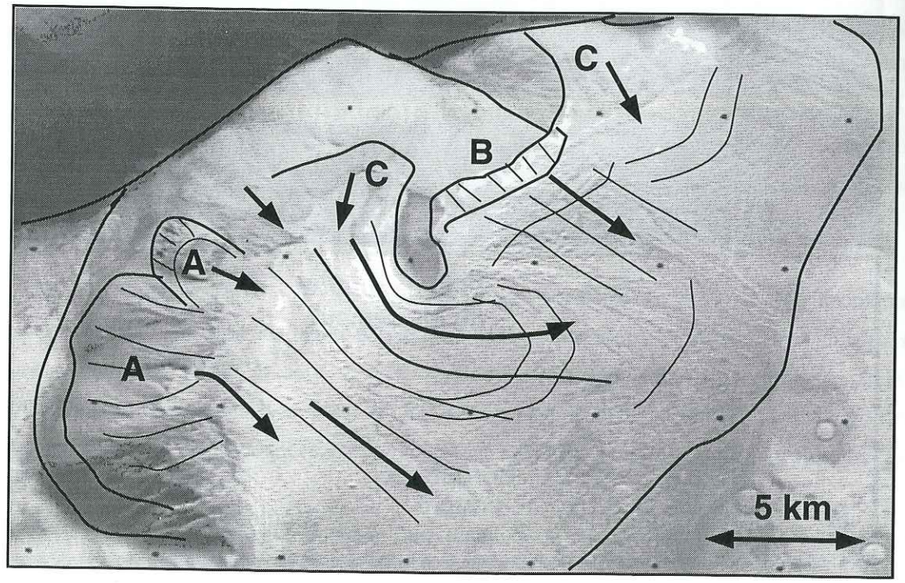


Fig. 3.21: Image à haute résolution d'un versant d'un escarpement (image Viking 584b15). L'éclairage vient d'en bas à droite. Le glacier rocheux recouvrant la base de l'escarpement sur toute sa longueur fait environ 15 km de large. Cette image permet de mettre en évidence la nature du matériel accumulé en bas de pente. Ce matériel peut être formé par des glissement de terrains comme les zones semi-circulaires A et la zone B où un léger rejet dans la falaise indique un glissement de terrain. Le passage progressif de la colline au glacier d'éboulis dans les zones C indique que le matériel peut également provenir directement du fluage de la colline. Par ailleurs, la crêtes adoucies et arrondies de la colline démontrent que celle-ci subit une relaxation topographique.

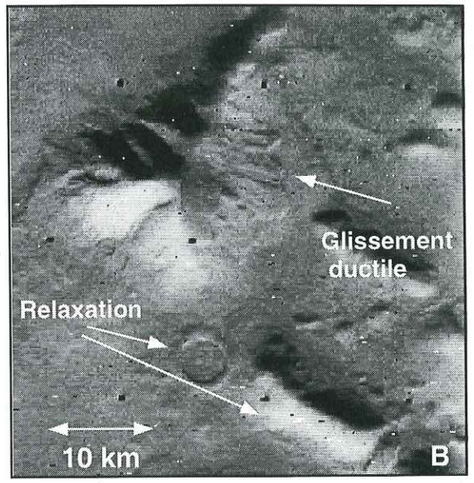


Fig. 3.22: Reliefs adoucis par la relaxation visqueuse, visible a niveau du cratère, et glissements ductiles sur des pentes faibles.

et produit des écoulements relativement lents de l'ordre de 1 m/an. Le même phénomène pourrait donc se produire, à des vitesses nettement plus faibles, pour un matériel riche en glace.

Cette figure nous indique donc qu'il n'y a pas besoin de discontinuité pour former des glaciers rocheux.

Fig: 3.22 Cette dernière figure représente plusieurs reliefs dont les formes arrondies sont attribuables à la relaxation des reliefs. Le cratère, au bas de l'image, a une forme adoucie qui confirme sans équivoque cette hypothèse. Des petits glaciers rocheux de longueurs de 5 à 10 km se forment sur les bords d'un relief de pente relativement douce. Aucune discontinuité n'est visible dans cette pente, les lobes de glaciers rocheux sont probablement formés de manière purement ductile. Cette image ne présente donc que des formes ductiles, qu'elles soient internes par la relaxation des reliefs ou externes par les glaciers rocheux de petites dimensions.

Interprétations

Le bilan des observations est qu'il existe une gamme de morphologies reliées à la formation de glaciers rocheux qui peuvent être divisées en deux pôles:

- Les glaciers formés à partir d'une discontinuité (talus, escarpement) qui ont souvent des géométries lenticulaires et des pentes abruptes;
- Les glaciers rocheux formés directement par le fluage "en masse" du relief sans discontinuité apparente.

Il faut ajouter à ces deux processus morphologiques, l'existence omniprésente de la relaxation visqueuse massive des terrains dont nous avons vu au paragraphe 3.1.4 qu'elle était active sur une épaisseur de l'ordre de 1 km (Jankowski et Squyres, 1993). S'il est facile d'imaginer que des reliefs ductiles puissent donner naissances à des glissements ductiles de type solifluction, comment peut-on expliquer la présence de plans de discontinuités?

Sur Terre, les glissements de terrain se forment lorsqu'il y a une destabilisation due à des causes externes ou internes (Scheidegger, 1970):

i. Erosion par des torrents ou rivières;

ii. Destabilisation due à un séisme;

iii. Augmentation de la pression de fluide;

iv. Autre modification d'un paramètre mécanique.

Nous pouvons envisager les causes possibles dans l'environnement martien:

i. Le facteur liquide pour l'érosion peut être supprimé pour les falaises amazoniennes martiennes où l'on n'observe aucune trace d'érosion fluviatile après la formation des plaines.

ii. Les séismes ne peuvent pas être écartés de cette liste, dans la mesure où ils sont peut-être responsables des glissements de terrains gigantesques de Valles Marineris (Lucchita *et al.*, 1992). Toutefois, les glissements de terrain ne sont pas plus nombreux à proximité qu'à des distances importantes, supérieures à 3000 km, des centres tectoniques comme Tharsis notamment. De plus, les glissements de Valles Marineris ont des morphologies différentes, caractéristiques d'éboulis secs, ou éventuellement argileux, formés par des "debris flows" rapides (Lucchita *et al.*, 1992). Au contraire, les glaciers rocheux ne sont pas formés par des mécanismes rapides.

iii. L'augmentation de la pression de fluide n'est pas possible étant donné les températures négatives jusqu'à 2 km de profondeur au moins.

iv. Enfin, une modification d'un paramètre mécanique interne n'est pas facile à concevoir. Il existe cependant une possibilité qui mérite d'être envisagée aux vues des observations: en effet, la relaxation des terrains déforme le relief et, par conséquent, modifie les conditions mécaniques.

Comment le phénomène de la relaxation visqueuse des topographies pourrait-elle jouer un rôle dans la formation de glissements?

Cette hypothèse peut être évaluée à partir des observations. En effet, sur les figures 3.19, 3.20 et 3.21, les formes arrondies et cratères relaxés indiquent que les reliefs sont riches en glace et que la relaxation est active. Or, on observe également des loupes de glissement accompagnés de glacier rocheux. La présence de glissement, et donc de rupture, s'explique lorsque la pente est supérieure à la friction du matériel.

On peut illustrer ces deux mécanismes par la figure 3.23. On suppose pour cela que les loupes de glissement s'initient pour des valeurs de pente, α, supérieures à une valeur critique θ. En réalité,

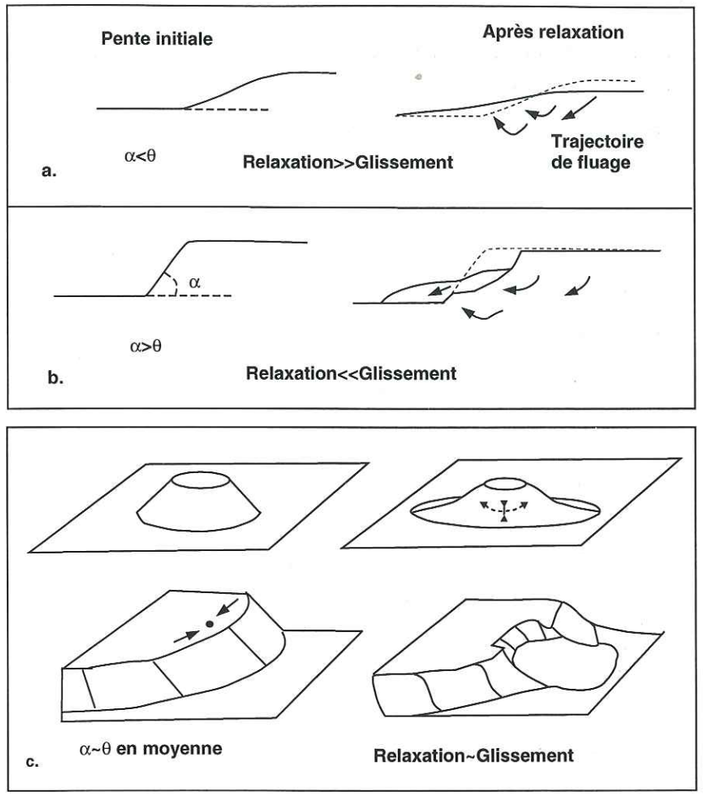


Fig. 3.23: Explication de la formation des glaciers rocheux par loupe de glissement en relation avec la pente initiale et la relaxation visqueuse. (a) Pente faible, la relaxation domine et la pente moyenne diminue. Les pointillés sur la figure de droite représente la pente avant relaxation. (b) Pente forte, la friction domine, il y a formation de loupes de glissement. (c) Cas en trois dimensions lorsque la pente est proche de la pente critique. Un dôme s'étale gravitairement en créant des contraintes extensives concentriques et compressives radiales. Appliqué à un cas réel, la modification locale de l'état de contrainte peut déclencher la rupture sous la forme d'une loupe de glissement.

le problème nécessiterait de calculer la contrainte tangentielle avec une géométrie précise pour établir les points de rupture à partir de l'équation de Mohr-Coulomb. Un tel calcul serait très approximatif et le facteur principal est la pente dont dépend la contrainte tangentielle. En conséquence (Fig. 3.23):

a. Pour un relief de pente inférieure à la pente critique $\alpha<\theta$, la modification de topographie est insuffisante pour provoquer une discontinuité mécanique. Le relief présentera seulement une relaxation de la topographie qui diminue la pente moyenne. Des glaciers rocheux formés par écoulement purement ductile peuvent y être associés comme en figure 3.22.

b. Pour une falaise de pente initiale $\alpha>\theta$, la bordure de la falaise sera perpétuellement en deséquilibre. La relaxation de la topographie du plateau ne sera pas visible car entièrement accomodée au niveau

des escarpements. La diminution globale de la pente se fait par glissement et fluage du matériel détaché comme en figure 3.19.

c. Ces deux cas sont des cas idéaux avec des coupes en 2D. Toutefois, le problème devient moins simple lorsque le schéma est en 3D, par exemple pour un dôme. En effet, des contraintes extensives concentriques et compressives radiales sont induites lorsque le dôme s'étale gravitairement. Par conséquent, le fluage modifie les conditions mécaniques du relief, ce qui peut localement conduire à dépasser le point de rupture et former des glissements. Le schéma d'une falaise dans un cas réel montre la présence simultanée de loupes de glissement et de relaxation comme c'est le cas en figures 3.20 et 3.21. Dans ces exemples, la rupture est une conséquence de la relaxation.

Nous observons donc globalement plusieurs gammes de morphologies qui sont associées entre elles dans des conditions précises. La figure 3.24 synthétise toutes ces observations. Les morphologies se répartissent selon deux pôles, avec une pente forte et des glissements à l'origine de glaciers rocheux, ou avec une pente faible et de la relaxation associée à des glaciers rocheux purement ductiles. Des cas intermédiaires sont possibles, avec en particulier des glissements de terrains consécutifs à la relaxation des terrains. Dans ces exemples, le volume de glacier rocheux est d'autant plus important que la pente est forte. Ce volume, dont on a vu qu'il n'était pas en accord avec un démantellement superficiel (Fig. 3.17), peut s'expliquer par les mécanismes décrits.

Par ailleurs, comme les glaciers rocheux sont directement reliés à la présence de glace dans les reliefs, et donc à la relaxation, il est interessant de comparer si la répartition globale des glaciers rocheux est compatible avec celle de la relaxation des reliefs. La carte synthétique de Squyres et Carr (1986) permet de résoudre cette question. La relaxation des terrains affecte des zones plus larges, en particulier (1) les hautes latitudes et (2) les plaines du Nord. Dans le premier cas, cela s'explique car la température en surface n'est plus assez élevée pour générer des glaciers rocheux. Dans le second cas, les seules topographies des plaines du Nord sont des cratères de tailles modestes, qui peuvent localement présenter des remplissages concentriques. Inversement, la relaxation des terrains est toujours observée dans les terrains où se trouvent des glaciers rocheux. La répartition des morphologies est donc cohérente avec nos conclusions.

3.2.5 Conséquences rhéologiques et paléoclimatiques

Matériel du plateau

Le paragraphe sur le retrait des falaises nous a indiqué que la glace créant l'écoulement des glaciers rocheux correspond à la glace intersticielle des reliefs. Cette glace intersticielle explique également l'existence de la relaxation visqueuse. Les reliefs sont donc constitués d'une quantité importante de glace au sein d'une forte porosité, en accord avec nos conclusions des profils rhéologiques. De plus, les glissements de terrain, avec rupture, indiquent une cohésion du matériel relativement faible. Ces

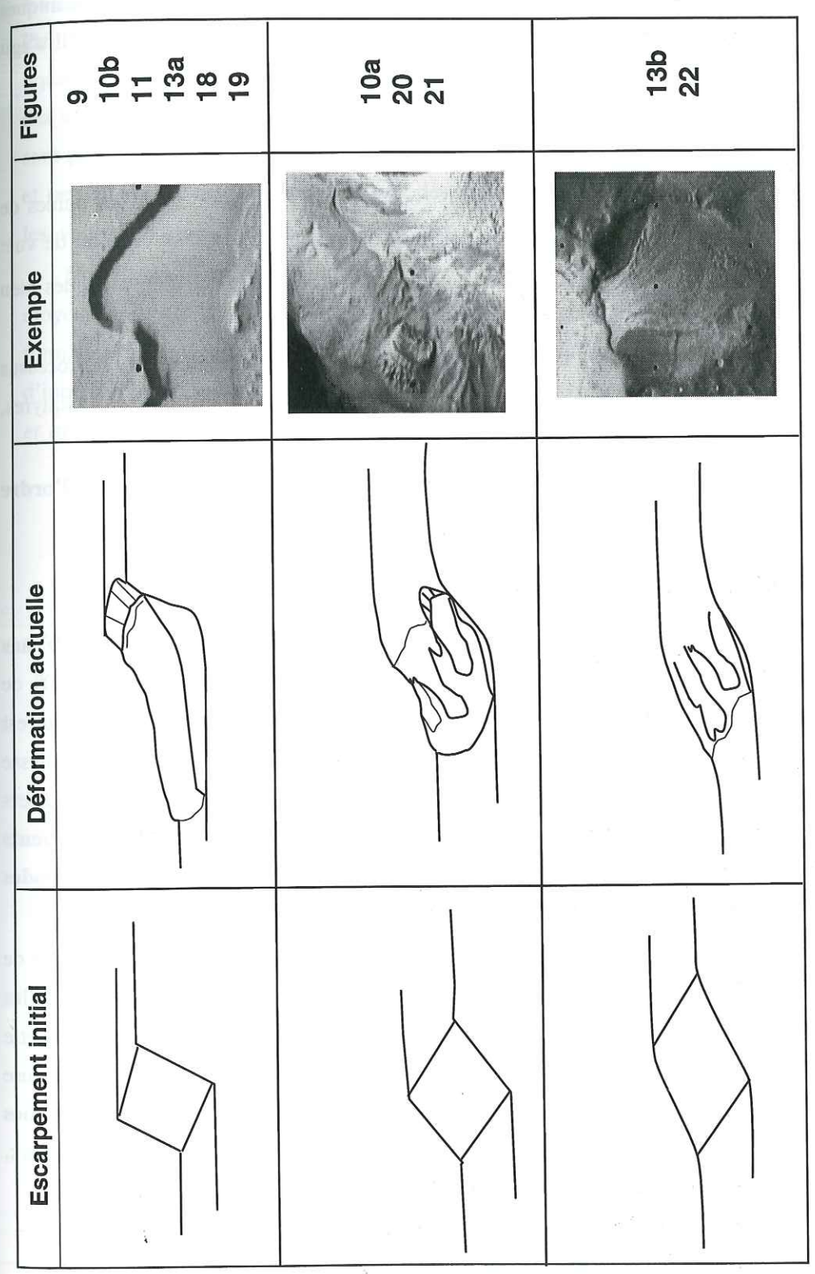


Fig. 3.24: Schéma d'ensemble des morphologies glaciogéniques en fonction de la pente initiale de la topographie.

observations impliquent que le matériel composant les reliefs et plateaux (cf Fig. 3.10b ou 3.11) ne sont pas des niveaux résistants et cohésifs, comme peuvent l'être des accumulations volcaniques par exemple, mais des niveaux peu résistants et de forte porosité, dont on peut supposer qu'il s'agit du mégarégolite.

Durée de formation des glaciers rocheux

Les calculs rhéologiques ont établi que les glaciers rocheux pouvait se former sur des durées de temps de l'ordre d'un milliard d'années. Les arguments morphologiques complètent ce point de vue:

- Les cratères déformés (Fig. 3.20) indiquent une déformation sur des durées de temps longues bien supérieures à 100 Ma;
- Certains glaciers rocheux sont reliés à la relaxation des terrains. Or, la relaxation est un processus qui s'effectue probablement sur des durées de temps de l'ordre du milliard d'années (Squyres, 1993).

Il est donc possible d'expliquer la formation des glaciers rocheux sur des périodes de l'ordre du milliard d'années.

Variations climatiques

Le climat actuel suit des variations liées au cycle d'obliquité avec des périodes de 1.2 10^5 ans (Carr, 1996). Les modèles thermiques prévoient de variations de température de ±5 K à 40° de latitude. L'épaisseur de terrain affecté par ces variations est de 400 mètres (Carr, 1996), ce qui est la gamme d'épaisseurs des morphologies de type glacier rocheux. Toutefois, en raison de la faiblesse de ces variations, l'effet en terme de mouvement ductile est négligeable. Tout au plus, les glaciers se déplaceraient légèrement plus vite lors des périodes favorables. **Par conséquent, les arguments rhéologiques et morphologiques concluant à la formation des glaciers rocheux sur des périodes du milliard d'années sont en accord avec un climat stable.**

Par contre, les modèles de mécaniques planétaires prévoient que des oscillations chaotiques de l'obliquité sont possibles pour Mars (Laskar et Robutel, 1993; Touma et Wisdom, 1993). De telles oscillations augmenteraient la température sur des périodes de l'ordre de 10 millions d'années. Cette possibilité n'est absolument pas confirmée par nos observations, car un changement de température aurait des conséquences immédiates sur la rhéologie. **Des périodes de réchauffement épisodiques sont donc exclues pour toute la période postérieure à la formation des reliefs, plaines et plateaux, soit depuis l'Amazonien inférieur.**

Formation des plaines et plateaux

La formation des escarpements, plaines et plateaux qui bordre la dichotomie dans les régions de l'hémisphère Nord (ex: Fig. 3.10 et 3.11) reste énigmatique. Il faut en effet expliquer les énormes

volumes de matériel manquant entre les plateaux, par exemple dans la dépression centrale en figure 3.11. De tels volumes peuvent difficilement être déplacés avec d'autre processus que de l'eau liquide. Par ailleurs, si ce matériel avait été érodé pendant des périodes plus chaudes, favorables à l'eau liquide, les glaciers rocheux auraient eu le temps de se développer sur de grandes distances en raison des températures élevées, contrairement à ce que l'on observe. Par conséquent, les escarpements se sont probablement formés pendant des périodes froides. Comme le matériel est froid, riche en glace et peu cohésif, l'érosion thermique par des masses d'eau liquide est très efficace, et peu expliquer les volumes érodés.

Nos observations concluent donc à la possibilité d'eau liquide dans des regions de températures moyennes de –60°C. On rejoint donc les problèmes généraux rencontrer pour expliquer autant la formation des chenaux d'écoulement ("outflow channels") ou les plaines du Nord. Des événements d'inondations épisodiques des plaines du Nord sont invoqués par des études antérieures (*e.g.* Baker *et al.*, 1991).

4
Analyse des structures compressives martiennes

Cette première partie sur la tectonique de Mars analyse la formation mécanique des rides compressives tandis que la seconde partie portera sur l'origine des contraintes compressives. Le premier chapitre de cette partie se compose d'une note, actuellement sous presse, qui comporte l'essentiel des résultats. Toutefois, comme des arguments importants n'y sont pas développés pour des raisons de concision du texte, un deuxième chapitre comporte des compléments détaillant quelques questions importantes.

"Mais Mars sera un habitât desseché, froid et poussiéreux. Et ce n'est pas tout près. Le soleil n'y brillera pas très fort. Nous n'y trouverons que des déserts et des collines plissées."

P.K. Dick, *"Mission d'exploration"*, 1953.

4.1 Analyse structurale des rides martiennes

L'article ci-dessous est sous presse dans la revue Planetary and Space Science. Afin de compléter les résultats présentés, un résumé en français est proposé en fin de chapitre. Il met en évidence certaines questions que nous examinerons par la suite. Par ailleurs, les références mentionnées dans l'article ont été répertoriées dans la bibliographie en fin de mémoire.

Wrinkle ridges of Mars: Structural analysis and evidence for shallow deformation controlled by ice-rich décollements

Mangold, N., Allemand, P. and Thomas, P. G.
Laboratoire de Sciences de la Terre, UMR 5570, ENS Lyon et
U. C. B. Lyon, 46 allee d'Italie, 69364 LYON, France.

4.1.1 Abstract

The ridged plains of Mars display large assemblages of wrinkle ridges usually interpreted as shortening features. The formation of these ridges has been explained by (1) deep thrusting, (2) buckling of lava plains or (3) thrusts rooted on shallow décollement levels. These explanations were grounded on observations of Tharsis flank ridged plains where ridges are straight and regularly spaced. This paper shows observations about irregular ridges with curved, circular or en-échelon shapes. These different shapes are due to preexisting faults and buried craters. Structural evidence shows that such irregular ridges are created by thrusts rooted on shallow décollement levels.
The shallow crust of Mars is composed of a megaregolith sometimes overlain by volcanic stratas. Ice-rich levels are supposed to exist as deduced from observations of fluidized ejecta craters. In order to understand the nature of the décollements a simultaneous study of lavas thicknesses and décollements depths have been done. The results show that décollements are not related to lava thicknesses but to icy levels. The rheology of ground ice favors this last assumption because ductile icy levels can localize décollements. Furthermore fluidized ejecta craters are preferentially localized in ridged plains indicating a correlation between groundice and wrinkle ridges. Finally the origin of the stress creating the deformation is discussed taking into account the occurrence of shallow icy layers and the possible occurrence of deeper deformation.

4.1.2 Introduction

The wrinkle ridges of Mars are long and narrow topographic highs that occur in Hesperian volcanic plains referred to as ridged plains. These ridges are usually interpreted as anticlines created by thrust

faults (e.g. Plescia & Golombek, 1986; Watters, 1988). The origin of the compressive stress which has generated these structures remains uncertain. Noachian terrains also exhibit structures as scarps or simple ridges related to the same compressive stress (Chicarro *et al.*, 1985; Watters, 1993). The shape of these structures is different. There is no evidence that ridges located in Hesperian terrains and ridges located in Noachian terrains are controlled by the same mechanism.

The structural formation of the ridges is explained by either thick-skin or thin-skin tectonics. Each model depends on the structure of Mars crust. The upper part of this crust consists of a megaregolith which is an important zone of ejecta and may be between 1 and 10 km thick depending on authors (Clifford, 1993). This megaregolith overlies a fractured basement. The ridged plains consist of lava sequences overlying this megaregolith. Pyroclastic or volcano-sedimentary interbeds may be interstratified in these sequences of lavas (Watters, 1991). Many craters of the ridged plains show fluidized ejecta. These ejecta patterns are due to underground volatiles (Squyres, 1986). Because of the thermodynamical conditions with mean temperature of -60°C this volatile is water, probably in icy phase (Squyres, 1986; Clifford, 1993). So the shallow crust of Mars is characterized by an icy porous megaregolith locally overlain by volcanic and sedimentary stratas.

Models based on thick-skin tectonics assume that the entire crust is deformed by important thrusts which create the ridges (e.g. Zuber & Aist, 1990). There are no indubitable observations that favor such major thrusts in the ridged plains (Watters, 1991). Ridges are often interpreted as shallow structures (Plescia & Golombek, 1986; Watters, 1988). Two thin-skin tectonic models have been proposed taking into account the upper crustal stratigraphy. On one hand wrinkle ridges are interpreted as buckling (flexure-fracture) of the volcanic layers on the megaregolith (e.g. Watters, 1991). The fold is created before an eventual faulting. This model is grounded on mechanical behavior differences between lavas and the megaregolith. In that case the spacing between each ridge is related to the thickness of the lavas. This spacing could be consistent with the thickness of lavas in Coprates and Lunae Planum (Watters, 1991). The second kind of interpretation suggests that wrinkle ridges are pop-up structures as deduced from structural relations with graben (Allemand & Thomas, 1992). The pop-up is created by two thrusts rooted on a rheological discontinuity. In this case faulting occurs before folding (propagation-fault fold). The width of each ridge is proportional to the rooting depth of the faults assuming a mean fault dip of 30 degrees (Fig. 4.1). The rheological discontinuity may act as an active décollement localized (1) on the base of lavas or (2) on a layer related to the ductile behavior of icy layers. In opposite to the buckling model this last model does not imply a correlation with the thickness of the lavas, but can be related to the depth of a volatile-rich zone.

The purpose of this study is to focus on precise observations inside and outside ridged plains to constrain a model of ridge development. The observations of irregular ridges are consistent with the mechanism implying a shallow décollement level. The localization of the décollement is constrained by ridges widths, lavas thicknesses and the occurrence of ridges with irregular shapes.

These observations show that icy levels located in the lava layers or in the megaregolith control the occurrence of décollement levels. The discussion will focus on the compatibility between the hypothesis of icy décollement levels, the distribution of the ground ice (depth and abundance) and the shapes of the different structures. The last part of the discussion shows that shallow mechanisms are not inconsistent with deeper tectonics.

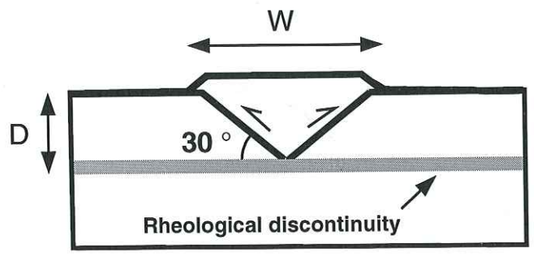


Fig. 4.1: The décollement level model. The pop-up is created by two 30 dipping thrusts rooted on a mechanical discontinuity. The width W is related to the rooting depth D following the relation: D=W.(tan30)/2 that becomes approximately D~0.3 W.

4.1.3 Evidence for décollement level from unusual ridge geometry

The different structural interpretations of the wrinkle ridges are based on the prominent assemblages of Coprates and Lunae Planum where the ridges are generally straight and exhibit regular spacing (e.g. Watters, 1991). Nevertheless there are other ridged plains exhibiting wrinkle ridges like Arcadia Planitia (West of Tharsis bulge) and Hesperia Planum (Eastern hemisphere). The shape and trend of these ridges are not always regular and linear. The purpose of this section is to focus on such unusual ridges in the different ridged plains to understand the geometry of the structures in the underground.

Some unusual curved ridges appear in the eastern flank of Coprates Planum, on Arcadia Planitia (Plescia, 1993) and Hesperia Planum (pointed with arrows on figure 4.2). Twenty-two of Hesperia Planum ridges display circular or semi-circular shapes in map view. Ridge A, for example, seems to be circular but a careful observation of the enlargement of figure 4.2 shows that it does not display a complete circle.The sketch map shows that straight ridges are connected on partially circular ridges. The geometry of the cross-striking trending ridges of figure 4.2 is the result of different shortening directions which may be due to a polyphased structuration. The final circular or quasi-circular geometry is the sum of each deformation. There is no relation between the diameter of the circular structures (among 15 and 60 km) and their widths (among 2 and 8 km). They are classically interpreted as due to the occurrence of buried craters (Sharpton & Head, 1986; Watters, 1993). The deformation has been interpreted as buckling and takes place above the crater rim (Fig. 4.3).

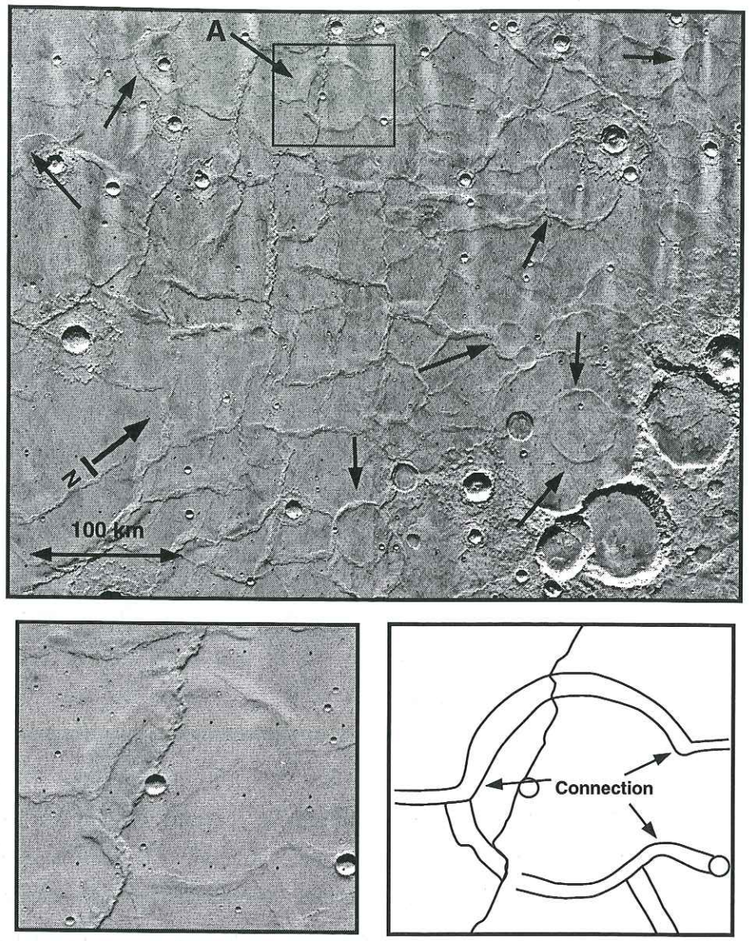


Fig. 4.2: Cross-striking trending ridges on Hesperia Planum (Viking images 464s64-68). The different trends are related to different deformation directions. Straight ridges are sometimes associated with circular ridges pointed by arrows. The enlargement and the associated sketch-map show that ridge A is not completely circular. The circular geometry is interrupted at the right and there are at least two partially circular ridges. Straight ridges are connected on these two partially circular ridges. The circular shapes pointed by arrows on the main figure are probably created by the sum of curved ridges created in each directions of deformation.

Curved ridges can also be observed in Noachian terrain devoid of lava. For example an NW-SE compressive structure affects both volcanic plains of Hesperia Planum and Noachian cratered terrain (Fig. 4.4a). This structure has the shape of a classical ridge in the volcanic plain and becomes a simple asymmetric thrust in the old terrain. Where the thrust affects the floor of the 15 km diameter crater, it displays a semi-circular shape. Twelve similar structures with such semi-circular shapes on the floor of craters have been found in the studied regions (ex: Viking images 419s48; 440s33; 529a09).

The models of buckling and deep rooted faults can not explain the semi-circular geometry. In the

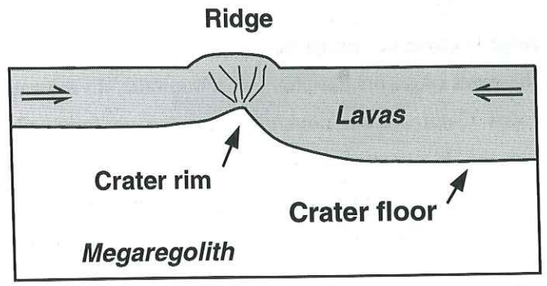


Fig. 4.3: Classical interpretation of curved ridges (modified after Sharpton & Head, 1986). The deformation is created by buckling directly above the crater rim.

Noachian terrain, the asymmetry of the thrust outside the crater is not consistent with a buckling model that should generate a symmetrical fold. If the ridge is created by a deep thrust, the deflection of the ridge in the crater may be due (1) to the intersection of the thrust with the crater topography or (2) to local stress variations. The deflection should be more important where the difference of topography is important, so at the rim. However the deflection is more important on the floor of the crater which is nearly flat. The deflection of more than five kilometers on this about flat floor implies therefore unrealistic parameters for fault dip or elevation variations. Thus, under the deep thrust hypothesis, the intersection between the thrust and the crater floor should be nearly linear (Fig. 4.5a). Variations of local stress on a deep thrust would explain small changes in direction of structures. However variation of 60° of the semi-circular ridge orientation implies an unrealistic rotation of 60° of the principal stress. Buckling or deep thrusting hypothesis are then not in agreement with observations.

The geometry of such structure is more easily explained by thrusts born on a shallow décollement (Fig. 4.5b). The geometry of the semi-circular pop-up implies that the related thrusts are initiated at the limit between the crate fill and the megaregolith. Three geometrical arguments favor this assumption:
(1) The intersection between a horizontal décollement and the filled cavity of the crater is semi-circular (Fig. 4.5b). This intersection corresponds to the rooting zone of the structure observed at surface. In the case of a dipping thrust or décollement the rooting zone and therefore the structure on the floor of the crater should be straight or elliptical. When the dip of the thrust decreases the curvature increases. The intersection between a horizontal décollement and the filling is then the unique geometry producing a semi-circular shape.
(2) The width of the ridge is consistent with the thickness of the filling. The width is between 2 and 3 km and the related rooting depth is interpreted to be at about 600 to 900 meters under the floor of the crater (Fig. 4.6a). The depth of the transient cavity (actual depth + filling) is about 1/3 of the diameter for simple craters (Melosh, 1989). The final depth of such a 15 km wide crater is about 1/5 to 1/10 of the diameter, then about 1.5 km to 3 km (Melosh, 1989). The thickness of the filling is then at least of 2 km (Fig. 4.6a). This depth is consistent with the depth of less than 1 km deduced

from the width of the ridge because the filling has to be deeper than the décollement to interrupt it. (3) The thrust outside the plain crosscuts the crater in the middle. In the case of a décollement level interrupted by a crater this feature is not random. The map on figure 6b represents the possible slip of the upper crust on the décollement. The shaded disk represents the filling of the crater that interrupts the décollement. The structure is initiated following the semi-circular shape on the left side of the crater filling. There is no slip on the other side of the crater, but the shortening has to be accommodated laterally. Single thrusts at the top and the bottom of the crater (on figure 4.6b) are initiated to accommodate this shortening. The thrusts cut the crater following diametrically opposed directions.

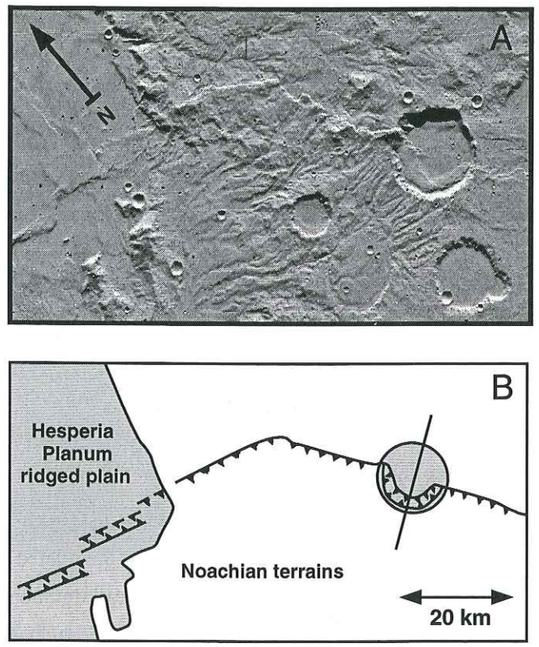


Fig. 4.4: (a) Viking image 419s50 at the limit between Hesperia Planum (left) and Noachian terrains (right). An E-W structure crosscuts the plains border. (b) Structural scheme based on the image that displays the major structure represented as a simple thrust in Noachian terrains and as a ridge in the plain or in the 15-km diameter crater. The structure cut the crater rim on two diametrically opposed points.

The interpretation of figure 4.4a shows evidence of a décollement level under the Noachian terrain. The existence of the compressive structures both in the volcanic unit and in the Noachian terrain implies that the décollement level located under the old terrain exists also under the lava plain. Figure 4.7a shows a partially buried crater and a semi-circular ridge at the border of Hesperia Planum. Figure 4.7b shows a young crater crosscut by a ridge also showing a semi-circular shape inside the crater. In these two cases the geometry is the same as that shown in figure 4.4a suggesting

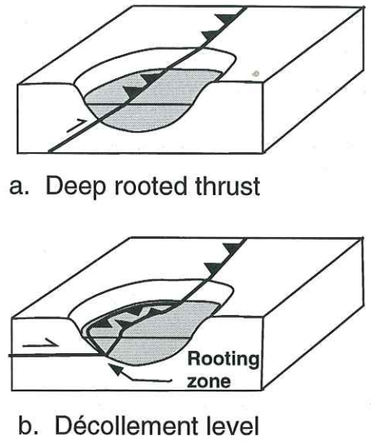


Fig. 4.5: Structural relation between a thrust fault and a crater. The shaded part corresponds to the crater filling. (a) A deep rooted thrust crosscuts the flat floor of the crater. Structures observed at the surface is not curved. (b) A décollement initiates structures at the circular crater border. The observed structure at the surface is semi-circular.

that the same process can explain the formation of curved ridges inside ridged plains as Hesperia Planum (Fig. 4.2). The process described above can then explain their shapes except that craters are buried and rims are not visible. The décollement model is consistent with observations about unburied craters in Noachian terrains and young or buried craters from Hesperian volcanic plains. This process is well developed in Hesperia Planum probably because the lava plains overlays very old craterized terrains.

4.1.4 Evidence for décollement levels from Earth-like features and layering variations

Some observations show geometries analogous to those observed on thrust wedges and décollement zones on Earth. Three families of structures are described in the following: (1) Straight ridge shifted by a transfer zone; (2) en-échelon ridges due to variations of layering; (3) transpressive ridges due to structural inheritance.

(1) Figure 4.8 displays a straight ridge of Coprates Planum shifted in an apparent dextral movement. This shift can be interpreted as a transfer zone (also referred as lateral ramp) because its trend is at 90° to the trend of the ridge and it affects only this ridge. Such lateral ramps can be created because of variations in the rheology of the décollement. As deduced by observations on Earth, lateral ramps are features characteristic of horizontal displacements (e.g. Calassou *et al.*, 1993).

(2) Figure 4.9 displays some straight north trending ridges (A) at the top right of the picture. These

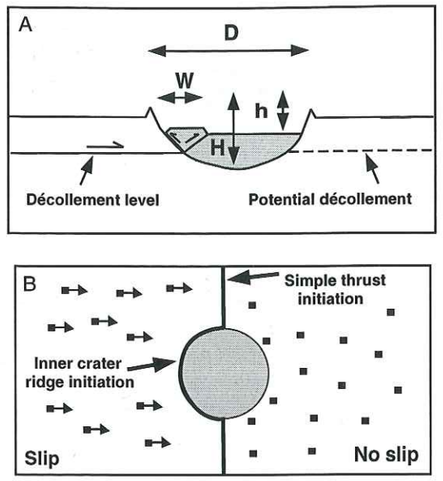


Fig. 4.6: (a) Cross-section showing the geometrical relation between structures and the crater. W is the width of the ridge inside the crater, D is the crater diameter, h the crater depth, H the thickness of the crater filling added to the crater depth. (b) Map view at the depth of the décollement. The crater filling is shaded in the center. The initiation of the displacement takes place on the left side of the crater. The crater stops the displacement on the right side. The thrust outside the crater accommodates the shortening.

ridges A correspond to the about 50 km regularly spaced wrinkle ridges of Coprates Planum. We observe that ridges B and C1 to C4 are parallel to the border of the Noachian terrain observed at the bottom of the picture. These ridges are more narrow than ridges A. In agreement with fig.1, this observation means that they are rooted shallower than ridges A. They are therefore probably initiated due to the thinning of the plains near the Noachian terrain. These ridges (B;C1 to C4) are not orthogonal to the main direction of stress. The ridges are often en-échelon ridges and we can observe transform faults as that pointed by arrow B. The difference in direction and the occurrence of transfer zones indicates that the deformation is partitioned between strike-slip and thrust faults which are often shifted by lateral ramps. On Earth partitioning of the deformation is common when structures rooted on decollements are not initiated perpendicular to the main direction of stress (e.g. Thomas, 1990). Ridges D are also initiated nearby the Noachian terrain where the plain is thin. The arrow on ridge D points on a curved ridge probably initiated by a crater of the underground. We do not observe ridges crosscutting the Noachian terrain, the deformation is therefore restricted to lava layers in this area. The region of ridge D also show three other ridges with a spacing of about 15 km that is less important than the spacing of ridges A. Therefore this spacing is not related to crustal-scale properties. Finally the ridge E displays a difference of direction between two craters, relatively to the regional trend. This ridge may be initiated due to the occurrence of these two preexisting craters as expected by Allemand & Thomas (1995). So this figure shows clearly the initiation of ridges due to the thinning of lava plains nearby Noachian terrain implying that the deformation only affects

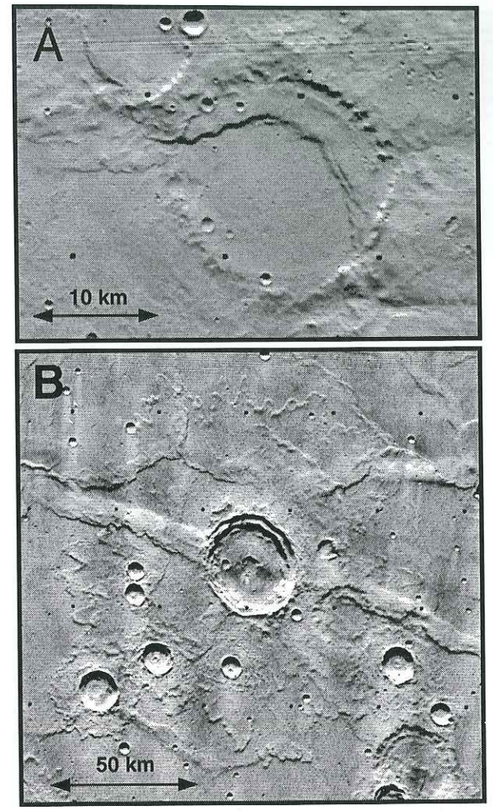


Fig. 4.7: (a) A partially buried crater at the border of Hesperia Planum shows a semi-circular ridge on the floor (Viking image 421s40); (b) A large crater crosscut by a large ridge curved into a crater in Hesperia Planum (Viking image 365s69). This two ridges cut the crater on two diametrically opposed points. The geometry is the same as in figure 4 but appears here in ridged plains.

shallow layers in that region.

(3) The figure 4.10 displays two families of structures at the eastern part of Coprates Planum: R1 are large, parallel ridges corresponding to the usual trend of Coprates Planum ridges while R2 and R3 are another group of ridges with different trends and very narrow shapes. Ridges are sometimes irregular or en-échelon. Older neighboring terrains show small fractures and/or graben with the same trends as the R2 and R3 ridges. These R2 and R3 ridges are probably initiated by structural trends that certainly exist beneath the lava layers (Maxwell, 1982; Schultz, 1989). The trends of the old fractures are not orthogonal to the principal stress, implying the occurrence of a strike-slip component. The triangular shape of some of the en-échelon like ridges can be interpreted as the reactivating of the structural trend R2 and R3 in a transpressive context (Fig. 4.10b). The triangular shapes are then "push-up" produced by the result of a partitioning of deformation due to structural inheritance. On

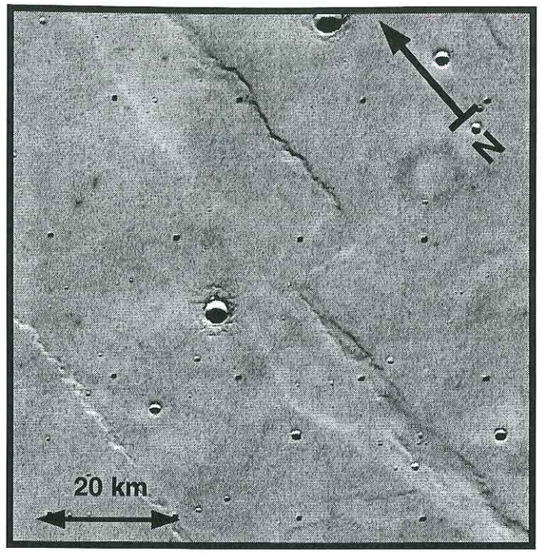


Fig. 4.8: Large ridge shifted by a lateral ramp in West Coprates Planum (Viking image 608a45). The ramp is orthogonal to the ridge, parallel to the principal stress. This geometry is typical in horizontal displacements.

Earth, transpression is the most common geometry when faults, not orthogonal to the displacement, are reactivated in compression (e.g. Lowell, 1995). The initiation of structures is due to old faults as often observed on Earth.

Transfer zones, partitioning, transpression, initiation of thrusts by heterogeneities, preexisting faults or by variation of layering are common structural features of décollement tectonics on Earth. The same kinds of structures on Mars are evidence for horizontal displacements guided by décollement levels.

4.1.5 Localization and nature of the décollements

Depth of décollement levels

The depth of the décollement is estimated using the mean width-depth relation of the pop-up model (Fig. 4.1). It is assumed that the mean regional width is related to the depth of the décollement. These deduced depths have been compared to the inferred lava thicknesses in order to determine the position of the décollement. The widths are measured in the area of West Coprates Planum (photomosaic MC18SW), East Coprates (photomosaic MC18SE) and Hesperia Planum (Viking images 417s44 to 417s56). The measurements are complemented by measurements in Lunae Planum and Arcadia Planitia (Plescia, 1991a; Plescia, 1993). Each ridge is measured every 20 km along strike,

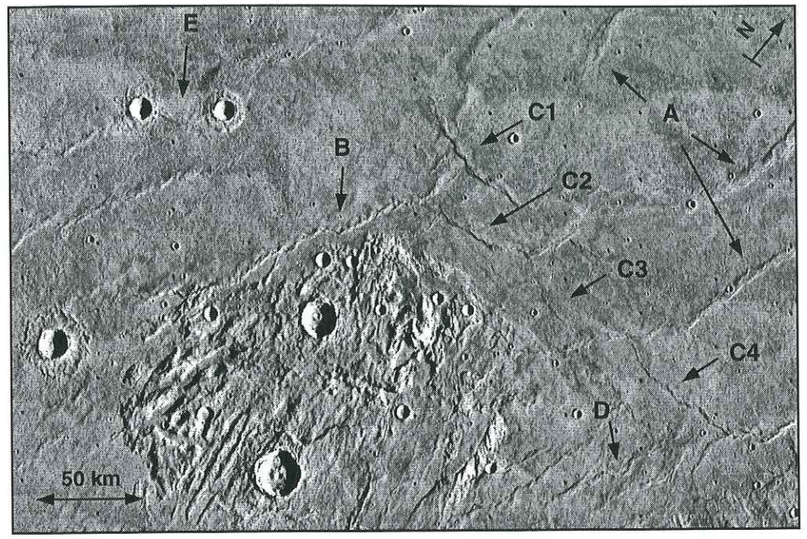


Fig. 4.9: South part of West Coprates Planum (Viking images 608a22-24). Ridges A are the straight parallel and about regularly spaced ridges of Coprates Planum. Ridges B and C1 to C4 are parallel to the Noachian terrain border. They are initiated due to the thinning of the plain. They show en-échelon and transfer faults because they are not orthogonal to the main direction of stress given by ridges A. Ridge D shows a curved shape and a narrow width consistent with a thinning of the plain. The spacing in ridge D region is about 4 times less than spacing of ridges A. Ridge E shows a difference of trend between two craters.

the width used is the average of these measures. The transpressive ridges of East Coprates (R2 and R3 on figure 4.10) are not taken in account because they are not due to pure thrusting. Arches are large but low relief structures sometimes associated with ridges (Watters, 1988). Their widths (more than 10 km) are not used in the measurements of mean widths.

Figure 4.11 presents the mean widths of about 26 ridges of West Coprates, 24 ridges of East Coprates and 64 ridges of Hesperia Planum and are binned to a range of 0.5 km. Each measurement was taken with an approximation of 0.5 km for Coprates and 0.3 km for Hesperia. The mean widths of ridges in each plains are respectively 4.9 km +/-1.1 (West Coprates Planum), 3.8 km +/-1.2 (East Coprates Planum) and 3.7 km +/- 1.4 (Hesperia Planum). The related décollement depths, according to the model presented in Figure 4.1, are 1.6 km (+/-0.4), 1.3 km (+/-0.4) and 1.2 km (+/-0.5) for each plain. The mean widths of Lunae Planum and Arcadia Planitia are respectively 4.9 km (from the result of Plescia, 1991a) and 3.4 km (Plescia, 1993). The number of ridges is maximum in the range of 4-4.5 km for West Coprates and in the range 2.5-3.5 km for East Coprates. The distribution on Hesperia Planum shows two peak values. The more important at 3.5-4 km is representative of the average. The second one at about 2 km indicates a supposed décollement zone at about 0.6 km depth.

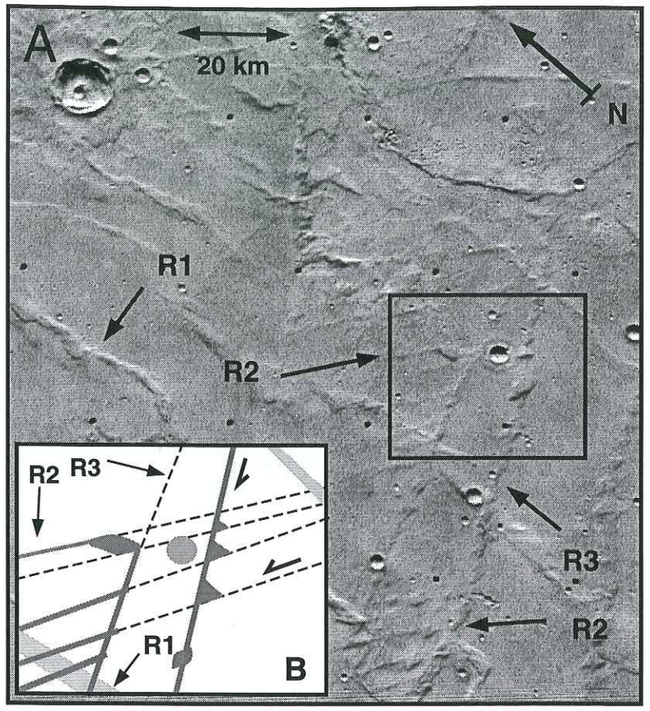


Fig. 4.10: (a) Three directions of ridges (R1, R2 and R3) in East Coprates Planum (Viking image 610a46). R2 and R3 are due to basement directions different from R1. (b) Structural scheme of the image. The structures R2 are represented by dashed lines when not observed at the surface. The triangular shapes are due to inheritance of R2 and R3 in transpression. In this case the related principal stress component must trend E-W. This direction is consistent with that of the R1 ridges.

Thickness of volcanic plains versus décollement depth

The thickness of the lava layer can be estimated from the method of partially buried craters (De Hon, 1982). The diameter of the crater is related to the elevation difference between the crater rim and the elevation outside the crater. The elevation of the crater rim on the lava plains gives an estimate of the lava thickness. Thicknesses at the East of Tharsis bulge (Lunae Planum and West Coprates Planum) have been estimated to 1.5 km (De Hon, 1982) or between 2 and 3 km (Plescia and Saunders, 1980). The décollement is here interpreted to be at about 1.6 km depth, corresponding about to the lower estimated lava thickness. Ridges are always straightaway and do not show evidence of interaction with other subsurface structures except near the border of the plain (Fig. 4.9) where ridges are oriented parallel to that border and never crosscut it. These arguments all favor a décollement located in the lava layers, probably in interbeds.

East Coprates Planum shows thinner lava layers, about 0.5 km (De Hon, 1982). The décollement depth of about 1.3 km is then deeper than the lava layers. This region shows ridges associated with inheritance of the underground (Fig. 4.10), explained by a décollement located in the megaregolith. The thickness of the lavas of Arcadia Planitia has been estimated to be around 150 meters (Pike and Davis, 1984) and 180 meters (De Hon, 1988). These values are consistent with the occurrence of outcrops of older terrains. The depth of 1.1 km obtained by width measurements implies a décollement located inside the megaregolith in agreement with Plescia (1993) and with observations of ridges related to heterogeneities of the underground.

The thickness of the volcanic layers of Hesperia Planum is difficult to estimate and is probably highly variable. Some places do not show any partially buried craters, which implies a more than 1.5 km lavas thickness. Others places show outcrops of older terrain implying a thin lava layer. Hesperia shows numerous curved ridges which result from interactions between buried craters and compressive tectonics. The widths of these ridges are around 4 km, suggesting a décollement in the megaregolith at a depth of 1.3 km. The existence of the décollement in the megaregolith is also confirmed by the fact that some ridges crosscut the border of the plain (Fig. 4.4). The other class of ridges indicating a décollement depth of about 0.6 km could result from a décollement located inside the lava layers.

In summary the widths of the ridges and therefore the depths of the décollement levels are not constrained by the thickness of lava layers. We have introduced the problem with two models explaining the ridges by shallow mechanisms. These models suggest that the ridges are related to rheological transitions due to (1) the rheological difference between lavas and megaregolith or (2) the ductile behavior of icy layers. As mean widths are not correlated to the thickness of the lavas the first model can be rejected. The formation of the wrinkle ridges by icy levels agrees with observations about structural features or distribution of the ice. Indeed, if the décollements are created by ice under the lavas, it explains why the décollement can appear under other terrains than volcanic plains. If ice is absent within crater fill, this model explains why the décollements can not cross the crater fill (Fig. 4.3 and Fig. 4.5). The depths of the décollements between 0.5 and 2 km are consistent with the vertical distribution of ice in the equatorial regions (e.g. Clifford, 1993).

4.1.6 Discussion

The discussion is divided into three parts. We first consider the agreement between the distribution of ice and that of ridges. Then we consider the rheology of the icy décollements and the differences between ridged plains and Noachian terrains structures. Finally the third discussion tries to understand the implications of décollement tectonics on the origin of the shortening.

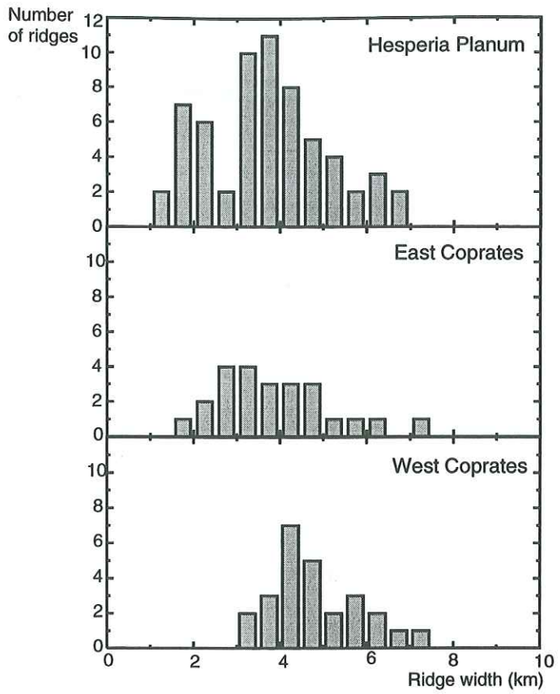


Fig. 4.11: Distribution of the mean ridge widths of West Coprates Planum, East Coprates Planum and Hesperia Planum.

Distribution of subsurface ice

Under our interpretation of wrinkle ridges related to icy levels, the distribution of the ridges should be correlated to the distribution of ice. Ice is supposed to exist everywhere in the underground of Mars (Clifford, 1993), but ridges are obviously mainly located in the ridged plains. The distribution of the fluidized ejecta craters is an image of the distribution of ice in the underground. Is this distribution consistent with that of ridges?

From top to bottom the upper crust of Mars is composed of lava units, a porous regolith, and a fractured basement. Ice can exist in lava interbeds as in porous megaregolith. The distribution of fluidized ejecta craters shows that there is more ice in the shallow megaregolith of ridged plains than in Noachian terrains nearby. Crater counts were made on craters more than 5 km diameter craters on areas between 500,000 and 800,000 km2, and the result is normalized to an area of 1 million km2. Hesperia Planum (photomosaic MC 22 NW) displays 180 fluidized ejecta craters out of a total of 200 craters counted (90% of the craters). The neighboring Noachian terrains shows only a maximum of 75 fluidized craters per million km2 out of a total of 350 craters (only 21%). Lunae Planum (MC 10 SE) shows 77 fluidized ejecta craters out of a total of 156 craters per million km2 (49%

of the craters) but there are only 44 fluidized ejecta craters versus a total of 326 (only 13%) in the neighboring Noachian terrains. There is an indubitable correlation between ridged plains and fluidized ejecta craters indicative of ice-rich zones. Consequently, the Noachian terrain has less shallow ice than the neighboring plains. Correlation between fluidized ejecta craters and ridges have also been observed in Argyre region (Thomas, 1986) and can be extrapolated to the most of Martian terrains following the global distribution of ridges (Chicarro and Schultz, 1985) and that of fluidized ejecta craters (Mouginis-Mark, 1979;(Mouginis-Mark, 1979) Costard, 1989).

The origin of the differences in the distribution of the water between plains and other terrains is not well understood. Relations between fluidized ejecta and volcanic plains also exist on Elysium Planitia (Cave, 1993). One hypothesis is that the enrichment of shallow ice in the plains is due to volcanic processes (Gulick and Baker, 1990; Cave, 1993). The magmatism and hydrothermal activity may have transported deep crustal water to the surface. Such a process may explain the fluvial morphologies and the fluidized ejecta craters observed on some volcanoes (Apollinaris Patera, Alba Patera, etc.). On other hand the Noachian terrains could display deep water not removed and less abundant shallow water.

Properties of brittle versus ductile levels and rheological contrast between the ridged plains and Noachian terrains

Wrinkle ridges are not the only structures explained by décollement levels. Many compressional structures exist outside the plains that are sometimes in continuity with ridges of the plains (Fig. 4.3). In the Noachian terrain structures are not ridges (symmetrical structures) but are simple thrusts (asymmetrical structures). Simple thrusts outside plains units such as those close to Hesperia Planum are also less numerous than ridges inside plains. Here we consider wheter these differences can be explained by differences in the rheology due to the differences in the abundance of ice.

The upper Martian crust (lavas/regolith/fractured basement) has a brittle behavior when no ice is present. Ice has a classical visco-plastic behavior (e.g. Duval *et al.*, 1983). When ice exists in the megaregolith, the resulting ice-rock mixing levels have the same visco-plastic behavior with a higher viscosity than pure ice (Durham *et al.*, 1992; Mangold *et al.*, 1997). Icy levels are therefore ductile layers separating brittle ones. Parameters controlling the brittle-ductile rheology are decisive factors in understanding the formation and shape of the thrusts. Natural observations (Butler, 1982; Philippe; 1993) or analog modeling (Ballard et al., 1987; Calassou *et al.*, 1993) shows that thrusts are controlled by two main parameters: (1) the coupling between the ductile and the brittle level and (2) the variations in thickness and the homogeneity of each level.

The coupling is defined as the strength ratio between the ductile and the brittle levels (Ballard, 1989). For example, this ratio is low in the case of salt layers limited by chalkstone stratas on Earth. The ratio

decreases with the decrease of the viscosity of the ductile décollement. Ice-rich levels (low coupling) are more able to create and propagate décollement than ice-poor levels (high coupling). Low coupling creates especially symmetrical structures, like pop-up, and high coupling creates mainly asymmetrical structures like simple thrusts (e.g. Davis and Engelder, 1985). This behavior is due to the difference in the stress distribution generated by different basal frictions. If the basal friction is very low, the stress maximum is parallel to the décollement. This situation creates thrust at angles: $f = 45° +/- \phi/2$ (where ϕ is the friction angle of 30°). Forward and backward faults have then the same dip of 30°. In the case of higher basal friction, the maximum stress is no longer parallel to the décollement. This implies that the forward verging thrust dips less than the backward one. This shallow dip permits an easier movement on the forward plane and the backward is inhibited due to its dip that is steeper than 30° dip (Davis & Engelder, 1985). In consequence the symmetrical ridges of the plains may be initiated by ice-rich levels and asymmetrical structures outside the plains by ice-poor levels. The abundance of ice indicated by fluidized ejecta craters is in agreement with ice-rich levels in plains and ice-poor levels outside.

The layering of the shallow units and their lateral variations are important factors in the propagation of décollement and initiation of structures (Philippe, 1993). On one hand, lava layering favors the development of ice-rich interbeds due to differences in porosity. It can also segregate ice between two units. Indeed pure ice levels referred to as "segregation ice" are formed during the ground freezing (e.g. Mackay, 1971). It is possible to develop some superposed décollement levels in these plains. Such superposition will create the development of ramp and flat geometry. On other hand the absence of layering in the Noachian terrain does not favor ice segregation.

Taking in account the rheology of the brittle/ductile levels, the differences between ridges of plains and thrusts outside plains units can be explained by (1) the distribution and the abundance of subsurface ice and (2) to a lesser degree, the layering of the plains.

Origin of the stress

This study has demonstrated that wrinkle ridges are created by shallow tectonic processes. Figure 4.12 is a schematic representation of two volcanic plains with different thicknesses separated by a Noachian terrain. The ridges represented are some examples of those described in this paper. The deformation in the décollement has to be related to a compressive stress. The origin of this stress remains uncertain. Some authors have proposed that it could be related to the global contraction of the planet, subsidence of volcanic plains, or gravitational sliding (Raitala and Kauhanen, 1989; Watters, 1993; Thomas and Allemand, 1993). If the shortening is related to gravitational sliding, it is confined to the upper crust only of flanks of bulges. If the shortening is related to deep rooted processes, thrust faults have to be rooted in the lower crust as in collision zone on Earth. Because of the lack of plates tectonic on Mars, the resulting deformation should affect all terrains whatever their nature. In the

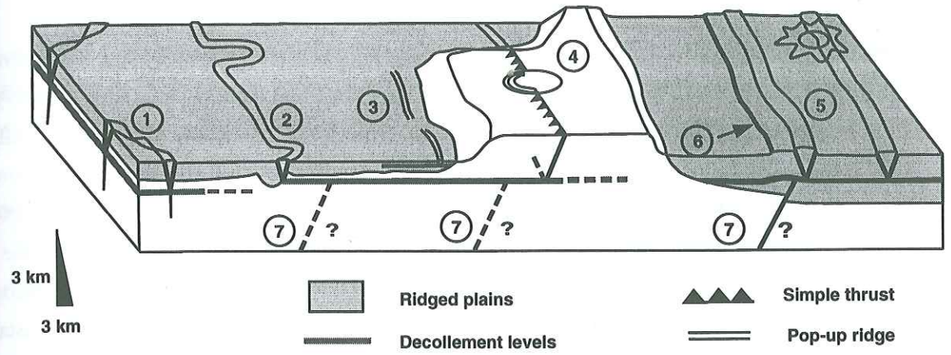


Fig. 4.12: Summary of structural observations and interpretations. Shadow layers are décollement levels, their thicknesses and lengths are not constrained.
(1) Transpressive ridges probably controlled by open cracks or small graben in Noachian basement. The dcollement is supposed to be localized under the lava even if a décollement at the base of the lava is not excluded.
(2) Curved ridges of Hesperia Planum localized on buried craters. The décollement is represented under lava for the reasons explained in the text.
(3) Small ridges parallel to the border of the plains (or stopping at the border) are observed in Coprates Planum region. They indicate a rooting inside lava interbeds.
(4) Ridge crosscutting the border of the plain and appearing in old terrain. The décollement is under lava in the plains and goes on in Noachian terrain.
(5) Regular and straight structures, showing the absence of inheritance, as in Lunae Planum. The major dcollement is probably in lava interbeds.
(6) Arches corresponding to very large ridges often associated with classical ridges. The structure may be ramp anticline created by a deeper thrust. This thrust is stopped by the décollement and creates a ramp and flat geometry. The occurrence of deep-rooted thrusts could exist elsewhere under the ridged plains as represented on (7) by question-marks.

ridged plains the shortening is low in comparison to terrestrial structures but can be up to 300 m for a large ridge (Plescia, 1991a). The regional shortening is then about 0.3 % (1840 m) on Lunae Planum (Plescia, 1991a) and 0.06 % (900 m) on Arcadia Planitia (Plescia, 1993). The deformation is low but does not allow to discriminate between the two involved process.

Gravitational processes can exist on the Tharsis bulge because ridges of Lunae Planum or Coprates Planum are orthogonal to the flank of the bulge (Thomas & Allemand, 1993). However for example the ridges of Hesperia Planum are not orthogonal to the actual dip. There is no evidence that this dip was different at the time of the deformation. The shortening may be related to a regional or global compressive stress. Even if gravitational collapse may exist, it can not be the only process involved. Deep rooted thrusts have been proposed to explain the ridges (Zuber and Aist, 1990; Zuber, 1995) but the shape of many structures are clearly related to shallow deformation. However some Noachian terrains (ex: photomosaic MC 29 SE) display some scarps which do not show differences of shapes at the intersection with impact craters (Chicarro *et al.*, 1985) suggesting that these thrusts are not rooted on shallow horizontal décollement layers. These thrusts can then be the direct expression of

crustal-scale tectonic processes. In ridged plains, ridges are sometimes associated to wider structures as arches. The shape of arches suggest a formation by a ramp and flat geometry (Fig. 4.12-(7)). The ramp may correspond to the deep thrust which may be relayed in the upper crust by a décollement. Ridges alone can form due to the propagation of the deformation in the shallow décollement. In such case deep deformation is hidden by shallow deformation. The deformation is not restricted to shallow layers explaining why partially circular ridges are not developed in all craters on the whole planet. These structures only appear in places where icy layers exist and take place in heterogenous highly craterized levels. The occurrence of shallow deformation is not in contradiction to crustal-scale tectonic processes. Finally ridges observed in volcanic plains, simple thrusts and deep rooted thrusts of Noachian terrains may be explained by a single shortening mechanism with varying geometry depending on the geologic setting and presence of subsurface ice.

4.1.7 Conclusions

This study has presented new evidence for mechanisms creating the compressive structures on Mars. Observations on irregular ridge shapes display evidence for the existence of shallow décollement levels. Because the depths of these levels are not correlated to the thickness of the lava, the décollement levels are created by ductile icy layers. The distribution of the ice is consistent with icy levels, with less shallow ice in Noachian terrains than in the ridged plains. Some of the structures outside ridged plains units are due to same processes. The rheology of icy levels can explain the difference in the shape of the structures inside and outside ridged plains. Décollement tectonics is deduced from these observations but the existence of deeper tectonic may be associated with shallow processes.

Acknowledgments

We thank Ted Maxwell and an anonymous reviewer for their thorough comments. This research was supported by the Progamme National de Planétologie from Institut National des Sciences de l'Univers (INSU-CNRS).

4.1.8 Résumé

Introduction

Nous indiquons en introduction qu'il existe principalement trois modèles qui expliquent la formation des rides martiennes (Fig. 4.13). Le premier d'entre eux prend en compte une déformation de la lithosphère fragile sur toute son épaisseur. Les deux autres privilégient une déformation superficielle liée soit à un flambage des plaines volcaniques, soit à la présence d'un niveau de

décollement. Dans le cas d'une déformation superficielle, les rides seraient formées en raison d'une différence de comportement mécanique. Cet interface mécanique pourrait être crée par la limite mégarégolite-laves ou bien la zone riche en glace. Notre étude structurale montre des arguments en faveur d'un décollement superficiel, dont la localisation est indépendante des laves, mais cohérente avec un niveau riche en glace.

Arguments géométriques

Les rides courbes, circulaires et semi-circulaires sont fréquentes, en particulier sur Hesperia Planum et alentours. Nous montrons que la géométrie des rides partiellement circulaires est la conséquence d'une déformation superficielle sur un niveau de décollement horizontal interrompu par un cratère. Ces observations sont valables aussi bien dans les plaines ridées qu'en dehors.

Les géométries de rides décrites sont caractéristiques de mouvements horizontaux superficiels:

- L'existence de rampes latérales;
- Les rides en-échelon et les relais reliés à des variations stratigraphiques;
- Les structures transpressives générées par l'héritage de structures enfouies.

Ces structures ont des géométries similaires à celles observées sur Terre dans le câdre de tectonique en décollement.

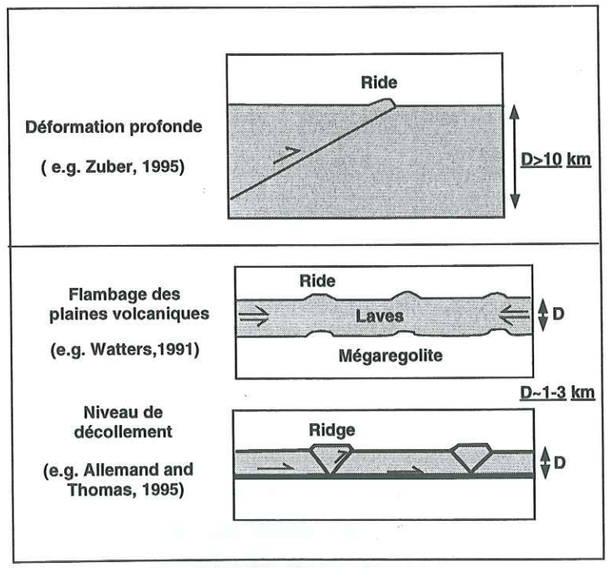


Fig. 4.13: Modèles de formation des rides martiennes.

Localisation et nature du décollement

L'analyse se base sur la relation largeur-profondeur des rides données en tableau 4.1. L'épaisseur des plaines volcaniques est donnée d'après des études antérieures. Nous pouvons comparer les épaisseurs des plaines à la profondeur supposée du décollement. La synthèse des données indique qu'il n'y a pas de relation entre la profondeur du décollement et l'épaisseur des terrains volcaniques. Le décollement peut se situer aussi bien en-dessous de niveaux volcaniques que dans ces niveaux volcaniques, probablement dans des niveaux intermédiaires de nature pyroclastique. L'ensemble des observations est cohérent avec ces déductions. Par exemple, les rides de l'Ouest de Coprates Planum stoppent en approchant le bord des plaines (Fig. 4.9), parce que le niveau de décollement se situe à l'intérieur des niveaux volcaniques. Ces résultats permettent d'écarter l'hypothèse d'une limite mécanique jouée par la transition terrains volcaniques/mégarégolite et de privilégier la seconde hypothèse en faveur d'un décollement créé par un sous-sol riche en glace en accord avec les modèles thermiques du sous-sol.

Localisation	Largeur moyenne	Profondeur décollement	Epaisseur des laves	Position relative décollement/laves	Observations
Hesperia Planum	3.7 km +/-1.4	~1.2 km	~0.5-1.5 km (mal contraint)	Dessous (et dedans?)	Recoupement de terrains noachiens Initiation de rides par cratères enfouis
Est Coprates Planum	3.8 km +/-1.2	~1.3 km	~0.5 km *(DeHon,82)*	Dessous	Héritage
Ouest Coprates Planum	4.9 km +/-1.1	~1.6 km	~1.5-3km *(DeHon,82)* *(Plescia& Saunders,80)* *(Robinson& Tanaka,90)*	Dedans	Pas d'héritage Pas de recoupement de terrains anciens
Lunae Planum	4.9 km *(Plescia,91)*	~1.6 km			
Arcadia Planitia	3.4 km *(Plescia,93)*	~1.1 km	~150-180 m *(Pike&Davis,84)* *(DeHon,88)*	Dessous	Initiation par cratères enfouis *(Plescia,93)*

Tab. 4.1: Tableau de synthèse de position relative des niveaux de décollement par rapport aux terrains volcaniques. Le décollement apparaît soit en-dessous des terrains volcaniques, soit à l'intérieur dans des nivaux intermédiaires. Dans les 5 exemples présentés, les observations sont cohérentes avec la position relative du décollement.

Discussion

La discussion s'oriente tout d'abord autour des correlations entre plaines ridées et glace du sous-sol. Les cratères à ejecta fluidisés indiquent la présence de glace dans le sous-sol. Ces cratères sont particulièrement nombreux au sein des plaines volcaniques. Cette observation, dont les explications

sont encore partielles, existe également pour d'autres terrains volcaniques. Or, par évidence, les rides apparaissent particulièrement bien dans les plaines ridées. La corrélation éjecta fluidisés-rides est donc cohérente avec l'interprétation que nous avons faite de la nature du décollement.

La figure 4.4 indique une différence de morphologie entre une structure symétrique dans les plaines volcaniques et cette même structure devenue asymétrique dans les terrains primitifs. Nous proposons d'expliquer ces différences par des différences rhéologiques du sous-sol. En effet, le décollement peut se propager plus facilement dans les sous-sol riche en glace des plaines ridées que dans les terrains primitifs voisins.

L'origine des contraintes est un sujet débattu depuis deux décennies sans réponses définitives. Dans la mesure où nous relions les structures compressives à des décollements superficiels, on serait tenté d'expliquer leur formation par des processus purement superficiels. Toutefois, tous les terrains ne semblent pas montrer de tectonique en décollement et la présence de déformation profonde est probable comme nous le suggérons sur la figure 4.12. Dans cette logique, le décollement correspond à une zone de découplage qui masque la présence des stuctures profondes.

4.1.9 Questions et problèmes à résoudre

A la suite des conclusions proposées dans ce chapitre, certains points nécessitent d'être plus longuement argumentés. Ces points de discussion concernent (1) la tectonique en décollement, (2) l'abondance en glace des plaines volcaniques, (3) la rhéologie des mélanges glace-roche et (4) la comparaison entre rides et grabens.

Les déductions faites au cours de l'analyse structurale se base sur le modèle de rides symétriques ou pop-up. Nous avons détaillé en introduction quelques observations qui ont conduit à cette interprétation. Nous n'avons toutefois pas expliqué pourquoi ces structures étaient symétriques et si c'était bien cohérent avec les observations. D'autre part la symétrie est probablement reliée à l'enracinement des rides sur un niveau de décollement, mais il subsiste des problèmes à propos de ce dernier: Le décollement se propage-t-il après avoir rencontré une hétérogénéité? Sert-il de découplage à la déformation profonde? Ces questions conduisent à une compréhension plus complète de la tectonique en décollement suggérée pour la formation des rides.

La glace serait responsable de l'existence de ce décollement. Nous observons (1) que son abondance dans les plaines volcaniques est anormalement élevée et supposons (2) que la rhéologie du milieu glace-roche a un comportement ductile. Nous pouvons préciser ces deux caractéristiques:

1. Compléter les observations sur les cratères à ejecta lobés et essayer de répondre au problème, à savoir: Pourquoi la glace (et/ou l'eau liquide) semble-t-elle si abondante dans le sous-sol des plaines volcaniques en comparaison à celui des terrains primitifs?
2. Aux vues des résultats expérimentaux du premier chapitre, nous pouvons également aborder plus précisément la rhéologie du décollement. En particulier, les propriétés de la glace varie en fonction

de la température. Y a-t-il des variations en latitude de la profondeur du décollement? Le climat était-t-il froid lors de la formation des rides?

Enfin, nous avons également présenté en introduction comment les grabens s'enracinent à une profondeur similaire aux rides. Peut-on généraliser les observations sur les rides aux grabens? Dans les prochaines sections, nous aborderons respectivement les quatre problèmes exprimés dans ce paragraphe.

4.2 Complément d'étude au modèle de décollement

4.2.1 Comparaison entre les géométries terrestres et martiennes

La comparaison entre les observations terrestres et les modélisations analogiques et numériques permettent de cerner les facteurs controlant la géométrie des structures formées sur un niveau en décollement. Ces travaux concluent que la géométrie des structures est principalement controlée par (*e.g.* Ballard *et al.*, 1987; Vinour *et al.*, 1996; Nalpas *et al.*, 1996):

1. La rhéologie du milieu déformé, à savoir le rapport entre les résistances du décollement ductile et de la partie fragile, c'est à dire le couplage.
2. La présence d'hétérogénéités, telles que les failles, les variations topographiques ou stratigraphiques, etc.
3. La contrainte lithostatique et la gravité.
4. L'érosion et la sédimentation qui sont controlés par le climat.

Signification de la symétrie des rides

La géométrie du modèle de pop-up est basée sur les observations décrites en introduction (Fig. 1.9), à savoir leur symétrie et les rapports largeur-profondeur identiques avec les grabens. Les mesures de topographie récentes par photoclinométrie (Watters et Robinson, 1997) sont en accord avec des reliefs plus ou moins symétriques bien que des dissymétries puissent exister (Fig. 4.14). Ces dissymétries s'expliquent par le jeu différentiel entre les deux chevauchements.

Les topographies symétriques témoignent de la présence d'un rétrochevauchement. La déformation produit des rétrochevauchements dans des cas précis qui sont déterminés par les directions des lignes de contraintes (Fig. 4.15). Pour un faible couplage, la friction à la base du chevauchement est négligeable, les lignes de contrainte restent parallèles à la direction du décollement. Par conséquent, deux structures se forment avec une inclinaison idéale de l'ordre de 30°. Pour un fort couplage, la friction à la base du décollement n'est pas négligeable et déforme les lignes de contraintes. L'inclinaison idéale des chevauchements est déduite de ces lignes de contraintes. Elle n'est plus de 30°, mais devient inférieure à la base du chevauchement à vergence directe dans les sens du déplacement. Celui-ci prend une forme listrique avec une inclinaison variable entre 25 et 35°. Ces inclinaisons restent favorables au jeu du chevauchement par rapport au décollement, puisque l'angle est proche de 30°. Par contre, un rétrochevauchement ne pourrait se former qu'avec une inclinaison à la base supérieure à 40° (Barnichon et Charlier, 1996). Cette inclinaison n'est plus favorable au jeu du rétrochevauchement par rapport au décollement. Le rétrochevauchement ne peut donc pas se développer. Toute la déformation est accomodée par le seul chevauchement direct. Il est

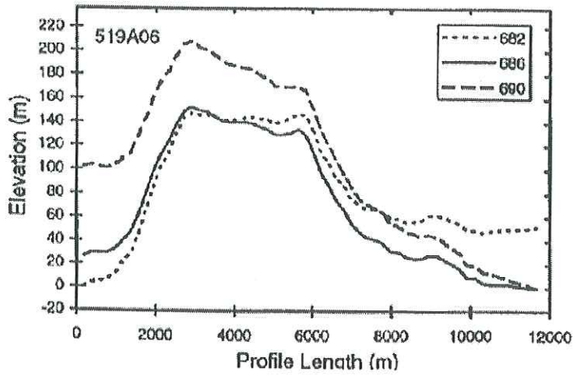


Fig. 4.14: Topographie d'une ride de Lunae Planum (d'après Watters, 1997). Les profils sont établis pour 3 différents niveaux de base de l'horizon. La ride d'une largeur d'environ 4 km et d'une altitude de 140 m est relativement symétrique (exagération verticale de 30).

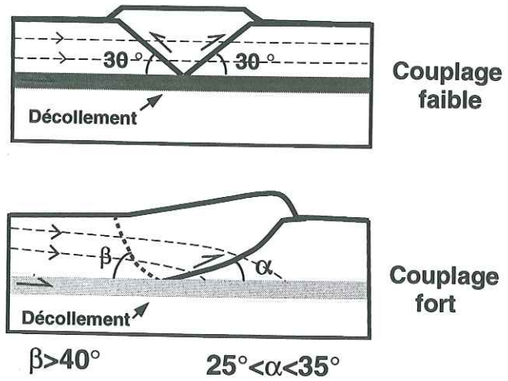


Fig. 4.15: Géométrie des structures en fonction du couplage. Un couplage faible ne déforme pas les lignes de contraintes. Deux chevauchements symétriques se forment sans prédominance de l'un des deux. Un couplage fort déforme les lignes de contraintes ce qui a pour effet d'empêcher la formation d'un rétrochevauchement (d'après Barnichon, 1996).

évidemment possible d'avoir des intermédiaires à ces deux cas limites. Un faible couplage explique donc la symétrie des structures.

Erosion et pression lithostatique

L'érosion et la pression lithostatique sont des paramètres qui contrôlent la propagation du décollement (*e.g.* Vinour *et al.*, 1996; Nalpas *et al.*, 1996):

- En absence d'érosion, les deux chevauchements d'un pop-up se développent et la pression lithostatique augmente sous le pop-up. Lorsque la pression lithostatique devient trop importante, la déformation stoppe sur les chevauchements et se propage dans le décollement.
- En présence d'érosion, la pression lithostatique n'augmente pas, les chevauchement peuvent jouer sur de longues périodes. La sédimentation créée par l'érosion peut par contre augmenter la pression lithostatique devant le front de déformation et empêcher la propagation de la déformation.

Sur Mars, les rides seraient datées de l'Hesperien (Banerdt *et al.*, 1992), période froide durant laquelle l'érosion est quasiment nulle (*e.g.* Craddock et Maxwell, 1993). L'observation des rides ne montre pas de traces d'érosion, on peut considérer qu'elle n'a jouée aucun rôle. La pression lithostatique s'oppose donc au jeu du chevauchement et favorise la reprise de la propagation de la déformation dans le décollement. En supposant que la topographie des rides est uniquement due à ce phénomène (et non à la quantité de déformation totale), on peut mesurer approximativement la pression lithostatique qui serait nécessaire pour stopper les chevauchements. En effet, les rides ont une topographie moyenne de 150 mètres sur Coprates Planum (Watters, 1997). Le décollement se situe à environ 1.5 km de profondeur (Tab. 4.1). La pression lithostatique en excédant correspond donc à 10% environ de la pression lithostatique moyenne sur le décollement, soit une valeur de l'ordre de 1 MPa (avec une densité de 2000 $kg.m^{-3}$ et la gravité $g=3.7\ m.s^{-2}$).

Par ailleurs, les topographies moyennes des rides sont variables d'une plaine à l'autre, environ 50 m sur Arcadia Planitia, par rapport aux 150 m de Coprates Planum (Watters, 1997). Ces différences pourraient être mises en parallèle avec les profondeurs de décollement. En effet, d'après la mesure des largeurs de rides (Fig. 4.13), celui-ci est moins profond sur Arcadia Planitia (environ 1.1 km) que sur Coprates Planum (1.6 km). Par conséquent, les différences de topographie pourraient être reliées à l'importance relative de la pression lithostatique sur des décollements dont les profondeurs sont différentes. Plus le décollement est proche de la surface, plus il est sensible aux variations de pression lithostatique, et moins les rides sont élevées.

Ainsi, la forme symétrique des structures est la conséquence d'une faible friction basale combinée avec une érosion nulle. Cette géométrie de structures n'est pas fréquente sur Terre. On observe plus souvent des décollements créant des chevauchements imbriqués en raison d'une forte érosion (Andes), d'une forte sédimentation (Rocheuses Canadiennes) ou d'un fort couplage (massifs préalpins) (Vinour *et al.*, 1996; Philippe, 1993). Les rides de Mars s'apparenteraient donc plus à un massif du type du Jura, où les plis sont symétriques, le couplage efficace (évaporites) et l'érosion faible.

Propagation de la déformation et hétérogénéités

La géométrie des rides est favorable à une propagation de la déformation dans le niveau de décollement dès que la pression lithostatique atteint une valeur critique. Les modèles analogiques et numériques montrent que le couplage controle la propagation des structures (Mandl et Shippman,

1981; Ballard, 1987). En effet, pour former un chevauchement, il faut qu'il se crée localement une contrainte suffisante pour fracturer la partie fragile. Pour un fort couplage, la pression lithostatique diminue juste après le pop-up, la contrainte différentielle s'accumule en raison de la friction basale et conduit à la formation d'une autre structure (Fig. 4.16). Cet exemple ne correspond pas aux observations des plaines ridées, puisque l'espacement des rides est en général de quelques dizaines de km. Pour un couplage faible, la déformation se propage dans le décollement sans qu'aucune accumulation de contrainte n'induise de rupture, donc de nouvelles structures, dans la partie fragile. Dans un modèle analogique, cela se traduit par la formation d'une structure au bord externe de la boîte analogique ou au contact d'une hétérogénéité créée arbitrairement (Fig. 4.16). Dans notre situation, les hétérogénéités sont constituées par les cratères et failles préexistantes dont nous avons montré qu'ils localisent les structures. L'espacement de quelques dizaines de km entre les structures peuvent donc s'expliquer par un faible couplage. Les cratères localisant les structures peuvent correspondre autant à des cratères enfouis dans le cas de décollements situés sous les niveaux volcaniques (Ex: Fig. 4.4), qu'à des cratères postérieurs à l'accumulation volcanique pour un décollement situé soit sous les niveaux volcaniques soit à l'intérieur (ex: Fig. 4.7).

Ces observations conduisent à la question suivante: le décollement peut-il se propager après avoir rencontré une hétérogénéité comme un cratère? On peut envisager deux cas limites (1) soit la déformation est bloquée, il n'y a pas propagation, soit (2) la déformation se propage malgré le cratère et (3) un cas intermédiaire.

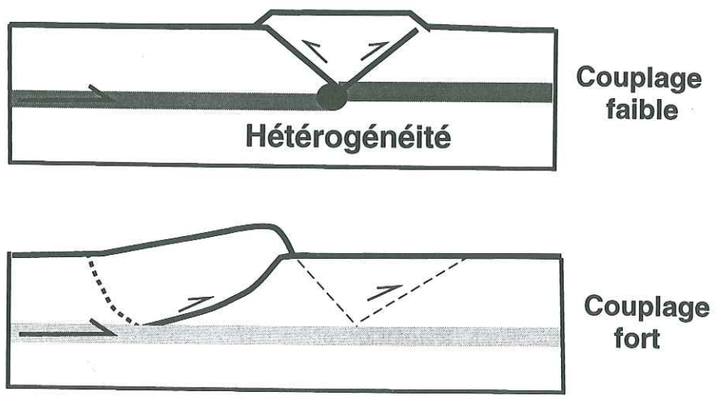


Fig. 4.16: Formation d'une structure par propagation de la déformation dans un décollement. Pour un couplage faible, une structure ne se forme qu'en présence d'une hétérogénéité (d'après Ballard, 1987). Pour un couplage fort, une nouvelle structure se forme à la suite de la première (d'après Mandl et Shippman, 1981)

1. Déformation profonde sans propagation dans le décollement

Dans le cas où il n'y a pas propagation, la déformation serait due à la présence de chevauchements profonds (Fig. 4.17a). Lorsqu'un chevauchement profond atteint le niveau de décollement, il crée lui-même une hétérogénéité favorable à la formation d'un pop-up (Ballard, 1987). On observe effectivement des pop-up qui ne sont pas associés à des hétérogénéités visibles. Bien que des hétérogénéités enfouies, invisibles en surface, puisse localiser la structure, on peut suggérer que ces pop-up proviennent de la connexion sur le décollement d'un chevauchement profond. Par endroit, des arches, c'est à dire des rides larges et peu élevées sont associées à des rides classiques. Ces arches pourraient être une conséquence de la flexion du décollement lors de cette connexion. La différence d'altitude entre les deux cotés d'une arche pourrait permettre de confirmer qu'il s'agit de chevauchements profonds, mais les données topographiques ne sont pas pour le moment assez précises.

La présence de chevauchements enracinés en profondeur est en outre envisagée pour expliquer les chevauchements simples de certaines régions noachiennes (par ex. Cimmeria Terra), où il n'y a aucune évidence d'une tectonique en décollement (pas de déflexion dans les cratères, pas d'héritage, pas de rampes latérales, etc.). Lorsqu'il y a un décollement, la déformation s'y propage jusqu'à être interrompue par un cratère, par exemple (Fig. 4.17a). Les rides suivantes seraient dues à d'autres chevauchements profonds, puisque la propagation n'a pas lieu.

2. Propagation sans déformation profonde

Deux observations indiquent que la propagation peut se faire malgré la présence d'un cratère:

- On observe, en particulier sur Coprates Planum, plusieurs rides à la suite qui sont associées à des cratères et donc probablement localisées par ces cratères (Allemand et Thomas, 1995). Ces rides sont dues à des hétérogénéités superficielles et ne nécessitent pas de déformation profonde. Elles démontrent que la déformation a pu se propager dans le décollement, malgré la présence des cratères. La propagation est sans doute rendue possible par la faible largeur du cratère (5–20 km) en comparaison de la longueur des rides (>100 km). Le décollement n'est pas stoppé sur toute sa longueur.
- Les rides, dont on pense qu'elles sont initiées par un cratère (ex. Fig. 4.4, Fig. 4.7), ne présentent pas des topographies plus importantes que les autres. La déformation ne s'y est donc pas accumulée, ni au niveau de la topographie de la ride elle-même, ni même par des chevauchements imbriqués, ni par des plis hors-séquences (à l'arrière du déplacement).

Cet exemple est représenté sur la figure 4.17b. La déformation profonde n'est pas nécessaire puisqu'il y a propagation dans le décollement. Toutefois, ce cas pose le problème de l'origine de la déformation, comme nous l'avons discuté dans la note (cf 4.1.6), car restreindre la déformation à des niveaux superficiels constitue un problème: Ou se situe l'origine de la déformation? Et, de plus, nous discutons dans le chapitre 4.1 que l'existence de décollements n'est pas généralisée à toute la planète. En fait,

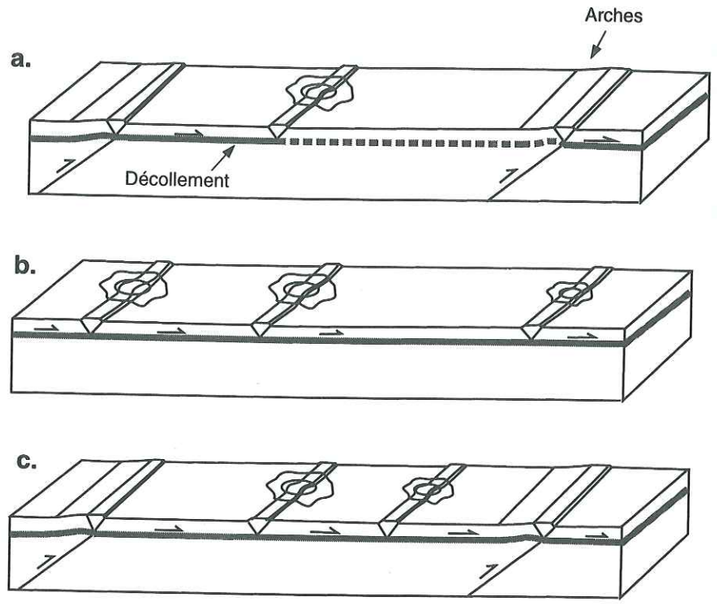


Fig. 4.17: Propagation de la déformation dans le niveau de décollement. (a) Les rides sont formées par les chevauchements profonds et par les cratères (ici des cratères postérieurs à la formation des plaines) qui stoppent la déformation. (b) Rides formées par déformation superficielle et propagation de la déformation malgré les cratères. (c) Cas intermédiaire entre (a) et (b). Les rides sont formées par les chevauchements profonds. Elles sont également localisées par les cratères lorsque la déformation se propage dans le décollement. Les cratères localisent la déformation mais ne la stoppe pas.

les arguments en faveur de la propagation ne sont pas en contradiction avec la présence éventuelle de déformation profonde, les deux hypothèses sont possibles simultanément.

3. Propagation et déformation profonde conjointe

La figure 4.17c représente le cas que l'on interprète comme étant le plus proche de la réalité avec simultanément déformation profonde, localisation par les hétérogénéités et propagation. Par ailleurs, le raisonnement à propos de la pression lithostatique n'est pas remis en cause. En effet, on pourrait croire que la reprise de la propagation est controlée par l'hétérogénéité, et non la pression lithostatique. En réalité, comme l'hétérogénéité en question, généralement un cratère, est petite (<20 km) par rapport à la longueur de la ride (>>100 km), celle-ci localise la déformation, mais ne la stoppe pas. Le modèle de décollement n'est donc pas opposé au modèle de déformation profonde, mais il est au contraire un complément idéal pour expliquer les observations, en particulier dans les plaines ridées.

La comparaison entre les modèles analogiques, les observations terrestres et les observations sur Mars sont donc cohérentes avec la présence de déformation profonde et d'un niveau de décollement, avec un couplage faible (une faible friction basale), une érosion nulle et la présence d'hétérogénéités localisant la déformation.

4.2.2 Corrélations glace-terrains volcaniques

Au cours de l'analyse structurale des rides, nous avons mis en évidence une corrélation importante entre les plaines volcaniques ridées et la présence de cratères à ejecta lobés (cf 4.1.6). Cette corrélation suggère d'importantes concentrations de glace sous les plaines ridées, ce qui est en accord avec le modèle de décollement lié la glace. Seules des explications partielles ont été suggérées pour expliquer cette observation. Nous nous proposons d'associer ces observations à des phénomènes physiques pour aboutir à un début de compréhension du phénomène.

Observations en faveur de fortes teneurs en eau sous les plaines volcaniques

Distribution de l'eau à partir des cratères à ejecta lobés

Les cratères à ejecta lobés sont utilisés comme indicateur de la présence d'eau dans le sous-sol. Nous avons précédemment focalisé nos observations sur la densité de cratères dans les plaines ridées et les terrains noachiens primitifs. Ces densités de cratères tiennent compte uniquement des cratères hesperiens et amazoniens qui ne sont pas dégradés. Les ejecta des cratères noachiens, dans les terrains noachiens, ne sont plus visibles en raison de leur dégradation. Comme les plaines volcaniques sont hesperiennes, les terrains noachiens comptent au moins autant de cratères non dégradés que ces plaines. Or, les plaines volcaniques comptent un plus grand nombre de cratères à ejecta fluidisés que les cratères non-dégradés des terrains primitifs noachiens. Dans le cas d'Hesperia Planum, 80% des cratères de plus de 5 km présentent des ejecta lobés, mais également 100% des cratères de plus de 10 km. Ceci indique clairement que l'eau se trouvait dans le sous-sol, sitôt les plaines volcaniques formées. **La présence d'eau dans le sous-sol des plaines volcaniques est donc une conséquence de la formation des plaines volcaniques et des perturbations des conditions physiques associées à leur formation.**

Nous pouvons également utiliser la forme des ejecta lobés pour évaluer où se situe l'eau dans le sous-sol, et en quelle proportion. En effet, la viscosité des ejecta est fonction de la teneur en fluide. Le degré de fluidité des ejecta, ou mobilité des ejecta, peut être exprimé par le le rapport des diamètres ejecta/cratère (Mouginis-Mark, 1979). Plus les ejecta sont larges, à diamètre de cratère égal, plus ils correspondent à des proportions de fluides élevées. Par ailleurs, la profondeur de terrain excavée est proportionnelle au diamètre du cratère (Melosh, 1989). Ainsi la représentation du rapport des diamètres ejecta/cratère, ou mobilité des ejecta, en fonction du diamètre du cratère, donc de la profondeur de terrain excavé, donnent des indications sur la profondeur à laquelle se trouve le fluide (Costard, 1989). Par exemple, si, dans une région donnée, les petits cratères ont des mobilités d'ejecta supérieures aux gros cratères, c'est que la glace est surtout superficielle (Fig. 4.18). Par contre, si les gros cratères ont des mobilités plus élevés que les petits, c'est que la glace est plutôt profonde. Ce dernier cas est typique des plaines ridées pour lesquelles les gros cratères (30–50 km) ont des ejecta particulièrement étendus.

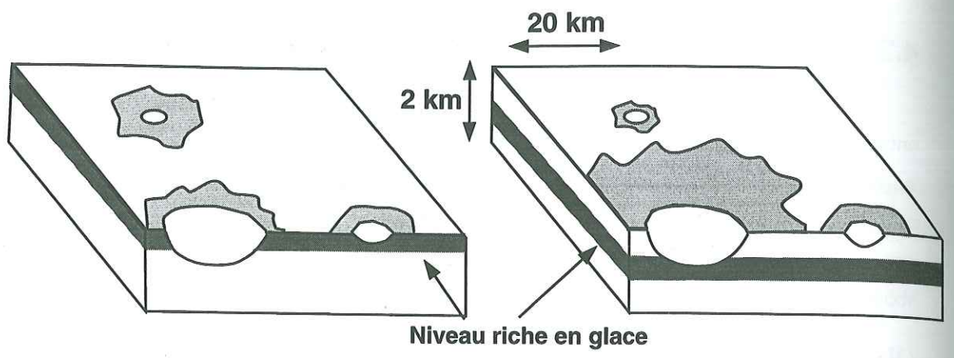


Fig. 4.18: Description de la mobilité des ejecta (d'après Costard, 1989). Les impacts dans un niveau riche en fluide superficiel (à gauche) ont des ejecta lobés d'autant plus larges, relativement au diamètre du cratère, que l'impact est petit. Les impacts dans un niveau riche en fluide profond (environ 1 km) ont des ejecta d'autant plus larges que l'impact est gros.

Nous pouvons illustrer cette caractéristique par la figure 4.19. Les cas (a) et (b) se situent dans la plaine ridée d'Hesperia Planum; les cas (c) et (d) dans des terrains noachiens primitifs. Les cratères des figures a et b ont des rapports de diamètres ejecta/cratère d'autant plus élevés que le diamètre est important. En effet, le cratère P1 de diamètre 4 km a des ejecta peu développés, les cratères P2–P3 de diamètre 10 km ont des ejecta de 20 km de diamètre, les cratères P4 et P5 ont des diamètres respectifs de 16 et 30 km et des ejecta beaucoup plus développés de 80 et 150 km de diamètre. La profondeur à laquelle se situerait d'importante teneur en glace est de l'ordre de 1 km (Costard, 1989). Cette distribution est cohérente avec, d'une part, en surface, un niveau volcanique de porosité, et donc de proportion de fluide, faible et d'autre part, sous les laves, un niveau poreux, le mégarégolite, riche en fluide. Les terrains primitifs noachiens sont plus délicats à étudier de manière systématique en raison des grandes variations de la forme des ejecta. Il ne faut également tenir compte que des cratères post-noachiens, non dégradés par l'érosion. Le cratère M1 de la figure 4.19c est de taille équivalente au cratère P3 avec des ejecta presque aussi développés. Par contre, le cratère de taille identique M2 ne présente quasiment pas d'ejecta. Sur la figure 4.19d, le cratère M3, présente des ejecta fluidisés tandis que le cratère M4, nettement plus grand, indique plutôt l'absence de fluide. Seul un réservoir irrégulier, sous-saturé en fluide, donc peu efficace pour créer des ejecta fluidisés, peut expliquer ces observations contradictoires. Les plaines ridées sont donc enrichies en fluide en profondeur par rapport aux terrains noachiens. Ces observations sont également valables pour des plaines volcaniques plus récentes, non déformées. Les plaines d'Elysium Planitia, par exemple, indiquent des fortes teneurs en fluide sous les laves (Cave, 1993).

Une détermination plus quantitative du phénomène peut être effectuée à partir de 2 paramètres (Allemand, 97): (1) la teneur en fluide; (2) la vitesse d'expulsion des ejecta. En effet, lors de l'impact, l'onde de choc atteint d'abord des terrains superficiels, expulsés à des vitesses rapides qui forment

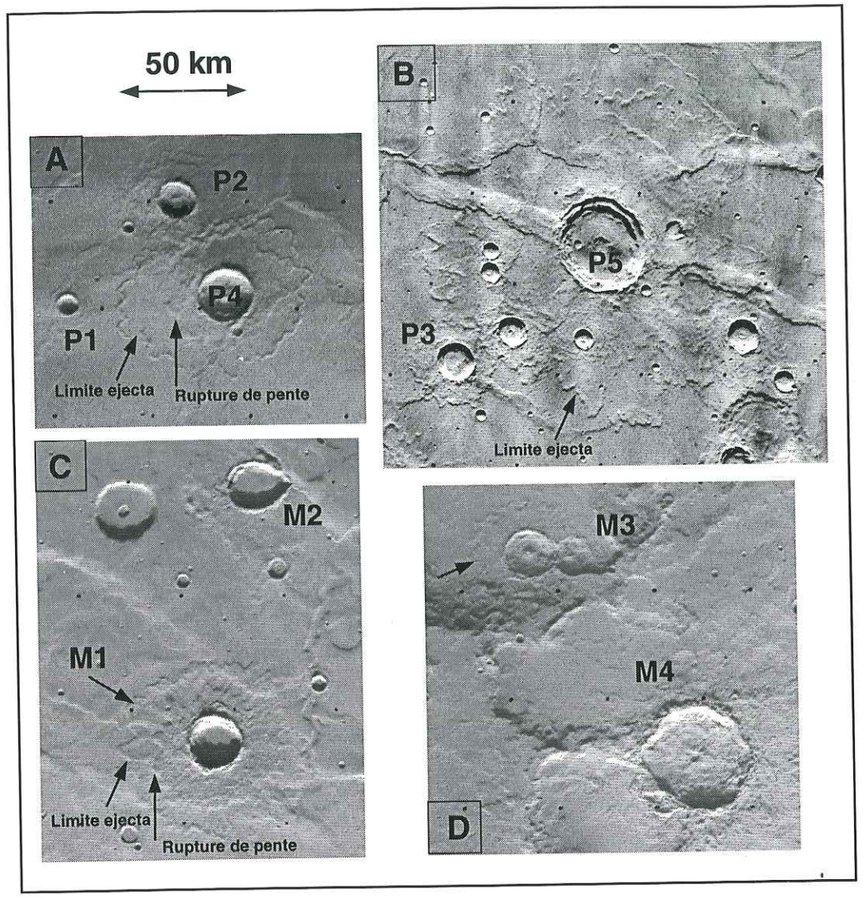


Fig. 4.19: Variation de la mobilité des ejecta. L'échelle est la même pour toutes les images. (a) et (b) Cratères dans la plaine d'Hesperia (images Viking 629a05 et 365s69). L'augmentation de la mobilité des ejecta traduit une forte teneur en fluide sous les niveaux volcaniques. (c) et (d) Cratères dans les terrains noachiens (images Viking 084a05 et 637a61). La variabilité de la mobilité des ejecta indique des variations dans la teneur et la répartition des fluides souterrains.

des ejecta plutot distaux puis des terrains profonds qui sont expulsés plus lentement et forment des ejecta proximaux. En raison de la teneur en fluide, des ejecta de vitesses lentes peuvent toutefois créer des ejecta distaux. C'est donc la topographie précise des ejecta qui determine la profondeur et la teneur en fluide. Cette méthode nécessite des données topographiques précises qui ne sont pas encore disponibles. Nous pouvons toutefois utiliser qualitativement cette méthode pour comparer les cratères de taille identique P4 et M1 de la figure 4.19c. En effet, les ejecta du cratère P4 dans la plaine d'Hesperia Planum montre une nette différence de pente entre les ejecta proximaux et les ejecta lointains de pente faible, voire nulle, suggérant une forte teneur en fluide. En accord avec la méthode des rapports de diamètres, cette différence est probablement une conséquence d'un niveau profond

riche en fluide. Par contre, les ejecta du cratère M1 ne sont pas organisés de manière similaire, la pente est plus importante. Cette morphologie suggère des proportions de fluides moins importantes.

Les chenaux

Les chenaux de débâcle apportent des témoignages directs sur la présence d'eau sous les plaines volcaniques bien que leur formation ne soit pas bien déterminée: s'agissait-il de la débâcle d'aquifères confinés ou du dégel de glace intersticielle? Les chenaux sont particulièrement bien développés au NE de Tharsis où ils attestent de large réservoir d'eau souterraine sous la plaine volcanique de Lunae Planum. Au SW de Tharsis, des chenaux (ex: Mangala Vallis) se développent également à travers les plaines volcaniques. Elysium et Hrad Fossae indiquent la présence d'eau dans la région d'Elysium à des profondeurs cohérentes avec les profondeurs déduites des cratères à ejecta fluidisés (Cave, 1993). Au Sud d'Hesperia Planum, les plaines situées au SE du volcan Hadriarca Patera sont creusées par les chenaux Dao Vallis et Harmakhis Vallis. Les chenaux de débacles sont toujours associés à des plaines volcaniques et indiquent un enrichissement en eau dans le sous-sol de ces plaines.

Vers un modèle hydrologique

Il n'y a pas actuellement de consensus à propos de la distribution de l'eau du sous-sol de Mars. Les débats sur la quantité totale d'eau, les variations climatiques ou la profondeur du mégarégolite poreux en modulent les caratéristiques. Le modèle de Clifford (1993), présenté dans ce paragraphe, a pour mérite de synthétiser toutes les approches, observations, processus physiques et climatiques (Fig. 4.20). Selon Clifford, le climat Noachien est favorable à la présence d'eau liquide ce qui crée l'infiltration d'eau dans le mégarégolite poreux (Fig. 4.20a). Le refroidissement progressif stoppe le cycle de l'eau qui s'écoule par gravité pour combler la porosité (Fig. 4.20b). Le niveau de base de l'eau se stabilise selon une équipotentielle dans le sous-sol profond. Ce niveau de base n'est donc plus dépendant de la topographie. En raison de la montée de vapeur qui diffuse des parties chaudes vers les parties froides, le pergélisol, d'abord sec, est progressivement enrichi en glace à l'exception de la partie la plus superficielle qui se sublime progressivement. Ce modèle s'applique aux terrains noachiens composés uniquement d'un mégarégolite. Bien que criticable, nous considèrerons ce modèle comme une référence sur la distribution de l'eau du sous-sol.

Processus physiques en faveur de fortes teneurs en eau sous les plaines volcaniques

L'intrusion et l'épanchement de volumes importants de laves égaux ou supérieurs aux plus grands trapps terrestres créent des perturbations des conditions de température, pression lithostatique, pression de fluide, etc. L'objectif de ce paragraphe est d'établir un bilan global des processus physiques générés pas ces perturbations.

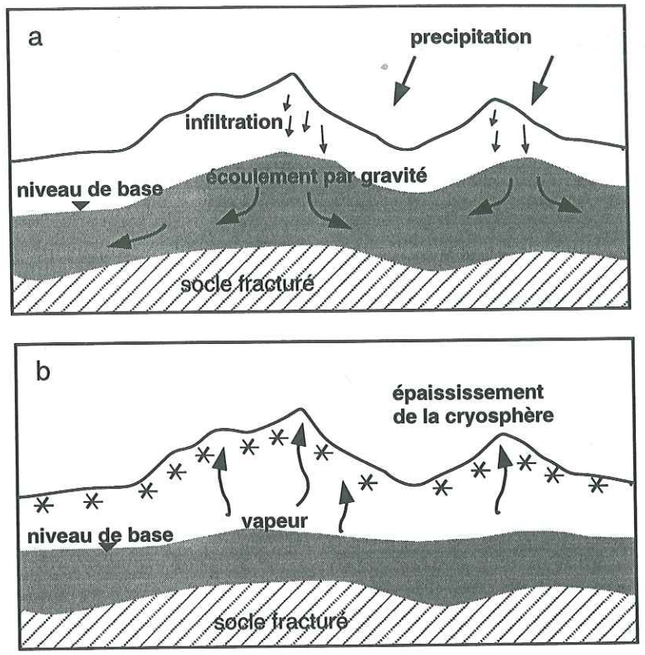


Fig. 4.20: Réponse hydrologique au refroidissement (d'après Clifford, 1993). (a) Climat chaud et humide avec précipitation, ruissellement, infiltration et écoulement souterrain. Le niveau de base de l'aquifère profond suit la topographie. (b) Refroidissement, le niveau de l'eau s'équilibre jusqu'à suivre un équipotentiel, la vapeur remonte, la cryosphère s'épaissit.

Dégel du pergélisol en surface

L'épanchement massif de lave en surface ou la formation de sills dans le pergélisol crée un réchauffement. Nous pouvons estimer l'amplitude de ce réchauffement grâce à un modèle thermique (Fig. 4.21). Dans ce modèle, les laves arrivent en surface avec une épaisseur de 40 mètres et une température de 1000°C. L'épaisseur choisie peut paraître élevée, mais elle ne correspond pas forcément à un épanchement unique, mais à une série d'épanchement de laves fluides sur une durée de temps relativement courte. Les paramètres thermiques choisis pour le pergélisol sont une conductivité thermique de 2.5 $W.K^{-1}.m^{-1}$, une température en surface de –60°C, un flux thermique de 30 $mW.m^{-2}$. Au bout d'une durée de cent ans, environ 80 mètres de pergélisol ont dépassé le point de fusion. Cette épaisseur est supérieure de 50% si le flux thermique choisie est doublé, possibilité envisageable en raison de l'âge Hesperien de l'épanchement et de l'activité volcanique anormale. Le réchauffement provoque donc la fusion de la partie de pergélisol non sublimée en sub-surface. L'eau ainsi formée pourrait remonter dans les niveaux volcaniques et provoquer la palagonisation des laves par hydrothermalisme à basse température (Squyres *et al.*, 1987).

Dégel du pergélisol profond

La limite inférieure du pergélisol, c'est à dire l'isotherme 0°C, se situerait à environ 2 à 4 km de profondeur km aux latitudes basses et moyennes (cf 3.1.1), selon les modèles thermiques (Clifford, 1993). Lors de l'événement magmatique la base du pergélisol dégèle en raison de deux phénomènes (Fig. 4.22):

- L'augmentation du flux thermique créée par l'intrusion magmatique.
- L'empilement progressif des laves.

La combinaison de ces deux effets crée un dégel de la base du pergélisol et un amincissement important de la partie du mégarégolite poreux gelé (Fig. 4.22).

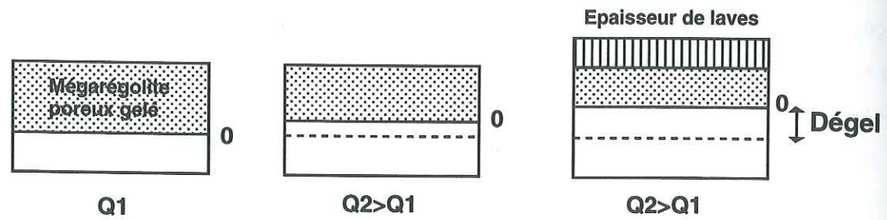


Fig. 4.22: Amincissement du mégarégolite poreux gelé suite à une augmentation du flux thermique et un empilement hectométrique de lave.

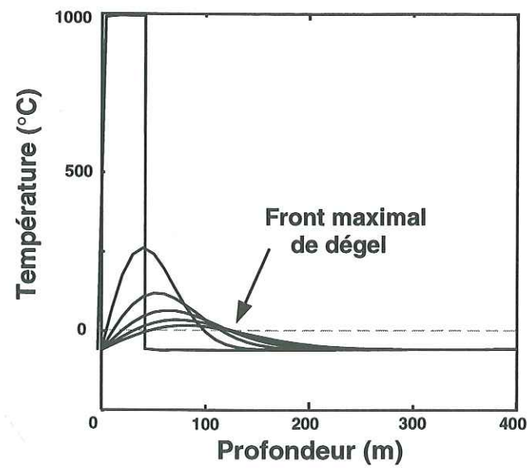


Fig. 4.21: Représentation de la perturbation thermique induite par un empilement massif de laves sur le pergélisol. Une épaisseur de pergélisol de 80 mètres peut dégeler en raison de cet effet thermique. Les courbes de température sont espacées de 20 ans.

Remontée de l'eau intersticielle

Dans un cadre statique, sans modification des conditions physiques, l'eau descendrait simplement par gravité. Plusieurs processus s'oppose à la gravité:

- L'empilement des laves crée une charge sur le mégarégolite. Cette charge crée une compaction qui diminue la porosité et augmente la pression de fluide lorsque l'eau est liquide. Comme l'aquifère n'est pas confiné, l'eau remonte guidée par cette pression de fluide (Delaney, 1982). Ce mécanisme s'applique en base et sommet du mégarégolite poreux ainsi qu'à la base de la nappe phréatique profonde.
- Un flux de vapeur peut alimenter le réservoir superficiel depuis le réservoir profond (Clifford, 1993). En effet, la vapeur provenant du réservoir profond est formée par diffusion depuis le sommet de la nappe phréatique des hautes températures vers des basses températures. Dans un cas à l'équilibre, un flux inverse d'eau liquide redescend par gravité. Cependant, dans le cas où l'on deséquilibre le système en augmentant la température, le flux de vapeur s'intensifie au dépriment du flux de retour.
- Les processus hydrothermaux sont largement invoqués pour expliquer les remontées d'eau au niveau des volcans amazoniens. On observe en effet sur de nombreux dômes volcaniques, par exemple Hecates Tholus (Fig. 1.7), des traces d'écoulements caractéristiques d'eau liquide ainsi que des cratères à ejecta lobés. Dans le cas des larges plaines volcaniques, les processus de remontées magmatiques ont probablement favorisé la remontée d'eau très profonde, enfouie dans le socle fracturé. Les intrusions magmatiques créent également des flux d'eau ascendants par convection (Turcotte et Schubert, 1982). Le flux ascendant est généralement accompagné par un flux descendant, en périphérie de l'intrusion. Cependant, les plaines volcaniques sont larges (> 1000 km) et les réservoirs magmatiques associés également. Le flux descendant pourrait donc ne pas compenser le flux ascendant.
- Enfin, on ne peut pas exclure la remontée d'eau juvénile provenant directement d'un magma riche en eau (Squyres *et al.*, 1987; Carr, 1996). Toutefois, les proportions d'eau dans les magmas étant de l'ordre de 1 à 3%, les quantités d'eau formées seraient trop faibles pour expliquer les niveaux riches en fluide.

La tendance de ces phénomènes est donc plutôt cohérente avec une remontée de l'eau liquide dans le mégarégolite poreux. Nous pouvons résumer le résultat de ces processus sous la forme de diagrammes synthétiques (Fig. 4.23). Ces diagrammes sont très qualitatifs.

Au départ: Porosité de surface de 50%, réservoir d'eau profonde (3–4 km), pergélisol superficiel sous-saturé en glace. La glace provient de la condensation de la vapeur remontant du réservoir profond (Clifford, 1993). Ce réservoir profond est saturé en fluide, mais de porosité faible dans le socle fracturé (< 5%). Son niveau de base suit une équipotentielle, il est donc à des profondeurs variables. Il a pu localement se vider vers des dépressions comme des larges cratères qui montrent fréquemment des

traces d'écoulement voire de réservoirs lacustres (Cabrol et Grin, 1995; Carr, 1996).

Pendant l'empilement des laves: Le flux thermique augmente, l'isotherme 0°C remonte par rapport au mégarégolite, la porosité diminue, la pression de fluide augmente, la remontée de vapeur augmente et l'hydrothermalisme se développe. L'eau remonte ce qui diminue le niveau et éventuellement la saturation du réservoir profond. L'eau liquide est stoppée au changement de phase tandis que la vapeur remonte jusqu'à saturation du pergélisol. La base des niveaux volcaniques constituent également un niveau d'accumulation de l'eau en raison des changements de perméabilité. Une partie des fluides peut toutefois remonter, à travers des fractures, au sein des niveaux volcaniques et remplir des niveaux intermédiaires poreux, comme des niveaux pyroclastiques. L'existence d'épais niveaux intermédiaires est envisagée par d'autres études, notamment par Watters (1991).

A la fin: Suite à l'arrêt de l'activité magmatique, le flux thermique redescend et l'isotherme 0°C également. Si l'épaisseur des laves est supérieure à la profondeur de l'isotherme 0°C, seuls les niveaux intravolcaniques poreux sont riches en glace. Les niveaux sous les laves sont riches en eau. Cette eau pourrait ne pas redescendre par gravité si la pression de fluide due à l'accumulation volcanique est suffisante. Si l'épaisseur de laves est inférieure à la profondeur de l'isotherme 0°C, l'aquifère riche en eau est partiellement ou totalement gelé. Le gel de niveaux riches en eau sous pression est favorable à la ségrégation de glace. Le réservoir profond est désormais appauvri en eau liquide.

Notre analyse du phénomène, bien que très qualitative, suggère que la formation des plaines volcaniques peut créer un enrichissement en fluide sous les plaines volcaniques. Cet enrichissement est cohérent avec la présence d'un décollement. Il nous faut toutefois rester prudent sur les conclusions de ces remarques car les mécanismes n'ont pas été quantifié et les processus restent schématiques vis-à-vis d'une réalité complexe et incertaine. Le schéma d'ensemble proposé est surtout un début d'explication du phénomène et des études plus détaillées sont nécessaires. Par rapport au modèle de Clifford, nous montrons simplement qu'un déséquilibre serait favorable à l'enrichissement des niveaux superficiels.

4.2.3 Rhéologie de la glace et décollement

Les résultats précédents montrent que le niveau de décollement est dû à la glace du pergélisol. Cette interprétation est cohérente avec les observations structurales ainsi qu'avec la distribution apparente de la glace dans le sous-sol. Toutefois cette interprétation est-elle en accord avec la rhéologie du pergélisol? En particulier, la rhéologie de la glace varie fortement avec la température. Par conséquent:

Y a-t-il des variations en latitude de la largeur des rides?

Le climat était-il favorable à l'Hesperien?

Le couplage est-il faible comme les observations le suggèrent?

Ces questions peuvent être résolus en se servant des profils rhéologiques de la partie 2.

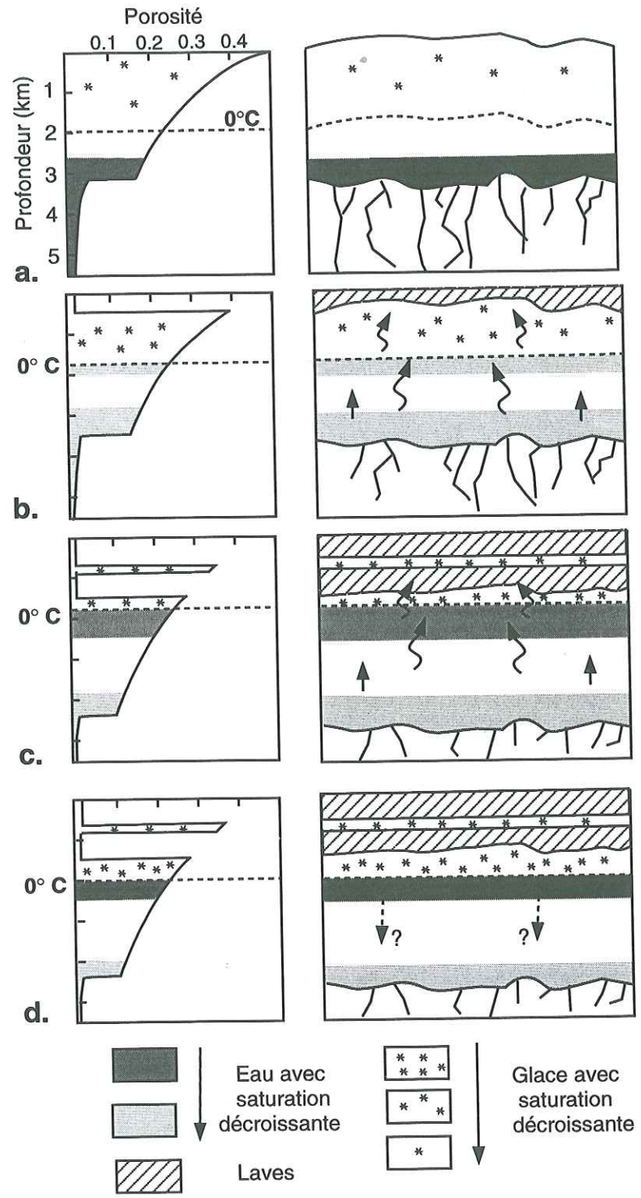


Fig. 4.23: Représentation schématique de l'enrichissement en eau lors de l'accumulation des plaines volcaniques. A gauche, variation de la porosité avec la profondeur. Le saut de porosité en (a) correspond à la limite avec le socle fracturé. La saturation en eau est représentée par les gradations de gris et la saturation en glace par la densité de ⋆. A droite, la représentation réelle montre successivement (a) un pergélisol froid et pauvre en glace, un mégarégolite profond rempli d'eau puis (b) et (c) l'empilement successif de laves et les conséquences supposées en terme d'enrichissement en fluide et enfin (d) le refroidissement de l'ensemble désormais enrichi en eau sous les laves et dans les niveaux volcaniques poreux. L'eau peut redescendre par gravité ou stagner si la pression de fluide est suffisante.

Variation en latitude?

La température de surface actuelle diminue de 235 K à l'équateur à 200 K à 60° de latitude. Par conséquent, la base du pergélisol passe d'environ 3 km de profondeur à l'équateur à 5 km aux hautes latitudes (cf Fig. 3.2). Si le décollement est dû à la glace du pergélisol, la profondeur de ce décollement devrait augmenter avec la latitude. Comme la largeur des rides est fonction de la profondeur du décollement, cet approfondissement devrait s'exprimer par un élargissement des rides avec l'augmentation de latitude. Cependant aucune observation ne suggère de telles variations de largeurs. La profondeur du décollement est surtout controlée par la porosité (Fig. 3.6). La base du décollement ne correspond donc pas à la base du pergélisol riche en glace, mais à la limite fragile-ductile imposée par la valeur critique de porosité de 28%. Seul un gradient thermique élevé peut modifier cette tendance (cf partie 3.1.5). En effet, lorsque le gradient thermique est très élevé, c'est l'isotherme 0°C qui controle la base du décollement. Cependant, lors de la formation des rides à l'Hesperien (cf Banerdt *et al.*, 1992), le gradient thermique est moins élevé que dans les périodes plus primitives de la planète. La base du niveau ductile serait donc controlé par la porosité comme nous l'avons établi en section 3.1.6.

Profondeur, porosité et saturation

Avec une porosité de surface de 50%, valeur réaliste d'après nos remarques en 3.1.4, la profondeur maximale du décollement imposée par la porosité se situerait à 1.7 km. Cette profondeur est compatible avec les profondeurs mesurées d'après les largeurs de rides de 1.1 à 1.6 km. Il faut toutefois considérer que le pergélisol est proche de la saturation. La figure 4.23 et les remarques de la section précédente montre que le sous-sol des plaines volcaniques est enrichi en glace. L'hypothèse d'une saturation maximale, c'est à dire que la porosité équivaut à la proportion de glace, semble donc justifiée pour le pergélisol des plaines volcaniques. Par contre, le sous-sol des terrains primitifs montre une distribution différente. L'eau semble répartie entre des niveaux gelés, mais sous-saturés dans le pergélisol, et de l'eau liquide en profondeur (cf Fig. 4.23). Ainsi, il est possible que seules les zones suffisamment riches en glace puissent générer un niveau de décollement ductile.

Résistance du niveau ductile

Il suffit d'une faible contrainte tectonique (<1 MPa) pour générer une déformation dans le niveau ductile à une vitesse rapide ($\sim 10^{-9}$ s^{-1}). Par rapport aux valeurs de résistances fragiles de l'encaissant, le rapport résistance fragile/résistance ductile serait largement supérieur à 10, ce qui implique un couplage faible. Cette propriété est cohérente avec les interprétations structurales à propos de la symétrie en faveur d'un faible couplage. Notons également que l'ordre de grandeur de 1 MPa est celui donné à partir de l'excédent de pression lithostatique sur les rides (cf 4.2.1).

Par ailleurs, la résistance du pergélisol en profondeur est inférieure à celle proche de la surface, car l'effet de température domine (cf. 3.1.6). Ainsi, même lorsque la glace est présente jusqu'en surface, comme c'est le cas aux hautes latitudes, c'est la base du niveau gelé qui controle la profondeur du décollement. Comme la vitesse de déformation sera supérieure à la base, le pergélisol se déformera de manière cassante et non ductile au sommet. La géométrie des structures pourrait seulement se distinguer par une forme listrique en raison de la transition progressive du comportement ductile à fragile. Une telle géométrie n'est pas possible à confirmer par les observations.

4.2.4 Application du modèle de décollement pour les grabens

L'essentiel de notre étude s'est porté sur l'analyse des structures compressives. Toutefois, nous avions envisagé en introduction le cas des grabens qui pourraient être enracinés sur la même discontinuité mécanique que les rides (cf. 1.2.2).

Formation des grabens

Les grabens sont des structures longues de plusieurs centaines de km et larges de seulement quelques km que l'on observe en grand nombre sur le dôme de Tharsis et uniquement sur ce dôme. Leurs orientations sont le plus souvent radiales au dôme. Ils sont donc reliés à l'extension associée au dôme (Banerdt *et al.*, 1982). Les phases extensives sont multiples, elles débutent au Noachien moyen et finissent à l'Amazonien moyen. Toutefois, elles sont surtout abondantes lors de deux périodes au Noachien Supérieur et Hesperien Inférieur ainsi qu'à l'Hesperien Supérieur et Amazonien Inférieur (Tanaka et Davis, 1988; Tanaka *et al.*, 1991). Plusieurs phases sont parfois observées dans la même région (Fig. 4.24a).

Les grabens seraient enracinées sur une discontinuité mécanique à une profondeur de l'ordre de 1 à 2 km (Davis et Golombek, 1990; Plescia, 1991b). Le sous-sol riche en glace pourrait expliquer l'origine de cette discontinuité (Thomas et Allemand, 1993; Davis *et al.*, 1995). La résistance du milieu fragile est inférieure en extension qu'en compression, mais cet effet n'a pas de conséquence fondamentale sur le profil rhéologique (cf chap. 3.1). Le sous-sol riche en glace se comporterait donc de manière ductile, et pourrait jouer le rôle de décollement comme pour les rides. Toutefois, nous pouvons également vérifier si les largeurs des grabens varient, ou ne varient pas, en fonction de la latitude et du temps.

Variation en latitude

De nombreuses mesures de largeurs de grabens sur l'ensemble du dôme et jusqu'à des latitudes de 55° ont été réalisées par Davis *et al.* (1995). Comme pour les rides, les largeurs de grabens indiquent la profondeur de la discontinuité mécanique sur laquelle s'enracinent les failles. Les profondeurs moyennes se situent entre 1.0 et 1.6 km sur de larges zones géographiques qui s'étendent de l'équateur

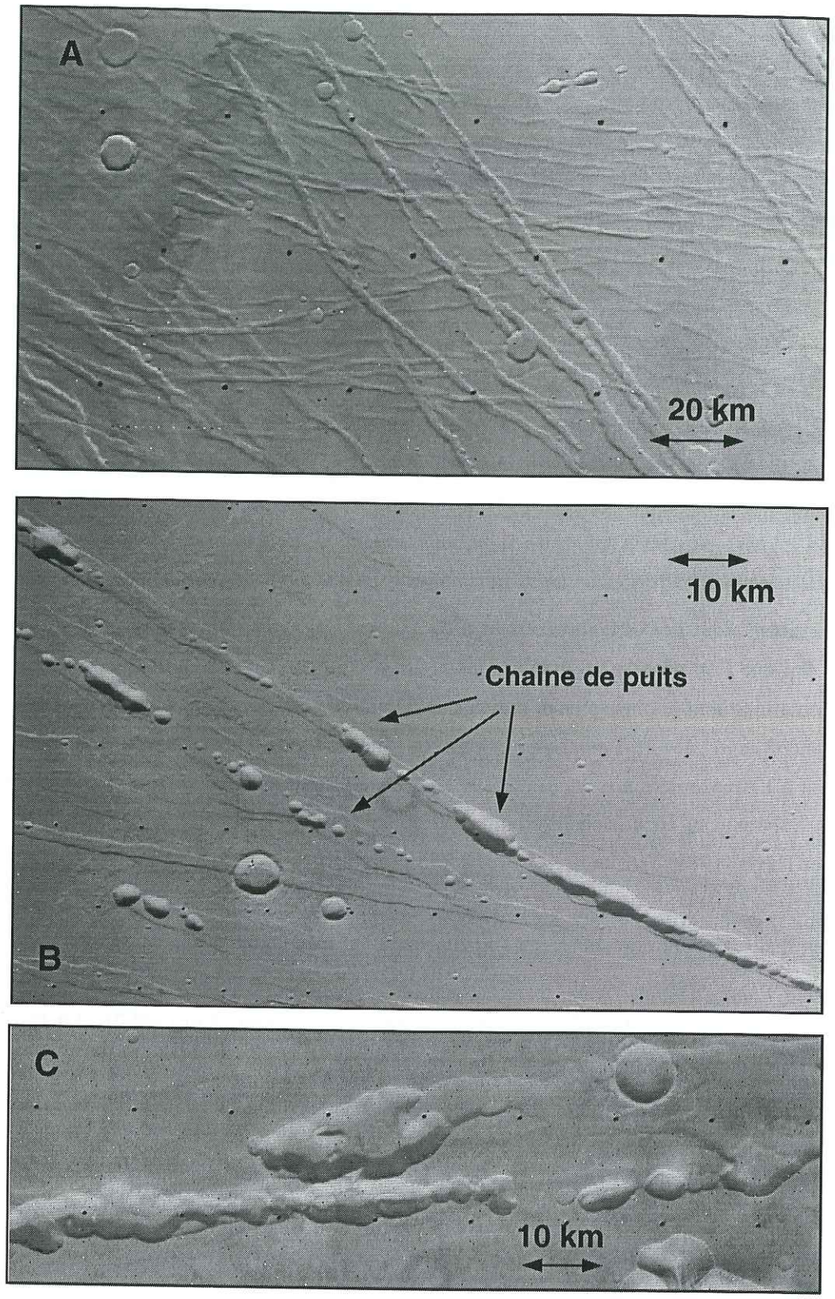


Fig. 4.24: Exemples de grabens sur le dôme de Tharsis. (a) Image Viking 857a32. Grabens usuels de largeurs de quelques kilomètres. Deux directions d'extensions ont formées deux orientations de grabens. (b) Image Viking 224a12. Les grabens sont parfois associés à des dépressions en chaines ou chaines de puits. (c) Image Viking 064a20. L'image représente un graben complètement élargi par les chaines de dépressions.

aux latitudes de 50°. Cette profondeur étant généralisée, elle ne correspond pas à des variations locales ou régionales de la stratigraphie. Cette discontinuité principale pourrait donc correspondre à la base du pergélisol (Davis *et al.*, 1995). Cependant, la base du pergélisol s'approfondit avec l'augmentation de latitude. Davis *et al.* (1995) suggèrent plusieurs explications à cette caractéristique:

- La cryosphère ne s'épaissit pas avant 55° de latitude, mais ce n'est pas conforme aux modèles thermiques;
- La discontinuité pourrait correspondre au sommet de la cryosphère qui est controlé par la sublimation. Cependant, celle-ci devient inefficace à 40° de latitude, la discontinuité serait en surface;
- L'épaississement de la cryosphère est masqué par une autre discontinuité.

Nous pouvons désormais répondre à ces résultats contradictoires, puisque c'est la porosité qui contrôle la base du niveau ductile. Les profondeurs de 1 à 1.6 km pour les grabens sont cohérentes avec les profondeurs obtenues pour les rides de 1.1 à 1.6 km (cf Tab. 4.1). Elles sont également en accord avec les profils rhéologiques où la limite inférieure du décollement est imposée par la porosité, en supposant une porosité de surface élevée de 40 à 50% et une saturation importante. L'effet de la porosité masque donc l'épaississement du pergélisol, comme c'est le cas pour les rides.

L'hypothèse selon laquelle la glace est responsable de la discontinuité mécanique est également cohérente avec les observations:

- Les grabens sont fréquemment associés à des chaînes de puits ("pit chains") qui sont des dépressions de plusieurs centaines de mètres de profondeur. Ces dépressions apparaissent au fond des grabens et sont orientées dans la direction des grabens sous forme de chaînes (Fig. 4.24b et c). Les dépressions étant fermées et l'érosion éolienne peu efficace, la disparition du matériel est expliquée par des processus de sublimation et ablation sur place d'un matériel riche en glace (Davis *et al.*, 1995). Ces morphologies restent toutefois mal comprises et des observations détaillées seraient nécessaires pour en établir l'origine;
- La distribution de la glace d'après les cratères à ejecta fluidisés au centre du dôme de Tharsis est plus délicate à observer que dans les plaines ridées. En effet, les terrains volcaniques jeunes et épais ne sont recouverts que de petits cratères qui ne peuvent pas toujours traverser les niveaux volcaniques et atteindre les niveaux riches en glace. Toutefois, les cratères à ejecta fluidisés sont nombreux et apparaissent dans quasiment toutes les régions de Tharsis. D'autre part, la présence des outflow channels et des petits réseaux hydrographiques associés aux volcans (ex: Alba Patera) attestent de l'existence de larges réservoirs d'eau souterraine.

Variation dans le temps

Le comportement de la glace est controlé, en partie, par la température. Comme il y a plusieurs phases de formation des grabens, on pourrait supposer qu'il existe une relation entre la profondeur du décollement et l'âge des structures, en raison de la diminution du gradient thermique due au

refroidissement séculaire. Les données obtenues par Davis *et al.* (1995) ne suggèrent toutefois pas de corrélations de ce type. Plusieurs éléments expliquent cette absence de corrélation:

- Lorsque le gradient thermique n'est pas très élevé, c'est la porosité qui limite la profondeur du niveau ductile (cf 3.1.6). L'épaississement de la cryosphère en raison du gradient thermique n'a donc pas de conséquence sur la profondeur du niveau ductile;
- Les variations locales et régionales du gradient thermique peuvent être supérieures aux variations globales du gradient. La base du pergélisol ne se situe donc pas forcément à la même profondeur partout et les résultats sont par conséquent délicats à interpréter;
- Les premiers grabens se forment au Noachien Supérieur. Cette période est susceptible d'avoir été plus chaude, le pergélisol a donc pu être très fin, voire inexistant, à cette époque. Toutefois, le dôme de Tharsis se trouve à une altitude de 8 à 10 km, qui est élevée en comparaison de l'altitude des terrains de l'hémisphère Sud, de 2 à 3 km. En raison de cette altitude, le dôme a pu subir des températures plus froides et il semble que les observations de dégradation des cratères indiquent un changement de climat beaucoup plus précoce sur Tharsis que sur le reste de la planète (Craddock et Maxwell, 1993). Les conditions noachiennes sont grandement méconnues et constituent une limite à notre raisonnement.

Ainsi, en dehors de l'incertitude entre les températures noachiennes et les grabens de cette époque, les mesures et observations sur les grabens peuvent s'expliquer par la seule interprétation d'un niveau ductile riche en glace, identique à celui des rides.

4.2.5 Bilan

Nous concluons à partir des observations sur les structures compressives que:

i. **Les rides sont des structures compressives enracinées sur un niveau de décollement à une profondeur de 1.1 à 1.6 km selon les régions.**

ii. **Ce niveau de décollement est dû à la glace du pergélisol.**

iii. La présence d'un niveau de décollement peu profond n'exclut pas l'existence de déformation profonde.

iv. Les observations structurales et la rhéologie du pergélisol sont en accord pour un décollement ductile, avec un couplage faible. La profondeur du décollement est limitée par la diminution de la porosité.

v. La glace du sous-sol parait très abondante sous les plaines volcaniques. Les processus physiques ayant lieu lors des épisodes magmatiques sont probablement la cause de remontées d'eau profonde vers la surface.

vi. Les structures extensives, c'est à dire les grabens, sont également en accord avec ces conclusions. Les grabens peuvent s'expliquer par des failles normales enracinées sur le niveau de décollement ductile peu profond.

Ces conclusions sont cohérentes entre elles, mais certaines questions nécessiteraient d'être détaillées dans l'avenir. Par exemple, une quantification des processus de redistribution de l'eau lors des phénomènes magmatiques apporterait des éléments intéressants.

5
Origine de la compression

La nature des contraintes à l'origine des structures compressives martiennes a été l'objet de nombreuses études (*e.g.* Watters, 1993). Plusieurs hypothèses ont été évoquées sans qu'aucun consensus n'ait été établi: contraintes liées au dôme de Tharsis, contraction globale de la planète, réorientation lithosphérique, subsidence des plaines volcaniques ou une combinaison de ces effets (Watters, 1993). Les différents modèles de formation mécanique des structures privilégiaient soit un enracinement profond (Zuber et Aist, 1990), soit un développement purement superficiel (Watters, 1991). Ce desaccord rendait difficile la compréhension de l'origine de ces structures car un mécanisme restreint aux niveaux superficiels ne nécessite pas des contraintes très importantes pour arriver à la formation de chevauchements. Par contre, un mécanisme controlé en profondeur nécessite une contrainte suffisante pour déformer toute la lithosphère. Nous pouvons désormais tenter une approche globale du problème sachant que la présence de décollements superficiels peut modifier l'orientation et la distribution de structures dont l'origine est profonde. Trois éléments d'études sont utiles pour comprendre l'origine de la compression: (1) la distribution spatiale des rides; (2) la datation des épisodes compressifs; (3) la quantité de raccourcissement associée aux rides. Nous conclurons que la contraction globale due au refroidissement de la planète est, parmi tous les mécanismes possibles, celui qui est le plus cohérent avec les observations.

"Les humanités progressent avec le temps, et Mars s'étant formé avec la Terre et s'étant refroidi plus vite, doit être plus avancé à tous les points de vue. Il [le martien] est sans doute arrivé à son apogée, tandis que nous sommes encore que des enfants qui jouent sérieusement au cerceau."

Camille Flammarion, *"L'Astronomie Populaire"*, 1880

5.1 Orientation, datation et quantification du raccourcissement

5.1.1 Distribution et orientation

Distribution planétaire des structures

Les rides sont les structures compressives les plus facilement identifiables en raison de leur topographie bien marquée au sein des plaines volcaniques hesperiennes. Les plaines ridées se situent dans diverses régions de la planète (Fig. 5.1):

- Dans l'hémisphère Ouest, elles sont fortement associées à l'existence du dôme de Tharsis. Le dôme apparaît sur la figure comme la zone dépourvue de rides au centre de l'hémisphère.
- Dans l'hémisphère Est, les plaines ridées sont distribuées sans ordre apparent.

La carte en figure 5.2 (Chicarro, 1983) représente non seulement les rides des plaines ridées hesperiennes, mais également toutes les structures des terrains noachiens supposées d'origine compressive comme les escarpements de failles. Sur cette carte, les plaines ridées sont reconnaissables aux importantes densités de structures comme Coprates et Lunae Planum dans l'hémisphère Ouest, Syrtis Major Planum ou Hesperia Planum à l'Est. Les structures se répartissent sur toute la planète, à l'exception de lacunes au niveau du dôme de Tharsis, des plaines du Nord, et du bassin d'impact d'Hellas. Ces lacunes correspondent soit à des terrains jeunes (plaines volcaniques amazoniennes), soit à des régions de contraintes extensives (dôme de Tharsis).

Orientations globales

L'orientation des structures varie sensiblement selon les régions:

- Une orientation globalement N-S dans les terrains proches de l'Equateur;
- Une orientation plutôt E-W à proximité du pôle Sud, dans la plaine de Malea Planum. Les images a proximité du pôle Sud sont généralement de trop faible résolution pour en tirer des informations plus détaillées;
- Une orientation concentrique au dôme de Tharsis dans les plaines périphériques au dôme;
- Des orientations parfois sécantes NW-SE et NE-SW dans les plaines de l'hémisphère Ouest de Syrtis Major Planum et Hesperia Planum.

L'orientation des structures semble donc suivre des directions globales ou régionales. Selon Chicarro (1983), ces directions marquent une origine globale des structures compressives. Les régions ou les structures présentent de grandes variabilité de leurs orientations ou des orientations multiples sont particulièrement intéressantes pour comprendre leur origine.

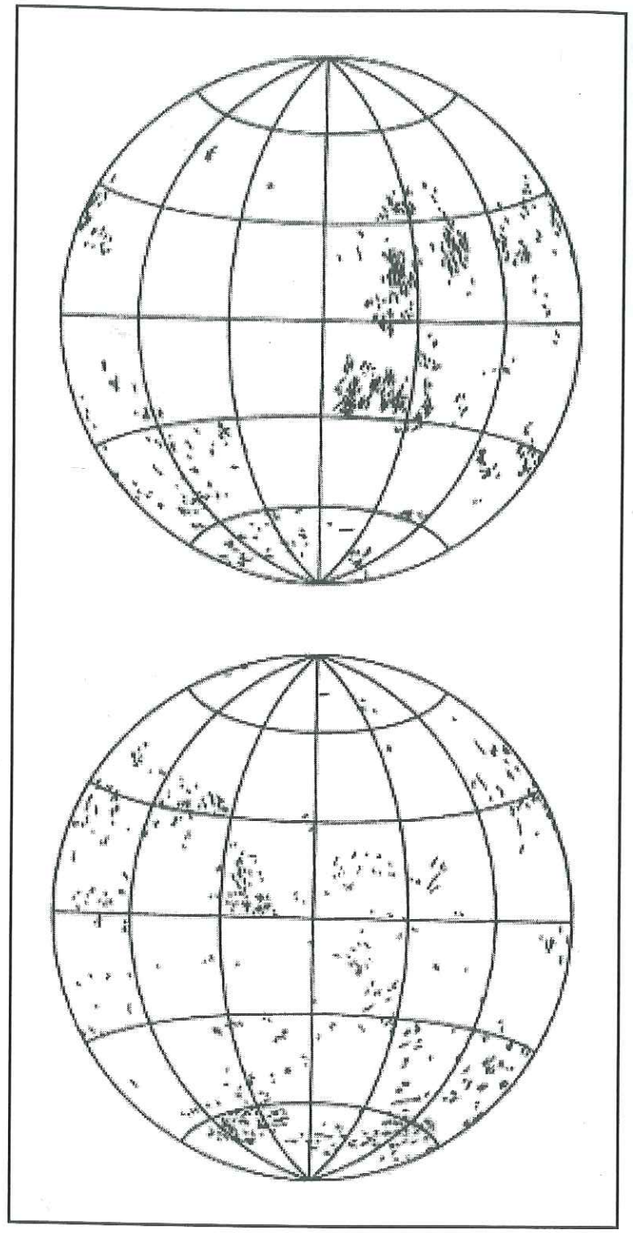


Fig. 5.1: Distribution planétaire des rides appartenant aux plaines ridées (Banerdt *et al.*, 1992). Le dôme de Tharsis correspond à la région centrale de l'hémisphère Ouest (en haut) dépourvue de rides. Dans les plaines autour du dôme les rides lui sont globalement concentriques. Dans l'hémisphère Est (en bas), les orientations de rides sont plus variées.

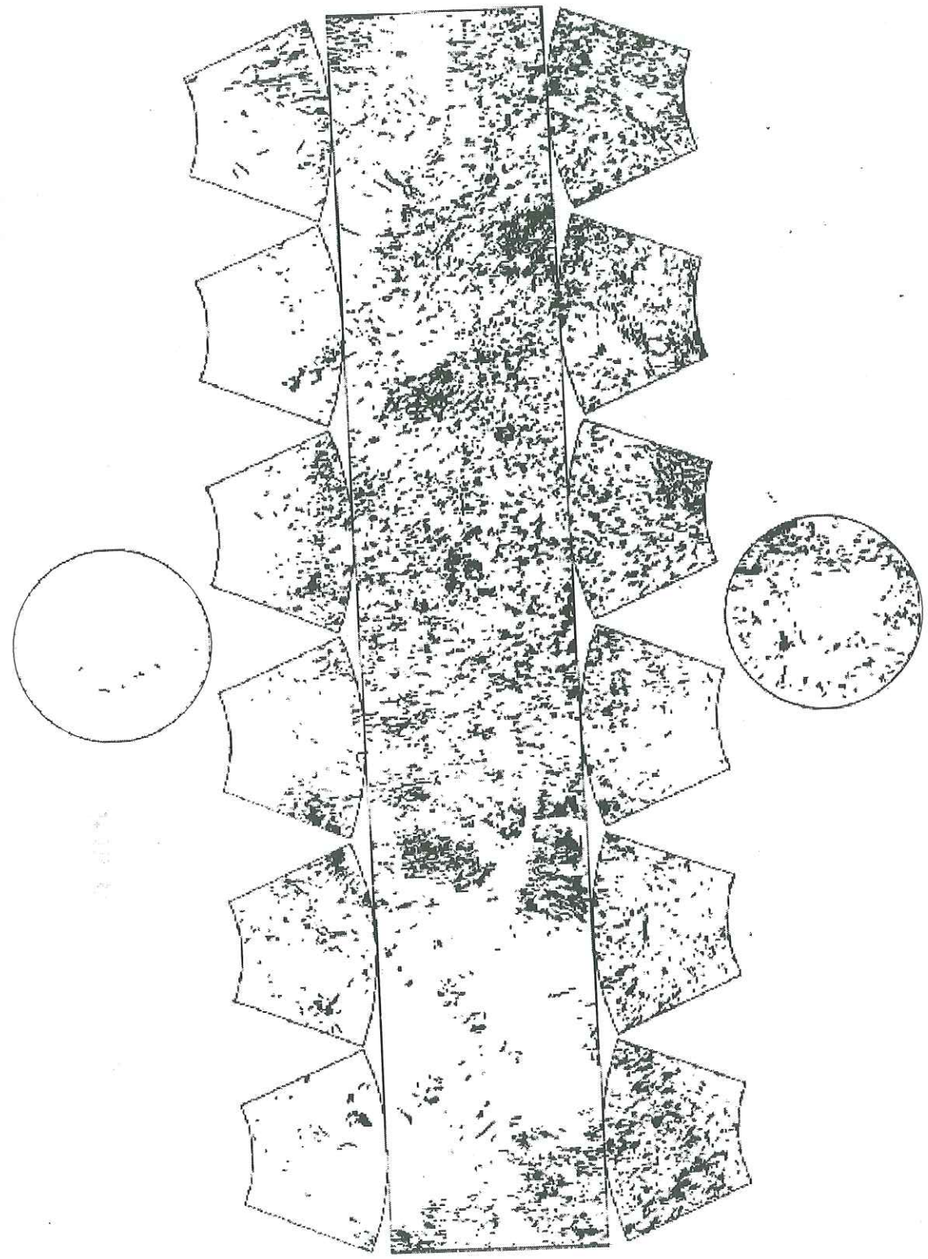


Fig. 5.2: Distribution planétaire des rides, chevauchements et escarpements de failles supposés d'origine compressive (Chicarro, 1983).

Orientations régionales et locales

Le champ de contrainte contrôle l'orientation des structures tectoniques. Dans les cas simples ou les contraintes sont uniformes, les structures présentent une orientation uniforme. C'est le cas de Lunae Planum où les rides N-S sont parallèles entre elles et *a priori* associées à des contraintes compressives perpendiculaires E-W. Certaines régions présentent des rides avec des orientations variables ou des changements de directions. La compréhension de ces réseaux de rides peut permettre d'apporter des renseignements sur l'orientation et la nature des contraintes appliquées. Sont-elles reliées à plusieurs phases de déformation? Correspondent-elles à un contrôle global, régional ou local?

Différentes directions de rides dans Coprates Planum: La région de Coprates Planum se situe à l'Est du dôme de Tharsis. La figure 5.3 représente l'extrémité Est de la plaine. Les rides se trouvent dans 3 orientations différentes:

- Les rides R1 à R6 orientées N-S;
- La ride T1 orientées NE-SW;
- Les rides T2 et T3 orientées NW-SE.

Nous pouvons déduire de cette géométrie des informations sur (1) le mécanisme de formation et la direction des contraintes principales et (2) la chronologie de formation des trois groupes de rides.

Les rides R1 à R6 ont la même orientation N-S que la plupart des rides de Coprates Planum. Elles correspondent, comme les rides de Lunae Planum, aux rides concentriques au dôme de Tharsis avec un champ de contraintes compressives E-W. Les orientations des rides T1 et T2–T3 correspondent aux directions de structures enfouies sous les plaines volcaniques précédemment décrites (partie 4.1, Fig. 4.10). Ces rides se sont formées par un jeu transpressif lié à l'héritage tectonique. La ride T1 se décompose en plusieurs échelons de tailles variées en accord avec ce jeu transpressif. La direction des contraintes principales est donc également E-W pour les rides T1 à T3 comme le décrit le schéma structural. Toutes les directions de rides peuvent s'expliquer par un même champ de contrainte.

Par ailleurs, la ride T1 relaie la ride R6 qui ne se prolonge pas après leur intersection commune. Cette relation montre que les deux rides T1 et R6 sont formées en même temps. Des relais similaires existent entre T2 et R3–R4 ainsi qu'entre T3 et R2–R4. Ainsi le groupe de rides R et T, de directions différentes, sont reliées à une même phase de déformation. Cette observation signifie que les rides parallèles R2 à R6 sont cogénétiques. A l'Ouest de Coprates Planum, il n'est pas possible de savoir si les rides parallèles sont cogénétiques, puisqu'elles ne se recoupent pas. Cependant, sur la base de ces observations, il est fort probable que les rides parallèles pourraient également s'être formées au cours du même épisode. Cet exemple n'est pas le seul à présenter des intersections et d'autres observations sur Coprates Planum (Ex: Fig. 4.10) aboutissent aux mêmes conclusions. En résumé, cette figure nous permet de conclure que **sur Coprates Planum les diverses orientations de rides**

peuvent s'expliquer (1) au sein d'un même champ de contrainte et (2) au cours d'une même et unique phase de déformation.

Rides entrecroisées d'Hesperia Planum: La plaine ridée d'Hesperia Planum présentent des rides d'orientations variées préférentiellement NE-SW et NW-SE. Le problème consiste à savoir si ces orientations correspondent à plusieurs phases de déformation. La figure 5.4a a déjà été présentée en partie 4. Les rides courbes R1 et R3 sont connectées à des rides linéaires aux extrémités droite et gauche de l'image. La forme courbe est interprétée comme le résultat de l'interruption d'un niveau de décollement avec le cratère enfoui sous-jacent (cf 4.1). L'intersection entre les rides R1 et R3 à gauche de l'image suggère que la ride R1 est postérieure à la ride R3. La ride R2 est décalée à la fois au passage de R1 et R3, elle semble donc leur être postérieure. Toutefois une observation attentive de l'intersection entre la ride R3 et R2 montre que la ride R3 est également modifiée par la ride R2. En effet, la ride R3 est nettement plus apparente à gauche de R2 qu'à droite. Ces observations ne peuvent s'expliquer que si R2 et R3 sont contemporaines. De ce fait, la ride R1 dont on a supposé qu'elle est postérieure à R3, mais antérieure à R2, est par nécéssité contemporaines à ces deux rides. **Cette observation nous indique que les rides d'orientations différentes sont nées au cours d'une même phase de déformation.**

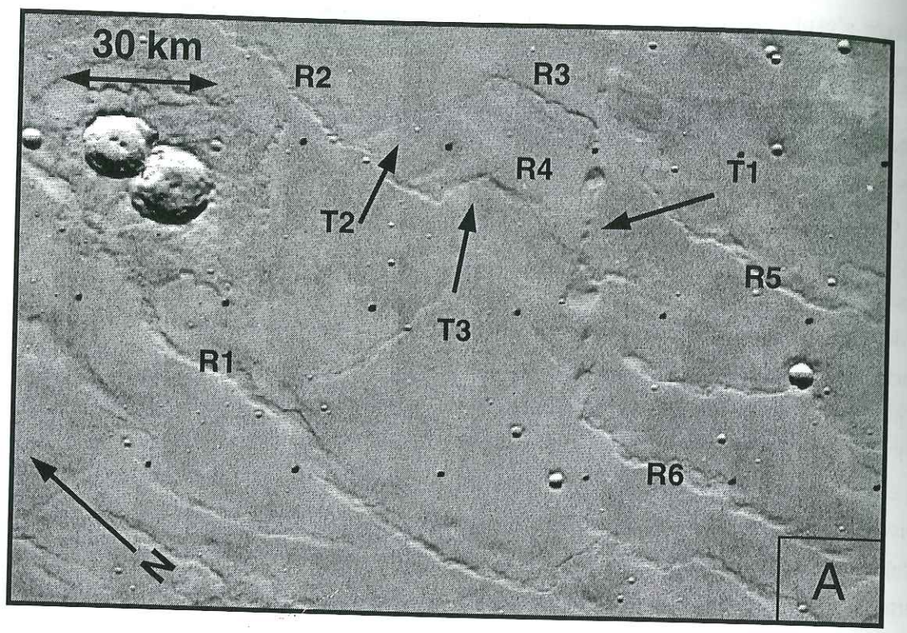
La figure 5.4b représente globalement deux directions majeures de rides orientées NW-SE (rides H1 à H3) et NE-SW (rides L1 à L4). Les rides L1, L2 et L3 sont interrompues par la ride H2, elles seraient donc postérieures à H2. Cependant, la ride H1 est interrompue par L3 et H2 est déviée par L4. De telles relations ne peuvent s'expliquer que si toutes ces rides sont contemporaines. Cette interprétation est confirmée par l'observation des rides H2, H3, L1 et L4. En effet, H2 est pertubée par L4 et devrait lui être postérieure. L4 est perturbée par H3, donc H3 semble antérieur à H2. Cependant H3 passe en continuité à L1, qui est stoppée par H2. Ces rides sont donc contemporaines.

Ces deux figures nous indiquent que des rides d'orientations différentes se sont formées au cours d'un même épisode de déformation. Cette déduction pose un problème en terme de contraintes: Comment expliquer des directions de raccourcissement orthogonales avec un champ de contrainte unique?

Nous pouvons proposer deux hypothèses:

1. Une contrainte compressive multidirectionnelle;
2. Une partie des structures ne sont pas perpendiculaires aux contraintes compressives principales.

La deuxième hypothèse est en accord avec plusieurs observations. Les rides H2, H3 et R2 de la figure 5.4b sont entrecoupées d'un grand nombre de relais et failles de transfert (soulignées par la flèche pour H3). Ces failles permettent d'accomoder la déformation dans des directions non perpendiculaires à la contrainte principale. Dans ce cas, elles pourraient mettre en évidence une ancienne direction de fracturation du sous-sol. Toutefois certaines rides comme H3–L1 changent de direction à 90°



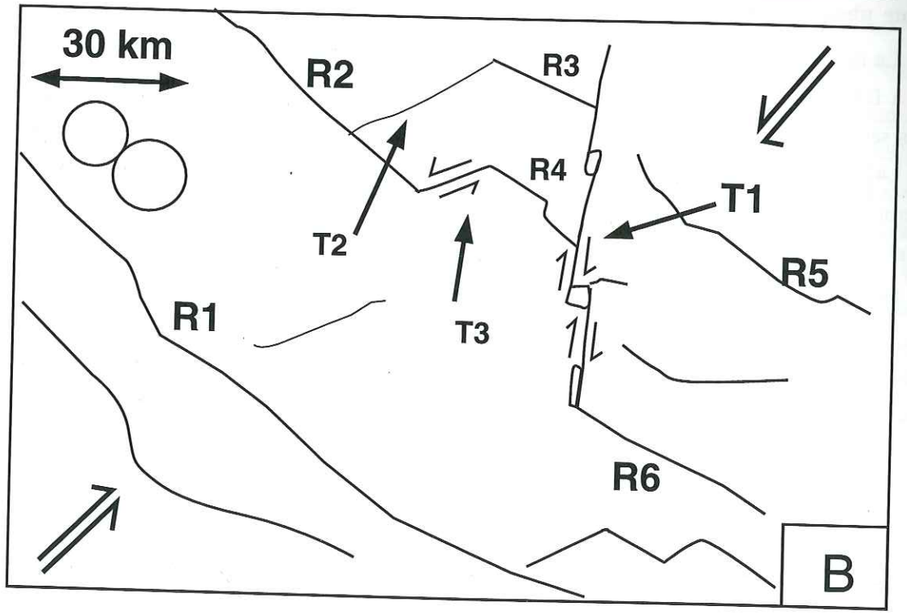


Fig. 5.3: Est de Coprates Planum. (a) Image Viking 610a46. Les rides R1 à R6 correspondent à la direction majeure N-S des rides de Coprates Planum. (b) Schéma structural. Les rides T relaient les rides R. La direction de raccourcissement est unique, elle est indiquée par les doubles flèches.

en continuité. Ceci n'est pas possible dans le cas d'une contrainte unidirectionnelle même avec des failles de transfert, cela implique donc l'existence d'un champ de contraintes compressives multidirectionnelles. Les observations valident en fait les deux hypothèses postulées car un champ de contraintes multidirectionnelles pourrait favoriser l'existence de géométries en transpression. Dans tous les cas, nous pouvons conclure de ces observations que **les rides d'Hesperia Planum se sont formées au cours d'un unique épisode de déformation**.

Rides dans les bassins d'impact: Des rides s'observent fréquemment au sein des remplissages volcaniques de grands bassins d'impact: Flammarion, Schiaparelli, et Huygens. Les rides se décomposent le plus souvent en deux familles: (1) les rides controlées par une direction régionale qui recoupent le cratère de part en part et (2) des rides courbes, concentriques au bord du cratère (Chicarro, 1983). Ces rides concentriques pourraient être reliées soit à des contraintes dues à la présence du bassin d'impact (Chicarro, 1983), soit à des topographies enfouies sous le remplissage volcanique des bassins (Raitala et Kauhanen, 1992). Dans ce dernier cas, l'existence d'un niveau de décollement expliquerait la relation entre la géométrie des rides et les hétérogénéités du sous-sol du cratère. Les deux types de rides peuvent donc s'expliquer par un même champ de contrainte au cours d'une même phase de déformation.

Rides des calderas volcaniques: Des petites rides radiales traversent les caldéras de plusieurs volcans comme Olympus Mons et Alba Patera (Chicarro, 1983). Leur orientation est radiale au volcan, elle est donc compatible avec une contrainte compressive liée à la subsidence du volcan. Ces rides sont étroites, courtes, très localisées et ainsi très différentes des rides habituelles. Ce sont parmi les rares rides apparaissant sur les terrains amazoniens. En raison de leur association aux volcans, elles sont facilement dissociables du réseau global de rides.

Bilan des observations

Seules les petites rides des caldéras volcaniques ne semblent pas reliées à un champ de contrainte régional ou global. Toutes les régions présentant des orientations de rides multiples ou variables peuvent s'expliquer par des contraintes compressives régionales unidirectionnelles (ex: Lunae Planum) ou éventuellement multidirectionnelles (ex: Hesperia Planum). Les variations locales d'orientation peuvent notamment s'expliquer par l'existence de décollements superficiels. Nous pouvons représenter sur une carte globale les directions de raccourcissement observées dans chaque régions étudiées en plus de celles déduites des cartes figures 5.1 et 5.2.

Dans le cas des structures extensives, les grabens montrent des phases de déformation multiples (Fig. 4.24a). Pour les plaines ridées, à aucun endroit on ne peut mettre en évidence deux phases de déformation. Les déformations observées correspondent, dans chaque région, à des épisodes de déformation uniques. **Dans aucune région nous n'avons pu observer des réseaux de rides**

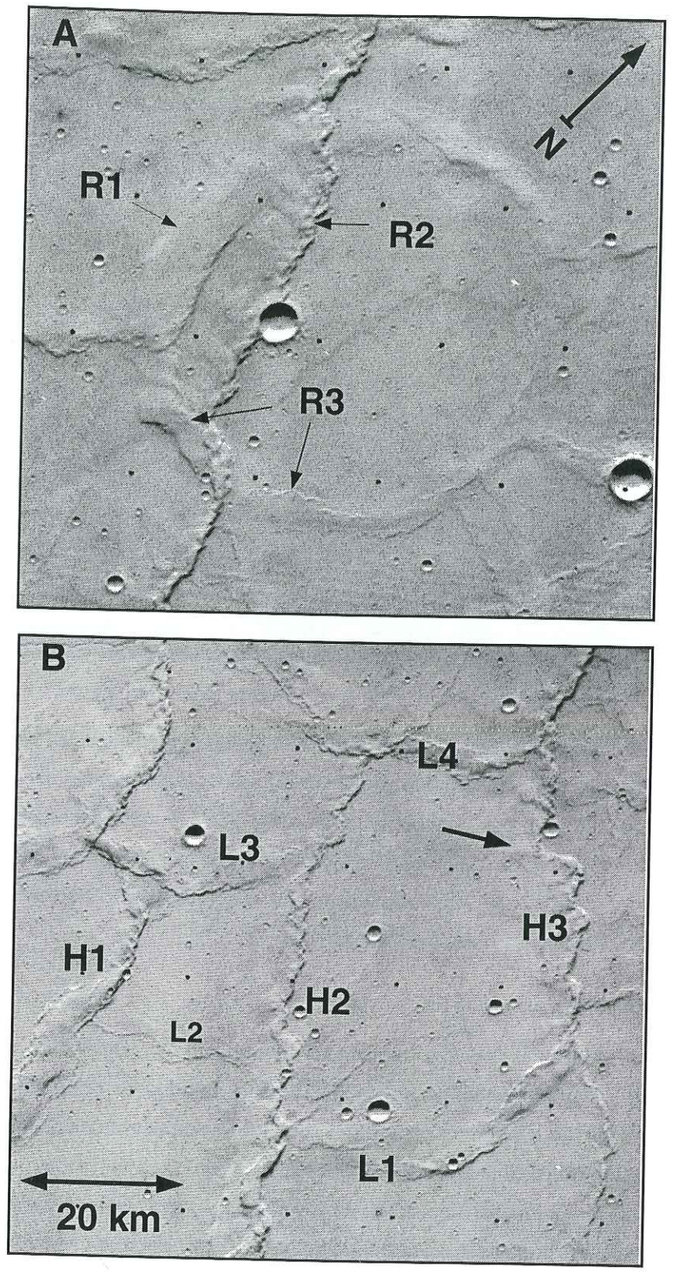


Fig. 5.4: Relations génétiques entre rides. (a) Ride droite R2 décalé aux intersections avec les rides courbes R1 et R3 (image Viking 418s31). (b) Réseau de rides entrecroisées (image Viking 418s33). Les recoupements de rides montrent qu'elles sont cogénétiques. La flèche indique une faille de transfert ou rampe latérale. Elles sont particulièrement nombreuses sur les rides H2 et H3.

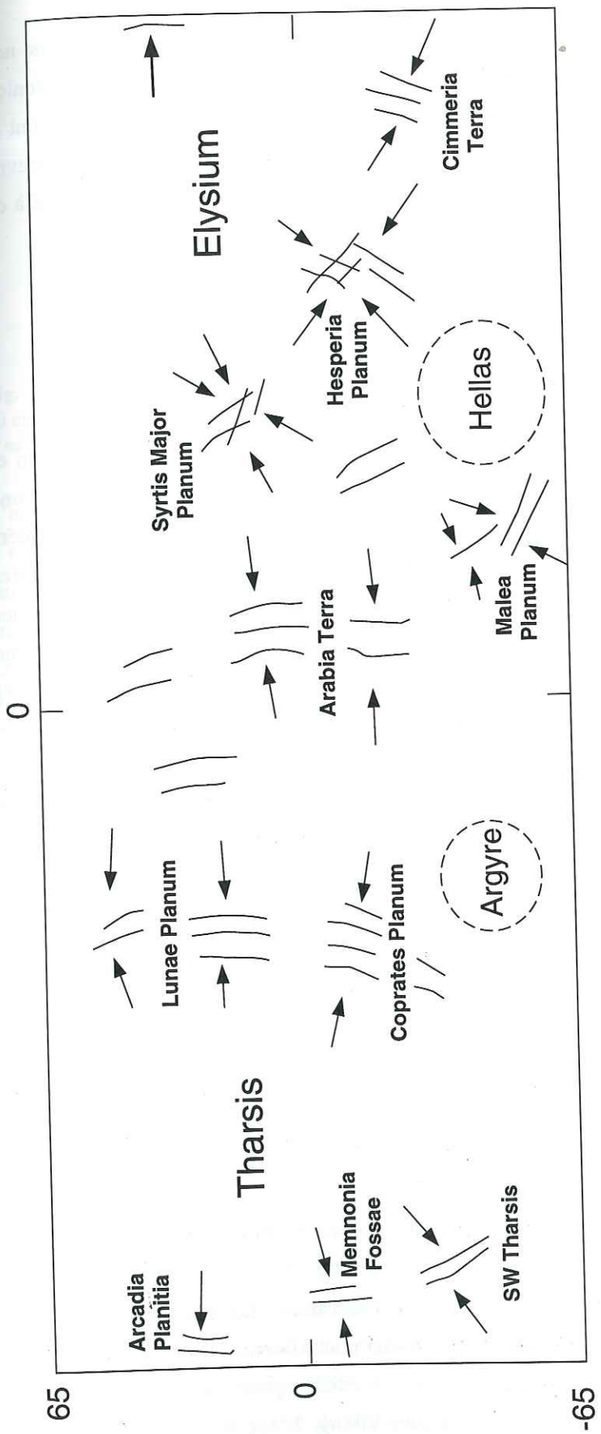


Fig. 5.5: Représentation globale de l'orientation des structures compressives et des contraintes compressives associées.

correspondant à plusieurs épisodes compressifs clairement dissociés dans le temps. Ainsi nous en déduisons que soit (1) les déformations ont été produites au cours d'un même épisode tectonique sur toute la planète, soit (2) toutes les régions où une déformation compressive est observée ont été soumises chacunes indépendamment à une seule phase de déformation compressive. Nous pouvons discriminer ces deux hypothèses en essayant de comprendre si les régions déformées l'ont été à des périodes géologiques différentes ou identiques.

5.1.2 Age de la déformation

Méthode

Le principe fondamental de stratigraphie est utilisable: L'âge minimum de la déformation est contraint par l'âge des plus vieux terrains non déformés et l'âge maximal par l'âge des plus jeunes terrains déformés. L'âge des terrains est établi par le comptage des cratères. Nous pouvons considérer les rides comme un ensemble unique à l'échelle régionale puisque nous avons montré qu'elles étaient contemporaines pour une même région. La méthode stratigraphique usuelle s'applique également entre les rides et d'autres structures ou morphologies. Les cratères font partie de ces autres formes géologiques. Si une ride traverse un cratère, elle est postérieure, et inversement. L'intérêt de cette relation stratigraphique est que les cratères sont l'outil de base de la datation des surfaces planétaires. Nous pouvons ainsi estimer un âge minimum pour la déformation qui est plus jeune que l'âge des terrains déformés. En effet, supposons une plaine ridée caractérisée par un nombre de cratères de 10 (Fig. 5.6). Si deux rides traversent chacune un cratère, il en résulte qu'au plus 8 cratères sont postérieurs à la déformation. Par conséquent, la déformation est plus jeune de 2 cratères que l'âge de la surface déformée. La déformation a donc un âge relatif de, **au plus,** 8 cratères. Cet âge est l'âge maximal, c'est à dire le plus ancien possible, pour la datation de la déformation. Cette méthode pourrait également permettre de comptabiliser les cratères qui sont postérieurs aux rides afin de préciser un âge minimum. Cependant, il est statistiquement rare qu'un impact tombe précisément sur une ride. Le nombre de cratères postérieurs à la déformation ne permet pas, en général, d'estimation intéressante. Par contre, en raison de l'hétérogénéité que représente un cratère, il est fréquent que celui-ci localise la déformation (cf partie 4). Dans ce cas les recoupements rides-cratères ne sont pas rares et permettent une utilisation efficace de la méthode.

L'âge de la déformation peut ainsi être restreint à un interval de temps limité (1) par un âge maximal à partir des recoupements de cratères et (2) par un âge minimal à partir de relations stratigraphiques entre les terrains déformés et les terrains non déformés. Dans le premier cas, nous utiliserons les cratères de diamètres supérieurs à 5 km en prenant pour référence la chronologie relative du tableau 1 (en introduction). Le nombre de cratères doit être normalisé pour une surface de 1 million de km^2 . La surface d'étude a été mesurée sur les mosaïques Viking. L'âge normalisé est noté N(5).

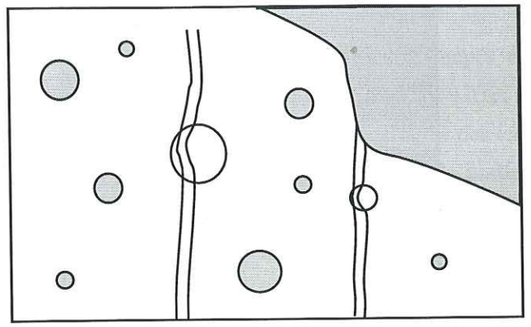


Fig. 5.6: Relations stratigraphiques en utilisant les relations cratères-rides. La plaine ridée a un âge relatif de 10 cratères. Parmi ces 10 cratères, au moins deux sont recoupés par les rides. L'âge de la déformation est donc d'au plus 8 cratères. L'âge mimimal est délimité par l'âge du terrain non déformé, en gris.

L'approximation faite sur ce nombre est de $\frac{\sqrt{N}}{S}$ avec N le nombre de cratères pour une surface d'étude S en million de km^2 (*e.g.* Tanaka, 1986). La seule difficulté de cette méthode consiste à discriminer par l'observation si le cratère est réellement antérieur à la déformation. Nous pouvons établir que le cratère est antérieur lorsque la structure recoupe au moins les ejecta et au mieux le fond du cratère. La figure 5.7 montre en (a) un exemple clair d'un cratère dont le fond est traversé par une ride. En (b) la déformation n'est pas visible sur le fond du cratère, mais les ejecta sont visiblement recoupés par la ride. Enfin en (c) la ride est visible dans les ejecta mais il est impossible de déterminer de manière objective si les ejecta sont antérieurs ou non à la ride. Dans ce dernier cas, le cratère n'est pas pris en compte dans la comptabilisation des cratères déformés. Par ailleurs, les cartes géologiques de Mars (Scott et Tanaka, 1986) seront prises comme références stratigraphiques pour établir l'âge minimal de la déformation en se basant sur les terrains non déformés.

Résultats dans les plaines ridées

Coprates Planum: La proportion de cratères recoupés par les rides est de 39 pour 180 cratères pour la surface de 1 million de km^2 soit un âge maximal de N(5)=141 cratères (Allemand et Thomas, 1995). L'âge minimal de la déformation est limité par la plaine volcanique de Sinaï Planum daté de 85 à 67 cratères et les glissements de terrains de Melas Chasma en bordure de Valles Marineris (90–75).

Lunae Planum (Fig. 5.8): La proportion de cratères recoupés est de 13 pour 78 cratères sur une surface de 520 000 km^2. Ce rapport, normalisé à 1 million de km^2 correspond à un âge maximal de N(5)=125±15 pour une plaine agée de 150±17 cratères. La plaine est entourée par les réseaux de chenaux de débâcle. Les relations entre les rides et les chenaux sont ambiguës bien que ces derniers semblent postérieurs (Tanaka, 1986). L'âge des chenaux est mal contraint, mais une limite supérieure fiable est donnée par la plaine de Chryse Planitia au Nord (67–30 cratères).

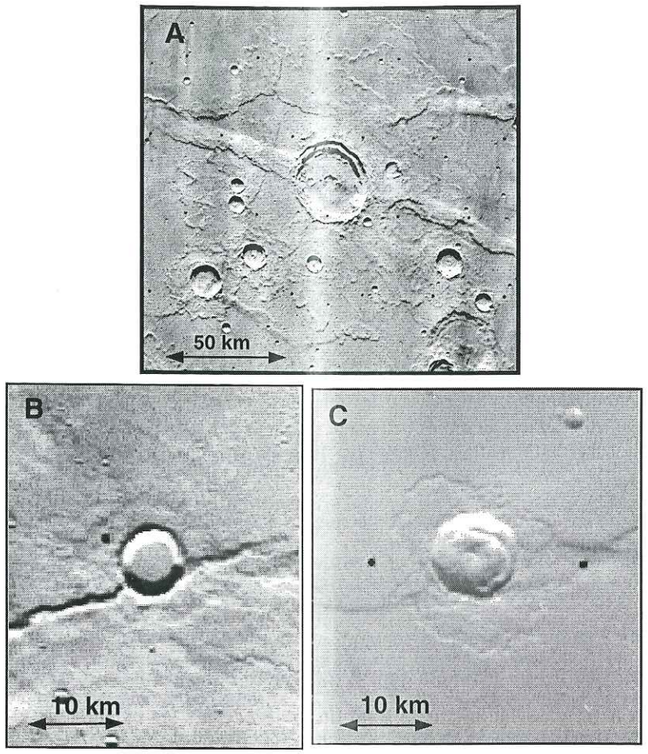


Fig. 5.7: Relations rides-cratères. (a) Image Viking 365s69 dans Hesperia Planum. Le cratère est traversé par une ride. La déformation est postérieure. (b) Image Viking 415s17 dans Hesperia Planum. Seuls les ejecta sont déformés. La déformation est postérieure au cratère. (c) Image Viking 341s27 dans Syrtis Major Planum. La relation ride-ejecta est ambiguë. On ne peut pas déterminer si le cratère est antérieur dans ce cas.

Hesperia Planum (Fig. 5.9): La proportion de cratères recoupés est de 22 pour 76 sur une surface de 390 000 km^2 soit un âge de déformation maximal de N(5)=138±19 pour une plaine agée de 192±22 cratères. Seules des plaines d'âge Amazonien (<50 cratères) au Sud-Ouest d'Hesperia recouvrent les rides. Malgré sa grande taille, Hesperia Planum est essentiellement entouré de terrains noachiens ce qui ne permet pas de fourchette plus précise.

Syrtis Major Planum (Fig. 5.10): La proportion de cratères recoupés est de 11 pour 56 sur une surface de 450 000 km^2 soit un âge de déformation maximal de N(5)=100±15 pour une plaine agée de 124±16 cratères. L'âge minimal est donné par la plaine d'Isidis Planitia d'âge 90–60 soit 75±15. Cette plaine nous donne l'intervalle de temps le plus étroit entre les deux bornes de datation. Cet espace de temps relatif, compris entre 100 et 75 cratères, correspondrait, selon les échelles stratigraphiques (Tab. 1), à des durées absolues de quelques dizaines à quelques centaines de millions d'années.

Arcadia Planitia (Fig. 5.11): La proportion de cratères recoupés est de 9 pour 51 sur une surface de 380 000 km^2 soit un âge de déformation maximal de 110±17 pour une plaine agée de 134±19 cratères. La plaine d'Arcadia Planitia est limitée à l'Est par des terrains amazoniens (65–50). Cependant, on observe la présence d'une dizaine de rides dans la partie orientale des ces plaines amazoniennes. En fait, un comptage des cratères dans la partie Est de la plaine nous indique un total correspondant à environ 100 cratères par million de km^2. Cet âge est cohérent avec l'âge supposé de la déformation sur Arcadia Planitia. Il est probable que l'Est des plaines amazoniennes correspond à un remplissage volcanique distant de la source et insuffisant pour recouvrir les rides et la cratérisation antérieure ce qui expliquerait le désaccord entre les âges.

Plaine	Limite inf.	Limite sup.
Coprates Planum	141	76±9
Lunae Planum	125±15	50±17
Hesperia Planum	138±19	~50
Syrtis Major Planum	100±15	75±15
Arcadia Planitia	110±17	57±7

Tab. 5.1: Résultat des datations de la déformation dans les plaines ridées.

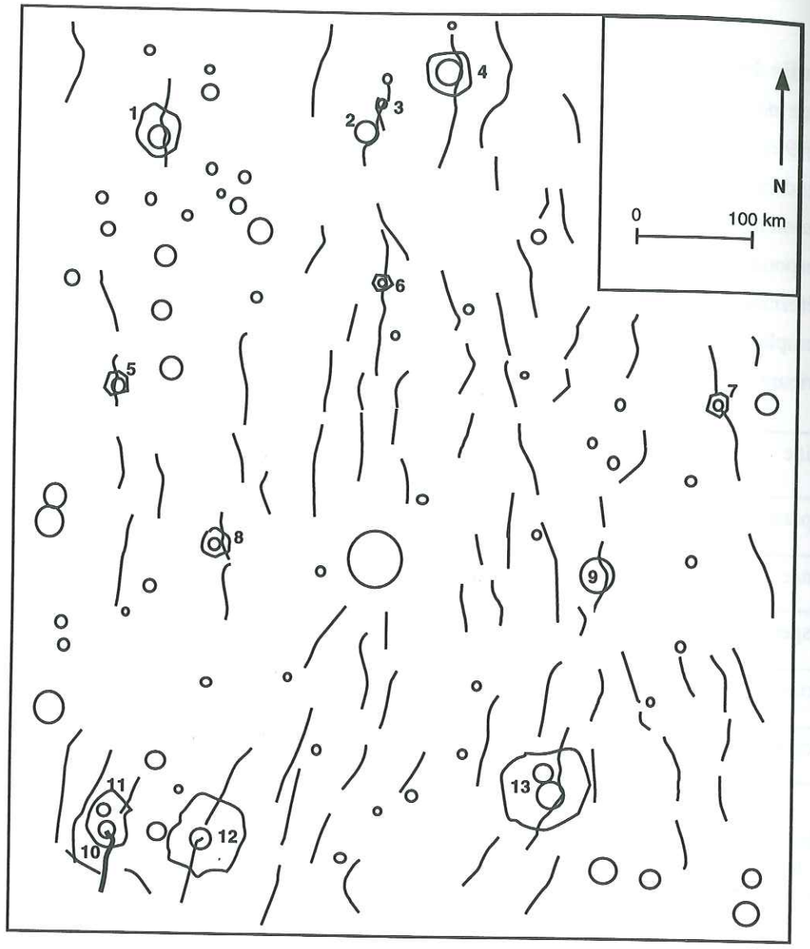


Fig. 5.8: Intersections rides-cratères sur Lunae Planum. Images mosaïques MC10SE-10SW.

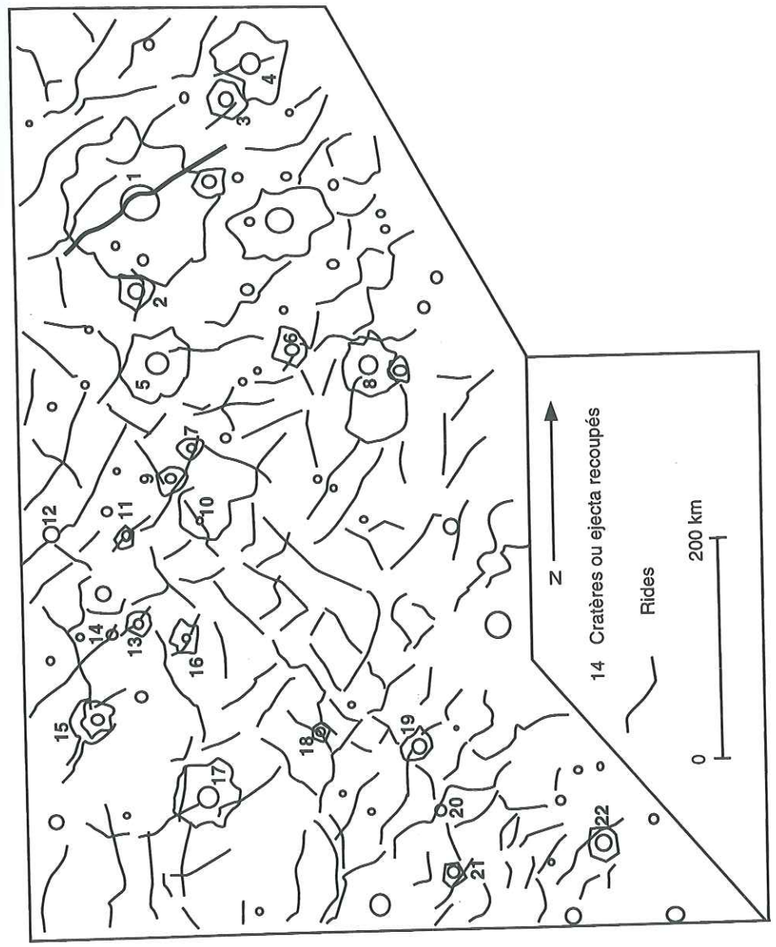


Fig. 5.9: Intersections rides-cratères sur Hesperia Planum. Images mosaïques MC22SE

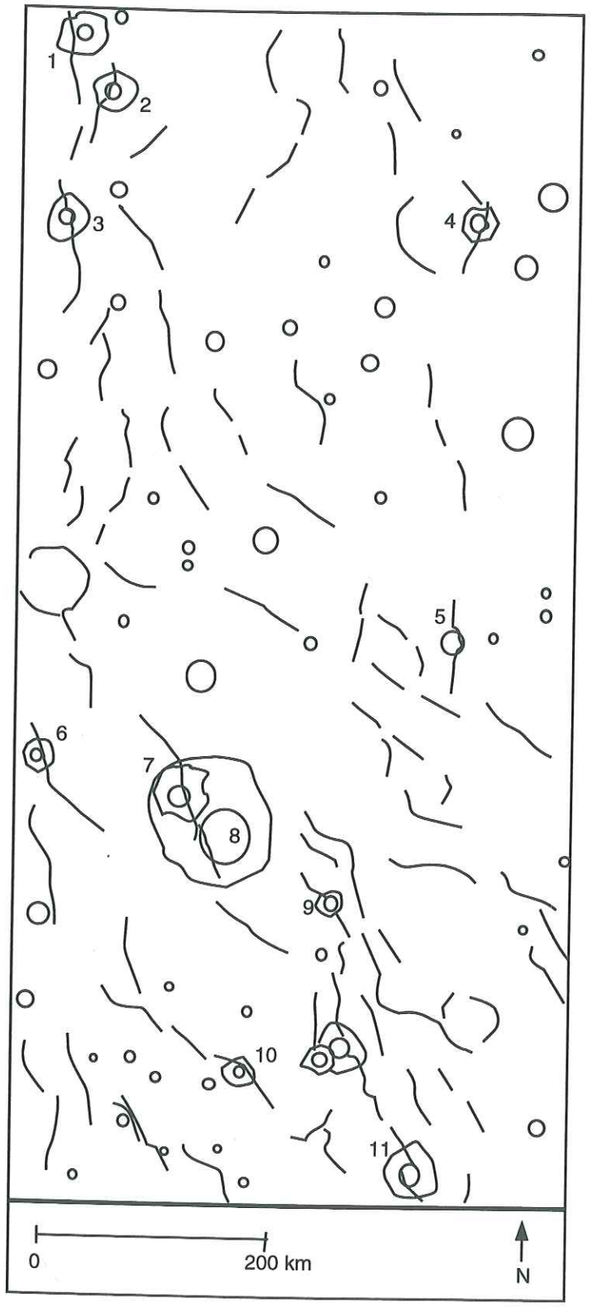


Fig. 5.10: Intersections rides-cratères sur Syrtis Major Planum. Image mosaïque MC13.

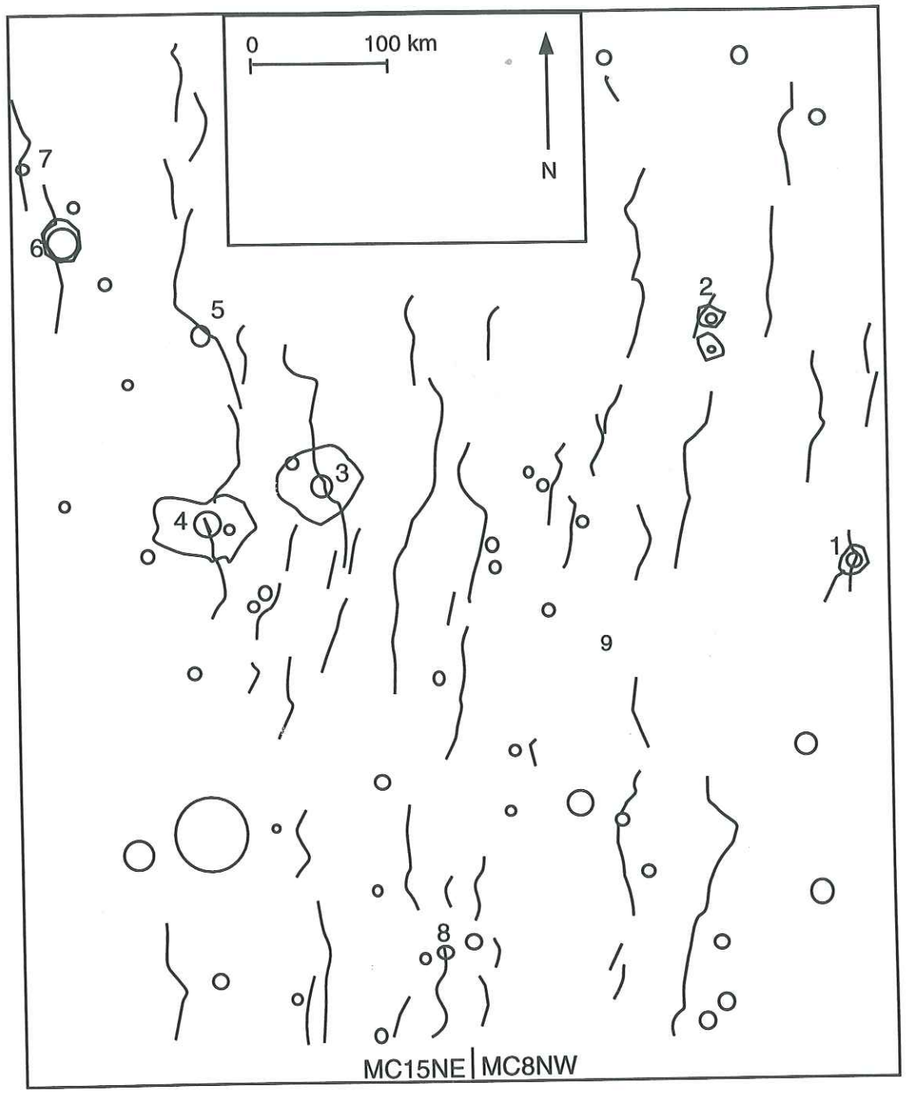


Fig. 5.11: Intersections rides-cratères sur Arcadia Planitia. Images mosaïques MC8NW-MC15NE.

Résultats dans les terrains noachiens

Dans les terrains noachiens les cratères sont nettement plus nombreux. La proportion de recoupement est également plus importante. Dans la région de Cimmeria Terra (Fig. 5.12 et 5.13), pour une surface de 148 000 km^2, on dénombre un total de 19 cratères recoupés sur un total de 67. Cette proportion nous ramène à un âge de 324±47 cratères pour un âge moyen des terrains de 450±55 cratères par million de km^2. Cette proportion nous donne un âge maximal peu intéressant. Toutefois, nous pouvons améliorer cette datation car les cratères noachiens se distinguent des cratères hesperiens. En effet, les cratères noachiens sont dégradés (cf. 1.3.3), ils ne présentent plus ou peu de reliefs bordiers et le pic central a généralement disparu (Craddock et Maxwell, 1993). Ces résultats indiquent également l'absence ou quasi-absence des cratères de diamètres inférieurs à 20 km. Ces différences permettent de décompter les cratères hesperiens des cratères noachiens. Les cratères inférieurs à 20 km et ceux ayant une bordure et un pic central frais correspondent à des cratères hesperiens. Le début de l'Hesperien est daté avec 200 cratères de plus de 5 km de diamètre, c'est environ le moment de l'arrêt de la dégradation des cratères noachiens. Même si cet arrêt n'est ni ponctuel, ni simultané partout sur la planète (Craddock et Maxwell, 1993), nous pouvons utiliser le début de l'Hesperien comme la fin de la dégraddation des cratères. Ainsi, pour la surface étudiée, on observe que 33 des 67 cratères étaient hesperiens et que sur les 19 recoupements de cratères, 5 correspondent à des cratères hesperiens. Ces 5 cratères sont annotés par un H sur la figure 5.13. La déformation est par conséquent postérieure au Noachien dans la mesure où toutes les structures sont contemporaines à l'échelle régionale. Comme les 5 cratères hesperiens recoupés par les rides, pour la surface de 148 000 km^2, correspondent à 34±14 cratères par million de km^2. On peut donc donner un âge maximal de la déformation de l'ordre de 200 –34 soit N(5)=166. L'approximation n'est pas donnée, car elle plus importante que celle calculée à partir de la surface. On remarque également que la présence de cratères noachiens non recoupés par des failles, n'implique pas que ces cratères soient postérieurs à la déformation. En effet, ces cratères ne se situent simplement pas sur la trajectoire des structures.

Arabia Terra est un autre exemple de terrains noachiens déformés (Fig. 5.14). Ce terrain de 160 000 km^2 comprend 48 cratères dont 15 sont recoupés par les structures, ce qui correspond à un âge maximal de la déformation de 206±36 cratères pour un total de 300. Parmi les 15 recoupements, 3 au moins (cratères 12–13–14 sur la figure 5.14) correspondent à des cratères hesperiens. Avec le même raisonnement que dans le cas précédent on obtient un âge maximal de la déformation ramené à N(5)=175 cratères. Dans Cimmeria Terra comme dans Arabia Terra, aucun terrain plus jeune et suffisamment proche ne permet de contraindre la limite supérieure de la déformation.

Ces datations sont imprécises, mais il est surtout important de constater que la compression dans les terrains noachiens ne correspond pas à une déformation noachienne mais à **une déformation postérieure au début de l'Hesperien**. Cette conclusion est confirmée par les observations sur Hesperia

Planum. En effet, il existe des structures qui traversent la limite plaine ridée-noachien (Fig. 4.4). Ce type de structures, bien qu'apparaissant dans un terrain noachien est donc post-noachienne. Enfin, la dégradation des cratères noachiens correspond à des processus d'érosion intenses qui ont modifiés les terrains noachiens sur au moins 1 km d'épaisseur (Craddock et Maxwell, 1990). Aucune dégradation plus ou moins poussée des rides et chevauchements dans les terrains noachiens ne portent à croire que ces structures sont d'âge noachien.

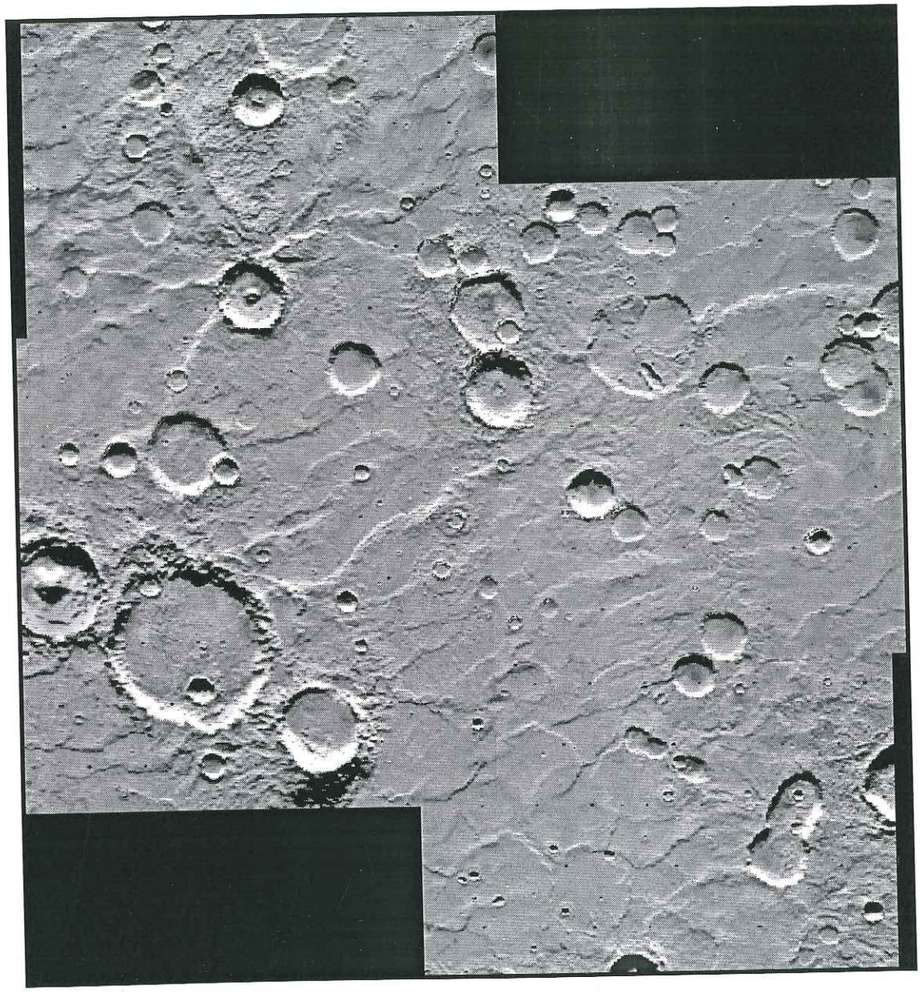


Fig. 5.12: Région de Cimmeria Terra. Images Viking 370s43–47.

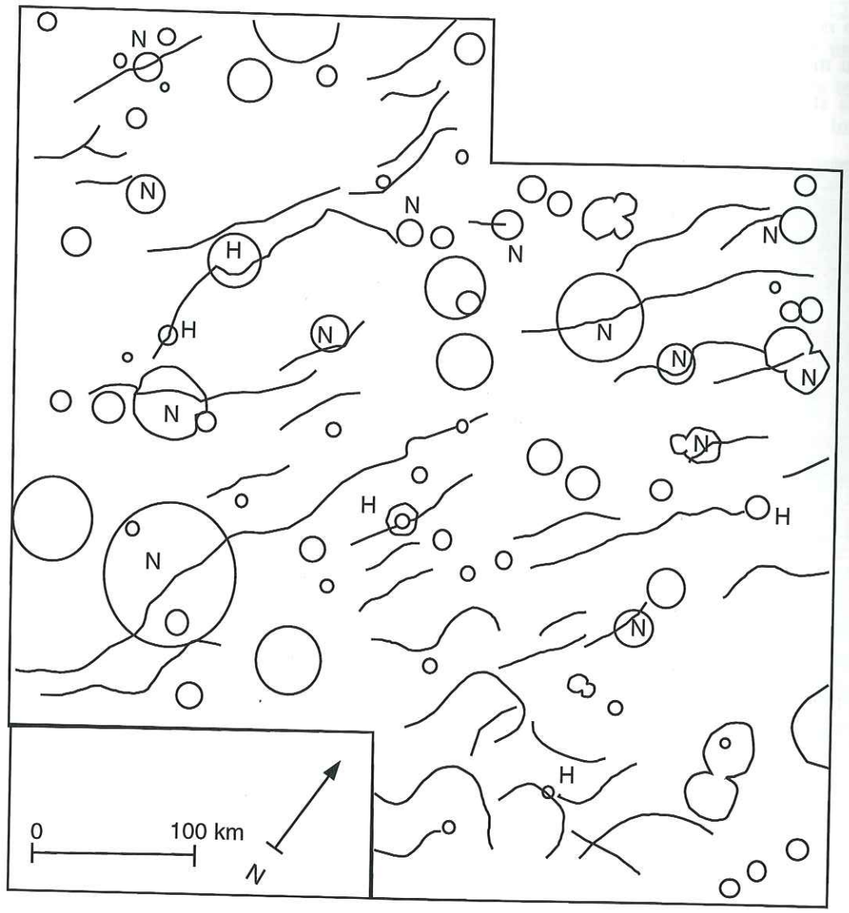


Fig. 5.13: Région de Cimmeria Terra d'après images figure précédente. Les recoupements de cratères noachiens et hesperiens sont respectivement annotés par un N et un H.

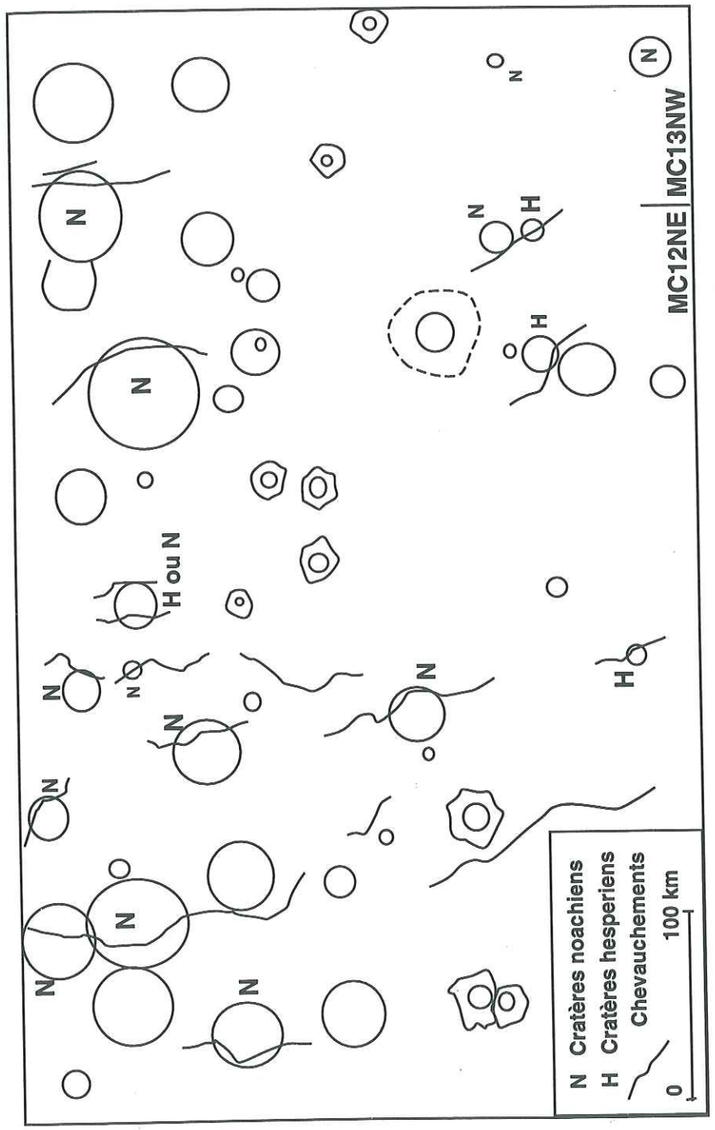


Fig. 5.14: Terrains d'Arabia Terra. Images mosaïques MC12NE–MC13NW.

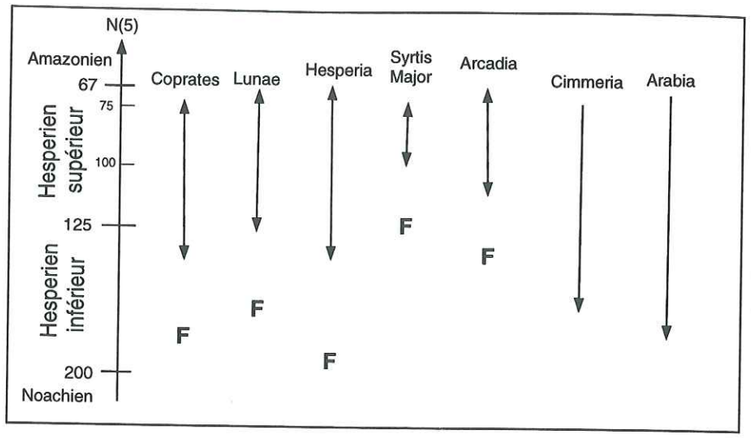


Fig. 5.15: Bilan des datations. La fourchette donnée par les flèches correspond aux estimations moyennes de l'âge de la déformation pour chaque région étudiée. Les F correspondent à la formation des plaines volcaniques.

Bilan des datations

La méthode utilisée améliore les datations de la déformation. Les âges de formation des plaines ridées obtenus par nos comptages (en F sur la figure 5.15) sont cohérents avec les datations usuelles (*e.g.* Scott et Tanaka, 1986) ce qui valide nos comptages. La chronologie de la déformation, dans les divers terrains étudiés, implique deux conclusions majeures (Fig. 5.15):

1. Les plaines volcaniques ont été déformées longtemps après leur formation. Même dans la région de Tharsis, la déformation est datée de l'Hesperien moyen à supérieur (Coprates et Lunae Planum), voire uniquement Hesperien supérieur (Arcadia). Ces datations sont nettement plus tardives que celles généralement admises. Par exemple, pour Lunae Planum (*e.g.* Banerdt, 1992), l'âge donné est souvent Hesperien Inférieur, ce qui correspond à une déformation beaucoup plus précoce après la formation des plaines.
2. Aucune datation ne permet de distinguer des âges de déformation différents pour deux régions différentes. Si la déformation correspondait à des phénomènes régionaux, différents et dissociés dans le temps, pourquoi les épisodes de déformation ne seraient-ils pas à des moments très différents? Or aucun n'épisode ne semble se dérouler lors d'une période déconnectée d'un autre épisode. **En conséquence, l'ensemble des datations est plutôt en accord avec un épisode de déformation global et unique.** Dans ce cas, la datation relative la plus précise de la déformation correspondrait à l'intervalle de temps entre N(5)=100 et N(5)=75 cratères. En âge absolu (cf Tab. 1.1), cet intervalle correspondrait à des périodes de 3.7–3.6 Ga pour l'échelle NW et 3–2.1 Ga pour l'échelle H. Cet intervalle a donc une durée très différente selon les modèles. A l'échelle de la planète, il peut toutefois être qualifié de court et tardif.

5.1.3 Quantification du raccourcissement

Raccourcissement dans les plaines ridées

La quantification du raccourcissement n'a été l'objet que d'un petit nombre d'études car elle nécessite de connaître la géométrie des structures en profondeur et la topographie des rides. Certains modèles estiment que les rides sont uniquement reliées à un flambage des plaines volcaniques (Watters, 1991). Dans un tel modèle, le raccourcissement est uniquement mesuré par la différence de longueur à la surface avant et après déformation. Les résultats donnent des valeurs très faibles, de l'ordre de la dizaine de mètres de raccourcissement par rides. Cependant, en raison de la résolution des images, l'incertitude est trop importante pour permettre de valider ces valeurs (Watters et Robinson, 1997). Nos résultats (cf. partie 4) sont toutefois plus cohérents avec des rides formées par des failles chevauchantes. Dans un modèle où une ride est formée par un chevauchement unique, le raccourcissement crée par la faille serait lié à la topographie de la ride (Plescia, 1991):

$$S = \frac{h}{tan(a)} \tag{31}$$

avec h est le relief de la ride et a la pente de la faille. Dans le cas où les rides sont des pop-up (Fig. 4.1), le raccourcissement crée par les 2 failles serait le double (Allemand et Thomas, 1992):

$$S = \frac{2h}{tan(a)} \tag{32}$$

Le pendage du chevauchement est pris à 25° (Plescia, 1991a) ou 30° (Allemand et Thomas, 1992). En réalité, ces deux relations sont valables respectivement selon que la structure soit complètement dissymétriques ou complètement symétriques. Même lorsque les structures sont symétriques, elles peuvent présenter localement des dissymétries. Il est donc délicat d'utiliser uniquement la hauteur maximale d'une ride, il faudrait pouvoir utiliser tout le profil topographique. Le relief des rides peut être mesuré par photoclinométrie. Il est important de noter que cette méthode est dépendante de la résolution des images. L'imprécision sur les mesures de relief de l'ordre d'une centaine de mètre est donc grande. Les futures données de la sonde Mars Global Surveyor pourraient apporter une solution au problème.

Les mesures actuelles établissent que, pour Lunae Planum, le raccourcissement serait d'environ 130 m pour chaque ride, soit un raccourcissement régional d'environ 0.29% (Plescia, 1991a). Pour Arcadia Planitia, le raccourcissement régional serait d'environ 0.05 à 0.09% (Plescia, 1993). Il y a une différence sensible entre les deux régions qui pourrait être soit (1) le reflet d'une accomodation différente de la déformation soit (2) d'une variation réelle de la quantité de déformation (Plescia, 1991a). **Malgré toutes les incertitudes, nous pouvons dire que dans tous les cas les plaines ridées ont subi un faible raccourcissement inférieur à 1%.**

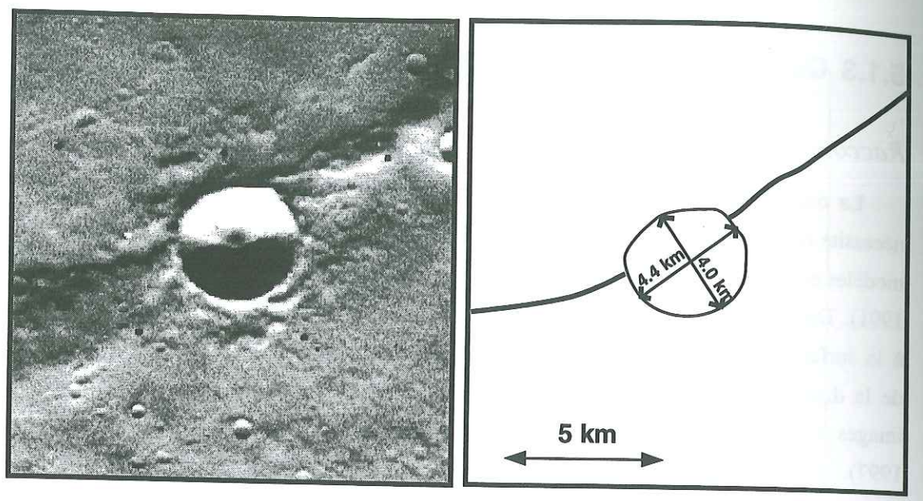


Fig. 5.16: Exemple de cratère raccourci par un chevauchement. Image Viking 442s23. 52 m/pixel. Le raccourcissement est d'environ 400 mètres dans le cas ou le cratère était initialement circulaire. Seul le chevauchement principal est représenté sur la figure interprétative. Ce chevauchement est toutefois accompagné d'un relief moins marqué qui pourrait être une ride.

Raccourcissement dans les terrains noachiens

Dans les terrains noachiens le raccourcissement se manifeste le plus souvent par des chevauvements simples et non des rides. Le raccourcissement ne peut donc pas être mesuré de la même manière que pour les rides grâce à la topographie. Une faille traduirait un raccourcissement important si elle provoquait un décalage quantifiable de certaines morphologies. En raison de leur forme généralement circulaire, les cratères sont les outils de base à ce genre d'observation. Cependant l'observation d'un grand nombre d'intersection entre failles ou rides et cratères ne permet pas de mettre en évidence des décalages systématiques. La figure 4.16 montre un exemple d'un cratère déformé. L'image ne permet pas de suivre la structure au fond du cratère. Le cratère est supposé antérieur à la structure car il est raccourci de manière significative dans une direction perpendiculaire à la structure. Le petit axe mesure environ 4.0 km contre 4.4 km au grand axe ce qui suggère un raccourcissement total d'environ 400 mètres. Une telle valeur est équivalente aux raccourcissements mesurés sur les rides les plus importantes importantes de relief supérieur à 200 mètres. L'existence d'un faible nombre de cratères raccourcis de manière significative laisse supposer qu'il s'agit d'une valeur maximale. Un raccourcissement de l'ordre d'une centaine de mètres sur chaque faille ne permettrait pas d'observer de raccourcissement significatif d'un cratère. Sur le cratère de la figure 4.16, un décalage de 100 mètres correspondrait à seulement 2 pixels. Un raccourcissement de 100 m sur un cratère de 20 ou 30 km n'est absolument pas visible.

En supposant qu'une faille représente en moyenne 100 m de déformation, on peut procéder à une approximation de la quantité de déformation dans les terrains noachiens. Deux transects

de 600 km dans la région de Terra Cimmeria au SE d'Hesperia Planum (Fig. 5.13) indiquent respectivement 16 et 21 failles. Le raccourcissement approximatif de 1.6 et 2.1 km correspond à un raccourcissement régional de 0.26 à 0.35%. Cette région est une des plus déformées des terrains noachiens. Dans la région d'Arabia Terra (Fig. 5.14) on peut compter environ 8 failles sur 400 km soit un raccourcissement d'environ 0.2%. D'autres terrains montrent moins voire très peu de failles ou rides. Ces différences peuvent, comme pour les plaines ridées, être interprêtées comme le résultat de variations locales de raccourcissement ou de différences d'accomodation de la déformation. Ces quantités de déformation n'ont de signification que par leur ordre de grandeur. Cet ordre de grandeur est le même que celui des rides des plaines ridées comme Lunae Planum. Il est surtout important de constater que **la déformation qui affecte les terrains Noachiens ne représente pas une quantité de raccourcissement significativement différente des plaines ridées. Cette déformation reste faible et nettement inférieure à 1 %.**

5.2 Origine des contraintes compressives

Nous cherchons désormais à expliquer toutes nos observations par un ou plusieurs mécanismes à l'origine de la formation des structures compressives. Les précédentes études ont conduit à plusieurs hypothèses d'échelles locale, régionale ou globale. Nous allons détailler chaque possibilité et aboutir à la conclusion que seule une contraction thermique globale est cohérente avec les observations.

5.2.1 Les mécanismes d'échelle régionale

Refroidissement des plaines volcaniques

Les plaines ridées possèdent les structures compressives dont la topographie, au sein de terrains lisses, est la plus apparente. Cette corrélation a d'abord été interprétée à la suite des travaux sur la Lune comme la preuve d'une origine volcanique pour ces rides (Quaide, 1965). Par la suite, l'hypothèse tectonique ayant été privilégiée, la contraction thermique due au refroidissement et la subsidence des plaines volcaniques ont été invoquées pour expliquer cette corrélation sur Mars comme pour la Lune. En effet, le refroidissement et l'épaississement de la pile volcanique crée une contrainte compressive, notamment à cause de la subsidence engendrée par le poids des laves. Toutefois, ce mécanisme n'est pas cohérent avec certaines observations:

- Le refroidissement et la subsidence se font rapidement après le dépôt des plaines volcaniques (quelques centaines de milliers d'années au plus). La déformation devrait donc être juste postérieure aux dépôts contrairement à ce que l'on observe;
- La déformation devrait être confinée aux plaines volcaniques, or des observations attestent que certaines structures traversent le bord des plaines et pénètrent dans les terrains noachiens;
- Les plaines volcaniques de la fin de l'Hesperien et de l'Amazonien ne présente pas de déformation compressive. Un même phénomène physique devrait conduire à des conséquences identiques.

Enfin la contrainte créée par ce mécanisme n'est pas très importante et ne conduit pas à la fracturation des laves (Maxwell, 1982).

Subsidence liée à une anomalie thermique

Les effusions volcaniques des plaines hesperiennes pourraient être formées par des panaches mantelliques. Le lent refroidissement de l'anomalie thermique peut produire une subsidence régionale et par conséquent une contrainte compressive. Un tel mécanisme permettrait d'expliquer:

- La formation de rides dans les terrains noachiens proches;
- Le décalage de temps entre l'épisode volcanique et l'épisode tectonique.

Toutefois, si l'on suppose qu'il y a une anomalie thermique, il faut aussi supposer qu'il y a eu un bombement thermique au préalable. Même si ce bombement était peu important, il devrait être accompagné d'une extension radiale. Cette extension devrait être visible en surface par des grabens, même si le remplissage des laves a pu en recouvrir une partie par après. Par ailleurs, la compression liée à la subsidence devrait être orientée d'une manière radiale au bassin. Or, aucune plaine volcanique ne présente de telles caractéristiques. De plus, la présence de déformation compressive dans des terrains noachiens éloignés de toutes plaines volcaniques, comme Cimmeria Terra, peut difficilement être expliqué de cette manière.

5.2.2 Les mécanismes d'échelle globale

Le dôme de Tharsis

De part sa taille, 6000 km de diamètre, le dôme de Tharsis peut induire des déformations régionales ou globales. La carte de déformation compressive (Fig. 5.2) montre que dans tout l'hémisphère Ouest les rides sont orientées de manière concentrique au dôme. Les rides non concentriques sont dues à des hétérogénéités du sous-sol (Fig. 5.3) et peuvent naître d'un même champ de contrainte. Toutefois, si le dôme est à l'origine des contraintes, il subsiste de nombreux problèmes:

- Les rides concentriques de Coprates Planum, Lunae Planum et Arcadia Planitia correspondent apparemment à un épisode de compression contemporain, unique, relativement restreint dans le temps, et d'âge Hesperien supérieur. Pourtant l'activité du dôme s'étale du Noachien à l'Amazonien (Tanaka *et al.*, 1991). Les grabens proviennent d'un nombre important d'épisodes extensifs tout au long de cette période. Pourquoi les rides ne proviennent-elles pas également de plusieurs évènements? Les différents modèles de formation de Tharsis ne prennent pas en compte ce problème.
- Le dôme peut-il expliquer les structures compressives sur toute la planète? Les contraintes prévues par les modèles (Fig. 1.4 en introduction) sont de l'ordre de 50 MPa à 4000 km du bord du dôme, soit des valeurs insuffisantes pour fracturer les plaines volcaniques sur 1 km d'épaisseurs (Maxwell, 1982). Il est donc difficile d'expliquer la déformation sur toute la planète par des contraintes liées au dôme de Tharsis sachant que l'intensité de la déformation décroît en s'éloignant du dôme. Aucun gradient de déformation n'est observé en s'éloignant du dôme.

L'importance du dôme est indéniable sachant qu'il oriente les structures sur un très large rayon. Cependant, il est possible que des contraintes plus importantes se soient surimposées aux contraintes induites par le dôme (Maxwell, 1982). Un autre processus global est donc envisageable, même pour expliquer la formation des rides autour du dôme de Tharsis.

Réorientation lithosphérique et "despinning"

En raison de la forme ellipsoïdale de la planète, la réorientation de la lithosphère par rapport à l'axe de rotation produit un champ de contrainte global (Banerdt *et al.*, 1992). Les contraintes maximales créées par ce mécanisme sont de l'ordre de 100 MPa pour une réorientation de 20° (Melosh, 1980). Ces contraintes généreraient un réseau de failles, non seulement compressives, mais également extensives et décrochantes, ce qui n'est pas en accord avec les observations. Le dôme de Tharsis, en raison de l'anomalie gravitaire qu'il représente, pourrait avoir provoqué la réorientation de la lithosphère de 3 à 9° (Willeman, 1984) afin de centrer le dôme dans sa position actuelle équatoriale. Les observations ne montrent pas un champ de déformation compatible avec cette hypothèse. Toutefois l'absence de preuves visibles peut s'expliquer si ce mécanisme a eu lieu très précocément au Noachien et/ou s'il n'a pas laisser de trace en surface car les contraintes n'étaient pas suffisantes pour conduire à la fracturation. Dans les deux cas, ce mécanisme n'explique pas la déformation observée.

Un processus global voisin est le ralentissement de la rotation de la planète produit par les forces de marées. Un tel processus crée une grille de fracturation planétaire associant chevauchements et décrochements, or de telles structures n'ont pas été identifiés (Melosh, 1977). Ce processus n'a probablement pas joué un rôle majeur en raison de l'absence de forces de marée importantes s'exerçant sur la planète (Banerdt *et al.*, 1992).

Contraction planétaire

Les planètes suivent un lent refroidissement suite à la décroissance radioactive et à la perte de la chaleur accumulée lors de sa formation. Ce refroidissement crée une diminution du volume de la planète. La contraction progressive de la planète pourrait expliquer l'abondance des contraintes compressives comme cela semble être le cas pour Mercure (Chicarro *et al.*, 1985; Watters, 1993). Dans ce cas, la contrainte d'origine thermique est isotrope, il n'y a pas de directions préférentielles de déformation. Toutefois des grilles orthogonales peuvent se former par endroit et les champs de contraintes locaux controleront la déformation (Banerdt *et al.*, 1992). Ce mécanisme pourrait expliquer un certain nombre d'observations:

- La répartition des structures compressives sur presque toute la planète;
- L'importance des contraintes régionales, comme Tharsis, qui orientent la déformation;
- L'existence, dans Hesperia Planum, d'un champ de contrainte compressif apparemment multidirectionnel.

Ce mécanisme est donc celui qui correspond le mieux aux observations. Cependant la contraction serait précoce et progressive (Watters, 1993), tandis que nous observons une phase de déformation unique et restreinte dans le temps. Nous allons étudier ce problème en détail, afin de confirmer si la contraction thermique peut effectivement être à l'origine des structures compressives.

5.2.3 Evolution thermique de Mars et contraction planétaire

L'évolution thermique de Mars est relativement mal connue. Les modèles d'évolution thermique prennent en compte des valeurs estimées de chaleur radioactive, énergie de différenciation, fractionnement crustal et proportion de soufre dans le noyau. Trois phénomènes consécutifs à ce refroidissement peuvent aboutir à modifier le volume de la planète: (1) le refroidissement du manteau, (2) la formation du noyau solide et (3) un changement de phase dans le manteau.

Contraction due au refroidissement du manteau

Les modèles d'évolution thermique montrent globalement une baisse de la température et du flux thermique mantellique (Fig. 5.17) au cours du temps. Cette diminution est surtout effective au cours du premier Ga. Les modèles varient en fonction du paramètre de fractionnement crustal χ. En effet, un fractionnement crustal élevé implique une croûte épaisse et donc une réduction de la quantité d'éléments radioactifs dans le manteau. L'évolution thermique crée des variations de volume correspondant à des modifications physiques des assemblages atomiques des minéraux en raison des variations de température, pression et densité. Les changements de volume de la planète sont calculés d'après les modèles de flux thermique (Fig. 5.17). On observe tout d'abord une dilatation thermique (δR/R croissant sur la figure 5.17) liée aux changements de densités crées par la différenciation crustale (Schubert *et al.*, 1992). Cette dilatation s'effectue pendant environ 200 à 300 Ma. Par la suite commence la contraction thermique en raison de la contraction thermique des minéraux du manteau avec la baisse progressive de la température.

Contraction due à la formation du noyau solide

La formation du noyau solide a été étudiée précisément pour Mercure dont le noyau est de taille importante et est très riche en fer (Schubert *et al.*, 1988). Le résultat montre que la contraction du noyau participe pour une proportion croissante et importante (25 à 50%) à la contraction globale à partir du début de formation d'une graine solide. Le même phénomène pourrait se produire sur Mars. En effet, à des proportions de Soufre faible, les modèles d'évolution du noyau prévoient que celui-ci commence à se solidifier à partir d'un certain temps dans l'évolution de la planète, par exemple 2 Ga pour 10% de S (Schubert *et al.*, 1992). La formation de cette graine crée une contraction volumique importante, de l'ordre de 0.4% pour une graine de 300 km de diamètre. Ce mécanisme s'ajoute donc à la contraction thermique du manteau pour une part non négligeable. Toutefois, pour une gamme de proportion de Soufre supérieure à 14 %, le noyau reste en permanence liquide, ce qui exclut toute diminution importante de volume. Les modèles récents de composition du noyau martien prévoient des compositions de 16.5% de soufre (Sanloup *et al.*, 1997). Le rôle du noyau dans la contraction globale de la planète est donc incertain.

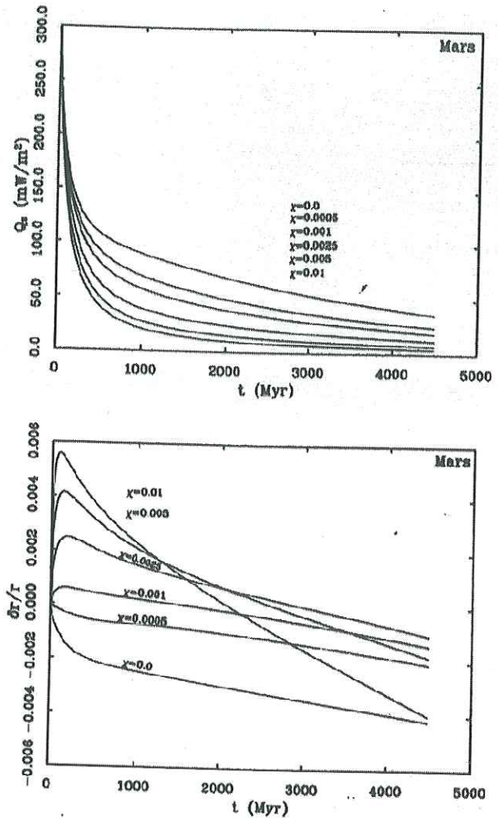


Fig. 5.17: En haut: flux thermique. En bas: variation du rayon planétaire. (Schubert *et al.*, 1992). Les modèles correspondent à diverses valeurs du fractionnement crustal. Plus le fractionnement crustal est élevé et plus la contraction thermique est importante.

Changements de volume liés à des changements de phases

La composition du manteau de Mars dépend de la taille du noyau. Avec un noyau petit, c'est à dire pauvre en soufre (<14% en masse), la pression à la base du manteau dépasse 23 GPa et permet la présence de la phase perovskite (Longhi *et al.*, 1992). Une composition de soufre de 16% ne permettrait pas la présence de perovskite. Dans l'hypothèse où il existe un niveau de perovskite, le refroidissement du manteau conduit à une diminution du volume de perovskite au profit de la phase spinelle. Ce changement de phase conduirait à une dilatation, puisque la phase spinelle est moins dense. Toutefois, la modification de volume serait faible. En effet sur un graphe pression-température, la courbe de Clapeyron de l'équilibre perovskite-spinelle ne montre pas une forte dépendance en température. Pour une variation de température de 200 K, le changement de pression est de l'ordre

de 200 MPa (e.g. Sawamoto, 1987). Cette différence correspond à une épaisseur de 20 km. Avec des valeurs de densité de spinelle, 3720 kg.m^{-3}, et perovskite, 4100 kg.m^{-3}, on obtient une variation de rayon de 1.8 km soit 0.05%. Bien que ces valeurs soient très imprécises, aucune déformation en surface ne permet d'envisager que ce processus ait joué un rôle important.

La contraction thermique crée par le refroidissement du manteau est donc la principale cause de changement du volume planétaire, à laquelle a pu s'additionner le changement de volume dû à la formation du noyau solide.

Contraintes thermiques

Les variations de volume ΔR/R d'une planète engendre des contraintes élastiques dans la lithosphère élastique. Les contraintes tangentielles σ_t s'expriment alors par (Banerdt *et al.*, 1992):

$$\sigma_t = \frac{E}{1-\nu}\frac{\Delta R}{R} \tag{33}$$

avec ν le coefficient de Poisson, E module d'Young, R le rayon martien moyen. Dans le cas où les variations de volume sont uniquement reliées aux variations thermiques ΔT, cette variation de volume correspond uniquement aux modifications minéralogiques exprimées par le coefficient de dilatation thermique α:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{R^3}\int_0^R r^2.\alpha(r).\Delta T(r).dr \tag{34}$$

Cette relation prend en compte les variations de température et de dilatation thermique avec la profondeur r. En supposant un manteau de température uniforme et un coefficient de dilatation moyen, cette expression se simplifie en:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{3}\alpha.\Delta T \tag{35}$$

Les relations (33) et (35) se combinent alors en une expression où la contrainte thermique dans la croûte est reliée aux variations de températures ainsi qu'aux coefficients d'elasticité et de dilatation thermique:

$$\sigma_t = \frac{\Delta T.E.\alpha}{3(1-\nu)} \tag{36}$$

Cette dernière équation présente le problème dans un cas simple. Dans le modèle présenté en figure 5.17 la variation de volume n'est pas directement corrélée à la température, notamment au cours du premier Ga, car d'autres paramètres comme la formation de la croûte interviennent. Avec des valeurs usuelles des paramètres thermo-mécaniques, E=80 GPa; ν=0.25 et α=3.10^{-5}K^{-1}, la relation (36) nous indique qu'une variation de température de 100 K crée une diminution du rayon de 3 km, soit environ 0.1% de déformation, et génère une contrainte de l'ordre de 150 MPa. L'amplitude de cette contrainte est du même ordre, voire supérieure, aux contraintes maximales calculées pour la formation du dôme de Tharsis.

5.2.4 Contraction thermique sur Mars: modèles et conséquences possibles

Modèles de contraction thermique

Le refroidissement crée des contraintes dans la lithosphère. Le profil de résistance simplifié de la lithosphère se compose d'une croûte fragile, d'une croûte ductile et d'un manteau lithosphérique (Fig. 5.18). Pour que ces contraintes créent des structures observables en surface, il est nécessaire que la contrainte thermique dépasse le seuil de résistance du matériel lithosphérique. En réalité, les zones de découplage ductiles permettent de former des structures en surface sans que toute la lithosphère soit déformée:

- Au sein de la croûte fragile, nous avons montré l'existence d'un niveau de décollement superficiel. Nous pouvons négligé son existence pour plusieurs raisons: Les niveaux superficiels volcaniques ne se forment que lorsque la contraction est déjà bien entamée, de même que l'enrichissement en glace ne se produit qu'à l'Hesperien. De plus, ce niveau n'est pas distribué partout sur la planète.
- Le manteau lithosphérique peut être écarté car il n'intervient pas dans le problème. En effet, pour former des structures en surface, il suffit que la résistance de la croûte fragile soit dépassée.

Ainsi il nous faut considérer la résistance maximale de la croûte, qui correspond à la résistance à l'interface croûte fragile-croûte ductile.

Nous avons établi que la diminution de volume $\Delta R/R$ d'une planète équivaut à une contrainte thermique σ_t (Fig. 5.18 et relation (33):

- Dans le cas 1, cette contrainte ne dépasse pas le seuil critique de résistance de la croûte $(\sigma_c)_{max}$. La diminution de volume se fait par compressibilité au sein de la croûte inférieure ductile. Elle se fait sans rupture, par compressibilité élastique, dans la croûte supérieure.
- Dans le cas 2, le seuil élastique critique est atteint, la déformation devient cassante dans la croûte supérieure. C'est seulement dans ce deuxième cas que l'on pourra observer des structures en surface.

Comme la résistance de la croûte et la contrainte thermique varient au cours du temps, nous allons effectuer dans un modèle une évaluation simple des variations de ces deux paramètres au cours du temps. L'objectif du modèle n'est pas de mesurer précisément les variations de tous les paramètres, dont certains présentent de fortes approximations, mais d'aboutir à une discussion qualitative sur le phénomène et ses conséquences. Les principaux facteurs mis en jeu sont: (1) le fractionnement crustal et l'épaisseur de croûte, (2) la contrainte thermique et (3) la résistance de la lithosphère.

1. Le fractionnement crustal: Le fractionnement crustal χ correspond à la proportion de matériel crustal extrait du manteau. Plus il est grand et plus la croûte est épaisse. Dans la figure 5.17, la contraction thermique et le flux thermique sont fortement dépendants de ce facteur. D'après

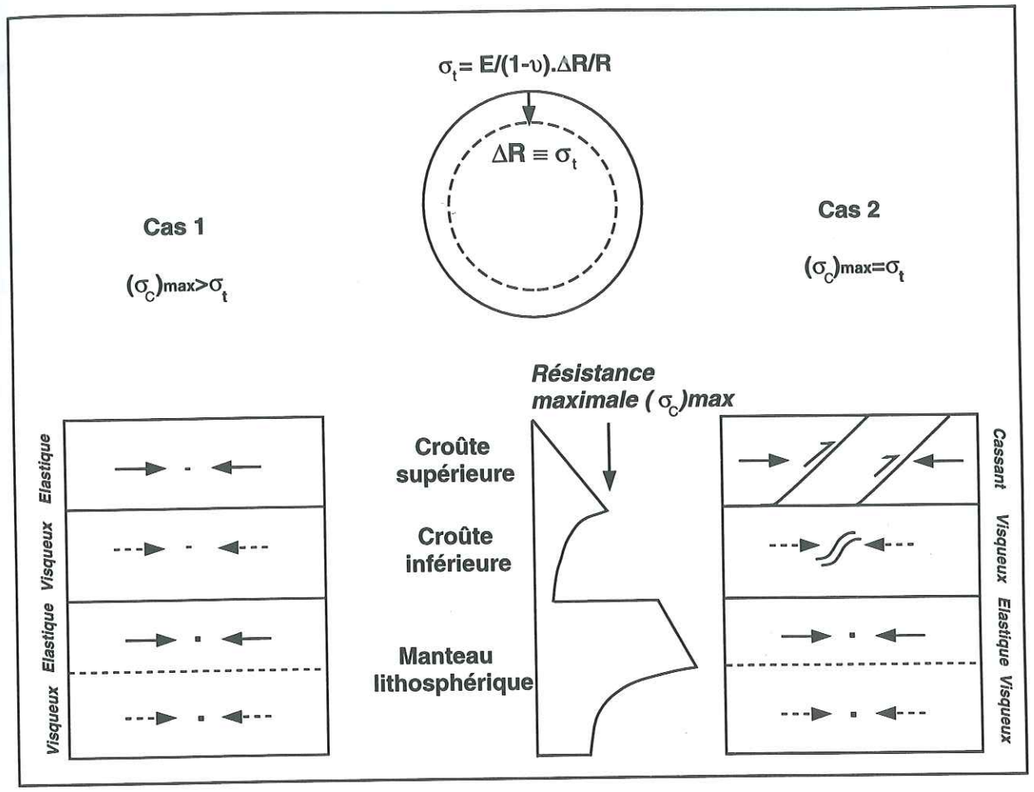


Fig. 5.18: Représentation schématique du modèle de contraction thermique. La variation de volume $\Delta R/R$ équivaut à la création d'une contrainte thermique σ_t. Le profil de résistance de la lithosphère se divise en 2 parties fragiles et 2 parties ductiles. Le manteau lithosphérique n'intervenant pas, c'est la résistance maximale de la croûte $(\sigma_c)_{max}$ qui régit l'apparition de structures en surface. Lorsque $(\sigma_c)_{max}$ est supérieur à σ_t (cas 1), la diminution de volume se fait uniquement par élasticité de la croûte. Lorsque la valeur de la résistance de la croûte est atteinte par la contrainte thermique, la croûte arrive à rupture, il y a formation de structures chevauchantes.

la gravimétrie, l'épaisseur de la croûte serait de l'ordre de 30 à 50 km (cf introduction), ce qui correspondrait environ à χ=0.001. Cependant le fractionnement pourrait être supérieur pour expliquer les faibles taux de formation de croûte à l'Hesperien et Amazonien. Schubert (1992) propose une valeur moyenne de 0.003. Dans le modèle nous envisagerons deux cas avec des valeurs de fractionnement de 0.0025 et 0.005.

2. La contrainte thermique La contrainte thermique est calculée au cours du temps en fonction de la relation (1) à partir des variations de volume pour les valeurs de χ de 0.0025 et 0.005 sur la figure 5.17. On utilise les valeurs des coefficients élastiques de E=80 GPa et ν=0.25. La dilatation thermique qui s'effectue dans les 200 premiers millions d'années crée une contrainte extensive qui est très probablement accomodée par la fine croûte en formation. Lorsque débute la contraction, la

contrainte est donc nulle. On peut ainsi quantifier la contrainte thermique due à la contraction à partir du début de la diminution de volume, soit à environ 200 Ma.

3. La résistance de la lithosphère L'épaisseur de la croûte est fixée à 60 km pour le modèle, mais ce n'est pas un paramètre important dans la mesure où la croûte inférieure est ductile et que c'est le sommet de la croûte ductile qui est le plus résistant. La composition de la croûte est choisie de type anorthosite, par analogie aux études lunaires. Le comportement rhéologique de **la partie ductile de la croûte** suit un comportement rhéologique en loi de puissance:

$$\sigma = \left(\frac{d\epsilon}{dt}/A\right)^{1/n}.exp\left(\frac{H}{nRT}\right) \tag{37}$$

Pour une croûte de type anorthosite, les paramètres rhéologiques sont: n=3.2, H=238 kJ.mol^{-1}, A=3.10^{-4} MPa^{-n}.s^{-1} (Ranalli, 1995).

Les profils de résistance usuels fixent la vitesse de déformation à 10^{-14} s^{-1} ou 10^{-15} s^{-1} qui sont des valeurs adaptées aux mécanismes tectoniques sur Terre. Toutefois le phénomène de contraction thermique est très lent. La quantité de déformation correspond au rapport des rayons ϵ=ΔR/R. D'après la figure 5.17, la déformation est de l'ordre de 0.1% au cours de périodes de l'ordre d'1 Ga, soit une vitesse de déformation de l'ordre de 10^{-19} s^{-1}. La valeur de la résistance ductile est donc calculée à partir de cette valeur. Par rapport aux profils établis avec des vitesses de 10^{-14} s^{-1}, la vitesse de 10^{-19} s^{-1} a pour effet de réduire la proportion de croûte fragile de quelques kilomètres. Elle minimise donc légèrement la valeur de la résistance maximale, sans que cet effet ne soit très important.

La température est calculée en fonction des conditions aux limites suivantes:

- Une température de surface de 250K est choisie constante au cours du temps.
- Le gradient thermique ΔT(t) est constant dans la croûte, mais varie dans le temps en fonction du flux thermique q(t) obtenu à partir de la figure 5.17. On a donc $\Delta T(t) = q(t)/K$avec K, la conductivité thermique fixée à 3 W.K^{-1}.m^{-1}, valeur moyenne dans les basaltes (Clifford, 1991).

Le choix de la relation (37) usuellement appliquée à la croûte inférieure terrestre reste soumis à caution dans le cas étudié. En effet, si la lithosphère subit une contraction globale, le matériel de la croûte inférieure sera soumis à une compression adiabatique, et non à un cisaillement. Faute d'avoir une meilleure relation pour ce mécanisme, nous utiliserons la relation proposée, sachant qu'elle devrait donner un ordre de grandeur réaliste pour la résistance de la croûte ductile.

La résistance de la **croûte fragile** est calculée à partir de la loi de Byerlee:

$$\tau = C + \mu\sigma_n \tag{38}$$

avec τ la contrainte tangentielle, σ_n la contrainte normale, C la cohésion et μ la friction. L'application de cette loi pour le calcul de résistance dépend du mode de déformation (chevauchant, normal ou décrochant) et de la présence de failles préalables qui permettent la réactivation.

Sur Terre, on utilise généralement le cas avec réactivation de failles existantes. En négligeant l'éventualité d'une pression de fluide et la cohésion de la faille, la relation s'exprime alors par:

$$\sigma = \beta\rho g z \tag{39}$$

avec ρ la densité fixée à 2800 kg.m^{-3}, la gravité g=3.72 m.s^{-2}, z la profondeur et β un paramètre qui dépend du mode de déformation. Avec des valeurs de friction classique de μ=0.75, le mode de déformation en chevauchement conduit à β=3 (Ranalli, 1997).

Sur Mars, la croûte monoplaque n'a peut-être pas subi de déformations antérieures à l'épisode de déformation qui nous intéresse. Seul les impacts météoritiques ont pu fracturer, mais de manière très hétérogène, la croûte fragile supérieure. Par conséquent, la cohésion de la croûte devrait aussi être prise en compte. La relation précédente se transforme en:

$$\sigma = \beta\rho g z + \gamma C \tag{40}$$

avec C la cohésion que l'on fixe à 75 MPa, ce qui est une valeur classique pour la croûte (Ranalli, 1997). En mode de chevauchement on a toujours β=3, mais également γ=4. Comme la resistance ductile est dépendante de la température, la résistance de la croûte augmente progressivement avec le refroidissement séculaire.

Les figure 5.19a à 5.19d correspondent aux résultats du modèle:

- **Cas a:** χ=0.0025 et réactivation
  La contrainte thermique atteint le seuil de résistance de la croûte fragile au terme d'environ 1 Ga. La déformation induit une accomodation relativement tardive de la contrainte.
- **Cas b:** χ=0.005 et réactivation
  La contrainte thermique dépasse le seuil de résistance très rapidement. La croûte subirait donc une déformation compressive globale précoce.
- **Cas c:** χ=0.0025 avec cohésion
  La contrainte thermique ne dépasse pas la résistance de la croûte. La diminution de volume se fait uniquement par déformation élastique continue. La planète ne présenterait pas un champ global de structures compressives.
- **Cas d:** χ=0.005 avec cohésion
  La contrainte thermique atteint le seuil de rupture de la croûte. Lorsqu'il y a fracturation, la croûte perd sa cohésion, il est donc nécessaire de changer de loi en utilisant uniquement la loi de résistance avec réactivation.

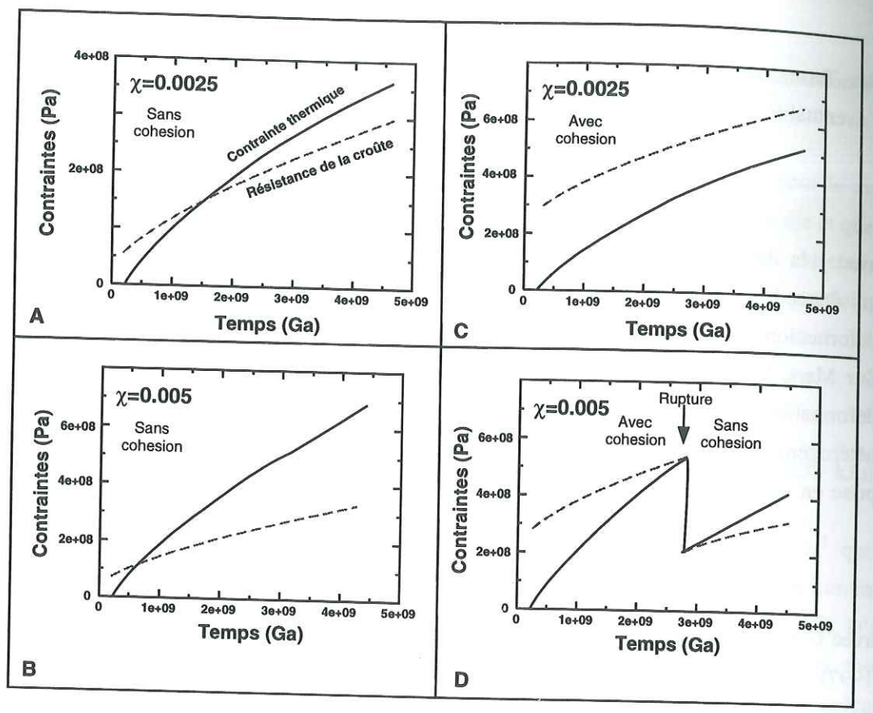


Fig. 5.19: Modèles de déformation de la croûte par la contraction thermique. En a et b, la croûte est préfracturée, en c et d elle est entièrement cohésive. En a et b, la contrainte thermique dépasse soit tardivement (a) soit rapidement (b) la résistance de la croûte. En (c) la résistance est trop forte pour la contrainte thermique. En (d), la contrainte thermique crée la rupture de la croûte. Le saut de résistance est dû à la perte de cohésion de la croûte. Elle suit après rupture une loi en réactivation.

Comparaison du modèle avec les observations

En raison des fortes approximations sur certains paramètres (fractionnement crustal, flux thermique, etc.), les modèles restent très qualitatifs. Ils ne cherchent pas à reconstituer de manière précise l'évolution de la planète, mais à établir les possibilités d'évolution et à les comparer avec les observations. Les résultats de ces modèles concluent donc surtout que, **pour des valeurs réalistes des paramètres thermiques et mécaniques, la contraction globale de la planète peut provoquer un épisode de déformation compressif global.** L'intérêt des modèles est désormais de savoir si la contraction peut induire en surface des structures compressives dont les caractéristiques (âge et durée de la déformation, quantité de déformation, localisation et distribution de la déformation) sont similaires à celles déduites par l'observation.

Réactivation ou cohésion

Nous avons considérer deux cas selon qu'il y ait ou non réactivation de failles préexistantes. Sur Terre, la réactivation est commune en raison de la tectonique des plaques. Sur Mars, la croûte n'a pas

subit les multiples déformations liées à ce mécanisme et nous pourrions supposer une croûte encore "vierge". Nous pouvons toutefois examiner trois cas, (1) Tharsis, (2) les grands bassins d'impact, et (3) le bombardement météoritique, pour lesquels la fracturation préexistante de la croûte serait envisageable:

- Les grabens associés au dôme de Tharsis témoignent d'une activité tectonique de longue durée. Ces grabens ont fracturé la croûte s'ils sont reliés à une déformation profonde. Toutefois ces grabens sont formés par des failles de pendages élevés, de 45 à 60°, ce qui ne facilitent pas leur réactivation surtout en profondeur. De plus, ces grabens sont surtout radiaux et donc à 90° de la direction de raccourcissement. Enfin, les rides sont en grande majorité concentriques au dôme de Tharsis, c'est à dire perpendiculaires à la direction des contraintes principales. Si ces rides avaient été formées par la réactivation de failles préexistantes, elles devraient présenter des directions extrêmement variées, même avec la présence d'un décollement superficiel. En effet, nous avons montré (Figs. 4.10 et 5.3) que les rides pouvaient localement provenir de la réactivation d'anciennes failles. Dans ce cas, les rides possèdent clairement des directions et formes différentes des rides concentriques. Elles sont uniquement reliées à des réactivations dans la partie supérieure de la croûte en raison de la présence du niveau de décollement. Par conséquent, les rides associées au dôme de Tharsis ne proviennent pas de la réactivation de failles préexistantes car elles sont globalement concentriques au dôme.
- Les grands bassins d'impact, comme Argyre ou Hellas, créent des failles normales concentriques au bassin. Les rides à l'intérieur de tels bassins peuvent être localement concentriques au bassin en raison de topographie sous-jaçente (Raitala et Kauhanen, 1992). Cependant les directions principales des rides sont le plus souvent indépendantes de la présence du cratère. En effet, elles sont fréquemment sécantes au bord du bassin, comme c'est le cas pour Flammarion (Chicarro, 1983) et au Nord d'Argyre (Thomas, 1985). Ainsi, la fracturation n'est pas réactivée par la déformation compressive, sinon les rides seraient préférentiellement circulaires au bassin, autant à l'extérieur qu'à l'intérieur.
- Nous pouvons imaginer que le bombardement primitif noachien a complètement bréchifié la croûte. Ceci pourrait alors expliquer les directions de rides concentriques au dôme de Tharsis sans faire intervenir la cohésion de la croûte. Toutefois, le refroidissement séculaire entraîne un épaississement progressif de la croûte fragile. Les effets du bombardement seraient donc progressivement éffacés en raison de cet épaississement. De plus, si l'on suppose que la croûte n'est pas cohésive, l'héritage observé en figure 5.3 n'aurait pas de raison d'être. En effet, il serait tout aussi facile d'initier une faille dans une autre direction.

Ces arguments concluent donc majoritairement au cas d'une croûte encore cohésive dont le phénomène de réactivation serait peu fréquent ou superficiel.

Durée de la déformation et quantité de déformation:

Les cas correspondant aux figures 5.19a et 5.19d peuvent produire des structures en surface. Nous interprétons ces deux cas en figure 5.20:

Avec réactivation, la contrainte accomodée par des failles préexistantes ne présente pas de relachement de contraintes, mais suit l'évolution de la résistance de la croûte (Fig. 5.20a). En effet, lorsque le seuil de résistance est atteint, la contrainte thermique n'a pas de raison d'augmenter plus que la résistance de la croûte ne l'exige. On peut calculer cette déformation à partir de la relation (33). En effet, la déformation est reliée à la différence de contraintes entre la contrainte réelle et la contrainte théorique, en pointillé, qui serait la contrainte observée si le seuil de résistance n'avait pas été atteint. Cette différence de contrainte est notée $\delta\sigma$ sur la figure 5.20a. Dans ce cas, la déformation enregistrée en surface serait continue et progressive (Fig 5.20b). La déformation déduite de $\delta\sigma$ par la relation (1) est de l'ordre de 0.05% sur des durées très longues supérieures au Ga. Elle n'est donc pas cohérente avec un épisode de déformation relativement court et plus intense.

Lorsqu'il n'y a pas de réactivation, la résistance de la croûte suit, après rupture, une loi en réactivation. De ce fait la contrainte thermique diminue subitement d'une valeur équivalente à la cohésion de la croûte en compression, soit $\Delta\sigma$=300 MPa (Fig. 5.19c). Ce saut de contrainte s'effectue probablement de manière courte à l'échelle des temps géologiques (<100 Ma), bien que la durée ne puisse pas être déterminée. D'après la relation (1), la déformation associée à cet épisode de déformation "rapide" serait de environ 0.25% (Fig. 5.20d). Remarquons que cette quantité de déformation correspond à environ à une diminution de près de 8 km du rayon de la planète. Après cet épisode, on se retrouve dans le cas (Fig. 5.20a) où la contrainte thermique suit la résistance de la croûte avec une déformation progressive, continue et peu marquée, de moins de 0.1%. Il est probable qu'une telle déformation postérieure à l'événement principal ne soit pas très apparente en surface dans la mesure où elle ferait rejouer les chevauchements crées lors de l'épisode de rupture. On retrouve donc dans cet exemple deux caractéristiques essentielles déduites des observations, à savoir un épisode de déformation relativement court à l'échelle géologique et des quantités de déformation de l'ordre de 0.2 à 0.5%.

Age de la déformation:

La déformation créée par la contraction thermique est souvent supposée précoce et d'intensité décroissante (*e.g.* Watters, 1993). Les exemples présentés en figures 5.20a et c montrent qu'il est possible d'avoir un début de déformation compressive après 1 ou 2 Ga. L'âge tiré du modèle n'a pas de réelle signification dans la mesure où il est sensible aux paramètres imposés. Toutefois, il démontre que la déformation n'est pas forcément très précoce, mais que les âges intermédiaires d'Hesperien Supérieur de 3.6–3.5 Ga (échelle NW) et 3–2.1 Ga (échelle H), obtenus à partir des observations, sont tout à fait envisageables sans que des épisodes de déformation compressive antérieurs n'aient eu lieu.

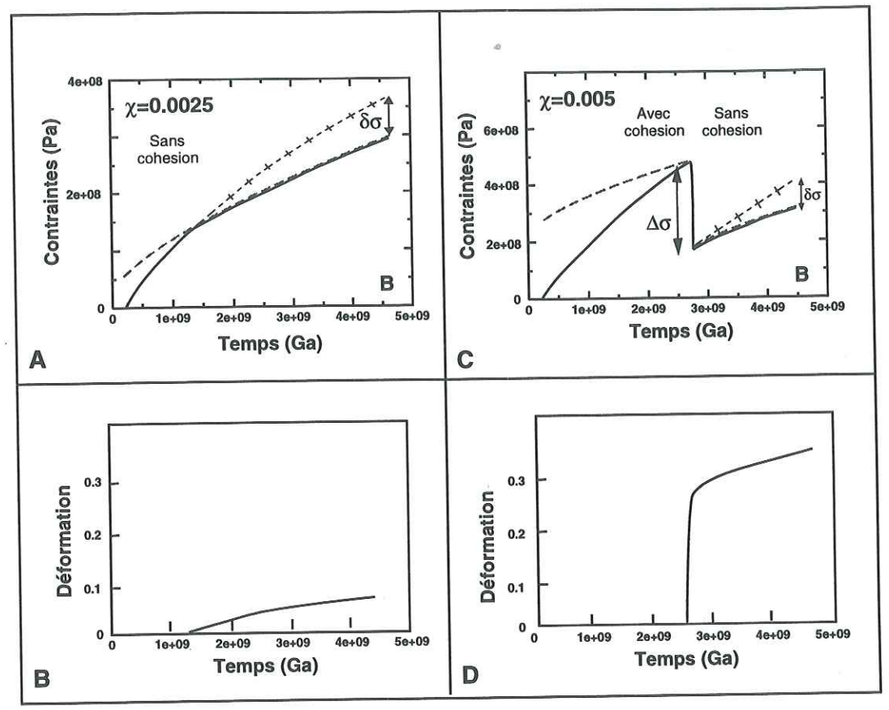


Fig. 5.20: Interprétation des modèles de déformation de la croûte. Les figures (a) et (c) correspondent aux cas 19 (a) et (d) en détail. En (a), la courbe en pointillé avec des croix correspond à la contrainte thermique calculé à partir de la diminution de rayon. En réalité, la contrainte ne peut dépasser la résistance de la croûte. La déformation accomodée par les chevauchements est équivalente à la différence de contraintes entre les deux courbes $\delta\sigma$. Cette déformation est représentée en (b). En (c), la déformation cassante se fait par deux mécanismes. En premier lieu, la discontinuité correspond à la perte de cohésion de la croûte, il est équivalent à la différence de contraintes $\Delta\sigma$ et à la déformation représentée en (d). Après rupture, le mécanisme est le même qu'en (a) avec une déformation qui correspond à la différence de contrainte $\delta\sigma$.

Distribution et directions des structures:

Les quantités de déformation, de même que la distribution et la direction des structures compressives observées, ne sont pas uniformes. Elles correspondent à des zones plus ou moins déformées sous des amplitudes des champs de contraintes différentes. Par ailleurs, la contraction globale ne produit pas de direction préférentielle en surface. Par conséquent, les champs de contraintes locaux et régionaux qui s'ajoutent au champ global peuvent déterminer les directions de rides. Ceci peut par exemple expliquer l'orientation concentrique des rides autour de Tharsis. De plus, nous avons considérer dans les modèles une croûte homogène idéale de gradient thermique unique. Le gradient thermique pourrait être plus élevé dans la zone de Tharsis ou sous les plaines volcaniques, ce qui expliquerait que la déformation soit plus importante que dans des zones noachiennes froides, plus résistantes et par conséquent plus difficiles à fracturer. Notons également que la déformation serait

ainsi plus précoce dans les régions de croûte chaude, mais le décalage en temps de ce genre de phénomène n'est absolument pas identifiable par l'observation.

En conclusion:

La contraction globale de la planète peut expliquer la formation d'un épisode de déformation compressive, relativement court, unique et d'étendue planétaire dans le cas probable où la croûte ne présente pas de déformation préalable. Le rôle du noyau ou d'une transition de phase n'est pas incohérent avec ce modèle. En effet, si le noyau participe pour 25% à la contraction planétaire, il est possible de créer une phase de déformation pour des valeurs plus faibles du fractionnement crustal. Par exemple, sur la figure 5.19c, il serait possible d'arriver à la rupture de la croûte car la contrainte globale serait suffisamment élevé. Le modèle n'établit donc pas de scénario définitif avec des valeurs de fractionnement crustal imposé. Par exemple, la valeur du taux de déformation, lors de la rupture d'une croûte cohésive n'est déterminé qu'à partir de la valeur de cohésion fixée à 75 MPa. Il y a donc une forte incertitude sur ce terme. Nous insistons donc surtout sur le fait que pour des valeurs réalistes des paramètres thermiques et mécaniques, le modèle de contraction globale de la planète est cohérent avec toutes les observations. La contraction ne serait toutefois pas un processus unique, puisque des champs régionaux ont pu orientés les strutures, mais le processus majeur en terme de contrainte.

6
Conclusions et perspectives

Les conclusions sont présentées en 3 thèmes: rhéologie/tectonique/eau et climat. Pour chaque thème, on présentera tour à tour les principaux résultats antérieurs, puis le bilan de notre étude et enfin un élargissement du problème avec les questions majeures à résoudre.

"Si la vie existe, alors mieux vaut laisser Mars en paix. Car Mars appartient au Martiens, meme si ces derniers ne sont que des microbes."

Carl Sagan, *"Cosmos"*, 1980.

6.1 Rhéologie des sols gelés

Ce que l'on savait

Le comportement général d'un sol gelé est similaire à celui de la glace, mais les variations en terme de pression de confinement ne sont pas bien établies. L'augmentation de la viscosité relative avec la proportion de solide est un phénomène connu, mais qui varie quantitativement selon les études et qui reste indéterminé à fortes proportions de solides.

Ce que l'on propose

Outre le fait que l'on a confirmé les similarités avec la glace pure en terme de lois de comportement et de variations en température, on a pu établir que:

i. La pression de confinement joue un rôle plus important que pour la glace en raison des contacts entre particules qui localisent la déformation et augmentent probablement la proportion d'eau liquide;

ii. **Au-delà d'un seuil critique moyen de 72% proportion solide, soit en–dessous de 28% de proportion de glace, l'emboitement des particules domine l'écoulement visqueux et conduit à la fracturation. La déformation visqueuse d'un sol gelé n'est donc pas possible au-delà de ce seuil.**

iii. En-dessous de ce seuil, les variations du comportement avec la composition en glace sont similaires à celles observées pour des suspensions solide-liquide, à savoir:

   a. **Une augmentation exponentielle de la viscosité relative avec la diminution de la porosité à granulométrie constante;**

   b. Une diminution de la viscosité relative avec la diversification de la granulométrie, à porosité constante;

Ce que l'on aimerait savoir

La plupart des essais ont été effectués à la température de –10°C. Il serait utile de confirmer ces résultats à des températures plus basses, notamment pour le facteur d'énergie d'activation, dont on a qu'une valeur approximative, et pour l'effet de la pression de confinement. Des essais à faibles porosités, avec des contraintes différentielles plus faibles, seraient utiles pour savoir si le seuil critique de proportion de glace, en moyenne de 28% d'après nos essais, est réellement indépendant de la contrainte exercée. En effet, nous n'avons établi cet effet que pour les valeurs entre 3 et 6 MPa.

6.2 Structures compressives sur Mars

Ce que l'on pensait savoir

i. Les rides martiennes sont des structures compressives formées par des chevauchements. L'enracinement des structures pourrait être profond, c'est à dire sur la croûte inférieure ductile, ou superficiel sur un interface mécanique peu profond qui pourrait être soit stratigraphique, soit lié à la présence de glace (Watters, 1991; Zuber et Aist, 1995; Allemand et Thomas, 1995);

ii. L'origine de la compression serait multiple avec des processus régionaux (subsidence, contraction thermique) ou globaux (Tharsis, contraction). L'âge de la déformation serait légèrement postérieur à la formation des terrains, soitHesperien Inférieur dans les plaines volcaniques hesperiennes (Watters, 1993) et Noachien dans les terrains noachiens. Elle pourrait également être largement postérieur aux plaines volcaniques dans Coprates Planum (Allemand et Thomas, 1995).

Ce que l'on propose

i. Les rides sont enracinées sur **un niveau de décollement horizontal**, ce qui n'exclut pas l'existence de déformation profonde. Ce niveau de décollement correspond à un **niveau de pergélisol riche en glace**. Cette hypothèse est en accord avec les observations, les mesures de largeur de rides, la distribution de la glace du sous-sol et la rhéologie des sols gelés. **La porosité du pergélisol est le facteur principal qui limite la profondeur du décollement ductile.**

ii. **La compression serait due principalement à la contraction globale de la planète en raison du refroidissement séculaire du manteau.** Cette interprétation est cohérente autant avec les observations que les modèles thermo-mécaniques du manteau et de la lithosphère. Des champs de contraintes secondaires (Tharsis, subsidence) ont pu jouer un rôle dans l'orientation des structures. L'argument majeur en faveur de la contraction thermique est la datation de la compression. En effet, **la déformation compressive est datée sur toute la planète à une période unique et relativement brève de l'Hesperien Supérieur**. Par ailleurs, cela confirme que la déformation des plaines ridées n'est donc pas juste postérieure à leur formation, mais nettement ultérieure, et ceci pour toutes les plaines.

Ce que l'on aimerait savoir

L'existence de rides compressives n'est pas l'apanage exclusif de Mars. Mercure, la Lune et Venus sont pourvus de structures compressives, rides et escarpements, analogues aux structures martiennes.

Ces structures semblent donc caractériser la déformation compressive sur les planètes telluriques dépourvues de tectonique des plaques:

- Sur Mercure, les escarpements sont le type de structure le plus communs. Ils recouvrent toute la planète, ou tout du moins ce que l'on en connait, soit un hémisphère. La déformation compressive est interprétée comme provenant d'une contraction globale de la planète en raison du refroidissement du manteau et du noyau. La contraction est modulée par le champ de contrainte induit par le bassin d'impact Caloris (Thomas *et al.*, 1988).
- Sur la Lune, les structures sont principalement des rides qui apparaissent au sein des plaines volcaniques et terrains voisins. Le terme "wrinkle ridges", soit rides sinueuses, a été définies pour ces structures qui sont de largeurs et d'orientations très variables. Elles sont également moins nombreuses et plus irrégulièrement distribuées que les rides des plaines volcaniques martiennes. Elles seraient reliées à la subsidence de ces plaines en raison de leur association avec les plaines volcaniques (Sharpton et Head III, 1986).
- Les plaines ridées de Venus recouvrent des étendues de terrains en dépression sur près de la moitié de la superficie de la planète. Leur morphologie est proche des rides martiennes, mais aucune étude n'explique pour le moment leur origine. L'absence ou le faible nombre de cratères est la principale cause de cette incompréhension.

Les structures compressives de type rides et escarpements se forment donc dans des environnements et sous des champs de contraintes variés. Un même type de structure ne correspond pas à une même cause. Par rapport à Mars, nos remarques s'orientent sur deux sujets: (1) La formation mécanique et (2) la contraction globale qui existe sur Mercure.

Pour ce qui est de la formation des structures, toute discontinuité mécanique modifie l'expression de la déformation en surface. L'absence de glace sur les autres corps planétaires n'est pas un élément en défaveur du modèle de décollement sur Mars. Ainsi, la limite lave-mégarégolite sur la Lune ou des interfaces ductiles sur Venus peuvent induire des découplages plus ou moins efficaces. L'étude comparative des structures sur les 4 corps planétaires pourrait permettre d'apporter des précisions sur la formation des rides martiennes et notamment sur le rôle des discontinuités mécaniques stratigraphiques par rapport à celles liées à la glace afin de confirmer, ou éventuellement d'infirmer, son existence.

Les rides peuvent être d'origines diverses. Toutefois, l'origine des rides de Mars pourrait s'apparenter aux cas des rides de Mercure formés par une contraction globale. Cependant, aucune datation précise de la déformation compressive ne permet de dire si le scénario établi pour Mars est applicable. La méthode de recoupement des cratères appliquée à Mercure pourrait éventuellement apporter des résultats intéressants.

6.3 Variations climatiques et quantité d'eau

Ce que l'on savait

i. La nature du climat Noachien n'est pas bien déterminée: climat froid et sec ou chaud et humide? Par contre, le climat Hesperien semble dominé par des températures froides uniquement nuancées par (1) les oscillations périodiques de l'obliquité avec de faibles variations de températures sur des durées de temps de l'ordre de 100 ka et (2) les variations chaotiques de l'obliquité avec de fortes variations de températures sur des durées de temps de l'ordre de 10 Ma.

ii. La quantité d'eau à la surface de Mars est un paramètre largement méconnu. La quantité d'eau encore présente en surface dépend de la quantité d'eau dégazée et de la quantité échappée dans l'espace à cause du bombardement météoritique ou de l'échappement hydrodynamique. Quantifier l'eau dans le mégarégolite peut donc apporter une contrainte sur ces mécanismes. D'après la porosité de surface et la décroissance théorique en profondeur, le mégarégolite peut potentiellement contenir une hauteur d'eau équivalente sur toute la planète de 39 à 1382 m (Clifford, 1993). Les estimations d'après les observations géologiques sont très variables de l'ordre de 10–100 m de hauteur équivalente (Chyba, 1990), 400–500 m (Carr, 1986) et 1 km (Baker *et al.*, 1991). Ces estimations sont généralement supérieures aux estimations d'après la géochimie 1–100 m.

Ce que l'on propose

i. A partir des observations morphologiques des glaciers rocheux et de leur rhéologie, **nous montrons que les températures ont pu rester invariablement froides tout au long de l'Amazonien**. Ainsi, **nos résultats ne sont pas compatibles avec de forts réchauffements climatiques de plus de 10 ou 20° qui auraient résulté du phénomène d'obliquité chaotique**. En effet, de tels réchauffements auraient eu des conséquences immédiates sur la rhéologie des glaciers rocheux, contrairement à ce que l'on observe.

ii. La quantité d'eau piégée dans le sous-sol sous forme de glace semble très importante d'après nos résultats:

   a. La distribution des cratères à ejecta fluidisés indique que d'importantes quantités d'eau se trouve sous les plaines volcaniques. D'après notre interprétation du phénomène (cf 4.2), cette eau pourrait également se trouver sous les terrains noachiens, mais sous la forme d'un réservoir profond.

   b. Pour des raisons d'ordre rhéologique, la porosité de surface du mégarégolite est probablement élevée, entre 40 et 50%. D'autre part, d'après la distribution du "terrain softening", c'est

à dire de l'adoucissement des terrains, et de la distribution des cratères à ejecta fluidisés, les terrains affectés par la glace intersticielle sont répartis sur des zones étendues sur toute la planète.

Jankowski et Squyres (1993) propose que 125 mètres d'eau soient dans le sous-sol dans les régions au-delà de 30° de latitude d'après l'adoucissement des terrains avec 25% de porosité. Ces éléments nous indiquent qu'il faut considérer les mesures de Clifford, c'est à dire la fourchette 40–1400m, pour des réservoirs avec (1) une forte porosité de surface de 40 à 50% et (2) une forte abondance en glace autant aux basses latitudes sous les plaines volcaniques ou dans le mégarégolite profond qu'aux hautes latitudes. **Les hauteurs totales d'eau équivalentes seraient donc de l'ordre de 500 mètres ou plus réparties dans le sous-sol de la planète.**

Ce que l'on aimerait savoir

Les futures données de la sonde Mars Global Surveyor permettront de préciser le modèle rhéologique et morphologique de la partie 3 grâce à une topographie précise et des images hautes résolutions. Ces données préciseront les implications paléoclimatiques du modèle. Les problèmes associés aux observations morphologiques consistent notamment à savoir comment le mégarégolite a été enrichi par de la glace. Le climat Noachien est pour cela une des clefs majeures. En particulier, le passage d'un régime humide à un régime sec suppose une diminution drastique de la pression atmosphérique jusqu'à sa valeur actuelle. Comment la glace a-t-elle pu subsister en surface et s'infiltrer dans le sous-sol? Où a disparu le CO_2 atmosphérique? Les questions sur le climat martien sont nombreuses et importantes, notamment pour les implications exobiologiques en rapport avec les études sur d'éventuelles bactéries dans les météorites SNC. Nous avons montré que la prise en compte simultanée de la rhéologie du sol gelé et de la géomorphologie peut apporter des éléments à ces questions.

Bibliographie

B. D. Alkire et O. B. Andersland. The effect of confining pressure on the mechanical properties of sand-ice materials. *J. Glaciol.*, 12(66):469–481, 1973.

P. Allemand et J.-P. Brun. Width of continental rifts and rheological layering of the lithosphere. *Tectonophysics*, 188:63–69, 1990.

P. Allemand et P. Thomas. Modèle fragile des rides martiennes contraint par la géométrie de surface. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 315(2):1397–1402, 1992.

P. Allemand et P. G. Thomas. Localization of Martian ridges by impact craters: Mechanical and chronological implications. *J. Geophys. Res.*, 100(E2):3251–3262, 1995.

P. Allemand. *Quelques conséquences tectoniques, sédimentaires, métamorphiques et géochimiques de l'évolution thermomécanique des lithosphères planétaires*. These d'habilitation, 1997.

C. C. Allen. Volcano-ice interactions on Mars. *J. Geophys. Res.*, 84:8048–8059, 1979.

V. R. Baker, R. G. Strom, V. C. Gulick, J. S. Kargel, G. Komatsu, et V. S. Kale. Ancient oceans, ice sheets and the hydrological cycle on Mars. *Nature*, 352:589–594, 1991.

V. R. Baker, M. H. Carr, C. V. Gulick, C. R. Williams, et M. S. Marley. Channels and valleys networks. C. W. Snyder H. H. Kieffer, B. M. Jakosky et M. S. Matthews, (eds), in *Mars*, pages 493–522. University of Arizona Press, Tucson, 1992.

V. R. Baker et R. C. Kochel. Martian channel morphology: Maja and Kasei Valles. *J. Geophys. Res.*, 84(B14):7961–7983, 1979.

V. R. Baker et D. J. Milton. Erosion by catastrophic floods on Mars and Earth. *Icarus*, 23:27–41, 1974.

V. R. Baker. The early Martian climate was episodically warm and wet. S. M. Clifford, A. H. Treiman, H. E. Newson, et J. D. Farmer, (eds), in *Conference on Early Mars*, pages 3–4. LPI contribution 916, Lunar and Planetary Institute, 1997.

J.-F. Ballard, J.-P. Brun, J. Van Den Driesche, et P. Allemand. Propagation des chevauchements au-dessus des zones de décollement: modèles expérimentaux. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 305(II):1249–1253, 1987.

J.-F. Ballard. Approche géologique et mécanique des décollements dans la croute supérieure, 1989. Thèse de doctorat, Rennes I.

W. B. Banerdt, R. J. Phillips, N. H. Sleep, et R. S. Saunders. Thick shell tectonics on one-plate planets: Aplications to Mars. *J. Geophys. Res.*, 87(B12):9723–9733, 1982.

W. B. Banerdt, M. P. Golombek, et K. L. Tanaka. Stress and tectonics on Mars. C. W. Snyder H. H. Kieffer, B. M. Jakosky et M. S. Matthews, (eds), in *Mars*, pages 249–297. University of Arizona Press Tucson, 1992.

N. G. Barlow et T. L. Bradley. Martian impact craters: Correlations of ejecta and interiors morphologies with diameter, latitude, and terrain. *Icarus*, 87:156–179, 1990.

N. G. Barlow. Sinuosity of Martian rampart ejecta deposits. *J. Geophys. Res.*, 99:10,927–10,935, 1994.

J. D. Barnichon et R. Charlier. Finite element modelling of the competition between shear bands in the early stages of thrusting: Strain localization analysis and constitutive law influence. P. G. Buchanan et D. A. Nieuwland, (eds), in *Modern Developments in structural interpretation, validation and modelling*, 99. Geql. Soc. Spe. Pub., 1996.

M. R. Bennett et N. F. Glasser. *Glacial Geology, Ice sheets and Landforms*. Wiley & Sons, 1996.

B. G. Bills et A. J. Ferrari. Mars topography, harmonics and geophysical implications. *J. Geophys. Res.*, 83:3497–3508, 1978.

R. W. H. Butler. The terminology of structures in thrust belts. *J. Struct. Geol.*, 4(3):239–245, 1982.

N. A. Cabrol et E. A. Grin. A morphological view on potential niches for exobiology on mars. *Planet. Space Science*, 43(1/2):179–188, 1995.

S. Calassou, C. Larroque, et J. Malavieille. Transfer zones of deformation in thrust wedges: an experimental study. *Tectonophysics*, 221:325–344, 1993.

R. S. Carmichaël. *Handbook of Physical Properties of Rock*. CRC Press, 1984.

M. H. Carr et G. G. Schaber. Martian permafrost features. *J. Geophys. Res.*, 82(28):4039–4054, 1977.

M.H Carr. Formation of Martian flood features by release of water from confined aquifers. *J. G. R*, 84:2995–3007, 1979.

M. H. Carr. Mars: A water-rich planet. *Icarus*, 68:187–216, 1986.

M. H. Carr. *Water on Mars*. Oxford University Press, New York edition, 1996.

M H. Carr. Martian drainage densities. *J. Geophys. Res.*, 102:9145–9152, 1997.

J. A. Cave. Ice in the northern lowlands and southern highlands of Mars and its enrichment beneath the Elysium lavas. *J. Geophys. Res.*, 98(E6):11,079–11,097, 1993.

E. Chamberlain, C. Groves, et R. Perham. The mechanical behaviour of frozen Earth materials under high pressure triaxial test conditions. *Géotechnique*, 22:469–483, 1972.

A. F. Chicarro, P. H. Schultz, et P. Masson. Global and regional ridge patterns on Mars. *Icarus*, 63:153–174, 1985.

S. M. Cisowski. Magnetic studies on Shergotty and other SNC meteorites. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 50:1043–1048, 1986.

S. M. Clifford. A model for the hydrologic and climatic behavior of water on Mars. *J. Geophys. Res.*, 98:10,973–11,016, 1993.

R. P. Comer, S. C. Solomon, et J. W. Head. Mars: Thickness of the lithosphere from the response to volcanic loads. *Rev. Geophys.*, 23:61–92, 1985.

F. Costard. Quelques modelés liés à des lentilles de glaces fossiles sur Mars. *Z. Geomorph.*, 31(2):243–251, 1987.

F. M. Costard. The spatial distribution of volatiles in the Martian hydrolithosphere. *Earth, Moon and Planets*, 45:265–290, 1989.

F. Costard. Le pergélisol martien. *Rev. Int. Froid*, 16(2):91–100, 1993.

R. A. Craddock et T. A. Maxwell. Resurfacing of the Martian highlands in the Amenthes and Tyrrhena region. *J. Geophys. Res.*, 95(B9):14,265–14,278, 1990.

R. A. Craddock et T. A. Maxwell. Geomorphic evolution of the Martian highlands through ancient fluvial processes. *J. Geophys. Res.*, 98:3453–3468, 1993.

P. A. Davis, K. L. Tanaka, et M. P. Golombek. Topography of closed depressions, scarps, and grabens in the North Tharsis Region of Mars: Implications for shallow crustal discontinuities and graben formation. *Icarus*, 114:403–422, 1995.

D. M. Davis et T. Engelder. The role of salt in fold-and-thrust belts. *Tectonophysics*, 119:67–88, 1985.

P. A. Davis et M. P. Golombek. Discontinuities in the shallow Martian crust at Lunae, Syria, and Sinai Plana. *J. Geophys. Res.*, 95:14,231–14,248, 1990.

R. A. De Hon. Martian volcanic materials: Preleminary thickness estimates in the Eastern Tharsis region. *J. Geophys. Res.*, 87(B12):9821–9828, 1982.

R. A. De Hon. Progress in determining the thickness and distribution of volcanic materials on mars (abstract). J. R. Zimbelmann, S. C. Solomon, et V. L. Sharpton, (eds), in *MEVTV Workshop Nature and composition of surface units of Mars*, 88–05, pages 54–56, Lunar and Planetary Institute Houston, 1985.

S. De La Chapelle, O. Castelnau, V. Lipenkov, et P. Duval. Dynamic recrystallisation and texture development in ice as revealed by the study of deep ice cores in Antarctica and Greenland. *J. Geophys. Res. (sous presse)*, 1997.

P. T. Delaney. Rapid intrusion of magma into wet rock: Groudwater flow due to pore pressure increases. *J. Geophys. Res.*, 87:7739–7756, 1982.

W. B. Durham, H. C. Heard, et S. H. Kirby. Experimental deformation of polycristalline H_20 ice at High Pressure and Low Temperature: Preliminary results. *J. Geophys. Res.*, 88:377–392, 1983.

W. B. Durham, S. H. Kirby, et L. A. Stern. Effects of dispersed particulates on the rheology of water ice at planetary conditions. *J. Geophys. Res.*, 97(E12):20883–20897, 1992.

P. Duval, M. F. Ashby, et I. Anderman. Rate-controlling processes in the creep of polycristalline ice. *Journal of Physical Chemistry*, 87:4066–4074, 1983.

P Duval et H. LeGac. Does the permanent creep-rate of polycristalline ice increase with crystal size? *J. Glaciol.*, 25(91):151–157, 1980.

A. Einstein. Eine neue bestimmung der molekuldimensionnen. *Ann. Phys.*, 19:286–306, 1906.

F. P. Fanale, J. R. Salvail, A. P. Zent, et S. E. Postawsko. Global distribution and migration of subsurface ice on Mars. *Icarus*, 67:1–18, 1986.

F. P. Fanale. Martian volatiles: their degassing history and geochemical fate. *Icarus*, 28:179–202, 1976.

J. D. Farmer, S. L. Cady, D. J. DesMarais, et M. Walter. Fossilization processes in modern thermal springs: clues for assessing the biogeniticy of ancient hydrothermal deposits. S. M. Clifford, A. H. Treiman, H. E. Newson, et J. D. Farmer, (eds), in *Conference on Early Mars*, page 31. LPI contribution 916, Lunar and Planetary Institute, 1997.

R. J. Farris. Prediction of the viscosity of multimodal suspensions from unimodal viscosity data. *Transactions of the Society of Rheology*, 12:281–301, 1968.

A. J. Friedson et D. J. Stevenson. Viscosity of rock-ice and applications to the evolution of icy satellites. *Icarus*, 56:1–14, 1983.

J. W. Glen. The creep of polycristalline ice. *Proc. Royal Soc. London*, 228(A):519–538, 1955.

R. R. Goughnour et O. B. Andersland. Mechanical properties of sand-ice system. *Soil Mechanics and Foundations Division*, pages 923–950, 1968.

R. Greeley. Release of juvenile water on Mars: Estimated amounts and timing associated with volcanism. *Science*, 236:1653–1654, 1987.

V. C. Gulick et V. R. Baker. Origin and evolution of valleys on Martian volcanoes. *J. Geophys. Res.*, 95(B9):14,325–14,344, 1990.

R. M. Haberle et B. M. Jakosky. Sublimation and transport of water from the north residual polar cap on Mars. *J. Geophys. Res.*, 95:1423–1437, 1990.

W. K. Hartmann, R. G. Strom, S. J. Weidenschilling, K. R. Blasius, A. Woronow, M. R. Dence, R. A. Grieve, J. Diaz, C. R. Chapman, E. N. Shoemaker, et K. L. Jones. Chronology of planetary volcanism by comparative studies of planetary cratering. *Basaltic Volcanism on the terrestrial planets*, pages 1049–1127, 1981. Pergamon.

I. Hawkes et M. Mellor. Uniaxial testing in rock mechanics laboratories. *Engineering Geology*, 4:177–285, 1970.

P. V. Hobbs. *Ice Physics*. Clarendon Press, Oxford, 1974.

R. L. Hooke, B. B. Dahlin, et M. T. Kauper. Creep of ice containing dispersed fine sand. *Journal of Glaciology*, 11(63):327–336, 1972.

R. L. Huguenin et S. L. Harris. Accreted H_2O inventory on Mars. In *Workshop on the Evolution of Martian Atmosphere*, pages 4–5, Houston, 1985.

J. C. Jaeger et N. G. W. Cook. *Fundamentals of Rock Mechanics*. Halsted Press, 1979.

B. M. Jakosky, B. G. Henderson, et M. T. Mellon. Chaotic obliquity and the nature of the Martian climate. *J. Geophys. Res.*, 100(E1):1579–1584, 1995.

D. G. Jankowski et S. W. Squyres. The topography of impact craters in softened terrain on Mars. *Icarus*, 100:26–39, 1992.

D. G. Jankowski et S. W. Squyres. Softened impact craters on Mars: Implications for ground ice and the structure of the Martian megaregolith. *Icarus*, 106:365–379, 1993.

G. H. Johnson. *Permafrost: Engineering Design and Construction*. Wiley & Sons, 1981.

S. J. Jones et H. A. Chew. Creep of ice as a function of hydrostatic pressure. *J. Phys. Chem.*, 87:4064–4066, 1983a.

S. J. Jones et H. A. M. Chew. Effect of sample and grain size on the compressive strength of ice. *Annals of Glaciology*, 4:129–132, 1983b.

P. Kalifa, G. Ouillon, et P. Duval. Microcracking and the failure of polycristalline ice under triaxial compression. *Journal of Glaciology*, 38(128):65–76, 1992.

J. F. Kasting. CO_2 condensation and the climate of early Mars. *Icarus*, 94:1–13, 1991.

P. D. Komar. Comparisons of the hydraulics of water flows in Martian outflow channels with flow of similar scale on Earth. *Icarus*, 37:156–181, 1980.

J-M. Konrad et N. R. Morgenstern. A mechanistic theory of ice lens formation in fine-grained soils. *Can. Geotech. J.*, 17:473–486, 1980.

J-M. Konrad. Sixteenth canadian geotechnical colloquium: Frost heave in soils: concepts and engineering. *Can. Geotech. J.*, 31:223–245, 1994.

R. O. Kuzmin, N. N. Bobina, E. V. Zabulueva, et V. P. Shashkina. Structural inhomogeneities of the Martian cryolithosphere. *Solar System Research*, 22(3):195–212, 1988.

B. Ladanyi. An engineering theory of creep of frozen soils. *Can. Geotech. J.*, 9:63–80, 1972.

J. Laskar et P. Robutel. The chaotic obliquity of the planets. *Nature*, 362:608–612, 1993.

B. E. Lindner. The hemispherical asymmetry in the Martian polar caps. *J. Geophys. Res.*, 98:3339–3344, 1993.

L. Lliboutry. *Traité de glaciologie*. Masson, 1964.

J. Longhi, E. Knittle, J. R. Holloway, et H. Wänke. The bulk composition, mineralogy and internal structure of Mars. C. W. Snyder H. H. Kieffer, B. M. Jakosky et M. S. Matthews, (eds), in *Mars*, pages 184–208. University of Arizona Press, 1992.

J. D. Lowell. Mechanics of basin inversion from worldwide examples. Buchanan et Buchanan, (eds), in *Basin inversion*, 88, pages 39–57. Geol. Soc. Spe. Pub., 1995.

B. K. Lucchita, A. S. McEwen, G. D. Clow, P. E. Geissler, R. B. Singer, R. A. Schultz, et S. W. Squyres. The canyon system on Mars. C. W. Snyder H. H. Kieffer, B. M. Jakosky et M. S. Matthews, (eds), in *Mars*, pages 453–492. University of Arizona Press, Tucson, 1992.

B. K. Lucchita. Valles Marineris, Mars: Wet debris flows and ground ice. *Icarus*, 72:411–429, 1987.

G. E. MacGill et A. M. Dimitriou. Origin of the Martian global dichotomy by crustal thinning in the late Noachian or early Hesperian. *J. Geophys. Res.*, 95(B8):12,595–12,605, 1990.

G. E. MacGill et L. S. Hills. Origin of giant Martian polygons. *J. Geophys. Res.*, 97:2633–2647, 1992.

G. E. MacGill et S. W. Squyres. Origin of the Martian dichotomy: Evaluating hypotheses. *Icarus*, 93:386–393, 1991.

G. E. MacGill. The giant polygons of Utopia, Northern Martian plains. *Geophysical Research Letters*, 13:705–708, 1986.

D. S. MacKay, E. K. Gibson, K. L. Thomas-Keptra, H. Vali, C. S. Romanek, S. J. Clemett, X. D. F. Chillier, C. R. Maechling, et R. N. Zare. Search for past life on Mars: Possible relic biogenic activity in Martian meteorite ALHA84001. *Science*, 273(5277):924–927, 1996.

J. R. Mackay. The origin of massive icy beds in permafrost, Western Arctic Coast, Canada. *Can. J. Earth Sci.*, 8(4):397–422, 1971.

G. Mandl et G. K. Shippman. Mechanical model of thrust sheet gliding and imbrication. K. R. McClay et N. J. Price, (eds), in *Thrust and nappe tectonics*, 9, pages 79–97. Geol. Soc. Spe. Pub., 1981.

N. Mangold, P. Allemand, P. Thomas, et P. Duval. Shallow icy decollements on Mars: Rheological evidences-preliminary results (abstract). *Lunar Planet Sci. XXVIII*, page 863, 1997.

H. E. Martin et W. B. Whalley. Rock glaciers:I morphology, classification and distribution. *Progress in Physical Geography*, 11:260–282, 1987.

R. T. Martin. Rhytmic ice banding in soil. *Highway Research Board*, 218:11–23, 1959.

P. Masson. Structure pattern analysis of the Noctis labyrinthus-Valles Marineris regions of mars. *Icarus*, 30:49–62, 1977.

T. A. Maxwell. Orientation and origin of ridges in the Lunae Palus-Coprates region of Mars. *J. Geophys. Res.*, 87(supplement):A97–A108, 1982.

H. Y. McSween Jr. What we have learned about Mars from SNC meteorites. *Meteoritics*, 29:757–779, 1994.

D. Mège et P. Masson. A plume tectonics model for the Tharsis province, Mars. *Planetary and Space Science*, 44(12):1499–1546, 1996.

M. T. Mellon et B. M. Jakosky. Geographic variations in the thermal and diffusive stability of ground ice on Mars. *J. Geophys. Res.*, 98:3345–3364, 1993.

H. J. Melosh et A. M. Vickery. Impact erosion of the primordial atmosphere of Mars. *Nature*, 338:487–489, 1989.

H. J. Melosh. Global tectonics of a despun planet. *Icarus*, 31:221–243, 1977.

H. J. Melosh. Tectonic patterns on a reoriented planet: Mars. *Icarus*, 44:745–751, 1980.

H. J. Melosh. *Impact cratering: a geologic process*. Oxford University Press, 1989.

P. J. Mouginis-Mark, L. Wilson, et J. W. Head. Explosive volcanism of Hecates Tholus, Mars: Investigation of eruption conditions. *J. Geophys. Res.*, 87:9890–9904, 1982.

P. J. Mouginis-Mark, L. Wilson, et M. T. Zuber. The physical volcanology of Mars. C. W. Snyder H. H. Kieffer, B. M. Jakosky et M. S. Matthews, (eds), in *Mars*, pages 424–452. University of Arizona Press, Tucson, 1992.

P. Mouginis-Mark. Martian fluidized crater morphology: Variations with crater size, latitude, altitude, and target material. *J. Geophys. Res.*, 84(B14):8011–8022, 1979.

P. J. Mouginis-Mark. Volcano ground-ice interactions in Elysium Planitia. *Icarus*, 64:265–284, 1985.

T. Nalpas, J.-P. Brun, et F. Guillocheau. L'influence de l'érosion sur l'inversion des bassins. *16eme R. S. T.- Orléans-*, 1996.

G. Neukum et D. U. Wise. Mars: a standard crater curve and possible new time scale. *Science*, 194:1381–1387, 1976.

W. G. Nickling et L. Bennett. The shear strength characteristics of frozen coarse granular debris. *J. Glaciol.*, 30(106):348–357, 1984.

V. R. Parameswaran et S. J. Jones. Triaxial testing of frozen sand. *Journal of Glaciology*, 27(95):147–155, 1981.

V. R. Parameswaran. Deformation behaviour and strength of frozen sand. *Can. Geotech. J.*, 17:74–88, 1980.

T. J. Parker, R. S. Saunders, et D. M. Schneeberger. Transitional morphology in West Deuteronilus Mensae, Mars: Implication for modification of the lowland/upland boundary. *J. Geophys. Res.*, 82:111–145, 1989.

T. J. Parker, D. S. Gorsline, R. S. Saunders, D. C. Pieri, et D. M. Schneeberger. Coastal geomorphology of the Martian northern plains. *J. Geophys. Res.*, 98:11,061–11,078, 1993.

Y. Philippe. Transfer zone in the Southern Jura thrust belt (Eastern France): Geometry, development and comparison with analogue modelling experiments. *Inst. Fr. Pétrole*, Report 40 515:20 p., 1993.

R. J. Phillips et R. S. Saunders. The isostatic state of Martian topography. *J. Geophys. Res.*, 80:2893–2898, 1975.

R. J. Pike et P. A. Davis. Toward a topographic model of martian craters from photoclinometry (abstract). *Lunar Planet. Sci. XV*, pages 645–646, 1984.

J. B. Plescia et M. P. Golombek. Origin of planetary wrinkle ridges based on the study of terrestrial analogs. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 97:1289–1299, 1986.

J. B. Plescia et R. S. Saunders. Estimation of thickness of the Tharsis lava flows and implications for the nature of the topography of the Tharsis plateau. *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 11th*, pages 2423–2436, 1980.

J. B. Plescia. Wrinkle ridges in Lunae Planum Mars: Implications for shortening and strain. *Geophysical Research Letters*, 18(5):913–916, 1991a.

J. B. Plescia. Graben and extension in Northern Tharsis, Mars. *J. Geophys. Res.*, 96:18,883–18,895, 1991b.

J. B. Plescia. Wrinkle ridges of Arcadia Planitia, Mars. *J. Geophys. Res.*, 98(E8):15,049–15,059, 1993.

J. B. Pollack, J. F. Kasting, S. M. Richardson, et K. Poliakoff. The case for a wet, warm climate on early Mars. *Icarus*, 71:203–224, 1987.

S. E. Postawko et F. P. Fanale. Changes in erosional style on early Mars: External versus internal influences. *J. Geophys. Res.*, 98(E6):11,017–11,024, 1993.

W. L. Quaide. Rilles, ridges and domes — clues to maria history. *Icarus*, 4:374–389, 1965.

J. Raitala et K. Kauhanen. Tectonics of Syrtis Major Planum on Mars. *Earth, Moon and Planets*, 46:243–260, 1989.

J. Raitala et K. Kauhanen. Ridge systems related to martian impact craters. *Earth, Moon and Planets*, 58:65–78, 1992.

G. Ranalli. *Rheology of the Earth*. Chapman & Hall, 2nd edition, 1995.

G. Ranalli. Rheology of the lithosphere. J. P. Burg et M. Ford, (eds), in *Orogeny Through Time*, pages 19–37. Geological Society London Spe. Pub., 1997.

M. A. Rist et S. A. F. Murrel. Ice triaxial deformation and fracture. *Journal of Glaciology*, 40(135):305–318, 1994.

R. Roscoe. The viscosity of suspensions of rigid spheres. *Brit. J. Appl. phys*, 3:267–269, 1952.

C. Sanloup, A. Jambon, et P. Gillet. The bulk chemical composition of Mars. *European Geophysical Society XXIIeme, Vienne*, 1997.

H. Sawamoto. Phase diagram of $MgSiO_3$ at pressures up to 24 GPa and temperature up to 2200°C. M. H. Manghanai et Y. Syono, (eds), in *High Pressure Research in Mineral Physics*, pages 209–219. Terra Scientific Publishing Company, 1987.

F. H. Sayles. Triaxial constant strain rate tests and triaxial creep tests on frozen Ottawa sand. Technical Report 253, US Army, Cold Res. Eng. Lab., 1974.

A. E. Scheidegger. *Theoritical Geomorphology*. Springer Verlag, 1970.

G. Schubert, M. N. Ross, D. J. Stevenson, et T. Spohn. Mercury's thermal history and the generation of its magnetic field. F. Vilas, C. R. Chapman, et M. S. Matthews, (eds), in *Mercury*, pages 429–460. University of Arizona Press, Tucson, 1988.

G. Schubert, S. C. Solomon, D. L. Turcotte, M. J. Drake, et N. H. Sleep. Origin and thermal evolution of Mars. C. W. Snyder H. H. Kieffer, B. M. Jakosky et M. S. Matthews, (eds), in *Mars*, pages 147–183. University of Arizona Press, 1992.

P. H. Schultz et H. Glicken. Impact crater and basin control of igneous processes on Mars. *J. Geophys. Res.*, 84(B14):8033–8047, 1979.

R. A. Schultz. Strike-slip faulting of ridged plains near Valles Marineris, Mars. *Nature*, 341:424–426, 1989.

D. H. Scott et J. M. Dohm. Mars highland channels: an age reassessment. *L.P.S.C.*, XXIII:1251–1252, 1992.

I. H. Shames et F. A. Cozzarelli. *Elastic and Inelastic Stress Analysis*. Prentice-Hall International, 1992.

V. L. Sharpton et J. W. Head III. Lunar mare ridges: Analysis of ridge-crater intersections and implications for the tectonic origin of mare ridges. *Lunar and Planetary Science Conference*, XVII:307–317, 1986.

N. H. Sleep. Martian plate tectonics. *J. Geophys. Res.*, 99:5639–5655, 1994.

S. W. Squyres, D. E. Wilhems, et A. C. Moosman. Large-scale volcano-ground ice interactions on Mars. *Icarus*, 70:385–408, 1987.

S. W. Squyres, S. M. Clifford, R. O. Kuzmin, J. R. Zimbelman, et F. M. Costard. Ice in the Martian regolith. C. W. Snyder H. H. Kieffer, B. M. Jakosky et M. S. Matthews, (eds), in *Mars*, pages 523–554. University of Arizona Press, Tucson, 1992.

S. W. Squyres et M. H. Carr. Geomorphic evidence for the distribution of ground ice on Mars. *Science*, 231:249–252, 1986.

S. W. Squyres. Martian fretted terrain: Flow of erosional debris. *Icarus*, 34:600–613, 1978.

S. W. Squyres. The distribution of lobate debris aprons and similar flows on Mars. *J. Geophys. Res.*, 84(B14):8087–8096, 1979.

S. W. Squyres. Urey prize lecture: Water on Mars. *Icarus*, 79:229–288, 1989.

T. O. Stevens et J. P. MacKinley. Lithoautotrophic microbial ecosystems in deep basalt aquifers. *Science*, 270(5235):450–452, 1995.

R. G. Strom, S. K. Croft, et N. G. Barlow. The Martian impact cratering record. C. W. Snyder H. H. Kieffer, B. M. Jakosky et M. S. Matthews, (eds), in *Mars*, pages 383–423. University of Arizona Press, Tucson, 1992.

K. L. Tanaka, M. P. Golombek, et W. B. Banerdt. Reconciliation of stress and structural histories of the Tharsis region of Mars. *J. Geophys. Res.*, 96:15,617–15,633, 1991.

K. L. Tanaka et P. A. Davis. Tectonic history of the Syria Planum province of Mars. *J. Geophys. Res.*, 93(B12):14,893–14,917, 1988.

K. L. Tanaka. The stratigraphy of Mars. *J. Geophys. Res.*, 91(B13):E139–E–158, 1986.

P. G. Thomas, P. Masson, et L. Fleitout. Tectonic history of Mercury. F. Vailas, C. R. Chapman, et M. S. Matthews, (eds), in *Mercury*, pages 401–428. University of Arizona press, 1988.

P. Thomas, S. Squyres, K. Herkenhoff, A. Howard, et B. Murray. Polar deposits on Mars. C. W. Snyder H. H. Kieffer, B. M. Jakosky et M. S. Matthews, (eds), in *Mars*, pages 767–795. University of Arizona Press, Tucson, 1992.

P. G. Thomas, P. Allemand, et N. Mangold. Rheology of planetary lithospheres: A review from impact cratering mechanics. J. P. Burg et M. Ford, (eds), in *Orogeny Through Time*, pages 39–62. Geological Society London Spe. Pub., 1997.

P. G. Thomas et P. Allemand. Quantitative analysis of the extensional tectonics of Tharsis bulge, Mars: Geodynamic implications. *J. Geophys. Res.*, 98:13,097–13,108, 1993.

W. A. Thomas. Controls on location of transverse zones in thrust belts. *Eclogae Geol. Helv.*, 83(3):727–744, 1990.

J. Touma et J. Wisdom. The chaotic obliquity of Mars. *Science*, 259:1294–1296, 1993.

N. A. Tsytovich. Physics, physical chemestry and mechanics of permafrost and ice. Technical Report 439, US Army, Cold Res. Eng. Lab., 1973.

N. A. Tsytovich. *The mechanics of frozen ground*. McGraw Hill, 1975.

D. L. Turcotte et G. Schubert. *Geodynamics*. Wiley, New York, 1982.

P. Vinour, P. Baby, B. Coletta, et J.-L. Mugnier. Une modélisation analogique de l'influence de l'érosion et de la sédimentation. *16eme R. S. T.- Orléans-*, 1996.

S. S. Vyalov. The strength of frozen soils and calculations for ice-soil retaining structures. Technical Report 76, US Army, Cold Res. Eng. Lab., 1962.

T. R. Watters et M. S. Robinson. Radar and photoinclinometric studies of wrinkle ridges on Mars. *J. Geophys. Res.*, 102(E5):10,889–10,903, 1997.

T. R. Watters. Wrinkle ridges assemblages on the terrestrial planets. *J. Geophys. Res.*, 93(B9):10,236–10,254, 1988.

T. R. Watters. Origin of periodically spaced wrinkle ridges on the Tharsis plateau of Mars. *J. Geophys. Res.*, 96:15,599–15,616, 1991.

T. R. Watters. Compressional tectonism on Mars. *J. Geophys. Res.*, 98(E9):17,049–17,060, 1993.

J. Weertman. Creep deformation of ice. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 11:215–240, 1983.

W. B. Whalley et F. Azizi. Rheological models of active rock glaciers: Evaluation, critique and a possible test. *Permafrost and Periglacial Processes*, 5:37–51, 1994.

W. B. Whalley et H. E. Martin. Rock glaciers: II models and mechanisms. *Progress in Physical Geography*, 16(2):127–186, 1992.

D. E. Wilhems et S. W. Squyres. The martian hemispheric dichotomy may be due to a giant impact. *Nature*, 309:138–140, 1984.

R. J. Willeman. Reorientation of planets with elastic lithospheres. *Icarus*, 60:701–709, 1984.

D. U. Wise, M. P. Golombek, et G. E. MacGill. Tectonic evolution of Mars. *J. Geophys. Res.*, 84:7934–7939, 1979.

Y. L. Yung, J.-S. Wen, J. P. Pinto, M. Allen, K. K. Pierce, et S. Paulson. HDO in the Martian atmosphere: Implications for the abundance of crustal water. *Icarus*, 76:146–159, 1988.

M. T. Zuber et L. L. Aist. The shallow structure of the Martian lithosphere in the vicinity of the ridged plains. *J. Geophys. Res.*, 95(B9):14,215–14,230, 1990.

M. T. Zuber. Wrinkle ridges, reverse faulting, and the depth penetration of lithospheric strain in Lunae Planum, Mars. *Icarus*, 114:80–92, 1995.

Annexe 1: Cartes de localisation

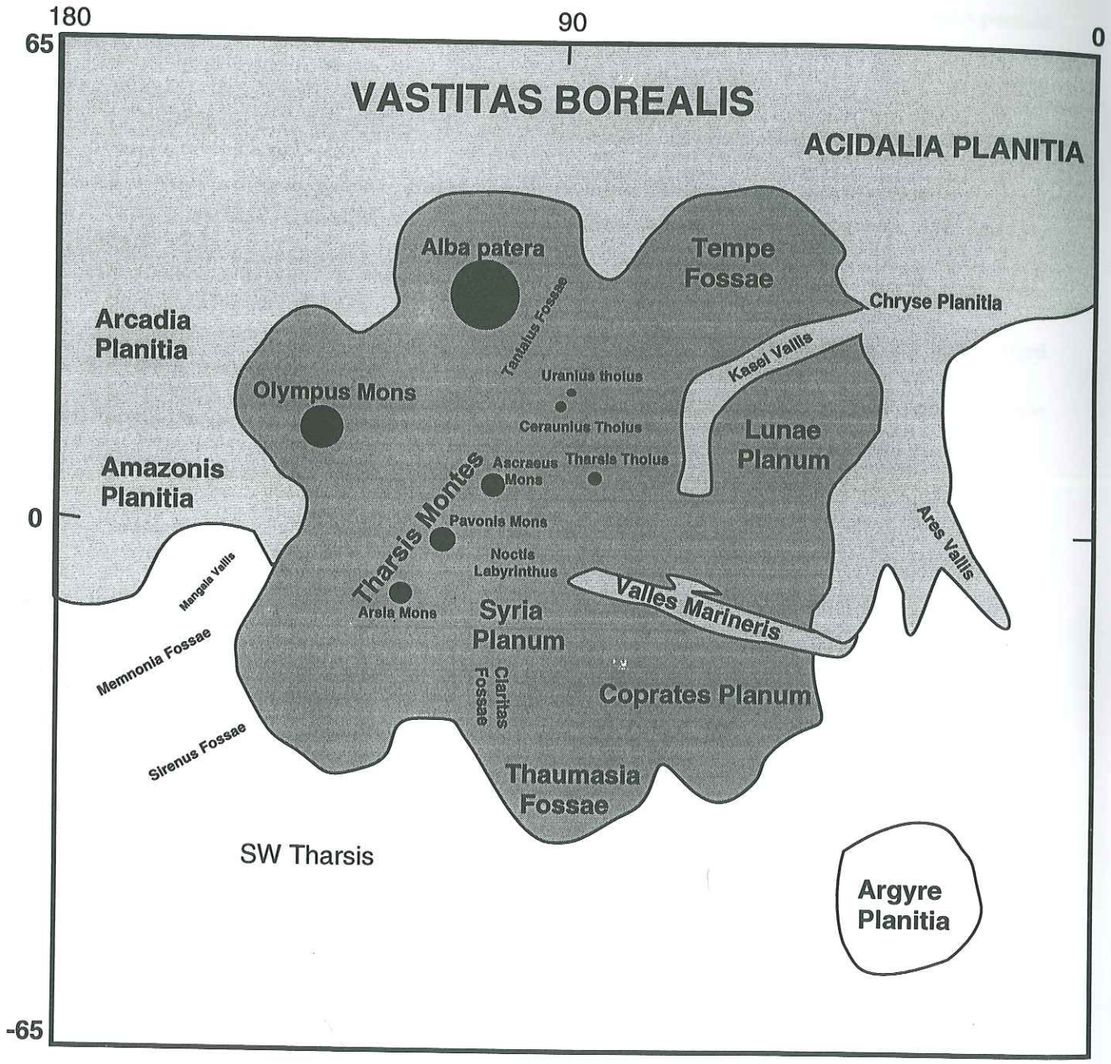
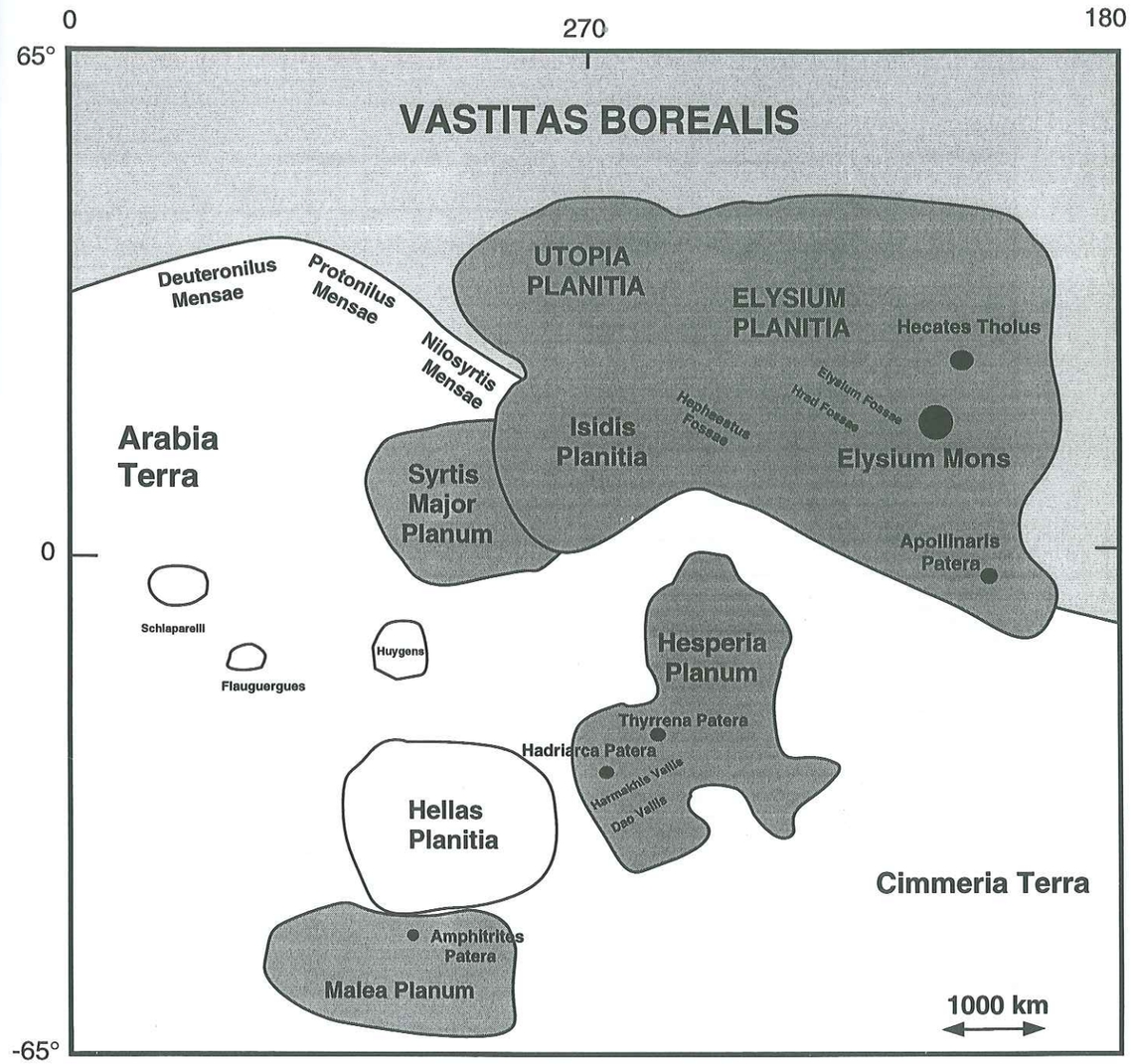


Fig. A1: Cartes de localisation schématique des lieux géographiques cités dans le texte. Les terrains blancs correspondent aux terrains noachiens de l'hémisphère Sud. Les terrains en gris clair correspondent aux plaines du Nord. Les terrains en gris sombre correspondent aux plaines volcaniques hesperiennes et amazoniennes. A gauche hémisphère Ouest. A droite hémisphère Est.



Annexe 2: Coordonnées des images Viking

Numerotation	Latitude	Longitude
064A20	-5.35	86.31
084A05	-37.90	17.73
097A61	-45.60	255.35
097A62	-41.74	257.64
224A12	+30.97	102.26
538A07	+35.61	251.55
608A22	-28.34	81.66
608A24	-26.85	78.52
608A45	-23.29	79.17
608A50	-15.25	72.72
610A46	-23.51	53.13
629A05	-18.42	241.13
637A61	-30.80	153.18
637A64	-30.98	146.88
857A32	+40.77	77.92
039B59	+25.29	102.23
058B53	+46.29	323.80
058B55	+45.95	322.18
058B56	+44.37	321.79
425B07	+41.72	272.45
584B15	-45.98	254.44
584B25	-42.50	253.19
675B42	+45.98	331.74
675B62	+41.84	340.80
196S03	+30.59	319.25
269S13	+41.56	307.01
341S27	+16.49	294.85
365S64	-28.70	241.18
365S68	-24.75	244.75
365S69	-21.09	242.40
370S43	-47.18	198.43
370S47	-42.80	202.78
415S17	-36.60	241.20
418S31	-23.65	244.34

Numerotation	Latitude	Longitude
418S33	-24.74	243.33
419S50	-36.09	234.72
421S40	-37.72	225.42

Cydonia Face: célèbre image Viking

BIBLIOTHÈQUE
SCIENCES
GRENOBLE
UNIVERSITAIRE