

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À MONTRÉAL

LE CHAMP DE GRAVITÉ MARTIEN : CALCUL DU TENSEUR DU GÉOPOTENTIEL AINSI  
QUE LA DÉTERMINATION DE LA VARIATION DE L'ELLIPSOÏDE DE RÉFÉRENCE SUITE À  
LA DISPARITION D'UN PALÉO-OCÉAN.

MÉMOIRE  
PRÉSENTÉ  
COMME EXIGENCE PARTIELLE  
DE LA MAÎTRISE EN SCIENCE DE LA TERRE

PAR  
ROXANNE GRATTON

JUIN 2006

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À MONTRÉAL  
Service des bibliothèques

Avertissement

La diffusion de ce mémoire se fait dans le respect des droits de son auteur, qui a signé le formulaire *Autorisation de reproduire et de diffuser un travail de recherche de cycles supérieurs* (SDU-522 – Rév.01-2006). Cette autorisation stipule que «conformément à l'article 11 du Règlement no 8 des études de cycles supérieurs, [l'auteur] concède à l'Université du Québec à Montréal une licence non exclusive d'utilisation et de publication de la totalité ou d'une partie importante de [son] travail de recherche pour des fins pédagogiques et non commerciales. Plus précisément, [l'auteur] autorise l'Université du Québec à Montréal à reproduire, diffuser, prêter, distribuer ou vendre des copies de [son] travail de recherche à des fins non commerciales sur quelque support que ce soit, y compris l'Internet. Cette licence et cette autorisation n'entraînent pas une renonciation de [la] part [de l'auteur] à [ses] droits moraux ni à [ses] droits de propriété intellectuelle. Sauf entente contraire, [l'auteur] conserve la liberté de diffuser et de commercialiser ou non ce travail dont [il] possède un exemplaire.»

## 0.1 REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier tous ceux et celles qui m'ont soutenue dans la réalisation de ce projet. Sans les encouragements de chacune de ces personnes, de part et autre de l'Atlantique, ce mémoire n'aurait jamais vu le jour.

Du côté américain je remercie tout d'abord mes parents qui n'ont jamais uté de mes capacités. La communauté uqamienne : Marc-André, qui m'a si souvent accueilli rs des moments de découragement, Sarah ,Chantal, Pascal, Alex, André, Jean-François et les deux Joe. Je remercie tout mon cercle d'amis personnels : Nicolas, qui m'a si souvent redonné foi en mon projet. Stéphane qui sait me faire rire quelque soit le moment, Geneviève, qui m'encourage par la détermination dont elle fait preuve pour sa propre thèse. Marie-Sophie, Catherine, ma cousine Geneviève, Simon, Éhouman...

Du côté européen, je veux souligner l'importance du soutien des Nantais. Gabriel, qui s'est improvisé professeur privé lors de mon arrivée à Nantes. Judith pour sa gentillesse et son amitié. Ronan qui a minutieusement digitalisé la plupart des données utilisées pour ce travail. Pierre Vacher et Antoine Mocquet qui m'ont patiemment assistée lors de mes début en programmation et au développement des premières harmoniques sphériques. Un énorme merci à Pierre, Caroline S, Caroline D., Lydie, Audrey, Kathy, Ronan, Élina, Sam, Loïc, Tony, Sandrine qui m'ont tous fait découvrir différents aspects de la France. Un merci tout particulier à William.

Merci milles fois à mes directeurs : Jean-Claude Mareschal de l'UQÀM et Christophe Sotin de l'Université de Nantes. Tous deux ont cru en mes capacités, en mon rêve et m'ont aidée à le mener à terme. Merci pour la rocambolesque aventure que vous m'avez permis de vivre.

Merci, à tous ceux et celles qui sont mes amis et qui m'ont écoutée, soutenue, encouragée, comprise, un tant soit peu lors de ces deux dernières années.

Bref, merci à tous !

# Table des matières

0.1	REMERCIEMENTS . . . . .	ii
0.2	LISTE DES ACRONYMES . . . . .	ix
0.3	PARAMÈTRES PHYSIQUES DE MARS . . . . .	x
0.4	RÉSUMÉ . . . . .	xi
<b>1</b>	<b>INTRODUCTION</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1	Découverte de Mars . . . . .	1
1.2	Présentation du projet de recherche . . . . .	4
1.2.1	Méthodologie . . . . .	5
<b>2</b>	<b>GÉODÉSIE</b> . . . . .	<b>8</b>
2.1	Définitions . . . . .	8
2.1.1	Différence entre le géoïde et l'aréoïde . . . . .	8
2.1.2	Distance au centre de masse et distance au centre de forme . . . . .	10
2.1.3	Calcul de la topographie . . . . .	12
2.2	Forme de l'ellipsoïde de référence . . . . .	13
2.2.1	Anomalie de l'aréoïde . . . . .	20
2.2.2	Anomalie de gravité . . . . .	21
2.3	Comment choisir son ellipsoïde de référence ? . . . . .	23
<b>3</b>	<b>LES COMPOSANTES DU TENSEUR DES DÉRIVÉES SECONDES DU GÉOPOTENTIEL</b> . . . . .	<b>27</b>
3.1	Mais qu'est-ce que la gradiométrie ? . . . . .	28
3.2	Calcul des neuf composantes du tenseur des dérivées secondes du géopotential . . . . .	30
3.3	Interprétation des résultats . . . . .	31
3.3.1	Composantes du tenseur des dérivées secondes du géopotential versus la topographie . . . . .	41
3.3.2	Application pour les mesures des composantes du tenseur des dérivées secondes du potentiel de gravité . . . . .	45
3.4	Pertinence de l'envoi d'un gradiomètre autour de Mars . . . . .	47

<b>4</b>	<b>PALÉO-LIGNE DE RIVAGE</b>	<b>49</b>
4.1	Distance des paléo-lignes de rivage au centre de masse . . . . .	57
4.1.1	Contact Méridiani . . . . .	58
4.1.2	Contact Arabia . . . . .	59
4.1.3	Contact Deuteronilus . . . . .	62
4.1.4	Contact de la formation Vastitas Borealis . . . . .	63
4.1.5	Est-ce que les linéaments sont d'origines marines? . . . . .	64
4.2	Variation du géopotential en fonction de la longitude . . . . .	65
4.2.1	Contact Arabia . . . . .	67
4.2.2	Contacts Deuteronilus et la Formation Vastitas Borealis . . . . .	69
4.2.3	L'âge des contacts . . . . .	71
4.3	Et s'il s'agissait d'un seul contact? . . . . .	72
4.4	Conclusion du chapitre des paléo-ligne de rivage : les paléo-lignes de rivages sont-elles réelles? . . . . .	74
<b>5</b>	<b>CONCLUSION</b>	<b>75</b>
<b>A</b>	<b>LES HARMONIQUES SPHÉRIQUES</b>	<b>77</b>
<b>B</b>	<b>CHRONOLOGIE DE MARS</b>	<b>80</b>
<b>C</b>	<b>DÉVELOPPEMENT DES NEUF COMPOSANTES DES DÉRIVÉES SECONDES DU TENSEUR DU GÉOPOTENTIEL</b>	<b>82</b>
<b>D</b>	<b>CARTES DES NEUF COMPOSANTES DU TENSEUR DES DÉRIVÉES SECONDES DU GÉOPOTENTIEL</b>	<b>85</b>
<b>E</b>	<b>CARTES DES NEUF COMPOSANTES DU TENSEUR DES DÉRIVÉES SECONDES DU GÉOPOTENTIEL POUR LA RÉGION DE THAR-SIS</b>	<b>87</b>
<b>F</b>	<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>89</b>

# Liste des tableaux

2.1	Décalage entre le COM et le COF . . . . .	12
2.2	Comparaison des rayons équatoriaux moyens ( $a$ ) et de leur aplatissement polaire pour l'ellipsoïde du géoïde. . . . .	14
2.3	Valeurs de $J_2$ , $J_2^2$ et $1/f$ pour différents auteurs . . . . .	17
2.4	Paramètres de l'ellipsoïde de référence triaxial du géopotential et de l'ellipsoïde de référence triaxial géodétique . . . . .	19
2.5	Comparaison des valeurs des anomalies de l'aréoïde pour les ellipsoïdes de références biaxial et triaxial . . . . .	22
2.6	Comparaison des valeurs des anomalies de gravité pour les ellipsoïdes biaxial et triaxial et pour le modèle MGS75D . . . . .	24
3.1	Valeurs minimale, maximale, moyenne et amplitude de la variation des composantes du tenseur des dérivées secondes du géopotential. . . . .	32
3.2	Résultats des simulations d'anomalie de gravité (avec ou sans flexure) lorsqu'on fait varier l'épaisseur de la croûte . . . . .	46
4.1	Volume d'eau et colonne d'eau moyenne . . . . .	74

# Table des figures

1.1	Topographie de Mars . . . . .	7
1.2	Topographie Hémisphère nord . . . . .	7
2.1	Aréoïde . . . . .	10
2.2	Paramètres définissant la forme d'une planète . . . . .	11
2.3	Relation entre les équipotentielle et la topographie géopotentielle . . .	13
2.4	Profil à l'équateur de la distance COM et de l'aréoïde . . . . .	15
2.5	Anomalie de l'aréoïde sur l'ellipsoïde de référence biaxial . . . . .	25
2.6	Anomalie de l'aréoïde sur l'ellipsoïde de référence triaxial . . . . .	25
2.7	Anomalie de gravité, calculée sur l'ellipsoïde de référence biaxial . . . .	26
2.8	Anomalie de gravité, calculée sur l'ellipsoïde de référence triaxial . . . .	26
3.1	Composante $V_{\phi r}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour Mars. La carte a été tronquée aux latitudes 75 °nord et sud. Les mesures sont en Eötvös. . . . .	35
3.2	Composante $V_{\phi \lambda}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour Mars. La carte a été tronquée aux latitudes 75 °nord et sud. Les mesures sont en Eötvös. . . . .	35
3.3	Composante $V_{\phi \phi}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour Mars. La carte a été tronquée aux latitudes 75 °nord et sud. Les mesures sont en Eötvös. . . . .	35
3.4	Composante $V_{\lambda r}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour Mars. Les mesures sont en Eötvös. . . . .	36
3.5	Composante $V_{\lambda \lambda}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour Mars. Les mesures sont en Eötvös. . . . .	36
3.6	Composante $V_{\lambda \phi}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour Mars. La carte a été tronquée aux latitudes 75 °nord et sud. Les mesures sont en Eötvös. . . . .	36
3.7	Composante $V_{rr}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour Mars. Les mesures sont en Eötvös. . . . .	37

3.8	Composante $V_{r\lambda}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour Mars. Les mesures sont en Eötvös. . . . .	37
3.9	Composante $V_{r\phi}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour Mars. La carte a été tronquée aux latitudes 75 °nord et sud. Les mesures sont en Eötvös. . . . .	37
3.10	Composante $V_{\phi r}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour la région de Tharsis. La carte a été tronquée aux latitudes 75 °nord et sud.	38
3.11	Composante $V_{\phi\lambda}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour la région de Tharsis. La carte a été tronquée aux latitudes 75 °nord et sud.	38
3.12	Composante $V_{\phi\phi}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour la région de Tharsis. La carte a été tronquée aux latitudes 75 °nord et sud.	38
3.13	Composante $V_{\lambda r}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour la région de Tharsis. . . . .	39
3.14	Composante $V_{\lambda\lambda}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour la région de Tharsis. . . . .	39
3.15	Composante $V_{\lambda\phi}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour la région de Tharsis. La carte a été tronquée aux latitudes 75 °nord et sud.	39
3.16	Composante $V_{rr}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour la région de Tharsis. . . . .	40
3.17	Composante $V_{r\lambda}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour la région de Tharsis. . . . .	40
3.18	Composante $V_{r\phi}$ de la dérivée seconde du tenseur du géopotential pour la région de Tharsis. La carte a été tronquée aux latitudes 75 °nord et sud.	40
3.19	Dérivée de la surface en fonction de la longitude pour la région du dôme de Tharsis. . . . .	43
3.20	Dérivée de la composante $V_{r\lambda}$ du géopotential pour la région du dôme de Tharsis. . . . .	43
3.21	Dérivée de la surface en fonction de la latitude pour la région du dôme de Tharsis. . . . .	44
3.22	Dérivée de la composante $V_{r\phi}$ du tenseur du géopotential pour la région du dôme de Tharsis. . . . .	44
3.23	Sensibilité du gradiomètre versus les trois composantes de la diagonale ( $V_{rr}, V_{\phi\phi}, V_{\lambda\lambda}$ ) . . . . .	48
4.1	Contacts Arabia et Méridiani . . . . .	53
4.2	Contact Deuteronilus . . . . .	55
4.3	Contact de la formation Vastitas Borealis . . . . .	56
4.4	Variation du géopotential en fonction de la distance au centre de masse le long du contact Méridiani. . . . .	58
4.5	Variation du géopotential en fonction de la distance au centre de masse le long du contact Arabia. . . . .	59

4.6	Équipotentielles de gravité (traits blancs) et contacts Arabia (trait rouge) et Deuteronilus (trait vert) dans la région d'Olympus Mons. Le code de couleur pour la topographie est le même que celui de la carte. 4.1 . . .	60
4.7	Équipotentielles de gravité et les contacts Méridiani, Arabia et Deuteronilus dans la région de Chryse Planitia. Le code pour la topographie est le même que celui pour la carte. 4.1 . . . . .	61
4.8	Variation du géopotential en fonction de la distance au centre de masse le long du contact Deuteronilus. . . . .	62
4.9	Variation du géopotential en fonction de la distance au centre de masse le long du contact de la formation Vastitas Borealis. . . . .	64
4.10	Profil longitudinal du géopotential du contact Arabia . . . . .	68
4.11	Profil longitudinal du géopotential des contacts Deuteronilus et de la formation Vastitas Borealis . . . . .	69
4.12	Segments des contacts qui suivent l'équipotentielle de gravité 12667000 $m^2/s^2$ . . . . .	73
B.1	Chronologie des grandes époques martiennes . . . . .	81

## 0.2 LISTE DES ACRONYMES

**COF** centre of form (centre de forme)

**COM** centre of mass (centre de masse)

**ESA** European Spatial Agency (Agence Spatiale Européenne)

**GRACE** Gravity Recovery and Climate Experiment, il s'agit de mesurer la gravité en mesurant la distance entre deux satellites suivant une même orbite autour de la Terre

**LOS** Line-of-sight (ligne de vue d'un satellite)

**MGS** Mars Global Surveyor, sonde actuellement en orbite autour de Mars

**MOC** Mars Orbiter Camera, Appareil photographique sur la sonde MGS

**MOLA** Mars Orbiter Laser Altimetry, Laser qui mesure l'altimétrie de la surface de Mars à partir de la sonde MGS

**PDS** Planetary Data System, Banque d'archives des données recueillies par la NASA

**RSS** Radio Science System, Appareil de communication sur la sonde MGS

**SGG** Satellite Gravity Gradiometry (Satellite de gravité gradiométrique)

**NASA** National Aeronautics and Space Administration (Agence d'aéronautique et spatiale Américaine)

**TES** Thermal Emission Spectrometry (Spectromètre à émission thermique), Appareil sur la sonde MGS

**THEMIS** Thermal Emission Imaging System, Appareil d'imagerie thermique sur la sonde Mars Odyssey

**VBF** Vastitas Borealis Formation (Formation Vastitas Borealis)

### 0.3 PARAMÈTRES PHYSIQUES DE MARS

$GM$   $G$  est la constante gravitationnelle et  $M$  la masse de Mars ( $42828,358 \times 10^9 \text{ km}^3/\text{s}^2$ )

$\omega$  Vitesse angulaire de rotation ( $7,0882181 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$ )

$g$  Accélération gravitationnelle ( $3,71 \text{ m/s}^2$ )

$U_0$  Géopotential de référence ( $12649101 \text{ m}^2/\text{s}^2$ )

$f_{eq}$  Aplatissement équatorial actuel ( $1/2544$ )

$f_p$  Aplatissement polaire actuel ( $1/196,9$ )

## 0.4 RÉSUMÉ

Dans le cadre de ce mémoire nous nous sommes intéressés au champ de gravité martien. Nous avons utilisé les données du géopotential afin de tenter de définir l'ellipsoïde de référence donnant la meilleure approximation de la forme géométrique de la planète. Ensuite, nous avons voulu tester quantitativement si les formes géomorphologiques observées dans l'hémisphère nord, qui suggèrent la présence d'un paléo-océan sur Mars, sont cohérentes avec les conditions géophysiques qui définissent les lignes de rivage observées sur Terre. Supposant que la forme de l'ellipsoïde de référence martien a varié au cours du temps, nous avons testé si les formes géomorphologiques possiblement modelées par un fluide ont enregistré cette déformation. Nous avons aussi calculé et illustré les neuf composantes du tenseur des dérivées secondes du potentiel de gravité afin de déterminer s'il serait pertinent d'envoyer d'un gradiomètre en orbite autour de Mars lors d'une future mission de l'Agence Spatiale Européenne (ESA).

Les données du géopotential utilisées pour ces calculs ont été obtenues au cours des missions spatiales dirigées par la NASA depuis les années 70. Ces données sont sous forme de coefficients du développement en harmoniques sphériques du potentiel de gravité et sont disponibles sur le site web de MOLA.

Suite au traitement des données nous avons montré qu'un ellipsoïde de référence triaxial représenterait mieux la forme de Mars que l'ellipsoïde biaxial actuel. Ensuite, nous avons conclu qu'un seul des linéaments identifiés comme paléo-lignes de rivage en a les caractéristiques physiques. Nous suggérons donc la possibilité d'au moins un paléo-océan sur Mars, durant le premier milliard d'années suivant sa formation. Cependant, la variation du géopotential le long de ce même linéament, suggère que la forme de l'ellipsoïde de référence a changé après la disparition de l'océan. D'autre part, nos calculs des neuf composantes du tenseur des dérivées secondes du géopotential nous permettent de conclure que la sensibilité des gradiomètres n'est pas encore suffisante pour fournir une plus grande résolution du champ de potentiel de gravité que les données actuellement acquises par effet Doppler.

# Chapitre 1

## INTRODUCTION

### 1.1 Découverte de Mars

Mars, voici un nom qui fait rêver. Très brillante dans le ciel, son identification comme planète remonte à l'antiquité. Chez les Grecs anciens elle est associée à Arès, sans doute dû à la teinte rougeâtre de son atmosphère. Chez les Romains, Mars est tout d'abord liée à l'agriculture avant de l'être, ensuite, au dieu de la guerre. Les anciens Égyptiens l'appelaient quant à eux : "Her Descher", ce qui signifie "la Rouge". Quatrième planète du système solaire, l'orbite martienne a été déterminée par Képler en 1618. Les premières cartographies ont été tracées par les allemands Beer et Mädler, à Berlin, entre 1830 et 1832. C'est le père Secchi, en 1863, qui utilisa le terme *canali* pour désigner certaines configurations rectilignes observées sur sa carte. Mais, c'est presque 15 ans plus tard (1877), que Schiaparelli, *vit* pour la première fois les *canaux*. Lors de ses observations, Schiaparelli estima que les surfaces sombres de Mars étaient des étendues d'eau et par opposition, les surfaces claires des continents. Suite à la publication de ses travaux, tous les plus grands observatoires du monde confirmèrent la présence de *canaux* sur Mars. Camille Flammarion et son assistant E.-M. Antoniadi crurent eux aussi, les *apercevoir* de leur observatoire de Juvisy, entre 1893 et 1902. Succéda, aux États-Unis, Percival

Lowell, le plus ardent partisan de la théorie des *canaux*. Il fit de nombreuses observations à partir de sa lunette qu'il diaphragmait souvent de 61 cm à 30 cm. Lorsqu'il remarqua l'assemblage géométrique des *canaux*, il fut convaincu que ceux-ci avaient été construits par une forme de vie intelligente. Il en élaborait même une théorie complète sur la société martienne! Dès lors, une grande psychose sociale s'installa et de plus en plus de gens s'inquiétèrent de la possibilité d'une attaque martienne... Cependant, en 1905, Lampland fit l'un des premiers clichés de Mars à partir de la Terre. Ceux-ci commencèrent à discréditer la théorie des *canaux*. De la même manière, suite à un bilan de ses observations (1909), à la grande lunette de Meudon (83 cm), Antoniadi ne revit plus aucun *canal*. C'est grâce à l'amélioration des lunettes et des télescopes qu'Antoniadi et d'autres collègues ont été capables d'expliquer les phénomènes optiques par lesquels Lowell et Schiaparelli ont pu être illusionnés (North,2003)

Un demi-siècle plus tard, l'évolution des technologies permit d'envoyer des observatoires directement en orbite autour de Mars. C'est le début de la conquête spatiale. Après plusieurs échecs russes et américains, c'est en 1965 que la sonde Mariner 4 nous renvoie les premières photographies de Mars. À ce moment la joie se mêle à la déception : Mars ressemble beaucoup plus à la Lune qu'à la Terre. Sa surface est un environnement hostile, sec, rocheux et très fortement cratérisé. Toute chance de trouver de la vie active est donc très improbable. Toutefois, les exobiologistes gardent quand même espoir de trouver une trace de vie fossilisée. Depuis, plus d'une douzaine de missions, tant russes qu'américaines, ont tourné autour ou se sont posées sur Mars. Voici les missions qui ont le plus grandement contribué à l'accumulation de nos connaissances actuelles. La sonde Mariner 9 (1971 – 1972) a photographié 100 % de la surface de la planète. Ces clichés ont permis l'identification des grandes caractéristiques de Mars. Tout d'abord, on y a identifié le dôme de Tharsis (figure 1.1), la plus grande province volcanique de tout le système solaire. Le dôme est surmonté de trois volcans géants : Arsia Mons,

Pavonis Mons et Ascraeus Mons. Ces trois volcans ont une hauteur moyenne de 16 km. Il y a aussi un quatrième volcan géant, qui est le plus imposant de tous (19 km de haut, 600 km de large) : Olympus Mons. On a aussi identifié un énorme canyon de 4800 km de long : Valles Marineris (figure 1.1) et finalement, d'anciens lits de rivières. Après Mariner, il y a eu les sondes et robots Viking 1 et 2 (1976 à 1982). Les robots avaient comme buts premiers des expériences biologiques afin de détecter indirectement la présence de vie sur Mars. Les résultats se sont avérés négatifs. Les deux sondes ont pris des milliers de photographies à haute résolution (de 100 km/pixel à 9,5 km/pixel) et des mesures qui font aujourd'hui référence. En 1996, la National Aeronautic Space Agency (NASA) lança la sonde Mars Pathfinder et le robot Sojourner. Le robot s'est promené à la surface de la planète et a analysé la composition chimique du sol et de l'atmosphère. Ces données nous ont permis de déduire que par le passé Mars a sûrement été une planète dont l'atmosphère était plus dense et la température plus chaude, permettant ainsi la présence d'eau liquide. À l'heure actuelle, deux sondes sont en orbite autour de la planète Rouge, les sondes Mars Global Surveyor (MGS) et Mars Odyssey. Les grandes réalisations de la sonde MGS (1997 à aujourd'hui), sont d'avoir précisé les données de gravité et d'altimétrie. Elle a aussi mesuré le champ magnétique rémanent et pris des milliers de photographies. Certains de ces clichés tendent à prouver des mouvements du sol qui suggèrent la présence d'un fluide en subsurface (Christensen, 2003 ; Costard, 2002). Finalement la sonde Mars Odyssey (2001 à aujourd'hui) a pour but de préciser la composition chimique de la surface, de quantifier les radiations solaires et de mesurer les quantités d'hydrogène au sol. Ces données permettront de cibler les zones où il pourrait y avoir de l'eau ainsi que la compréhension des climats actuel et passé (NASA, mission, 2003).

## 1.2 Présentation du projet de recherche

Mars, est une planète rocheuse géologiquement comparable à notre Terre. Essayer de comprendre son évolution, par exemple, la formation de la dichotomie nord-sud, l'âge de ses terrains, la disparition ou la non-existence de vie, la dynamique, du climat ou encore la présence d'eau, permet de mieux saisir le destin de notre propre planète.

Dans le cadre de ce mémoire, nous avons appliqué les principes de la planétologie comparée. Nous avons comparé certaines caractéristiques des structures terrestres aux structures similaires observées sur Mars.

Pour la Terre, le meilleur ellipsoïde de référence est biaxial. Cependant cette géométrie correspond-elle aussi à la forme de Mars ? Nous tenterons de répondre à cette question à l'aide des mesures du géopotential.

Ensuite, les progrès technologiques ont rendu possible l'application de gradiomètres aéroportés. Ces appareils mesurent les valeurs des composantes des dérivées secondes du géopotential. Considérant qu'un premier gradiomètre sera mis en orbite terrestre en 2005, sur la mission Gravity and Ocean Circulation Explorer (GOCE), serait-il pertinent de réitérer l'effort et d'en envoyer un en orbite autour de Mars ? Si oui, y aurait-il des modifications techniques à y apporter ? Afin de répondre à ces questions, nous avons calculé les valeurs numériques des neuf composantes des dérivées secondes du potentiel de gravité martien. De plus, nous avons essayé d'interpréter les résultats obtenus afin de juger s'ils nous apporteraient une information pertinente et complémentaire aux données recueillies par MGS.

Finalement, nous nous sommes intéressés aux formes de terrains linéaire de l'hémisphère nord, analogues aux paléo-lignes de rivages cartographiées sur Terre. En combi-

nant nos connaissances d'altimétrie et du champ de gravité, nous avons tenté de définir la nature de ces formes. Ensuite, nous avons essayé de savoir s'il y a eu une variation de l'ellipsoïde de référence après la disparition d'un probable paléo-océan.

### 1.2.1 Méthodologie

Pour ces différentes études, nous allons essentiellement travailler avec trois types de données, soient les données d'altimétrie, les valeurs du géopotential ainsi que les images satellites.

Les données du champ de gravité sont une compilation des mesures d'orbites calculées par les sondes Mariner 9, Viking 1 et 2 ainsi que de différentes phases de la sonde MGS. Elles sont calculées à partir de l'effet Doppler. Cet effet permet de mesurer les accélérations subies par le satellite sur son orbite, afin d'en déduire le champ de gravité. Puisque la sonde MGS est toujours en orbite, de fréquentes mise à jours sont effectuées. Par conséquent, plusieurs jeux de données sont disponibles sous forme de coefficients du développement en harmoniques sphériques sur le site web de MOLA. Un code de M. Neumann permettant de calculer les distances au centre de masse pour différentes équipotentielles de gravité y est aussi disponible. Pour ce travail, nous avons utilisé les coefficients du modèle MGS75D, (Yuan et al., 2000). Ce jeu de coefficients était le plus complet au début de l'étude. De plus, bien que le jeu de coefficients soit disponible jusqu'au degré 75, nous avons décidé de tronquer nos calculs au degré 60, car au-delà de ce degré l'erreur est estimée 100 %. C'est aussi ce qui est suggéré par l'équipe de Yuan et al. (2000). Ainsi, lorsque nous nous référons aux coefficients en harmoniques sphériques, à moins d'indication contraire, il s'agira de ce modèle tronqué au degré 60. Avec ce jeu de coefficients nous pourrons calculer en tout point, la distance au centre de masse, l'aréoïde (géoïde martien), le géopotential à la surface de la planète et finalement la forme théorique de la planète (ellipsoïde de référence).

Les données d'altimétrie ont été mesurées par l'appareil MOLA. Il s'agit d'un appareil qui calcule le temps d'aller-retour de l'impulsion émise par un laser. Le signal est ensuite traité pour en déduire la forme de la surface. On retrouve des données sur le site web de MOLA, une banque de coefficients du développement en harmoniques sphériques qui permet de recalculer la distance au centre de masse (COM, en l'anglais, centre of mass) de la surface de la planète jusqu'au degré 90. Ainsi nous pourrions calculer la forme géométrique théorique de la planète. Lorsqu'on combine les données du géopotential et celles d'altimétrie il est possible de calculer la topographie, les anomalies de gravité, la compensation à différentes longueurs d'ondes...

Les images satellites rendent possible l'identification des structures géomorphologiques à la surface de Mars. Certaines de ces structures ont des morphologies analogues à celles identifiées dans les environnements marins terrestres. Elles ont été identifiées comme étant des paléo-lignes de rivages. Une grande quantité d'images est disponible à différentes résolutions. On peut ainsi suivre les contacts à diverses échelles afin de bien pouvoir évaluer les contextes géologiques ou encore cibler certains détails. À cette fin, nous avons utilisé les images Viking (1 et 2) et les images MOC (Mars Orbiter Camera).

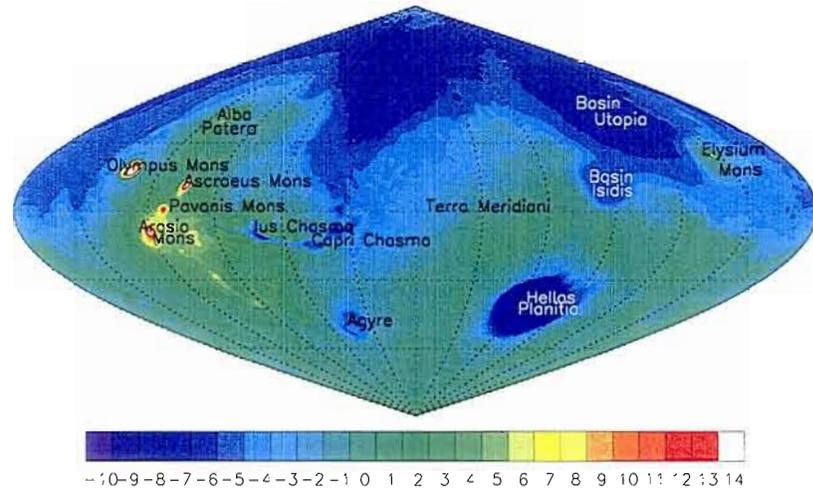


FIG. 1.1 – Topographie de Mars, avec ces principales régions, l'échelle est en km, la projection est sinusoidale.

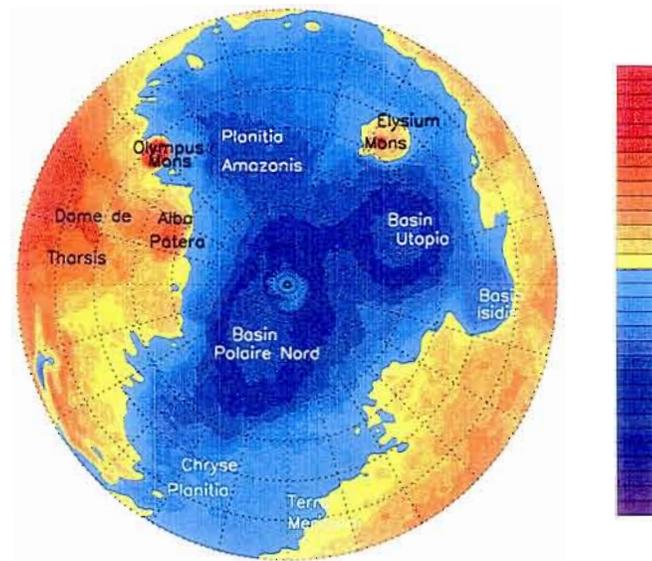


FIG. 1.2 – Topographie de l'hémisphère nord, avec ces principales régions, projection polaire, l'échelle est en km.

## Chapitre 2

# GÉODÉSIE

### 2.1 Définitions

Puisque le géoïde et l'aréoïde ne se calculent pas exactement de la même façon, il s'ensuit une certaine confusion. Cette section cherche donc à éclaircir cette situation. Dans ce chapitre, nous préciserons les définitions de géoïde et d'aréoïde. Ensuite, nous verrons les notions de centre de masse et de centre de la forme. Nous réviserons aussi la définition du calcul de la topographie géopotentielle. Finalement nous verrons les calculs d'anomalies du géoïde, de l'aréoïde et de gravité.

#### 2.1.1 Différence entre le géoïde et l'aréoïde

La Terre est une planète qui tourne autour d'un axe de rotation, elle est donc aplatie aux pôles et elle a un bombement équatorial circulaire. Le géoïde représente la surface équipotentielle correspondant au niveau moyen de la surface des océans. On calcule l'équipotentielle à l'aide d'un développement en harmonique sphérique du géopotential. Ainsi le géopotential,  $U(r, \lambda, \phi)$ , dû à un corps symétrique de masse  $M$  se traduit par

l'expression suivante :

$$U(r, \lambda, \phi) = \frac{GM}{r} + \omega$$

, où  $U(r, \lambda, \phi)$  est le géopotential au point de coordonnées  $r, \lambda, \phi$ ,  $G$  la constante gravitationnelle,  $M$ , la masse,  $r$  la distance au centre de masse et  $\omega$  la vitesse de rotation. Les détails du développement en harmonique sphérique sont disponibles en annexe. Pour évaluer la forme de la Terre, on calcule l'ellipsoïde qui s'ajuste le mieux au géoïde. Sur Terre l'ellipsoïde de référence est biaxial et a les caractéristiques suivantes : une distance moyenne à l'équateur ( $a_e$ ) de 6378,1363 km, un aplatissement polaire ( $1/f_p$ ) de 1/298,257, le produit de la masse et de la constante gravitationnelle ( $GM$ ) de 398600,4415 km<sup>3</sup>/s<sup>2</sup> et une vitesse angulaire de rotation ( $\omega$ ) de  $0,7292115 \times 10^{-4}$  rad/s (GRACE, 2004).

Sur Mars, à l'instar du géoïde, il y a l'aréoïde. L'aréoïde est une équipotentielle de gravité calculé à partir de la distance moyenne au centre de masse le long de l'équateur. La figure 2.1, représente l'aréoïde calculé jusqu'au degré 60. La distance moyenne au centre de masse le long de l'équateur ( $a_e$ ) est de 3394,2 km, la vitesse angulaire de rotation ( $\omega$ ) est de  $7,0882181 \times 10^{-5}$  rad/s, l'aplatissement polaire ( $1/f_p$ ) de 1/196,9 et  $GM$  vaut  $42828,358 \times 10^9$  km<sup>3</sup>/s<sup>2</sup>, où  $G$  est la constante gravitationnelle et  $M$  la masse de Mars (Yuan et al.,2000). Le géopotential ( $U_O$ ) correspondant est de 12649101 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>. Sur cette carte on note la prédominance de la variation latitudinale. Cette variation est symétrique entre les hémisphères nord et sud, sans égard à la dichotomie. Au nord-ouest du dôme de Tharsis on voit pointer Olympus Mons (134 °W, 18 °N). L'influence du dôme de Tharsis et de la région qui y est opposée à 90 °est aussi visible. Par conséquent, on constate que la distance au centre de masse le long de l'équateur n'est pas constante, avec une variation de plus de 6 km entre les valeurs minimale et maximale. L'ellipsoïde de référence biaxial (dont la distance au centre de masse est constante le long de l'équateur), n'est donc pas la forme qui correspond le mieux à l'aréoïde.

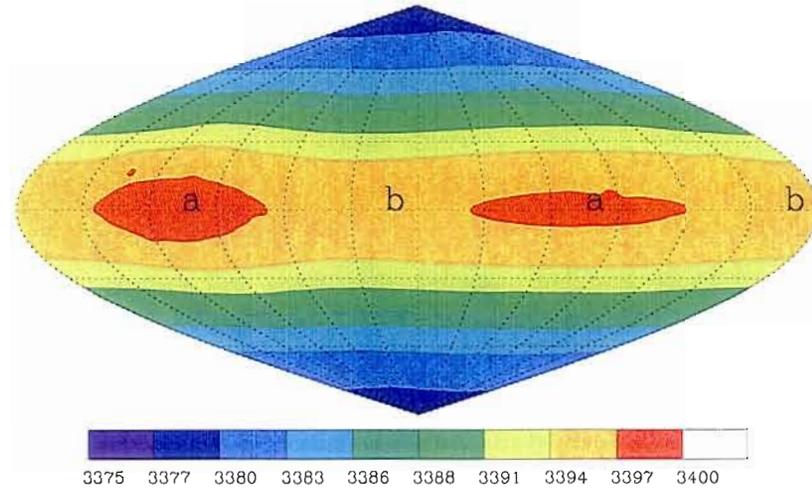


FIG. 2.1 – L'aréoïde est représenté par les distances au centre de masse pour un géopotential ( $U_O$ ) de  $12649101 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Les calculs ont été fait à partir du modèle de gravité MGS75D, tronqué au degré 60,  $\omega$  vaut  $7,0882181 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$ ,  $a_e$  vaut  $3394,2 \text{ km}$ ,  $f_p$  vaut  $1/196,9$  et  $GM$  vaut  $42828,358 \times 10^9 \text{ km}^3/\text{s}^2$  (les valeurs proviennent de Yuan et al., 2000).

### 2.1.2 Distance au centre de masse et distance au centre de forme

Le centre de masse d'une planète (COM) est différent de son centre de forme (COF, de l'anglais centre of form). Le centre de masse fait référence au centre d'inertie de la planète et est défini par :

$$\bar{r}_M = \frac{1}{M} \int \int \int \bar{r} \rho(\bar{r}) dV$$

où  $\bar{r}_M$  est la position du centre de masse,  $M$  est la masse de la planète,  $\rho$  est la densité,  $V$  est le volume de la planète. Le centre de forme fait plutôt référence au centre de la

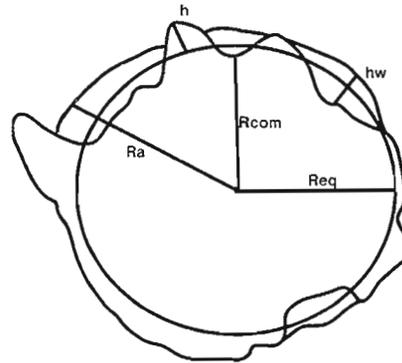


FIG. 2.2 – Schéma représentant les différentes définitions : le géoïde (trait bleu) la topographie (trait brun) et l'ellipsoïde (trait noir).  $R_a$  est la distance du géoïde au centre de masse,  $R_{com}$  est la distance de la surface au centre de masse, COM est le centre de masse,  $R_{eq}$  est la distance moyenne de l'équateur au centre de masse,  $h_w$  est la hauteur de la colonne d'eau,  $h$  est la hauteur de la topographie

forme géodétique (ou géométrique). Il est déterminé par :

$$\bar{r}_F = \frac{1}{V} \iiint \bar{r} dV$$

où  $\bar{r}_F$  est la position du centre de forme et  $V$  est le volume de la planète. Ces deux centres se sont pas nécessairement identiques. Par exemple, sur Mars, ces deux centres sont décalés par quelques centaines de mètres (Smith et al. 1999). Le décalage suivant les principaux axes de l'ellipsoïde triaxial géodétique est donné au tableau 2.1. Les données proviennent de Smith et al. (2001). La convention pour Mars veut que les calculs pour la topographie soient fait à partir du centre de masse, dans un système de coordonnées aérocentriques dont les longitudes sont positives vers l'Est à partir du méridien zéro (Davies et al.,1992a).

TAB. 2.1 – Décalage en mètre entre le COM et le COF,  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sont le décalage des axes à l'équateur, alors que  $\Delta z$  est le décalage de l'axe polaire. Les valeurs sont tirées de Smith et al.(2001).

$\Delta x$	-233
$\Delta y$	-1428
$\Delta z$	-2986

### 2.1.3 Calcul de la topographie

Sur Terre, on calcule la topographie par rapport au niveau moyen de la mer (GRACE, 2004). Suivant ce modèle, sur Mars, la topographie est calculée par rapport à l'aréoïde, c'est ce qu'on appelle la **topographie géopotentielle** (Smith et al., 2001). Il s'agit de calculer la différence entre la distance au centre de masse d'un point de la surface et la distance au centre de masse de l'aréoïde au point correspondant :

$$H = r_{COM} - r_a \quad (2.1)$$

Où  $H$  est l'altitude de la surface,  $r_{COM}$  est la distance au centre de masse de la surface et  $r_a$  est la distance au centre de masse de l'aréoïde. La distance au centre de masse est calculée à partir des coefficients du développement en harmoniques sphériques jusqu'au degré 90 du modèle de MOLA et se traduit par l'expression suivante :

$$H_{mars}(\phi, \lambda) = \sum_{l=1}^m \sum_{m=0}^1 P_{l,m}(\sin \phi) [c_{l,m} \cos(m\lambda) + s_{l,m} \sin(m\lambda)] \quad (2.2)$$

L'équation 2.1 permet d'accentuer les composantes à grandes longueurs d'ondes sur la planète. Elle a aussi pour résultat une relation linéaire entre l'altitude de la surface ( $H$ ) et l'équipotentielle correspondante (figure 2.3). L'équation de la pente du graphique 2.3 est de  $U = -3,72H + 12649086,28$ . On remarque que la valeur de la pente,  $-3,72$ , correspond approximativement à la valeur de l'accélération gravitationnelle sur Mars

(3,72 m/s<sup>2</sup>). De plus, la valeur de l'ordonnée à l'origine, 12649086,28 est à 15 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> près de la valeur du géopotential de l'aréoïde. Cette valeur correspond à une distance au centre de masse de 3389,508, soit la valeur moyenne du rayon calculée par Smith et al. 1999. Tout ceci est cohérent, dans la mesure où  $g = \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{\Delta U}{\Delta r}$

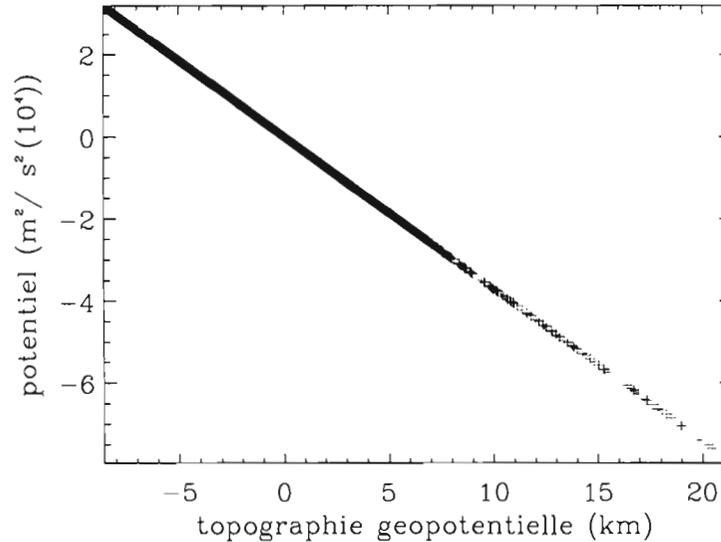


FIG. 2.3 – Relation entre les équipotentielles calculées jusqu'au degré 60 et la topographie géopotentielle

## 2.2 Forme de l'ellipsoïde de référence

Mars tourne autour de son axe de rotation. Elle est aplatie aux pôles et a développé un bombement équatorial. L'ellipsoïde de référence actuellement utilisé est un ellipsoïde biaxial. Le tableau 2.2 donne les valeurs des rayons équatoriaux ainsi que l'aplatissement polaire pour deux ellipsoïdes de références biaxiaux calculés par les équipes de Yuan et al. (2000) et Smith et al. (2001). Cependant, en comparant les profils de l'aréoïde et de la topographie géopotentielle à diverses latitudes on s'aperçoit qu'un ellipsoïde biaxial

TAB. 2.2 – Comparaison des rayons équatoriaux moyens ( $a$ ) et de leur aplatissement polaire pour l'ellipsoïde du géoïde.

	$a$ (km)	$f_p$
Yuan et al.	3397	1/196.9
Smith et al.	3396	1/169.8

n'est pas la meilleure approximation de la forme de la planète. La figure 2.4 représente les profils de l'aréoïde et de la distance au centre de masse le long de l'équateur. Rappelons qu'il s'agit de la même observation faite sur la carte de l'aréoïde (figure 2.1) où l'on retrouve les plus fortes variations le long de l'équateur. L'une d'elles est centrée sur le dôme de Tharsis à  $105^\circ\text{W}$  et l'autre à son antipode, à  $75^\circ\text{E}$ . C'est exactement la même observation qui est faite sur le profil de la surface au centre de masse le long de l'équateur à la figure 2.4. Par conséquent, l'anomalie créée par la présence du dôme de Tharsis sur l'ensemble de la planète est non négligeable. Il faut donc tenir compte de son influence et inclure cette caractéristique dans la définition d'un nouvel ellipsoïde de référence.

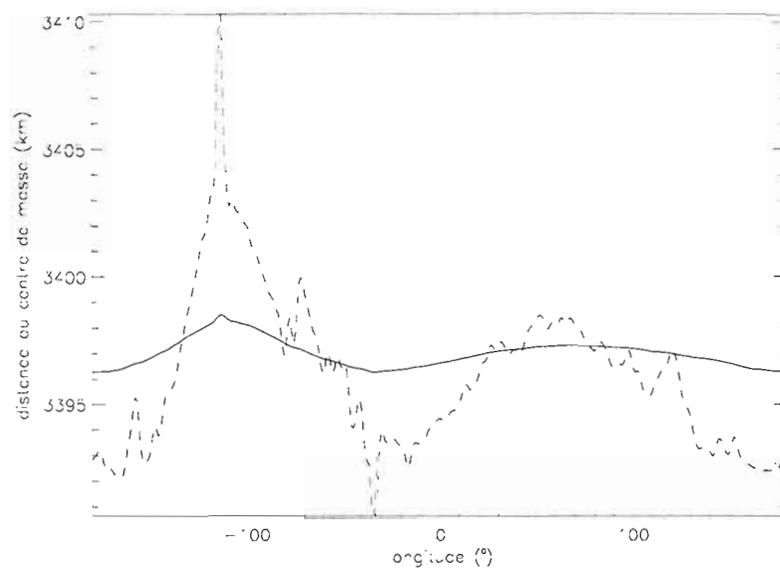


FIG. 2.4 – Profil à l'équateur de la distance COM (trait pointillé) et de l'aréole (trait continu), les valeurs sont en km.

La forme d'un ellipsoïde est déterminée par les facteurs  $J_2$  et  $J_2^2$ . Le facteur  $J_2$ , détermine l'aplatissement polaire de la planète (équation 2.3), alors que le facteur  $J_2^2$  détermine l'aplatissement équatorial.

Considérant une planète en équilibre hydrostatique, on peut, suivant Stacey (1992) relier le facteur  $J_2$  et l'aplatissement polaire par l'approximation au premier degré :

$$J_2 = \frac{2f_p - m}{3} \quad (2.3)$$

où,  $m = \frac{\omega^2 a^3}{GM}$ ,  $f_p$  est l'aplatissement polaire,  $\omega$  est la vitesse de rotation angulaire,  $a$  est le semi-grand axe à l'équateur,  $G$  est la constante gravitationnelle et  $M$  est la masse de la planète. Le tableau 2.3 donne les valeurs de  $J_2$  et  $J_2^2$  calculées par différents auteurs. Ces facteurs sont calculés à l'aide des formules suivantes :

$$J_2 = \frac{1}{(2l + 1)^{\frac{1}{2}}} - C_{2,0} \quad (2.4)$$

$$J_2^2 = \left[ \frac{(l + m)!}{2(2l + 1)(l - m)!} \right]^{\frac{1}{2}} (C_{2,2} + S_{2,2}) \quad (2.5)$$

Où les coefficients  $\bar{C}_{l,m}$  et  $\bar{S}_{l,m}$  sont normalisés et proviennent du développement en harmoniques sphériques du champ du géopotential,  $l, m$  sont respectivement l'ordre et le degré des coefficients.

La représentation de l'aréoïde (carte 2.1) et du profil équatorial (figure 2.4) permettent de reconnaître que le terme  $J_2^2$  est non nul. Il serait donc plus judicieux de faire les calculs d'anomalies à partir d'un ellipsoïde triaxial qui tiendra compte de la valeur du  $J_2^2$  dans sa définition. Ainsi, on pourra réduire l'impact du dôme de Tharsis sur l'ensemble de la planète et constater son influence locale. Le nouvel ellipsoïde de référence a été calculé à partir de la formule de Cazenave (1995) qui permet de tenir compte de l'allongement de l'ellipsoïde à l'équateur :

TAB. 2.3 – Valeurs de  $J_2$ ,  $J_2^2$  et  $\frac{1}{f}$  pour différents auteurs. Les valeurs des coefficients  $\overline{C}_{l,m}$  et  $\overline{S}_{l,m}$  proviennent du modèle MGS75D de Yuan et al. (2000) et les valeurs  $J_2$  et  $J_2^2$  sont tirées de Reasenberg (1977) et Bills et James (1999), Yuan et al. (1999), Smith et al (2001)

	notre étude	Reasenberg	Bills et James	Yuan et al.	Smith et al. 2001
$J_2$	$1959 \times 10^{-6}$	$1829 \times 10^{-6}$	$1958,74 \times 10^{-6}$	$1856^{-6}$	$2395 \times 10^{-6}$
$J_2^2$	$63,2 \times 10^{-6}$	nd	$63,17 \times 10^{-6}$	nd	nd
$\frac{1}{f}$	$\frac{1}{191}$	nd	nd	$\frac{1}{196,9}$	$\frac{1}{169,8}$

$$U(r, \lambda, \phi) = \left( \frac{GM}{r} \right) \left[ 1 + \sum_{l=1}^{30} \overline{C}_{2l,0} \left( \frac{a_e}{r} \right)^{2l} \overline{P}_{2l,0}(\sin \phi) \right] + \frac{1}{2} \omega^2 r^2 \cos^2 \phi \quad (2.6)$$

Où,  $U$  est la valeur du géopotential,  $G$  est la constante gravitationnelle,  $M$  est la masse de Mars,  $\overline{C}_{2l,0}$  sont les coefficients du développement en harmoniques sphériques au degré  $2l$  et à l'ordre 0,  $\overline{P}_{2l,0}$  sont les polynômes associés de Legendre normalisés,  $\lambda$  et  $\phi$  sont respectivement la longitude et la latitude,  $a_e$  est la distance au centre de masse moyenne le long de l'équateur et  $r$  est la distance au centre de masse de la surface à la coordonnée  $(\lambda, \phi)$ . On a recalculé les valeurs du nouvel ellipsoïde de référence à partir des coefficients du développement en harmoniques sphériques jusqu'au degré 60. Puisqu'on a conservé le même jeu de coefficients, on a aussi conservé les mêmes valeurs pour la vitesse angulaire de rotation ( $\omega : 7,0882181 \times 10^{-5}$  rad/s), pour la distance moyenne au centre de masse de l'équateur (3394,2 km) et pour le produit de la masse et de la constante gravitationnelle ( $GM : 42828,358 \times 10^9$  km<sup>3</sup>/s<sup>2</sup>). Il est donc maintenant possible de redéfinir les valeurs et les orientations des axes  $a$ ,  $b$  et  $c$ . Sur le tableau 2.4 on remarque que les orientations des axes calculées pour notre ellipsoïde de référence sont cohérentes par rapport à celles calculées par Smith et al.(2000) pour l'ellipsoïde géodétique. Rappelons que l'ellipsoïde de Smith et al. (2001) fait référence à la forme

de la surface de Mars, alors que notre nouvel ellipsoïde fait référence aux mesures de géopotentiel. L'intérêt de comparer les deux ellipsoïdes est de savoir si notre ellipsoïde s'approche à la fois de la forme géométrique ainsi que de la forme de l'aréoïde. Ceci est apparent à la figure 2.4 où les profils équatoriaux de la distance au centre de masse et de l'aréoïde sont en phase. Bien que les axes aient les mêmes orientations, les valeurs des aplatissements équatorial et polaire sont très différentes. Les aplatissements calculés ont été définis à partir des formules suivantes :

Aplatissement polaire  $f_p$

$$f_p = \frac{\frac{(a+b)}{2} - c}{\frac{(a+b)}{2}} \quad (2.7)$$

Aplatissement équatorial  $f_{eq}$

$$f_{eq} = \frac{(a-b)}{a} \quad (2.8)$$

Où  $a, b$ , sont respectivement le grand axe et le semi-grand axe alors que  $c$  est le petit axe de l'ellipsoïde référence. La forme géométrique de la planète est plus aplatie aux pôles et à l'équateur que celle calculée à partir de son champ de gravité. Notons que l'aplatissement polaire de notre ellipsoïde de référence triaxial (1/191) approximativement de celui calculé par Yuan et al. (2001) pour leur ellipsoïde de référence biaxial (1/196, 9).

Dorénavant, lorsque nous ferons référence à l'ellipsoïde biaxial, il s'agira de l'ellipsoïde de référence défini par Yuan et al.(2000) ayant les caractéristiques suivantes : une distance moyenne de l'équateur au centre de masse de 3394,2 km, une vitesse angulaire de rotation ( $\omega$ ) de  $7,0882181 \times 10^{-5}$  rad/s, un produit  $GM$  de  $42828,358 \times 10^9$  km<sup>3</sup>/s<sup>2</sup> et un aplatissement polaire ( $f_p$ ) de 1/196,9. Tandis que, lorsque nous ferons référence à l'ellipsoïde triaxial il s'agira d'un ellipsoïde calculé à partir des mêmes paramètres physiques ( $\omega, GM$ ) avec un aplatissement équatorial ( $f_{eq}$ ) de 1/2544. Puisque

TAB. 2.4 – Paramètres de l'ellipsoïde de référence triaxial du géopotential tel que nous l'avons calculé ainsi que les paramètres de l'ellipsoïde de référence triaxial géodétique tel que calculé par Smith et al(2000)

Longueur des axes	Notre étude	Ellipsoïde géodétique Smith, 2000
$a$	3397,579 km	3398,627 km
$b$	3396,244 km	3393,760 km
$c$	3379,224 km	3376,200 km
$f_p$	1/191	1/169,8
$f_{eq}$	1/2545	1/698
Orientation des axes		
$a$	0,0°N, 75,0°E	1,0°N, 72,45°E
$b$	0,0°N, 345,0°E	0,0°N, 324,4°E
$c$	90,0°N, 180,0°E	89,0°N, 252,2°E

les paramètres de calculs sont les mêmes nous pouvons comparer les résultats d'anomalies de l'aréoïde et d'anomalies de gravité calculés par rapport aux deux ellipsoïdes.

### 2.2.1 Anomalie de l'aréoïde

L'anomalie de l'aréoïde est la différence entre la distance au centre de masse de l'équipotentielle et le rayon de l'ellipsoïde de référence selon l'équation suivante :

$$\Delta R = r_a - r_e \quad (2.9)$$

Où  $\Delta R$  correspond à l'anomalie,  $r_a$  est le rayon de l'aréoïde et  $r_e$  est le rayon de l'ellipsoïde de référence. Notons que sur Terre les anomalies du géoïde sont de quelques dizaines de mètres. Selon le nouveau modèle GGM01 (Grace gravity model 01), l'amplitude des anomalies du géoïde va de -106 m à 85 m (GRACE, 2004), alors que sur Mars, les anomalies de l'aréoïde peuvent avoir une amplitude de plusieurs kilomètres. Sur Terre, puisque l'ellipsoïde de référence concorde presque parfaitement avec le géoïde, la valeur absolue de la somme des anomalies du géoïde s'approche de zéro. Cependant, sur Mars, la valeur absolue de la somme des anomalies de l'aréoïde pour l'ellipsoïde biaxial est de 17294,831 km en comparaison à 5695,128 km pour l'ellipsoïde triaxial. On réduit donc par trois la somme des anomalies en passant d'une forme biaxiale à triaxiale. À des fins de comparaison les valeurs maximale et minimale des anomalies pour l'ellipsoïde biaxial vont de -849 m à 1,713 km pour une amplitude de 2,562 km et une valeur moyenne absolue de 87 m. Pour l'ellipsoïde triaxial, les valeurs maximale et minimale des anomalies vont de -330 m à 1,508 km, pour une amplitude de 1,838 km et une valeur moyenne absolue de 265 m. En utilisant l'ellipsoïde triaxial on réduit donc de 28 % l'écart entre les valeurs d'anomalies maximale et minimale, mais on augmente la valeur moyenne absolue de l'anomalie. Dans tous les cas, l'anomalie minimale est située dans Amazonis Planitia et l'anomalie maximale sur Olympus Mons.

L'utilisation d'un ellipsoïde triaxial permet une meilleure précision dans les données, sans nécessairement changer les grandes conclusions déduites des calculs faits à partir d'un ellipsoïde biaxial. En effet, quel que soit l'ellipsoïde de référence, la dichotomie

nord-sud n'est plus apparente, ce qui suggère une bonne compensation des différences d'épaisseur et de densité de part et d'autre de l'équateur. De plus, on note que dans les deux cas, le terme  $J_2^2$  reste important, illustré par les anomalies est-ouest. Mais, lorsqu'on utilise l'ellipsoïde triaxial les anomalies sont réduites. La différence majeure entre les deux cartes est la compensation de l'hémisphère est. En effet, sur la carte calculée à partir de l'ellipsoïde biaxial on voit bien apparaître le  $J_2^2$  par deux anomalies fortement positives au niveau de l'équateur, centrées autour de l'axe  $a$  ((0 °N, 75 °E) et (0 °N, 255 °E)). Alors que sur la carte calculée à partir de l'ellipsoïde triaxial, il y a une forte anomalie positive, dans l'hémisphère ouest autour de l'axe  $a$  (255 °E) et, en contrepartie, il y a une anomalie négative, dans l'hémisphère est centrée autour du même axe (75 °E). Sur l'hémisphère ouest on remarque que le dôme de Tharsis est bien mieux compensé lorsqu'on utilise un ellipsoïde triaxial. En effet, il y a une nette diminution de plusieurs centaines de mètres à la surface de chacun des volcans, Olympus Mons inclus. L'anomalie du volcan Ablaterra demeure la même quelque soit le type d'ellipsoïde utilisé. Valles Marineris a une anomalie négative comparable tant avec l'ellipsoïde biaxial qu'avec l'ellipsoïde triaxial. Elysium Mons et le bassin Utopia ont des anomalies positives beaucoup plus importantes lorsqu'elles sont calculées avec l'ellipsoïde triaxial qu'avec l'ellipsoïde biaxial. Les valeurs précises sont fournies sur le tableau 2.5.

### 2.2.2 Anomalie de gravité

Rappelons tout d'abord la définition de l'anomalie de gravité :

$$\Delta g = g_o - g_m$$

où,  $\Delta g$  est l'anomalie de gravité,  $g_o$  est l'accélération gravitationnelle théorique et  $g_m$  est la gravité mesurée en tout point de la surface. Les caractéristiques générales des

TAB. 2.5 – Comparaison des valeurs des anomalies de l'aréoloïde pour les ellipsoïdes de références biaxial et triaxial. Les valeurs sont en mètres

	ellipsoïde biaxial	ellipsoïde triaxial
Isidis(85°E,12°N)	469	-1
Elysium(148°E,25°N)	-82	528
Utopia(110°E,45°N)	242	454
Alba Patera (115°W,40°N)	573	570
Olympus Mons (134°W,18°N)	1713	1508
Ascraeus Mons (105°W,11°N)	1614	1082
Pavonis Mons (113°W,0°N)	1513	946
Arasia Mons (120°W,9°S)	1461	983
Agyre (45°W,50°S)	-501	-7
Hellas Planitia (71°W,40°S)	-66	-101
Valles Marineris		
Ius Chasma (73°W,9°S)	-101	-234
Capri Chasma (48°W,15°S)	-498	-271
Somme des anomalies sur la planète	-17294831	5695128

deux cartes sont semblables. Cependant, les anomalies sont légèrement plus faibles avec l'ellipsoïde triaxial, qu'avec l'ellipsoïde biaxial. En effet, les valeurs minimale et maximale pour les calculs sur l'ellipsoïde biaxial sont respectivement -480 mgal et 2946 mgal pour une amplitude totale de 3426 mgal et une anomalie moyenne de 39,66 mgal. Alors que, les valeurs minimale et maximale pour l'ellipsoïde triaxial sont respectivement -538 mgal et 2842 mgal pour une amplitude totale de 3380 mgal et une anomalie moyenne de -9,54 mgal. Ces chiffres nous indiquent que l'utilisation d'un ellipsoïde triaxial permet de réduire légèrement les anomalies, puisqu'il est plus proche de la forme réelle de la planète.

La dichotomie nord-sud est complètement compensée, et, encore une fois, ce sont plutôt les différences est-ouest qui sont les plus frappantes. On constate que malgré une réduction des anomalies de gravité dans la région du dôme de Tharsis (tableau 2.6), il y a perte de compensation pour les terrains de l'hémisphère est qui ont chutés vers des valeurs d'anomalies négatives. On voit aussi que les auréoles d'anomalies négatives sont beaucoup plus larges autour des dépressions tels le bassin d'Utopia, le cratère d'Hellas et le bassin Lyot. Normalement ce sont les zones de bréchification qui présentent des auréoles négatives.

Normalement les valeurs de MGS75D et de l'ellipsoïde biaxial devraient être les mêmes puisqu'on a utilisé le même ellipsoïde de référence et les mêmes coefficients du géopotential. C'est le cas pour toutes les régions identifiées dans le tableau 2.6, sauf pour le cratère d'Argyre(45°W,50°S), qui présente aussi des incohérences par rapport au reste des données.

### 2.3 Comment choisir son ellipsoïde de référence ?

En conclusion, l'utilisation de l'ellipsoïde triaxial est entièrement justifiée et avantageuse dans tous les calculs touchant la région du dôme de Tharsis, car elle est plus proche de la forme du géopotential local. Cependant, l'ellipsoïde biaxial représente mieux l'hémisphère est car son rayon équatorial est proche de la valeur du rayon équatorial moyen du géopotential de cette région. De plus, on remarque que l'écart quadratique moyen des anomalies de gravité et de l'aréoïde est le même, dans tout les cas ( $6,5341 \times 10^4$ ). Bien que nous ayons montré que globalement la dichotomie nord-sud est compensée, il y a quand même un écart d'anomalie considérable pour les structures situées au-delà des 40ième parallèles nord et sud. Ces écarts sont probablement dûs à

TAB. 2.6 – Comparaison des valeurs des anomalies de gravité pour les ellipsoïdes biaxial et triaxial et pour le modèle MGS75D. Les valeurs sont en mgal.

	MGS75D	ellipsoïde biaxial	ellipsoïde triaxial
Isidis(85°E,12°N)	419	457	318
Elysium(148°E,25°N)	754	719	696
Utopia(110°E,45°N)	109	150	87
Alba Patera(115°W,40°N)	419	458	345
Olympus Mons(134°W,18°N)	2933	2946	2843
Ascraeus Mons(105°W,11°N)	1689	1746	1606
Pavonis Mons(113°W,0°N)	1134	1100	963
Arasia Mons(120°W,9°S)	1619	1586	1457
Agyre(45°W,50°S)	139	201	-101
Hellas Planitia (71°W,40°S)	57	85	27
Valles Marineris			
Ius Chasma(73°W,9°S)	-416	-361	-86
Capri Chasma(48°W,15°S)	-500	-472	-532

la différence d'aplatissement entre les deux ellipsoïdes (3 % d'écart). Quoiqu'il en soit, il sera extrêmement difficile de trouver une forme théorique qui respectera à la fois la morphologie de Mars (différences flagrantes entre les hémisphères est et ouest) et les conventions de calcul du géopotential. Il n'en demeure pas moins que la carte d'anomalie de gravité est beaucoup plus détaillée lorsqu'on utilise l'ellipsoïde de référence triaxial que lorsqu'on utilise celui qui est biaxial. De plus, l'utilisation de l'ellipsoïde triaxial est aussi justifiée par la présence du dôme de Tharsis (Zuber et Smith 1997). Lorsqu'on retire le dôme on simule un aréoloïde dont la géométrie tend plutôt vers l'ellipsoïde biaxial. Donc, pour toutes ces raisons on suggère l'utilisation de l'ellipsoïde triaxial, comme ellipsoïde de référence le plus représentatif de la morphologie de Mars.

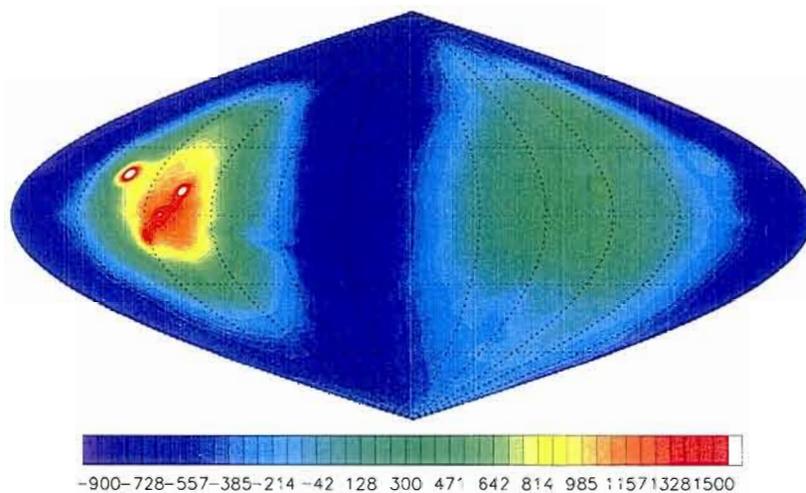


FIG. 2.5 – Anomalie de l'aréoïde, sur l'ellipsoïde de référence biaxial, les valeurs sont en mètres

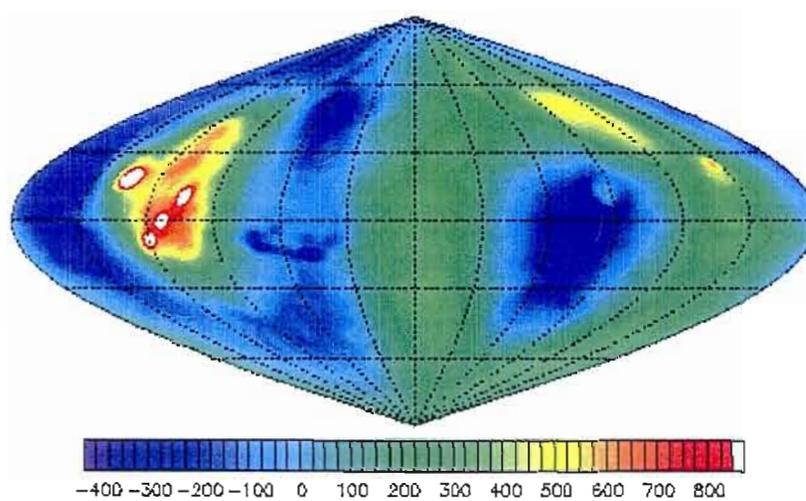


FIG. 2.6 – Anomalie de l'aréoïde, calculée sur l'ellipsoïde de référence triaxial, les valeurs sont en mètres. Il faut noter la différence d'échelle avec la figure précédente.

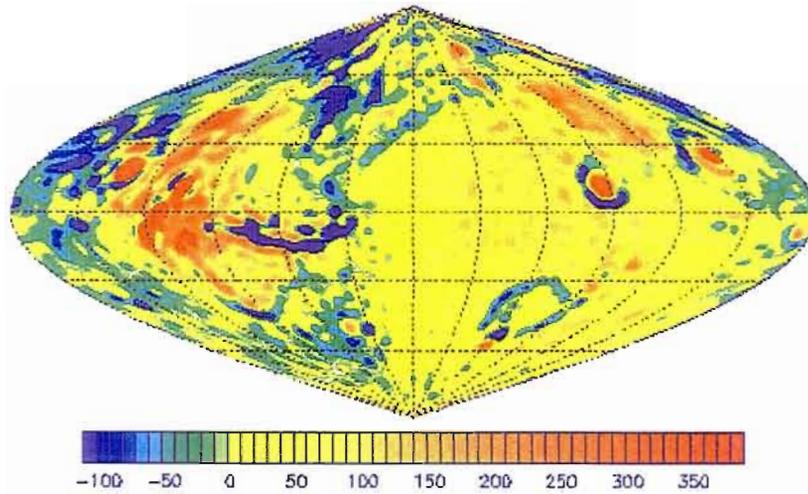


FIG. 2.7 – Anomalie de gravité, calculée sur l'ellipsoïde de référence biaxial, les valeurs sont en mgal.

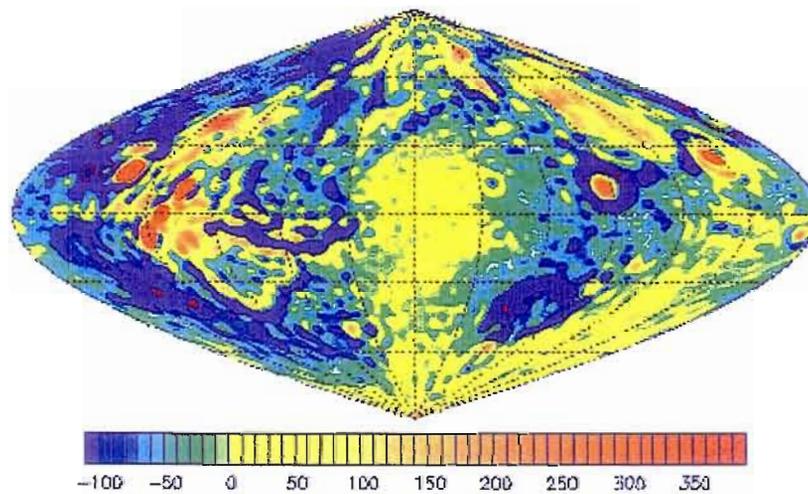


FIG. 2.8 – Anomalie de gravité, calculée sur l'ellipsoïde de référence triaxial, les valeurs sont en mgal.

## Chapitre 3

# LES COMPOSANTES DU TENSEUR DES DÉRIVÉES SECONDES DU GÉOPOTENTIEL

Déterminer la structure interne d'une planète est important pour en comprendre la dynamique. À défaut de pouvoir faire de la sismique sur Mars et considérant les difficultés rencontrées lors du traitement des données magnétiques, la compréhension de la dynamique passe particulièrement par l'analyse des données de la topographie et de la gravité. La récente cartographie de la sonde MGS nous a permis de préciser nos connaissances dans ces domaines. Les données de gravité ont été mesurées par effet Doppler qui permet de mesurer les variations de la vitesse du satellite. Ensuite elles sont transmises à l'aide de l'appareil Radio Science System (RSS). Il s'agit de mesurer les différences d'accélération du satellite par rapport à une orbite théorique. La vitesse est mesurée dans la direction de la ligne de vue du satellite (en anglais : line-of-sight,

LOS). Aujourd'hui, il est possible d'ajouter un gradiomètre au satellite. Le gradiomètre pourrait permettre des mesures du gradient de l'accélération de la gravité dans trois directions et d'en déduire les neuf composantes du tenseur d'ordre 2 des dérivées secondes du géopotentiel. L'avantage de mettre un gradiomètre en orbite autour de Mars est d'obtenir une meilleure résolution des données. De plus, des simulations faites par Belikov (1994), démontrent que la cartographie globale du champ de pesanteur terrestre et le calcul du géoïde à haute précision et haute résolution spatiale sont considérablement augmentées lorsqu'on y ajoute les données gradiométriques. Ces mesures seraient utiles pour contraindre les variations de densité et d'épaisseur de la croûte martienne.

### 3.1 Mais qu'est-ce que la gradiométrie ?

La gradiométrie est une technique qui a été développée dans les années 1920 par Eötvös. Les premières applications ont été faites dans le domaine de l'exploration pétrolière, car les mesures gradiométriques sont très sensibles aux différences de densité. Cependant, les premiers gradiomètres demandaient une longue calibration et les mesures étaient très bruitées. L'avènement de la sismique, du gravimètre LaCoste-Romberg ainsi que la réduction des coûts des méthodes de forage, ont forcé l'abandon des gradiomètres au milieu des années 1930. Le gradient est mesuré en  $s^{-2}$  et l'unité pratique est l'Eötvös ( $1 \text{ E} = 0,1 \mu\text{Gal m}^{-1} = 10^{-9} s^{-2}$ ). Les gravimètres mesurent des accélérations ( $1 \text{ mgal} = 10^{-5} \text{ m/s}^2$ ). Aujourd'hui, la technologie des supraconducteurs permet de mieux isoler les masses témoins et de réduire considérablement le temps de calibration. De plus, les gradiomètres sont insensibles aux accélérations ou aux changements d'accélérations. Cette avancée permet donc d'utiliser les gradiomètres sur des plate-formes en mouvement, tel un avion, un bateau ou un satellite. Par conséquent, on assiste à une renaissance de la gradiométrie. Aujourd'hui, on utilise les gradiomètres en prospection pétrolière, en archéologie, pour la surveillance de l'activité volcanique, tel les remontées de chambres magmatiques, et, bien sûr, pour la cartographie des anomalies gravimétriques (Fraser,

1996). Une première mission de gravité gradiométrique satellitaire (SGG : Satellite Gravity Gradiometry) nommée ARISTOTELES, avait été prévue par l'ESA (European Space Agency), pour l'année 1988. Malheureusement, celle-ci n'a jamais vu le jour. Depuis Mars 2002, la NASA et l'agence spatiale allemande (DLR) ont mis en orbite terrestre la mission GRACE (Gravity Recovery and Climate). La mission est composée de deux satellites identiques nommés Tom et Jerry. La mesure des variations de distance entre les deux satellites permet de déterminer les variations du champ de gravité avec une précision de 1 mgal. Cette mission doit fournir un nouveau modèle de gravité terrestre tous les trente jours. Pour sa part, l'ESA retentera l'expérience avec la mission GOCE (Gravity and Ocean Circulation Explorer) dont le lancement est maintenant prévu pour l'année 2007 (ESA SP-1233, 1999).

Techniquement, un gradiomètre fonctionne de la manière suivante. Il s'agit de fixer des masses témoins (accéléromètres) symétriquement par rapport au centre de l'appareil et de mesurer la force nécessaire pour maintenir ces poids à leur position d'origine. Le nombre de gradients mesurés dépend du nombre de couples de masse. Cependant, en plus de mesurer la gravité, les accéléromètres sont sensibles à l'accélération centrifuge, l'accélération angulaire ainsi que d'autres perturbations internes et externes de l'orbite du satellite. C'est pourquoi, le paramètre le plus important lors du développement de cet appareil est la sensibilité du système. L'unité de mesure de la sensibilité est l'Eötvös par racine de Hz. Puisque ce travail s'est effectué conjointement avec l'équipe de Flokstra de l'Université de Twente aux Pays-bas, nous nous sommes appuyés sur les données disponibles pour un gradiomètre développé selon la technologie des supraconducteurs à haute température dont les fréquences utiles, sur Terre, sont de l'ordre de 0,01 à 1 Hz. Nous chercherons donc à savoir s'il est possible d'obtenir des données sur Mars qui rencontrent la sensibilité recherchée de  $1\text{mE}/\sqrt{\text{Hz}}$  (Flokstra, 2002).

### 3.2 Calcul des neuf composantes du tenseur des dérivées secondes du géopotentiel

Les mesures enregistrées par le gradiomètre correspondent au gradient de gravité, le long de l'axe de deux accéléromètres. Voici la définition du champ de gravité en coordonnées sphériques :

$$\vec{g} = \nabla U = \begin{pmatrix} \frac{\partial U}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \phi} \\ \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial U}{\partial \lambda} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Où le vecteur  $\vec{g}$  correspond au champ de gravité,  $U$  est le potentiel de gravité incluant la composante rotationnelle,  $r$  est la distance à l'origine du système de coordonnées (qui peut coïncider avec le centre de masse),  $\phi$  et  $\lambda$  sont respectivement la latitude et la longitude. Le potentiel de gravité est calculé à partir du développement des coefficients en harmoniques sphériques, dont les conventions sont rappelées en annexe. Le gradient d'un vecteur est un tenseur d'ordre 2. Le tenseur est représenté par la matrice suivante (notons qu'en coordonnées sphériques les dérivées secondes croisées ne sont pas commutatives) :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} & \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} & \frac{1}{r^2} \cos \phi \frac{\partial^2 U}{\partial \phi \partial \lambda} \\ \frac{-1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \phi} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial \phi} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r \partial \phi} & \frac{1}{r^2} \cos \phi \frac{\partial^2 U}{\partial^2 \lambda} \\ \frac{-1}{r^2} \cos \phi \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial \lambda} & \frac{1}{r^2} \cos \phi \left( \frac{\partial^2 U}{\partial \phi \partial \lambda} + \tan \phi \frac{\partial^2 U}{\partial \lambda} \right) & \frac{1}{r} \cos \phi \frac{\partial^2 U}{\partial \lambda \partial r} \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Pour tous nos calculs, nous avons utilisé la formule de récurrence suivante pour dériver les polynômes associés de Legendre :

$$(1 - \sin^2 x) \frac{d}{dx} P_l^m(x) = (l + 1)x P_l^m(x) - (l - m + 1)P_{l+1}^m(x) \quad (3.3)$$

Les paramètres de l'orbite du satellite ont été calculés considérant un satellite en orbite équatoriale à une altitude de 400 km, soit approximativement la même hauteur

que la sonde MGS (dont l'altitude moyenne est de 378 km) lors de sa période de cartographie (MGS, 2003). Ce choix est fonction de la faible densité de l'atmosphère à cette altitude. Ayant fixé la hauteur de l'orbite et considérant une distance moyenne au centre de masse le long de l'équateur de 3397 km (Smith et al., 2001), on peut calculer la vitesse du satellite à partir de la troisième loi de Képler :

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r_{eq} + z}} \quad (3.4)$$

où  $v$  est la vitesse du satellite,  $r_{eq}$  est la distance équatoriale moyenne au centre de masse et  $z$  est l'altitude du satellite. Donc, dans le cas présent, la vitesse du satellite ( $v$ ) est égale à 3358,5 m/s. Ensuite, on peut calculer la période d'une orbite par la formule suivante :

$$T = \frac{2\pi r_{eq}}{v} \quad (3.5)$$

où  $T$  est la période de révolution de l'orbite,  $r_{eq}$  est la distance au centre de masse le long de l'équateur, et  $v$  est la vitesse du satellite. On en déduit qu'une orbite prend 7104 secondes. Puisque notre pas d'échantillonnage est de 1 degré, l'intervalle de temps entre chaque mesure sera de 19,7 secondes. Il s'agit donc d'une fréquence de 50 mHz.

### 3.3 Interprétation des résultats

Chacune des neuf composantes du tenseur des dérivées secondes du géopotential a été calculée au centre d'une maille de 1 degré par 1 degré couvrant entièrement la planète. Le développement des neuf composantes du tenseur du géopotential est joint en annexe. Le tableau 3.1 montre les valeurs minimales, maximales, moyennes et la variation des composantes ainsi que leur erreur moyenne. Les erreurs moyennes sont calculées à l'aide des valeurs d'écart-types fournies avec la banque de coefficients d'harmoniques sphériques selon la formule suivante :

$$\sigma^2 = \sum_{l=1}^l \sum_{m=0}^m x^2 \left( \overline{\delta C_{l,m}^2} + \overline{\delta S_{l,m}^2} \right) \quad (3.6)$$

TAB. 3.1 – Valeurs minimale, maximale, moyenne et amplitude de la variation des composantes du tenseur des dérivées secondes du géopotential ainsi que leurs erreurs moyennes, les valeurs sont en Eötvös.

Composantes	Minimum	Maximum	Moyenne	Variation	Erreur Moyenne
$V_{rr}$	1573	1590	1580	17,0	$5,8 \times 10^{-4}$
$V_{r\phi}$	-8,4	9,6	1,0	18,0	$4,5 \times 10^{-4}$
$V_{r\lambda}$	-3,5	5,2	0,2	8,7	$1,4 \times 10^{-5}$
$V_{\lambda r}$	-6,6	3,8	-0,3	10,4	$1,4 \times 10^{-5}$
$V_{\lambda\phi}$	-1,4	1,6	2,1	3,0	$1,2 \times 10^{-6}$
$V_{\lambda\lambda}$	-5,3	1,2	-0,6	6,5	$1,2 \times 10^{-4}$
$V_{\phi r}$	-6,3	7,3	0,7	13,6	$4,5 \times 10^{-4}$
$V_{\phi\phi}$	-2,4	3,0	1,1	5,4	$7,6 \times 10^{-6}$
$V_{\phi\lambda}$	-1,3	1,7	$2,5 \times 10^{-2}$	3,0	$9,5 \times 10^{-5}$

où  $\sigma^2$  est la variance,  $x$  représente tous les termes du développement en harmonique sphérique qui multiplient les coefficients d'écart-type,  $\overline{\delta C_{l,m}}$  et  $\overline{\delta S_{l,m}}$  sont les écart-types respectifs des coefficients  $C_{l,m}$  et  $S_{l,m}$

On constate sur le tableau 3.1 que les variations des différentes composantes du tenseur sont comprises entre 3,0 et 18,0 E. Les variations les plus importantes surviennent lorsque la composante est dérivée en fonction de la distance au centre de masse ( $r$ ). Les variations les plus faibles surviennent lorsque la composante est dérivée en fonction de la latitude ( $\phi$ ). Bien que les cartes des composantes inverses soient semblables, leurs valeurs minimales, maximales ainsi que leurs variations ne sont pas les mêmes, l'écart varie entre 0 et 5 E. Les cartes dépendant de la latitude sont non-résolues au-delà des latitudes 75 ° nord et sud.

Analysons tout d'abord les cartes des composantes diagonales. La carte de la composante  $V_{rr}$  est presque identique à celle de l'anomalie de l'aréoïde. Ce qui est cohérent puisque que cette composante est parallèle au vecteur, principalement radial, de la gravité. Une autre similitude avec la carte d'anomalie de l'aréoïde est l'importance des facteurs  $J_2$  et  $J_2^2$ , c'est-à-dire, les anomalies parallèles à l'aplatissement polaire ( $J_2$ ) et les deux anomalies de forme patatoïde centrées à l'équateur ( $J_2^2$ ). Sur la carte de la composante  $V_{\phi\phi}$  (carte 3.3), on voit aussi ces deux facteurs s'exprimer de la même façon que sur la carte de la composante  $V_{rr}$  (carte 3.7). Il est important de constater que le centre des anomalies positives de la composante  $V_{\phi\phi}$  correspond exactement aux coordonnées de l'axe  $a$  de l'ellipsoïde triaxial. Pour la carte de la composante  $V_{\lambda\lambda}$  (carte 3.5), on remarque que l'influence du facteur  $J_2^2$ . Les formes sont donc plus apparentes lorsqu'elles sont recoupées perpendiculairement. Ainsi, l'influence de  $J_2$  est prédominante lorsque les composantes dépendent de la latitude :  $V_{\phi r}$  (carte 3.1),  $V_{r\phi}$  (carte 3.22). Alors que le facteur  $J_2^2$  est mis en évidence lorsque les composantes dépendent de la longitude :  $V_{\lambda\lambda}$  (carte 3.5),  $V_{r\lambda}$  (carte 3.20),  $V_{\lambda r}$  (carte 3.4). Les axes de symétrie entre les anomalies positives et négatives des composantes  $V_{r\lambda}$  (carte 3.20) et  $V_{\lambda r}$  (carte 3.4) sont situés aux longitudes 105 °W et 70 °E, soit les coordonnées de l'axe  $a$ . Les axes de symétrie de la dérivée secondes  $V_{\lambda\lambda}$  (carte 3.5) suivent l'axe  $b$ .

La forme, la dimension et l'orientation des figures géomorphologiques déterminent sur quelles cartes les figures seront observables. Par exemple, le dôme de Tharsis étant la forme la plus imposante sur la planète est apparente sur l'ensemble des cartes. Conséquemment, un encadré de cette région est fourni pour chacune des composantes du tenseur. Le dôme est allongé du nord au sud et sa présence est particulièrement marquée sur les cartes illustrant les composantes qui sont fonction de la longitude (cartes : 3.14,3.17,3.13, 3.11,3.15 ). Les volcans qui surmontent le dôme sont aussi d'im-

posantes structures et sont donc présents sur l'ensemble des cartes. Quant aux figures à plus petites longueurs d'ondes tel le canyon Valles Marineris, ou le cartère Hellas, elles ne sont remarquées que sur les cartes des composantes qui recourent perpendiculairement leur anomalie. Ainsi, Valles Marineris apparaît sur les cartes dont les composantes sont dérivées de la longitude et le cratère d'Hellas, sur les cartes des composantes sont dérivées de la latitude. Olympus Mons surmonte une anomalie si imposante qu'elle est manifeste sur l'ensemble des cartes. Généralement il s'agit de l'anomalie maximale ou minimale des différentes composantes, exception faites des composantes  $V_{r\phi}$  (carte 3.18) et  $V_{\phi r}$  (carte 3.10). On remarque bien le caractère distinct de Olympus Mons par rapport au dôme de Tharsis car il en est presque toujours détaché, particulièrement pour les composantes qui découlent de la longitude ( $V_{\lambda r}$  (carte 3.13),  $V_{r\lambda}$ ) (carte 3.17). À partir de ces mêmes composantes du potentiel de gravité, on constate que Arsia Mons (120 °W, 9 °S) et Pavonis Mons (113 °W, 1 °N) sont connectés par une même anomalie, alors que celle qui englobe Asraeus Mons (104 °W, 11 °N) est distincte. Ceci laisse penser que des chambres magmatiques séparées nourrissent les volcans du dôme et Olympus Mons, ce qui n'est pas manifeste sur une carte d'anomalie de l'aréoïde. La dichotomie, quant à elle, semble totalement compensée car elle n'est observable sur aucune des cartes.

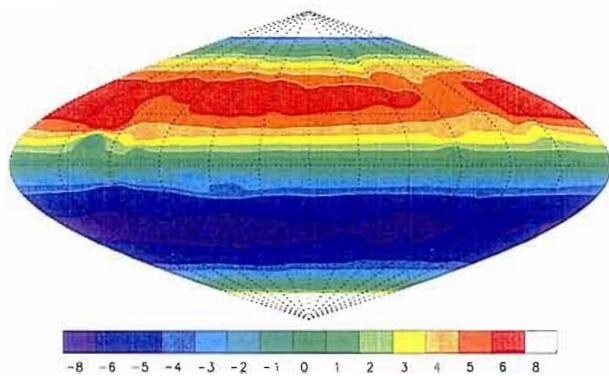


FIG. 3.1 – Composante  $V_{\phi r}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotentiel pour Mars. La carte a été tronquée aux latitudes  $75^\circ$  nord et sud. Les mesures sont en Eötvös.

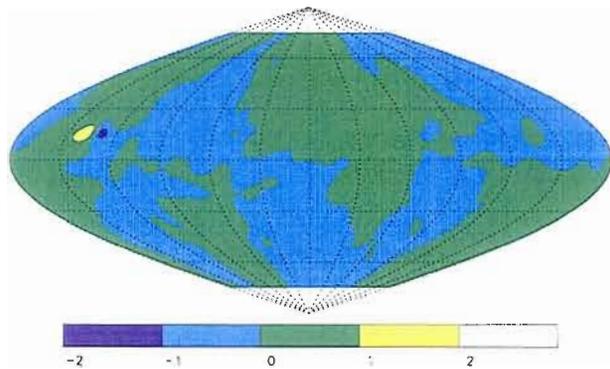


FIG. 3.2 – Composante  $V_{\phi \lambda}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotentiel pour Mars. La carte a été tronquée aux latitudes  $75^\circ$  nord et sud. Les mesures sont en Eötvös.

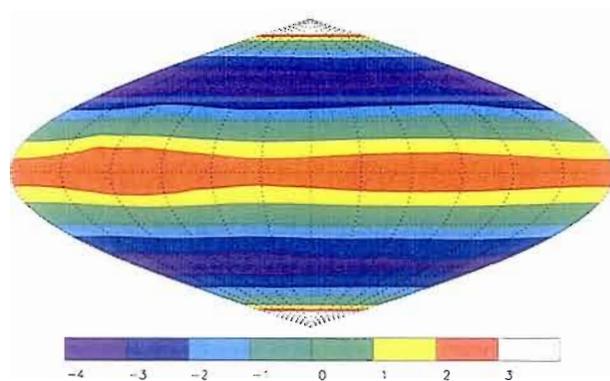


FIG. 3.3 – Composante  $V_{\phi \phi}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotentiel pour Mars. La carte a été tronquée aux latitudes  $75^\circ$  nord et sud. Les mesures sont en Eötvös.

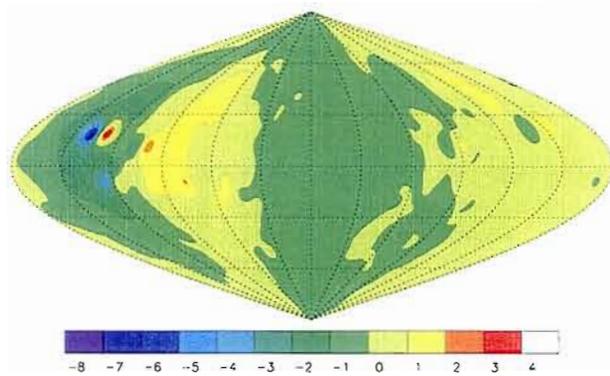


FIG. 3.4 – Composante  $V_{\lambda r}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotentiel pour Mars. Les mesures sont en Eötvös.

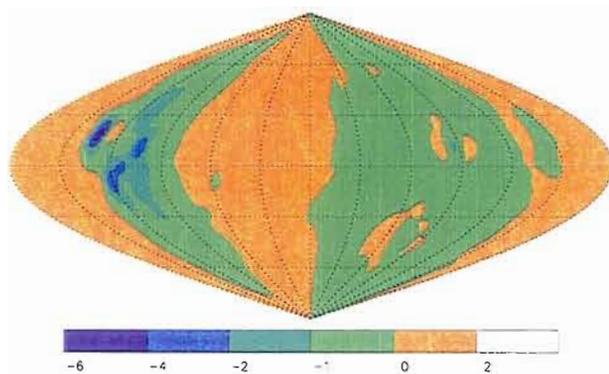


FIG. 3.5 – Composante  $V_{\lambda\lambda}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotentiel pour Mars. Les mesures sont en Eötvös.

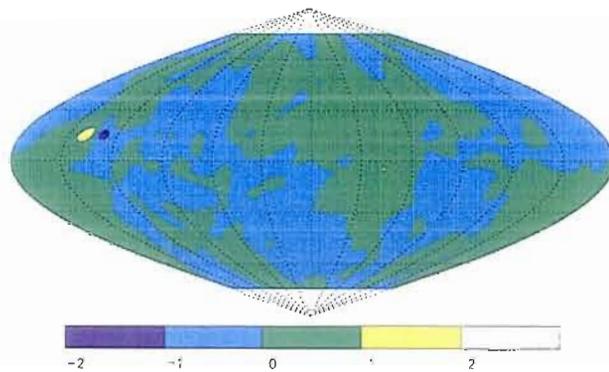


FIG. 3.6 – Composante  $V_{\lambda\phi}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotentiel pour Mars. La carte a été tronquée aux latitudes  $75^\circ$  nord et sud. Les mesures sont en Eötvös.

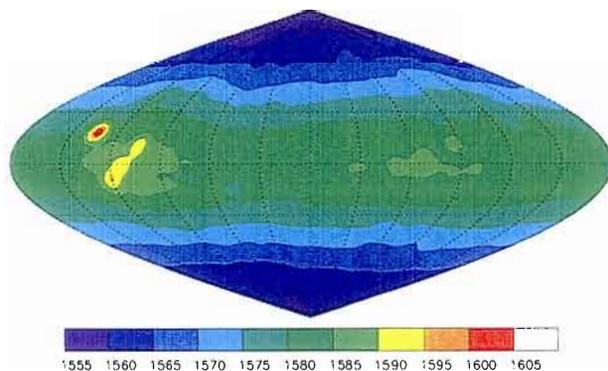


FIG. 3.7 – Composante  $V_{rr}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour Mars. Les mesures sont en Eötvös.

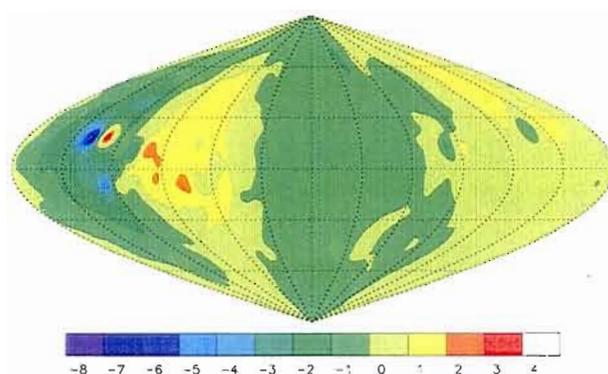


FIG. 3.8 – Composante  $V_{r\lambda}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour Mars. Les mesures sont en Eötvös.

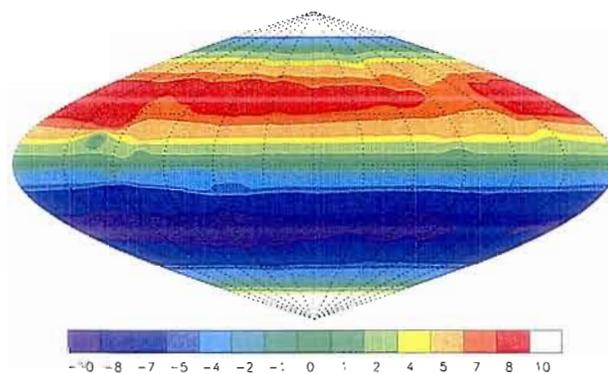


FIG. 3.9 – Composante  $V_{r\phi}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour Mars. La carte a été tronquée aux latitudes  $75^\circ$  nord et sud. Les mesures sont en Eötvös.

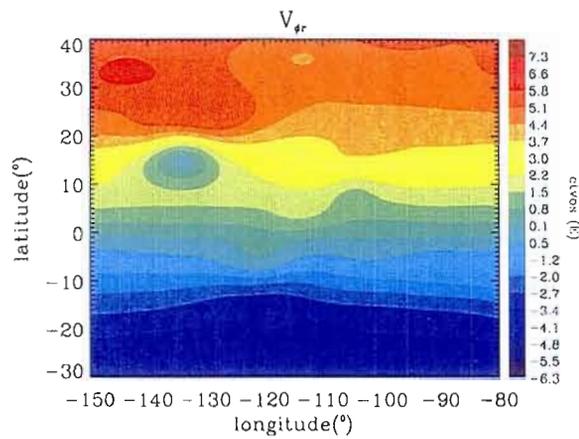


FIG. 3.10 – Composante  $V_{\phi r}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour la région de Tharsis. La carte a été tronquée aux latitudes  $75^\circ$  nord et sud.

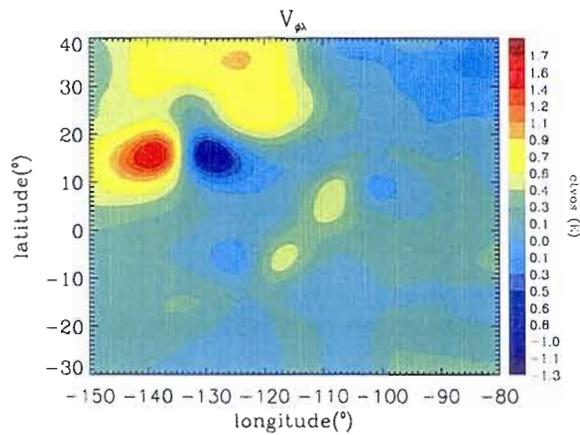


FIG. 3.11 – Composante  $V_{\phi\lambda}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour la région de Tharsis. La carte a été tronquée aux latitudes  $75^\circ$  nord et sud.

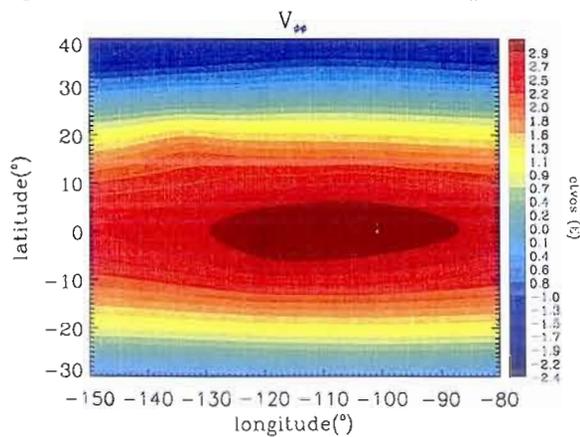


FIG. 3.12 – Composante  $V_{\phi\phi}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour la région de Tharsis. La carte a été tronquée aux latitudes  $75^\circ$  nord et sud.

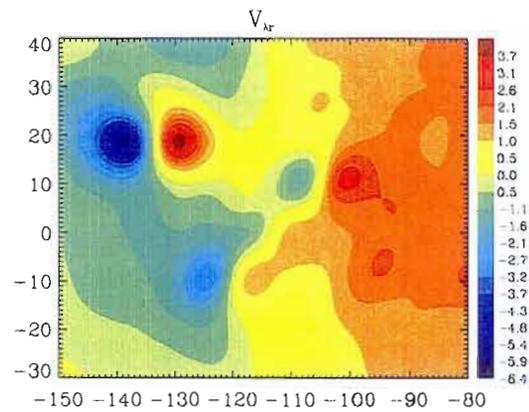


FIG. 3.13 – Composante  $V_{\lambda r}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour la région de Tharsis.

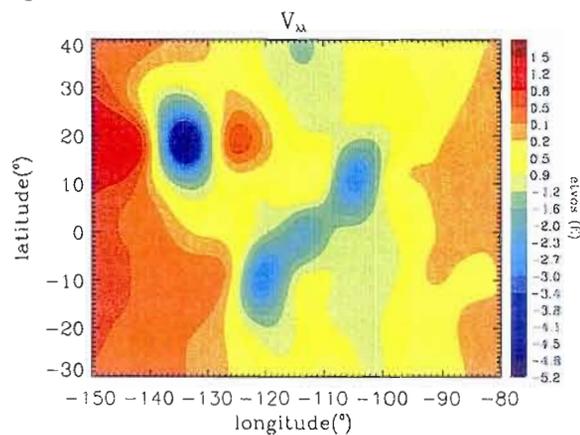


FIG. 3.14 – Composante  $V_{\lambda\lambda}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour la région de Tharsis.

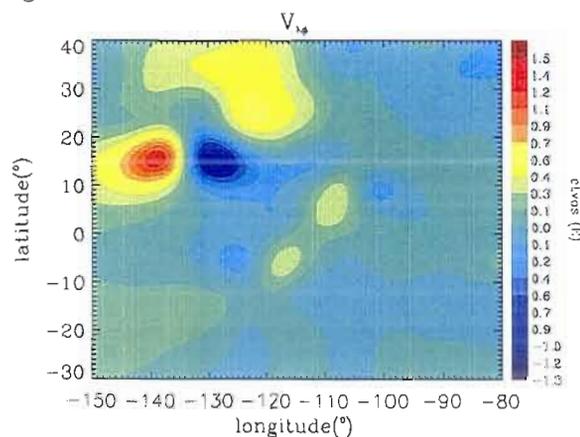


FIG. 3.15 – Composante  $V_{\lambda\phi}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour la région de Tharsis. La carte a été tronquée aux latitudes 75 ° nord et sud.

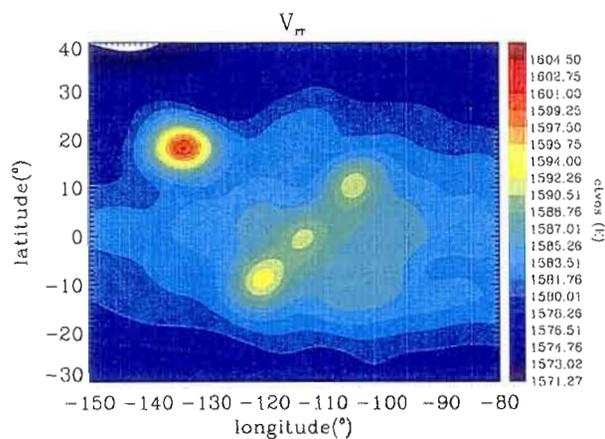


FIG. 3.16 – Composante  $V_{rr}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour la région de Tharsis.

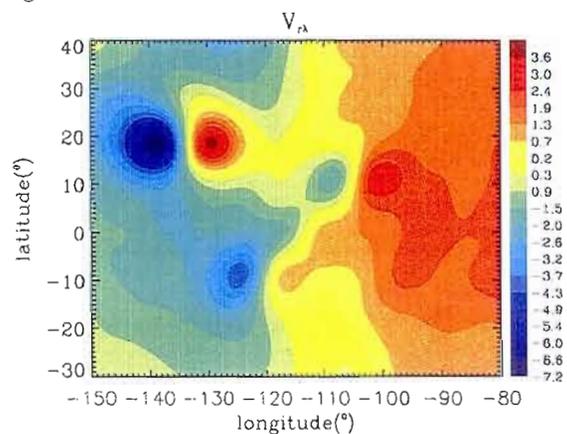


FIG. 3.17 – Composante  $V_{r\lambda}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour la région de Tharsis.

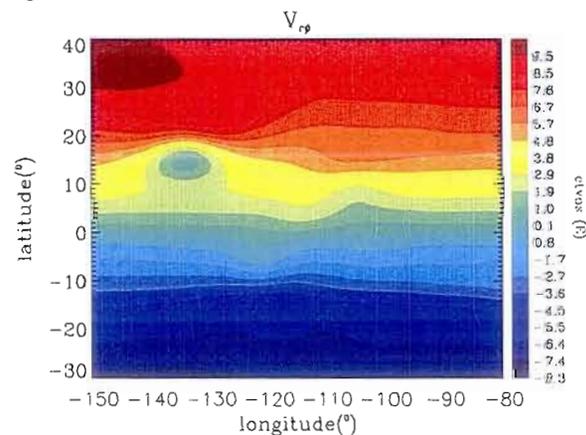


FIG. 3.18 – Composante  $V_{r\phi}$  de la dérivée seconde du tenseur du géopotiel pour la région de Tharsis. La carte a été tronquée aux latitudes 75 ° nord et sud.

### 3.3.1 Composantes du tenseur des dérivées secondes du géopotential versus la topographie

Afin de mieux comprendre l'information fournie par les cartes des composantes du tenseur des dérivées secondes du géopotential, nous avons calculé les dérivées de la surface de la région du dôme de Tharsis, par rapport à la latitude et à la longitude que nous avons ensuite comparées aux composantes  $V_{r\phi}$  et  $V_{r\lambda}$ . Considérant une distribution de la topographie ( $\partial\sigma$ ) :

$$\delta\sigma = \sum \left( \bar{C}_{l,m} \cos m\lambda + \bar{S}_{l,m} \sin m\lambda \right) \bar{P}_{l,m}(\sin(\phi)) = \rho h \quad (3.7)$$

où  $\bar{C}_{l,m}$  et  $\bar{S}_{l,m}$  sont les coefficients du développement en harmoniques sphériques du potentiel de gravité au degré  $l$  et à l'ordre  $m$ ,  $\bar{P}_{l,m}$  sont les polynômes associés de Legendre normalisés,  $\lambda$  et  $\phi$  sont respectivement la longitude et la latitude,  $\rho$  est la densité à la surface et  $\partial h$  est la dérivée de la surface.

Selon Turcotte et Schubert (1982), dans un repère cartésien, on peut lier la dérivée de l'accélération gravitationnelle à la dérivée de la surface :

$$\delta g_z = 2\pi G \delta\sigma \quad (3.8)$$

où  $\partial g_z$  est la dérivée de l'accélération gravitationnelle et  $G$  est la constante gravitationnelle. On en déduit que

$$\frac{\partial h}{\partial \lambda} \rightarrow \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial \lambda} \quad (3.9)$$

et

$$\frac{\partial h}{\partial \phi} \rightarrow \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial \phi} \quad (3.10)$$

où  $U$  est le géopotential de gravité et  $r$  est la distance au centre de masse.

Notons la similitude pour la région de Tharsis entre les cartes des dérivées premières de la surface et celles des composantes du tenseur de la dérivée seconde du géopotential.

Des quatre cartes, les seules caractéristiques qui apparaissent sont les quatre méga volcans : Olympus Mons, Arsia Mons, Ascraeus Mons et Pavonis Mons. Valles Marineris apparaît aussi sur les cartes dérivées en fonction de la latitude (cartes 3.20 et 3.19). Dans tous les cas, ni l'élévation du dôme de Tharsis ni celle Alba Patera Mons ne sont perceptibles. En effet, l'ensemble des terrains a une valeur moyenne proche de zéro. Les anomalies causées par les volcans sont si importantes qu'elles nous ne permettent pas de voir les détails sur les terrains adjacents. Sur toutes les cartes, les valeurs d'anomalies minimale et maximale sont situées sur Olympus Mons. Les anomalies dues aux volcans sont dédoublées par rapport à leur longitude centrale, pour les dérivées selon la longitude (cartes 3.22 et 3.21). De la même manière, pour les dérivées par rapport à la latitude, le dédoublement de l'anomalie se fait autour de la latitude centrale du volcan. Cependant, on remarque que les anomalies positives et négatives sont inversées sur les cartes des composantes des tenseurs par rapport à celles des dérivées de la topographie. Ceci s'explique par le choix du repère pour l'accélération gravitationnelle. Pour les composantes des tenseurs, l'accélération gravitationnelle est positive vers le bas et pour les dérivées de la topographie l'accélération gravitationnelle est positive vers le haut. Globalement la superficie des anomalies est sensiblement la même que la dérivée soit calculée par rapport à la composante des tenseurs ou qu'elle soit calculée par rapport à la topographie. Cette comparaison ne nous permet pas d'obtenir d'information supplémentaire sur la profondeur des anomalies.

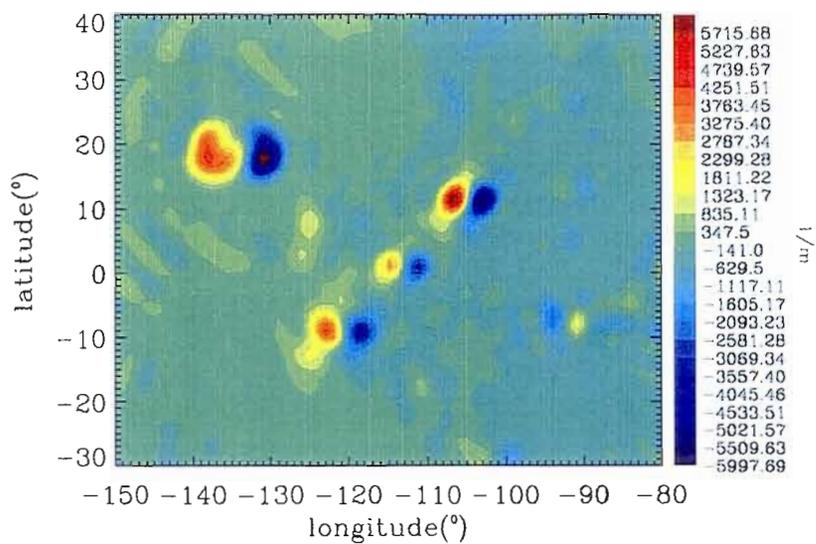


FIG. 3.19 – Dérivée de la surface en fonction de la longitude pour la région du dôme de Tharsis.

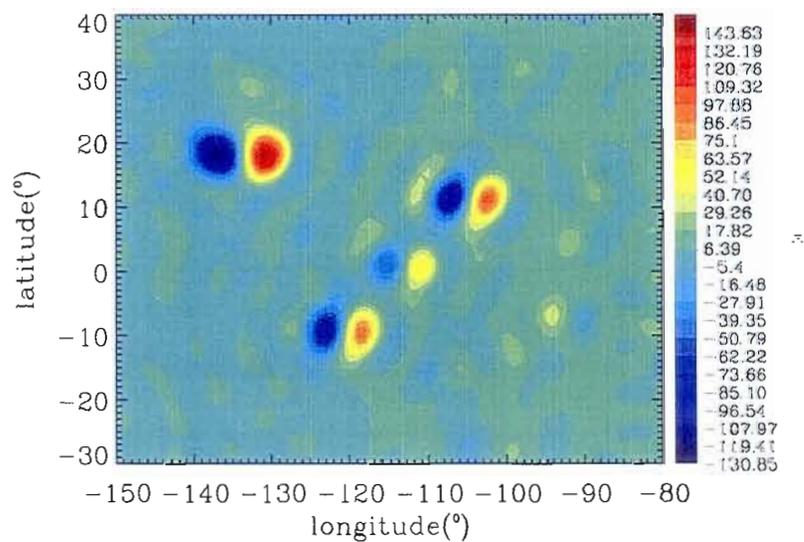


FIG. 3.20 – Dérivée de la composante  $V_{r\lambda}$  du géopotential pour la région du dôme de Tharsis.

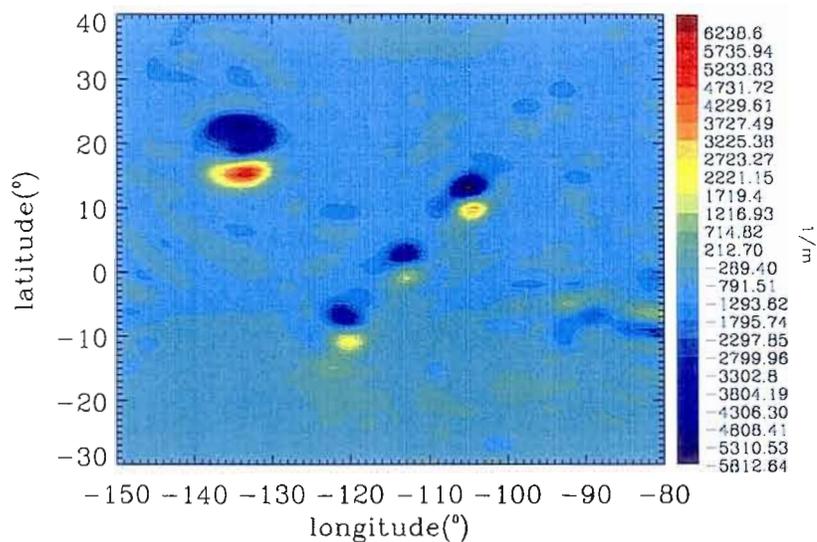


FIG. 3.21 – Dérivée de la surface en fonction de la latitude pour la région du dôme de Tharsis.

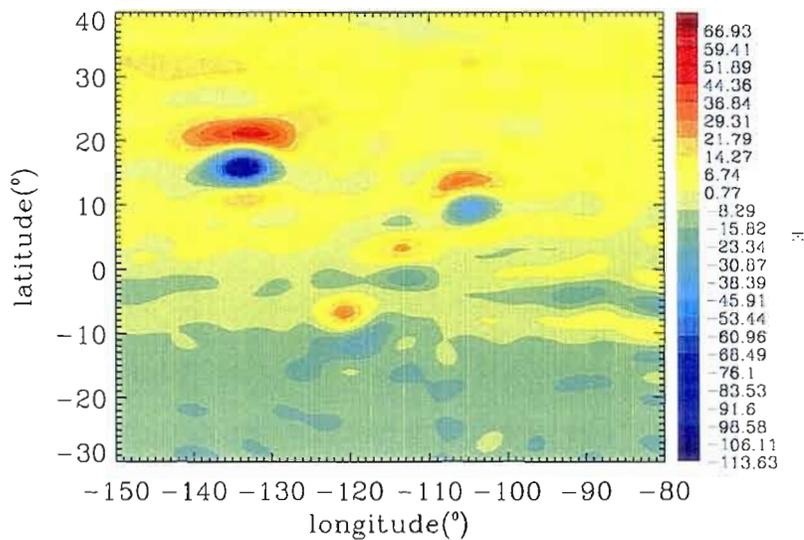


FIG. 3.22 – Dérivée de la composante  $V_{r\phi}$  du tenseur du géopotential pour la région du dôme de Tharsis.

### 3.3.2 Application pour les mesures des composantes du tenseur des dérivées secondes du potentiel de gravité

L'une des applications des mesures des composantes du tenseur des dérivées secondes du potentiel de gravité est le calcul de l'épaisseur de la lithosphère. À titre d'exemple, nous avons simulé une anomalie à l'air libre (équation 3.11) en supposant une compensation d'Airy. Selon Turcotte et Schubert (1982) :

$$\Delta g_{fa} = 2\pi\rho_c h_o \sin \frac{2\pi x}{\lambda} e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}} \left(1 - e^{-\frac{2\pi bm}{\lambda}}\right) \quad (3.11)$$

où  $\Delta g_{fa}$  est l'anomalie à l'air libre,  $\rho_c$  est la densité de la croûte,  $bm$  est l'épaisseur de la croûte,  $h_o$  est la hauteur de la topographie initiale,  $z$  est l'altitude du satellite,  $\lambda$  est la longueur d'onde choisie.

Afin d'obtenir les composantes fonction du rayon et de la longitude de la formule 3.11 nous avons calculé les deux dérivées par rapport à la longitude :

$$\frac{\partial \Delta g_{fa}}{\partial x} = \frac{4\pi^2}{\lambda} \rho_c h_o \cos \frac{2\pi x}{\lambda} e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}} \left(1 - e^{-\frac{2\pi bm}{\lambda}}\right) \quad (3.12)$$

et par rapport au rayon :

$$\frac{\partial \Delta g_{fa}}{\partial z} = \frac{-4\pi^2}{\lambda} \rho_c h_o \sin \frac{2\pi x}{\lambda} e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}} \left(1 - e^{-\frac{2\pi bm}{\lambda}}\right) \quad (3.13)$$

où les paramètres utilisés sont les mêmes que ceux de la formule 3.11.

Ensuite nous avons fait le même calcul en y ajoutant le paramètre de la rigidité flexurale (D).

Selon Turcotte et Schubert (1982) :

$$\Delta g_{fa} = 2\pi\rho_c h_o \sin \frac{2\pi x}{\lambda} e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}} \left[ 1 - \frac{e^{-\frac{2\pi bm}{\lambda}}}{\left(1 + \frac{D}{(\rho_m - \rho_c)g} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4\right)} \right] \quad (3.14)$$

où  $\rho_c$  et  $\rho_m$  sont respectivement la densité de la croûte et la densité mantellique,  $bm$  est l'épaisseur de la croûte,  $h_o$  est la hauteur de la topographie initiale,  $z$  est l'altitude du

TAB. 3.2 – Résultats des simulations d'anomalie de gravité (avec ou sans flexure) lorsqu'on fait varier l'épaisseur de la croûte. Pour une accélération gravitationnelle ( $g_0$ ) de  $3,69 \text{ m/s}^2$ , une densité crustale ( $\rho_c$ ) de  $3100 \text{ kg/m}^3$ , une densité mantellique ( $\rho_m$ ) de  $3500 \text{ kg/m}^3$ , une épaisseur élastique de la lithosphère ( $T_e$ ) 70 km. Les valeurs obtenues sont en Eötvös.

bm (km)	D=0	D=2,134 x 10 <sup>24</sup>
40	28,73	91,43
75	46,61	92,31
100	56,34	92,79
150	70,28	93,48
200	79,16	93,92

satellite et  $D$  est la rigidité flexurale définie par :

$$D = \frac{ET_e^3}{12(1-\nu^2)} \quad (3.15)$$

où  $D$  est la rigidité flexurale,  $E$  est le module de Young,  $\nu$  est le coefficient de Poisson,  $T_e$  est l'épaisseur élastique de la lithosphère.

De la formule 3.14 nous avons déduit les deux dérivées suivantes :

$$\frac{\partial \Delta g_{fa}}{\partial x} = \frac{4\pi^2}{\lambda} \rho_c h_o \cos \frac{2\pi x}{\lambda} e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}} \left[ 1 - \frac{e^{-\frac{2\pi bm}{\lambda}}}{\left(1 + \frac{D}{(\rho_m - \rho_c)g} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4\right)} \right] \quad (3.16)$$

et

$$\frac{\partial \Delta g_{fa}}{\partial z} = \frac{-4\pi^2}{\lambda} \rho_c h_o \sin \frac{2\pi x}{\lambda} e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}} \left[ 1 - \frac{e^{-\frac{2\pi bm}{\lambda}}}{\left(1 + \frac{D}{(\rho_m - \rho_c)g} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4\right)} \right] \quad (3.17)$$

Les valeurs du tableau 3.2 on été calculées pour une longueur d'onde ( $\lambda$ ) de 50 Km et nous avons considéré une densité crustale ( $\rho_c$ ) de  $3100 \text{ kg/m}^3$ , une densité mantellique ( $\rho_m$ ) de  $3500 \text{ kg/m}^3$  (McGovern et al., 2002), une accélération gravitationnelle ( $g_0$ ) de

3,69 m/s<sup>2</sup>, une topographie initiale ( $h_0$ ) de 20 km et un satellite à 400 km d'altitude ( $z$ ). Nous avons fait varier l'épaisseur de la croûte ( $b_m$ ) en fonction de différentes valeurs retrouvées dans la littérature (Smith et al., 1999 ; Zuber et al., 2000 ; McGovern et al., 2002). Pour la rigidité flexurale ( $D$ ) nous avons utilisé la constante élastique des basaltes, puisque nous sommes sur un terrain volcanique. De ce fait, le module de Young ( $E$ ) vaut 700 GPa et le coefficient de Poisson ( $\nu$ ) est de 0.25. Étant donné que l'épaisseur élastique de la lithosphère ( $T_e$ ) sous les volcans Arsia Mons et Pavonis Mons est de 70 km (McGovern et al., 2002) le paramètre de la rigidité flexurale ( $D$ ) à une valeur de  $2,134 \times 10^{24}$  Nm. Dans un cas où la rigidité flexurale serait nulle ( $D = 0$ ), le signal perçu pour les différentes épaisseurs aurait une plus grande variation d'amplitude (28,73 à 79,16 E) que lorsqu'on fixe la rigidité flexurale pour un contexte volcanique (91,43 à 93,92 E). On constate que les valeurs obtenues par cet exemple sont beaucoup plus élevées que celles calculées pour les composantes des tenseurs des dérivées secondes du géopotential (voir tableau 3.1). Par conséquent, l'utilisation des mesures des composantes permettra de mieux contraindre les valeurs de densité crustale ( $\rho_c$ ) et de densité mantellique ( $\rho_m$ ) ainsi que l'épaisseur de la lithosphère ( $T_e$ ).

### 3.4 Pertinence de l'envoi d'un gradiomètre autour de Mars

Rappelons que le but de notre étude est de juger la pertinence d'envoyer un gradiomètre en orbite autour de Mars. En vue de répondre à cette question nous avons traité les données des composantes diagonales afin de savoir si leurs signaux seraient détectés par l'appareil. Une transformée de Fourier a été calculée sur une orbite équatoriale à une altitude de 400 km pour chacune des composantes diagonales. Les paramètres de l'orbite ont été calculés par les équations 3.4 et 3.5. Le graphique 3.23 présente l'amplitude du signal (en Etövös) en fonction de la fréquence (mHz). Puisqu'on utilise une décomposition en harmoniques sphériques jusqu'au degré 60, il y a une coupure du si-

gnal pour les fréquences supérieures à 8,4 mHz. Par opposition, la plus petite fréquence détectée est de 0,141 mHz. La composante  $V_{\phi\phi}$  a la plus petite amplitude et ne permet pas de résoudre d'anomalies de gravité au delà du degré 15, alors que la composante  $V_{rr}$  a la plus grande amplitude et permet de résoudre des anomalies jusqu'au degré 60. La composante  $V_{\lambda\lambda}$  a une amplitude intermédiaire et permet de résoudre des anomalies de gravité jusqu'au degré 40. Sachant que la sensibilité du gradiomètre est de  $1 \text{ mE} / \sqrt{\text{Hz}}$  et que les fréquences d'intérêt vont de 1 à 10 mHz, il serait possible d'avoir une résolution jusqu'au degré 70.

Dès l'instant où la mise en orbite d'un gradiomètre autour de Mars est dépendante de la précision de l'appareil, on en conclut que l'actuelle technologie permettra d'avoir des mesures que légèrement plus détaillées du champ de pesanteur que celles déduites par l'effet Doppler. Conséquemment, nous recommandons d'attendre d'avoir une plus grande précision avant d'expédier un gradiomètre en orbite autour de Mars.

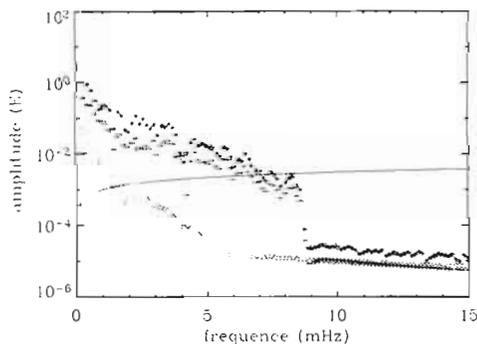


FIG. 3.23 – Sensibilité du gradiomètre versus les trois composantes de la diagonale, les astérisques représentent la composante  $V_{rr}$ , les losanges représentent la composante  $V_{\phi\phi}$ , et les croix représentent la composante  $V_{\lambda\lambda}$ .

## Chapitre 4

# PALÉO-LIGNE DE RIVAGE

Prouver qu'il y a déjà eu de l'eau liquide sur Mars est important car l'eau est intimement liée à la présence de la vie. Dès le 19<sup>ième</sup> siècle les astronomes (Flammarion, 1892 ; Lowell, 1895) ont supposé la présence d'eau sur Mars, sans jamais pouvoir confirmer leur hypothèse. La question est demeurée en suspens jusqu'en 1971, date de la mise en orbite de la sonde Mariner 9. Les images ont plutôt dévoilé une planète sèche et aride. Toutefois, des formes de terrains rappelant d'anciens lits de rivières ont été observées. Présentement, il y a de l'eau sur Mars, seulement le climat permet sa stabilité sous forme solide, dans la calotte du pôle nord ou sous forme gazeuse dans l'atmosphère (Carr, 1996). À ce jour, une grande controverse entoure la possibilité d'eau liquide à la surface de Mars dans le passé, deux points de vue s'affrontent. Certains affirment qu'il est extrêmement difficile de recréer un effet de serre pouvant hausser la température de surface, d'augmenter la pression atmosphérique et d'épaissir suffisamment l'atmosphère pour permettre la stabilité de l'eau liquide. Alors que pour d'autres, il y a des éléments géomorphologiques qui semblent, hors de tout doute, avoir été érodés par de l'eau liquide.

Modéliser les conditions climatiques régnant sur Mars il y a environ 4 Ga est une tâche très complexe. Aujourd'hui, la température moyenne à la surface de Mars est de

215 K à l'équateur et la pression atmosphérique de 800 Pa (Carr, 1996). Par comparaison la température moyenne sur Terre est de 288 K (Mélières, 2003) et la pression atmosphérique moyenne est de 101,3 kPa. Il y a 4,5 Ga, la luminosité solaire était 0,7 fois ce qu'elle est aujourd'hui, et 0,75 fois celle d'il y a 3,8 Ga. Dans ces conditions une pression atmosphérique martienne de  $5 \times 10^5$  Pa est nécessaire pour élever la température à 273 K (Carr, 1996). La difficulté est de recréer un effet de serre avec des molécules telles que l'ammonium ( $\text{NH}_3$ ), le méthane ( $\text{CH}_4$ ), l'hydrogène (H), et le dioxyde de soufre ( $\text{SO}_2$ ), parce que le temps de résidence de ces molécules dans l'atmosphère trop court pour permettre une importante élévation de la température (Carr, 1996). Voilà pourquoi il est proposé que les figures observées ont été érodées par du dioxyde de carbone liquide ( $\text{CO}_2$ ), considérant que son point triple est atteint à température aussi basse que 216,56 K et pression 5110 Pa. Ces conditions semblent être plus faciles à recréer. En effet, selon Kasting (1991), Forget et Pierrehumbert (1997) Mars jouissait probablement un climat chaud et humide il y a 3,8 Ga justement dû à un effet de serre causé par un accroissement de la concentration en dioxyde de carbone dans l'atmosphère. De plus, l'équipe de Bandfield (2003) a quantifié la quantité de carbonates présents dans la poussière martienne grâce aux données de l'appareil THEMIS, présent sur la sonde Mars Odyssey. Ils ont conclu que si les sols martiens avaient été altérés chimiquement par de l'eau liquide, l'abondance en carbonate dans les poussières atmosphériques serait dix fois supérieure au 2 % actuel.

Bien que les conditions climatiques de l'époque soient difficiles à reproduire, plusieurs évidences en faveur de la présence d'eau liquide sur Mars s'accumulent. D'un point de vue chimique, il y a les évaporites contenues dans au moins deux météorites supposées martiennes. Ces évaporites ont été indentifiées par leurs textures, leurs compositions isotopiques et leurs assemblages (gypse, anhydrite et calcite). La première fut trouvée en Antarctique; EETA 79001 et l'autre en Égypte; Nakhla (Gooding et al.,

1988, 1992). Une zone à hématite ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) a été cartographiée dans la région Terra Méridiani ( $5^\circ\text{E}$ ,  $0^\circ\text{N}$ ) par l'appareil TES (Thermal Emission Spectrometer) présent sur la sonde MGS (Christensen, 2001). Bien que le mode de formation de l'hématite sur Mars est toujours sujet à controverse, il en demeure pas moins qu'un environnement aqueux est requis pour sa formation. Kass (1999), pour sa part, a estimé que l'actuel ratio D/H indique une réserve d'eau qui correspond à une couche d'environ 9 m d'épaisseur répartie sur l'ensemble de la surface et qui interagirait avec l'atmosphère. L'enrichissement du deutérium dans l'eau contenue dans l'atmosphère martienne suggèrerait même la présence d'un plus grand réservoir d'eau par le passé dont une partie aurait été perdue par fractionnement. Quelle qu'en soit sa nature, un liquide a dû couler sur Mars et éroder les formes de terrains observées dans l'hémisphère nord. Sur Terre, ces formes sont typique d'environnements lacustres ou préglaciaires. Dernièrement, Seibert (2001) a observé d'énormes polygones de 3 à 20 km de long qui suggèrent une activité récente reliée à la présence d'eau. Dans l'hémisphère nord Costard et Kargel (1999) ont identifié des cratères remparts qui sont retrouvés et explique leur formation par la présence d'eau en subsurface. Surtout, il ne faut pas oublier de mentionner les terrains en terrasse, les terrains chaotiques, les roches sédimentaires et cartographiés par Parker et al. (1983), Baker et al. (2001), Clifford et al. (2001). Appuyé sur ces études Parker (1987,1989,1993), Clifford et Parker (2001), Kreslavsky et Head (2002) ainsi que Carr et Head (2003) ont interpré des longues structures linéaires sur la surface de l'hémisphère nord, comme des paléo-lignes de rivages. La première interprétation a été faite par Parker (1987) par l'analyse des images à moyenne et très haute résolution (100 m/pixel à 9,5 m/pixel) des sondes Viking. Parker fait reposer sa conclusion sur une séries d'observations : le changement d'albédo entre les régions, les ruptures de pentes, les escarpements, les concentrations de débris, les terrains chaotiques, les environnements de massifs allongés. Par la suite, cinq contacts ont été cartographié à partir des images MOC dont la résolution avoisine les 4,6 m/pixel et les données MOLA. Les contacts sont Arabia,

Méridiani (voir la carte 4.1), Deuteronilus (voir la carte 4.2), Mamers Valles et Ismenius par Clifford et Parker (2001). Pour leur part, Kreslavsky et Head (2002) ont essayé de déterminer le périmètre de l'étendue maximale d'un paléo-océan. Ils ont cartographié des unités géologiques d'origine possiblement sédimentaire, identifiées par les changements de texture et de topographie. Le contact de la formation Vastitas Borealis (VBF, en anglais Vastitas Borealis Formation) a ainsi été identifié (voir la carte 4.3). Malgré toutes les évidences qui semblent de plus en plus convaincantes, pour plusieurs auteurs le doute subsiste. Malin et Edgett (1999) ont ciblé l'imagerie de la caméra MOC sur les zones où les formes de terrains associées à la présence d'eau liquide avaient été proposées par Parker (1983). Après l'examen des images, Malin et Edgett ont conclu qu'aucune d'entre elles ne présentait d'évidence irrévocable d'environnements littoraux. De plus, ces derniers rappelaient que, même sur Terre, il est extrêmement difficile d'identifier des paléo-lignes de rivage à partir d'images aériennes ou satellitaires.

Pour ce présent travail, nous acceptons l'hypothèse qu'il y a déjà eu de l'eau liquide sur Mars en quantité suffisante et sur une période appréciablement longue pour façonner les formes de terrains associées aux environnements marins. Nous avons digitalisé les contacts de Clifford et Parker (2001) (voir les cartes 4.1 et 4.2) ainsi que le contact de la formation Vastitas Borealis (voir la carte 4.3), de Kreslavsky et Head (2002). Ensuite nous avons calculé le géopotential et la distance au centre de masse en tout point des contacts. Afin de conserver un esprit critique sur la nature des contacts nous avons revu les images Viking, MOC et THEMIS, ainsi que les cartes géologiques de l'hémisphère nord (Tanaka, 1986). À notre avis, certains segments ne peuvent pas être considérés comme des paléo-lignes de rivage, mais nous les avons tout de même testés, afin de nous en assurer. Tous les segments suspects seront détaillés au cours de la discussion. C'est cette analyse des caractéristiques géomorphologiques, qui nous amena à distinguer les structures qui longent la dépression d'Isidis distincts des contacts auxquels ils

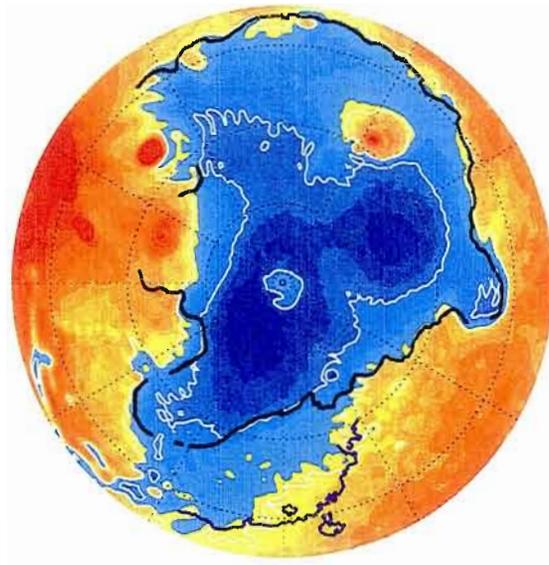


FIG. 4.1 – Contact Arabia (ligne noire), contact Méridiani (ligne mauve). Le fond représente la topographie de l'hémisphère nord (à partir de la longitude 15 °S.), les couleurs rouges-orangées représentent les topographies positives alors les couleurs bleues représentent la topographie négative. Les lignes blanches sont les équipotentiels de gravité  $12658000 \text{ m}^2/\text{s}^2$  (trait externe) et  $12667000 \text{ m}^2/\text{s}^2$  (trait interne).

sont normalement associés. Dans un dernier temps, il est important de spécifier que la nomenclature des contacts a beaucoup évolué au cours des vingt dernières années. Afin d'avoir un résumé détaillé des noms des contacts à travers le temps se référer à l'article de Clifford et Parker (2001). Notons sommairement que le contact Arabia-Méridiani correspond au contact 1 de Parker (1989), alors que le contact Deuteronilus correspond au contact 2 de cette même étude.

## Contacts Méridiani et Arabia

Le contact Méridiani est le plus court des quatre contacts (25 °W à 28 °E). C'est aussi celui qui est le plus au sud (0 °S à 30 °N). Sur la carte 4.1, le contact Méridiani est représenté par le trait mauve. Ce contact est important, puisqu'il a été érodé dans les hauts plateaux cratérisés de l'hémisphère sud, dans les roches d'âge Noachian (Tanaka, 1986). Si on confirme l'origine marine du linéament, on supporte l'idée d'un océan à cette époque comme proposé par Clifford et Parker (2001). C'est aussi près de ce contact, soit dans la région Terra Méridiani (5 °N à 6 °N et 10 °W à 2 °E), où Hynek (2002) et Christensen (2001) ont identifié une zone à hématite ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ).

Le contact Arabia, est le plus long contact identifié. Il correspond au contact 1 de Parker (1987). Il suit en grande partie la dichotomie (15 °E à 138 °W). Sur la carte 4.1, il est identifié par le trait noir.

## Contact Deuteronilus

Le contact Deuteronilus est entièrement compris dans l'hémisphère nord (carte 4.2). C'est l'ancien contact 2 de Parker (1987). Ce contact longe les bordures des bassins Nord Polaire et Utopia, d'âge Hespérien supérieur (Tanaka, 1986). La partie qui borde le bassin Isidis est beaucoup plus au sud et est indépendante du reste du contact. Une autre partie est prolongée dans les plaines volcaniques d'Amazonis Planitia d'âge Amazonien (Tanaka, 1986).

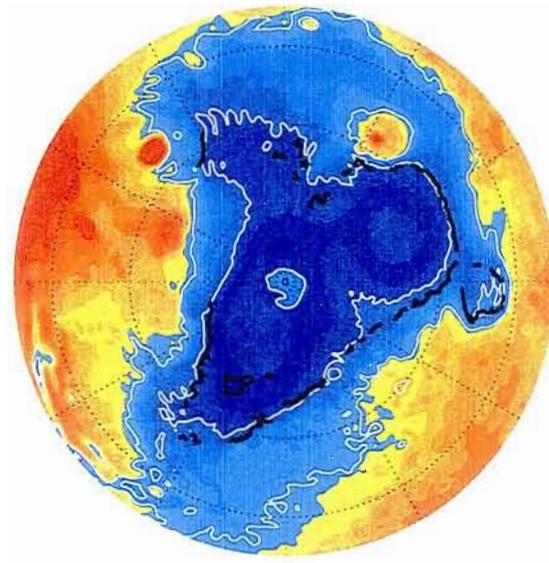


FIG. 4.2 – Contact Deuteronilus (ligne noire). Même code de couleur pour la topographie et les équipotentiels de gravité que la figure. 4.1

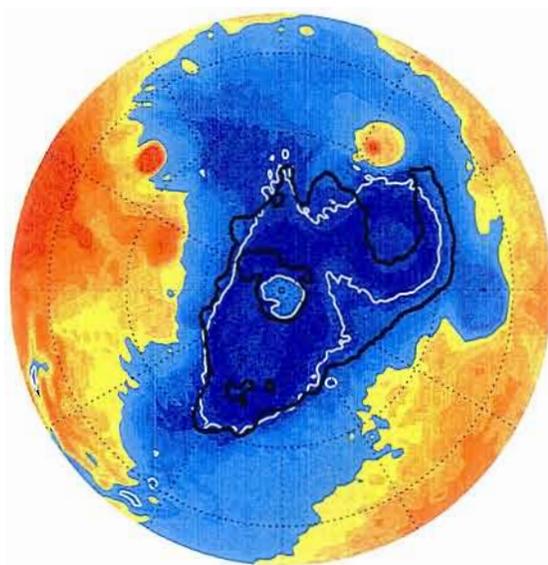


FIG. 4.3 – Contact de la formation Vastitas Borealis (linge noire). Même code de couleur pour la topographie et les équipotentiels de gravité que la figure. 4.1

### Contact de la formation Vastitas Borealis

Le contact de la formation Vastitas Borealis est plutôt similaire au contact Deuteronilus, mais il n'est pas prolongé dans les plaines d'Amazonis Planitia et il longe la coulée volcanique d'Elysium Mons (voir la carte, 4.3). L'âge des roches recoupées est majoritairement Hespérien (Tanaka, 1986).

L'étude des paléo-lignes de rivage a pour but principal de calculer le géopotentiel en tout point des contacts pour vérifier qu'ils se trouvent sur une équipotentielle de gravité. Par la suite, il s'agira de déterminer l'évolution de la forme de l'ellipsoïde de référence à travers le temps. Pour atteindre notre premier objectif, nous avons calculé le géopotentiel en tout point des contacts en fonction de leur distance au centre de masse. Ensuite, nous avons déterminé le géopotentiel en tout point des contacts en fonction de

la longitude afin de quantifier l'évolution de l'aplatissement équatorial de l'ellipsoïde à travers le temps.

#### 4.1 Distance des paléo-lignes de rivage au centre de masse

Sur Terre, une ligne de rivage océanique correspond à l'intersection entre la surface des eaux et la surface de la Terre solide. Par sa définition, celle-ci doit suivre une équipotentielle de gravité. Conséquemment on peut supposer que si le géopotential n'a pas changé depuis leur formation, les paléo-lignes de rivage, sont des équipotentielles de gravité. Ceci présume qu'aucun événement volcano-tectonique majeur ou encore qu'aucun événement astronomique ne soit intervenu pour modifier le géopotential depuis la disparition de l'océan. En d'autres termes, ceci implique que l'ellipsoïde de référence est demeuré le même au travers du temps. Dans un premier temps nous avons étudié le comportement des paléo-lignes de rivages des différents contacts martien afin de connaître leur attitude par rapport aux équipotentielles de gravité. Une étude similaire avait été entreprise par Head et al. (1999) : ils avaient tracé l'altitude des contacts 1 et 2 en fonction leur longitude. Ils ont conclu qu'il était peu probable que le contact 1 corresponde aux vestiges d'une ligne de rivage, tandis que le contact 2 pourrait répondre à la définition une ancienne ligne de rivage.

Lorsqu'on trace le potentiel de gravité en fonction de la distance au centre de masse d'une ligne de rivage, on s'attend à obtenir une droite horizontale, sachant que le géopotential demeure constant tout le long du contact. Cependant, ce n'est pas la conclusion obtenue pour les quatre plus longs paléo-rivage martiens que sont Arabia, Méridiani, Deuteronilus et la formation Vastitas Borealis. On observe plutôt une dispersion de points avec dont les écarts oscillent entre 5500 à 20700  $\text{m}^2/\text{s}^2$ , selon les contacts. Ces écarts représentent des variations topographiques de 1480 à 5580 m. Quoique, par secteurs, on remarque que certains segments de contacts suivent étroitement un géopotential donné. Voyons le détail pour chacun des contacts

### 4.1.1 Contact Méridiani

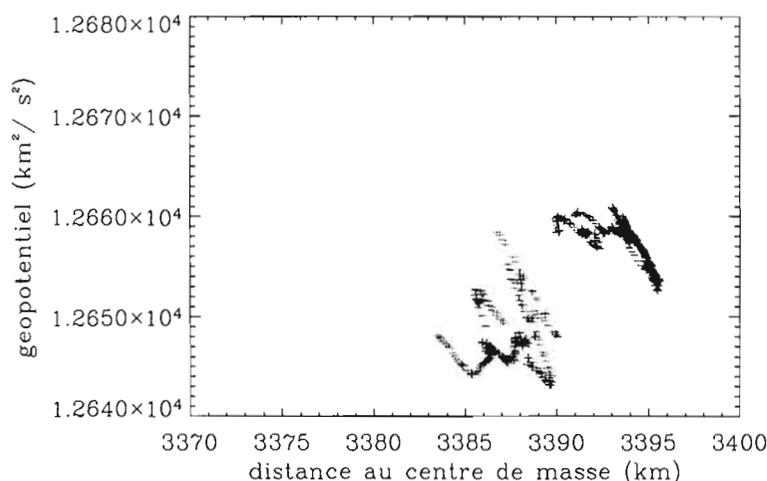


FIG. 4.4 – Variation du géopotential en fonction de la distance au centre de masse le long du contact Méridiani.

Le contact Méridiani ne s'aligne sur aucune équipotentielle particulière. Le graphique 4.4 présente une dispersion de points oscillant entre la valeur minimale de  $126420000 \text{ m}^2/\text{s}^2$  et la valeur maximale de  $126600000 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . L'amplitude de la variation du géopotential est de  $16800 \text{ m}^2/\text{s}^2$  donc celle de la distance au centre de masse de 6 km. Quoique les valeurs correspondant aux secteurs allant de  $18^\circ\text{N}$  à  $28^\circ\text{N}$  et de  $16^\circ\text{S}$  à  $10^\circ\text{S}$  semblent se mettre en ligne sur l'équipotentielle de gravité  $12658000 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Cette équipotentielle a un double intérêt, car elle marque la dichotomie et elle pénètre dans le canyon Valles Marineris (voir la carte 4.7). À la lumière de ce comportement on peut s'interroger si les vestiges des contacts sont complets ou s'ils ont déjà été prolongés vers l'ouest et conséquemment sur l'origine de Valles Marineris. Il est possible que le contact Méridiani permette de valider l'hypothèse des inondations catastrophiques décrites par Baker (2001).

### 4.1.2 Contact Arabia

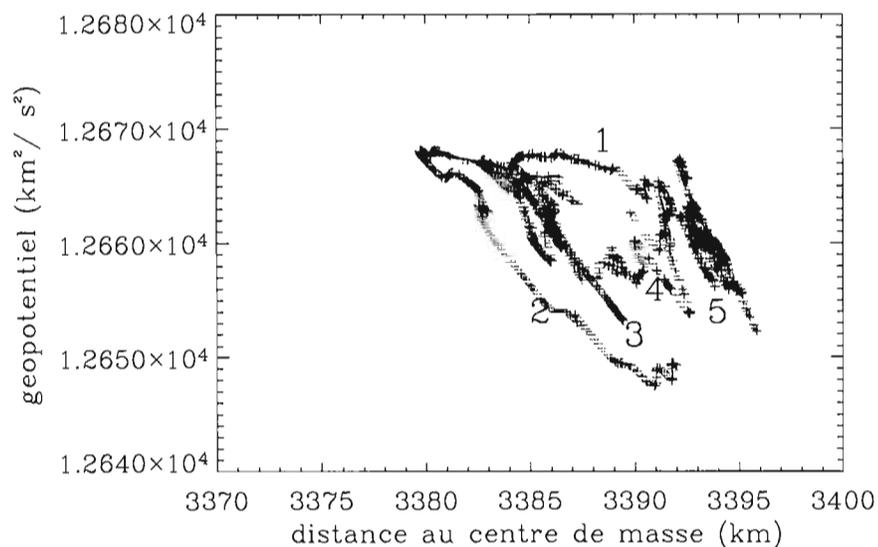


FIG. 4.5 – Variation du géopotential en fonction de la distance au centre de masse le long du contact Arabia.

Le contact Arabia est particulièrement intéressant puisqu'on y observe à la fois des zones comportant les plus importantes variations du géopotential ainsi que des secteurs qui s'alignent assez précisément sur différentes équipotentialles. Tout d'abord, décrivons les sections du contact qui ne dessine aucun alignement acceptable avec une équipotentielle. Le premier secteur est celui qui pénètre dans le dôme de Tharsis aux longitudes allant de 51 °W à 86 °W, identifié par le numéro 2 sur le graphique 4.5. Il affiche la plus grande fluctuation du géopotential soit 20700 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>. Il est possible que cette partie a été déformée par le volcanisme d'Alba Patera. Deuxièmement, on peut remettre en cause l'origine subaquatique proposé par Hoodges (1979) pour le tronçon de linéament, identifié numéro 3 sur le même graphique. Cette section s'étend des longitudes de 129 °W à 147 °W (carte 4.6) et ceinture une partie de l'auréole volcanique

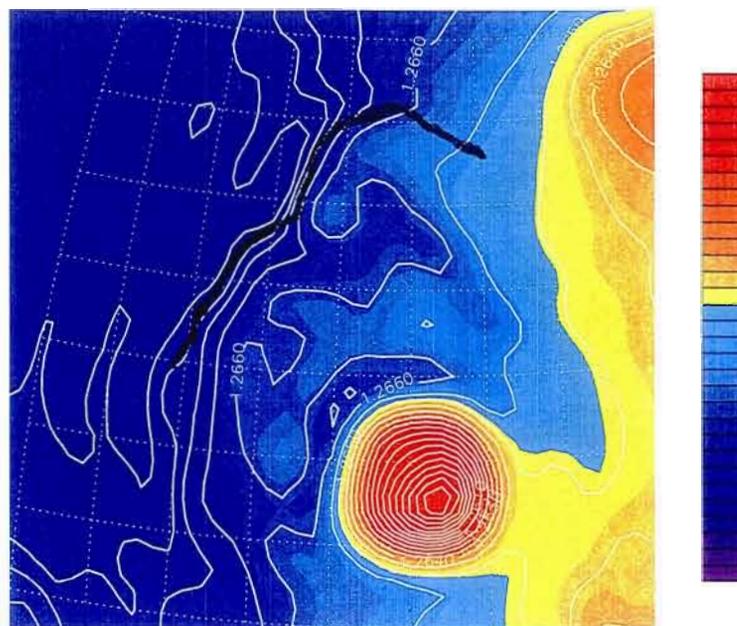


FIG. 4.6 – Équipotentiels de gravité (traits blancs) et contacts Arabia (trait rouge) et Deuteronilus (trait vert) dans la région d'Olympus Mons. Le code de couleur pour la topographie est le même que celui de la carte. 4.1

d'Olympus Mons. On remarquera l'énorme déviation du géopotentiel d'une amplitude de  $13000 \text{ m}^2/\text{s}^2$  et l'âge relativement récent des terrains (Tanaka, 1986) qui ne concorde pas avec le reste de la paléoligne de rivage. La dernière grande variation est observée dans la région du cratère d'Isidis aux longitudes  $79^\circ \text{E}$  à  $111^\circ \text{E}$  identifié par le numéro 5 sur le graphique. Tanaka (1986) a cartographié des sédiments d'origine sédimentaire dans ce cratère. Cependant, lorsqu'on analyse attentivement les données de topographie et de gravité on constate qu'il n'y avait pas de connection directe entre le cratère Isidis et le bassin principal cerné par le contact Arabia. Maintenant identifions les secteurs où les valeurs de géopotentiel se regroupent autour d'équipotentiels de gravité. Tout d'abord, il y a la zone qui circonscrit la région de Chryse Planitia aux longitudes allant

## CHRYSE PLANITIA

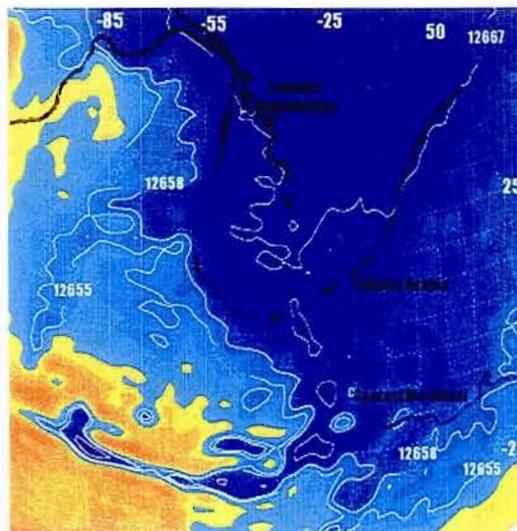


FIG. 4.7 – Équipotentiels de gravité et les contacts Méridiani, Arabia et Deuteronilus dans la région de Chryse Planitia. Le code pour la topographie est le même que celui pour la carte. 4.1

23 °W à 15 °E, identifié par le numéro 1 sur le graphique. La valeur du géopotentiel moyen est de  $12667000 \text{ m}^2/\text{s}^2$  (voir la carte 4.7). Ce qui est intéressant puisque cette région est à l'avant plan comme bassin de déversement pour les inondations Hespérienne de Baker, (2001). La seconde partie s'étend des longitudes 131 °W à 133 °E et elle est identifiée par le numéro 4 sur le graphique. Cette fois-ci les valeurs sont groupées à la proximité du géopotentiel moyen est de  $12658000 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Rappelons qu'il s'agit de la même équipotentielle de gravité longée par certaines parties du contact Méridiani (voir la carte 4.1). C'est aussi l'équipotentielle de gravité qui divise les terrains Noachiens des terrains Hespériens. Suite à cette analyse, il est difficile de conclure que l'ensemble du contact Arabia a été érodé en un seul épisode, car uniquement la zone no 1 semble

s'aligner sur une valeur d'équipotentielle propre au contact Arabia. Tant qu'au secteur no 4, il semble plus logique de l'assimiler au contact Méridiani, puisqu'il s'allonge sur une valeur de géopotentielle similaire. De même que la section de contact si ceinture le cratère d'Isidis paraît être un contact indépendant. Finalement il est douteux que sections no 2 et 3 soient réellement associées car elles se situent toutes deux dans des zones où il y a eu de l'activité volcaniques récentes et des fortes chances que les terrains aient été remodelés.

#### 4.1.3 Contact Deuteronilus

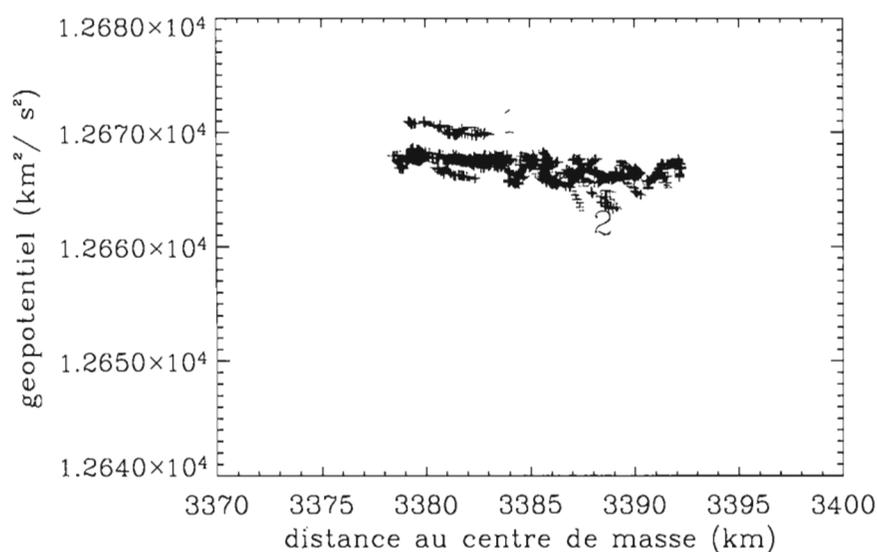


FIG. 4.8 – Variation du géopotentiel en fonction de la distance au centre de masse le long du contact Deuteronilus.

Le contact Deuteronilus est celui dont les valeurs sont les mieux concentrées autour d'une même équipotentielle de valeur équivalente à  $12667000 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Conséquent celle

dont l'amplitude de la variation est la moindre, avec une valeur de  $5500 \text{ m}^2/\text{s}^2$  ou un écart topographique de 1,48 km (voir le graphique 4.8). Notons qu'il s'agit précisément de la valeur de l'équipotentielle de la région de Chryse Planitia, précédemment identifiée dans l'analyse du contact Arabia. Seulement deux régions ont des valeurs distinctes de l'équipotentielle. La première, identifiée par le no 1 sur le graphique 4.8 représente les valeurs du géopotential qui contournent les îles au nord de la région de Chryse Planitia. La seconde, identifié par le no 2 désigne les zones les plus au sud de cette même région. Il est surprenant de constater que même les parties du contact répertoriées dans les secteurs d'épanchement volcanique amazonien ont une valeur de géopotential moyen équivalente à  $12667000 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . C'est le cas pour la section de contact qui contourne l'aurole d'Olympus Mons aux longitudes allant de  $144^\circ\text{W}$  à  $149^\circ\text{W}$  et également pour celle qui délimite l'épanchement d'Elysium Mons aux longitudes allant de  $131^\circ\text{E}$  à  $154^\circ\text{E}$ . Ainsi si on s'en tient à la définition d'une ligne de rivage, le contact Deuteronilus pourrait bel et bien être confirmé et voire être complété par la section ceinturant la région de Chryse Planitia du contact Arabia. Cependant, un doute subsiste puisqu'afin d'expliquer que les sections de contact 1 et 2 soient encore définies aujourd'hui, il faudrait que les épanchements soient relativement minces ou encore que l'érosion ait remis à nu la ligne de rivage, ce qui, dans les deux cas est peu vraisemblable.

#### 4.1.4 Contact de la formation Vastitas Borealis

Le contact de la formation Vastitas Borealis démontre l'alignement des valeurs de géopotential sur deux équipotentielle ainsi que deux secteurs majeurs qui s'éloignent des équipotentielle. Nous avons calculé une variation de l'amplitude du géopotential de  $7100 \text{ m}^2/\text{s}^2$  (voir graphique 4.9). La première équipotentielle de gravité suivie a une valeur de  $12668000 \text{ m}^2/\text{s}^2$  et elle est identifiée par le no 2 sur le graphique. Le secteur débute à la longitude  $30^\circ\text{E}$  et fait le tour de l'hémisphère ouest pour terminer à la longitude  $140^\circ\text{E}$ . Alors que la deuxième équipotentielle a une valeur moyenne de

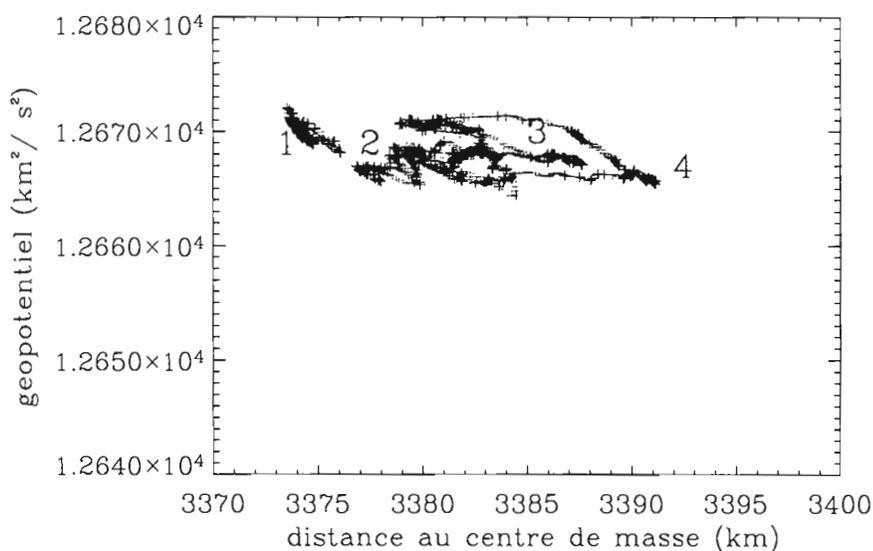


FIG. 4.9 – Variation du géopotentiel en fonction de la distance au centre de masse le long du contact de la formation Vastitas Borealis.

12666000 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup> et est identifié par le no (4). Cette section de contact suit le bassin Utopia. Les plus fortes variations du géopotentiel sont dues à la section du contact partie qui entoure la calotte polaire, identifiée par le no 1. Alors qu'une autre section celle qui fait le contour de la coulée volcanique associée à Elysium Mons est identifiée par le no 3.

#### 4.1.5 Est-ce que les linéaments sont d'origines marines ?

Difficile de répondre à la question : quelle est l'origine de ces linéaments ? Quoiqu'il en soit, deux interprétations des graphiques du géopotentiel en fonction de la distance au centre de masse sont envisageables. Soit, les linéaments observés ont été interprétés à tort comme des lignes de rivages alors qu'il s'agit de formes qui ont été façonnées par d'autres modes tel l'érosion éolienne ou des glissements de terrains. Soit les linéaments observés ont vraiment été façonnés par l'érosion océanique, mais ils ont

été déformés par des événements tectoniques ultérieurs. Les graphiques du présent chapitre et leur interprétation ne permettent pas de trancher définitivement la question. Comme nous l'avons constaté, aucun contact en son entier ne satisfait la définition d'une ligne de rivage, mais on observe plutôt certaines sections des contacts dont les valeurs du géopotential s'alignent sur une même équipotentielle. Il n'en demeure pas moins que plusieurs segments de ces sections demeurent discutables, car ils sont situés dans des zones où on croit qu'il y a eu du volcanisme intense bien après la disparition du paléo-océan. Il est difficile d'expliquer leur présence.

## 4.2 Variation du géopotential en fonction de la longitude

Nous avons premièrement vérifié si le géopotential des contacts était indépendant de la distance au centre de masse. Ce test nous a démontré que certains segments situés dans l'hémisphère est (à l'exception des parties qui entourent le cratère d'Isidis) pour les contact Deuteronilus, Arabia et la formation Vastitas Borealis s'approchent de différentes équipotentielles et pourraient, en partie, correspondre à la définition d'anciennes lignes de rivage. Maintenant essayons de comprendre s'il y a un schéma récurrent qui se dessine par les écarts à l'équipotentielle. En effet, lorsqu'on trace le profil des contacts en fonction de la longitude, on note une variation sinusoïdale du profil. De plus, les valeurs minimales du géopotential sont situées à la longitude  $75^{\circ}\text{E}$ , ce qui correspond à l'orientation du semi-grand axe  $a$  le long de l'équateur. Rappelons que si ces segments sont d'origine marine, ils ont été formés le long d'une équipotentielle de gravité. Toutefois, suite à divers événements tectoniques majeurs, il est possible que l'ellipsoïde de référence ait changé. Reasenberg (1977) propose que la croissance du dôme de Tharsis a pu causer un déplacement de centre de masse par rapport à la croûte d'un paléo-mars dénudé du dôme, et conséquemment modifié l'ellipsoïde de référence. Par conséquent, le géopotential des anciens rivages aurait aussi été modifié. Nous allons donc quantifier la variation du géopotential actuel pour les contacts Arabia, Deute-

ronilus et la formation Vastitas Borealis par rapport à leur équipotentielle d'origine. Ainsi nous pourrions déterminer l'aplatissement équatorial au moment de la formation des contacts. Posons les trois hypothèses suivantes. Premièrement, il y a conservation du volume ( $V$ ), de l'aplatissement polaire ( $f_p$ ) et du déphasage ( $\varphi$ ) de l'ellipsoïde de référence au cours du temps. Deuxièmement, l'hypothèse est justifiée par le fait qu'on considère la vitesse angulaire de rotation constante. Puis, troisièmement, considérant que la dichotomie est présente depuis le Noachian (Phillips, 2003) aujourd'hui elle est entièrement compensée. Ce, contrairement aux anomalies de l'aréoïde situées aux points de sorties des axes  $a$  et  $b$  au niveau de l'équateur observées sur la carte 2.6 qui prouvent que l'équilibre hydrostatique n'est pas encore atteinte.

Sur un ellipsoïde triaxial la distance au centre de masse varie en fonction des aplatissements polaire et équatorial :

$$r(\lambda, \phi) = a(1 - f_{eq} \sin^2(\lambda - \varphi))(1 - f_p \sin^2(\phi)) \quad (4.1)$$

où  $a$  est le semi-grand axe équatorial d'un ellipsoïde de référence triaxial,  $f_p$  est la valeur de l'aplatissement polaire,  $f_{eq}$  est la valeur de l'aplatissement équatorial,  $\lambda$  et  $\phi$ , sont la longitude et la latitude.  $\varphi$  est le déphasage de l'ellipsoïde de référence

On peut déterminer la variation du géopotential à partir de la variation de la distance au centre de masse entre le moment de la formation du contact et aujourd'hui.

$$\delta U = g(r_p - r_i) \quad (4.2)$$

où  $\delta U$  est la variation du géopotential  $g$  est l'accélération gravitationnelle  $r_p$  est la distance au centre de masse actuelle  $r_i$  est la distance au centre de masse au moment de la formation du contact. Ainsi, pour connaître la variation du géopotential, il s'agit de remplacer l'équation 4.1 de la distance au centre de masse dans l'équation 4.2. Puisqu'on considère que l'aplatissement polaire est constant à travers le temps, on peut négliger le terme  $(1 - f_p \sin^2(\phi))$  et on obtient :

$$\frac{\delta U}{g} = [a(1 - f_{eq} \sin^2(\lambda - \varphi)) - \bar{a}(1 - \bar{f}_{eq} \sin^2(\lambda - \varphi))] \quad (4.3)$$

où  $a$  et  $\bar{a}$  sont respectivement les semi-grand axes actuel et passé,  $f_{eq}$  et  $\bar{f}_{eq}$  sont respectivement les aplatissements équatoriaux actuel et passé.

Puisque le volume de l'ellipsoïde est conservé à travers le temps

$$\pi abc = \pi \bar{a} \bar{b} \bar{c} \quad (4.4)$$

et que le petit axe actuel  $c$  est égal au petit axe  $\bar{c}$  passé on peut, par conséquent lier les valeurs des axes  $a$  et  $b$  actuel et passé :

$$\frac{a+b}{2} = \frac{\bar{a}+\bar{b}}{2} = r_o \quad (4.5)$$

Ensuite, on peut relier l'aplatissement équatorial passé aux semi-grand axes actuel et passé par les relations :

$$a \approx \frac{a+b}{2} \left( 1 + \frac{f_{eq}}{2} \right) \approx r_o \left( 1 + \frac{f_{eq}}{2} \right) \quad (4.6)$$

et

$$\bar{a} \approx \frac{\bar{a}+\bar{b}}{2} \left( 1 + \frac{\bar{f}_{eq}}{2} \right) \approx r_o \left( 1 + \frac{\bar{f}_{eq}}{2} \right) \quad (4.7)$$

On substitue les équations 4.6 et 4.7 dans la formule de la variation du géopotential 4.3 et on obtient :

$$\delta U = \frac{gr_o}{2} (f_{eq} - \bar{f}_{eq}) (1 + 2 \sin^2(\lambda - \varphi)) \quad (4.8)$$

La variation maximale du géopotential est la différence entre le géopotential à la coordonnée de l'axe  $b$  moins le géopotential à la coordonnée de l'axe  $a$ . Donc, si on connaît la valeur de la variation du géopotential ( $\delta U$ ), et que toutes les autres variables sont connues, il est facile d'isoler l'aplatissement équatorial passé dans l'équation 4.8 et d'en déduire sa valeur.

#### 4.2.1 Contact Arabia

Pour le contact Arabia, on observe sur le graphique 4.10 deux sinuïdales. Celle en rouge correspond à la différence des mesures de géopotential au semi-petit axe  $b$

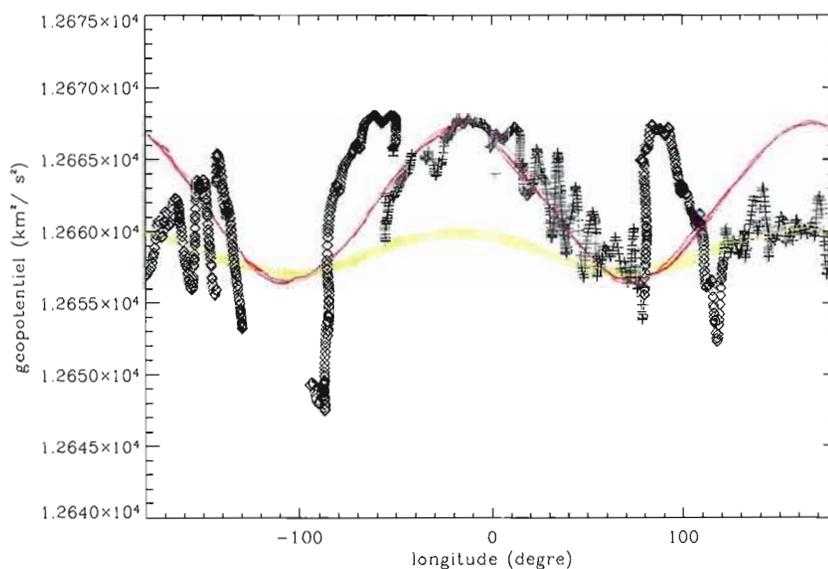


FIG. 4.10 – Profil longitudinal du géopotiel du contact Arabia. La variation du géopotiel, pour un aplatissement équatorial de  $1/6894$  est représentée par le trait vert (Arabia 1) et celle pour un aplatissement équatorial de  $1/2093$  est représentée par le trait rouge (Arabia 2). Les croix représentent les parties de contacts qui suivent la variation du géopotiel alors que les cercles ouverts sont les parties qui ne suivent pas la variation du géopotiel.

( $U(\lambda = -15^\circ)$ ) et le semi-grand axe  $a$  ( $U(\lambda = 75^\circ)$ ), alors que celle en vert correspond à la différence des mesures de géopotiel du semi-petit axe  $b$  ( $U(\lambda = 165^\circ)$ ) et le semi-grand axe  $a$  ( $U(\lambda = 75^\circ)$ ). Posons l'hypothèse que ce contact coïncide avec deux différents stages océaniques. Nommons le premier stage Arabia 1. Son l'expansion maximale concorderait avec la dichotomie au sud d'Elysium Mons et s'étendrait jusque dans la région d'Amazonis Planitia. De la même manière appelons le second stage Arabia 2. Ses traces subsistent dans la région de Chryse Planitia. Ensuite nous avons calculé les valeurs de l'aplatissement équatorial au moment de la formation des contacts afin de

déduire le géopotential au moment de la formation de la ligne de rivage. L'aplatissement calculé pour la sinuosidale Arabia 1 (vert) est de  $1/6894$  et son géopotential initial était de  $12658631 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Alors que l'aplatissement pour la sinuosidale Arabia 2 (rouge) est de  $1/2093$  son géopotential initial de  $12662043 \text{ m}^2/\text{s}^2$ .

#### 4.2.2 Contacts Deuteronilus et la Formation Vastitas Borealis

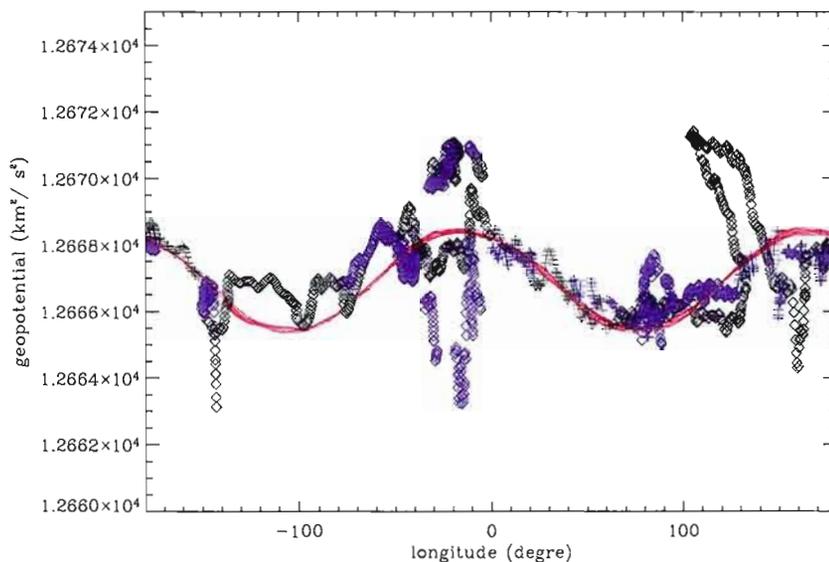


FIG. 4.11 – Profil longitudinal du géopotential des contacts Deuteronilus (bleu) et de la formation Vastitas Borealis (noir). La variation du géopotential, pour un aplatissement équatorial de  $1/6894$ , est représentée par le trait rouge. Les croix représentent les parties de contacts qui suivent la variation du géopotential alors que les cercles ouverts sont les parties qui ne suivent pas la variation du géopotential.

Le contact Deuteronilus et celui de la formation Vastitas Borealis ont été analysés ensemble 4.11. Tout d'abord puisqu'ils se recoupent par endroits et ensuite parce que le contact de la formation Vastitas Borealis ne représente pas réellement une ancienne

ligne de rivage, mais plutôt la limite de la formation géologique du même nom. De plus, ce couplage permet de couvrir l'ensemble des longitudes de la planète. Néanmoins, il vaut mieux se fier au tracé du contact Deuteronilus pour faire les calculs d'aplatissement équatorial. Malheureusement il n'y a pas de mesures de géopotential aux coordonnées du semi-petit axe  $b$ . Cependant, lorsqu'on examine attentivement la figure 6 de Clifford et Parker (2001) on voit qu'il existe un contact graduel entre le contact Arabia et Deuteronilus aux longitudes  $10^{\circ}\text{E}$  à  $55^{\circ}\text{E}$  et  $158^{\circ}\text{E}$  à  $167^{\circ}\text{W}$ . Ainsi, nous proposons qu'il y a eu une régression marine entre les deux contacts. Nous avons donc testé si l'une des deux valeurs d'aplatissement équatorial calculées pour le contact Arabia correspondrait à la variation du géopotential des contacts Deuteronilus et de la formation Vastitas Borealis.

Sur le graphique 4.11 on constate que c'est la sinusoidale calculée à partir de l'aplatissement équatorial de  $1/6894$  qui correspond le mieux à la variation du géopotential des contacts. On remarque que les parties de contacts situées dans l'hémisphère est ont un plus petit écart par rapport à la sinusoidale que les parties de contacts situées dans l'hémisphère ouest. Considérant qu'il y a eu de l'eau liquide au Noachian et à l'Hespérien, l'écart entre le géopotential des contacts et celui de la sinusoidale de l'hémisphère ouest peut s'expliquer par l'intense volcanisme récent (Hespérien et Amazonien) qui a déformé et camouflé certaines parties des contacts. De la même façon, les inondations cataclysmiques Hespériennes (Baker 2001) ont probablement érodé d'énormes tronçons dans la région de Chryse Planitia. Un troisième écart à la sinusoidale est remarqué autour du bassin Utopia ( $90^{\circ}$  à  $127^{\circ}\text{E}$ ). À cet endroit, les contacts suivent la présente équipotentielle. Ceci suggère que ces parties se sont formées après la stabilisation de l'actuel l'ellipsoïde de référence.

En dernier lieu, il y a un énorme écart entre la partie du contact de la formation Vastitas Borealis qui contourne la coulée volcanique d'Elysium Mons et la sinusoidale. Cet écart est consistant, parce que ce contact délimite la formation géologique du même

nom et qui a été recouverte par du volcanisme amazonien (Hartmann,2000).

### 4.2.3 L'âge des contacts

Maintenant que nous avons calculé l'aplatissement équatorial pour les différents contacts on peut essayer d'établir leur chronologie relative. Lorsque nous regardons la géographie des contacts avec une logique stratigraphique la séquence suggérée est la formation du contact Arabia 1, ensuite le contact Arabia 2 et finalement le contact Deuteronilus-Formation Vastitas Borealis. Par contre, si l'aplatissement équatorial est tardif, il eut d'abord formation du contact Arabia 2 (1/6894), ensuite le contact Deuteronilus-Formation Vastitas Borealis (1/6894) et finalement le contact Arabia 1 (1/2093). Géologiquement cette séquence est impossible, car si le contact Arabia 1 était effectivement plus récent, il aurait érodé le contact Deuteronilus. Alors que la première séquence (Arabia 1-Arabia 2- Deuteronilus/Formation Vastitas Borealis) est improbable au point de vue géodésique car il semble aberrant que la forme de l'ellipsoïde de référence ait d'abord été arrondie (Arabia 1) pour ensuite s'allonger (Arabia 2), pour retrouver une forme plutôt arrondie (Deuteronilus-Formation Vastitas Borealis) et finalement, aujourd'hui, être allongée à nouveau. Ainsi, dans un cas comme dans l'autre il y a incohérence dans la séquence de formation. Ce résultat pose plusieurs questions. La première remet en cause l'interprétation des linéaments. S'agit-il réellement de paléo-lignes de rivages? Cette question est justifiée par leur mystérieuse conservation : comment expliquer leur préservation malgré deux à trois milliards d'années d'érosion éolienne? Comment expliquer que certains linéaments soient observés dans des régions soumises au volcanisme Amazonien? Une deuxième question est celle de la validité de la méthode. Sur les trois contacts que nous avons analysés : l'un est discontinu (Deuteronilus) et aucun n'est représentatif d'un quelconque paléo-océan dans l'hémisphère ouest. Aussi, il y a au plus 130 °de longitude qui s'alignent sur une même sinuosidale.

### 4.3 Et s'il s'agissait d'un seul contact ?

Cette étude nous a permis de constater que plusieurs tronçons des contacts Arabia et Deuteronilus ainsi que quelques parties du contact de la formation Vastitas Borealis longent l'équipotentielle  $12667000 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Il est donc possible de regrouper tous ces segments sur une même carte (4.12). Comme on l'a déjà fait remarquer, certains de ces segments ont été identifiés sur des terrains volcaniques amazonniens (comme l'auréole d'Olympus Mons, Amazonis Planitias et les coulées de laves d'Elysium Mons). Il y a aussi des sections qui contournent les terrains chaotiques de Chryse Planitia et le bassin Utopia qui sont d'âge Hespérien. Alors qu'un dernier segment entoure le cratère Isidis. Dans ce cas, il s'agit de zones qui bordent la formation géologique Vastitas Borealis qui est d'âge Hespérien. La grande question est d'arriver à expliquer comment tous ces segments qui s'alignent bel et bien sur une équipotentielle peuvent se retrouver sur des terrains d'âge Noachian à Amazonnien. Cette observation implique un âge océanique récent (Amazonnien). Ceci est incohérent avec les hypothèses de Clifford et Parker (2001) ou encore de Baker (2001) qui suggèrent plutôt la présence de l'eau liquide au plus tard à l'Hespérien. Cette nouvelle observation démontre combien il est difficile de trancher sur la nature et la préservation des contacts à travers le temps. Finalement, si acceptons l'hypothèse qu'il y a effectivement eu un paléo-océan qui aurait formé ces rivages, il serait pertinent de connaître son volume et sa profondeur moyenne. Assumons qu'il n'ait eu qu'un paléo-océan et que l'équipotentielle la plus représentative a une valeur moyenne de  $12667000 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Le volume total serait de  $1,9 \times 10^7 \text{ km}^3$  d'eau et sa colonne d'eau moyenne de 169 m. Puisque l'équipotentielle ressemble au contact Deuteronilus établi par Carr et Head (2002), il est possible de comparer nos valeurs. Nous constatons que nous avons calculé un volume d'eau similaire. Cependant il y a une légère différence pour la hauteur de la colonne d'eau, nos calculs prévoient une colonne de 39m plus profonde que la leur (Tableau, 4.1).

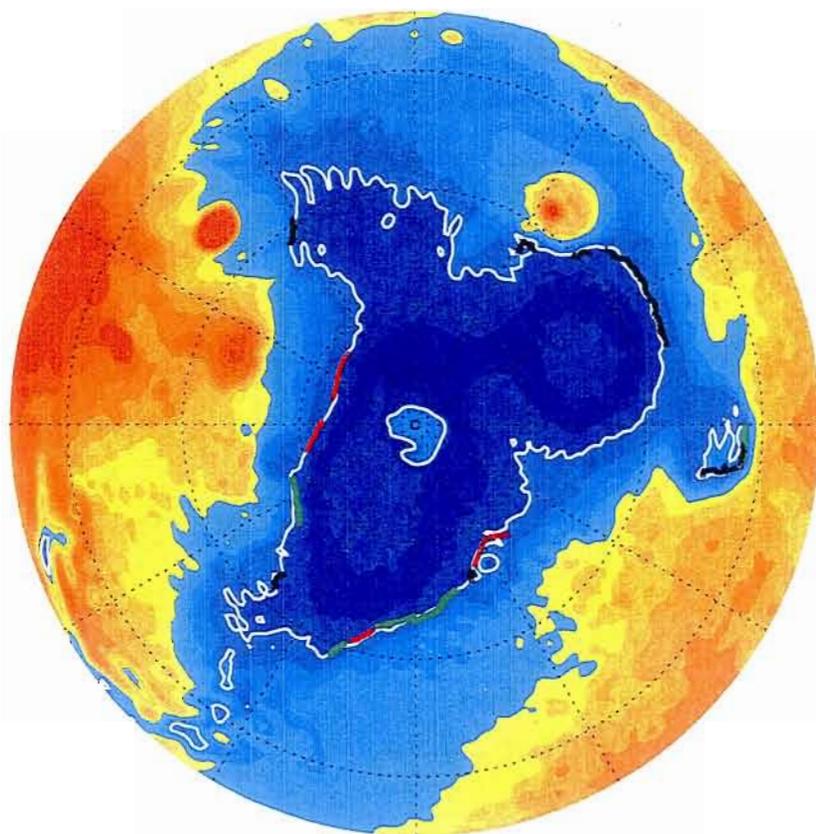


FIG. 4.12 – Segments des contacts qui suivent l'équipotentielle  $12667000 \text{ m}^2/\text{s}^2$ , segment du contact Arabia (en vert), segments du contact Deuteronilus (en noir), segments du contact de la formation Vastitas Borealis (en rouge). Le fond représente la topographie de l'hémisphère nord (à partir de la longitude  $15^\circ\text{S}$ ), les couleurs rouges-orangées représentent les topographies positives alors les couleurs bleues représentent la topographie négative. La ligne blanche est l'équipotentielle de gravité  $12667000 \text{ m}^2/\text{s}^2$ .

TAB. 4.1 – Volume d'eau et colonne d'eau moyenne calculés par différents auteurs

	Notre étude	Carr et Head, 2002
colonne d'eau moyenne (m)	169	130
volume d'eau (km <sup>3</sup> )	1,9 x 10 <sup>7</sup>	1,9 x 10 <sup>7</sup>

#### 4.4 Conclusion du chapitre des paléo-ligne de rivage : les paléo-lignes de rivages sont-elles réelles ?

Cette étude permet de remettre sérieusement en question l'origine des différents contacts identifiés comme lignes de rivages par certains auteurs. En effet, aucun des contacts identifiés ne s'aligne parfaitement sur une équipotentielle. Dans le meilleur des cas, les variations du géopotentiel le long du contact correspondent à des variations d'amplitudes d'environ 1480 m. Il est possible que les lignes de rivages aient été déplacées verticalement, par l'activité tectonique. Il est alors toutefois difficile d'expliquer comment elles ont été préservées en regard du volcanisme récent et à la puissante érosion éolienne. Nous avons tenté de vérifier si les changements de la forme de l'ellipsoïde de référence, en particulier les variations de l'aplatissement équatorial liées à la formation du dôme de Tharsis, permettent un meilleur ajustement des contacts sur une équipotentielle. Cet ajustement n'est possible que pour certaines portions des contacts et demande une évolution peu probable de la forme de l'ellipsoïde triaxial de référence. À moins d'évoquer une évolution encore plus improbable de l'aplatissement polaire, il paraît impossible de réconcilier les lignes de rivages avec la géodésie martienne. Toutefois nous avons démontré qu'il est possible de réunir plusieurs segments de contacts sur l'équipotentielle 12667000 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>. Ainsi, si un paléo-océan a existé, il est possible que son volume ait été de 1,9 x 10<sup>7</sup> km<sup>3</sup> d'eau et que la colonne d'eau moyenne ait été de 169 m.

## Chapitre 5

# CONCLUSION

Dans ce mémoire nous avons touché différents aspects de l'utilisation des données de gravité. Premièrement, nous avons redéfini l'ellipsoïde de référence de Mars. D'un ellipsoïde biaxial nous avons recalculé un ellipsoïde triaxial. Nous avons établi qu'il est plus pertinent d'utiliser l'ellipsoïde de référence triaxial lors des calculs touchant la région de Tharsis, car cet ellipsoïde tient compte de l'influence du terme  $J_2^2$  dans sa définition. Ensuite, nous avons vu, à partir des modélisations des composantes du tenseur des dérivées secondes du potentiel de gravité que la sensibilité actuelle des gradiomètres n'apporterait pas une meilleure résolution des mesures par rapport à celles qui sont présentement déduite à partir des mesures d'effet Doppler. Finalement, nous avons constaté qu'il est peu probable que les linéaments observés dans l'hémisphère nord, soient d'origine marine. De plus, il semble impossible de lier une quelconque déformation de l'ellipsoïde de référence afin d'expliquer le décalage des linéaments par rapport à l'actuelle ellipsoïde de référence.

Finalement, ce mémoire touche surtout des idées intuitives. Il serait bien maintenant, de mieux quantifier ces idées. Cependant, l'envergure de ce travail est énorme, car il touche plusieurs domaines de compétence. Car, afin de pouvoir bien quantifier les modifications d'ellipsoïde dans le temps il faudrait être en mesure de dater les grands

événements tectoniques, connaître les quantités de matière déplacées, connaître leur impact tant sur la vitesse et l'axe de rotation de la planète. Il faudrait aussi mieux comprendre la rhéologie du manteau, pour savoir à quelle vitesse il y a rééquilibre et compensation hydrostatique...

## Annexe A

# LES HARMONIQUES SPHÉRIQUES

Le champ de potentiel dû à un corps presque sphérique varie en fonction de la latitude. En géodésie, il est utile d'exprimer le potentiel de gravité  $V$  induit par une planète sous la forme de la décomposition d'une fonction en harmoniques sphériques. Ces fonctions sont utiles, car dans un repère en coordonnées polaires sphériques, elles satisfont l'équation de Laplace. Considérant la symétrie des axes de la planète, la variation du potentiel sur une surface sphérique peut se résoudre comme la somme des polynômes de Legendre  $P_l^m(\sin\phi)$ . Pour chaque terme du polynôme le potentiel varie avec une distance radiale de l'origine du référentiel, c'est-à-dire le centre de la planète. C'est donc le champ de potentiel auquel est soumis un satellite en orbite autour d'une planète. Ainsi, le potentiel de gravité  $V(r, \lambda, \phi)$  dû à un corps symétrique à ses axes de masse  $M$ , peut s'exprimer sous la forme :

$$V(r, \phi, \lambda) = \left( \frac{GM}{r} + \frac{GM}{r} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left( \frac{a_e}{r} \right)^l \bar{P}_l^m(\sin\phi) \left[ \bar{C}_{l,m} \cos m\lambda + \bar{S}_{l,m} \sin m\lambda \right] \right) \quad (\text{A.1})$$

où  $r, \phi, \lambda$  : l'altitude, la longitude et la latitude du satellite  $GM$  : la constante gravitationnelle de Mars  $\bar{P}_l^m(\sin\phi)$  : les polynômes de Legendre associés et normalisés au degré  $l$  et à l'ordre  $m$   $\bar{C}_{l,m}, \bar{S}_{l,m}$  : les coefficients d'harmoniques normalisés au degré  $l$

et à l'ordre  $m$

Il est intéressant de décomposer cette équation jusqu'au degré 2 :

$$\begin{aligned}
 V(r, \lambda, \phi) = & -\frac{GM}{r} \left(\frac{a_e}{r}\right)^0 \bar{P}_0^0(\sin \phi) [\bar{C}_{0,0}] \\
 & + \left(\frac{a_e}{r}\right)^1 \bar{P}_1^0(\sin \phi) [\bar{C}_{1,0} \cos 0\lambda + \bar{S}_{1,0} \sin 0\lambda] \\
 & + \left(\frac{a_e}{r}\right)^1 \bar{P}_1^1(\sin \phi) [\bar{C}_{1,1} \cos 1\lambda + \bar{S}_{1,1} \sin 1\lambda] \\
 & + \left(\frac{a_e}{r}\right)^2 \bar{P}_2^0(\sin \phi) [\bar{C}_{2,0} \cos 0\lambda + \bar{S}_{2,0} \sin 0\lambda] \\
 & + \left(\frac{a_e}{r}\right)^2 \bar{P}_2^1(\sin \phi) [\bar{C}_{2,1} \cos 1\lambda + \bar{S}_{2,1} \sin 1\lambda] \\
 & + \left(\frac{a_e}{r}\right)^2 \bar{P}_2^2(\sin \phi) [\bar{C}_{2,2} \cos 2\lambda + \bar{S}_{2,2} \sin 2\lambda] \quad (A.2)
 \end{aligned}$$

Le premier terme est un monopole il doit évaluer  $\frac{GM}{r}$ , alors  $c_{0,0}$  vaut 1. Le second terme est un dipôle. Si on veut conserver l'origine du repère au centre de masse alors  $c_{1,0}$  vaut 0. Les termes suivants, affiliés au degré 2, déterminent la forme de l'ellipsoïde de référence. Rappelons qu'il existe une relation directe où  $c_{2,0} = J_2^0$ . Dans la présente étude  $J_2^0$  est noté  $J_2$  et définit la forme du beignet équatorial. Ce coefficient est appelé *coefficient d'ellipticité*. C'est le terme dominant de la série. Tous les coefficients subséquents sont moindres par un facteur 1000. Il est aussi possible d'établir une relation entre les coefficients  $c_{2,2}$  et  $s_{2,2}$  ainsi que le terme  $J_2^2$  qui déterminent l'aplatissement équatorial du sphéroïde.

Ainsi, on peut donc réécrire l'équation précédente sous la forme :

$$V(r, \lambda, \phi) = \frac{GM}{r} \left( 1 + \frac{J_2}{2} \left(\frac{a_e}{r}\right)^2 (3 \sin^2 \phi - 1) + 3J_{2,2} \left(\frac{a_e}{r}\right)^2 (\cos(2\lambda) \cos^2 \phi) \right) \quad (A.3)$$

Puisque la planète tourne sur elle-même, il y a variation du potentiel dû à la rotation. Une partie du champ de gravité est causée par la vitesse angulaire  $\omega$ , c'est ce qu'on appelle l'accélération centrifuge  $g_\omega$ . Elle est définie par :

$$g_\omega = \omega \cos(\phi) r^2 \quad (A.4)$$

et si on dérive  $g_\omega$  on obtient le potentiel de rotation :

$$g_\omega = \frac{\delta U}{\delta r} \quad (A.5)$$

où  $r \cos(\phi)$  est la distance du point considéré à l'axe de rotation.

Il est donc maintenant possible de calculer le potentiel initial en additionnant  $V$  et  $U_r$  :

$$U_0(r, \phi, \lambda) = \left( \frac{GM}{r} + \frac{GM}{r} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left( \frac{a_e}{r} \right)^l \bar{P}_l^m(\sin \phi) [\bar{C}_{l,m} \cos m\lambda + \bar{S}_{l,m} \sin m\lambda] \right) + \frac{1}{2} \omega^2 r^2 \cos^2 \phi \quad (\text{A.6})$$

où  $r, \phi, \lambda$  sont respectivement l'altitude, la longitude et la latitude du satellite;  $G$  est la constante gravitationnelle de Mars;  $M$  est la masse de Mars;  $\bar{P}_l^m(\sin \phi)$  sont les polynômes de Legendre associés et normalisés au degré  $l$  et à l'ordre  $m$ ;  $\bar{C}_{l,m}, \bar{S}_{l,m}$  sont les coefficients du développement en harmonique sphérique normalisés au degré  $l$  et à l'ordre  $m$

C'est donc cette dernière équation ( A.6) qui nous permettra d'inverser nos séries de coefficients.

Annexe B

## CHRONOLOGIE DE MARS

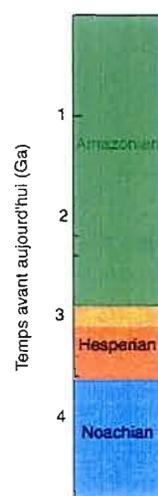


FIG. B.1 - Chronologie des trois grandes époques martiennes, telles que définies par Tanaka (1986)

## Annexe C

# DÉVELOPPEMENT DES NEUF COMPOSANTES DES DÉRIVÉES SECONDES DU TENSEUR DU GÉOPOTENTIEL

$$\begin{aligned}
 V_{rr} &= \frac{\partial^2 V}{\partial r^2}(r, \phi, \lambda) \\
 &= \frac{2GM}{r^3} + \frac{2GM}{r^3} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{a_e}{r}\right)^l \overline{P}_l^m(\sin \phi) [\overline{C}_{l,m} \cos m\lambda + \overline{S}_{l,m} \sin m\lambda] \\
 &\quad - \frac{GM}{r^2} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l l \left(\frac{a_e^l}{r^{l+1}}\right) \overline{P}_l^m(\sin \phi) [\overline{C}_{l,m} \cos m\lambda + \overline{S}_{l,m} \sin m\lambda] \\
 &\quad + \frac{3GM a_e}{r^4} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l l \left(\frac{a_e}{r}\right)^{l-1} \overline{P}_l^m(\sin \phi) [\overline{C}_{l,m} \cos m\lambda + \overline{S}_{l,m} \sin m\lambda] \\
 &\quad - \frac{GM a_e}{r^3} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l l(l-1) \left(\frac{a_e^l - 1}{r^l}\right) \overline{P}_l^m(\sin \phi) [\overline{C}_{l,m} \cos m\lambda + \overline{S}_{l,m} \sin m\lambda] \quad \text{C.1}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 V_{r\lambda} &= \frac{\partial^2 V}{\partial r \partial \lambda}(r, \phi, \lambda) \\
 &= \frac{1}{r \cos \phi} \frac{-GM}{r^2} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{a_e}{r}\right)^l \overline{P}_l^m(\sin \phi) [-\overline{C}_{l,m} m \sin m\lambda + \overline{S}_{l,m} m \cos m\lambda]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{r \cos \phi} \frac{GM}{r} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{a_e}{r}\right)^{l-1} \left(\frac{-a_e}{r^2}\right) \bar{P}_l^m(\sin \phi) \left[ -\bar{C}_{l,m} m \sin m\lambda + \bar{S}_{l,m} \cos m\lambda \right] \\
& - \frac{1}{r^2 \cos \phi} \left( \frac{GM}{r} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \frac{a_e}{r} \right)^l \bar{P}_l^m(\sin \phi) \left[ -\bar{C}_{l,m} m \sin m\lambda + \bar{S}_{l,m} \cos m\lambda \right] \quad (C.2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_{r\phi} & = \frac{\partial^2 V}{\partial r \partial \phi}(r, \phi, \lambda) \\
& = \frac{-GM}{r^3} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{a_e}{r}\right)^l \left( (l+1) \tan \phi \bar{P}_l^m(\sin \phi) - \frac{(l-m+1) \bar{P}_l^m + 1(\sin \phi)}{\cos \phi} \right) \\
& \quad \left[ \bar{C}_{l,m} \cos m\lambda + \bar{S}_{l,m} \sin m\lambda \right] \\
& - \frac{GM}{r^3} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{a_e}{r}\right)^l \left( (l+1) \tan \phi \bar{P}_l^m(\sin \phi) - \frac{(l-m+1) \bar{P}_l^m + 1(\sin \phi)}{\cos \phi} \right) \\
& \quad \left[ \bar{C}_{l,m} \cos m\lambda + \bar{S}_{l,m} \sin m\lambda \right] \\
& + \frac{GM}{r^2} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{a_e}{r}\right)^l \left(\frac{-a_e}{r^2}\right) \left( (l+1) \tan \phi \bar{P}_l^m(\sin \phi) - \frac{(l-m+1) \bar{P}_l^m + 1(\sin \phi)}{\cos \phi} \right) \\
& \quad \left[ \bar{C}_{l,m} \cos m\lambda + \bar{S}_{l,m} \sin m\lambda \right] \quad (C.3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_{\lambda\lambda} & = \frac{\partial^2 V}{\partial \lambda \partial \lambda}(r, \phi, \lambda) \\
& = \frac{GM}{r^3 \cos \phi} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{a_e}{r}\right)^l \bar{P}_l^m(\sin \phi) \left[ -\bar{C}_{l,m} m^2 \cos m\lambda - \bar{S}_{l,m} m^2 \sin m\lambda \right] \quad (C.4)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_{\lambda r} & = \frac{\partial^2 V}{\partial \lambda \partial r}(r, \phi, \lambda) \\
& = \frac{GM}{r^3 \cos \phi} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{a_e}{r}\right)^{l-1} \left(\frac{-a_e}{r^2}\right) \bar{P}_l^m(\sin \phi) \left[ -\bar{C}_{l,m} m \sin m\lambda + \bar{S}_{l,m} m \cos m\lambda \right] \\
& - \frac{GM}{r^3 \cos \phi} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{a_e}{r}\right)^l \bar{P}_l^m(\sin \phi) \left[ -\bar{C}_{l,m} m \sin m\lambda + \bar{S}_{l,m} m \cos m\lambda \right] \quad (C.5)
\end{aligned}$$

$$V_{\lambda\phi} = \frac{\partial^2 V}{\partial \lambda \partial \phi}(r, \phi, \lambda)$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{GM}{r^3 \cos \phi} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left( \frac{a_e}{r} \right)^l \left( (l+1) \tan \phi \bar{P}_l^m (\sin \phi) - \frac{(l-m+1) \bar{P}_l^m + 1 (\sin \phi)}{\cos \phi} \right) \\
&\quad \left[ -\bar{C}_{l,m} m \sin m\lambda + \bar{S}_{l,m} m \cos m\lambda \right] \tag{C.6}
\end{aligned}$$

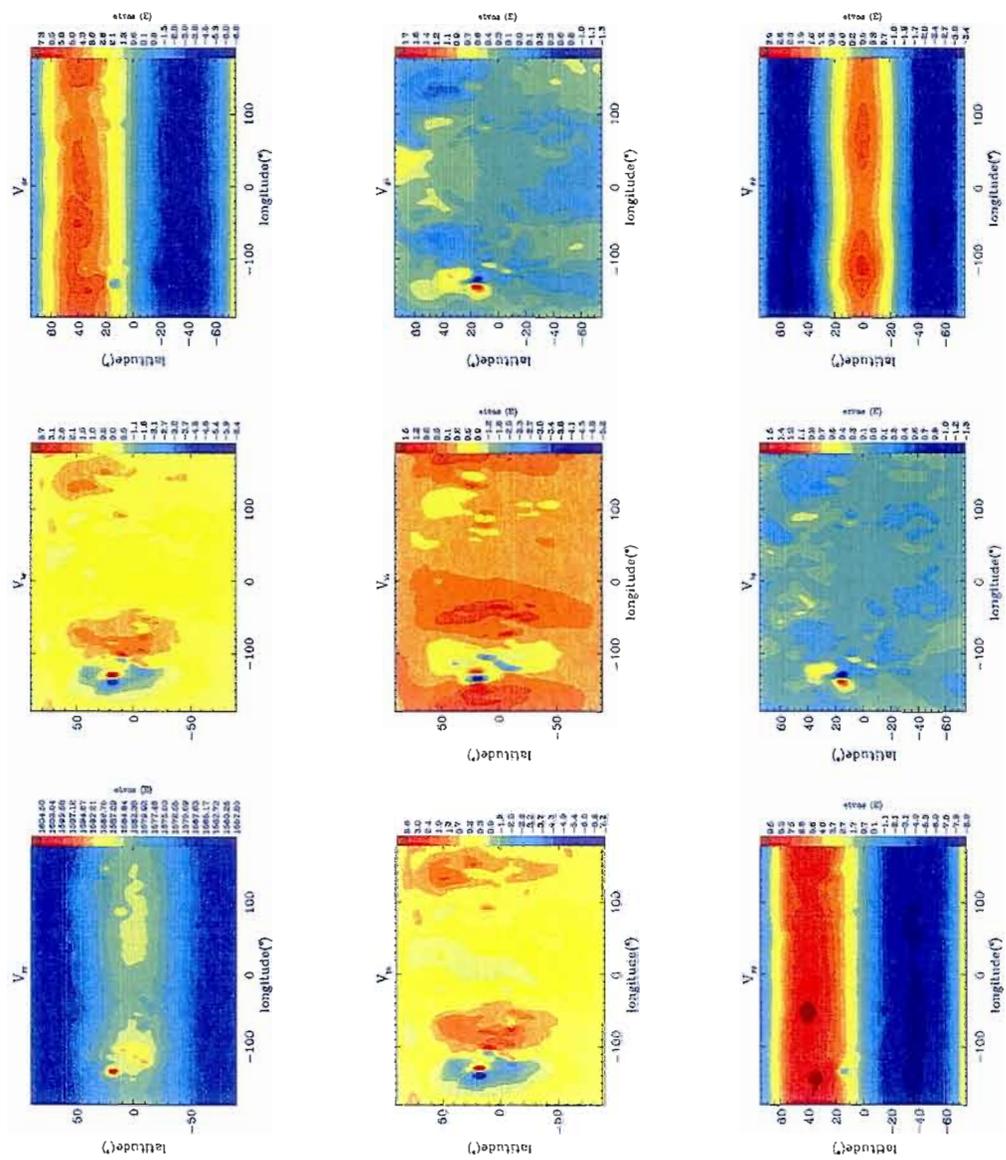
$$\begin{aligned}
V_{\phi\phi} &= \frac{\partial^2 V}{\partial \phi \partial \phi} (r, \phi, \lambda) \\
&= \frac{GM}{r^3} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left( \frac{a_e}{r} \right)^l \left( (l+2) \tan \phi \bar{P}_l^m + 1 (\sin \phi) - \frac{(l-m+2) \bar{P}_l^m + 2 (\sin \phi)}{\cos \phi} \right) \\
&\quad \left[ \bar{C}_{l,m} \cos m\lambda + \bar{S}_{l,m} \sin m\lambda \right] \tag{C.7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_{\phi r} &= \frac{\partial^2 V}{\partial \phi \partial r} (r, \phi, \lambda) \\
&= \frac{-GM}{r^3} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left( \frac{a_e}{r} \right)^l \left( (l+1) \tan \phi \bar{P}_l^m (\sin \phi) - \frac{(l-m+1) \bar{P}_l^m + 1 (\sin \phi)}{\cos \phi} \right) \\
&\quad \left[ \bar{C}_{l,m} \cos m\lambda + \bar{S}_{l,m} \sin m\lambda \right] \\
&+ \frac{GM}{r^2} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left( \frac{a_e}{r} \right)^l \left( \frac{-a_e}{r^2} \right) \left( (l+1) \tan \phi \bar{P}_l^m (\sin \phi) - \frac{(l-m+1) \bar{P}_l^m + 1 (\sin \phi)}{\cos \phi} \right) \\
&\quad \left[ \bar{C}_{l,m} \cos m\lambda + \bar{S}_{l,m} \sin m\lambda \right] \tag{C.8}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_{\phi\lambda} &= \frac{\partial^2 V}{\partial \phi \partial \lambda} (r, \phi, \lambda) \\
&= \frac{GM}{r^3 \cos \phi} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left( \frac{a_e}{r} \right)^l \left( (l+1) \tan \phi \bar{P}_l^m (\sin \phi) - \frac{(l-m+1) \bar{P}_l^m + 1 (\sin \phi)}{\cos \phi} \right) \\
&\quad \left[ -\bar{C}_{l,m} m \sin m\lambda + \bar{S}_{l,m} m \cos m\lambda \right] \\
&+ \frac{GM \tan \phi}{r^3 \cos \phi} \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left( \frac{a_e}{r} \right)^l \left( (l+1) \tan \phi \bar{P}_l^m (\sin \phi) - \frac{(l-m+1) \bar{P}_l^m + 1 (\sin \phi)}{\cos \phi} \right) \\
&\quad \left[ -\bar{C}_{l,m} m \sin m\lambda + \bar{S}_{l,m} m \cos m\lambda \right] \tag{C.9}
\end{aligned}$$

Annexe D

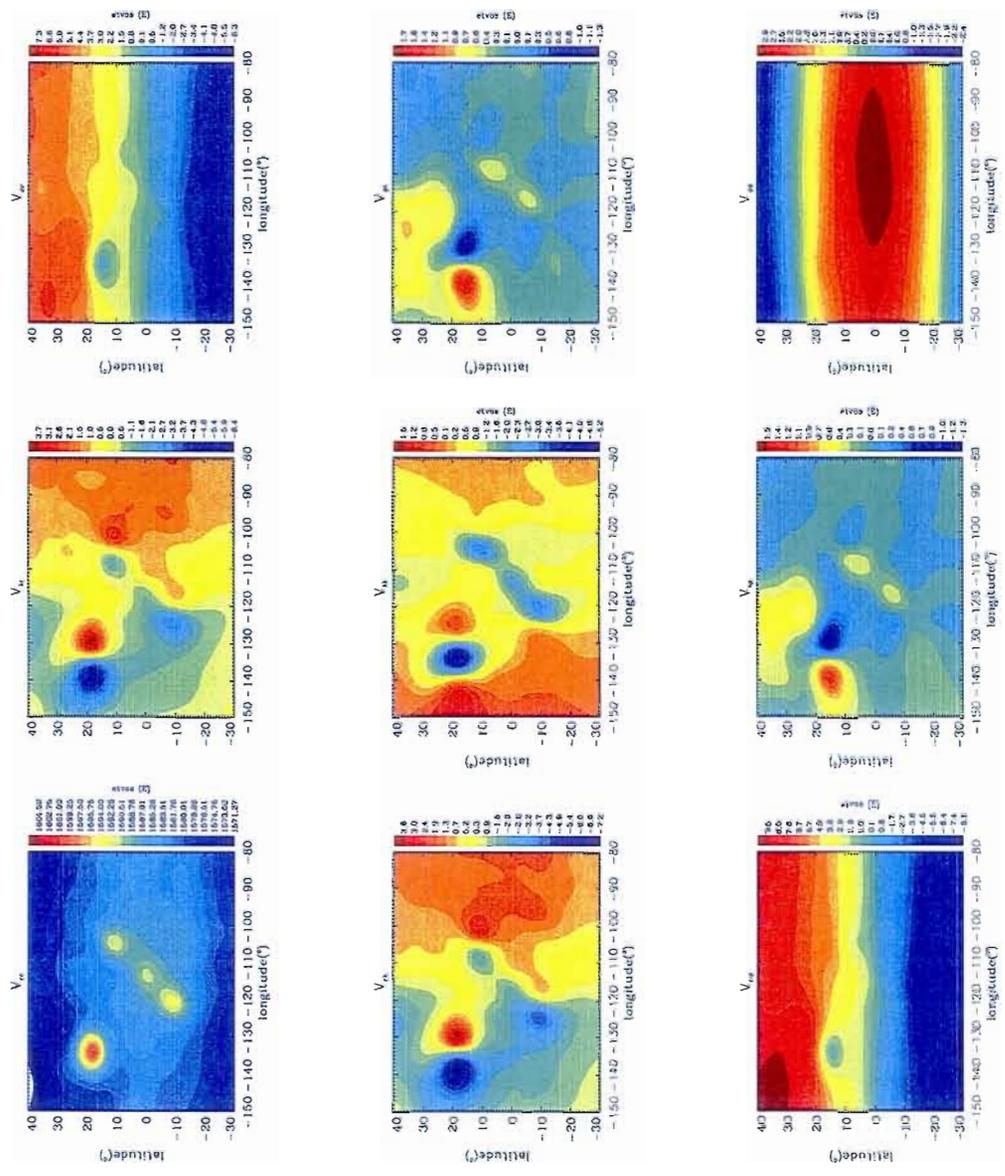
**CARTES DES NEUF  
COMPOSANTES DU  
TENSEUR DES DÉRIVÉES  
SECONDES DU  
GÉOPOTENTIEL**



Représentation des neuf composantes du tenseur des dérivées secondes du géopotential, les valeurs sont en Eötvös

Annexe E

**CARTES DES NEUF  
COMPOSANTES DU  
TENSEUR DES DÉRIVÉES  
SECONDES DU  
GÉOPOTENTIEL POUR LA  
RÉGION DE THARSIS**



Représentation des neuf composantes du tenseur des dérivées secondes du géopotentiel pour la région de Tharsis (210 °E à 280 °E et 30 °S à 40 °N), les valeurs sont en Eötvös

## Annexe F

# BIBLIOGRAPHIE

Bandfield J.L., T.D. Glotch , P.R. Christensen, 2003, "Spectroscopic identification of carbonate minerals in the martian dust", *Science*, vol. 301, p.1084-1086.

Baker V.R., 2001, "Water and the martian landscape", *Nature*, vol. 412, . p.228-236.

Baker V.R., R.G. Strom, V.C. Gulick, J.S. Kargel, G. Komatsu et V.S. Kale, 1991, "Ancient oceans, ice sheets and the hydrological cycle on Mars", *Nature*, vol. 352, p.589-594.

Belikov Gelderen et Koop R., 1994, "Determination of the gravity field form satellite gradiometry, A simulation study "

Bills B.G. et T.S. James, 1999, "Moments of inertia and rotational stability of Mars : lithospheric support of subhydrostatic rotational flattening", *J. Geophys. Res.*, vol. 104, p.9081-9096.

Bridges J.C. et M.M. Grady, 2000, "Evaporite mineral assemblages in the nakhlite (martian) meteorites", *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 176, p267-279.

Carr M.H. et J.W. Head, 2003, "Oceans on Mars : An assessment of the observational evidence and possible fate", *J. Geophys. Res.*, vol.108, p8-1-8-28.

Cazenave A., 1995, "Geoid, topography and distribution of landforms ", In *Global Earth physics, A handbook of physical constants* , p.32-39, États-Unis : American Geophysical Union, Washington(DC).

Christensen P.R., 2003, "Formation of recent martian gullies through melting of extensive water-rich snow deposits.", *Nature*, vol. 422, p.45-48.

Christensen P.R., R.V. Morris, M.D. Lane, J.L Bandfield et M.C. Malin, 2001, "Global mapping of Martian hematite mineral deposits : Remnants of water-driven processes on early Mars", *J. Geophys. Res.*, vol. 106, p.23873-23885.

Clifford S.M. et Parker T.J, 2001, "The evolution of the martian hydrosphere : implication for the fate of the primordial ocean and the current state of the northern plains", *Icarus*, vol. 40, p.40-79.

Costard F., F. Forget, N. Mangold, J.P. Peulvast, 2002, "Formation of recent mar-

ian debris flows by melting of near-surface ground ice at high obliquity", *Science*, vol. 295, p.110-113.

Costard F. et J. Kargel, 1999, *Ice rich sediments on the northern plains*, [www.lpi.usra.edu/meetings/sthmars99/pdf/6088.pdf](http://www.lpi.usra.edu/meetings/sthmars99/pdf/6088.pdf).

Davies et al, 1992, "Report of the IAU/IAG/COSPAR working group on cartographic coordinates et rotational elements of the planets and satellites : 1991", *Cel. Mech. and Dynam. Astron.*, vol. 53, p. 377-397.

Duxbury T.C., R.L. Kirk, B.A. Archinal, G.A. Neumann and M.C. Caplinger, 1999, "Mars geodesy/cartography working group recommendation on Mars cartographic constants and coordinate systems", *J. Geophys. Lett.*, vol. 26.

Flammarion C., 1892, *La planète Mars*, Paris : Gauthier Villas et Fils

Flokstra J., J. Sese, R.J. Wiegink, M.C. Elwenspoek, C. Sotin, 2002, "Gravity gradient sensor technology for futur planetary missions", *ESA ITT AO/1-3829/01/NL/ND*.

Forget P. et Pierrehumbert, 1997, "Warming Early Mars with carbon dioxide clouds that scatter infrared radiation", *Science*, vol. 278, p.1273-127.

Fraser, 1996, "Mars geodesy/cartography working group recommendation on Mars cartographic constants and coordinate systems", *New Scientist*, vol. 151.

GOCE, 1999, "Gravity field and steady-state ocean circulation mission", no ESA SP-1233.

Gooding J.L., S.J. Wentworth, M.E. Zolensky, 1988, "Calcium carbonate and sulfate of possible extraterrestrial origin in EETA 79001 meteorite", *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 52, p.909-915.

Gooding J.L., 1992, "Soil mineralogy and chemistry on Mars : Possible clues from salts and clays in SNC meteorites", *Icarus*, vol.99, p.28-41.

GRACE, 2003 <http://essp.gfsc.nasa.gov/grace/>

GRACE, 2004 [www.csr.utexas.edu/grace](http://www.csr.utexas.edu/grace)

Hartmann W.K., D.C. Berman, 2000, "Elysium Planitia lava flows : crater count chronology and geological implication", *J. Geophys. Res.*, vol. 105, p.15011-15025.

Head J.W., H.Hiesinger, M.A. Ivanov, M.A. Kreslavsky, S. Pratt, B.J. Thomson, 1999, "Possible ancient oceans on Mars : evidence from Mars Orbiter Laser Altimeter data", *Science*, vol. 286, p.2134-2137.

Head J.W., M.A. Kreslavsky, H.Hiesinger, M.A. Ivanov, H.Hiesinger, S. Pratt, N. Seibert, 1998, "Oceans in the past history of Mars : tests for thier presence using Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) data", *J. Geophys. Lett.* vol.25, p4401-4404.

Heiskamen et Moritz, 1967, *Physical Geodesy*, W.H. Freeman and company, San Francisco (CA) 364 p.

Hodges C.A., H.J. Moore, 1979, "The subglacial birth of Olympus Mons and it aureoles", *J. Geophys. Res.*, vol. 84, p8061-8074.

Kass D.M. et Y.L. Yung, 1999, "Water on Mars : Isotopic constraints on exchange between the atmosphere and surface", *J. Geophys. Lett.*, vol. 26, p.3653-3656.

Kreslavsky M.A. et J.W. Head, 2002, " Fate of outflow channel effluents in the northern lowlands of Mars : The Vastitas Borealis Formation as a sublimation residue from frozen ponded bodies of water", *J. Geophys. Res.*, vol. 107, p. 4-1-4-24

Lemoine F.G., D.E. Smith, D.D. Rowlands, M.T. Zuber, G.A. Neumann, D.S. Chinn, D.E. Pavlis, 2001, " An improved solution of the gravity field of Mars (GMM-2B) from Mars Global Surveyor", *J. Geophys. Res.*, vol. 106, p 23359-23376.

Lowell P., 1895, *Mars*, version d'Éric Hutton, 1995,  
[http ://www.wander.org/reference/lowell/MARS/](http://www.wander.org/reference/lowell/MARS/).

Malin M.C. et K.S. Edgett, 1999, "Oceans or seas in the Martian northern lowlands : high resolution imaging test fo preposed coastline", *J. Geophys. Lett.*, vol. 26, p3049-3052.

McGovern P.J. , S.C. Solomon, D.E. Smith, M.T. Zuber, Simons, M.A. Wieczorek, R.J. Phillips, G.A. Neumann, O. Aharonson, J.W. Head, 2002, " Localized gravity/topography admittance and correlation spectra on Mars : Implications for regional and global evolution", *J. Geophys. Res.*, vol. 107, p19-1-19-25.

Mélière, M.-A., 2003, [http ://www.cnrs.fr/cw/dosiers/dosclim/sysfacte/effetserre](http://www.cnrs.fr/cw/dosiers/dosclim/sysfacte/effetserre).

MGS, 2003, [http ://mars.jpl.nasa.gov/mgs/overvu/mplan/map/map.html](http://mars.jpl.nasa.gov/mgs/overvu/mplan/map/map.html).

Mission, 2003 [http ://mars.jpl.nasa.gov/mission](http://mars.jpl.nasa.gov/mission).

MOLA, 2003, [http ://ltpftp.gsfc.nasa.gov/projects/tharsis/MOLA/](http://ltpftp.gsfc.nasa.gov/projects/tharsis/MOLA/).

North, Pierre, 2003, [http ://www.unil.ch/sc/bazar/article/phys/mars/mars/htm](http://www.unil.ch/sc/bazar/article/phys/mars/mars/htm).

ONERA, 2003, [http ://www.onera.fr/dmph/accelerometre/champ-grav.html](http://www.onera.fr/dmph/accelerometre/champ-grav.html).

Parker T.J., D.S. Gorsline, R.S. Saunders, D.C. Pieri, D.M. Scheeberger, 1993, "Coastal geomorphology of the martian northern plains", *J. Geophys. Res.* vol. 98, p11061-11078.

Phillips R.J., C.L. Johnson, B.M. Hynek and B.M. Jaskosky, 2003, "Noachian Evolution of Mars"  
[http ://www.lpi.ura.edu/meetings/sixthmars2003/pdf/3021.pdf](http://www.lpi.ura.edu/meetings/sixthmars2003/pdf/3021.pdf).

Reasenber R.D., 1977, "The Moment of inertia and isostasy of Mars", *J. Geophys. Res.*, vol. 82, p.369-375.

Rummel, 1986, "Satellite Gradiometry", In *Lecture notes in Earth Sciences*, p. 318-335, Berlin : H.Sünkel, Springer.

Seibert N. et al, 2001, "Small-scale Martian polygones :liquid water surface", *J. Geophys. Lett.*, vol. 28, p.899-602.

Smith D.E., M.T. Zuber, S.C. Solomon, R.J. Phillips, J.W. Head, J.B. Garvin, W.B. Banerdt, D.O. Muhleman, G.H. Pettengill, G.A. Neumann, F.G. Lemoine, J.A. Abshire, O. Aharonson, C.D. Brown, S.A. Hauck, A.B. Ivanov, P.J. McGovern, H.J. Zwally, T.C. Duxbury, 1999, "The gobal Topography of Mars and Implications for the surface evolution", *Sciences*, vol. 284, p.1495-1503.

Smith D.E., M. T. Zuber, H.V. Frey, J.B. Garvin, J.W. Head, D.O. Muhleman, G.H. Petengill, R.J. Phillips, S.C. Salomon, H.J. Zwally, W.B. Banerdt, T.C. Duxbury, M.P.

Golombek, F.G. Lemoine, G.A. Neumann, D.D. Rowlands, O. Aharonson, P.G. Ford, A.B. Ivanov, C.L. Johnson, P.J. McGovern, J.B. Abshire, R.S. Afzal, X. Sun, 2001, "Mars Orbiter Laser Altimeter : experiment summary after the first year of global mapping of Mars", *J. Geophys. Res.*, vol. 106, p.23689-23722.

Stacey, F.D., 1992, *Physics of the Earth*, 3ième ed, Brookfield Press, Brisbane, Australia.

Turcotte et Schubert, 1982, *Geodynamics, applications of the continuum physics to geological problems États-Unis : John Wiley & Sons, 450p.*

Yoder, 1995, "Astrometric and Geodetic properties of Earth and the solar system", *In Global Earth physics, A handbook of physical constants, États-Unis : American Geophysical Union, Washington(DC).*

Yuan D.-N., W.L. Sjogren, A.S. Konopliv, A.B. Kucinskas 2001, "Gravity field of Mars : a 75th degree and order model", *J. Geophys. Res.*, vol. 106, p.23377-23401.

Zahnle, 2001, "Decline and fall of the martian empire", *Nature*, vol. 412, p.209-213.

Zuber M.T., S.C. Salomon, R.G. Phillips, J.W. Head, J.B. Garvin, W.B. Banerdt, D.O. Muhleman, G.H. Pettengill, G.A. Neumann, F.G. Lemoine, J.B. Abshire, O. Aharonson, C.D. Brown, S.A. Hauck, A.B. Ivanov, P.J. McGovern, T.C. Duxbury, H.J. Zwally, 2000, "Internal Structure and early thermal Evolution of Mars from Mars Global Surveyor", *Science*, vol. 287, p.2053-2060.