



HAL
open science

Etude de la surface et de la subsurface de Mars par sondage radar. Analyse des données MRO/Sharad

Cyril Grima

► **To cite this version:**

Cyril Grima. Etude de la surface et de la subsurface de Mars par sondage radar. Analyse des données MRO/Sharad. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENU004 . tel-00583703

HAL Id: tel-00583703

<https://theses.hal.science/tel-00583703>

Submitted on 6 Apr 2011

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Sciences de la Terre et de l'Univers**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Cyril Grima

Thèse dirigée par **Wlodek KOFMAN**

préparée au sein de **L'Institut de Planétologie et
d'Astrophysique de Grenoble**
dans **l'École Doctorale Terre, Univers, Environnement**

Etude de la surface et de la subsurface de Mars par sondage radar : *Analyse des données Sharad/MRO*

Thèse soutenue publiquement le **27 janvier 2011**,
devant le jury composé de :

M. Jean-Louis MONIN

Directeur de L'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (Président)

M. Steve CLIFFORD

Senior researcher à Lunar and Planetary Institute, USA (Rapporteur)

M. Nicolas MANGOLD

DR au Laboratoire de Planétologie et de Géodynamique de Nantes, (Rapporteur)

M. Roberto OROSEI

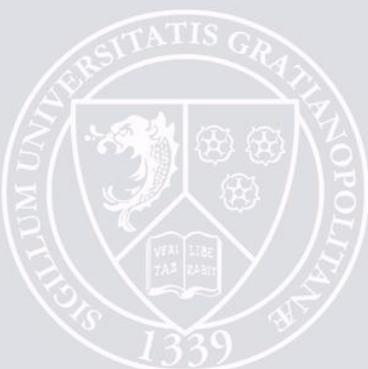
Senior researcher à Istituto di Fisica dello Spazio Interplanetario, Italia (Membre)

Mme Frédérique Rémy

DR au Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiale,
Toulouse, (Membre)

M. Alain Hérique

CR à L'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, (Membre)



*"Peut-être n'y a-t-il aucun refuge
où nous allons,
mais il y a un ailleurs".*

Illustration de couverture | Bordure des dépôts stratifiés polaires de Planum Australe
s'avancant dans Promethei Planum. Largeur : 100 km. 80°S-100°E.
Détail de l'image HRSC Id. SEMJE6M5NDF (ESA/ DLR/ FU Berlin) >



Résumé

Le radar sondeur Sharad (NASA/ASI) prospecte actuellement la surface et le sous-sol de Mars à une fréquence de 20 ± 5 MHz depuis une orbite polaire basse (Mars Reconnaissance Orbiter). L'instrument a pour but de contraindre la composition du sol et de détecter, puis d'interpréter, des interfaces enfouies afin de restituer le contexte géologique martien à l'échelle régionale. Ce travail de thèse se propose de contribuer à ces objectifs en se focalisant principalement sur l'étude de terrains glaciaires et péri-glaciaires Martien.

Dans un premier temps, par une méthode d'inversion impliquant la reconstruction d'un sous-bassement rocheux par interpolation, nous obtenons les paramètres diélectriques représentatifs du volume de glace d'eau constituant la calotte polaire Nord, Planum Boreum. Nous en déduisons un taux de pureté du matériel glaciaire $> 95\%$. Nous fournissons une carte de l'épaisseur des dépôts qui vérifie un volume de glace de $1,14 \times 10^6$ km³.

Dans une deuxième étude, en confrontant les transects Sharad à des données topographiques et d'imagerie visible, nous élaborons un profil morphologique et stratigraphique complet d'escarpements glaciaires présents dans la région d'Ultimi Lobe, Planum Australe. Nous appelons ces escarpements "Laps" (large and asymmetric polar scarps). La similarité avec des failles listriques associées à des anticlinaux de roll-over nous amène à proposer l'hypothèse de macro-ruptures mécaniques d'une glace sous contrainte extensive et d'un mouvement subséquent par glissement basal.

Puis, nous nous intéressons à la réflectivité radar de la surface dont l'amplitude dépend de la rugosité et de la permittivité du sol. Nous élaborons une méthode nous permettant de construire une carte globale de la réflectivité. Afin de séparer les paramètres physiques qui constituent ce signal, nous proposons des méthodes statistiques simples, inspirés du SAR (radar à synthèse d'ouverture) terrestre, complétées par l'élaboration de modèles de rétrodiffusion de surface à incidence normale. Nous montrons des résultats de cette approche et leur adéquation avec les modèles théoriques. Enfin, nous mettons en évidence une variation temporelle de la réflectivité aux pôles que nous attribuons à la présence des condensats saisonniers de CO₂. Notre méthode d'analyse statistique de la réflectivité, associée à un modèle de rétrodiffusion à trois couches, nous permet d'évaluer la variation d'épaisseur des condensats dans des régions à très hautes latitudes (80°-85°).

Abstract

This thesis presents several geophysical studies using the Sharad radar sounder dataset (NASA/ASI). Sharad is exploring the surface and subsurface of Mars with a frequency of 20 ± 5 MHz from a low polar orbit. The mission goals are to constrain the soil composition and to detect some buried structures in order to interpret the Martian geological context at a regional scale.

First, the radar signal has been analyzed over the North polar deposits to retrieve the dielectric properties of the bulk ice. We deduce a purity rate of the ice $> 95\%$. This study required the reconstruction of the bedrock by interpolating the surrounding topography. From this, we provide a map of the deposits thickness that agreed with a volume of ice of 1.14×10^6 km³.

In a second study, we compare the Sharad cross-sections to surface topography and optical images in order to develop a complete morphologic and stratigraphic description of polar scarps in the region of Ultimi Lobe, Planum Boreum. This description is similar to listric faults associated with roll-over anticlines. It leads us to propose a new formation process hypothesis implying a macro-mechanical failure of the ice under stress and a subsequent basal sliding.

Then we studied the surface radar reflectivity whose magnitude depends on the roughness and permittivity of the soil. We develop a method to build up a global map of the reflectivity. To separate the physical parameters contributing to the signal, we propose a simple statistical method associated to surface backscattering models at normal incidence. We show that the vertical roughness can be derived without prior calibration for surfaces whose correlation length is > 500 m. In this case, permittivity can be estimate only if a reference area is known to calibrate the signal. Finally, we detect a seasonal variation of the reflectivity at poles that we attribute to the seasonal CO₂ frost. Our statistical approach for the reflectivity, associated with a three layers backscattering model, allows deriving the thickness variation of the frost. We report a late recession in the cryptic region.



Remerciements

Toute ma gratitude s'exprime en premier lieu vers mon directeur, Wlodek Kofman, qui n'a pas reculé devant les difficultés pour me permettre de réaliser cette thèse. Je suis très reconnaissant de ses efforts qui m'ont permis d'accomplir ce que je ne pensais possible il y a quelques années.

Je remercie tout les membres du jury. Je suis honoré et touché par leur investissement très volontaire.

Mon cadre de travail est également une composante majeure de la réalisation de ma thèse. C'est peu dire que l'accueil chaleureux de tout le LPG a permis un total épanouissement et une énorme liberté. Je remercie particulièrement Béatrice et Akila, pour tout (ce serait trop long à énumérer). Je souhaite le meilleur des avenir à l'IPAG dont la création coïncide à peu près exactement avec mon départ.

Particulièrement, mes amis de fortune, qui m'ont accompagné durant ces trois ans au sein du labo, méritent une citation : Jérémie (mon initiateur), Pierre (mon conjoint professionnel), Frod, Thomas, Jean-Yves, Alexandre, Xavier, Hélène, Filippo, Guillaume, Ludovic, Philippe, et tous les autres.

J'embrasse ma famille et mes parents. Qu'ils sachent que si je signe ce travail aujourd'hui, c'est forcément un peu grâce à eux et aux routes qu'ils ont sut ne pas fermer à leurs enfants.

Enfin, Cécile, mon fruit rouge, qui connaît cette thèse aussi bien que moi. Ce n'est parfois pas facile de réaliser un travail de trois ans, mais cela à été plus simple avec toi.



Sommaire

REMERCIEMENTS	i
SOMMAIRE	iii
INTRODUCTION	1
CHAP. 1. L'EXPLORATION MARTIENNE	3
1.1 L'EXPLORATION MARTIENNE EST-ELLE JUSTIFIEE ?	4
1.2 LES TECHNOLOGIES DE L'EXPLORATION	5
1.2.1 <i>Atteindre Mars</i>	5
1.2.2 <i>Les missions d'exploration</i>	6
1.2.3 <i>Imagerie / spectro-imagerie de surface</i>	8
1.2.4 <i>Topographie</i>	9
1.2.5 <i>Spectrométrie gamma</i>	11
1.2.6 <i>Imagerie de subsurface</i>	11
1.2.7 <i>Analyseurs atmosphériques et ionosphérique</i>	12
1.3 MARS EXPLORÉE	13
1.3.1 <i>Première approche</i>	13
1.3.2 <i>Chronologie martienne</i>	15
1.3.3 <i>Anomalies magnétiques</i>	17
1.3.4 <i>Erosion atmosphérique</i>	18
1.3.5 <i>Glaciers sub-polaires</i>	18
1.3.6 <i>Etendue du pergélisol</i>	20
1.3.7 <i>Les carbonates et le paléo-climat martien</i>	20
1.3.8 <i>Lacs et océans</i>	21
1.3.9 <i>Emanations de méthane</i>	22
CHAP. 2. LE RADAR SONDEUR PLANETAIRE	25
2.1 L'AVENEMENT DES RADARS SONDEURS PLANETAIRES	26
2.1.1 <i>Historique</i>	26
2.1.2 <i>Aujourd'hui et demain</i>	27
2.2 SHARAD, INSTRUMENT EMBARQUE DE MRO	28
2.2.1 <i>La mission Mars Reconnaissance Orbiter</i>	28
2.2.1 <i>Le radar Sharad</i>	29
2.2.2 <i>L'observable du radar</i>	31
2.2.3 <i>Quelques notions d'ambiguïtés</i>	33
2.3 PRE-TRAITEMENTS	35
2.3.1 <i>Compensation de phase (à bord)</i>	35
2.3.2 <i>Sommation cohérente (à bord)</i>	35

3.3.3	<i>Compression de l'impulsion (Range processing)</i>	36
3.3.4	<i>Focalisation Doppler</i>	38
3.3.5	<i>Correction du roulis</i>	39
3.3.6	<i>Correction ionosphérique</i>	39
2.4	PRESENTATIONS DES DONNEES	40
CHAP. 3. PHYSIQUE DE LA MESURE.....		43
3.1	L'EQUATION RADAR	44
3.2	RAYONNEMENT DE L'ANTENNE RADAR	45
3.3	ATTENUATION DANS LA MATIERE	47
3.3.1	<i>Ecriture complexe d'ε</i>	47
3.3.2	<i>Profondeur de pénétration δ_p</i>	49
3.4	PARAMETRISATION DIELECTRIQUE DE LA MATIERE	50
3.4.1	<i>Panorama</i>	50
3.4.2	<i>Dépendance en impuretés</i>	53
3.4.3	<i>Dépendance en fréquence</i>	55
3.4.4	<i>Dépendance en température</i>	57
3.5	RUGOSITE D'UNE SURFACE	58
3.5.1	<i>Description géométrique : Paramètres principaux</i>	58
3.5.2	<i>Description géométrique : Paramètres dérivés</i>	61
3.5.3	<i>La rugosité, une notion relative</i>	64
3.5.4	<i>L'empreinte radar au sol</i>	66
3.6	REFLEXION SUR UNE INTERFACE RUGUEUSE	69
3.6.1	<i>Composantes cohérentes et incohérentes</i>	69
3.6.2	<i>Formalisme d'écriture</i>	71
3.6.3	<i>Principes des modèles de rétrodiffusion</i>	73
3.6.4	<i>Modèle des petites perturbations (SPM)</i>	74
3.6.5	<i>Approximation de Kirchoff (KA)</i>	76
CHAP. 4. PARAMETRES DIELECTRIQUES DES GLACES POLAIRES NORD...		79
4.1	PROBLEMATIQUE	80
4.2	PLANUM BOREUM	81
4.2.1	<i>Structure et contexte régional</i>	81
4.2.2	<i>Evolution et dynamique actuelle</i>	83
4.2.3	<i>Données radar régionales</i>	84
4.3	METHODE	84
4.3.1	<i>Introduction</i>	84
4.3.2	<i>Modèle de bedrock</i>	85
4.3.3	<i>Localisation des échos</i>	88
4.4	RESULTATS	89
4.4.1	<i>Composition globale de la glace.</i>	89
4.4.2	<i>Structure</i>	91
4.5	CONCLUSIONS	93

CHAP. 5. ESCARPEMENTS GLACIAIRES DE PLANUM AUSTRALE.....	95
5.1 PROBLEMATIQUE	96
5.2 PLANUM AUSTRALE	96
5.2.1 <i>Introduction</i>	96
5.2.2 <i>Structure et contexte régional</i>	97
5.2.3 <i>Données régionales</i>	101
5.3 DESCRIPTION DES LAPS	101
5.3.1 <i>Morphologie</i>	101
5.3.2 <i>Stratigraphie</i>	108
5.4 INTERPRETATIONS	111
5.4.1 <i>Remplissage de cratères</i>	111
5.4.2 <i>Processus éoliens</i>	112
5.4.3 <i>Scénario tectonique</i>	113
5.5 CONCLUSIONS ET DISCUSSIONS	118
CHAP. 6. REFLECTIVITE RADAR DE LA SURFACE MARTIENNE.....	121
6.1 PROBLEMATIQUE	122
6.2 TRAITEMENT DES DONNEES	123
6.2.1 <i>Localisation de l'écho de surface</i>	123
6.2.2 <i>Corrections du signal</i>	125
6.2.3 <i>Calibrage sur une zone de référence</i>	129
6.3 RUGOSITE DE LA SURFACE MARTIENNE	130
6.4 RESULTATS ET ANALYSES CARTOGRAPHIQUES	134
6.4.1 <i>Analyse globale</i>	134
6.4.2 <i>Analyses régionales</i>	135
6.4.3 <i>Comparaison Marsis-Sharad</i>	139
6.4.4 <i>Epaisseur sondée</i>	139
6.5 SEPARATION DE P_C ET P_N : APPROCHE STATISTIQUE	140
6.5.1 <i>Principes et fondamentaux</i>	140
6.5.2 <i>Applications et classification des terrains martiens</i>	144
6.6 SEPARATION DE LA PERMITTIVITE ET DE LA RUGOSITE	148
6.6.1 <i>Modèles de rétrodiffusion à incidence normale</i>	148
6.6.2 <i>Applications à des surfaces très peu rugueuses ($l > 500$ m)</i>	150
6.6.3 <i>Applications à des surfaces moyennement rugueuses ($l < 500$ m)</i>	153
6.6.4 <i>Applications à des surfaces rugueuses</i>	153
6.7 VARIATIONS ANNUELLES DE REFLECTIVITE AUX POLES	155
6.7.1 <i>Présentation</i>	155
6.7.2 <i>Observations</i>	156
6.7.3 <i>Modèle de réflectivité à trois couches</i>	157
6.7.4 <i>Applications et résultats</i>	158
6.8 SYNTHESE	164

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	167
BIBLIOGRAPHIE.....	171
PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS LIEES A LA THESE.....	193
ANNEXE A – Symboles mathématiques.....	197
ANNEXE B – Procédures de traitements.....	201
ANNEXE C – L'onde électromagnétique.....	207
ANNEXE D – Interaction de l'onde avec la matière.....	211
ANNEXE E – Réflexion et transmission à une interface plane.....	215
ANNEXE F – Orbites rejetées.....	219
ANNEXE G – Grima et al., GRL, 2009.....	221



Introduction

L'utilisation de radars orbitaux de subsurface pour l'exploration interplanétaire est une application très récente, qui est en train de prouver tout son potentiel par l'étude de Mars, sa première planète-cible. Cette technologie offre pour la première fois une image du sous-sol à des profondeurs décimétriques et kilométriques, en fonction de la nature des terrains sondés et des longueurs d'ondes utilisées. Les principaux objectifs des radars martiens sont de contraindre la nature du sol et du sous-sol par l'acquisition de sa permittivité, particulièrement en terrain glaciaire et périglaciaire, ainsi que de détecter des morphologies de subsurface, pour mieux comprendre la formation et l'évolution de structures géologiques.

Le sujet de cette thèse est l'étude des données en cours d'acquisition de Sharad ("Shallow radar", à bord de Mars Reconnaissance Orbiter, Nasa), le second radar martien, dont les caractéristiques permettent une étude du sol à de meilleures résolutions que son prédécesseur Marsis, permettant ainsi des analyses à l'échelle régionale et subrégionale. Nous nous proposerons de contribuer aux thématiques du radar martien par trois études distinctes après une introduction à l'exploration martienne (chapitre 1), à la technologie du radar de subsurface (chapitre 2) et à la physique du signal qui en dérive (chapitre 3).

Le chapitre 4 analyse la propagation du signal radar à travers les dépôts stratifiés qui constituent les glaces de Planum Boreum, la calotte polaire Nord. A l'aide d'une reconstruction du sous-bassement rocheux par interpolation de la topographie des terrains environnants, et la détection des échos radar délimitant l'édifice verticalement, nous obtenons les paramètres diélectriques caractérisant une colonne totale de glace (~1500 m) représentatifs de la permittivité moyenne de tout le volume de l'édifice, ainsi qu'une estimation du taux d'impuretés de la glace qui le constitue.

Le chapitre 5 propose l'étude d'escarpements glaciaires de tailles kilométriques ponctuant la région d'Ultimi Lobe, Planum Australe, que nous avons appelé Laps ("Large and asymmetric polar scarps"), et qui n'ont pas d'équivalents sur les calottes terrestres. Cette étude est d'abord une analyse croisée de données topographiques, d'imagerie visible et d'information de subsurface Sharad/Marsis, dont l'objectif initial est de dresser un profil morphologique et stratigraphique complet de la surface et de la subsurface de ces objets pour mieux comprendre

leurs origines. Le modèle mis en place nous permet d'introduire une nouvelle hypothèse quant au processus de formation des Laps, qui implique des macro-ruptures mécaniques de la glace conduisant à la formation de flexures antithétiques (anticlinaux de roll-over) associées à des failles normales listriques, caractéristiques d'une dynamique horizontalement extensive.

Finalement, au chapitre 6, nous développons un travail visant à étudier le signal radar réfléchi par la surface. Ce signal est fortement dépendant des paramètres physiques (permittivité et rugosité) caractérisant la proche-surface (~10 m de profondeur) et possède donc un grand potentiel pour nous en apprendre plus sur la composition de celle-ci. Nous développons une méthode pour détecter automatiquement l'écho de surface des radargrammes Sharad, puis construisons des cartes de réflectivité globales. Afin d'extraire du signal les paramètres physiques du sol, nous proposons une méthode en deux temps. D'abord une approche statistique, inspirée du Sar ("synthetic aperture radar") terrestre, nous permet de séparer les composantes cohérentes et diffuses du signal. Ensuite, nous mettons en place des modèles de rétrodiffusion à incidence normale afin de relier ces composantes à la permittivité et à la rugosité de la surface. Nous faisons des applications sur une trentaine de régions martiennes de références. Puis, nous signalons une variation saisonnière de la réflectivité aux pôles que nous attribuons à l'évolution du givre saisonnier de CO₂. L'utilisation d'un modèle de rétrodiffusion à trois couches nous permet de remonter aux variations d'épaisseur de ces condensats.

Enfin, précisons que les études menées dans le cadre de cette thèse n'ont pas pour unique vocation de contribuer au développement des connaissances martiennes. Ce sont également des méthodes d'analyses qui ambitionnent de servir et de faciliter la poursuite du sondage interplanétaire par cette technologie prometteuse, le radar de subsurface orbital.

L'exploration martienne

L'EXPLORATION MARTIENNE	3
1.1 L'EXPLORATION MARTIENNE EST-ELLE JUSTIFIEE ?	4
1.2 LES TECHNOLOGIES DE L'EXPLORATION	5
1.2.1 <i>Atteindre Mars</i>	5
1.2.2 <i>Les missions d'exploration</i>	6
1.2.3 <i>Imagerie / spectro-imagerie de surface</i>	8
1.2.4 <i>Topographie</i>	9
1.2.5 <i>Spectrométrie gamma</i>	11
1.2.6 <i>Imagerie de subsurface</i>	11
1.2.7 <i>Analyseurs atmosphériques et ionosphérique</i>	12
1.3 MARS EXPLOREE	13
1.3.1 <i>Première approche</i>	13
1.3.2 <i>Chronologie martienne</i>	15
1.3.3 <i>Anomalies magnétiques</i>	17
1.3.4 <i>Erosion atmosphérique</i>	18
1.3.5 <i>Glaciers sub-polaires</i>	18
1.3.6 <i>Etendue du pergélisol</i>	20
1.3.7 <i>Les carbonates et le paléo-climat martien</i>	20
1.3.8 <i>Lacs et océans</i>	21
1.3.9 <i>Emanations de méthane</i>	22

La question m'est souvent posée de rendre compte de la pertinence de l'exploration martienne en raison des moyens humains, techniques et financiers importants que ce projet mobilise à travers le monde. Comme une thèse doit être un travail de réflexion complet, il est nécessaire d'apporter ici quelques éléments de réponse. Ensuite j'aborderai les moyens technologiques employés par l'homme pour l'exploration martienne et les principaux types de données scientifiques qui sont à disposition de la communauté aujourd'hui. C'est à travers ce prisme de données que nous regardons Mars actuellement et que nos connaissances modernes se forgent. Je résumerai brièvement ces acquis pour dresser un portrait de Mars en abordant les thèmes et les avancées majeures qui ont, pour la plupart, émaillé mes trois ans de thèse. On notera sans surprise que la recherche d'eau et de vie sont les fils conducteurs de ces thèmes choisis. Je précise que le but n'est pas d'être pleinement exhaustif, mais de susciter l'intérêt en révélant combien la recherche martienne est dynamique aujourd'hui. Un état de l'art plus détaillé, focalisé sur les régions polaires, sera présenté au début des chapitres 4 (région nord) et 5 (région sud).

1.1 L'exploration martienne est-elle justifiée ?

« Il faut aller sur Mars car c'est le rêve de l'humanité », « l'homme est voué par nature à explorer l'univers »... Voici des idées et des phrases maintenant bien communes. Une erreur est de les avoir rendus ainsi. Répétées à outrance, parfois à défaut, l'auditeur et le lecteur n'en retirent plus de sens. Moi-même, j'ai prononcé de telles phrases afin de combler mes propos avec ce que je pensais être une grandiose introduction mobilisant la fibre pionnière de l'auditoire. Mais, en réalité, ce sont des phrases formatées qui n'engagent plus personne, moi y compris, à une réflexion. Ce ne sont même pas des arguments concrets pour justifier de l'exploration martienne et plus largement des programmes d'explorations interplanétaires. Des arguments pour légitimer ces projets, il en faut pourtant, on nous en demande. C'est une démonstration qui n'est pas seulement nécessaire au public profane mais aussi à la communauté scientifique, et demande à ce que l'on recadre la signification du mot "planétologie".

Une amie glaciologue, spécialiste de la dynamique antarctique, me dit un jour, au sujet de notre collaboration, qu'elle était heureuse de pouvoir faire un peu de planétologie. Sans lui répondre, j'ai beaucoup pensé à cette remarque. Une année auparavant, j'étais invité à un congrès de radioglaciologues à Madrid, qui souhaitaient enrichir leur colloque d'une session d'ouverture sur le sondage radar des glaces martiennes. J'ai adoré l'initiative mais, à ma surprise, cette session fut seulement perçue comme un apéritif divertissant, sans que personne ne se sente vraiment lié à la problématique. J'en suis venu assez simplement à la conclusion que les géologues, les climatologues et la plupart des spécialistes en sciences de la Terre, ne croient pas faire de la planétologie. Le constat, à mon sens, est consternant, mais néanmoins intéressant. Historiquement, ayant été le premier objet planétaire accessible à notre expérience, la Terre est naturellement devenue le creuset de nos connaissances sur les processus telluriques et climatiques. A tel point que les mots préfixés "géo-", signifiant Terre, comme géothermie ou géologie, peuvent s'appliquer indifféremment aux cas martien, lunaire,

terrestre ou autre. La Terre est mère de toutes les sciences. C'est peut-être ce qui a amené la communauté scientifique terrestre à se replier sur ce seul objet d'étude et à considérer la planétologie, non pas comme la science des planètes, mais comme la science d'autres planètes, une science annexe. La Terre est au centre de tout. C'est en définitive un péché de géocentrisme, qui étonne dans le monde scientifique moderne. Pourtant, si la Terre est un objet d'étude évidemment précieux, elle est un éventail limité de ce qu'offre la nature qui vient s'ajouter à celui qu'apporte chacune des autres planètes en cours d'exploration. La compréhension globale des phénomènes physiques qui dominent et façonnent les planètes telluriques sera améliorée par la confrontation des observations provenant de plusieurs corps planétaires différents. Malgré tout, de par ses découvertes foisonnantes, l'exploration interplanétaire à cette vertu d'amener les sciences de la Terre à s'intéresser peu à peu à ce qui se passe en dehors. Nous passons ainsi d'une longue période de géocentrisme forcé à une approche plus globale. Et c'est là une justification scientifique. L'exploration des planètes permet de n'engendrer rien de moins qu'une nouvelle révolution copernicienne, en ce sens que la Terre tend à ne plus être considérée comme une matriarche, mais comme un élément d'un ensemble plus vaste de corps planétaires, dont chacune des parties, en étant différente et complémentaire, aide à mieux comprendre l'autre. Il faut seulement apprendre à redonner tout son sens au mot "planétologie". Avec la volonté que la révolution scientifique devienne aussi, à moyen ou long terme, une révolution profane : Percevoir la Terre comme un élément d'un ensemble.

1.2 Les technologies de l'exploration

1.2.1 Atteindre Mars

Si Mars a été étudiée durant de nombreux siècles par d'innombrables civilisations depuis la surface terrestre, la majeure partie de la recherche scientifique moderne s'effectue désormais grâce à des instruments d'observations expédiés à proximité ou en surface de la planète sur des véhicules automatiques. Ces véhicules spatiaux (ou S/C, pour l'anglais spacecraft) peuvent représenter des masses de quelques tonnes qu'il faut accélérer jusqu'à la vitesse de libération v_{lib} pour les échapper de la gravité terrestre :

$$v_{lib} = \sqrt{\frac{2GM}{R}} \quad \text{soit } 40\,300 \text{ km.h}^{-1} \text{ depuis la Terre} \quad (1.1)$$

où G , M , et R sont respectivement la gravité, la masse et le rayon du corps planétaire hôte (Annexe A). Les forces de propulsions nécessaires sont obtenues grâce à des lanceurs spatiaux de 200 à 700 tonnes de masse brute au décollage, dont la technologie à base de combustions chimiques date des années 1960. Pour les programmes d'exploration interplanétaire, les principaux lanceurs sont : Delta-II et Atlas (USA) ; Ariane 5, Soyouz et Proton (Europe/Russie) ; H-2 (Japon) ; PSLV (Inde). Une fois que v_{lib} est définitivement

atteinte après des incréments de vitesses successifs, le S/C est libéré du dernier étage du lanceur pour être injecté sur la trajectoire qui l'emmènera jusqu'à destination. C'est le début de la phase de croisière. La trajectoire utilisée aujourd'hui pour atteindre Mars est une orbite de Hohmann, ou orbite de "moindre énergie", le long de laquelle le S/C ne subit plus de propulsion, mais "glisse" jusqu'à destination grâce à la poussée donnée lors de l'injection initiale, ce qui est très économique en carburant. L'orbite de Hohmann est une ellipse dont le périhélie se situe approximativement au point d'injection, au niveau de la Terre (point *I*), et qui recoupe l'orbite de la cible (point *C*). L'orbite est dite de type 1 lorsque l'angle (*I, Soleil, C*) est inférieur à 180° , et de type 2 autrement (**Fig. 1.1**). Afin que Mars se trouve précisément au point de rencontre lorsque la trajectoire du S/C coupe son orbite, l'injection doit s'effectuer à des périodes précises (fenêtres de lancements) qui ne se renouvellent que tout les 26 mois environ pour une période de quelques semaines. La durée du voyage lui-même dépend de la vitesse d'injection et varie de 6 à 12 mois.

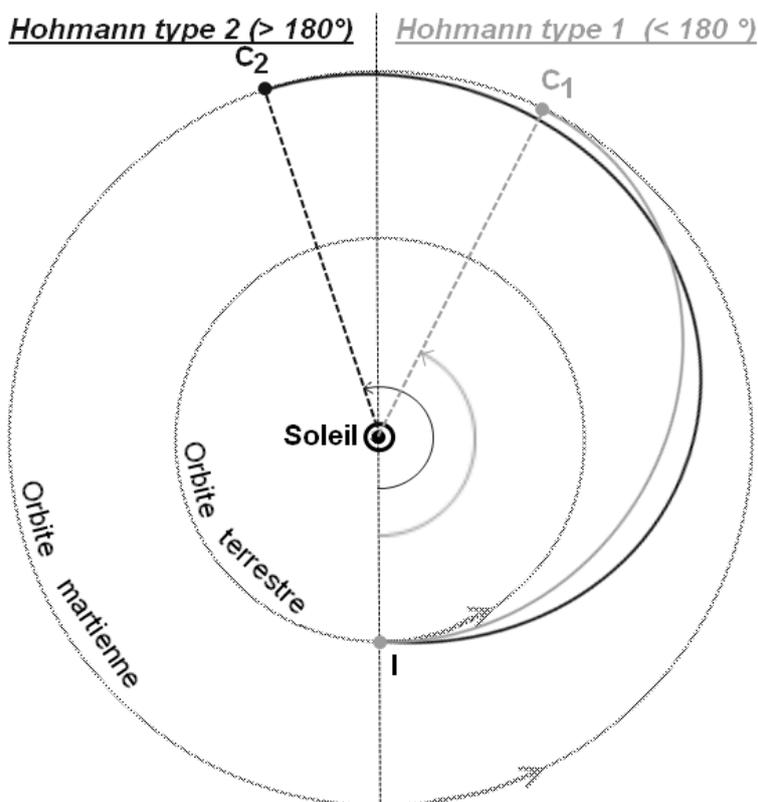


Fig. 1.1. Trajectoires des orbites de Hohmann pour rallier Mars depuis la Terre.

1.2.2 Les missions d'exploration

Les véhicules spatiaux hébergent les plateformes d'observations sur lesquelles sont montées les instrumentations scientifiques. On distingue trois principaux types de plateformes pour l'exploration martienne, par ordre croissant de complexité technique :

- **Orbiter** : Satellite en orbite utilisé pour les instruments de télédétection.
- **Lander** : Plateforme au sol fixe pour l'analyse in situ du sol et de l'atmosphère.
- **Rover** : Version mobile du lander, capable d'évoluer à la surface.

L'histoire de l'exploration martienne peut se diviser en quatre périodes. **1960-80** : Les programmes américains Mariner et Viking, ainsi que les programmes russes Marsnik, Mars, et Zond, lancent les premiers engins à destination de la planète rouge (une vingtaine). Plus de 50 % de ces missions sont des échecs. **1980-88** : Près d'une décennie sans aucune mission martienne programmée. **1988-98** : Le programme russe Phobos relance l'exploration, mais de multiples échecs américains et russo-européens jalonnent cette période. Particulièrement, les échecs de Mars'96 (Russie-Europe) et de Mars Polar Lander (USA) sont ressentis avec beaucoup d'amertume. Il semble difficile de se réappropriier les technologies d'exploration interplanétaire développées 20 ans plus tôt. **1998 à aujourd'hui** : Le succès du premier rover Mars Pathfinder (USA) et de l'orbiter Mars Global Surveyor (USA) relance la réussite du programme martien. Cette dernière mission marque également le début d'une nouvelle ère scientifique en ramenant des informations inédites et de très grandes qualités de la surface. A l'heure actuelle, on compte cinq plateformes d'observations en fonctionnement, par ordre croissant de mise en service :

- **2001 Mars Odyssey** : Orbiter, USA, 2002 - 3 instruments scientifiques.
- **MARS Express** : Orbiter, Europe, 2003 - 7 instruments scientifiques.
- **MER-A Spirit** : Rover, USA, 2004 - 6 instruments scientifiques.
- **MER-B Opportunity** : Rover, USA, 2004 - 6 instruments scientifiques.
- **Mars Reconnaissance Orbiter** : Orbiter, USA, 2006 - 6 instruments scientifiques.

En raison de retards dans les développements des nouvelles missions, la fenêtre de lancement de fin 2009 n'a été exploitée par aucune agence spatiale. La prochaine fenêtre s'ouvre fin 2011, période durant laquelle devraient être expédiés le rover Mars Science Laboratory (USA) et la mission russo-chinoise Phobos-Grunt, dont l'un des éléments est un lander russe qui doit se poser sur Phobos, satellite naturel de Mars. L'évolution du programme martien n'est pas une suite de missions quasi-identiques. Il s'inscrit dans une logique qui est d'acquérir successivement des technologies permettant une exploration humaine, bien que la date de celle-ci soit difficilement déterminable (dans 50 ans au plus tôt). Le freinage atmosphérique, qui engendre des économies de carburant, ainsi que l'atterrissage par rétrofusée, plus précis que l'utilisation d'airbags, sont en voie de maîtrise suite à la mission Mars Reconnaissance Orbiter et au lander Phoenix (USA, 2009). La prochaine technologie majeure à acquérir est le retour d'échantillon impliquant le décollage automatisé d'une mini-fusée depuis la surface et son injection sur orbite de transfert vers la Terre. La mission Phobos-Grunt tentera cette opération depuis la surface de Phobos. D'autres technologies, comme l'augmentation du rayon d'action des rovers ou le forage robotisé du sol, sont en projets.

Aujourd'hui, les rovers présents au sol ont une portée très limitée qui ne dépasse pas quelques kilomètres. Ainsi, les données satellitaires obtenues par télédétection sont pour l'instant les principales sources d'informations dont nous disposons pour étudier Mars. Il est intéressant de noter que c'est une approche radicalement différente de l'histoire de l'étude de la Terre, qui s'est tout d'abord déroulée au sol, puis s'est enrichie de données satellitaires. La nature des informations scientifiques provenant des orbiters martiens dépend des différents types d'instruments embarqués. Ils sont présentés ci-dessous.

1.2.3 Imagerie / spectro-imagerie de surface

Instrument (Mission)	Observables (bandes en μm)	Performances (résolution spatiale au sol)	Référence
MOC (MGS)	VIS : .425 / .6 / .7	1,4-240 m Couverture : 100 %	[Malin and Edgett, 2001]
HRSC (MEX)	VIS: .44 / .53 / .675 / .75 PIR: .97	12-50 m Couverture : 100 %	[Jaumann et al., 2007]
MARCI (MRO)	UV: .258 / .32 VIS: .44 / .55 / .6 / .65 / .72	1 000/10 000 m Couverture : 100 %	[Bell et al., 2009]
CTX (MRO)	VIS: .6	6 m Couverture : ~10 % (à terme)	[Malin et al., 2007]
HiRISE (MRO)	VIS: .5 / .7 PIR: .9	~0,30 m Couverture : ~1 %	[McEwen et al., 2007]
TES (MGS)	IR: 6-50 (spectro) IR: 5-100 / VPIR: .3-3.5	~3000 m (300 canaux) Couverture : ~100 % (jour/nuit)	[Bandfield et al., 2000]
THEMIS (MO)	IR: 5.8-50 (spectro) IR: 5.1-150 / VPIR: .3-2.9	18-100 m (300 canaux) Couverture: 100 % (jour/nuit)	[Christensen et al., 2004]
OMEGA (MEX)	VPIR: .36-5.1 (spectro)	1-2 km (352 canaux) Couverture: ~100 %	[Bellucci et al., 2006]
CRISM (MRO)	VPIR: .37-3.92 (spectro)	20 / 200 m (545 / 72 canaux) Couverture : ~1 % / 100%	[Pelkey et al., 2007]

Table 1.1. Principaux instruments d'imagerie de surface. Les couvertures sont données en pourcentage de la surface martienne. La mention "spectro" signifie que l'instrument échantillonne les informations sur toute la bande indiquée. Abréviations des missions : Mars Global Surveyor (MGS), Mars Express (MEX), 2001 Mars Odyssey (MO), Mars Reconnaissance Orbiter (MRO).

Recueillir des informations sur l'albedo (en d'autres termes, prendre des photographies de la surface martienne) est une motivation originelle très forte de l'exploration martienne. De nombreux instruments ont été dévolus à cette tâche, accroissant toujours plus les couvertures spatiales et les résolutions (**Fig. 1.2**). On peut distinguer deux types d'instruments dans cette catégorie : les caméras et les spectromètres (**Table 1.1**). Les premiers intègrent la puissance électromagnétique reçue de la surface dans une large bande de longueur d'ondes, à l'aide de capteurs CCD (Charged-Coupled Device) ajustés en matrice afin d'échantillonner

simultanément des zones plus ou moins étendues. Les bandes d'observations se situent principalement dans le visible (VIS), dans le proche-infrarouge (PIR), dans l'infrarouge (IR), permettant notamment d'obtenir des cartes d'inertie thermique du sol et plus rarement dans l'ultraviolet (UV). Il résulte de ces données des images photographiques de la surface, parfois en couleurs, lorsque la caméra acquiert trois bandes simultanément (RGB). Les spectromètres échantillonnent la bande de réception sur plusieurs centaines de canaux afin de reconstituer un spectre de la cible. Ce sont des spectres d'absorption dont la forme nous renseigne sur les constituants de la surface.

Actuellement, il n'existe pas d'imageur parfait, mais tous sont complémentaires. Du récent HiRISE, avec des résolutions de 30 cm/pixel mais qui couvre seulement des zones très ciblées (~ 1 % de la surface totale à terme), jusqu'à MARCI, avec des images globales de la planète, aux résolutions kilométriques, et qui assure un suivi temporel afin d'observer des changements saisonniers.

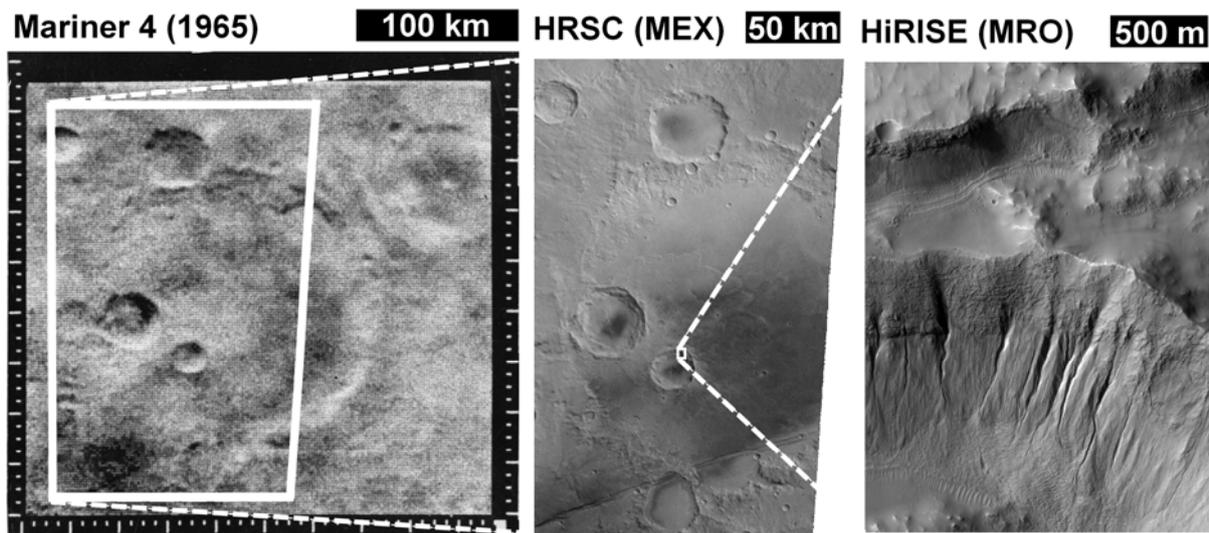


Fig. 1.2. Prises de vue du cratère "Mariner" (35°S , 196°E , Terra Sirenum) par différents instruments afin de mettre en valeur les progrès en résolution. **Gauche.** Caméra de la sonde Mariner 4 (frame 11E - Nasa). C'est l'une des premières images de la surface martienne prise en orbite. **Centre.** Caméra HRSC (image H2476 NB - DLR/Esa). **Droite.** Caméra HiRISE (image PSP_002317_1445_RED - MSSS/Nasa)

1.2.4 Topographie

L'élaboration d'un modèle numérique de terrain (MNT, i.e. une modélisation de la topographie) de la surface martienne est primordiale pour pouvoir mener des études géomorphologiques. Aujourd'hui, les données obtenues par MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter), durant la période 1999-2001 à bord de la sonde Mars Global Surveyor, font toujours référence. Le fonctionnement de MOLA se base sur l'émission successive

d'impulsions lasers et leur réception après réflexion au sol. Le temps de parcours aller-retour permet d'obtenir la distance de la surface, et ainsi de remonter à son altitude. Le maillage réalisé par cet instrument a permis de dresser une topographie globale d'une résolution égalant les meilleurs MNT régionaux terrestres. Les instruments d'imagerie HRSC et HiRISE permettent également d'obtenir des modèles numériques de la topographie par stéréoscopie (prise de vue d'une même scène sous différents angles permettant une reconstruction 3D). Les produits sont de meilleure résolution que les données MOLA, mais leur couverture géographique n'est pas encore achevée (**Table 1.2**).

Instrument	Observables	Performances (Résol. verticale / spatiale)	Référence
MOLA (MGS)	Topographie de surface par altimétrie laser	1m / 75 m (échantillonnage ~ 300 m) Couverture : 100 %	[Smith et al., 2001]
HRSC (MEX)	Topographie de surface par stéréoscopie	1 m / 50-200 m Couverture : 100 % (à terme)	[Gwinner et al., 2009]
HiRISE (MRO)	Topographie de surface par stéréoscopie	0,1-0,2 m / 1-2 m Couverture : ~1 % (à terme)	[McEwen et al., 2007]

Table 1.2. Principaux instruments de modélisation de la topographie de surface.

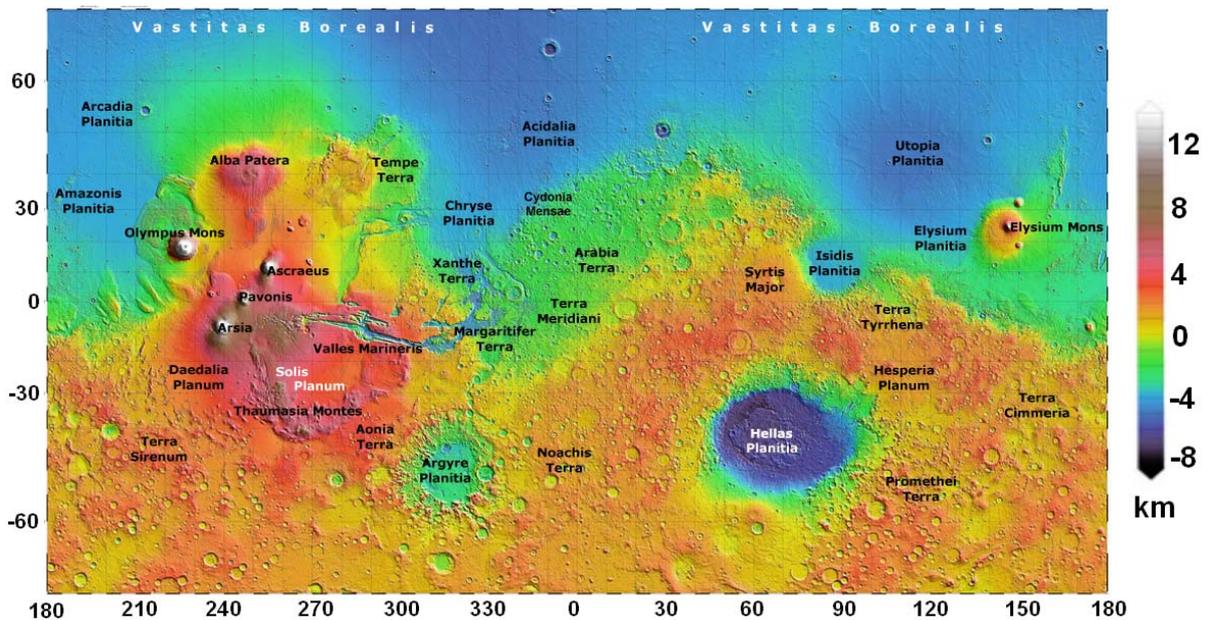


Fig. 1.3. Topographie de la surface martienne obtenue par MOLA, accompagnée du nom des principales régions. La référence 0 est définie comme la moyenne de toutes les altitudes. Les altitudes > 14 km sont saturées en blanc. On distingue la dichotomie martienne nord-sud caractéristique, avec des terrains bas et plats au nord, et des plateaux élevés et cratérisés au Sud. Adaptée de Smith et al. [2001].

1.2.5 Spectrométrie gamma

Une surface planétaire est une source de rayonnements gamma et de neutrons provoqués par la radioactivité naturelle du sol et par collision nucléaire inélastique avec les rayons cosmiques. L'énergie du rayonnement résultant est proportionnelle à la nature des noyaux dont ils sont issus et permet de remonter à la nature des éléments constitutifs de la surface, alors que l'intensité du rayonnement traduit l'abondance de ces mêmes éléments (**Fig. 1.4.**) Les rayons gamma sont absorbés sur de courtes distances à travers le matériel martien, et les informations qui en résultent sont représentatives du premier mètre du sol. Seule la suite de détecteurs GRS embarqués sur Mars Odyssey en 2001 nous donne accès à ce type de données (**Table 1.3.**).

Instrument	Observables	Performances	Référence
Suite GRS (MO)	Neutrons: 0.4 eV -10 MeV (spectro)	16 384 canaux Couverture : 100 %	[Boynton et al., 2004]

Table 1.3. *Principal instrument d'analyse de rayonnement gamma.*

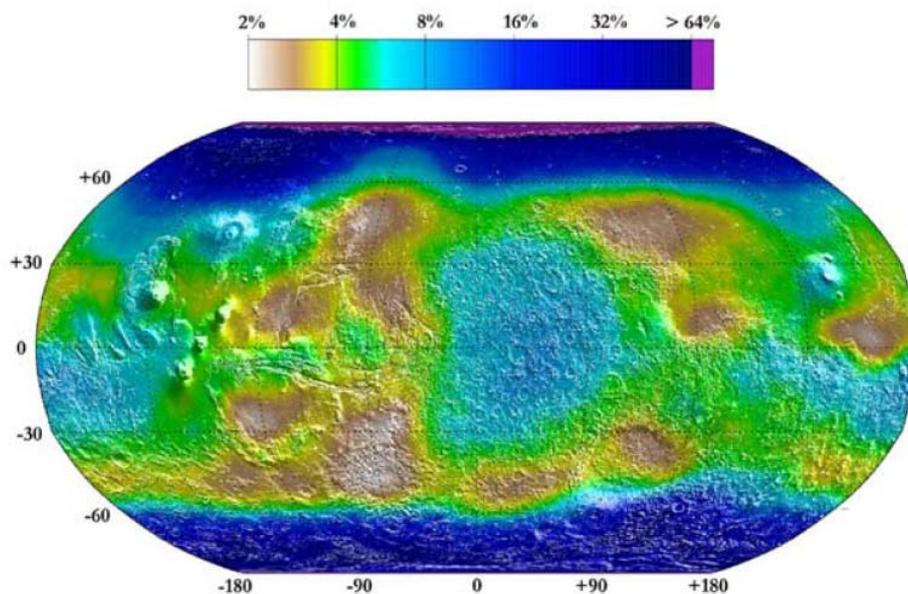


Fig. 1.4. *Abondance en hydrogène du premier mètre du sol martien obtenu par GRS. L'abondance en hydrogène est convertie en contenu d'H₂O. [Feldman et al., 2004]*

1.2.6 Imagerie de subsurface

L'imagerie traditionnelle, traitée en section 1.2.3, ne donne principalement accès qu'aux deux dimensions horizontales de la surface martienne, étant donné que la profondeur de pénétration est proportionnelle aux longueurs d'ondes du signal de sondage (de quelques

micromètres à quelques centimètres). La troisième dimension, celle des profondeurs, est réellement accessible depuis peu grâce aux radars sondeurs, capables d'obtenir des informations sur les discontinuités géophysiques enfouies sous plusieurs kilomètres. Comme un de ces instruments fait l'objet de cette thèse, les radars sondeurs seront traités plus en détails au chapitre 2. La **Table 1.4** compare brièvement les deux uniques radars martiens.

Instrument	Observables	Performances (Pénétration / Résol. verticale)	Référence
MARSIS (MEX)	Permittivité diélectrique complexe à 1.8-5 MHz	< 15 km / 75-150 m Couverture : 100 %	[Picardi et al., 2005]
SHARAD (MRO)	Permittivité diélectrique complexe à 15-25 MHz	< 1,5 km / 10-24 m Couverture : > 50 % (à terme)	[Seu et al., 2007]

Table 1.4. Principaux instruments d'imagerie du sous-sol.

1.2.7 Analyseurs atmosphériques et ionosphérique

La complexité de l'atmosphère en termes de constituants et de dynamique requiert l'utilisation d'instruments de technologies très différentes afin d'être étudiée (**Table 1.5**). On peut séparer très grossièrement les instruments existants en fonctions de leurs observables. Ceux consacrés à l'analyse de l'atmosphère neutre, puis les instruments sondant l'atmosphère ionisée. Dans la première catégorie se côtoient des spectromètres IR analogues aux technologies employées pour l'analyse de la surface (section 1.2.3), mais dont les longueurs d'ondes d'observation et la résolution spectrale sont sensibles à des variations de l'atmosphère et permettent d'étudier sa composition et sa dynamique. Plusieurs d'entre eux ont la particularité d'observer Mars aux limbes par occultation, afin d'obtenir des profils verticaux d'absorption atmosphérique. Pour l'étude de l'atmosphère ionisée, principalement des magnétomètres (MAG/ER) apportent des informations complémentaires aux spectromètres de masse (ASPERA-3) analysant les espèces et les densités de plasma dans les régions de l'ionosphère et de l'exosphère martienne se situant sur la trajectoire de l'instrument (**Fig. 1.5**).

Instrument	Observables	Performances	Référence
MAG/ER (MGS)	Champ magnétique	--	[Acuna et al., 1992]
ASPERA-3 (MEX)	<i>Electrons:</i> 0.1-20 keV <i>Ions:</i> 0.05-35 keV.q ⁻¹	$\Delta E/E = 0.07$ m/q = 1, 2, 4, 8, 16, 9, >25	[Lundin et al., 2004]
MaRS (MEX)	Bande S et X (~3 et 10 GHz) Profils radio-atmosphériques	--	[Pätzold et al., 2004]
PFS (MEX)	IR: 1.2-45 (spectro)	~8200 m (6800 canaux) Couverture : ~100 % (jour/nuit)	[Formisano et al., 2005]
MCS (MRO)	IR: .3-45 (spectro) Observations aux limbes	9 canaux	[McCleese et al., 2007]
SPICAM (MEX)	UV: .118-.32 μm (spectro) Observations aux limbes	135 canaux	[Bertaux et al., 2006]

Table 1.5. Principaux instruments d'analyse de l'atmosphère.

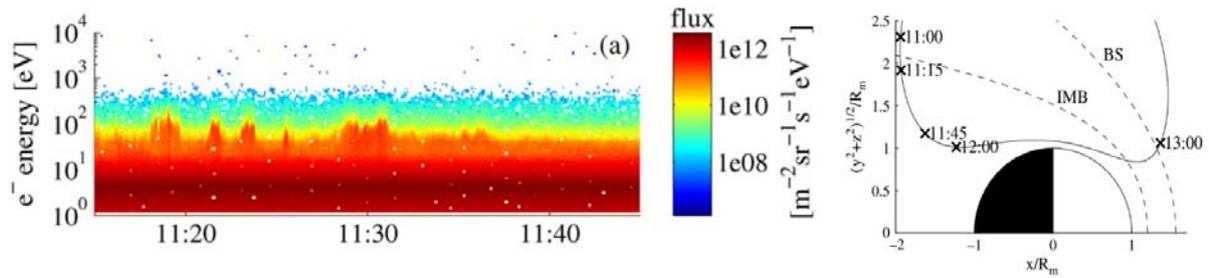


Fig. 1.5. Détection de nuages de plasma exosphérique par ASPERA-3, résultant de l'interaction du vent solaire avec la haute atmosphère martienne. **Gauche.** Densités électroniques le long de la trajectoire de la sonde. **Droite.** Trajectoire de la sonde dans un repère cylindrique autour de Mars. Orbite 2510. D'après Gunell et al. [2008]

1.3 Mars explorée

1.3.1 Première approche

Les paramètres orbitaux sont parmi les premiers éléments que l'on obtient d'un corps planétaire. L'étude de ces seules informations permet déjà de suggérer que les processus climatiques et physiques qui ont lieu à la surface de Mars sont différents de ceux en cours sur Terre, ou du moins d'une autre intensité. L'excentricité de son orbite est 5,37 fois plus importante que notre planète, alors que son périapse est très proche du solstice d'hiver nord (**Fig. 1.6**). L'effet en est une différence d'insolation de près de 33 % entre l'hiver des deux hémisphères, de telle sorte à ce que l'hiver austral est plus long et plus rude. Les cycles d'excentricité et d'obliquité martiens ont une fréquence identique à ceux de la Terre, mais avec des amplitudes beaucoup plus importantes (**Fig. 1.6**). Ce qui indique que des phénomènes climatiques liés aux cycles de Milankovitch, comme les périodes de glaciations, ont dû durablement marquer la surface de par leurs intensités [Head et al., 2003; Schorghofer, 2007]. La très faible pression (~ 0.008 bars à l'altitude 0) entraîne une faible capacité thermique de l'atmosphère, ce qui provoque des gradients de températures de $\sim 90^\circ\text{C}$ entre le jour et la nuit [Carr, 2006] aux moyennes latitudes. A l'échelle saisonnière, les variations de température aux pôles entraînent un cycle du CO_2 , espèce atmosphérique majoritaire, se manifestant par la condensation/précipitation de glace/neige au sol durant l'hiver [e.g. Aharonson et al., 2004], générant des variations annuelles de pression atmosphérique de 25 % [James et al., 1992]. Ces balances thermiques sont responsables de fortes contraintes climatiques, avec des échanges atmosphériques Nord-Sud importants et l'existence de cellules de Hadley. Une saison des tempêtes s'initie au Sud durant le printemps en raison d'effets conjugués qui accroissent les échanges thermiques : (i) un fort réchauffement du sol (proximité du périapse), (ii) une topographie avec un spectre de pentes plus large qu'au nord et (iii) des variations importantes de l'albédo de surface. Pour des raisons encore mal déterminées, des tempêtes de sables globales capables de recouvrir l'entière surface de la planète en quelques semaines sont observées tous les 6-8 ans, multipliant par dix l'opacité de l'atmosphère.

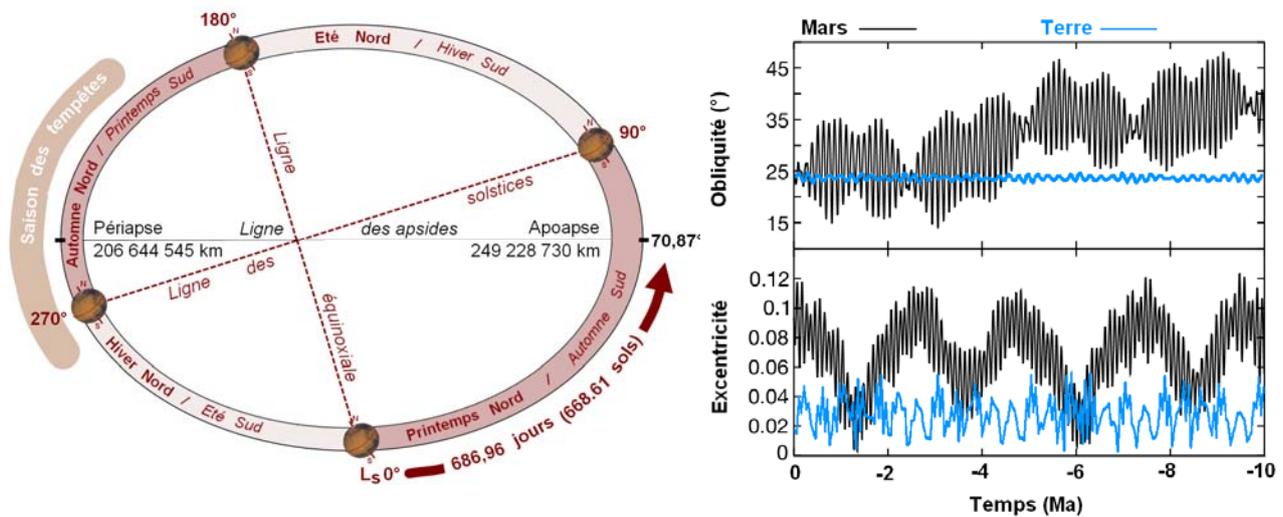


Fig. 1.6. Gauche. Principaux paramètres de l'orbite martienne aujourd'hui. L'excentricité de l'orbite sur le schéma est exagérée. L_S signifie longitude solaire, ponctuant la position de Mars sur son orbite. Un sol est un jour martien. **Droite.** Comparaison de l'évolution de l'obliquité de Mars et de l'excentricité de son orbite avec la Terre sur les derniers 10 Ma. Au-delà, les projections sont chaotiques. Les paramètres martiens proviennent de Laskar et al. [2002], ceux de la Terre ont été obtenus avec le modèle¹ de Laskar et al. [2004].

Malgré une atmosphère très sèche (**Table 1.6**), H_2O est probablement le volatile le plus abondant sur Mars. Le diagramme de phase de l'eau prohibe l'existence de cet élément sous forme liquide pure en surface. On le rencontre à l'état de glace. La glace d'eau référencée jusqu'à maintenant représente une couche équivalente globale de ~ 30 m (GEL: Global Equivalent Layer), majoritairement concentrée dans les deux calottes polaires ($\sim 66\%$) et sous forme de pergélisol ($\sim 33\%$) [Mouginot et al., 2010; Plaut et al., 2007]. Plusieurs observations, comme des vallées de débâcles ou des signatures d'activités fluviales, certifient que de l'eau s'est écoulée en quantité par le passé. On estime à 500-1000 m le GEL nécessaire à la formation de ces structures [Carr, 1986], soit un peu plus d'un ordre de grandeur au-dessus de ce qui a été découvert jusqu'à maintenant. Ce chiffre est à mettre en regard du GEL terrestre actuel qui est de ~ 3000 m, toutes sources d'eau confondues [Carr, 2006, p.149]. Le bilan hydrique martien est un thème de recherche majeur, et deux hypothèses principales sont avancées pour expliquer le déficit de volume entre les réservoirs connus et les estimations : (i) une fuite dans l'espace dû à l'érosion atmosphérique par le vent solaire [Lundin et al., 2004], (ii) une migration en sous-sol formant un pergélisol plus épais qu'attendu, potentiellement capable d'atteindre la base de la cryosphère (point de fonte) [Clifford et al., 2010].

¹ Ces courbes peuvent être calculées via <http://www.imcce.fr/Equipes/ASD/insola/earth/online/index.php>

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
Excentricité	0,0934 (5,37)	Point culminant	21 287 m (Olympus Mons)
Angle orbite Terre-Mars	1,9°	Point abyssal	-8 180 m (Hellas Planitia)
Révolution sidérale	1,88 (1,88)	Températures diurnes moyennes en hiver	-120°C (pôles)
Rotation sidérale	24h 39m 32,5s (1,03)	Températures diurnes moyennes en été	-30°C (équateur)
Obliquité	25,2° (1,07)	Pression à la surface	0,008 bars (0.008)
Volume	1,64x10 ¹¹ km ³ (0,53)	Atmosphère (majeure)	CO ₂ (95%), N ₂ (2,7%), Ar (1,6%)
Masse	6,42x10 ²³ kg (0,11)	Champ gravitationnel	3,72 N.kg ⁻¹ (0,38)
Rayon moyen	3 396 508 ±3 m (0,53)	Vitesse de libération	5,0 km.s ⁻¹ (0,45)
Rayon équatorial moy.	3 396 200 ±160 m	Satellites	Phobos, Deimos
Rayon polaire nord	3 376 189 ±50 m	Délai radio Terre-Mars	4 à 20 min.
Rayon polaire sud	3 382 580 ±50 m		
1/aplatissement	169,8 ±1,0		

Table 1.6. Principaux paramètres orbitaux et physiques de Mars. D'après Carr [2006].

1.3.2 Chronologie martienne

Les différents événements géologiques, climatiques et exogènes qui jalonnent l'histoire d'un corps planétaire sont identifiables par la signature qu'ils impriment en surface, en effaçant les traces de manifestations antérieures. Ainsi, par les seules informations acquises par télédétection, il est difficile de retracer l'histoire d'une région au-delà de son âge apparent. En l'absence de données in situ provenant du sol martien (échantillons), le seul moyen pour déterminer les âges relatifs de plusieurs régions est de compter les cratères qui les jalonnent [Hartmann and Neukum, 2001]. Fondamentalement, l'idée est que l'âge d'une surface croît avec son taux de cratérisation. La précision de cette méthode chronométrique largement rependue dépend principalement de notre connaissance (i) de l'évolution temporelle et spatiale du réservoir d'impacteurs en fonction de leur taille, (ii) de l'évolution temporelle de l'épaisseur de l'atmosphère et de son efficacité sur la désintégration des impacteurs, (iii) de la précision de la référence utilisée pour ajuster la chronologie déduite sur une échelle absolue, (iv) de la taille de la région considérée qui détermine le nombre de cratères disponible pour estimer son âge. Toutes ces conditions cumulées impliquent une grande incertitude sur les dates estimées de la chronologie martienne. Néanmoins, cette technique a permis de dresser une évolution approximative des processus géophysiques qui ont eu lieu sur la planète (**Table 1.7**), dont chaque stade d'évolution a permis de définir trois périodes (par ordre chronologique) : Noachien, Hésperié et Amazonien. Le volcanisme s'active successivement dans plusieurs régions tout au long du Noachien et de l'Hésperié, puis semble entrer en déclin à la fin de l'Amazonien [Carr, 2006, p.43]. Parallèlement, probablement consécutives à cette activité, des formations faillées compressives/extensives apparaissent autour des régions volcaniques. Clairement, l'évolution des signatures d'écoulements d'eau liquides à la surface décroît en intensité à mesure que l'on se rapproche de la période actuelle, et reflète ainsi la perte d'un effet de serre et l'évolution du climat vers une atmosphère plus ténue et sèche. Durant le Noachien, de très nombreux réseaux ramifiés de vallées, des restes de méandres et de terrasses, indiquent une activité fluviale continue [e.g. Baker et al., 1992; Carr and Malin,

2000]. A l'Hésperiien, la nature soutenue et structurée des écoulements s'efface. Apparaissent des vallées de débâcles de plusieurs dizaines de kilomètres de large, sans ramification, arrangées principalement autour de Chryse Planitia. La morphologie disloquée du terrain en amont de ces vallées est en accord avec un relâchement d'aquifères après effondrement d'une épaisse cryosphère [e.g. *Baker and Milton, 1974; Masson et al., 2001*]. Aujourd'hui, seule la présence de ravinements (gullies) incisés sur des flancs de cratères et de dunes par un matériel fluide pourrait indiquer la présence très ponctuelle, mais non-consensuelle, d'eau liquide en surface [*Malin and Edgett, 2000*]. La condensation très instable d'eau liquide riche en "sels" est aussi suspectée sur le site du lander Phoenix [*Renno et al., 2009*].

	Volcanisme	Tectonique / cratérisation	Événements fluviatiles	Processus érosifs et superficiels
Présent				
↑	AMAZONIEN			
(3.4 - 2 Ga)	<ul style="list-style-type: none"> ■ Coulées de lave dans le sud d'Elysium Planitia. ■ Déclin du volcanisme d'Olympus Mons. ■ Décroissance du volcanisme de la région de Tharsis. ■ Décroissance du volcanisme d'Elysium. ■ De larges coulées dans la région d'Elysium 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Tectonique de Tharsis tout au long de l'Amazonien. ■ Formation d'Elysium Fossae. ■ Formation initiale des dépôts auréolés d'Olympus Mons. 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Ravinements (gullies) des flancs de nombreux cratères au dessus des tropiques. 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Développement des calottes polaires ? ■ Mise en place du matériel au Sud d'Elysium Planitia. ■ Resurfaçage des plaines du Nord. ■ Erosion des plaines du Nord. ■ Erosion intense et dépôts stratifiés dans Valles Marineris.
↑	HESPERIEN			
(3.8 - 3.5 Ga)	<ul style="list-style-type: none"> ■ Volcanisme de Syrtis Major. ■ Volcanisme de Tempe Terra. ■ Volcanisme majeur des régions d'Elysium et Tharsis. 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Formation de Noctis labyrinthus. ■ Formation de Valles Marineris. ■ Formation de larges réseaux de rides compressives et de fossés d'effondrements. 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Développement des vallées de débâcles. ■ Remplissage des plaines du nord. 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Dégradation du matériel des plaines du Nord. ■ Formation de Dorsa Argentea, réseau d'eskers du pôle Sud. ■ Resurfaçage des plaines du Nord.
↑	NOACHIEN			
	<ul style="list-style-type: none"> ■ Formation des plateaux cratérisés. ■ Décroissance du volcanisme des hauts plateaux. ■ Début du volcanisme des hauts plateaux. 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Formation de Ceraunius, Tempe, et Noctis Fossae. ■ Bombardement intense. ■ Cratère d'impact Argyre. ■ Cratères d'impacts Hellas et Isidis. 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Formation de vastes réseaux de vallées ramifiées fluviatiles. 	<ul style="list-style-type: none"> ■ Formation et érosion des plateaux cratérisés du Sud.

Table 1.7. Chronologie des principaux épisodes de l'histoire martienne. On note la très mauvaise précision des dates transitoires. Adaptée de Head et al. [2001].

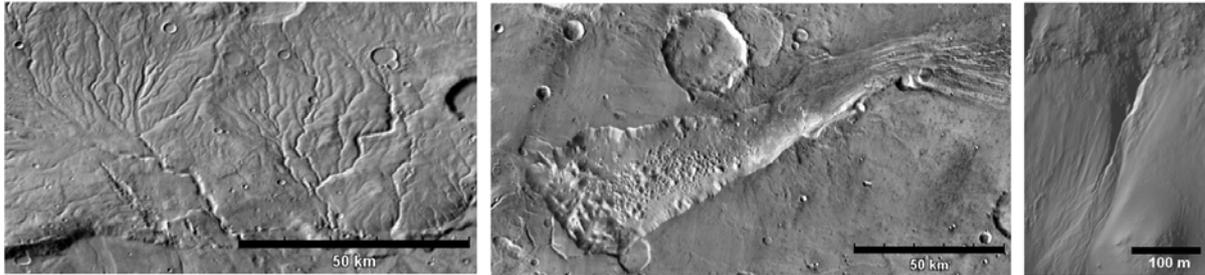


Fig. 1.7. Exemples des trois principales signatures d'écoulements en surface. **Gauche.** Réseau de vallées ramifiées de Warrego Vallis, Noachien (THEMIS). **Centre.** Vallée de débâcle de Ravi Vallis, Hésperiien (THEMIS). **Droite.** Ravine à flanc de cratère dans Ariadness Colles, Amazonien (HiRISE ESP_017943_1460).

1.3.3 Anomalies magnétiques

Contrairement à la Terre, le noyau de Mars n'est pas la source d'un effet dynamo capable d'engendrer une magnétosphère globale. Une découverte importante de l'instrument MAG, à bord de MGS, a été la détection d'un champ magnétique inattendu, principalement concentré dans les hauts plateaux cratérisés de l'hémisphère sud, avec une forte intensité dans les régions de Terra Cimmeria et Sirenum (180°E) [Acuna *et al.*, 1999] (**Fig. 1.8**).

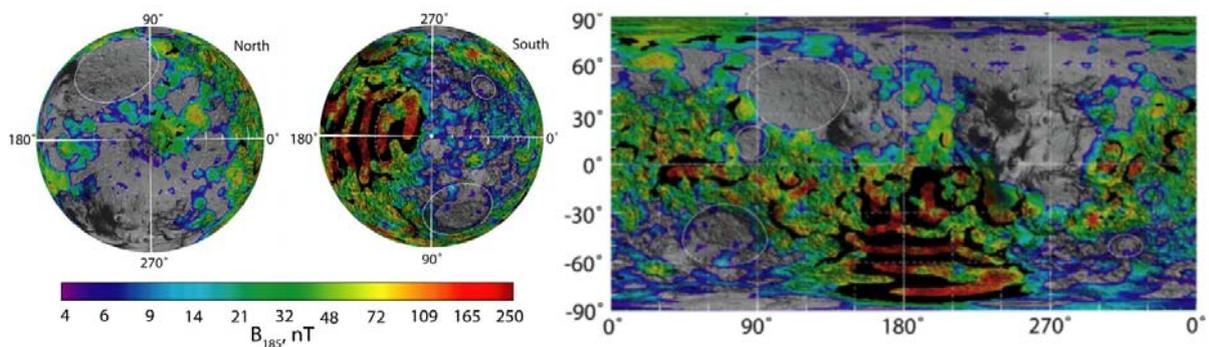


Fig. 1.8. Intensité du champ magnétique martien à 185 km d'altitude. [Lillis *et al.*, 2008].

C'est un champ régional dont les sources sont crustales [Connerney *et al.*, 2001]. Par analogie avec ce qui se produit autour des dorsales terrestres lors de la production de la croûte océanique, les champs magnétiques martiens sont interprétés comme l'empreinte fossile d'un ancien magnétisme planétaire global disparu. L'absence de source magnétique dans les bassins d'impacts Hellas et Argyre, permet de dater antérieurement la disparition de ce champ global, durant les premières 500 Ma de la planète au Noachien. La disparition si précoce du champ magnétique global est mal comprise. Il est possible d'envisager un refroidissement et une solidification accélérée du noyau planétaire par convection du manteau, beaucoup plus

efficace que la conduction, et qui neutraliserait ainsi un effet dynamo provoqué par un noyau métallique liquide. La convection du manteau impliquerait l'existence passée d'une activité tectonique [Nimmo and Stevenson, 2000], mais les indices qu'un tel processus ce soit produit sur Mars sont faibles [e.g. Zuber, 2001]. D'autres proposent l'arrêt de la dynamo par réponse à une perturbation externe catastrophique, comme un impact météoritique géant ou la succession d'impacts importants [e.g. Arkhani-Hamed and Olson, 2010; Roberts et al., 2009].

1.3.4 Erosion atmosphérique

La disparition précoce du champ magnétique global implique que, durant la majeure partie de l'histoire de la planète, aucun bouclier n'a protégé l'atmosphère martienne d'un choc avec le vent solaire. C'est une des possibilités invoquées pour expliquer le déficit constaté dans le bilan de l'eau de la planète (section 1.3.1). Un mécanisme d'érosion de l'atmosphère peut être théoriquement capable de produire un échappement de l'eau atmosphérique dans l'espace. L'existence d'un tel mécanisme a été confirmée par l'instrument ASPERA-3 [Lundin et al., 2004], mais son efficacité globale est difficile à quantifier. L'exercice est rendu particulièrement ardu car plusieurs processus érosifs doivent être considérés [Hunten, 1993]. Fondamentalement l'eau peut fuir sous la forme d'ions H^+ , H_2^+ , O^+ , O_2^+ , résultats de la photodissociation de H_2O . Elle peut également s'échapper sous sa forme moléculaire neutre, mais ce dernier processus n'a jamais vraiment été observé de façon convaincante. Il semble que la fuite d'ions, continue ou épisodique, soit le processus le plus efficace [e.g. Brain et al., 2010; Lundin et al., 2009]. Celui-ci fut capable de générer un taux d'érosion significatif durant le début du Noachien jusqu'à -3.5 Ga, en raison d'une activité du jeune Soleil particulièrement forte [Ribas et al., 2005]. Cependant, la présence massive d'eau liquide à la surface est attestée bien plus tard par la présence des vallées de débâcles datées de l'Hésperiens tardif. Considérant cet enchaînement d'événements, on estime à ~ 10 m le GEL effectif perdu par érosion atmosphérique durant l'histoire martienne [Vaille et al., 2010]. C'est un résultat ne satisfaisant pas les plusieurs centaines de mètres nécessaires pour combler le déficit observé du bilan hydrique. En conséquence, on s'attend à ce qu'une grande quantité d'eau soit encore présente sur la planète, mais toujours dissimulée à nos investigations.

1.3.5 Glaciers sub-polaires

A l'heure actuelle, en surface, le réservoir d'eau le plus évident est logiquement situé aux pôles sous forme de glace constituant les calottes polaires. Leur volume totale d'eau, estimé par radar, est de $\sim 2.7 \times 10^6$ km³ [Grima et al., 2009; Plaut et al., 2007], ce qui représente un GEL d'un peu moins 20 m. Etant donné que l'inclinaison de la planète a pu atteindre plus de 45° sur les dix derniers millions d'années (Fig. 1.6), d'anciennes périodes de glaciations ont pu étendre leur influence jusqu'à des latitudes très basses [Forget et al., 2006]. Dans cette hypothèse, il est possible que des glaciers reliquats subsistent encore aujourd'hui jusqu'aux tropiques. Des candidats existent dans les deux hémisphères entre 30° et 60° de

latitude, concentrés au Nord le long de la dichotomie martienne, et au Sud aux bords des grands bassins d'impacts [e.g. *Carr and Schaber, 1977; Squyres, 1978*]. Baptisés LDA (pour l'anglais "Lobate Debris Aprons"), ce sont des structures plus ou moins lobées de plusieurs centaines de mètres de haut, dont la morphologie est caractérisée par une pente douce aux flancs convexes analogues à un écoulement visqueux. Les données d'imagerie et topographiques n'apportaient pas de certitude quant à leur composition : talus rocheux avec de la glace interstitielle ou glaciers massifs recouvert d'une fine couche de poussière protégeant de la sublimation. La réponse est venue récemment du radar de subsurface SHARAD, qui imagea la base des LDA et détecta que le volume était principalement de glace [*Holt et al., 2008; Plaut et al., 2009*]. Cette découverte, spatialement très étendue (**Fig. 1.9**), confirme les modèles selon lesquels des périodes de glaciations globales extrêmement prononcées pouvaient provoquer des englacements jusqu'à de très basses latitudes à une époque relativement récente [*Fistook et al., 2008; Forget et al., 2006; Head et al., 2003; Schorghofer, 2007*]. Ce qui implique également des changements climatiques importants durant l'Amazonien. Ces glaciers reliquats sont maintenant envisagés pour des analyses in situ par de futures missions, étant donné leur potentiel comme indicateurs climatiques et biomarqueurs, et peuvent potentiellement être utilisés comme ressources. Le GEL que représentent ces structures est en cours d'inventaire. Pour les LDA présents dans la partie orientale d'Hellas, il est estimé à 20 cm d'épaisseur. Ainsi, on peut raisonnablement s'attendre à un GEL total ne dépassant pas quelques mètres d'épaisseur, donc en-deçà du volume des calottes polaires.

Un autre complexe de formations géologiques, Medusae Fossae, est également candidat pour une origine glaciaire. Situé à l'équateur, entre 140°E et 220°E, c'est une région très étendue représentant potentiellement un volume de $1.4-1.9 \times 10^6 \text{ km}^3$, soit l'équivalent de la calotte polaire sud [*Watters et al., 2006*]. Sa composition exacte n'a pas encore pu être déterminée, et la possibilité pour que cela soit un dépôt mafique peu dense reste importante [e.g. *Bradley et al., 2002; Carter et al., 2009*].

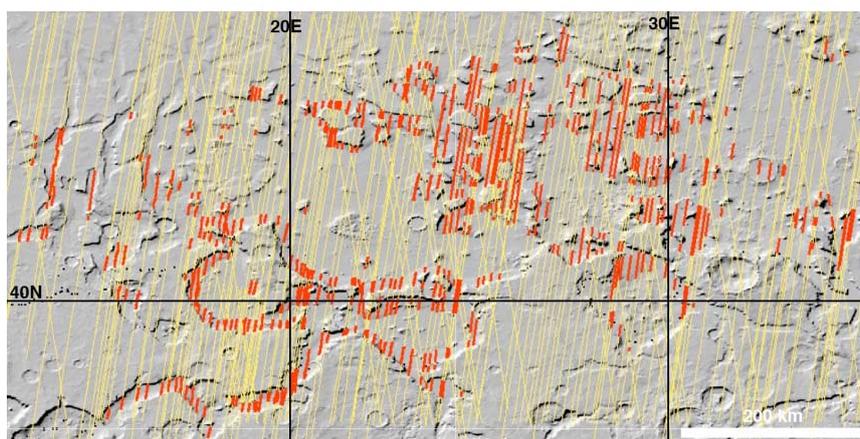


Fig. 1.9. Glaciers tropicaux détectés (ligne rouge) le long d'orbites SHARAD (lignes jaunes) dans la région de Deuterolinus Mensae. L'image de fond est la topographie MOLA. [*Plaut et al., 2010*].

1.3.6 Etendue du pergélisol

Les deux précédentes sections montrent que la quantité d'eau actuellement présente en surface sous forme de calottes polaires (~20 m de GEL) et de glaciers tropicaux (1-10 m de GEL), ajouté à l'eau qui a pu fuir dans l'espace par érosion atmosphérique (10 m) ne peut pas représenter plus de ~50 m de GEL en considérant que les découvertes cumulées de prochains glaciers n'excèdent pas le volume total d'une calotte polaire. Ce n'est pas suffisant pour expliquer la formation des grandes vallées de débâcles à la fin de l'Hésperiens (500-1000 m de GEL). L'ultime possibilité est que l'eau ait migrée en sous-sol. Le fait que le sol martien de la proche surface soit gelé (pergélisol) jusqu'à ~ 50°-60°N/S est attesté par de nombreuses observations, par spectroscopie gamma [e.g. *Feldman et al.*, 2004], par étude des cratères d'impacts [*Byrne et al.*, 2009], ou encore par analyse in situ [e.g. *Mellon et al.*, 2009]. Le radar de subsurface MARSIS a estimé que les premiers 60-80 m du pergélisol renfermaient environ une calotte polaire ($1 \times 10^6 \text{ km}^3$) de volume d'eau [*Mouginot et al.*, 2010]. Obtenir des informations quantitatives à plus grandes profondeurs est pour l'instant très difficile, voir hors de portée. Actuellement, les études se concentrent particulièrement sur l'évaluation du volume attendu d'eau souterraine afin de savoir s'il est suffisant pour atteindre la base de la cryosphère [e.g. *Clifford et al.*, 2010]. Cette limite est la profondeur pour laquelle la température atteint la valeur de fonte de la glace, ce qui se résume donc à évaluer dans quelle mesure l'eau souterraine peut exister sous forme liquide. Cette possibilité dépend de (i) la température de surface variant avec la latitude, (ii) le flux géothermique martien, (iii) la conductivité thermique du sol, (iv) les impuretés de l'eau qui peuvent baisser sa température de fusion et (v) le volume poreux disponible de la cryosphère. Ces différents paramètres considérés, de récents calculs estiment la base de la cryosphère à 0-9 km à l'équateur et 10-22 km aux pôles, des valeurs qui ont dû rester assez stables durant les différents cycles glaciaires [*ibid.*]. Dans le meilleur des cas (fort flux géothermique + eau saturée en sels), 500 m de GEL ne suffisent pas à saturer ce volume de cryosphère, mais 1000 m de GEL le peuvent. Nous sommes donc à la limite du déficit estimé du bilan hydrique, ce qui ne permet pas d'affirmer l'existence d'eau souterraine liquide en quantité. Il reste cependant la possibilité que des anomalies locales sur les cinq paramètres énoncés plus haut existent, permettant de réduire significativement ces profondeurs. Les régions les plus propices à la détection étant alors celles où se combinent à la fois une faible altitude et latitude, minimisant ainsi la profondeur de la base de la cryosphère.

1.3.7 Les carbonates et le paléo-climat martien

L'observation de structures formées par érosion fluviale dans les terrains ignés du Noachien [e.g. *Baker et al.*, 1992; *Carr and Malin*, 2000], implique l'existence d'un climat qui était plus chaud, plus humide, et d'une atmosphère épaisse, afin de soutenir un cycle de l'eau important et global [*Pollack et al.*, 1987]. La réunion de tous ces éléments dans un même scénario (effet de serre, atmosphère riche en CO_2 , précipitations, roches basaltiques) doit mener à la formation d'une grande quantité de carbonates en surface, comme cela se produit

très largement sur Terre. Ce minéral est la conséquence naturelle de la dissolution du CO₂ atmosphérique par les eaux de pluies, puis de sa réaction chimique après contact avec des roches basaltiques en surface. Jusqu'à très récemment, aucune trace de carbonates n'avait été détectée par les spectromètres en vol, ce qui mettait grandement en cause ce scénario [Bandfield et al., 2000; Bibring et al., 2005]. Il a fallu accroître la résolution des instruments pour établir une première détection non-équivoque par CRISM dans la région de Nilli Fossae (22°N, 75°E) [Ehlmann et al., 2008]. Une confirmation très importante provient d'une détection in situ par le rover Spirit d'affleurements très riches en carbonates dans le cratère Gusev (4°S, 175°E) et qui ont les mêmes caractéristiques que des carbonates formés en conditions hydrothermales (~ 150°C) de pH neutre (6-7) [Morris et al., 2010]. Ces deux détections, séparées par 6 300 km, vont dans le sens d'un paléo-environnement humide largement répandu qui présente de nombreuses caractéristiques d'un milieu anciennement habitable.

1.3.8 Lacs et océans

Le scénario d'un paléo-environnement chaud et humide amène à penser que les ruissellements et les précipitations conséquentes eurent pu naturellement s'accumuler dans des réservoirs lacustres, voire océaniques. Il y a encore aujourd'hui des sites candidats pour des paléo-lacs dans de nombreux cratères des hauts plateaux du Sud. Les indices morphologiques sont des fonds de cratères plats et lisses, des pics centraux érodés, des parois percées par des vallées d'écoulements et, parfois, l'existence de terrasses (Fig. 1.10). Avec l'augmentation de la résolution des instruments d'imagerie, on relève également de très nombreux affleurements stratifiés. Notons qu'il existe des modèles de formation alternatifs d'origine volcanique [Leverington and Maxwell, 2004].

La possibilité que Mars ait hébergé des mers/océans est encore plus discutée et a conduit à une littérature confuse, voire même parfois spéculative. Les principales études sont morphologiques [e.g. Clifford and Parker, 2001; Head et al., 1999; Parker et al., 1989; Parker et al., 1993] et proposent ce qui pourraient être des lignes de rivages délimitant des paléo-océans contenus dans les basses plaines du nord (Fig. 1.10), datant du Noachien ou du proche Noachien, et correspondant à des GEL de 100 m à 2 500 m. Le long de ces lignes, on rencontre des structures qui peuvent être assimilées à des formations rencontrées en bordure de mers : falaises, contact entre deux unités géologiques, terrasses, aboutissement de vallées de débâcles, massifs isolés aux flancs terrassés assimilables à des îles ou des promontoires. Actuellement, la théorie océanique tente de trouver des soutiens en recherchant des sédiments marins, rendue difficile par le recouvrement plus tardif de ces zones par des épanchements volcaniques de l'Hésperiens à l'Amazonien. La durée de vie de ces océans potentiels dépend de la période où ils se seraient épanouis. S'ils sont contemporains des grandes vallées de débâcles, qui se sont formées par libération d'aquifères après rupture de la cryosphère, alors les conditions climatiques font que le temps nécessaire pour leur solidification est géologiquement très court, ~ 10⁴-10⁵ ans en fonction du volume, de l'albédo de la glace et de l'obliquité de la planète [Kargel et al., 1995; Kreslavsky and Head, 2002]. A terme, la glace

constituant l'édifice glaciaire résultant aurait nécessairement migré en sous-sol en raison du très faible inventaire qui existe actuellement en surface et du taux d'échappement atmosphérique très faible (section 1.3.4).

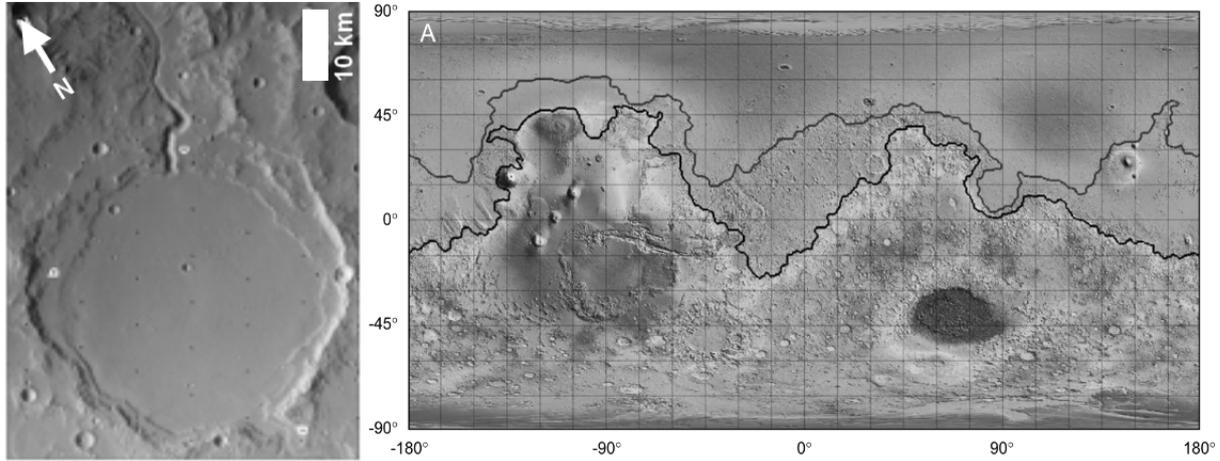


Fig. 1.10. Gauche. Cratère (14.2°S , 185.9°E) exhibant de nombreux indice d'un paléolac : fond lisse, percée d'une vallée d'écoulement et terrasses périphériques (Viking 438S12). **Droite.** Deux lignes de rivages (Est-Ouest) délimitant de possibles paléo-océans [Dohm et al., 2009].

1.3.9 Emanations de méthane

Au début de l'année 2003, l'instrument PFS de Mars Express [Formisano et al., 2004] et le télescope Canada-France-Hawaii [Krasnopolsky et al., 2004] rapportent la détection de méthane (CH_4) dans l'atmosphère martienne. Ces détections seront plus tard confirmées par le croisement d'autres observations de spectromètres au sol et par une autre détection mineure en 2006 attestant du caractère cyclique des émanations [Mumma et al., 2009]. Le méthane détecté est géographiquement localisé dans un carré de 60° de coté (entre 30°S - 30°N et 30°E - 90°E) couvrant les régions de Terra Sabae, Nili Fossae et Syrtis Major. En 2003, le taux de méthane observé était de ~ 10 ppb (partie par milliard) en moyenne et les émanations ont eu lieu pendant l'été de l'hémisphère nord ($\sim L_S 150^{\circ}$) durant près de 60 jours. Ces observations posent deux problèmes majeurs qui ne sont pas encore résolus : l'origine du méthane et sa destruction.

On distingue quatre principaux processus menant à l'émission de CH_4 qui peuvent être de source biotique (originale du vivant) ou abiotique : (i) une origine exogène par relâchement après impact de la faible quantité de CH_4 contenue dans les glaces cométaires. Cependant un tel mécanisme ne peut produire au mieux que de 2 % des quantités observées [Krasnopolsky, 2006]. (ii) Des sources volcaniques peuvent émettre du CH_4 accompagné d'une quantité équivalente de SO_2 . Mais cette dernière espèce n'a jamais été observée en une telle proportion [Atreya et al., 2007]. (iii) Une altération par serpentinisation. Elle implique

une phase aqueuse en sous-sol [*ibid.*]. (iv) Des sources biogéniques émettant du méthane par respiration et que l'on trouve sur terre dans des milieux anaérobiques [*ibid.*].

La disparition du méthane atmosphérique après 60 jours d'observation pose également la question de sa destruction. Le mécanisme conventionnel menant à la disparition du méthane est la photolyse (dissociation par irradiation), qui implique une durée de vie de la molécule CH_4 de ~340 ans dans l'atmosphère martienne [*Krasnopolsky, 2006*]. Si les relâchements de méthane sont effectivement périodiques à l'échelle annuelle, alors la molécule CH_4 devrait être détectée de façon homogène sur toute la planète, car le temps caractéristique pour obtenir un mélange atmosphérique homogène est bien inférieur à celui de la photolyse [*Lefevre and Forget, 2009*]. En définitive, les simulations atmosphériques n'arrivent à concilier les quantités observées avec la durée et la localisation de l'événement qu'en introduisant un taux de destruction du méthane 600 fois supérieur à celui de la photolyse [*Lefevre and Forget, 2009*]. L'évaluation de l'efficacité d'autres mécanismes de destruction, par exemple par oxydation ou par des organismes méthanotrophes, est en cours [e.g. *Atreya et al., 2007*].

Jusqu'à maintenant, aucun élément n'a permis de résoudre les ambiguïtés posées par l'origine et la destruction du méthane atmosphérique martien. Les implications que pourraient avoir de tels résultats, quels que soient ces derniers, justifient les nombreux efforts qui sont actuellement consentis dans cette voie par la communauté scientifique.

Le radar sondeur planétaire



LE RADAR SONDEUR PLANETAIRE	25
2.1 L'AVENEMENT DES RADARS SONDEURS PLANETAIRES	26
2.1.1 <i>Historique.....</i>	26
2.1.2 <i>Aujourd'hui et demain.....</i>	27
2.2 SHARAD, INSTRUMENT EMBARQUE DE MRO.....	28
2.2.1 <i>La mission Mars Reconnaissance Orbiter.....</i>	28
2.2.1 <i>Le radar Sharad.....</i>	29
2.2.2 <i>L'observable du radar</i>	31
2.2.3 <i>Quelques notions d'ambiguïtés.....</i>	33
2.3 PRE-TRAITEMENTS.....	35
2.3.1 <i>Compensation de phase (à bord)</i>	35
3.3.2 <i>Sommation cohérente (à bord).....</i>	35
3.3.3 <i>Compression de l'impulsion (Range processing)</i>	36
3.3.4 <i>Focalisation Doppler</i>	38
3.3.5 <i>Correction du roulis.....</i>	39
3.3.6 <i>Correction ionosphérique.....</i>	39
2.4 PRESENTATIONS DES DONNEES.....	40

Le début de ce chapitre est une courte introduction aux radars sondeurs planétaires, suivit d'une description plus détaillée de l'orbitographie de MRO, de Sharad et des observables du radar. On abordera enfin les données utilisées pour ce travail de thèse, en énumérant les principaux traitements qu'elles ont subi et qui sont communs à la plupart des instruments radars de subsurface.

2.1 L'avènement des radars sondeurs planétaires

2.1.1 Historique

Les radars sondeurs planétaires - que l'on appelle également radars de subsurface - sont les héritiers des radars à "pénétration sol" terrestres (ou GPR pour "Ground penetrating radar") qui sont utilisés dans de nombreux domaines comme la glaciologie, l'archéologie, le génie civil ou la prospection minière et pétrolière. Ces instruments émettent des signaux électromagnétiques basses fréquences, de quelques MHz à plusieurs dizaines de GHz. Dans ces domaines de fréquences, les sols géophysiques ont la particularité d'être plus ou moins transparents, ce qui permet au signal de pénétrer en profondeur avant d'être réfléchi par des discontinuités diélectriques en sous-sol et ainsi de détecter, voire d'imager, des objets et des interfaces enfouis. Il s'agit une méthode de sondage non-destructive dont la sensibilité dépend des paramètres diélectriques du milieu sondé ainsi que du dimensionnement du signal radar.

Les lois fondamentales de l'électromagnétisme sont établies par James Clerk Maxwell en 1864. Dès le début du XX^{ème} siècle, les ondes électromagnétiques sont utilisées comme vecteurs aériens de l'information (TSF : Transmission sans fil), puis comme moyen de détection par les forces armées. *Stern* [1929; 1930] exploite pour la première fois leurs propriétés pénétrantes pour estimer l'épaisseur d'un glacier autrichien. Etrangement, ce mode d'utilisation est quasiment oublié durant une vingtaine d'années, jusqu'à ce qu'un avion de l'U.S. Air Force s'écrase au Groenland en 1950 [Olhoeft, 1996]. Le pilote avait mésestimé son altitude en interprétant l'écho radar provenant du fond du glacier comme celui issu de la surface. Le regain d'intérêt pour une utilisation géophysique de subsurface amène alors petit à petit la Nasa (National aeronautics and space administration) à installer l'instrument *Alse* (Apollo lunar sounder experiment) sur l'orbiteur de la mission Apollo 17 afin de tester cette technologie dans un contexte interplanétaire [Porcello et al., 1974].

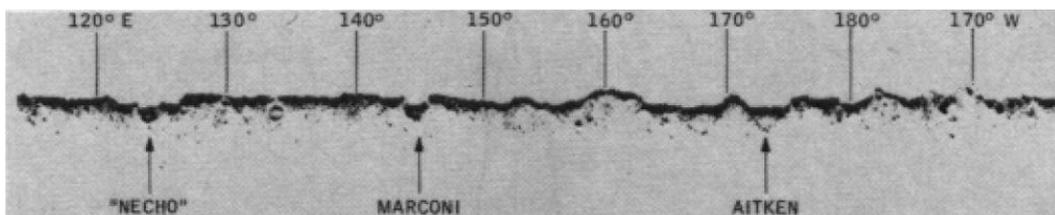


Fig. 2.1. Un radargramme issu de l'instrument *Alse*, le premier radar sondeur planétaire. Face cachée de la Lune. D'après Porcello et al. [1974].

2.1.2 Aujourd'hui et demain

Aujourd'hui, plus d'un millier de modèles de GPR différents sont développés par des entreprises privées [Olhoeft, 1996]. Ils sont utilisés à même le sol, ou bien transportés par moyens aériens pour des missions de prospections locales ou régionales. Aucun GPR d'applications terrestres n'a été à ce jour embarqué sur une plate-forme satellitaire, malgré des avantages certains de couvertures géographiques étendues. Ceci principalement en raison du faible pourcentage de masses émergées qui réduit la rentabilité de l'investissement ; ou bien encore en raison de problèmes de propagation liés à la couverture végétale que l'on ne rencontre pas sur d'autres corps du système solaire. Étonnamment, malgré l'essor de l'exploration spatiale par des sondes automatiques depuis près de quarante ans, le radar sondeur *Alse* n'a pas engendré d'autres projets du même genre.

	Alse	Marsis	Sharad	LRS
<i>Référence</i>	[Porcello et al., 1974]	[Picardi et al., 2005]	[Seu et al., 2007]	[Ono and Hiroshi, 2000]
<i>Cible</i>	Lune	Mars	Mars	Lune
<i>Particularité</i>	Monostatique	Monostatique	Monostatique	Monostatique
<i>Fréquences</i>	5, 15.8, 158 MHz	1.8, 3, 4, 5 ±0.5 MHz	20 ±5 MHz	5 ±1 MHz
<i>Puissance</i>	12.4, 3.7, 1.5 W	10 W	10 W	50 W
<i>PRF (cf p.29)</i>	397, 397, 1984 Hz	127 Hz	700.28 Hz	1200 Hz
<i>Résolution (azim. × ortho.)</i>	--	5-10 km × 15-30 km	0.3-1 km × 3-6 km	1.8 km
<i>Pénétration</i>	< 1.3, 0.8, 0.6 km	< 5 km	< 1.5 km	< 5km
<i>Résolution (verticale)</i>	< 300, 100, 8 m	75-150 m	10-24 m	< 75 m
	Consert	JEO (EJSM)	JGO (EJSM)	Wisdom
<i>Références</i>	[Kofman et al., 2007]	[NASA, 2009]	[ESA, 2009]	[Ciarletti et al., 2009]
<i>Cible</i>	Comète 67P/C-G	Europe	Ganymède, Callisto	Mars
<i>Particularité</i>	Bistatique	Monostatique	Monostatique	Bistatique - Polarimètre de type 'step frequency'
<i>Fréquences</i>	90 ±4 MHz	5 ±1, 50 ±10 MHz	20 à 50 ±10 MHz	500 MHz – 3 GHz
<i>Puissance</i>	3 W	20 W	20 W	--
<i>PRF (cf p.29)</i>	--	--	--	--
<i>Résolution (azim. × ortho.)</i>	--	--	20 × 5 km	(radar au sol)
<i>Pénétration</i>	--	< 3-30 km	< 5 km	< 3 m
<i>Résolution (verticale)</i>	< 30 m	< 10-100 m	< 10 m	quelques cm

Table 2.1. Caractéristiques de radars planétaires. Les missions *JEO*, *JGO* ainsi que *WISDOM* sont encore à l'état de projet, et leurs caractéristiques sont sujettes à changement.

Finalement, motivé par la présence peu à peu certifiée de nombreux terrains glaciaires, périglaciaires et la possibilité d'aquifères, c'est l'exploration martienne qui reprend l'idée du radar de subsurface. Il faut attendre les années 1990 et les missions avortées de Mars'96, Mars'98 et Netlander pour voir à nouveau des projets de radars sondeurs à bord d'engins d'exploration spatiale. Finalement, c'est l'instrument Marsis (Mars advanced radar for subsurface and ionospheric sounding) [Picardi et al., 2005] à bord de Mars Express (Esa,

european space agency), suivi de près par Sharad (shallow radar) [Seu et al., 2007] sur Mars reconnaissance orbiter (Nasa), qui signe le véritable avènement des radars sondeurs planétaires. En parallèle des missions martiennes, est lancé le radar Consert (comet nucleus sounding experiment by radiowave transmission) sur la sonde Rosetta (Esa), actuellement en orbite de transfert vers la comète 67P/C-G [Kofman et al., 1998]. Le radar devrait être en mesure d'analyser le noyau de l'objet à son arrivée, en 2014. La sonde lunaire Kaguya/Selene de la Jaxa (Japan aerospace exploration agency) suit le courant en embarquant l'instrument LRS (lunar radar sounder) [Ono et al., 2009], qui a récemment terminé ses opérations scientifiques.

Les champs d'applications des instruments radars planétaires se révèlent très larges [Muhleman et al., 1995]. En plus d'imager des interfaces en sous-sol, ils peuvent aider à contraindre la composition et la densité des milieux sondés, servir comme altimètres, analyser la rugosité des sols et peuvent être également sensibles aux couches atmosphériques ionisées. Les premières retombées scientifiques des missions martiennes encouragent les agences spatiales à réfléchir à l'intégration de telles technologies sur de nombreux nouveaux projets de sondes interplanétaires. Les plus avancées sont les deux radars pour l'exploration d'Europe, Ganymède et Callisto, les lunes glacées de Jupiter, à travers la mission conjointe Esa/Nasa appelée EJSM (Europa Jupiter system mission), dont le lancement est prévu au plus tôt pour 2020, et le radar au sol polarimétrique Wisdom (water ice and subsurface deposit observation on Mars) faisant partie du paquetage scientifique du rover ExoMars (Esa/Nasa), qui ne devrait pas être lancé avant 2018.

2.2 Sharad, instrument embarqué de MRO

2.2.1 La mission Mars Reconnaissance Orbiter

La sonde Mars reconnaissance orbiter (MRO) a décollé de Cap Canaveral le 12 août 2005 sur un lanceur Atlas V 401 et est arrivé sept mois plus tard à destination, le 10 mars 2006. Les 1149 kg de carburant embarqués (soit 52 % de la masse totale de l'orbiteur) peuvent fournir un ΔV total de 1545 m.s^{-1} pour assurer le contrôle d'attitude. L'orbite définitive de MRO autour de Mars est héliosynchrone et très légèrement elliptique (voir **Table 2.2**). Son péri-argument de 270° permet d'observer chaque latitude à la même altitude. MRO a des objectifs à la fois techniques et scientifiques. Technologiquement, cette plateforme est un démonstrateur, qui doit tester de nouveaux protocoles de télécommunication haut débit nécessaire à la poursuite du programme d'exploration martienne. Ainsi, MRO accomplit des échanges de données Mars-Terre à un taux de transfert de 1.6 à 3 Mbps (soit l'équivalent d'une connexion ADSL classique) grâce à une antenne haut gain (HGA) de 3 m de diamètre [Johnston et al., 2005]. La quantité de données transmises à ce jour est supérieure à 100 To (juin 2010) et surpasse le volume d'information cumulé de toutes les missions spatiales précédentes, depuis le début de l'exploration du système solaire jusqu'à aujourd'hui.

MRO embarque six instruments scientifiques qui répondent à quatre thématiques majeures liées entre elles par l'étude et la recherche de l'élément H₂O [ibid.] :

- Comprendre l'évolution des volatiles et l'histoire climatique de Mars,
- Comprendre la géologie et les processus géophysiques liés à la surface et la subsurface de Mars,
- Rechercher des traces de vie passées ou présentes,
- Inventorier les ressources martiennes en anticipation d'une exploration humaine.

Paramètre	Valeur
Type	Héliosynchrone
Période orbitale	~ 2 h
Vitesse orbitale moyenne	3.45 km.s ⁻¹
Apogée	320 km (Nord)
Périgée	250 km (Sud)
Inclinaison	92.7°
Nœud ascendant	15 h ± 15'
Argument du périégée	270°
Durée de l'éclipse	30 à 39 min
Période de recouvrement (pas de 5 km)	359 jours (349 sols)
Période de recouvrement (pas de 31 km)	17 jours (16.5 sols)

Table 2.2. Paramètres orbitaux de MRO. D'après Johnston et al. [2005].

2.2.1 Le radar Sharad

Sharad est un instrument fourni par l'agence spatiale italienne (Asi : *agenzia spaziale Italiana*) conçu par Alcatel Alenia Spazio, à Rome, avec le soutien du JPL (jet propulsion laboratory), en Californie. La campagne scientifique a débuté en octobre 2006 et se prolonge encore aujourd'hui sous la responsabilité du département Infocom de l'université de Rome "La Sapienza". C'est un radar HF monostatique impulsif à focalisation Doppler. L'antenne dipolaire de 10 m de long, colinéaire au déplacement de la sonde, est à la fois l'émetteur et le récepteur du signal (monostatique). Sharad émet successivement, au nadir, une suite de signaux identiques (pulses) tout le long de sa trajectoire, à une fréquence de 700.28 Hz (PRF : Pulse Repetition Frequency), ce qui signifie un échantillonnage de la surface tout les 5 m environ. D'autres PRF peuvent être choisies pour adapter l'instrument à des observations ponctuelles particulières comme des survols de Phobos. Le signal émis est appelé chirp, signifiant "gazouillis", car il est modulé en fréquence au même titre que le chant des oiseaux. Sa durée d'émission est de 85 µs. Son contenu fréquentiel s'étale sur 10 MHz

avec une fréquence centrale de 20 MHz [Crocchi *et al.*, 2007; Seu *et al.*, 2004; Seu *et al.*, 2007]. Pour Sharad, la forme réelle du spectre à considérer (fonction de référence) dépend de la température du système lors de l'émission (TX) et de la réception (RX) (**Fig. 2.2**). A chaque discontinuité diélectrique rencontrée sur son chemin de propagation, une partie de l'énergie du signal est réfléchi (écho) et une partie est transmise, continuant ainsi sa propagation vers d'autres discontinuités. La puissance moyenne transmise de 10 W permet d'assurer un signal sur bruit de ~ 50 dB par rapport au bruit galactique, pour un premier écho provenant d'une réflexion spéculaire totale [Seu *et al.*, 2007]. Le radar entrelace alternativement le mode émissions et réceptions pour que la réception du pulse N soit effectuée entre l'émission du pulse N+1 et N+2. La fenêtre de réception s'ouvre durant 135 μ s, avec un échantillonnage de 0.075 μ s, afin d'intercepter les échos réfléchis par la surface et ceux en retard provenant du sous-sol, tout en s'accordant une marge temporelle supplémentaire [Slavney and Orosei, 2007a; b]. Le déclenchement de la fenêtre de réception s'ajuste en fonction de l'altitude connue de la surface martienne. Les caractéristiques détaillées du radar sont données dans la **Table 2.1**, et seront expliquées dans les paragraphes suivants.

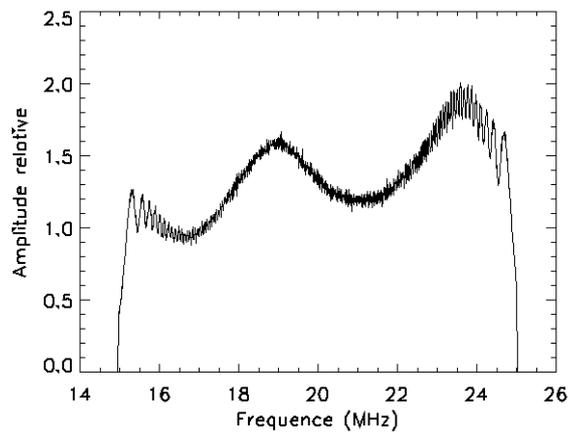


Fig. 2.2. Spectre d'un chirp Sharad pour des températures $TX = RX = 0^\circ C$.

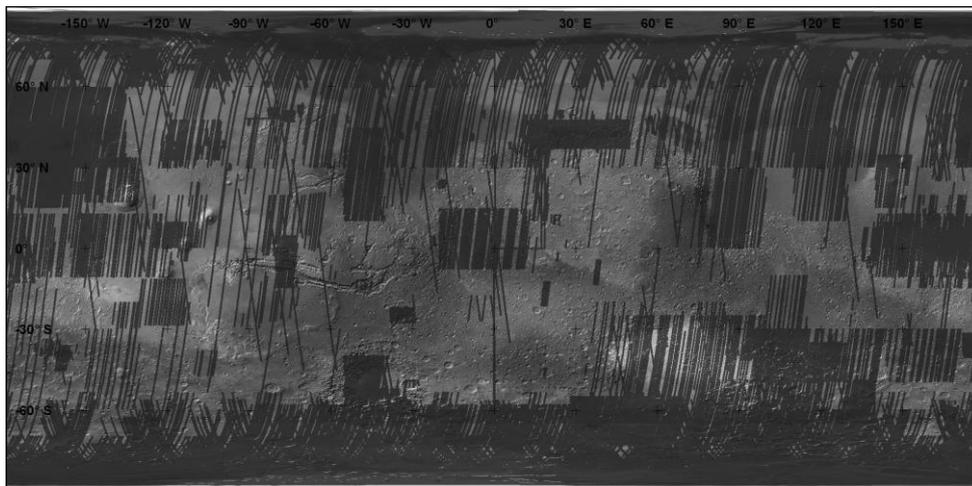


Fig. 2.3. Couverture Sharad de la surface Martienne. Chaque ligne représente l'acquisition d'un radargramme (juin 2010).

En raison de la faible énergie disponible à bord pour alimenter tout les systèmes en même temps, les instruments de MRO sont allumés par alternance. Il faut donc cibler des régions d'intérêts que Sharad sonde en priorité. Ce choix est fait toutes les semaines par les co-investigateurs de Sharad. En juin 2010, la couverture radar est quasiment complète aux pôles (latitudes $> |60^\circ|$), et en progression dans les régions tropicales et équatoriales (**Fig. 2.3**).

2.2.2 L'observable du radar

Un pulse émis génère donc une succession d'échos réfléchis qui reviennent vers l'antenne pour acquisition. Le premier écho est généralement celui provenant de la surface au nadir. Les échos suivants proviennent soit du sous-sol, soit d'éléments latéraux de la surface ("off-nadir"), car l'énergie émise n'est pas parfaitement directive.

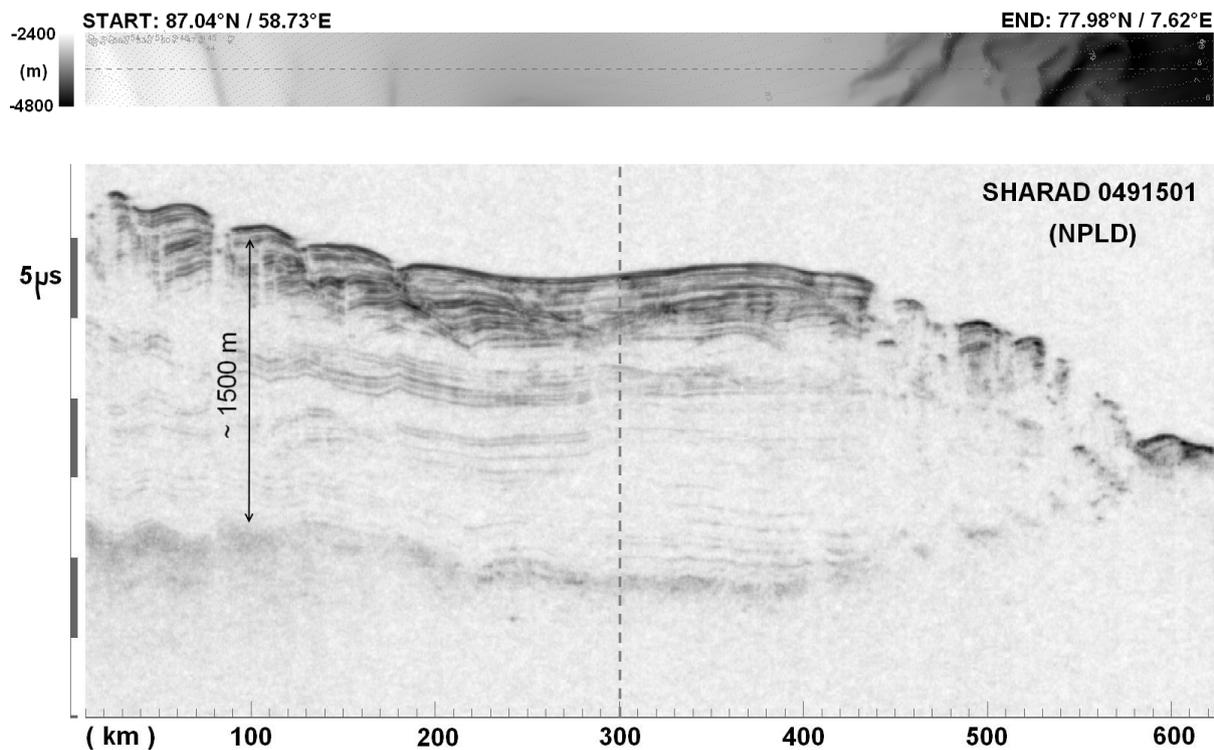


Fig. 2.4. Haut. Topographie Mola du terrain survolé par la sonde. Le trait en pointillé correspond à la trace au sol de l'orbite. **Milieu.** Radargramme Sharad (orbite 0491501) de la calotte polaire nord de Mars (glace d'eau). Un premier écho puissant provient de la surface, puis plusieurs échos de subsurfaces trahissent la présence de stratifications constitutives de l'édifice. Un dernier écho diffus est la signature du bedrock. L'épaisseur de glace indiquée est obtenue avec $\varepsilon = 3.1$, tel que mesuré par Grima et al. [2009]. **Page suivante.** Pulse reçu (A-scope) au kilomètre 300. Le premier écho puissant est la réflexion de la surface.

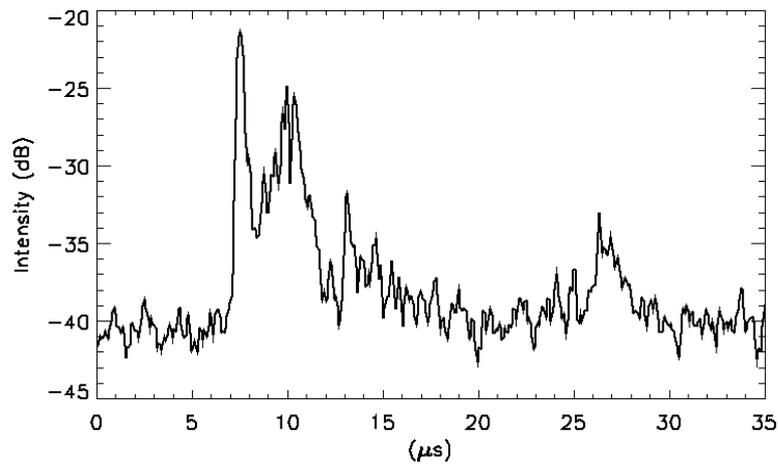


Fig. 2.4. (suite).

La puissance de chaque écho est régie par l'équation radar (section 3.1) et dépend principalement de la géométrie et de la permittivité de la cible. Chaque fenêtre de réception renvoie l'enregistrement successif des échos provenant des différentes réflexions issues d'un pulse. Un tel enregistrement temporel est aussi abusivement appelé pulse, ou encore A-scope, mais ce dernier est de moins en moins utilisé. La concaténation successive de plusieurs pulses reçus permet d'obtenir un profil 2D appelé radargramme, ou B-scope, qui peut se voir comme une coupe verticale du sous-sol avec une dimension verticale temporelle (**Fig. 2.4**). Dans une telle représentation, les échelles verticale et horizontale sont appelées respectivement "temps courts" (fast time) et "temps longs" (slow time). On peut facilement migrer les temps longs vers une échelle de distance en connaissant la vitesse tangentielle du S/C (abréviation de l'anglais "spacecraft", très utilisée). Pour les temps courts, la migration s'obtient si les permittivités diélectriques des milieux sondés sont connues :

$$d = \frac{tc}{2\sqrt{\varepsilon}} \quad (2.1)$$

où d est la distance, t le temps propagation, c la vitesse de la lumière dans le vide, et ε la constante diélectrique du matériau. Le facteur $\frac{1}{2}$ tient compte du trajet aller-retour du signal. Cette migration est indispensable pour l'interprétation morphologique des réflecteurs, car le domaine temporel génère une distorsion des formes. Sharad fournit une valeur complexe du signal. Le signal électromagnétique reçu $s(t)$ est la synthèse d'une amplitude $A(t)$ modulé par une phase $\varphi(t)$. A un instant t , on peut donc exprimer le signal par une représentation en quadrature des composantes I (in-phase) et Q (quadrature) tel que :

$$\begin{aligned} A^2 &= I^2 + Q^2 & \text{d'où} & & I &= A \cos(\varphi) \\ \varphi &= \arctan(Q/I) & & & Q &= A \sin(\varphi) \end{aligned} \quad (2.2)$$

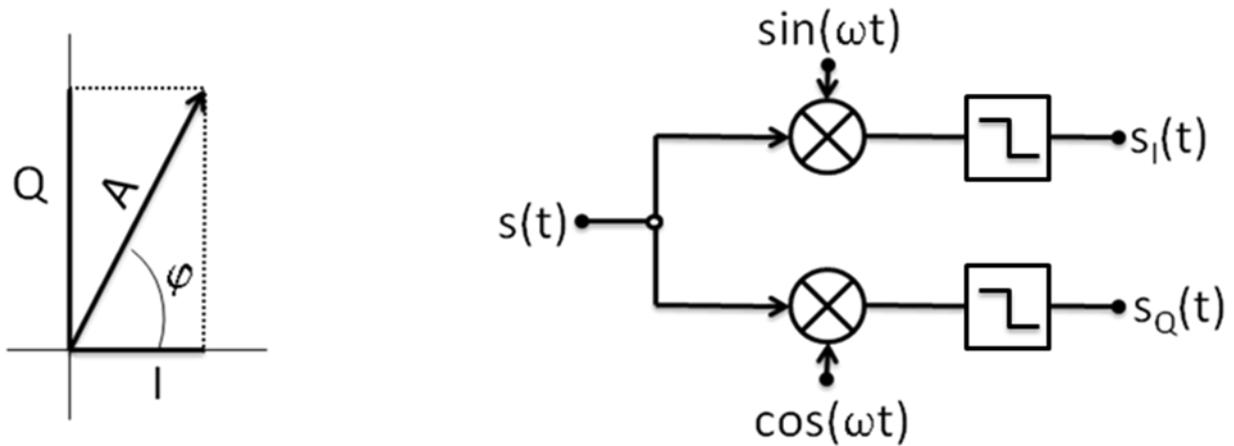


Fig. 2.5. Gauche. Représentation complexe des composantes du signal. **Droite.** Schéma de principe illustrant l'obtention de I et Q à partir du signal reçu $s(t)$. La multiplication du signal original par $\sin(\omega t)$ et $\cos(\omega t)$, permet d'obtenir deux signaux en quadrature (déphasés de 90°) après application d'un filtre passe-bas.

Par analogie avec une représentation complexe, I et Q sont aussi appelés partie réelle et imaginaire du signal. Ce sont ces deux valeurs qui nous sont fournies par le radar et qui sont physiquement obtenues à partir du schéma de principe **Fig. 2.5**.

2.2.3 Quelques notions d'ambiguïtés

L'interprétation visuelle d'un radargramme requiert une certaine prudence car plusieurs artefacts peuvent tromper l'observateur lors de visualisation des données.

■ Morphologie temporelle

L'échelle verticale d'un radargramme est nativement temporelle. Comme indiqué précédemment, la morphologie des unités géologiques observées peut être tout à fait différente en appliquant l'équation (2.1) afin d'obtenir une échelle de distance. L'amplitude de la déformation augmente avec la constante diélectrique, alors que sa forme dépend de l'évolution de la morphologie de surface. Prenons l'exemple d'un dépôt quelconque reposant sur une surface plane. Dans le domaine temporel, la base du dépôt apparaîtra comme un miroir de la forme de la surface. La transformation a pour axe de symétrie la position réelle de la base. L'amplitude de la symétrie varie avec la constante diélectrique réelle du dépôt (**Fig. 2.6**).

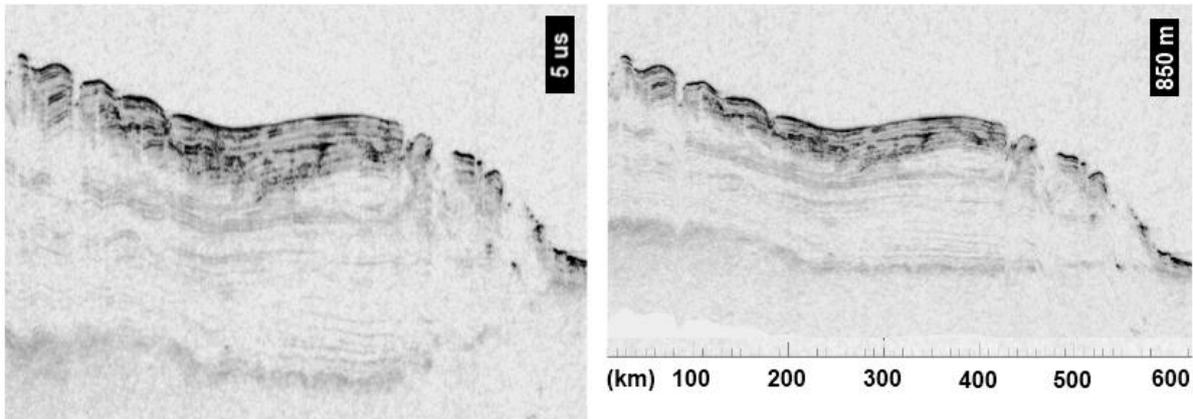


Fig. 2.6. Gauche. Radargramme colinéaire à celui de la Fig. 2.4, au dessus de la calotte polaire nord. **Droite.** Migration vers le domaine des distances en utilisant $\varepsilon = 3.1$ pour la glace [Grima et al., 2009]. On constate que le bedrock, que l'on aurait pu croire initialement convexe, se révèle en réalité horizontal.

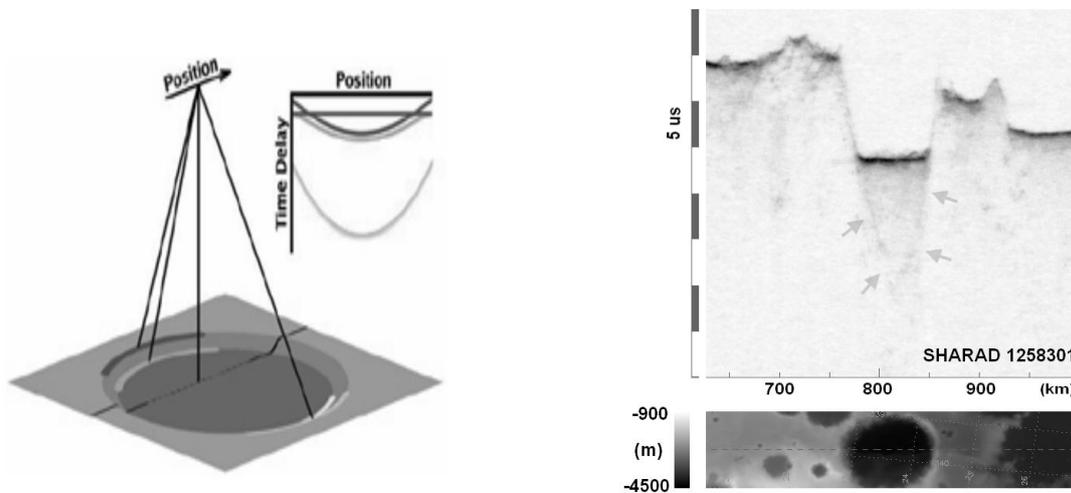


Fig. 2.7. Gauche. Illustration représentant les échos latéraux provenant des parois d'un cratère, et qui arrivent en retard par rapport à l'écho de surface. **Droite.** Cas réel pour un cratère se situant sur la trajectoire de Sharad. Les clutters sont indiqués par des flèches grises. Région de Mawrth Vallis, Arabia Terra.

■ Echos latéraux

Le lobe d'émission de l'antenne radar à un angle d'ouverture important (section 3.2), ce qui a pour conséquence l'illumination d'une grande surface au sol à chaque impulsion. Ainsi, bien que le radar soit à visée nadir, les échos reçus par l'antenne peuvent provenir de

réflexions de surface latérale ("off-nadir") issues de topographies saillantes agissant comme des points brillants. Ces échos sont appelés "clutters". Leur distance au radar est naturellement différente de celle de l'écho provenant du nadir, et ils apparaissent bien souvent sur les radargrammes comme des échos en retard que l'on peut confondre avec des interfaces de subsurface (**Fig. 2.7**). Ainsi, l'interprétation d'un radargramme requiert, dans la mesure du possible, l'information sur la topographie de surface de part et d'autre de la trace de l'orbite. Le mieux étant d'effectuer des simulations à partir de modèles numériques de terrains (MNT) existant, afin d'identifier les clutters, comme cela a été déjà fait pour Marsis [Nouvel *et al.*, 2004]. La résolution du MNT MOLA pour Mars n'a malheureusement pas la résolution suffisante pour une application rigoureuse dans le cas de Sharad (section 6.1).

2.3 Pré-traitements

Les données Sharad utilisées dans cette thèse ont préalablement subis plusieurs traitements qu'il est nécessaire de préciser pour bien comprendre les données que l'on manipule. Seules les deux premières étapes sont réalisées à bord de la sonde afin de simplifier l'électronique de l'instrument. Les étapes suivantes sont effectuées au sol par le personnel du Shoc (Sharad operation center) à Rome. Les étapes de traitements sont présentées ici dans leur ordre chronologique [Slavney and Orosei, 2007a; b].

2.3.1 Compensation de phase (à bord)

L'orbite de MRO n'étant pas parfaitement circulaire, le vecteur vitesse de la sonde possède toujours une petite composante verticale. Ce déplacement relatif par rapport à la surface de Mars génère un effet Doppler qui doit être corrigé. A la suite de cette compensation, le signal analogique tel qu'il est capté par la sonde est converti en signal numérique par un convertisseur CAN (convertisseur analogique-numérique).

2.3.2 Somme cohérente (à bord)

La sommation cohérente est la moyenne de N pulses successifs suivant les temps longs, en tenant compte de leurs phases.

$$S_n(t) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N A_n e^{-j(\omega t + \phi_n)} \quad (2.3)$$

La valeur de N pour Sharad peut être de 1, 2, 4, 8, 16, 28, ou 32. L'analyse des données montre que $N = 4$ ou 8, sont en fait les seules valeurs utilisées par Sharad. L'avantage du traitement est double. Il permet tout d'abord de diviser par N le poids des données pour le stockage à bord, puis la transmission vers la Terre. C'est surtout un moyen de

réduire l'intensité des échos incohérents, dûs principalement à la diffusion de surface et au bruit ambiant. Des échos incohérents ont des phases aléatoires, souvent considérées comme des variables gaussiennes de moyenne nulle. Avec l'accroissement de N , leur sommation cohérente tend donc vers 0. Au contraire, le signal utile, pour lesquelles les phases sont quasi-identiques entre elles, est renforcé.

2.3.3 Compression de l'impulsion (Range processing)

Chaque écho renvoyé par un réflecteur est une version altérée en amplitude du chirp initial, et s'exprime donc sur $\sim 85 \mu\text{s}$ dans le cas de Sharad. Ce qui signifie, à première vue, que la distinction entre deux échos successifs ne peut se faire que si ces échos ne se chevauchent pas. La conséquence en est une résolution verticale δ_z très faible :

$$\delta_z = \frac{c\tau}{2\sqrt{\varepsilon}} \quad (\text{soit } 12.75 \text{ km pour Sharad dans le vide}) \quad (2.4)$$

où τ est la longueur de l'impulsion. Le signal idéal émis par un radar serait une impulsion extrêmement brève dont la longueur temporelle dépend de la résolution verticale désirée. Cependant, un tel signal demanderait la génération d'une puissance instantanée beaucoup trop importante pour de nombreux instruments (particulièrement dans le domaine spatial qui est très contraint). Il faut augmenter la durée d'émission de façon à étaler la puissance totale, mais la résolution verticale se voit alors dégradée. Une solution est de moduler la fréquence d'un tel signal (c'est la définition du chirp), comme cela est fait pour Sharad, afin que chaque élément temporel de l'écho puisse être associé à une fréquence unique. Lors de la compression de l'impulsion, chaque élément temporel est retardé en fonction de sa fréquence, de telle sorte que toutes les fréquences contenues dans l'écho se retrouvent temporellement superposées. L'effet est un rétrécissement de l'impulsion (et donc un gain en résolution) et un renforcement du signal car l'énergie est concentrée. La résolution verticale résultante dépend alors de la largeur de bande B disponible pour la compression [Fois et al., 2007] :

$$\delta_z = \frac{cK}{2B\sqrt{\varepsilon}} \quad (\text{soit } 24 \text{ m pour Sharad dans le vide}) \quad (2.5)$$

Le facteur K est une perte due à l'utilisation d'une fenêtre d'apodisation pour limiter les effets de lobes secondaires surgissant durant le processus de compression (voir plus bas). Pour Sharad on a $K = 1.6$ [ibid.]. La compression de l'impulsion est identique à une simple convolution de l'écho avec la version inversée dans le temps du chirp original. Concrètement, on effectue cette opération dans le domaine fréquentiel en multipliant l'écho par le complexe conjugué du chirp, avant de revenir dans le domaine temporel. Tout ce passe comme si le signal passait à travers un filtre ("matched filter") ayant comme réponse impulsionnelle $h(t)$ et comme fonction de transfert $H(f)$ [Curlander and McDonough, 1991, p.128] :

$$h(t) = c^*(-t) \quad \text{et} \quad H(f) = C^*(f) \quad (2.6)$$

où c et C sont respectivement le chirp et son spectre. Le résultat de la compression est une forme en sinus cardinal. Les lobes secondaires du sinus cardinal apparaissent comme des artefacts et entravent la bonne lecture des données. Il convient de les minimiser en passant le signal à travers une fenêtre d'apodisation (ou pondération). Sharad utilise une fenêtre de Hanning qui est appliquée sur le chirp par convolution dans le domaine fréquentiel.

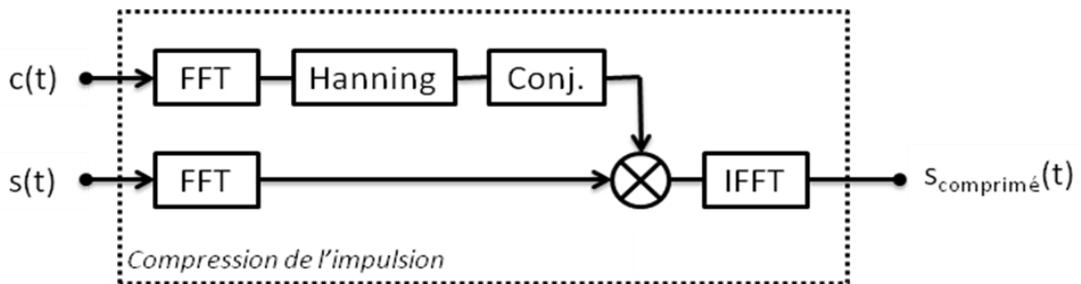


Fig. 2.8. Schéma de principe illustrant l'obtention d'un pulse comprimé à partir du signal capté, $s(t)$, et du chirp de référence, $c(t)$. Adapté de Flamini et al. [2007]

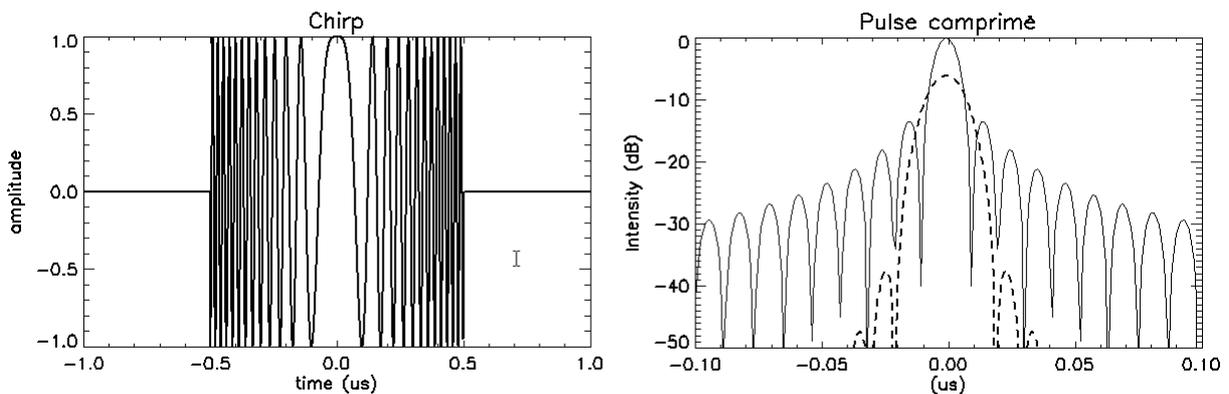


Fig. 2.9. Exemple de compression d'un pulse modulé en fréquence (linéaire). **Gauche.** Un chirp de référence d'une durée de $1 \mu\text{s}$ ($f = 1 \text{ GHz}$, $B = 100 \text{ MHz}$). **Droite.** Pulse après compression sans apodisation (trait plein), et avec application d'une fenêtre de Hanning (pointillés). On remarque que l'apodisation a considérablement réduit les lobes secondaires, mais a légèrement élargi le lobe central (Dégradation de la résolution d'un facteur K). On notera le changement d'échelle temporelle pour mettre en valeur la compression.

2.3.4 Focalisation Doppler

A l'origine Sharad a une résolution azimutale et orthogonale qui peut-être assimilée au diamètre de l'empreinte au sol D_E . Celle-ci dépend de l'altitude du S/C et de la rugosité de la surface. Le diamètre de l'empreinte peut se situer approximativement entre $2700\text{ m} < D_E < 5500\text{ m}$ (voir section 3.5.4). La PRF nécessaire pour échantillonner suffisamment la surface avec une telle empreinte au sol va dépendre de la vitesse radiale de la sonde ($V_{S/C} \approx 3450\text{ m.s}^{-1}$) :

$$PRF_{\min} = \frac{V_{S/C}}{D_E} \quad (2.7)$$

$$0,6\text{Hz} < PRF_{\min} < 1,3\text{Hz}$$

Avec une valeur de 700 Hz, la PRF de Sharad est donc largement sur-échantillonnée. Même si on utilise le maximum de 32 pulses pour effectuer préalablement la sommation cohérente (section 2.3.2), il restera toujours plusieurs pulses qui couvriront l'empreinte. Ceci nous permet de les utiliser pour la focalisation Doppler.

La focalisation Doppler (traitement azimutal) est un moyen d'améliorer la résolution spatiale le long de la trajectoire de l'orbite (résolution azimutale), en faisant une synthèse de pulses successifs afin de simuler une antenne virtuelle plus grande que l'antenne réelle. Ce traitement fait de Sharad un RSO (Radar à synthèse d'ouverture), mais l'acronyme anglais SAR (Synthetic Aperture Radar) est souvent employé. Le principe de la focalisation s'appuie sur le fait qu'un même point de la surface est observé plusieurs fois successivement le long de la trajectoire du radar, en raison de l'ouverture de l'antenne (**Fig. 2.8**).

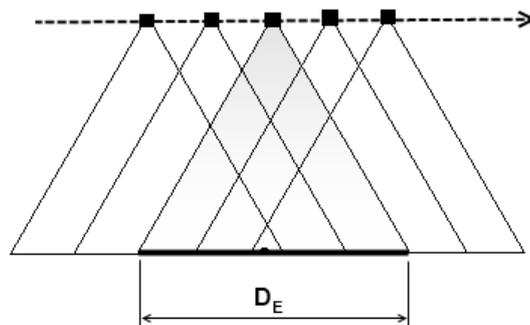


Fig. 2.10. Déplacement du radar, et recouvrement des zones au sol éclairées par les émissions successives.

Pour chaque pulse, il est possible d'isoler l'énergie provenant de ce point par filtrage Doppler. Etant donnée le déplacement du S/C, il existe une vitesse relative entre ce dernier et la surface qui génère un effet Doppler. Le décalage en fréquence pour un point de la surface à une distance x du nadir de la sonde ($\forall x \leq D_E/2$) est de [Curlander and McDonough, 1991, p.17] :

$$\delta f = \frac{2 \cdot V_{S/C}}{\lambda h} x \quad (2.8)$$

Les informations d'un même point de la surface étalés sur plusieurs pulses sont ainsi identifiées et rassemblées (focalisées). La composante "le long de l'orbite" (along-track) de la précision horizontale (δ_x) peut ainsi être améliorée. Sa valeur dépend de la taille de l'empreinte au sol, et de la résolution disponible pour δf . Finalement, pour Sharad, *Seu et al.* [2007] donnent :

$$\delta_x \approx \frac{\lambda \cdot h}{2 \cdot D_E} \quad \text{soit } \sim 300 \text{ m} < \delta_x < 1000 \text{ m} \text{ pour Sharad} \quad (2.9)$$

2.3.5 Correction du roulis

MRO peut modifier son orientation autour de son axe de déplacement (mouvement de roulis) afin de permettre à certain de ces instruments d'observer la surface martienne sous des angles différents. L'amplitude maximale de ces mouvements est de $\pm 25^\circ$. Comme le gain de l'antenne Sharad varie avec l'angle d'observation (section 3.2), il est nécessaire de compenser ces pertes. Le diagramme de rayonnement de l'antenne et le roulis de la sonde étant parfaitement connus, le gain est corrigé en fonction.

2.3.6 Correction ionosphérique

La haute atmosphère de Mars est ionisée par l'action conjuguée des radiations et du vent solaire. Cette couche ionosphérique est un plasma dont le maximum de densité se situe environ entre 140 et 200 km d'altitude [*Schunk and Naguy, 2000*], en fonction de l'activité solaire, et de l'angle solaire zénithal (SZA). Le signal Sharad traverse donc cette zone par deux fois lors de sa propagation aller-retour. Une onde électromagnétique se propageant à travers un plasma et sujette à trois effets [*Grima and Kofman, 2009; Mouginot et al., 2008; Safaeinili et al., 2007*] :

- Une absorption du signal, dépendante de la fréquence de l'onde, du contenu et de la fréquence de collision des électrons,
- Une rotation Faraday, qui fait tourner le plan de polarisation de l'onde,
- Une distorsion de phase, qui se caractérise dans le domaine temporelle par un retard et un élargissement des échos.

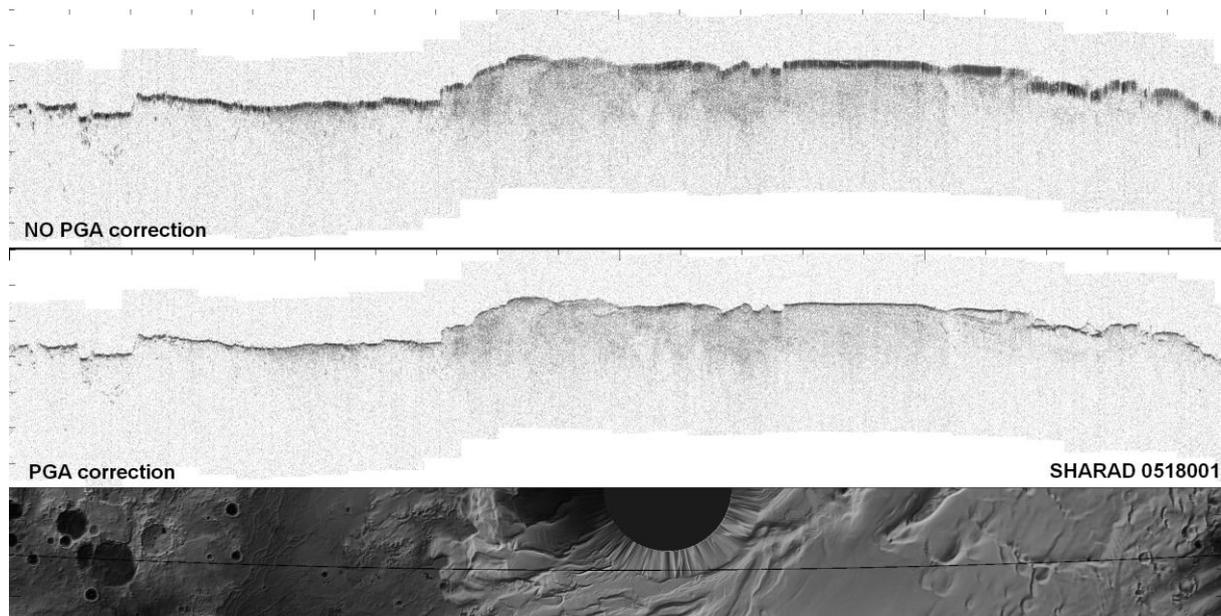


Fig. 2.11. Radargramme Sharad sans et avec la correction PGA. Les observations ont été acquises du côté jour de la planète ($SZA < 90^\circ$). Le radargramme s'étend sur une longueur de 2250 km au-dessus des terrains polaires austraux. La carte du bas provient de la topographie MOLA. La ligne noire est la trace de l'orbite au sol. On identifie bien sur l'écho de surface la compression du signal résultant de la correction. (images fournies par l'ASI/SHOC).

La correction de la plupart de ces effets nécessite la connaissance de paramètres ionosphériques. La rotation Faraday est négligeable, particulièrement hors des zones d'anomalies magnétiques. Sur les données Sharad, l'élargissement de l'écho généré par l'erreur de phase est corrigé par application de la méthode "Phase Gradient Autofocus" (PGA) [Wahl *et al.*, 1994]. Cette dernière permet d'évaluer le déphasage sans en connaître les causes, en comparant par étapes les phases pulses à pulses. Le résultat de cette opération est présentée **Fig. 2.11**. Ainsi, l'élargissement du pulse est corrigé, mais souvenons nous que l'absorption et le retard des échos dû à la double traversée de la ionosphère demeurent.

2.4 Présentations des données

Les données Sharad sont mises à disposition du public environ 6 mois après leur réception par le Shoc de façon à réserver une exclusivité aux co-investigateurs de l'instrument. Ce délai est respecté. Après avoir été traitées à Rome, les données sont téléchargeables depuis le serveur du "PDS Geoscience Node" hébergé à Washington University¹. Les données sont codées en binaires selon la norme PDS (Planetary Data System), qui est aujourd'hui le format

¹ <http://geo.pds.nasa.gov/missions/mro/sharad.html>

commun employé par la Nasa et l'Esa pour toutes les missions interplanétaires de ces deux agences. Les données Sharad sont disponibles en deux versions qui se caractérisent par des niveaux de pré-traitements différents :

- **Experiment Data Record** (EDR - Level 1A) : Données pour lesquelles ont été effectuées les traitements des sections 2.3.1 et 2.3.2 [Slavney and Orosei, 2007a]
- **Reduced Data Record** (RDR - Level 1B) : Données pour lesquelles ont été effectuées les traitements des sections 2.3.1 à 2.3.6 [Slavney and Orosei, 2007b].

J'utilise les données RDR qui permettent une utilisation géophysique plus aisée. Environ 6400 orbites sont disponibles à ce jour (juin 2010), pour un poids total en mémoire d'environ 2.3 To. Après compression, chaque pulse s'exprime sur 50 μ s et est accompagné de 102 paramètres décrivant les signaux reçus et leurs conditions d'acquisition (géoréférencement, état du S/C...) qui sont nécessaires à une exploitation rigoureuse [Slavney and Orosei, 2007b]. Après téléchargement, mes routines de calculs traduisent de façon automatique ces données binaires en structures IDL© (de la société ITT VIS), le langage informatique que j'utilise pour le traitement. De là, j'ai conçu des procédures pour extraire les informations nécessaires à la poursuite de mes travaux (Annexe B). Je peux appliquer différents traitements d'extractions et de corrections sur les données initiales. Ces traitements seront brièvement mentionnés dans ce manuscrit lorsque cela est nécessaire. Les différentes cartes géographiques issues de ce travail de thèse ont été générées à l'aide du logiciel ArcGIS© (société ESRI), après transcription des données depuis le format IDL©. Pour chaque orbite, je génère automatiquement une image donnant les principales informations d'acquisition (exemple **Fig. 2.12**). J'applique à la plupart des radargrammes montrées dans cette thèse un filtrage passe-bas en 2D de type Butterworth qui présente peu d'instabilité en amplitude, malgré une fréquence de coupure peu précise. Ceci afin de limiter le signal/bruit et d'améliorer le confort de visualisation.

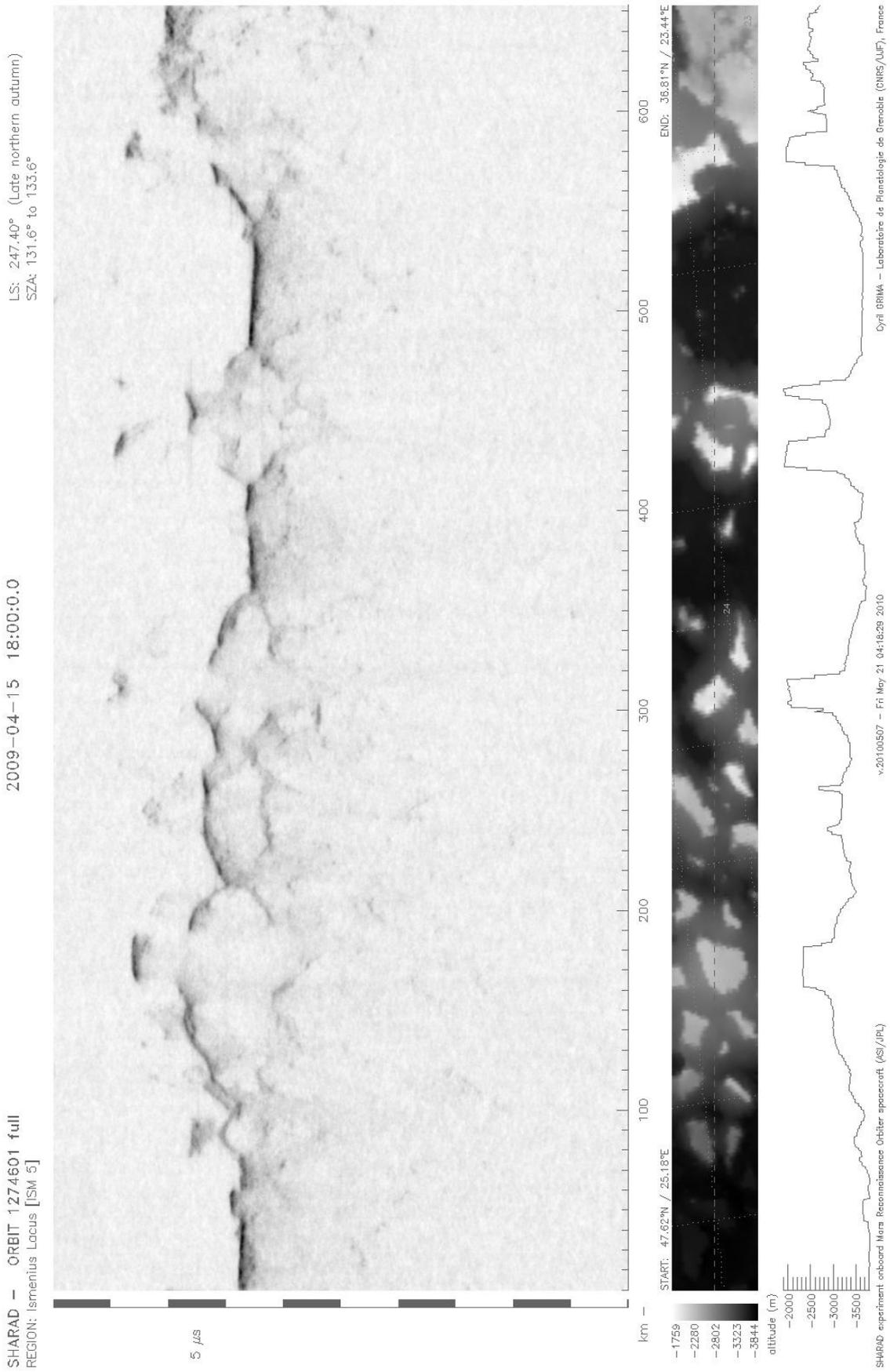


Fig. 2.12. Synthèse des informations d'acquisitions relatives à l'orbite 1274601.

Physique de la mesure

PHYSIQUE DE LA MESURE	43
3.1 L'EQUATION RADAR	44
3.2 RAYONNEMENT DE L'ANTENNE RADAR	45
3.3 ATTENUATION DANS LA MATIERE	47
3.3.1 <i>Ecriture complexe d'ϵ</i>	47
3.3.2 <i>Profondeur de pénétration δ_p</i>	49
3.4 PARAMETRISATION DIELECTRIQUE DE LA MATIERE	50
3.4.1 <i>Panorama</i>	50
3.4.2 <i>Dépendance en impuretés</i>	53
3.4.3 <i>Dépendance en fréquence</i>	55
3.4.4 <i>Dépendance en température</i>	57
3.5 RUGOSITE D'UNE SURFACE	58
3.5.1 <i>Description géométrique : Paramètres principaux</i>	58
3.5.2 <i>Description géométrique : Paramètres dérivés</i>	63
3.5.3 <i>La rugosité, une notion relative</i>	64
3.5.4 <i>L'empreinte radar au sol</i>	66
3.6 REFLEXION SUR UNE INTERFACE RUGUEUSE	69
3.6.1 <i>Composantes cohérentes et incohérentes</i>	69
3.6.2 <i>Formalisme d'écriture</i>	71
3.6.3 <i>Principes des modèles de rétrodiffusion</i>	73
3.6.4 <i>Modèle des petites perturbations (SPM)</i>	74
3.6.5 <i>Approximation de Kirchhoff (KA)</i>	76

Ce chapitre établit, dans le contexte des radars sondeurs, les principales lois et modèles physiques qui régissent la propagation des ondes électromagnétiques et leur interaction avec la matière. Il fait référence à des bases d'électromagnétisme qui sont rappelées à travers l'annexe C - *L'onde électromagnétique*, l'annexe D - *Interaction de l'onde avec la matière* et l'annexe E - *Réflexion et transmission à une interface plane*.

3.1 L'équation radar

Une relation fondamentale connue de tout radariste établit le bilan de puissance de l'onde sur son trajet aller-retour. Elle permet d'évaluer la puissance captée par un récepteur en fonction de la puissance émise et de différents paramètres dimensionnant l'émetteur de l'onde, le réflecteur, et le trajet parcouru. La démonstration de l'équation radar a l'avantage de bien rendre compte des différents acteurs en jeu tout le long du chemin de propagation de l'onde. La puissance surfacique reçue par une cible (S_{rc}) s'écrit :

$$S_{rc} [W.m^{-2}] = P_e G_e \frac{1}{4\pi h_e^2} \quad (3.1)$$

où P_e et G_e sont respectivement la puissance émise par le radar et le gain caractérisant le pouvoir d'amplification passif de l'antenne en fonction de l'angle d'émission. Le reste de l'équation est le facteur d'expansion géométrique dû à la propagation de l'onde dans l'espace sur une distance h_e . La puissance interceptée et réfléchiée par une cible ponctuelle (P_{tc}) dépend de la section efficace σ :

$$P_{tc} [W] = S_{rc} \sigma = \frac{P_e G_e \sigma}{4\pi h_e^2} \quad (3.2)$$

P_{tc} est de nouveau rayonné dans tout l'espace (diffusion). La puissance captée par le récepteur (P_r) résulte alors de l'application d'un nouveau facteur d'expansion géométrique sphérique, ainsi que du facteur A_r représentant la surface d'interception effective de l'antenne :

$$P_r [W] = P_{tc} \frac{1}{4\pi h_r^2} A_r = \frac{P_e G_e A_r \sigma}{(4\pi)^2 h_e^2 h_r^2} \quad (3.3)$$

$$\text{avec } A_r = \frac{\lambda^2 G_r}{4\pi} \quad (3.4)$$

où G_r est le gain du récepteur. Sharad est un radar monostatique, la même antenne émet et reçoit le signal, d'où : $h_e = h_r = h$ et $G_e = G_r = G$. Dans ce cas (3.3) et (3.4) se simplifient :

$$\boxed{P_r [W] = \frac{P_e G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 h^4}} \quad (3.5)$$

Les cibles des radars sondeurs se présentent communément sous la forme de surfaces étendues que l'on peut voir comme constituées de plusieurs réflecteurs ponctuels. Ils sont caractérisés par leur propre section efficace différentielle $d\sigma$. La puissance reçue pour chacun d'eux s'exprime selon (3.5) :

$$dP_r = \frac{P_e G^2 \lambda^2}{(4\pi)^3 h^4} d\sigma \quad (3.6)$$

$d\sigma$ est une grandeur statistique qui peut varier d'un réflecteur à l'autre et que l'on ne peut déterminer individuellement. Si le nombre des réflecteurs est suffisamment important, on peut introduire le coefficient de rétrodiffusion σ^0 qui exprime la moyenne des sections efficaces par unité de surface [*Curlander and McDonough*, 1991, p.93; *Ulaby et al.*, 1986, p.463] :

$$\sigma^0 = E(d\sigma/ds) \quad (3.7)$$

En utilisant ce formalisme et en considérant que h est constant pour chaque élément de la surface illuminée A_0 (approximation de champ lointain), alors la puissance totale reçue s'exprime sous forme intégrale [*Ishimaru*, 1978, p.924; *Ulaby et al.*, 1986] :

$$P_r = \frac{P_e \lambda^2}{(4\pi)^3 h^4} \iint_{A_0} G^2 \sigma^0 ds \quad (3.8)$$

où l'on note que le gain G reste sous l'intégrale, car il est sensiblement lié à la direction d'émission (section 3.2) et donc à la position sur la surface. L'équation (3.8) est associée à la puissance rétrodiffusée. Lorsque la surface peut être considérée comme un miroir parfait, c'est-à-dire si la réflexion est spéculaire, on peut établir l'équation radar en considérant la distance totale parcourue par l'onde égale à $2h$ et le facteur d'expansion géométrique associé de $1/4\pi(2h)^2$. La proportion d'énergie réfléchi au niveau du plan est traduite par le coefficient de Fresnel r (E.13), auquel on adjoint le facteur χ décrivant l'atténuation du signal dû à la rugosité de la surface (section 3.5.3). La réécriture du bilan de puissance donne alors [*Ishimaru*, 1978, p.465]:

$$P_r = \frac{P_e G^2 \lambda^2}{(4\pi)^2 (2h)^2} r^2 \chi^2 \quad (3.9)$$

3.2 Rayonnement de l'antenne radar

La puissance rayonnée par une antenne radar n'est pas isotrope. L'évolution de la puissance en fonction de l'angle d'observation dépend de la géométrie de l'antenne. Si l'antenne est une antenne filaire (ou dipôle rayonnant) dont l'épaisseur est très faible face à la longueur

de l'onde émise, et pour laquelle $0.1 < L_a/\lambda < 10$, où L_a est la longueur de l'antenne. La puissance relative rayonnée par un tel dispositif s'exprime [Kraus, 1988, p.221] :

$$P_r = \frac{\left(\cos\left(\frac{\pi}{\lambda} L_a \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{\pi}{\lambda} L_a\right) \right)^2}{\sin^2 \theta} \quad (3.10)$$

pour $0 < \theta < \pi$

où θ est l'angle formé par la direction d'observation et le fil de l'antenne. L'équation (3.10) décrit le diagramme de rayonnement. Pour Sharad ($L_a = \frac{2}{3}\lambda$) le diagramme prend la forme approximative d'un tore dont l'axe est l'antenne elle-même (**Fig. 3.1**). Une grandeur caractéristique d'un tel diagramme est la valeur de l'angle situé entre les positions où la puissance est diminuée de moitié. C'est l'angle d'ouverture à 3 dB (θ_{3dB}), qui caractérise la capacité de l'antenne à concentrer l'énergie émise dans une direction donnée. On peut également l'assimiler à la largeur effective du "faisceau" radar. Pour Sharad, on obtient facilement à partir de (3.10) la valeur $\theta_{3dB} = 69^\circ$.

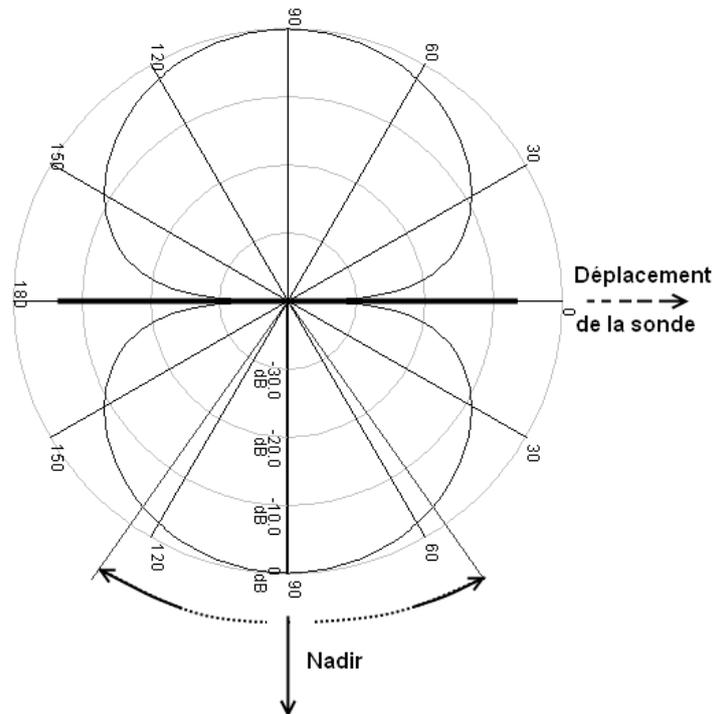


Fig. 3.1. En bleu, diagramme idéal de rayonnement en puissance (échelle logarithmique) d'une antenne filaire de type Sharad, en fonction de l'angle θ . Dans l'espace, le diagramme est à symétrie axiale par rapport à l'antenne, qui prend ici la direction 0° - 180° . Il prend donc grossièrement la forme d'un tore. L'angle d'ouverture à -3 dB est situé entre les deux demi-droites dirigées vers le bas.

3.3 Atténuation dans la matière

Dans le cas d'une onde radar se propageant dans des milieux non-magnétiques, linéaires, homogènes et isotropes, la vitesse de l'onde dépend de la constante diélectrique ε du milieu (équation (D.1) en annexe) :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \quad (3.11)$$

Lors d'une propagation dans la matière, il faut également prendre en compte la décroissance de l'amplitude du champ électrique le long de son chemin de propagation. C'est une atténuation due à l'absorption d'énergie dans le milieu (**Fig. 3.2**).

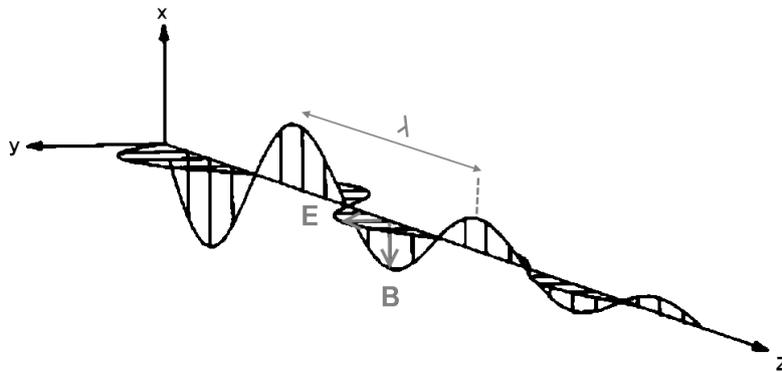


Fig. 3.2. Illustration de l'atténuation de l'amplitude des champs E et B , lors de la propagation d'une l'onde électromagnétique dans un milieu à perte.

La longueur d'onde λ n'est pas modifiée.

3.3.1 Ecriture complexe d' ε

Nous savons que l'interaction d'une onde radar avec un milieu non-magnétique est essentiellement dimensionnée par ε (annexe D). Nous allons mettre en place une expression plus générale de la constante diélectrique, afin de tenir compte du phénomène d'atténuation. Un diélectrique traversé par une onde électromagnétique se polarise et peut être vu comme un dipôle électrostatique (annexe D), ce qui implique la génération d'un courant d'induction \mathbf{J}_c :

$$\mathbf{J}_c = \sigma \mathbf{E} \quad (3.12)$$

où σ est la conductivité électrique du matériau. Ce courant dissipe par effet Joule l'énergie empruntée à l'onde électromagnétique. Il est donc un indicateur des pertes engendrées sur celle-ci. Ajoutons ce courant dans les équations de Maxwell. La deuxième équation de (C.2) nous donne directement pour un milieu non-magnétique l'expression :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J}_c + \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3.13)$$

qui, après injection de (3.12) et des opérateurs (C.7), devient

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \sigma \mathbf{E} + i\omega \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} \\ \nabla \times \mathbf{B} &= i\omega \varepsilon_0 \varepsilon \left(1 - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} \right) \mathbf{E} \end{aligned} \quad (3.14)$$

que l'on peut écrire dans une forme analogue à la deuxième équation de (C.2) :

$$\nabla \times \mathbf{B} = i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_c \mathbf{E} \quad (3.15)$$

$$\text{en posant } \varepsilon_c = \varepsilon \left(1 - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} \right) = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (3.16)$$

ε_c est l'expression généralisée de la constante diélectrique, qui tient compte des effets d'absorption du milieu. La présence de σ en témoigne. Par convention, la notation suivante est utilisée :

$$\boxed{\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''} \quad (3.17)$$

$$\text{avec } \varepsilon'' = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (3.18)$$

où ε_c est assimilée à ε . Il faut retenir que ε' est la constante diélectrique réelle, mais que ε est la constante effective à appliquer pour étudier l'interaction onde-matière afin d'y intégrer le phénomène d'atténuation caractérisé par ε'' . Par exemple, pour un milieu non-magnétique, la relation de dispersion (C.15) devrait s'écrire plus généralement :

$$k = \frac{\omega}{c} n = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon' - i\varepsilon''} \quad (3.19)$$

S'il n'y a pas de perte, $\sigma = \varepsilon'' = 0$, et on obtient $\varepsilon = \varepsilon'$. L'écriture (3.17) présente la constante diélectrique comme un nombre complexe. Le rapport de la partie imaginaire ε'' et de la partie réelle ε' définit l'argument dans le plan complexe :

$$\boxed{\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon'} \approx 60 \frac{\sigma \lambda}{\varepsilon'}} \quad (3.20)$$

que l'on nomme "tangente de perte" du milieu. Les milieux à fortes pertes vérifient l'inéquation $\tan^2 \delta \gg 1$, qui est caractéristique des matériaux conducteurs où l'onde

électromagnétique est rapidement absorbée (les métaux en étant le cas le plus extrême). Au contraire $\tan^2 \delta \ll 1$ pour les matériaux diélectriques ou isolants. Les milieux géophysiques sondés par Sharad font partie de cette dernière catégorie (voir section 3.4).

3.3.2 Profondeur de pénétration δ_p

La forme généralisée (3.19) du nombre d'onde k est également complexe et peut s'écrire plus simplement :

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon' - i\varepsilon''} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon'(1 - i \tan \delta)} = \beta - i\alpha \quad (3.21)$$

tel que $\beta = \frac{\omega}{c} \operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon})$ et $\alpha = \frac{\omega}{c} \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon})$

où α et β sont des réels dont nous allons déterminer l'écriture et examiner le rôle dans l'équation d'onde (C.4). Pour cela, nous faisons l'approximation d'un milieu à faibles pertes $\tan^2 \delta \ll 1$. L'équation (3.21) se simplifie :

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon'} \left(1 - i \frac{\tan \delta}{2} \right)$$

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon'} - i \frac{\omega}{2c} \sqrt{\varepsilon'} \tan \delta \quad (3.22)$$

et par analogie avec (3.21), on obtient :

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon'} \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{\pi}{\lambda} \tan \delta \sqrt{\varepsilon'} \quad (3.23)$$

Si nous injectons (3.21) dans (C.4) il vient, pour une onde se propageant suivant x :

$$E = E_0 \cdot \exp[i(\omega t - (\beta - i\alpha)x)]$$

$$E = E_0 \cdot \exp[i(\omega t - \beta x)] \cdot \exp[-\alpha x] \quad (3.24)$$

On voit apparaître deux exponentielles qui modulent l'amplitude E_0 . On constate, par identification avec (C.4), que dans l'exponentielle de gauche, β est simplement la valeur de k , pour une onde non-affectée par l'absorption. β est appelée la "constante de phase". L'exponentielle de droite définit l'atténuation du signal au bout d'une distance x . α est appelé le "coefficient d'absorption". L'atténuation effective du signal en amplitude est donc exponentielle, avec un facteur $e^{-\alpha x}$. Exprimée en puissance, cette expression devient [Kozlov et al., 2001, p.185] :

$$\alpha = -0.091 \cdot f(\text{MHz}) \cdot \sqrt{\varepsilon'} \cdot \tan \delta \quad [\text{dB.m}^{-1}] \quad (3.25)$$

La longueur de pénétration δ_p est définie comme la distance au bout de laquelle l'amplitude E_0 de l'onde est atténuée de e^{-1} ($\approx 63\% \approx -4.3$ dB). Elle s'exprime donc simplement

$$\delta_p = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{\tan \delta \sqrt{\varepsilon'}} \quad (3.26)$$

Cela ne signifie pas qu'un signal ayant parcouru δ_p ne sera plus détectable. Le seuil d'atténuation fixé à e^{-1} est arbitraire et permet de comparer la pénétration des signaux dans des milieux différents. En réalité, les instruments radars peuvent être sensibles à de très faibles signaux. Pour Sharad, on considère qu'un signal n'est théoriquement plus détectable lorsque ses pertes en puissance atteignent $-47.6 \text{ dB} \pm 1.25 \text{ dB}$, c'est-à-dire environ 3 dB au-dessus du bruit de fond galactique [Seu et al., 2007].

3.4 Paramétrisation diélectrique de la matière

3.4.1 Panorama

La permittivité diélectrique complexe est la variable de la matière qui nous est accessible par sondage radar. Nous en rappelons l'expression établie précédemment, qui est complètement décrite par le couple de valeurs $[\varepsilon', \tan \delta]$:

$$\varepsilon = \varepsilon'(1 - i \tan \delta) \quad (3.27)$$

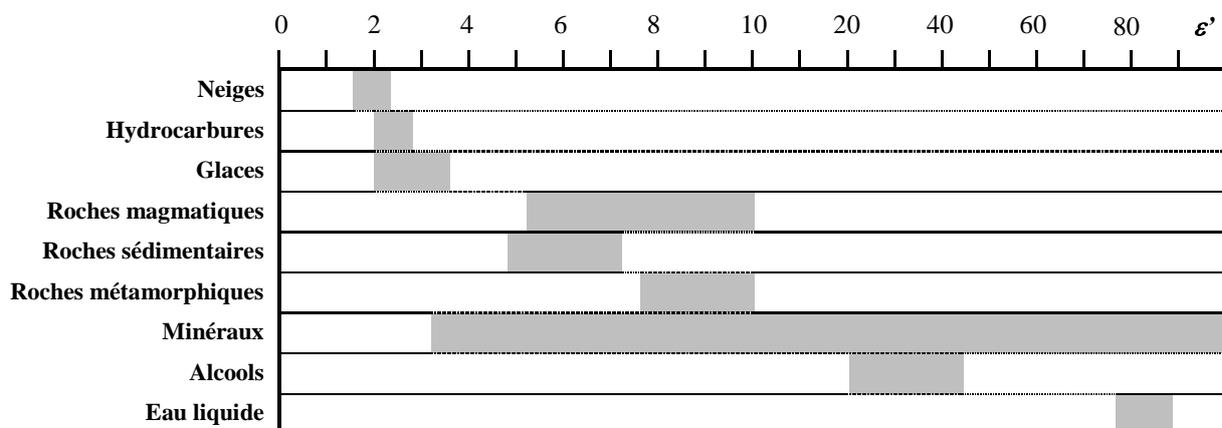
Une activité essentielle de l'exploration radar de Mars, dont la nature précise du terrain nous est pour beaucoup inconnue, est d'étudier la réponse du signal afin d'identifier et de classer le matériel composant la surface et le sous-sol. Cette activité, l'inversion des données, nécessite une bonne connaissance des paramètres diélectriques caractéristiques de nombreux matériaux géologiques. Le **Table 3.1** présente les valeurs de permittivité pour les principaux minéraux et fluides constitutifs que l'on peut rencontrer en géophysique, suivies des principales espèces de roches. Le **Table 3.2** confronte les permittivités des principales classes de matériaux géophysiques. Les conditions de mesures y sont indiquées, car les valeurs de permittivités ne sont pas fixes et sont principalement sensibles à trois facteurs : le taux d'impuretés dans le milieu, la fréquence du champ électrique extérieur, la température du milieu. Nous nous proposons d'étudier ces dépendances avec des modèles simples, mais souvent utilisés. Nous nous placerons dans le cas de matériaux macroscopiquement considérés comme homogènes et isotropes.

Minéraux & fluides constitutifs		Cond.	ϵ'	$\tan \delta$ ($\times 10^{-3}$)	Références
<i>Vide</i>		--	1	0	--
<i>Dioxyde de carbone (CO₂)</i>	Neige	M 1	1.48	< 1	[Pettinelli et al., 2003]
	Glace pure	M 1	2.12	< 1	[Pettinelli et al., 2003]
<i>Eau (H₂O)</i>	Glace pure (Ih)	M 20	3.1	< 5	[Heggy et al., 2007b]
	Eau déminéralisée	T 20	80 - 88	1 - 2	[Ulaby et al., 1986, p.2020]
	Eau de mer	T 20	76-87	1 - 2	[Ulaby et al., 1986, p.2022]
<i>Hydrocarbures (liquéfiés)</i>	Parafine (alcane)	T 20	2	< 100	[Francisca and Rinaldi, 2003]
	Cyclohexane	T 1	2	--	[Lucius et al., 1992]
	Benzène	T 1	2.3	--	[Lucius et al., 1992]
<i>Alcools (liquéfiés)</i>	Acétone	T 1	20.9	--	[Lucius et al., 1992]
	Méthanol	T 1	33.6	--	[Lucius et al., 1992]
	Ethylène glycol	T 1	38.7	--	[Lucius et al., 1992]
<i>Minéraux</i>	Soufre	T > 0.1	3.6 - 4.7	--	[Telford et al., 1990]
	Quartz	T > 0.1	4.2 - 5	--	[Telford et al., 1990]
	Plagioclase	T > 0.1	5.4 - 7.1	--	[Telford et al., 1990]
	Orthoclase	T 1	5.6	--	[Martinez and Byrnes, 2001]
	Fluorite	T > 0.1	6.2 - 6.8	--	[Telford et al., 1990]
	Gypse	M 20	3.8	~100	[Heggy et al., 2003]
		T 750	6.4	--	[Martinez and Byrnes, 2001]
	Sel	T 100	4 - 7	--	[Daniels, 1996]
	Serpentine	T > 0.1	6.6	--	[Telford et al., 1990]
		T 450	6.4 - 7	10 - 20	[Campbell and Ulrichs, 1969]
	Olivine	T 1	7 - 7.5	< 1	[Shannon et al., 1991]
		T 1	7.2	--	[Martinez and Byrnes, 2001]
	Calcite	T > 0.1	7.8 - 8.5	--	[Telford et al., 1990]
		T 1	6.4	--	[Martinez and Byrnes, 2001]
	Pyroxène	T > 0.1	6 - 10	< 100	[Olhoeft, 1989]
	Apatite	T > 0.1	7.4 - 11.7	--	[Telford et al., 1990]
		T 10	10.5	--	[Parkhomenko, 1967]
	Kaolinite	T 1	11.8	--	[Martinez and Byrnes, 2001]
	Galène	T > 0.1	18	--	[Telford et al., 1990]
	Hématite	T > 0.1	25	--	[Telford et al., 1990]
Montmorillonite	T 1	210	--	[Martinez and Byrnes, 2001]	

Table 3.1. Paramètres diélectriques des principaux matériaux géologiques. Pour chaque entrée sont indiquées les conditions (Cond.) de températures de la mesure comme étant terrestres (T : 0° - 30°C) ou martiennes (M : $< -50^{\circ}\text{C}$), suivies de la fréquence en MHz. Ces conditions sont volontairement très évasives, afin de refléter les imprécisions et variabilités importantes que l'on peut avoir sur des mesures diélectriques. Les entrées se référant à Telford et al. [1990] correspondent à des fréquences de mesures non déterminées, mais supérieures ou égales à 100 kHz.

	Roches	Cond.	ϵ'	$\tan \delta (x10^{-3})$	Références
Roches magmatiques	Andésite	T 450	5.1	4	[Campbell and Ulrichs, 1969]
	Granite	T 100	5	--	[Daniels, 1996]
		T 450	5 - 6	10 - 40	[Campbell and Ulrichs, 1969]
	Obsidienne	T > .01	5.8 - 10.4	--	[Telford et al., 1990]
	Anorthosite	T 450	6.8	8	[Campbell and Ulrichs, 1969]
	Gabbro	T 450	7	20	[Campbell and Ulrichs, 1969]
	Péridotite	T 0.1	8.6	--	[Telford et al., 1990]
		T 450	6 - 7.5	10 - 30	[Campbell and Ulrichs, 1969]
	Basalte	T 450	6 - 9	10 - 100	[Campbell and Ulrichs, 1969]
	Quartz Porphyrie	T > 0.1	14 - 49.3	--	[Telford et al., 1990]
Roches sédimentaires	Grès	T > 0.1	4.7	--	[Telford et al., 1990]
	Anthracite	T > 0.1	5.6 - 6.3	--	[Telford et al., 1990]
	Calcaire	T 100	7	--	[Daniels, 1996]
	Argile (sèche)	T > 0.1	7	--	[Telford et al., 1990]
Roches métamorphiques	Gneiss	T > 0.1	8.5	--	[Telford et al., 1990]
	Marbre	T 10	8.6 - 9	--	[Malik et al., 1988]
	Autres	Cond.	ϵ'	$\tan \delta (x10^{-3})$	Références
	Sable de silice	T 20	2	< 100	[Francisca and Rinaldi, 2003]
	Lœss	T 20	2.4	< 10	[Francisca and Rinaldi, 2003]
	Lubrifiant	T 20	2.46	< 100	[Francisca and Rinaldi, 2003]
	Couche de poussières	M 20	2.7	~100	[Heggy et al., 2003]
	Cendres volcaniques	T 450	2.5 - 3.5	30 - 70	[Campbell and Ulrichs, 1969]
	Sédiments fluviaux	M 20	4.4	~100	[Heggy et al., 2003]
	Chondrites	T 20	4.8 - 8	1 - 100	[Heggy et al., 2007a]
	Limon	T 100	5 - 30	--	[Martinez and Byrnes, 2001]

Table 3.1. (Suite)

Table 3.2. Tableau comparatif récapitulant les valeurs de ϵ' sur lesquelles s'expriment les principales classes de matériaux.

3.4.2 Dépendance en impuretés

Les matériaux géologiques sont rarement purs. Ils contiennent généralement de nombreux éléments qui polluent la matrice hôte. Les paramètres diélectriques macroscopiques du mélange résultant sont une synthèse de ceux de ses constituants. De très nombreux modèles théoriques, empiriques, ou semi-empiriques existent, permettant d'obtenir une valeur des paramètres finaux [e.g. *Martinez and Byrnes*, 2001; *Shabtaie and Bentley*, 1995; *Sihvola*, 1999]. Nous en présenterons deux, le modèle de Maxwell-Garnett et la formule de Looyenga, qui sont très utilisés, mais fondés sur des approches différentes. Pour faciliter cet exercice, on considèrera un mélange (ε_e) formé d'une matrice (ε_m) homogène et isotrope, polluée par des inclusions (ε_i) réparties de façon homogène et sans orientation dominante à l'échelle macroscopique. Le taux d'inclusion volumique dans le mélange est noté f .

■ Le modèle de Maxwell-Garnett

Le modèle de Maxwell-Garnett est relativement populaire, dans la mesure où il s'appuie sur des équations fondamentales de l'électrostatique. Le milieu est d'abord vu comme pollué par une multitude de dipôles ayant une susceptibilité χ_i distincte menant à une valeur de polarisation \mathbf{p}_i particulière. Ecrivons le vecteur induction, (équations (D.7) et (D.10)) afin d'exprimer l'induction électrique du matériau en fonction du champ électrique extérieur moyen [*Sihvola*, 1999, p.45] :

$$\langle \mathbf{D} \rangle = \varepsilon_e \langle \mathbf{E} \rangle = \varepsilon_m \langle \mathbf{E} \rangle + \langle \mathbf{P} \rangle \quad (3.28)$$

$\langle \mathbf{P} \rangle$ synthétise la polarisation due aux n dipôles polluant le milieu, $\langle \mathbf{P} \rangle = n \mathbf{p}_i$. Obtenue à partir de (3.28), la formule de Clausius-Mossotti exprime ε_e en fonction de χ_i :

$$\varepsilon_e = \varepsilon_m + \frac{n \chi_i}{1 - \frac{n \chi_i}{3 \varepsilon_m}} \quad (3.29)$$

A partir de là, Maxwell-Garnett se contente de remplacer χ_i par une expression comprenant des grandeurs macroscopiques dépendant autant de la composition des inclusions que de leur géométrie. Pour des inclusions de forme sphériques, on obtient :

$$\varepsilon_e = \varepsilon_m + 3f \varepsilon_m \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_m}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_m - f(\varepsilon_i - \varepsilon_m)} \quad (3.30)$$

Il existe des variantes de (3.30) pour des inclusions de formes non-sphériques et non-isotropes [*Sihvola*, 1999]. L'approximation d'inclusions à géométrie donnée implique qu'elles sont spatialement séparées, indépendantes. En réalité, les inclusions tendent

naturellement à entrer en contact lorsque f croît. La géométrie d'une "cage" d'inclusions perd ainsi progressivement sa forme initiale, et l'approximation de Maxwell-Garnett s'éloigne de la réalité. C'est pourquoi ce modèle n'est valable que pour de faibles taux de pollution du milieu hôte. Il faut également noter que la relation de Maxwell-Garnett n'est pas symétrique : elle est sensible à l'élément choisit comme étant l'inclusion. Les résultats ne sont pas les mêmes si l'on inverse les rôles inclusion/matrice (voir **Fig. 3.3**).

■ Le modèle de Looyenga

Le modèle de *Looyenga* [1965] est fondé sur une approche volumique du mélange. Elle exploite simplement le fait vérifié au second ordre que la racine cubique de la permittivité d'un mélange est égale à la somme des racines cubiques de ses constituants pondérée par leur fraction volumique [e.g. *Shabtaie and Bentley*, 1995; *Wilhelms*, 2005]:

$$\begin{aligned}\varepsilon_e^{1/3} &= (1-f)\varepsilon_m^{1/3} + f\varepsilon_i^{1/3} \\ \varepsilon_e^{1/3} &= f(\varepsilon_i^{1/3} - \varepsilon_m^{1/3}) + \varepsilon_m^{1/3}\end{aligned}\quad (3.31)$$

La formule de Looyenga est moins rigoureuse que celle de Maxwell-Garnett, mais globalement elle décrit mieux les résultats expérimentaux [*Shabtaie and Bentley*, 1995].

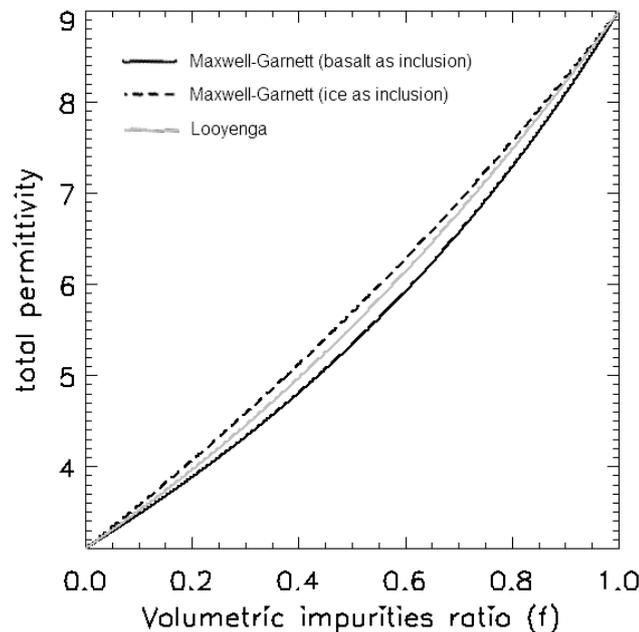


Fig. 3.3. Résultats des modèles de mélange pour une matrice de glace ($\varepsilon = 3.1$) avec des inclusions sphériques basaltique ($\varepsilon = 9.0$). Le cas Maxwell-Garnett donne une courbe différente en considérant soit la glace, soit le basalte, comme inclusions. Généralement, plus la différence entre ε_m et ε_s est importante, plus la courbe résultante est creusée.

3.4.3 Dépendance en fréquence

Le comportement en fréquence de la permittivité d'un matériau qui réagit à l'excitation d'un champ électrique uniquement par polarisation d'orientation (i.e. à grandes longueurs d'ondes) peut-être approximé par le modèle de Debye. Ce modèle fait apparaître les notions de constantes diélectriques statique (ϵ_s) et infinie (ϵ_∞) qui caractérisent chaque milieu. La première est la valeur de la permittivité pour un signal de fréquence nul (courant continu) et la seconde d'un signal pour des hautes fréquence très supérieures au domaine d'expression de la polarisation d'orientation (on considère souvent la permittivité aux longueurs d'ondes optiques, $\lambda \sim 10^{-11} m$). Le modèle de Debye consiste à trouver une fonction $D(\omega)$ qui vérifie ces égalités :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + D(\omega) \quad (3.32)$$

$$D(0) = \epsilon_s - \epsilon_\infty \quad (3.33)$$

Comme premier élément de résolution, Debye assume qu'après coupure du champ, la perte de polarisation du milieu n'est pas instantanée, mais décroît exponentiellement avec un temps de relaxation caractéristique τ .

$$P(t) = P_0 \cdot e^{-t/\tau} \quad (3.34)$$

Le comportement fréquentiel de (3.34) se déduit de sa transformée de Fourier :

$$D(\omega) = \int P(t) \cdot e^{i\omega t} \cdot dt \quad (3.35)$$

$$D(\omega) = \frac{P_0}{-i\omega + 1/\tau}$$

Si l'on applique à cette dernière expression la condition (3.33), on obtient :

$$P_0 \cdot \tau = \epsilon_s - \epsilon_\infty \quad (3.36)$$

Ce qui nous permet finalement d'obtenir, après injection dans (3.35) puis (3.32) :

$$\boxed{\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{-i\omega\tau + 1}} \quad (3.37)$$

qui est la formule de Debye, dont les parties réelle et imaginaire s'écrivent respectivement :

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \quad \text{et} \quad \epsilon''(\omega) = (\epsilon_s - \epsilon_\infty) \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (3.38)$$

Pour illustrer le comportement de ces deux formules, prenons l'exemple de l'eau liquide à 10°C dont les valeurs caractéristiques sont $\varepsilon_\infty = 4.9$, $\varepsilon_s = 83.8$, et $\tau = 1.26 \times 10^{-11} s$ [Ulaby *et al.*, 1986, p.2021]. La **Fig. 3.4** montre que la partie réelle de la permittivité décroît soudainement et que la partie imaginaire connaît un maximum aux alentours de ce que l'on appelle la fréquence de relaxation ($f_r = 1/2\pi\tau$). Il est donc important de connaître f_r afin d'étudier le comportement et la sensibilité de la permittivité sur une plage de fréquences donnée (i.e. simplement savoir si l'on se trouve à gauche, à droite, ou dans la région de la fréquence de relaxation). Sur le domaine de fréquences des radars sondeurs martiens (1-20 MHz), on remarque également une très faible évolution de la permittivité réelle, qui reste quasi-constante au premier ordre, alors que la permittivité imaginaire (et donc la tangente de perte) augmente sensiblement. Le modèle de Debye fonctionne très bien lorsque les dipôles constituant le milieu sont libres, comme dans l'eau liquide. Il est plus approximatif pour un solide où les dipôles sont liés, mais permet tout de même d'apprécier la dynamique globale de la permittivité. Par exemple, pour la glace d'eau pure à 0°C, $f_r = 7.23$ kHz [Ulaby *et al.*, 1986, p.2026], bien moins faible que la fréquence de Sharad. Ceci nous permet d'établir qualitativement que la permittivité de la glace d'eau pure sera faible à ces longueurs d'onde, contrairement à l'eau liquide, car les courbes de la **Fig. 3.4** seront très nettement décalées vers la gauche. Il existe également une fréquence de relaxation pour chaque mode de polarisation intervenant à des fréquences plus élevées, que le modèle de Debye ne décrit pas (Fig. D.1).

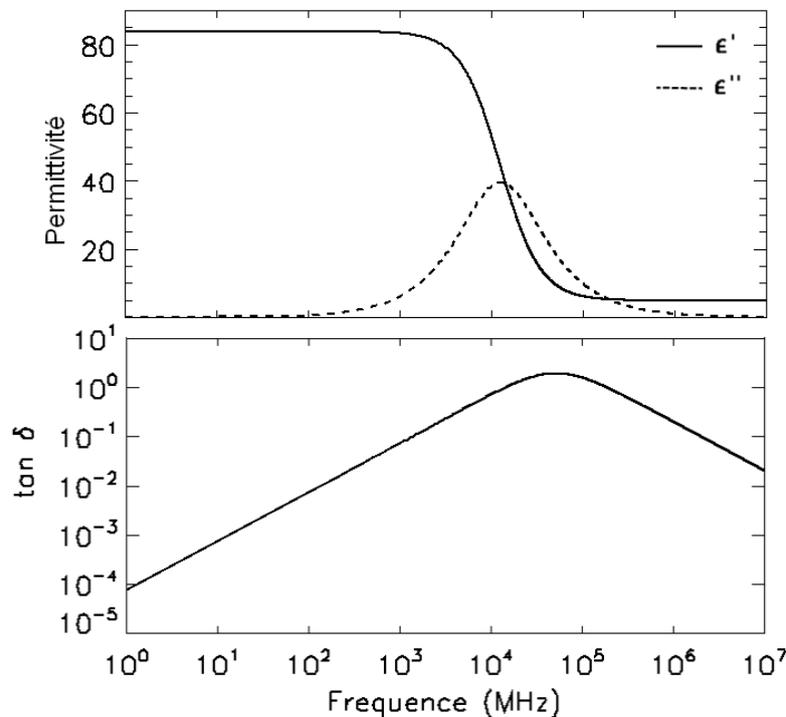


Fig. 3.4. Evolution de la permittivité en fonction de la fréquence et de la tangente de perte de l'eau liquide pure à 10°C, par application du modèle de Debye.

Notons également que les équations (3.38) élevées au carré permettent d'obtenir l'équation d'un cercle exprimé dans le plan $[\epsilon', \epsilon'']$ appelé représentation de Cole-Cole. Ce diagramme a l'avantage d'être semi-circulaire et donc facile à construire (voir les paramètres Fig. 3.5).

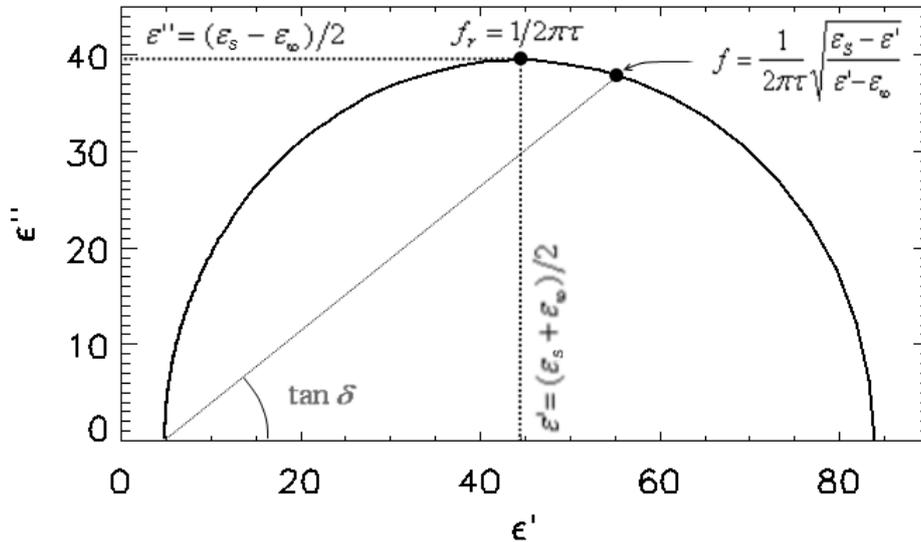


Fig. 3.5. Diagramme de Cole-Cole pour l'eau liquide pure à 10°C, par application du modèle de Debye.

3.4.4 Dépendance en température

Les coefficients utilisés dans la section précédente, ϵ_s , ϵ_∞ et τ , peuvent tous être dépendants de la température T (°C). Il n'est pas simple d'établir ces dépendances, qui sont la plupart du temps déduites empiriquement pour chaque matériau. Reprenons par exemple le cas de l'eau liquide pure, *Ulaby et al.* [1986] nous donnent les valeurs expérimentales suivantes :

$$\epsilon_\infty = 4.9 \quad , \forall T \quad (3.39)$$

$$\epsilon_s(T) = 88.045 - 0.4147T + 6.295 \times 10^{-4}T^2 + 1.075 \times 10^{-5}T^3 \quad (3.40)$$

$$\tau(T) = \frac{1}{2\pi} \left(1.1109 \times 10^{-10} - 3.824 \times 10^{-12}T + 6.938 \times 10^{-14}T^2 - 5.096 \times 10^{-16}T^3 \right) \quad (3.41)$$

L'évolution des valeurs de la permittivité statique et de la fréquence de relaxation avec la température sont tracées sur la Fig. 3.6. On constate que f_r varie en réalité de manière peu sensible, car elle reste dans le même domaine de fréquence (10 à 50 GHz) pour une gamme de températures importante (0 à 60°C) de sorte que, dans le domaine MHz, la permittivité

dépend essentiellement de ε_s , alors que pour des fréquences $\gg 10$ GHz, la permittivité n'est pratiquement pas sensible à la température. Cette variation faible de f_r en fonction de T se retrouve pour de nombreux matériaux. Ainsi, lorsque l'on étudie la sensibilité diélectrique d'un milieu, il faut d'abord s'assurer que sa fréquence de relaxation soit éloignée du domaine de fréquence de l'étude afin d'assumer au premier ordre une faible sensibilité dans une certaine gamme de température.

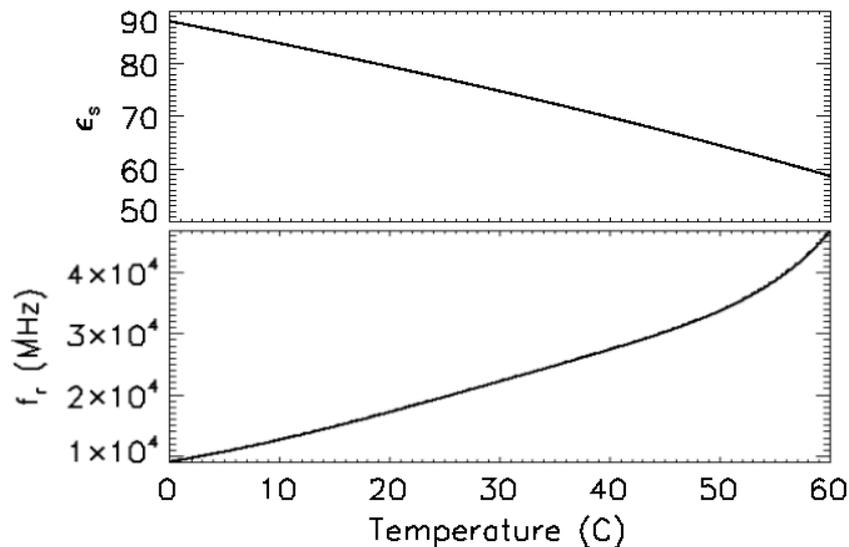


Fig. 3.6. Variation en température de la permittivité statique et de la fréquence de relaxation de l'eau liquide.

3.5 Rugosité d'une surface

Les surfaces planétaires sur lesquelles les ondes radar se réfléchissent sont des interfaces rugueuses. Avant de décrire le problème de réflexion d'une onde électromagnétique sur de telles interfaces, voici une présentation de la notion de rugosité et des paramètres qui la décrivent.

3.5.1 Description géométrique : Paramètres principaux

Introduisons tout d'abord les outils et paramètres qui permettent de décrire statistiquement la géométrie d'une surface rugueuse. Dans un repère orthonormé $[\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}]$, la surface est décrite comme une fonction $z = \zeta(x, y) = \zeta(\mathbf{r}_0)$, qui associe à chaque position horizontale $[x, y] = \mathbf{r}_0$ une altitude z . On considère que la surface vérifie les conditions de :

- **Isotropie** : les statistiques de la surface sont indépendantes de la direction choisie.

- **Stationnarité** : les statistiques de la surface sont indépendantes de la position choisie :

$$P_{\zeta(x_1, y_1)}(\alpha) = P_{\zeta(x_2, y_2)}(\alpha) \quad (3.42)$$

- **Ergodicité** : les statistiques observées sur un échantillon de n points de la surface et sur un ensemble d'échantillons, sont identiques :

$$E[\zeta(n)] = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N} \int_{-N}^{+N} \zeta(n) dn \quad (3.43)$$

La distribution des altitudes de la surface est le résultat d'un processus aléatoire. Une description possible de la fonction $z = \zeta(x, y)$ peut donc se faire à l'aide de paramètres statistiques : la rugosité verticale σ et la rugosité horizontale l (ou longueur de corrélation). Ces paramètres sont définis à partir d'une surface de référence d'altitude S , que l'on peut voir comme le résultat des moyennes locales des altitudes.

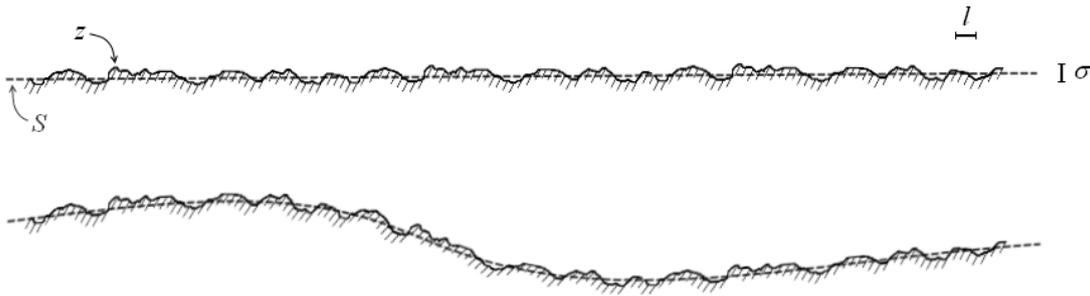


Fig. 3.7. Deux topographies ayant des distributions statistiques similaires, mais portées par des surfaces de références (en pointillés) de comportement différentes.

La rugosité verticale est définie comme la moyenne quadratique des altitudes z (valeur RMS en anglais, pour Root Mean Square) par rapport à la surface de référence. Elle s'exprime comme la racine carrée du moment d'ordre 2 de la distribution des altitudes. En notation discrète, pour une population de N altitudes régulièrement espacées sur $[x, y]$, on a :

$$\sigma_h = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (z_i - S_i)^2} \quad (3.44)$$

Si la surface de référence est plane, alors $S_i = \bar{z}$, $\forall i$. Plus généralement, si la surface de référence est normalisée à une altitude constante μ , alors on identifie facilement σ_h comme la racine carrée du moment d'ordre 2 des altitudes :

$$\sigma_h = \sqrt{E[(z - \mu)^2]} \quad (3.45)$$

L'altitude z est une variable aléatoire (v.a.). Empiriquement, la distribution se rapproche fortement d'une gaussienne pour la plupart des sols naturels nus [Oh *et al.*, 1992]. σ_h est alors simplement le paramètre de largeur de la loi normale décrivant la distribution :

$$f(z) = \frac{1}{\sigma_h \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(z-\mu)^2}{2\sigma_h^2}} \quad (3.46)$$

Notons que, pour des surfaces maritimes (houle, vagues), ainsi que des surfaces créées par des procédés mécaniques artificielles (tournage, fraisage...), la distribution des altitudes ne répond pas forcément à des lois gaussiennes [Ogilvy, 1991, p.11]. C'est une remarque intéressante, car elle implique qu'un re-surfage par un processus externe peut modifier les lois décrivant la rugosité, ce qui peut très bien se produire dans un cadre naturel (érosion éolienne ou hydrique par exemple). Mais, en règle générale, nous retiendrons l'approximation gaussienne applicable aux sols nus, tout en gardant à l'esprit qu'un sol naturel initialement gaussien peut s'éloigner de la loi normale après re-surfage par un processus abrasif.

La longueur de corrélation l est une valeur décrivant la variation horizontale de la surface. Elle exprime la longueur au bout de laquelle la prédictibilité de l'altitude z devient faible. Mathématiquement, la fonction d'autocorrélation C permet d'établir la similarité d'une valeur z_i avec une valeur distante $z_{i+\beta}$. Lorsque $\mu = 0$ cette fonction s'écrit formellement :

$$C(\beta) = \frac{\langle z(\mathbf{r}_0)z(\mathbf{r}_0 + \beta) \rangle}{\sigma_h^2} \quad (3.47)$$

où \mathbf{r} et β sont des vecteurs dans le plan $[\hat{x}, \hat{y}]$, et $C(\delta) \in [0,1]$. Parce que la fonction d'autocorrélation est normalisée par σ_h^2 on aura toujours comme propriétés $C(0)=1$. On a aussi $C(\infty)=0$, car la valeur moyenne des z tend naturellement vers 0 lorsque β augmente en raison de la distribution normale des altitudes. La fonction d'autocorrélation est ainsi globalement décroissante, exprimant qu'à mesure que l'on s'éloigne d'un point de référence, son état (son altitude) devient moins déterminable. La fonction d'autocorrélation C ne doit pas être confondue avec la fonction d'autocovariance C_0 . Cette dernière est une expression non-normalisée de la première tel que [Ogilvy, 1991, p. 13] :

$$C_0(\beta) = \sigma_h^2 C(\beta) \quad (3.48)$$

Par convention, on considère que la longueur de corrélation l est le déplacement horizontal pour lequel la fonction $C(\beta)$ atteint e^{-1} , signifiant que la corrélation des valeurs que l'on compare (z_i et $z_{i+\beta}$) est très faible. On dit qu'elles sont décorrélatées.

$$C(l) = 1/e \approx 0.37 \quad (3.49)$$

La longueur de corrélation dépend donc de la forme que prend la décroissance de C . Contrairement à la distribution des altitudes z , qui est essentiellement considérée comme gaussienne, la décroissance initiale de C d'une surface naturelle peut adopter différents comportements. Elle peut s'approximer par une forme exponentielle, gaussienne ou une combinaison des deux [Fung *et al.*, 2010, Chap. 3; Ogilvy, 1991, p.14; Oh *et al.*, 1992]. Le reste de la fonction est caractérisé par un comportement périodique.

$$\text{Forme exponentielle : } C(\beta) = \exp(-|\beta|/l) \quad (3.50)$$

$$\text{Forme gaussienne : } C(\beta) = \exp(-\beta^2/l^2) \quad (3.51)$$

Physiquement, des surfaces à corrélation exponentielle et gaussienne ayant la même rugosité verticale et horizontale ont un profil différent (**Fig. 3.8**). Bien que leur comportement global au premier ordre soit similaire, le cas exponentiel se distingue par la surimpression d'une rugosité à plus petite échelle.

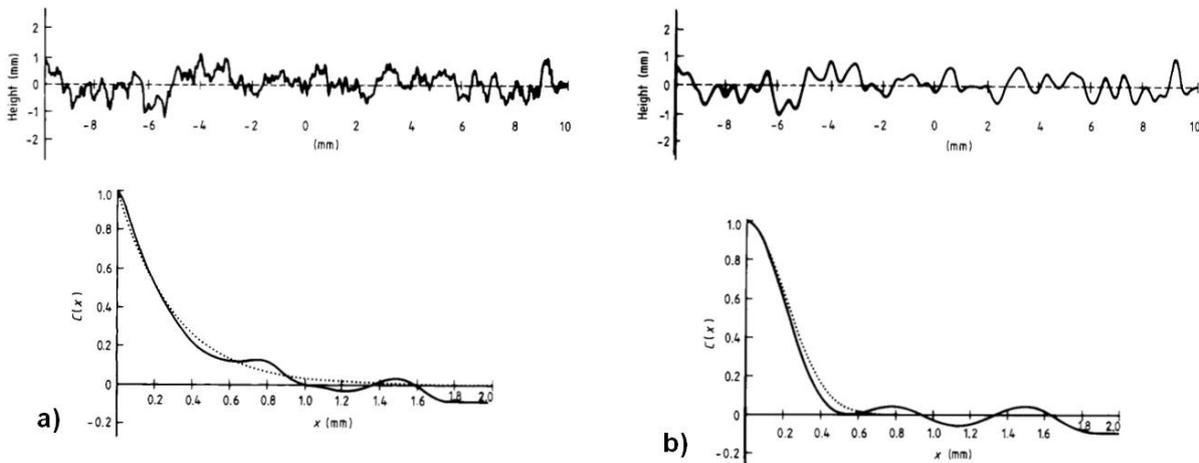


Fig. 3.8. Profils de surfaces à corrélation exponentielle (a) et gaussienne (b). Chaque profil est associé à sa fonction de corrélation (courbes du bas), où la fonction théorique, issue de (3.50) ou (3.51), apparaît en pointillé. Les surfaces ont été produites numériquement. Chacune possède la même rugosité verticale, et la même longueur de corrélation. On distingue la surimpression d'une rugosité à petite échelle, caractérisant la surface exponentielle. D'après Ogilvy et Forester [1989].

La forme de la fonction de corrélation est bien sûr sensible à l'intervalle d'échantillonnage des altitudes. *Ogilvy et Foster* [1989] montre que l'échantillonnage spatial doit être inférieur à un dixième de la longueur de corrélation afin de retrouver la fonction de corrélation réelle.

Dans la littérature, on a également souvent recours au spectre de rugosité W (ou densité spectrale de puissance) de la surface, qui est simplement la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation que l'on exprime dans l'espace bidimensionnel par :

$$W(q_x, q_y) = TF(C) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C(\beta_x, \beta_y) e^{-i2\pi\beta_x q_x} e^{-i2\pi\beta_y q_y} d\beta_x d\beta_y \quad (3.52)$$

Les spectres W sont communément exprimées par rapport à la projection du vecteur \mathbf{Q} sur la surface de référence, qui exprime la différence entre le vecteur d'onde incident et réfléchi. Grâce à (3.82) on obtient facilement la valeur de cette projection spatiale dans le cas d'un radar monostatique ($\theta_i = \theta_r = \theta$, $\varphi_i = 0$ et $\varphi_r = \pi$) et d'une surface isotrope ($l_x = l_y = l$) :

$$\sqrt{q_x^2 + q_y^2} = 2k \sin \theta \quad (3.53)$$

Injecté dans (3.52), on obtient pour chaque type de fonction de corrélation :

Cas exponentiel :

$$\begin{aligned} W(q_x, q_y) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \exp \left[- \left(\frac{|\beta_x| + |\beta_y|}{l} \right) \right] e^{-i2\pi(\beta_x q_x + \beta_y q_y)} d\beta_x d\beta_y \\ W(q_x, q_y) &= \frac{2l^2}{\pi [1 + l^2 (q_x^2 + q_y^2)]^2} \\ W(2k \sin \theta) &= \frac{2l^2}{\pi [1 + (2kl \sin \theta)^2]^2} \end{aligned} \quad (3.54)$$

Cas gaussien :

$$\begin{aligned} W(q_x, q_y) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[- \left(\frac{\beta_x^2 + \beta_y^2}{l^2} \right) \right] e^{-i2\pi(\beta_x q_x + \beta_y q_y)} d\beta_x d\beta_y \\ W(q_x, q_y) &= \frac{l^2}{2} \exp \left[- l^2 (q_x^2 + q_y^2) / 4 \right] \\ W(2k \sin \theta) &= \frac{l^2}{2} \exp \left[- (kl \sin \theta)^2 \right] \end{aligned} \quad (3.55)$$

On remarque que le spectre d'une surface à corrélation gaussienne est lui-même gaussien, alors que celui issu d'une loi exponentielle est le produit de deux lorentziennes. La

présence d'une rugosité à petite échelle pour le cas exponentiel se voit ainsi sur son spectre, qui a une queue plus longue vers les hautes fréquences.

3.5.2 Description géométrique : Paramètres dérivés

Nous introduisons maintenant un troisième paramètre statistique de la surface. La moyenne quadratique des pentes m (ou moment d'ordre 2) qui, dans le cas discret et avec $\mu = 0$, s'exprime à la manière de (3.44) :

$$m = \sqrt{E\left[\left(\frac{dz}{d\beta}\right)^2\right]} = \lim_{N \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{dz_i}{d\beta}\right)^2} \quad (3.56)$$

Intuitivement, on imagine aisément que m est lié aux valeurs de rugosités horizontales et verticales $[\sigma_h, l]$. Pour cette raison, on peut le qualifier de terme composite, voire redondant, puisqu'il sur-contraint la description géométrique de la surface. Il est cependant utilisé dans la détermination des domaines de validité des modèles de diffusion abordés en section 3.6. L'expression qui lie m aux paramètres σ_h et l se déduit des propriétés de dérivée de la fonction de corrélation C évaluées au point 0 [Ogilvy, 1991, p. 21; Ulaby et al., 1986, p. 1012] :

$$\left\langle \left(\frac{d^i z}{dx^i}\right)^2 \right\rangle = \sigma_h^2 \left. \frac{d^{2i} C(x)}{dx^{2i}} \right|_0 \quad (3.57)$$

$$\text{d'où} \quad m^2 = \sigma_h^2 \left. \frac{d^2 C(\beta)}{d\beta^2} \right|_0 \quad (3.58)$$

Pour les deux principales formes de C , (3.50) et (3.51), la dérivée seconde de s'écrit :

$$\text{Cas exponentiel :} \quad \frac{d^2 C(\beta)}{d\beta^2} = \frac{1}{l^2} e^{-|\beta|/l} \quad (3.59)$$

$$\text{Cas gaussien :} \quad \frac{d^2 C(\beta)}{d\beta^2} = \left(\frac{4\beta^2}{l^4} - \frac{2}{l^2} \right) e^{-\frac{\beta^2}{l^2}} \quad (3.60)$$

En injectant (3.59) puis (3.60) dans (3.58) on obtient l'écriture de m dans le cas d'une surface à corrélation exponentielle ou gaussienne :

$$\text{Cas exponentiel :} \quad m_e = \frac{\sigma_h}{l} \quad (3.61)$$

$$\text{Cas gaussien : } m_g = \sqrt{2} \frac{\sigma_h}{l} \quad (3.62)$$

Enfin, un dernier paramètre décrivant la surface est le rayon de courbure moyen Γ . Moins usité que m , cette quantité exprime le rayon d'un cercle qui approxime la forme de la surface en un point donné. On aura par exemple $\Gamma = \infty$ pour une surface plane. Pour une courbe dans un espace $[x, z]$, le rayon de courbure s'obtient par la formule :

$$\Gamma(x) = \left[1 + \left(\frac{dz}{dx} \right)^2 \right]^{3/2} / \left| \frac{d^2z}{dx^2} \right| \quad (3.63)$$

Il existe évidemment de nombreux points de la surface pour laquelle cette fonction n'est pas définie ($|d^2z/dx^2| = 0$). Mais en utilisant les valeurs moyennes des dérivées telles que décrites par (3.57), une valeur moyenne du rayon de courbure peut être obtenue [Ogilvy, 1991, p.23] :

$$\text{Cas exponentiel : } \Gamma = \frac{l^2}{\sigma_h} \left(1 + \frac{\sigma_h^2}{l^2} \right)^{3/2} \quad (3.64)$$

$$\text{Cas gaussien : } \Gamma = \frac{l^2}{2\sqrt{3}\sigma_h} \left(1 + \frac{2\sigma_h^2}{l^2} \right)^{3/2} \quad (3.65)$$

La relation $\sigma_h \ll l$ est souvent vérifiée pour de très nombreux types de surfaces. Ceci permet de simplifier les équations précédentes :

$$\text{Cas exponentiel : } \Gamma = \frac{l^2}{\sigma_h} \quad (3.66)$$

$$\text{Cas gaussien : } \Gamma \approx 0.3 \frac{l^2}{\sigma_h} \quad (3.67)$$

3.5.3 La rugosité, une notion relative

Le degré de rugosité d'un terrain est évalué grâce aux paramètres décrit plus haut. En télédétection, une surface est dite rugueuse si sa géométrie induit des perturbations sensibles sur le signal rétrodiffusé. Plus exactement, la rugosité écarte la réflexion du signal du cas spéculaire (annexe E). Les perturbations s'accroissent avec la rugosité et se traduisent par (1) une extinction du signal dans la direction spéculaire, et (2) une rétrodiffusion d'énergie dans les directions non-spéculaires, décrite par le diagramme de diffusion (BRDF en anglais, pour Bidirectional Reflectance Distribution Function).

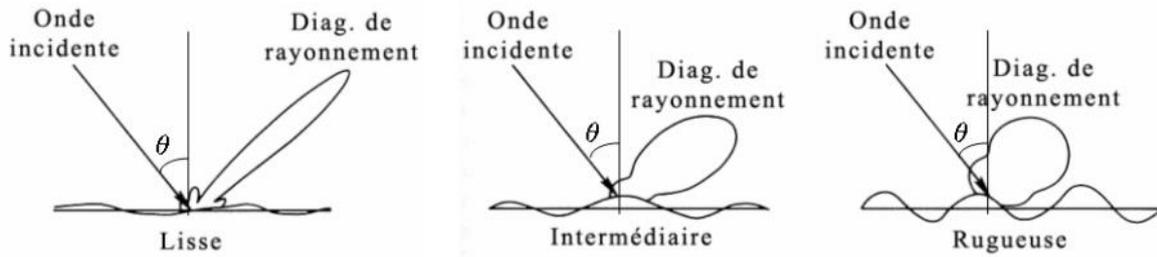


Fig. 3.9. Diagramme de diffusion pour des surfaces à rugosité croissante. On remarque l'évolution de l'étalement du signal dans le demi-espace au-dessus de la surface, ainsi que l'extinction progressive dans la direction spéculaire. D'après Ulaby [1986].

On peut comprendre intuitivement les causes physiques de ces perturbations en assimilant la surface à un continuum de petits réflecteurs parallèles à la surface réelle, et donc avec des orientations plus ou moins aléatoires si la surface est rugueuse. Le signal radar éclaire toute une partie de la surface que l'on appelle l'empreinte au sol (dont les dimensions seront calculées en section 3.5.4). Chacun des réflecteurs recouverts par l'empreinte diffuse le signal. C'est ce qui provoque sa dispersion dans des directions différentes de l'espace. De plus, pour une direction donnée, les signaux provenant de réflecteurs d'altitudes différentes présentent naturellement une différence de marche. Ils ne sont plus en phase. Au niveau du récepteur, l'interférence destructive résultante a pour effet d'éteindre en partie l'amplitude totale du signal capté. La rugosité dépend donc à la fois de la géométrie du terrain et de la longueur de l'onde incidente.

Il apparaît la nécessité de classer les surfaces rugueuses, i.e. de déterminer d'une manière qualitative si la géométrie de la surface perturbe significativement le signal rétrodiffusé ou pas. La différence de phase $\Delta\varphi$ entre deux champs réfléchis par des points séparés d'une altitude Δh s'écrit [Ishimaru, 1978, p.464; Ulaby et al., 1986, p.827] :

$$\Delta\varphi = 2k\Delta h \cos \theta_i \quad (3.68)$$

où θ_i est l'angle d'incidence et $k = 2\pi/\lambda$, le nombre d'onde. Dans le cas général, on considère que la rugosité verticale σ_h est assimilable à Δh . Pour classer une surface au premier ordre, on utilise le critère de Rayleigh, qui estime que l'extinction du signal est négligeable si le déphasage est inférieur à $\pi/2$. Ce qui revient à écrire (3.68) sous la forme d'une condition sur la rugosité verticale de la surface :

$$\text{Critère de Rayleigh } (C_R) : \quad k\sigma_h < \frac{0.78}{\cos \theta_i} \quad \Leftrightarrow \quad \sigma_h < \frac{\lambda}{8\cos \theta_i} \quad (3.69)$$

où $k\sigma_h$ est un facteur souvent utilisé pour comparer l'effet de la rugosité entre signaux de longueurs d'onde différentes. On peut parfois préférer le critère de Fraunhofer plus restrictif [Ulaby *et al.*, 1986, p. 827] correspondant à un déphasage maximal de $\pi/8$:

$$\text{Critère de Fraunhofer } (C_F) : \quad k\sigma_h < \frac{0.20}{\cos \theta_i} \quad \Leftrightarrow \quad \sigma_h < \frac{\lambda}{32 \cos \theta_i} \quad (3.70)$$

Dans le cas de Sharad, les surfaces sondées sont très souvent proche de l'horizontalité, et on peut se considérer en réflexion normale ($\theta_i = 0$). Il en résulte qu'une surface peut être considérée comme rugueuse pour $\sigma_h > 1.9m$ ou $\sigma_h > 0.5m$, en fonction du critère choisi.

Le paramètre de Rayleigh g (différent du critère du même nom) est aussi très utilisé dans la littérature. Il est issu de (3.68) et s'écrit [Kozlov *et al.*, 2001, p.69] :

$$g = (k\sigma_h \cos \theta_i)^2$$

Si	$g \ll 1$	la surface est légèrement rugueuse.	(3.71)
Si	$g \sim 1$	la surface est moyennement rugueuse.	
Si	$g \gg 1$	la surface est très rugueuse.	

Pour Sharad, $g = 1$ lorsque $\sigma_h = 1.2m$

3.5.4 L'empreinte radar au sol

Le signal radar émis vers le sol n'a évidemment pas une empreinte ponctuelle à la surface. C'est toute une portion de la surface qui est éclairée par l'onde à chaque pulse et c'est toute cette portion de surface qui est impliquée dans la réflexion du signal. Il est important d'estimer les dimensions de cette zone, car elle est l'expression de la résolution spatiale de Sharad au niveau du sol. Nous allons voir que cette zone dépend en partie de la rugosité. La distinction entre résolution orthogonale et azimutale (tel que l'on peut le voir dans la table 2.1) ne sera faite que plus tard, lors de la focalisation Doppler (section 2.3.4), qui permet d'améliorer cette dernière.

Bien évidemment, la grandeur de l'empreinte au sol va varier en fonction de l'altitude de l'antenne ($255 \text{ km} < h < 320 \text{ km}$). Mais, de façon générale, les dimensions de la zone illuminée sont définies par d'autres phénomènes décrivant chacun un aspect physique de la propagation radar. Au final, le diamètre D_E de l'empreinte radar au sol sera donné par le phénomène le plus restrictif, menant au diamètre le plus faible.

La résolution δ_x d'un instrument optique indique sa capacité à résoudre deux objets qui sont distants d'au moins cette valeur. δ_x s'exprime généralement [Curlander and McDonough, 1991, p. 16] :

$$\delta_x = h\theta_\alpha$$

avec $\theta_\alpha = \lambda/L_a = 86^\circ$

(3.72)

Où θ_α , λ et L_a sont respectivement, la résolution angulaire, la longueur d'onde et la longueur de l'antenne. Pour Sharad, en substituant D_E à δ_x , on obtient : $382 \text{ km} < D_E < 480 \text{ km}$. Si l'on utilise la valeur de l'angle d'ouverture où se concentre la moitié de la puissance, θ_{3dB} (section 3.2), on obtient $307 \text{ km} < D_E < 385 \text{ km}$. Ces valeurs sont bien sûr très importantes, et complètement inadéquates pour satisfaire les objectifs géophysiques de Sharad.

Un phénomène beaucoup plus contraignant est la bande de fréquence $\Delta f = 10 \text{ MHz}$ du pulse Sharad qui limite, de fait, la durée de l'impulsion à $\Delta t = 1/\Delta f$. En effet, le signal émis n'est pas continu, mais discrétisé. Cette particularité signifie que, pour un instant t de la propagation, la zone de la surface illuminée par l'antenne n'est pas toujours un disque plein, mais évolue vers une forme annulaire. La **Fig. 3.10** rend compte de ce phénomène.

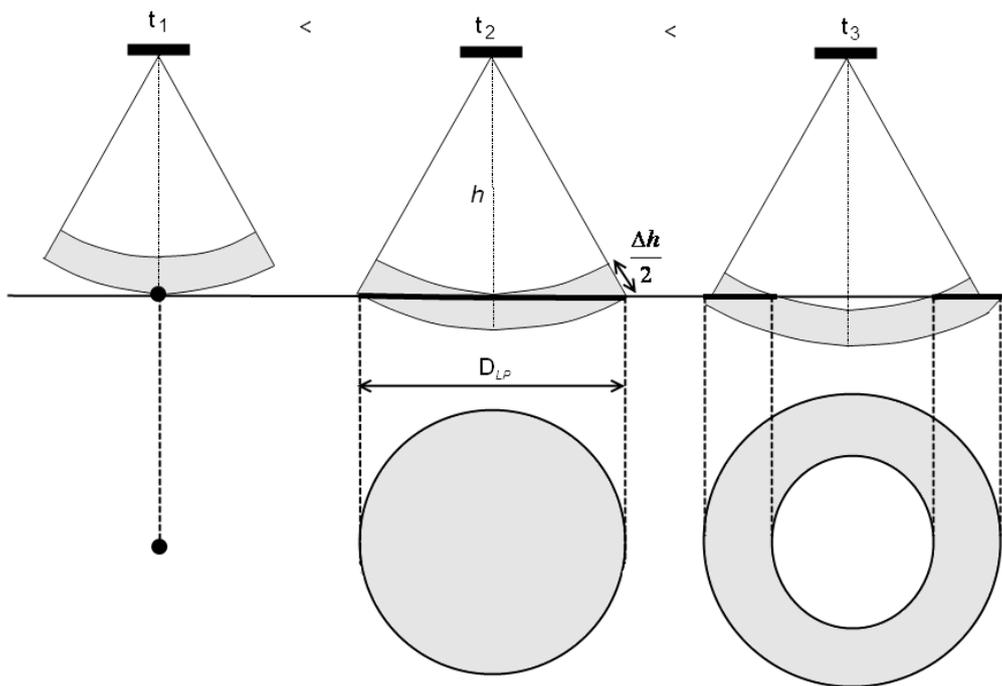


Fig. 3.10. Illustration de l'évolution de la géométrie de l'empreinte radar au sol à trois instants de la propagation du pulse. L'empreinte prend successivement la forme d'un point, d'un disque, puis d'un anneau grossissant.

L'information provenant du nadir de la sonde est donc limitée à l'extension maximale de disque. Au-delà, l'information provient des zones latérales (information « off-nadir »). Le

diamètre maximal D_{LP} peut être calculé simplement par application de Pythagore dans l'hypothèse de Terre plate. Soit h la distance aller parcourue par le front d'onde au nadir de la sonde. On détermine alors h_1 , la distance aller du front d'onde provenant de l'extrémité du disque, comme la somme de h et de la demi-largeur du pulse $\Delta h/2 = c/(2\Delta f)$ (pour un aller-retour de l'onde, nous aurions considéré la largeur complète). Ce qui nous permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \left(\frac{D_{LP}}{2}\right)^2 + h^2 &= h_1^2 \\ \left(\frac{D_{LP}}{2}\right)^2 + h^2 &= \left(h + \frac{\Delta h}{2}\right)^2 \\ \left(\frac{D_{LP}}{2}\right)^2 + h^2 &= \left(h + \frac{c}{2\Delta f}\right)^2 \\ \left(\frac{D_{LP}}{2}\right)^2 &= \frac{hc}{\Delta f} + \left(\frac{c}{\Delta f}\right)^2 \\ \boxed{D_{LP} = 2\sqrt{\frac{hc}{\Delta f}}} &\quad \text{car} \quad \frac{c}{\Delta f} \ll h \end{aligned} \quad (3.73)$$

Une application numérique de (3.73) donne $5530 \text{ m} < D_{LP} < 6200 \text{ m}$, résultat bien plus raisonnable que les précédents.

Pour s'assurer de capter le signal provenant essentiellement d'une zone de la surface située au nadir de la sonde, l'acquisition du signal reçu est échantillonnée à 13,33 MHz, soit un diamètre correspondant à $4790 \text{ m} < D_{LE} < 5370 \text{ m}$, sensiblement inférieur à D_{LP} .

■ Cas d'une surface plane : la zone de Fresnel

Généralement, une surface est assimilée à l'agencement d'une multitude de diffuseurs. L'amplitude d'un signal réfléchi est la somme des signaux provenant de chacun de ces diffuseurs. Dans le cas où la surface est complètement lisse (réflexion spéculaire), les ondes provenant des zones périphériques de l'empreinte radar parcourent une distance plus longue que les ondes provenant du nadir. Lors de leur intégration au niveau de l'antenne, ces ondes sont déphasées, ce qui provoque des interférences destructives et donc une extinction du signal global. L'extinction reste faible en réalité et l'amplitude perçue peut-être entièrement assimilée aux caractéristiques du sol (le signal cohérent). Cependant, la zone de la surface d'où provient cette amplitude est limitée au diamètre au-delà duquel le signal est jugé trop déphasé (le signal incohérent). Ce seuil est naturellement décrit par le critère de Rayleigh $\lambda/8$ (section 3.5.3). En posant $\Delta h = \lambda/8$, l'équation (3.73) nous donne :

$$\boxed{D_{ZF} = 2\sqrt{\frac{h\lambda}{2}}} \quad (3.74)$$

où D_{ZF} est le diamètre du disque d'où provient le signal cohérent, appelé "zone de Fresnel". Il en résulte : $2765 \text{ m} < D_{ZF} < 3098 \text{ m}$.

■ Cas d'une surface rugueuse

Dans le cas d'une surface rugueuse, les ondes réfléchies par la multitude de diffuseurs constituant le sol s'additionnent de façon incohérente sur toute la surface illuminée par le radar. La notion de zone de Fresnel telle que définie précédemment n'a donc plus de sens, car le signal incohérent provient indistinctement de la périphérie et du centre de l'empreinte radar. La résolution spatiale de Sharad est alors simplement assimilée à D_{LE} .

Pour résumer, dans le cas réel, le véritable diamètre de l'empreinte radar varie avec le taux de rugosité de la surface entre $D_{ZF} < D_E < D_{LE}$, auquel on doit ajouter des variations de second ordre dues à l'altitude de la sonde telles que $2765 \text{ m} < D_{ZF} < 3098 \text{ m}$ et $4790 \text{ m} < D_{LE} < 5370 \text{ m}$.

3.6 Réflexion sur une interface rugueuse

Ici, nous présentons une courte explication permettant de comprendre la différence entre les composantes cohérentes et incohérentes liées à la réflexion sur une interface rugueuse. Ensuite, nous introduirons le formalisme d'écriture nécessaire pour mettre en place les modèles de rétrodiffusion qui décrivent quantitativement les parties cohérentes et incohérentes du signal. Les principaux modèles seront présentés [d'autres modèles sont abordés par *Elfouhaily and Guérin, 2004; Ogilvy, 1991*]. Leurs démonstrations rigoureuses s'obtiennent facilement dans les références citées tout au long des sections suivantes.

3.6.1 Composantes cohérentes et incohérentes

Une réflexion spéculaire renvoie l'énergie autour d'une direction unique θ_s (**Fig. 3.11.a**) et l'antenne reçoit la puissance décrite par l'équation (3.9). Le coefficient de réflexion ρ associé est synthétisé par :

$$\rho = r^2 \chi^2 \quad (3.75)$$

avec $0 < r < 1$ et $0 < \chi < 1$

où r est le coefficient de Fresnel et χ représente l'atténuation due à la rugosité de la surface. Si le réflecteur est parfaitement lisse $\chi = 1$ et le coefficient de réflexion est égal à celui de Fresnel.

$$\rho = r^2 \quad (3.76)$$

Si on laisse apparaître une légère ondulation du réflecteur autour d'un plan de référence, les réflecteurs ponctuels constituant la surface se situent désormais à des altitudes variables et induisent une différence de marche entre les signaux, provoquant une baisse du champ total capté par rapport au cas précédent. A partir de l'écart-type σ des altitudes on peut quantifier simplement cette perte en exprimant le facteur χ^2 comme :

$$\chi^2 = 1 - 2(k\sigma_h \cos \theta_i)^2 \quad (3.77)$$

qui est une conséquence directe de l'application de l'équation (3.68) sur la différence de phase entre signaux. On voit que si σ_h est nulle (surface lisse) on retrouve l'équation (3.74) après injection dans (3.75). Parce que les multiples réflecteurs structurant la surface sont d'orientations et d'altitudes variées, une partie du signal va également être réfléchi hors de la direction spéculaire (diffusion) avec des phases aléatoires (incohérence). Ce qui donne naissance à la partie diffuse/incohérente du signal (**Fig. 3.11.b**). Si la puissance P_c provenant de la réflexion spéculaire est traduite par l'équation (3.9) avec un coefficient de réflexion ρ , celle provenant du signal diffus P_n s'exprime par l'équation (3.8) et le coefficient de rétrodiffusion associé est σ_n^0 . La puissance totale reçue par l'antenne est la somme de ces deux composantes que l'on appelle cohérente (ou spéculaire) et incohérente (ou diffuse) :

$$P_{tot} = P_c + P_n \quad (3.78)$$

Le signal diffusé correspond à autant de puissance perdue sur la partie cohérente. La valeur finale de χ^2 est obtenue par les modèles de rétrodiffusion, mais aussi par des moyens empiriques. L'écriture la plus souvent admise est :

$$\chi^2 = e^{-(2k\sigma_n \cos \theta)^2} \quad (3.79)$$

A mesure que la rugosité de la surface augmente, P_c diminue et P_n s'accroît jusqu'à ce que la puissance cohérente disparaisse complètement, $\chi = 0$. Statistiquement, le signal n'est plus réfléchi dans une direction privilégiée et seule demeure la partie incohérente. Le diagramme de diffusion est alors proche du cas dit lambertien (**Fig. 3.11.c**). Dans le cas d'une surface rugueuse particulièrement structurée, il peut se produire une extinction de la partie incohérente en raison des interférences destructives majoritaires entre les phases des champs réfléchis.

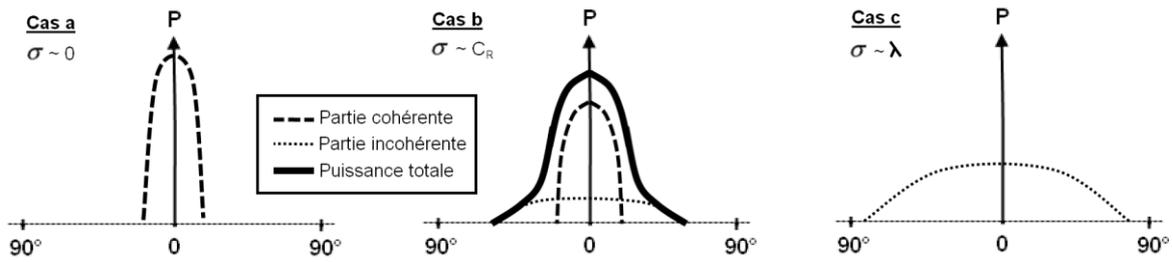


Fig. 3.11. Représentation simplifiée de la puissance des composantes cohérentes et incohérentes en fonction de l'angle d'observation, en incidence normale. La composante cohérente s'exprime uniquement aux alentours de la direction spéculaire. **a)** Surface lisse, $\sigma_h \approx 0$ (ou $g \ll 1$). **b)** Surface moyennement rugueuse, $\sigma_h \approx C_R$ (ou $g \approx 1$). **c)** Surface très rugueuse, $\sigma_h \approx \lambda$ (ou $g \approx 1$).

Il faut retenir que la direction de propagation est une différence importante entre les deux champs. La composante cohérente est directive et s'exprime aux alentours de la direction spéculaire, alors que la composante incohérente rayonne dans tout le demi-espace au dessus de la surface. Certains radars imageurs sur Terre ont une visée très oblique par rapport à la normale de la surface. Ils ne récoltent que la composante incohérente. Sharad est un radar à visée nadir. La réception se fait dans la direction spéculaire. Le signal capté englobe donc les contributions de la composante incohérente et de la composante cohérente. Le champ incohérent a également une phase aléatoire qui n'est pas liée à la phase de l'onde incidente, contrairement au champ cohérent.

3.6.2 Formalisme d'écriture

Pour nous aider dans la description de la réflexion sur une interface rugueuse, nous introduisons une notation générale du problème. Nous nous plaçons dans un espace tridimensionnel. On utilise un repère cartésien $[\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}]$ avec le vecteur unité \hat{z} pointant vers le haut. Nous considérons une surface rugueuse d'altitudes z qui sépare le milieu d'incidence (ε_0 , le vide) du milieu sous-jacent (ε_1). La surface $S(\zeta)$ est représentée par l'équation $z = \zeta(x, y) = \zeta(\mathbf{r}_0)$, et on introduit $\hat{\mathbf{n}}$ comme sa normale locale. Les vecteurs de l'onde incidente \mathbf{E}_i et de l'onde réfléchie \mathbf{E}_r sont respectivement notés $\mathbf{K}_i = [\mathbf{k}_i, -q_i]$ et $\mathbf{K}_r = [\mathbf{k}_r, q_r]$, où \mathbf{k}_i et \mathbf{k}_r sont les projections \mathbf{K}_i et \mathbf{K}_r dans le plan $[\hat{x}, \hat{y}]$, et q_i, q_r , les composantes verticales positives. On en déduit la relation sur les normes :

$$k_i^2 + q_i^2 = k_r^2 + q_r^2 = k^2 \quad (3.80)$$

où k est le nombre d'onde $2\pi/\lambda$. Les angles formés par \mathbf{K}_i et \mathbf{K}_r avec $\hat{\mathbf{z}}$ sont respectivement appelé θ_i et θ_r . De même, dans le plan $[\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}]$, on identifie φ_i et φ_r comme les angles formés par \mathbf{k}_i et \mathbf{k}_r avec $\hat{\mathbf{x}}$. L'angle θ_s définit la direction spéculaire, d'où $\theta_s = -\theta_i$.

Le champ \mathbf{E}_i émis par le radar est repéré dans une base orthonormée $[\mathbf{v}_i, \mathbf{h}_i, \mathbf{K}_i]$, où \mathbf{v}_i est inclus dans le plan d'incidence, et \mathbf{h}_i est perpendiculaire à celui-ci. Ces deux derniers vecteurs correspondent respectivement à ce que l'on appelle la polarisation verticale et horizontale de l'onde. Ce sont les composantes quadratiques du champ réel tel que :

$$E_i = \sqrt{v_i^2 + h_i^2} \quad (3.81)$$

De même, le champ reçu \mathbf{E}_r est exprimé dans le repère $[\hat{\mathbf{v}}_r, \hat{\mathbf{h}}_r, \hat{\mathbf{K}}_r]$.

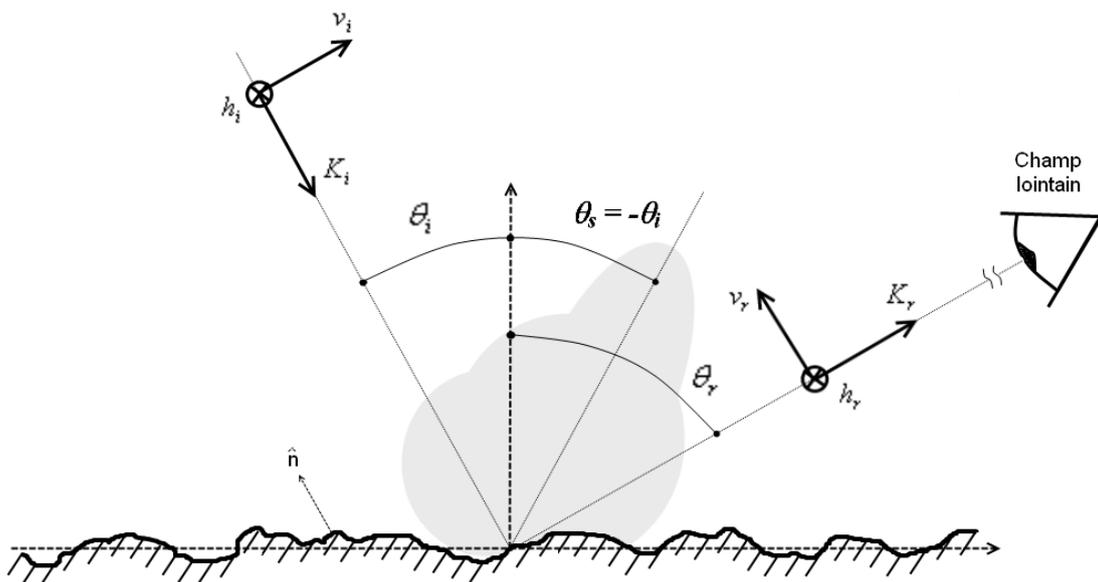


Fig. 3.12. Géométrie liée au problème de réflexion sur une interface rugueuse.

Nous introduisons également le vecteur \mathbf{Q} décrivant le transfert de moment lors de la réflexion, qui peut également s'interpréter comme le déphasage entre l'onde incidente et l'onde réfléchie :

$$\mathbf{Q} = \mathbf{K}_r - \mathbf{K}_i = q_x \hat{\mathbf{x}} + q_y \hat{\mathbf{y}} + q_z \hat{\mathbf{z}}$$

avec

$$\begin{aligned} q_x &= k(\sin \theta_r \cos \varphi_r - \sin \theta_i \cos \varphi_i) \\ q_y &= k(\sin \theta_r \sin \varphi_r - \sin \theta_i \sin \varphi_i) \\ q_z &= k(\cos \theta_r + \cos \theta_i) \end{aligned} \quad (3.82)$$

Ce vecteur est un outil important qui traduit le phénomène de diffusion [Rodriguez, 1989]. Par exemple, on peut qualitativement énoncer que pour une réflexion quasi-spéculaire les composantes de \mathbf{Q} tangentes à la surface sont infiniment plus grandes que sa composante normale. Cette différence diminue avec l'accroissement de la rugosité.

La polarisation émise et celle reçue par le radar déterminent le mode de polarisation dans lequel il fonctionne. A savoir, soit en mode co-polarisation (hh ou vv), ou en mode polarisation croisée (hv ou vh). Par convention (bien que ce ne soit pas la notation la plus intuitive), la première et la dernière lettre sont respectivement la composante analysée en réception et celle générée en émission. Ceci implique que le coefficient de rétrodiffusion global peut s'écrire sous une forme matricielle qui permet de prendre en compte les modifications de polarisation de l'onde après incidence sur la surface rugueuse.

$$\sigma^0 = \begin{bmatrix} \sigma_{hh}^0 & \sigma_{vh}^0 \\ \sigma_{hv}^0 & \sigma_{vv}^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{hhc}^0 & \sigma_{vhc}^0 \\ \sigma_{hvc}^0 & \sigma_{vvc}^0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sigma_{hhn}^0 & \sigma_{vhn}^0 \\ \sigma_{hvn}^0 & \sigma_{vvn}^0 \end{bmatrix} \quad (3.83)$$

On fait souvent référence aux composantes co-polarisés par la notation σ_{pp}^0 , où les indices pp correspondent indifféremment à la polarisation hh ou vv . De même, la notation σ_{pq}^0 désigne les polarisations croisées hv ou vh .

Pour ce qui suit, nous exprimerons les coefficients de rétrodiffusion σ^0 en nous plaçant dans le cas d'un radar monostatique, i.e. $\theta_i = \theta_r = \theta$, $\varphi_i = 0$ et $\varphi_r = \pi$. Nous nous placerons également dans le cas d'une surface avec une fonction d'autocorrélation à profil gaussien. Il appartiendra ainsi au lecteur d'adapter les résultats avec les différentes équations des sections 3.5.1 - 3.5.2 pour étudier les cas exponentiel. Enfin, précisons que tous les résultats présentés sont sous une forme non-normalisée utilisant les expressions normalisées des paramètres de rugosité tels que définis dans les sections précitées, d'où parfois l'apparition d'un facteur σ^2 .

3.6.3 Principes des modèles de rétrodiffusion

La réflexion d'une onde électromagnétique sur une interface rugueuse est un problème complexe pour lequel il n'existe pas de description mathématique (ni même de solution numérique) uniques. Tout naturellement, de nombreuses approches analytiques ont été développées qui s'appuient sur des hypothèses différentes quant à la géométrie de la surface. Il en résulte que le domaine de validité de chacun de ces modèles dépend des échelles sur lesquels s'expriment les paramètres σ_h et l (on aura aussi parfois recours à p et l). Si ces critères de validité ont des bases théoriques, ils sont le plus souvent déduits empiriquement [Ulaby *et al.*, 1986] et on sera donc peu étonné de constater certaines lacunes quant à leur démonstration rigoureuse. Les modèles de rétrodiffusion permettent d'établir une expression de l'amplitude du champ électrique réfléchi $\mathbf{E}_r(\mathbf{r})$ en un point quelconque \mathbf{r} du demi-espace au dessus de la surface. Pour cela, ils s'appuient sur le principe de Huygens statuant que $\mathbf{E}_r(\mathbf{r})$

résulte de la somme des champs issus de la réflexion en chaque point \mathbf{r}_0 de la surface, ce qui s'exprime par la formule intégrale d'Helmholtz [Ishimaru, 1978, p. 484; Ogilvy, 1991, p. 75].

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{r}) = \iint_S \left[\mathbf{E}(\mathbf{r}_0) \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{\partial n} - G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}_0)}{\partial n} \right] dS(\mathbf{r}_0) \quad (3.84)$$

$$\text{avec } \mathbf{E}(\mathbf{r}_0) = \mathbf{E}_i(\mathbf{r}_0) + \mathbf{E}_r(\mathbf{r}_0) \quad (3.85)$$

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} \quad (3.86)$$

$$\text{et } \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)}{\partial n} = \frac{-ie^{ikh}}{4\pi h} q_r \cdot e^{-ikr} \quad \text{si champ lointain } (|\mathbf{r}| = h \gg |\mathbf{r}_0|) \quad (3.87)$$

où $\mathbf{E}(\mathbf{r}_0)$ est le champ à la surface, et G est la fonction de Green dyadique qui représente l'effet d'une source située au point \mathbf{r}_0 sur le point \mathbf{r} [Ogilvy, 1991, p. 75], exprimée ici pour une surface de dimensions finies [Ogilvy, 1991, p. 75 et 78].

Le principe de base des modèles de rétrodiffusion est de trouver une expression du champ à la surface $\mathbf{E}(\mathbf{r}_0)$ à partir de différentes hypothèses et approximations, puis de l'injecter dans (3.84) afin d'obtenir $\mathbf{E}_r(\mathbf{r})$.

Une fois l'expression de $\mathbf{E}_r(\mathbf{r})$ déterminée, l'obtention des composantes du signal se fait généralement de la manière suivante. Si l'on considère effectivement que la composante incohérente à une phase complètement aléatoire de moyenne nulle, on peut écrire que la moyenne du champ totale est seulement égale au champ cohérent :

$$P_c \propto \rho \propto \langle \mathbf{E}_r \rangle^2 \quad (3.88)$$

Une façon de voir apparaître la contribution de la partie incohérente est de s'intéresser à la moyenne de l'intensité du signal, $\langle I \rangle = \langle |\mathbf{E}_r|^2 \rangle$, pour laquelle la partie diffuse n'est plus nul, car élevée au carré. Et tout naturellement, en y retranchant la valeur de la partie cohérente, on peut obtenir :

$$P_n \propto \sigma_n^0 \propto \langle |\mathbf{E}_r|^2 \rangle - \langle \mathbf{E}_r \rangle^2 \quad (3.89)$$

3.6.4 Modèle des petites perturbations (SPM)

Le modèle des petites perturbations (communément appelé SPM, pour l'anglais Small-Perturbation Method) est la méthode pour laquelle la surface doit être la moins perturbée. Elle a d'abord été introduite par *Lord Rayleigh* [1896] dans le but d'analyser la diffusion d'ondes

acoustiques sur des surfaces sinusoïdales. Par la suite, *Rice* [1951] a été l'un des premiers à l'adapter au cas électromagnétique pour des surfaces rugueuses, obtenant des solutions au premier et au second ordre. On peut noter que des formulations à des ordres supérieurs existent également [e.g. *Johnson*, 1999].

Le SPM s'applique lorsque la différence de phase induite par la variation des altitudes est très inférieure à 2π . *Ulaby et al.* [1986, p.949] préconisent ainsi que la valeur RMS des altitudes ne doit pas excéder 5% de la longueur de l'onde incidente ($\sigma_h < 0.05\lambda \Leftrightarrow k\sigma_h < 0.3$). La variation des altitudes ne doit pas non plus s'exprimer sur une distance trop courte, c'est-à-dire que les pentes doivent être relativement faibles. Ici aussi, *Ulaby et al.* [1986, p.949] proposent d'utiliser $m < 0.3$ pour une surface gaussienne :

$$\begin{array}{ccc} \text{Cas monostatique} & & \text{Sharad} \\ \left\{ \begin{array}{l} \sigma_h < 0.05\lambda \\ m < 0.3 \end{array} \right. & \Rightarrow & \left\{ \begin{array}{l} \sigma_h < 0.75 \\ l > 4.7\sigma_h \end{array} \right. [m] \end{array} \quad (3.90)$$

La faible valeur de pente permet de voir $\mathbf{E}_r(\mathbf{r})$ comme une superposition d'ondes planes et d'utiliser librement le principe de superposition (les fronts d'ondes diffusés et réfléchis ne sont pas significativement déformés par les irrégularités de surface). La contrainte sur σ_h permet d'exprimer toutes les quantités qui sont fonctions des altitudes (et donc \mathbf{E}) comme un développement en série de Taylor [*Ogilvy*, 1991, p.39]

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}_0, h) &= f(\mathbf{r}_0, 0) + hf'(\mathbf{r}_0, 0) + \frac{h^2}{2} f''(\mathbf{r}_0, 0) + \dots \\ \Leftrightarrow \mathbf{E} &= \mathbf{E}^{(0)} + \mathbf{E}^{(1)} + \mathbf{E}^{(2)} + \dots \end{aligned} \quad (3.91)$$

où $E^{(1)}$ est le terme de perturbation au 1^{er} ordre, et ainsi de suite pour les termes d'ordre n ($n \geq 1$). à l'ordre 0, \mathbf{E} est simplement équivalent à une réflexion spéculaire. Exprimée au 1^{er} et au 2^{ème} ordre, l'injection successive dans (3.84) puis (3.88) et (3.89) donne les résultats suivants [*Kozlov et al.*, 2001, p. 77; *Ogilvy*, 1991, p. 59; *Ulaby et al.*, 1986, p. 961] :

$$\begin{array}{l} \rho^{(1)} = r^2 \quad \text{ssi } \theta \approx 0; 0 \text{ sinon} \\ \sigma_{npp}^{0(1)} = 8 \left| \alpha_{pp}(\theta) \right|^2 \sigma_h^2 k^4 \cos^4 \theta W(2k \sin \theta) \quad \forall \theta \end{array} \quad (3.92)$$

$$\begin{array}{l} \rho^{(2)} = r^2 e^{-(2k\sigma_h)^2} \quad \text{ssi } \theta \approx 0; 0 \text{ sinon} \\ \sigma_{npp}^{0(2)} = 8 \left| \alpha_{pp}(\theta) \right|^2 \sigma_h^2 k^4 \cos^4 \theta W(2k \sin \theta) \eta \quad \forall \theta \end{array} \quad (3.93)$$

$$\alpha_{hv}(\theta) = \alpha_{hv}(\theta) = 0 \quad (3.94)$$

avec $\alpha_{hh}(\theta) = r_h$

$$\alpha_{vv}(\theta) = (\varepsilon_r - 1) \frac{\sin^2 \theta - \varepsilon_r (1 + \sin^2 \theta)}{(\varepsilon_r \cos \theta + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2 \theta})^2} \quad (3.95)$$

et $\eta = \left(1 + e^{-2(k\sigma \cos \theta)^2}\right)^2 / 4$

où $p = h$ ou v . α est le coefficient qui rend compte de la dépolarisation de l'onde après interaction avec la surface rugueuse. Les polarisations croisées sont nulles au premier ordre. Dans le cas d'une incidence normale ($\theta = 0$), on vérifie qu'il n'y a pas de dépolarisation, i.e. $\alpha_{hh}(0) = \alpha_{vv}(0) = r$. On remarque aussi qu'au premier ordre le principe de conservation de l'énergie n'est pas respecté, car la somme des composantes est supérieure à 1.

3.6.5 Approximation de Kirchhoff (KA)

Cette approche est conceptuellement la plus simple. Egalement appelée "la méthode des plans tangents", l'approximation de Kirchhoff voit chaque élément de la surface comme un plan avec une altitude et une orientation propre. Le champ réfléchi \mathbf{E}_r par chacun de ces éléments est donc assimilé à une réflexion spéculaire avec des orientations de réflecteurs aléatoires, dépendant de la rugosité. Pour cette raison, la KA est aussi appelé approximation de l'optique géométrique (GO). Ce qui se traduit en écrivant [Ogilvy, 1991, p. 80] :

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{r}) = \frac{-ie^{ikh}}{4\pi h} \iint_S r \left(q_x \frac{\partial \xi}{\partial x} + q_y \frac{\partial \xi}{\partial y} - q_z \right) e^{i(q_x x + q_y y + q_z \xi(x,y))} dx dy \quad (3.96)$$

où l'on voit que la contribution de chaque facette est respectivement en amplitude par son orientation, et en phase par son altitude. L'analogie des plans tangents nous amène à un premier critère de validité : les plans de réflexions locaux doivent être de dimensions aux moins plus grandes que la longueur d'onde, afin d'éviter des effets de bords importants et de pouvoir traiter la réflexion spéculaire comme sur un plan infini (approximation des phases stationnaires). Mathématiquement, cela nous amène à une condition sur la longueur de corrélation $l > \lambda$, ainsi qu'un critère sur le rayon de courbure $\Gamma > \lambda$. Pour permettre une résolution analytique de (3.96), une condition minimale sur le paramètre de Rayleigh, $g > 10$, est aussi nécessaire [Ulaby et al., 1986, p. 945] :

Cas monostatiqueSharad

$$\left\{ \begin{array}{l} l > \lambda \\ \Gamma > \lambda \\ g > 10 \end{array} \right\} \leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} l > \lambda \\ \frac{1.58}{k \cos \theta} < \sigma_h < \frac{l^2}{2.76 \lambda} \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} l > 15 \\ 3.8 < \sigma_h < \frac{l^2}{41.4} \end{array} \right. [m] \quad (3.97)$$

Sous ces conditions, la résolution de (3.84) donne [Ulaby *et al.*, 1986, p. 936] :

$$\rho \approx 0$$

$$\sigma_{npp}^0(\theta) = \frac{|r(0)|^2}{2m^2 \cos^4 \theta} \exp\left(\frac{-\tan^2 \theta}{2m^2}\right) \quad \sigma_{npq}^0(\theta) \approx 0 \quad (3.98)$$

où l'on observe que la composante cohérente et les polarisations croisées sont négligeables.

Paramètres diélectriques des glaces polaires nord

PARAMETRES DIELECTRIQUES DES GLACES POLAIRES NORD	79
4.1. PROBLEMATIQUE	80
4.2. PLANUM BOREUM	81
4.2.1. <i>Structure et contexte régional</i>	81
4.2.2. <i>Evolution et dynamique actuelle</i>	83
4.2.3. <i>Données radar régionales</i>	84
4.3. METHODE	84
4.3.1. <i>Introduction</i>	84
4.3.2. <i>Modèle de bedrock</i>	85
4.3.3. <i>Localisation des échos</i>	88
4.4. RESULTATS	89
4.4.1. <i>Composition globale de la glace.</i>	89
4.4.2. <i>Structure</i>	91
4.5. CONCLUSIONS	93

4.1. Problématique

A l'instar des pôles terrestres hébergeant l'Antarctique et le Groenland, les régions polaires martiennes sont chacune le siège d'un édifice glaciaire de type "inlandsis", c'est-à-dire d'un glacier de taille continentale, couramment appelé "calotte polaire". Sur Mars, les premières observations de ces édifices réalisées par les missions Viking ramènent des clichés d'affleurements qui témoignent de leur structure stratifiée. Pour cette raison, les calottes martiennes sont désignées par le terme PLD (pour l'anglais "polar layered deposits"). On distingue les dépôts stratifiés du Nord (NPLD, ou Planum Boreum) de ceux du Sud (SPLD, ou Planum Australe). A l'identique de leurs cousines terrestres, les PLD sont des réservoirs importants, chacun d'un volume absolu comparable au Groenland, et dont la croissance résulte de l'équilibre entre les taux de déposition et d'ablation du matériel glaciaire. Leur sensibilité aux événements physiques et aux variations climatiques qui ponctuent l'histoire de la planète en font des archives précieuses enregistrant des informations sur de nombreux phénomènes passés [e.g. *Clifford et al.*, 2000] : variations d'insolation, composition atmosphérique, activité volcanique, tempêtes de poussières, impacts de météorites, supernovae, vies microbiennes potentielles. Si l'exploration martienne est amenée à se développer, les PLD représenteront également les gisements d'eau les plus importants disponibles en surface.

La connaissance des propriétés physiques de la glace constitue un axe de recherche majeur de la science polaire martienne [*Clifford et al.*, 2000; *Fishbaugh et al.*, 2008]. En particulier, une estimation de ses propriétés diélectriques donnerait d'importantes informations quant à son contenu en impuretés, directement lié à la rhéologie glaciaire [e.g. *Durham et al.*, 1992; *Greve and Mahajan*, 2005]. Le premier travail de cette thèse a été consacré à cette problématique avec pour objectif d'essayer de contraindre la composition des glaces de Planum Boreum à l'aide des données radar disponibles dans cette région. Plusieurs raisons m'ont amené à m'investir dans cet axe de recherche et à me focaliser sur les NPLD :

- La glace est l'un des matériaux planétaires les plus transparents aux ondes du domaine radio, ce qui permet une très bonne pénétration.
- Les propriétés diélectriques de la glace, qui dimensionnent la propagation des ondes, sont sensibles au taux d'impuretés.
- Contrairement à Planum Australe, les données radars de Planum Boreum sont les seules à imager la base de l'édifice (le bedrock), les ondes reçues et leurs propagations ont donc été affectées par toute l'épaisseur des NPLD.
- Planum Boreum repose sur un socle dont la topographie peut être facilement interpolée afin d'appliquer la méthode d'inversion basée sur l'équation (3.1) comme l'avaient déjà proposé Nouvel et al. [2006].

Je présenterai d'abord l'édifice glaciaire de Planum Boreum et son contexte régional avant d'introduire la méthode utilisée pour obtenir les paramètres diélectriques de la glace. Les informations obtenues seront ensuite discutées. Les résultats de ce travail ont fait l'objet d'une publication [*Grima et al.*, 2009] disponible à l'annexe G.

4.2. Planum Boreum

4.2.1. Structure et contexte régional

Planum Boreum repose sur la formation de Vastitas Borealis (VBF), principale unité des vastes plaines circumpolaires constituées de bassins enregistrent plusieurs dépôts mafiques et sédimentaires datant majoritairement de l'Héspèrien [Tanaka and Scott, 1987; Tanaka et al., 2008]. La texture de surface de la VBF se distingue par son aspect bosselé exhibant un réseau polygonal de mottes de diamètres métriques à hectométriques, caractéristique d'un sol riche en glace (pergélisol) réagissant aux cycles atmosphériques [Mellon et al., 2009]. Planum Boreum recouvre une surface de $\sim 10^6$ km² centrée sur le pôle nord et circonscrite au 80° de latitude, s'étendant sur près de 1 200 km (Fig. 4.1). L'édifice s'élève à plus de 2 700 m au-dessus des terrains environnants avec une altitude moyenne de 1 015 m [Smith et al., 2001]. Le rapport hauteur / largeur très faible souligne une morphologie globale en forme de nappe de glace. Planum Boreum est principalement composée de deux unités géologiques. Les NPLD proprement dits, et "l'unité basale" (BU). Les NPLD ont une structure effeuillée constituée de fines stratifications quasi-horizontales et isochrones. Lorsque ces stratifications affleurent, elles montrent des albédos plus ou moins sombres témoignant d'un contenu glace/poussières qui varie avec l'époque de déposition [Cutts and Lewis, 1982; Herkenhoff et al., 2007; Thomas et al., 1992]. Les NPLD sont incisés sur 1 000 à 1 500 m de profondeur par Chasma Boreale, une vallée glaciaire s'ouvrant jusqu'à 100 km de largeur à l'embouchure et s'étendant sur plus de 300 km de long. Les flancs des NPLD sont creusés sur tout leur périmètre par des dépressions linéaires de profondeur hectométriques, agencées suivant un schéma en spirale autour du pôle. Le processus menant à leur formation n'est pas clair, mais il est contemporain des débuts de l'accumulation des NPLD, puis ces dépressions ce sont entretenues par des phénomènes de migration/érosion/déposition [Smith and Holt, 2010]. Alors que l'on crut initialement que Chasma Boreale fut formée par un événement catastrophique de type débâcle [ibid.], sa construction semble en fait résulter d'un processus lent d'érosion/déposition non-homogène provoqué par les parois sous-jacentes de la BU [Holt et al., 2010]. Cette dernière a été découverte récemment et est interprétée comme une paléo-calotte fossilisée [e.g. Fishbaugh and Head, 2005; Malin and Edgett, 2001]. Elle a été récemment définie comme étant composée de l'unité Rupes Tenuis comprenant des poches de Planum Boreum Cavi [Tanaka et al., 2008]. Coincée entre la VBF et les NPLD, son extension circulaire est décentrée par rapport aux NPLD [Putzig et al., 2009]. La BU s'expose dans la région d'Olympia Planum, où s'est formé Olympia Undae, le plus vaste champ de dunes du système solaire (2.10⁵ km²) dont le matériel est cimenté par la glace, ainsi que sur les flancs de Chasma Boreale [Phillips et al., 2008]. Elle ne s'étend pas dans la région de Gemina Lingula (GL), qui est donc le seul endroit où les NPLD reposent directement sur la VBF. Les quelques affleurements de la BU semblent montrer une structure stratifiée beaucoup plus chahutée que pour les NPLD et un albédo plus faible, ce qui va laisse supposer une composition plus riche en poussières. Enfin, les NPLD sont recouverts sur presque toute leur superficie d'une couche de glace résiduelle de fort albédo mesurant ~ 1 m d'épaisseur, et dont l'origine et l'évolution sont mal comprises [Byrne, 2009, et ses références].

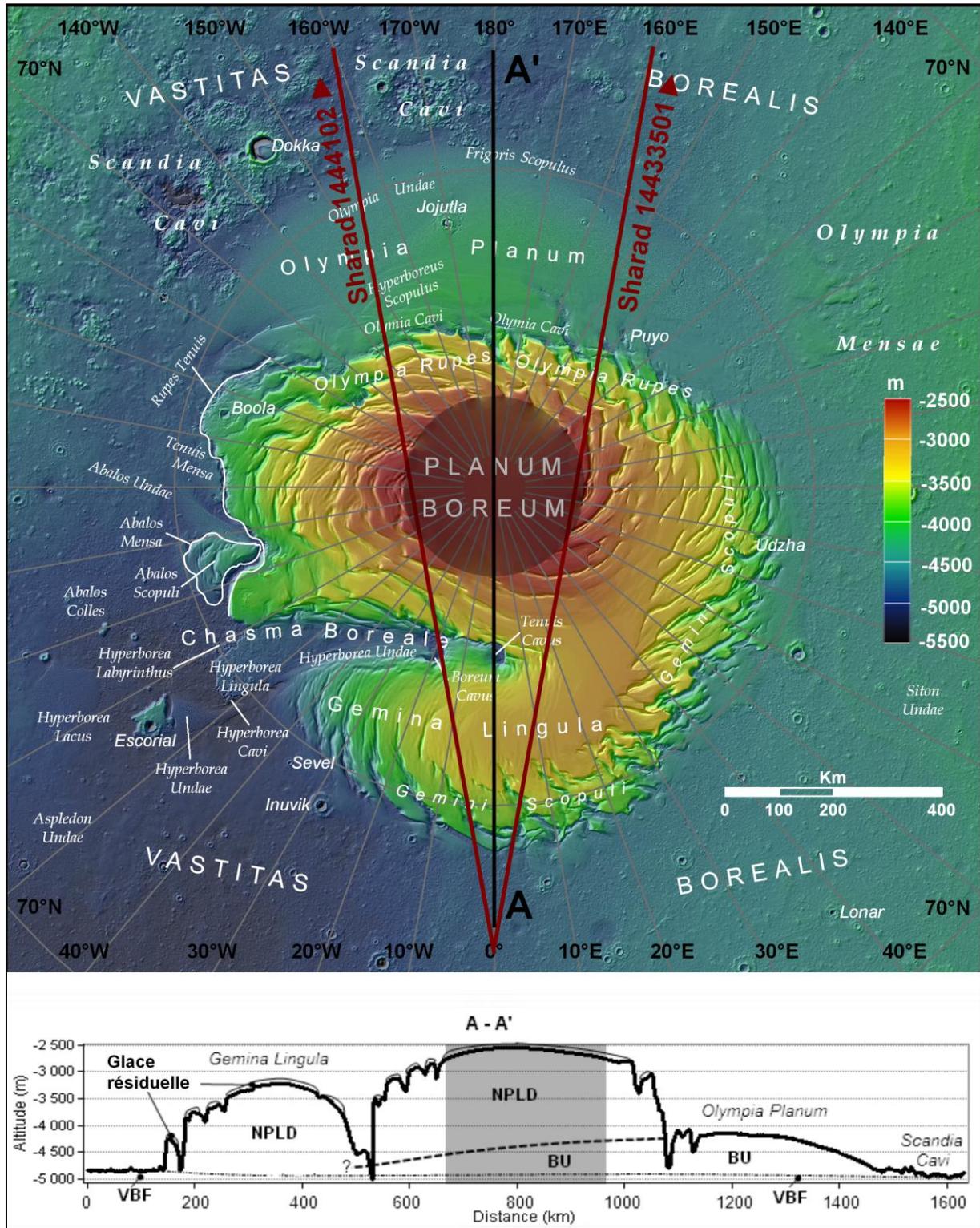


Fig. 4.1. Haut. Région polaire nord de Mars. Altitudes Mola ombrées, les données du cercle grisé au centre sont interpolées. Toponymie officielle des terrains environnants selon l'International astronomical union (IAU). Bas. Profil A - A'. On note que la BU se situe entre les NPLD et le socle formé par la VBF. Mais, dans la région de Gemina Lingula, les NPLD reposent directement sur la VBF.

4.2.2. Evolution et dynamique actuelle

Deux chronologies vérifient les études stratigraphiques des NPLD qui décrivent quatre séquences traduisant des périodes de dépositions successives liées aux cycles de Milankovitch [Putzig *et al.*, 2009]. Ces modèles font remonter l'initiation de l'accumulation à 4 Ma ou 8 Ma [Levrard *et al.*, 2007; Phillips *et al.*, 2008], ce qui est en accord avec la datation par comptage de cratères effectuée antérieurement et donne un âge de la surface < 5 Ma [Herkenhoff and Plaut, 2000; Tanaka, 2005]. L'origine de la BU est estimée au début-moyen Amazonien [Tanaka *et al.*, 2008]. Contrairement aux glaciers terrestres, la dynamique des NPLD n'est pas principalement dominée par le fluage qui, en raison de la faible gravité et des températures basses, s'exprime sur de grandes échelles de temps. Elle est plutôt le résultat d'une compétition entre le taux de fluage et d'érosion, lorsque celle-ci a lieu [Greve and Mahajan, 2005; Ivanov and Muhleman, 2000; Zuber *et al.*, 1998].

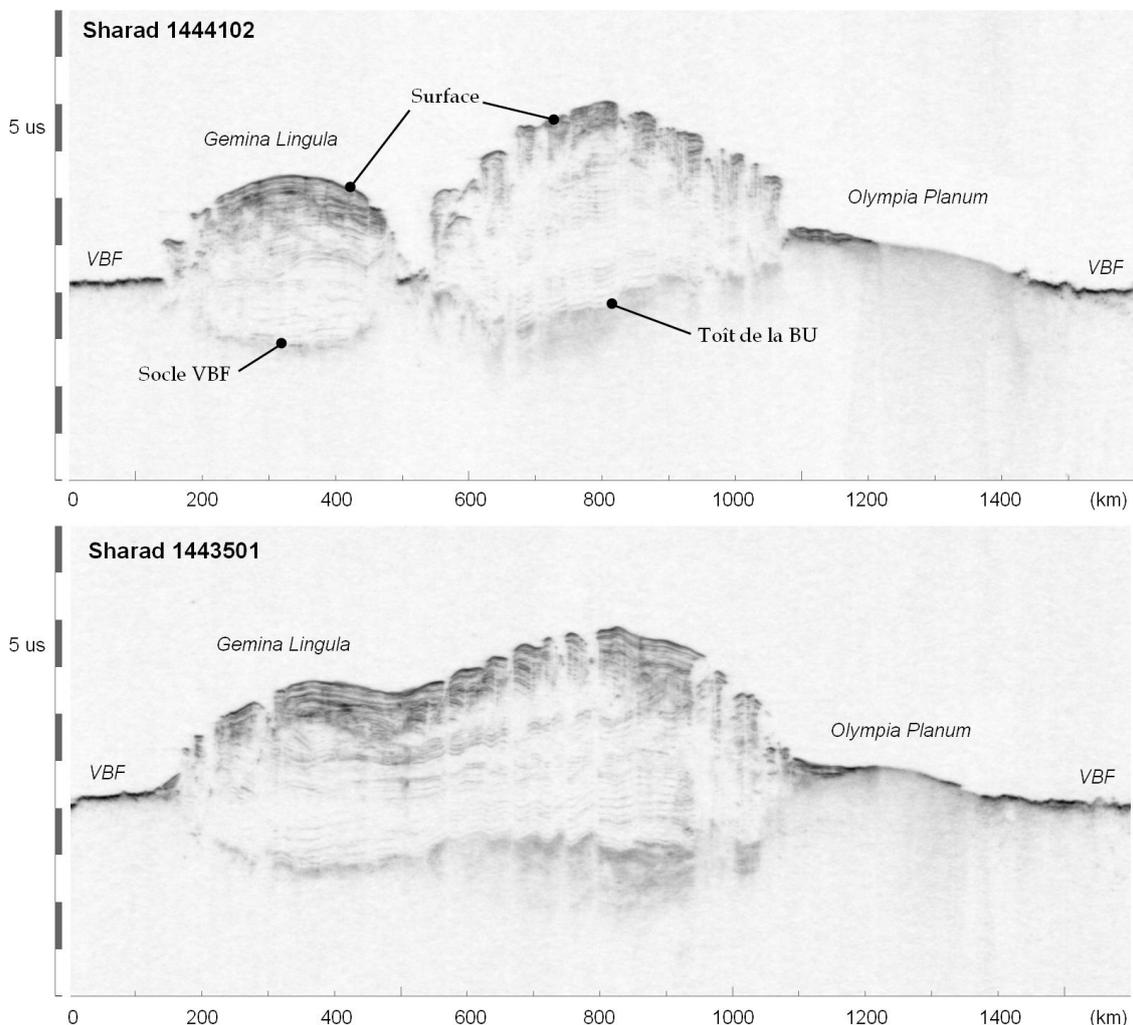


Fig. 4.2. Deux radargrammes Sharad (échelle verticale temporelle) à travers Planum Boreum, dont les traces au sol sont identifiées sur la Fig. 4.1. On distingue la structure stratifiée des NPLD sous forme de multiples échos plus ou moins horizontaux situés entre la surface et le dernier écho (le socle formé par la VBF ou le toit de la BU).

4.2.3. Données radar régionales

A l'époque de l'étude, 247 orbites traversant GL étaient disponibles, ce qui représentait déjà une couverture quasi-complète de la région (nous avons défini GL comme la partie des NPLD située en dessous de 85°N et entre -50°E et 40°E). Sur les radargrammes (**Fig. 4.2**), on distingue nettement le premier écho provenant de la surface et un dernier écho, suivis de diffusions plus ou moins importantes, qui matérialisent la base des NPLD. Celle-ci est soit l'interface NPLD-VBF dans Gemina Lingula, soit l'interface NPLD-BU. Le signal est complètement absorbé dans la BU, ce qui ne permet pas d'imager l'interface BU-VBF. A l'intérieur des NPLD, la morphologie des stratifications internes est très distincte, et se manifeste par plusieurs séquences [Putzig *et al.*, 2009]. Si la signification des ces échos est admise, leur processus de génération exact ne fait pas parfaitement consensus. La variation verticale du taux de mélange glace/poussières peut induire des gradients de permittivité suffisamment grands pour générer des réflexions importantes. Mais une variation aussi large est contestée. Dans ce cas, les échos pourraient provenir d'interférences provenant de multiples petites réflexions des stratifications. La nuance est importante, car dans cette dernière configuration, les échos représenteraient bien la morphologie des couches internes, mais ne seraient pas la manifestation directe de l'emplacement physique de celles-ci, et toute les tentatives actuelles ayant pour but de corréliser ces échos radar avec des affleurements de couches observés par imagerie seraient caduques.

4.3. Méthode

4.3.1. Introduction

La propagation du signal entre deux échos marquant le toit et la base d'un dépôt géologique est dimensionnée par l'équation (2.1) et dépend essentiellement du temps de propagation aller-retour t , de l'épaisseur du dépôt h , de la constante diélectrique du matériel ε' (que l'on notera abusivement ε , les pertes d'un matériau géologique étant très faibles) et de la vitesse de la lumière dans le vide c . La constante diélectrique peut ainsi s'écrire :

$$\varepsilon = \left(\frac{tc}{2h} \right)^2 \quad (4.1)$$

Les données Sharad nous donnent accès au temps t d'un aller-retour entre la surface et la base des NPLD, ce qui signifie que, si l'épaisseur h du dépôt est connue, la constante diélectrique moyenne d'une colonne de glace des NPLD peut être déterminée. Cette épaisseur est inconnue dans la zone où le dépôt repose sur la BU, mais il est possible d'en obtenir une estimation dans la région de Gémina Lingula, où les NPLD sont au contact de la VBF. La VBF est une formation vaste et quasi-plane, dont la topographie varie avec de grandes longueurs d'ondes (de l'ordre du millier de kilomètres). Le modèle numérique de terrain Mola [Smith *et al.*, 2001] disponible dans cette région a une résolution spatiale de 256 pixels/°

(~ 230 m/pixel) et une précision verticale de 1 m. On se propose de reconstruire la topographie de la VBF sous-jacente à Planum Boreum en approximant les données Mola périphériques par une surface polynomiale afin d'obtenir un modèle de bedrock. Aucun biais n'agira sur un tel modèle du fait de la flexion de la VBF induite par la charge de Planum Boreum, car celle-ci est inférieure à 100 m, en raison d'une croûte très épaisse (> 300 km) [Phillips *et al.*, 2008]. De plus, cette faible déformation élastique se propage nécessairement sur la topographie environnante, le MNT Mola doit donc déjà tenir compte de ce phénomène.

Après avoir obtenu l'épaisseur des NPLD par la construction d'un modèle de bedrock, nous mettons en place une méthode de détection semi-automatique de la puissance de l'écho de surface (P_s) et de l'écho basal (P_b) pour obtenir les temps de propagation et en dériver ε dans la région de Gemina Lingula. Le rapport P_t/P_b , où P_t est la puissance transmise lors de la réflexion de surface ($P_t = I - P_s$), nous donne également l'information sur les pertes, $p_{A/R}$, subies par le signal lors de son trajet aller-retour dans la glace. Ces pertes impliquent : (i) la diffusion à la surface, (ii) la diffusion et la transmission du signal à l'interface glace/bedrock, (iii) les différentes interactions intra-glaciaires dues à la présence de discontinuités diélectriques (principalement les stratifications) et enfin (iv) l'absorption de la glace elle-même qui est définie par sa tangente de perte, $\tan \delta$, telle que décrite par (3.25) :

$$(3.25) \Rightarrow \tan \delta = \frac{\alpha_{glace}}{0,091.f.\sqrt{\varepsilon}} \quad (4.2)$$

où α_{glace} est le coefficient d'absorption de la glace en dB.m^{-1} et f est la fréquence en MHz. Les pertes totales $p_{A/R}$ subies par signal peuvent donc nous permettre de contraindre $\tan \delta$ de la glace par une valeur maximale telle que :

$$\tan \delta < \frac{p_{A/R}/2h}{0,091.f.\sqrt{\varepsilon}} \quad (4.3)$$

avec $p_{A/R} = 10.\log_{10}(P_t/P_b)$ et $P_t = P_s \left[\left(\frac{1+\sqrt{\varepsilon}}{1-\sqrt{\varepsilon}} \right)^2 - 1 \right]$

où h est l'épaisseur du dépôt et $p_{A/R}$ est en dB.

4.3.2. Modèle de bedrock

La **Fig. 4.3.A.** représente la topographie Mola de la région polaire nord. La ligne pointillée blanche délimite Planum Boreum. Rappelons qu'il s'agit de l'extension spatiale conjuguée des NPLD et de la BU. L'approximation de la VBF par une surface polynômiale se fait en utilisant les données extérieures à cette zone. La **Fig. 4.3.Bas.** montre les différents polynômes générés. L'écart absolu entre la surface Mola et la surface interpolée s'amortit à une valeur de $\langle |d| \rangle = 35\text{m}$ pour un polynôme de degré 9. Ce qui correspond à seulement 2.5 %

de l'épaisseur moyenne obtenue de GL. La **Fig. 4.3.B.** substitue Planum Boreum par la surface polynômiale de degré 9 au milieu des données Mola. C'est une façon qualitative supplémentaire de s'assurer que la transition entre les deux surfaces s'effectue correctement. Nous choisissons d'utiliser le polynôme de degré 9 comme modèle de bedrock. L'épaisseur de Planum Boreum s'obtient alors par simple soustraction (**Fig. 4.4**). Nous obtenons un volume total de Planum Boreum (NPLD + BU) de $1,14 \times 10^6 \text{ km}^3$, similaire à celui déduit par *Smith et al.* [2001], avec une épaisseur maximale de 2 680 m.

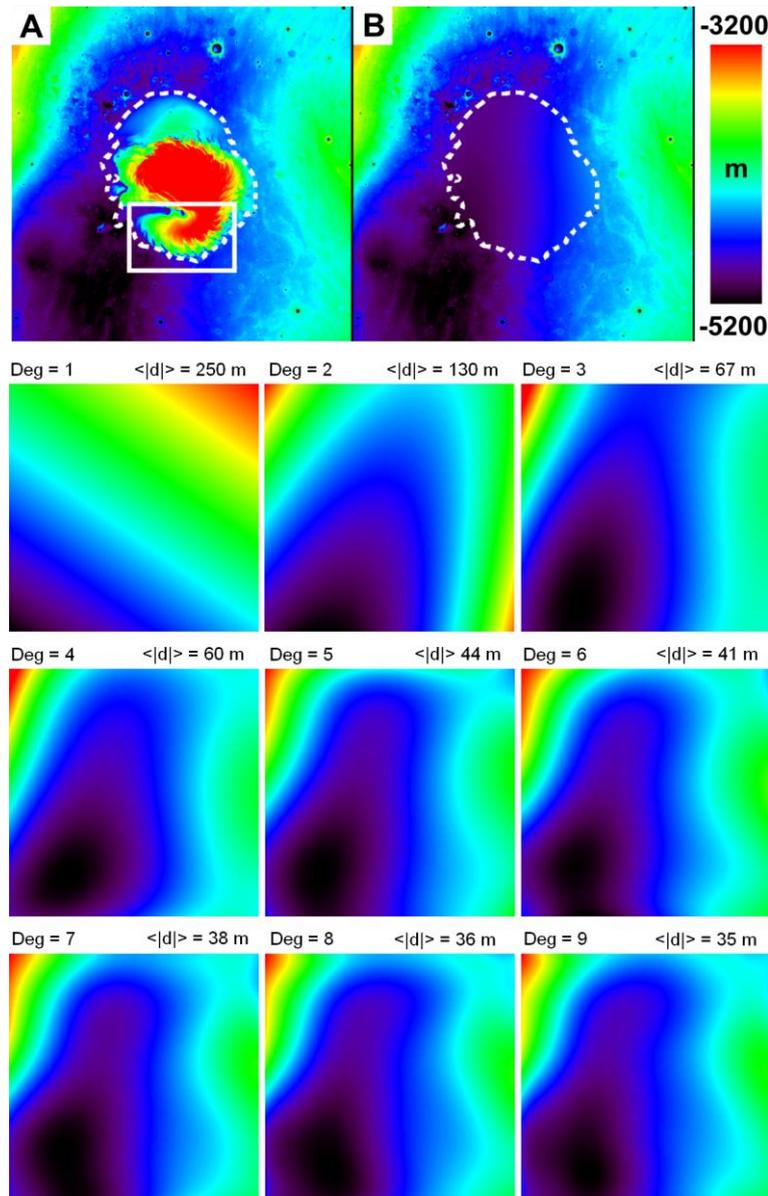


Fig. 4.3. Région polaire nord de Mars. Chaque carte est un carré de 2 650 km de côté centré sur le pôle. Les altitudes supérieures à - 3 200 m sont saturées en rouge. La ligne blanche pointillée délimite Planum Boreum. **A.** Topographie MOLA. Le cadre blanc encercle Gemina Lingula. **B.** MNT initial combiné avec le modèle bedrock choisi. **Bas.** Neuf cartes montrant l'évolution des surfaces interpolées selon leur degré polynômial.

Bien sûr, indépendamment des erreurs locales liées à des anomalies topographiques (cratères, chaos...), plus on se rapproche du centre de Planum Boreum, plus la divergence entre le vrai bedrock et celui reconstitué doit être importante. Pour notre étude, cette erreur sera toutefois minimisée car Gemina Lingula, notre zone d'intérêt, est proche du bord de la zone reconstituée.

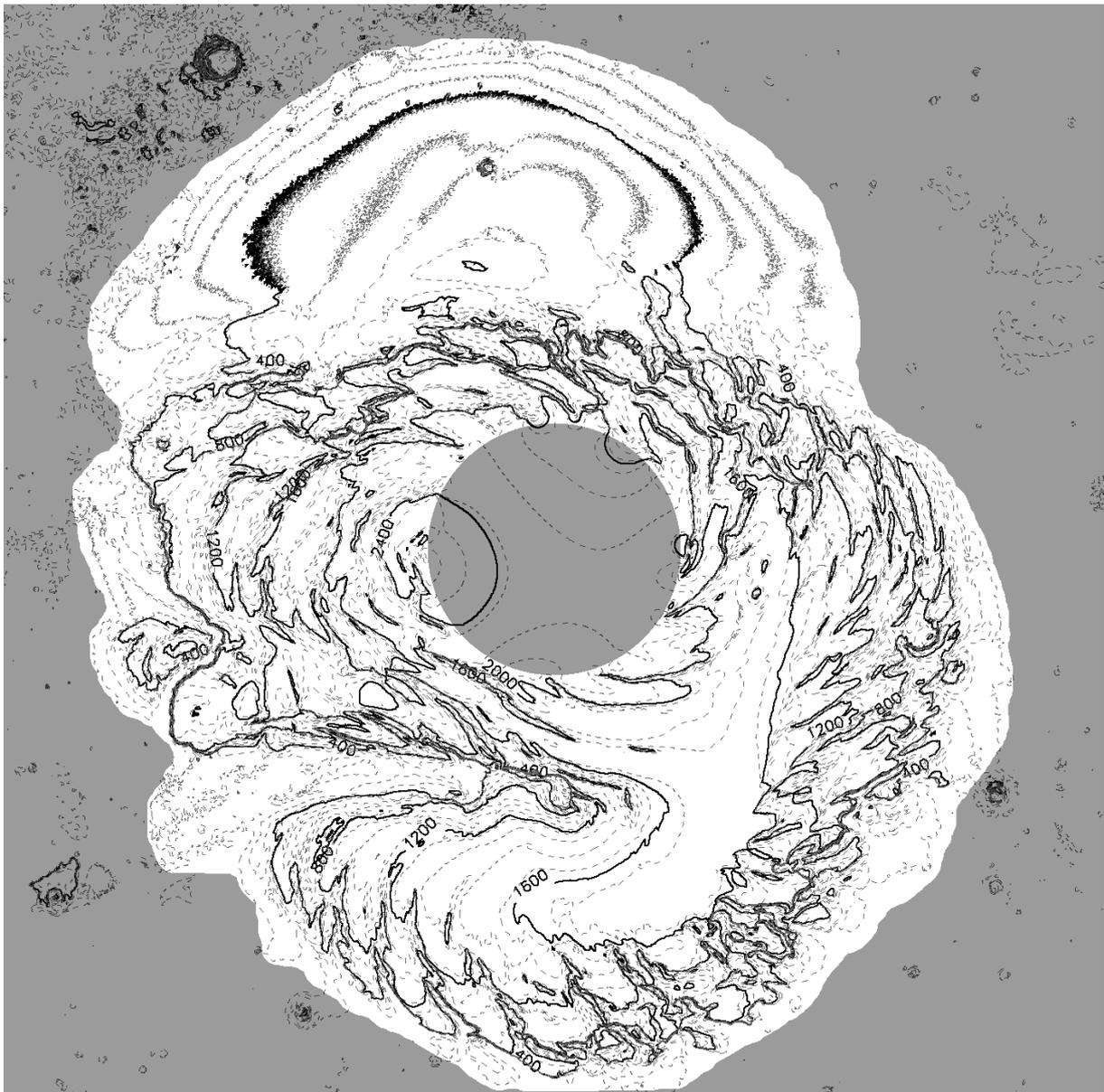


Fig. 4.4. Différence (en mètres) entre la topographie Mola et le polynôme de degré 9 approchant la VBF. La zone non-grisée peut-être considérée comme une cartographie de l'épaisseur de Planum Boreum (NPLD + BU). Chaque ligne de niveau est séparée de 100 m. Le cercle grisé au centre correspond à une région où les données Mola sont interpolées. La carte est un carré de 1 400 km de côté centré sur le pôle.

4.3.3. Localisation des échos

Afin d'obtenir le délai qui sépare la réception l'écho de surface de celui du bedrock pour les pulses de chaque radargramme, il est nécessaire de mettre au point une méthode de localisation automatisée dont la procédure de détection doit être adaptée à la morphologie des échos.

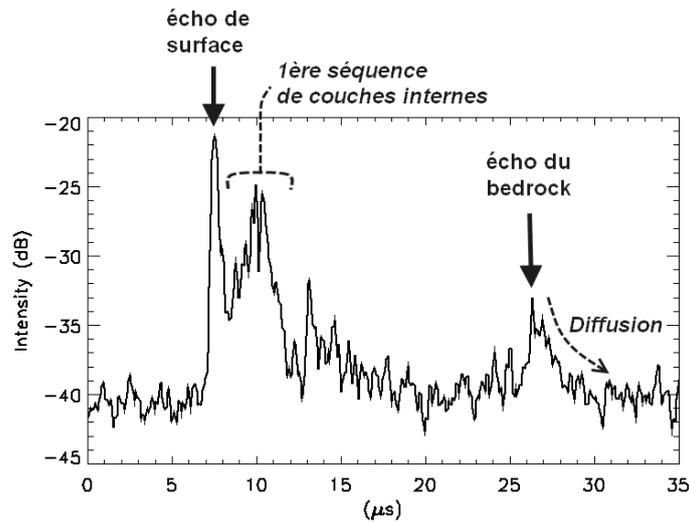


Fig. 4.5. *Pulse Sharad provenant de la Fig. 2.4. avec annotation de la signification des différents échos.*

La **Fig. 4.5** représente un pulse Sharad provenant de la région de GL. On distingue l'écho de surface, qui se caractérise par une soudaine montée en puissance isolée, et l'écho du bedrock, qui est suivi d'une décroissance du signal dûe à de la diffusion volumique et/ou surfacique. Les deux échos sont donc les plus puissants dans leur environnement immédiat. La méthode mise en place pour leur détection est basée sur la localisation automatique de maximums locaux par sélection semi-automatique des régions du pulse où l'on souhaite faire cette détection. Ceci est réalisé par un programme interactif appelé "pickemall" conçu sous IDL dont voici la procédure de fonctionnement (illustrée par la **Fig. 4.6**) :

- Après affichage d'un radargramme à l'écran, on clique sur plusieurs pixels où se situent approximativement l'écho que l'on veut détecter.
- Entre deux points ainsi sélectionnés et qui se suivent en temps long, le programme crée un parallélogramme dont les côtés verticaux passent par les deux points, et dont la longueur est paramétrée au début de l'acquisition par l'utilisateur.
- Il se construit alors une zone constituée d'une suite de parallélogrammes connectés.
- L'intersection entre chaque pulse et cette zone détermine l'intervalle dans lequel le programme doit chercher le maximum.
- Le programme affiche en temps réel les échos détectés au fur et à mesure du pointage, ce qui permet de le corriger si la détection est mauvaise.

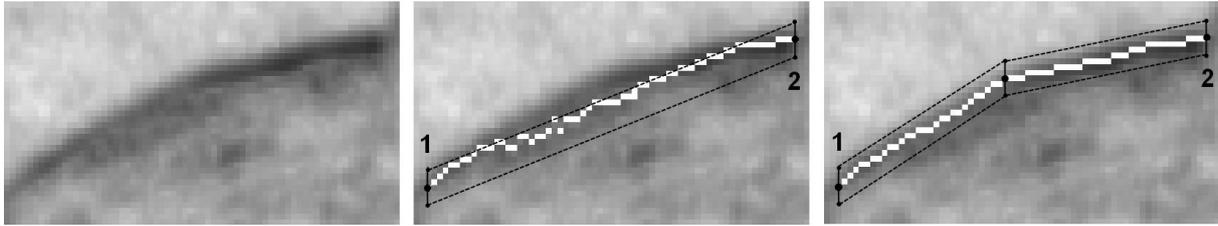


Fig. 4.6. *Trois étapes successives de la détection de l'écho de surface grâce au programme "pickemall".* **Gauche.** *Echo de surface à détecter.* **Milieu.** *Les pointages des pixels n°1 et n°2 génèrent un parallélogramme au sein duquel est détecté le maximum pour chaque pulse (pixels blancs). La longueur des côtés verticaux du parallélogramme est définie préalablement (ici ± 3 pixels).* **Droite.** *Le pointage du pixel n°3 permet de redéfinir les parallélogrammes afin de mieux encadrer l'écho de surface réel. Cette détection est ainsi terminée en seulement trois clics de souris.*

En utilisant cette méthode, la détection des échos de surface et du bedrock sur les 247 orbites disponibles a pris deux jours, avec l'avantage de pouvoir vérifier si la détection se fait correctement tout au long de la procédure. Alors qu'un radargramme peut contenir initialement jusqu'à dix milliers de pulses, notre méthode de détection par affichage du radargramme nous contraint à détériorer sa résolution en temps long afin que toute l'image puisse s'afficher à l'écran. 140 000 pulses ont pu être analysés, ce qui est amplement suffisant pour réaliser un travail statistique sur les résultats. Les pulses localisés sur les dépressions de Gemini Scopuli ont été retirés car ces structures peuvent induire des biais sur les puissances réfléchies (notamment en raison de leur géométrie de surface).

4.4. Résultats

4.4.1. Composition globale de la glace.

Une fois que le temps séparant l'écho de surface de celui du bedrock a été obtenu pour chaque pulse ainsi que l'épaisseur de dépôt correspondante, on peut appliquer les équations (4.1) puis (4.3) pour dériver la constante diélectrique moyenne d'une colonne de glace et la tangente de perte sur toute la région de Gemina Lingula. La distribution des valeurs de ε et de celle de $\tan \delta$ (**Fig. 4.7**) sont toutes les deux approximativement gaussiennes, bien que quelques hétérogénéités spatiales contribuent à élargir asymétriquement leurs flancs. Ces courbes donnent pour valeurs les plus probables caractérisant une colonne de glace des NPLD :

$$\varepsilon = 3,10 \quad (\sigma = 0,12) \quad (4.4)$$

$$\tan \delta < 0,0026 \quad (\sigma = 0,0005) \quad (4.5)$$

où σ correspond à un intervalle de confiance de 67 %. On rappelle que la valeur de $\tan \delta$ est nécessairement une estimation haute, car la valeur donnée inclue également d'autres pertes intervenant lors du trajet aller-retour de l'onde, particulièrement les nombreuses réflexions sur les stratifications internes et la diffusion/transmission du bedrock.

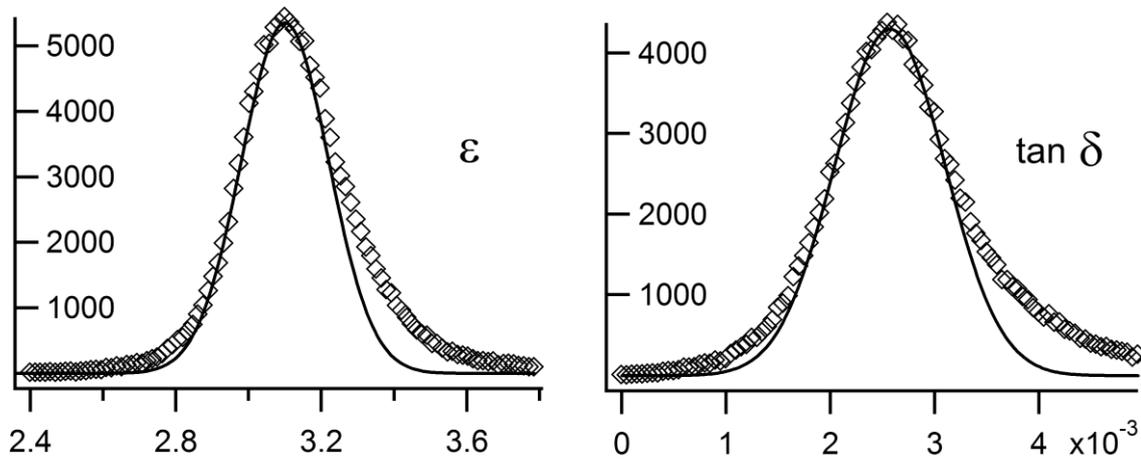


Fig. 4.7. Distribution des valeurs de ε (gauche) et $\tan \delta$ (droite) pour la région de Gemina Lingula. Chaque diamant représente des données intégrées sur un intervalle de 0.014 pour ε et 0.00005 pour $\tan \delta$. L'axe y donne le nombre d'occurrences totales pour chaque intervalle. Les courbes sont les approximations gaussiennes.

Pour une fréquence donnée, ε est principalement sensible à la porosité de la glace, la température et le taux d'impuretés (section 3.4). L'effet de la pression hydrostatique est négligeable [Fujita et al., 2000]. A la fréquence Sharad (20 MHz), la constante diélectrique augmente avec les deux premiers paramètres et décroît avec la l'augmentation de la porosité [Petrenko, 1999]. L'influence de cette dernière peut néanmoins être négligée. En effet, la porosité de la glace décroît rapidement avec la profondeur pour devenir compacte à 250-350 m sous la surface [Arthern et al., 2000], alors que l'épaisseur moyenne de glace sondée est de 1450 m. Il n'existe pas de mesure de la température d'une colonne de glace pour les NPLD, mais celle-ci se situe nécessairement dans un intervalle borné par la température de la surface (~ 160 K) et celle attendue du bedrock (~ 220 K) [Larsen and DahlJensen, 2000]. Le changement de température a pour effet de déplacer la fréquence de relaxation, qui, elle-même, définit la sensibilité de ε à la température (section 3.4.4). Dans le domaine de température cité, la fréquence de relaxation de la glace varie dans le domaine kHz [Stillman et al., 2010], ce qui est très éloigné des longueurs d'ondes Sharad et permet de s'assurer qu'au premier ordre la sensibilité à la température sera très faible. Dans la littérature, les valeurs expérimentales d' ε évaluées à des conditions martiennes et dans le domaine MHz sont parcellaires. Pour une température située entre 200 K et 273 K on trouve globalement des valeurs de constante diélectrique de la glace pure comprises entre 3,10 et 3,20 [Fujita et al., 2000; Gough, 1972; Johari, 1976; Petrenko, 1999], alors que pour des températures < 200 K,

la permittivité décroît jusqu'à 3,0 [Gough, 1972; Heggy *et al.*, 2007]. Ainsi, la constante diélectrique de la glace pure pour un intervalle de température des NPLD de 160 à 220 K, doit-être comprise entre 3,0 et 3,20. Cet qui signifie que la valeur de ε que nous avons déduite empiriquement n'est pas éloignée de plus de 0,10 de celle de la glace pure. Dans ces conditions, en appliquant une formule de mélange, on peut déterminer le taux d'impuretés maximal qu'implique cet écart. Etant donné que le taux d'impureté conséquent doit sûrement être faible, on décide d'appliquer la formule de Maxwell-Garnett (3.30) en considérant que les inclusions ont une permittivité comprise entre 6 et 8, caractéristique d'un matériel basaltique. Dans le pire des cas, l'application numérique de Maxwell-Garnett donne un taux d'impureté volumique maximal de 5 %. Ce résultat analytique devra être comparé à l'avenir avec des approches expérimentales. Notons celle de Heggy *et al.* [2007], qui donne un taux d'impuretés de 10 % pour $\varepsilon = 3.10$. Il existe un manque significatif de références montrant la dépendance de la tangente de perte avec le taux d'impuretés. Aux conditions martiennes, des valeurs comprises entre $< 0,0010$ et $0,0050$ sont néanmoins utilisées pour la glace pure [e.g. Plaut *et al.*, 2007]. Notre résultat de $< 0,0026$ se trouve dans la partie basse de cet intervalle et est donc également compatible avec une glace très pure.

4.4.2. Structure

La distribution spatiale obtenue pour ε (**Fig. 4.8**) ne peut pas être simplement interprétée en termes de variations du taux d'impuretés. En effet, ces variations peuvent aussi être vues comme de légères différences d'altitude entre le modèle de bedrock réel et celui modélisé. La distinction entre ces deux effets (taux d'impuretés et variation de la topographie du bedrock) est difficile. Néanmoins, il existe une zone parallèle à Chasma Boreale (indiquée par des flèches sur la **Fig. 4.8**) où la chute de la permittivité est très brutale et de gradient quasi-homogène (de $\sim 3,30$ à $\sim 2,95$) le long d'une limite rectiligne de plus de 200 km et située à une distance de ~ 80 km de la vallée. Si ce gradient est dû à une anomalie du bedrock, cela correspond à une sous-estimation de son altitude de ~ 250 m. A partir d'une étude stratigraphique des affleurements présents sur les flancs de Chasma Boreale, Tanaka *et al.* [2008] ont suggéré que la BU pouvait s'étendre au-delà de la vallée jusqu'à s'insérer partiellement entre la VBF et Gemina Lingula. Notre observation est en parfait accord avec cette proposition et montrerait que l'extension de la BU sous Gemina Lingula vient mourir à 80 km au-delà de la paroi sud de Chasma Boreale avec une épaisseur moyenne de 250 m.

La distribution spatiale de $\tan \delta$ est remarquable, car elle montre de façon évidente un comportement radial des pertes subies par le signal, avec des valeurs constamment plus importantes en bordure de l'édifice glaciaire. La tangente de perte est principalement sensible au taux d'impuretés [Fujita *et al.*, 2000] et, à priori, il est facile d'interpréter cette observation comme un contenu en inclusion plus élevé à la périphérie. Il a été objecté que la pente de la surface augmente à l'approche de la périphérie, ce qui engendrerait une perte sur la puissance perçue de l'écho de surface, car la réflexion n'est plus parfaitement normale. Ce phénomène n'a pas été pris en compte dans le calcul de $\tan \delta$. En réalité, la **Fig. 4.9** montre que les pentes

des positions sondées sont à peu près constantes et toujours extrêmement faibles ($< 1^\circ$). Leurs quelques variations ne sont pas du tout corrélées aux variations observées de la tangente de perte. La possibilité a également été énoncée, qu'à l'approche de la périphérie, le nombre de réflecteurs internes décroît, mais cet effet devrait au contraire diminuer les pertes apparentes. Plus probablement, il est possible que la variation de l'épaisseur du dépôt de glace superficielle permanente (de l'ordre du mètre) puisse induire des interférences destructives et affecter la puissance de l'écho de surface. Une perte d'épaisseur entraînerait un renforcement de l'écho de surface menant à une estimation des pertes plus élevée. Nos résultats pourraient alors indiquer une baisse de l'épaisseur de la couche de glace superficielle à l'approche de la périphérie.

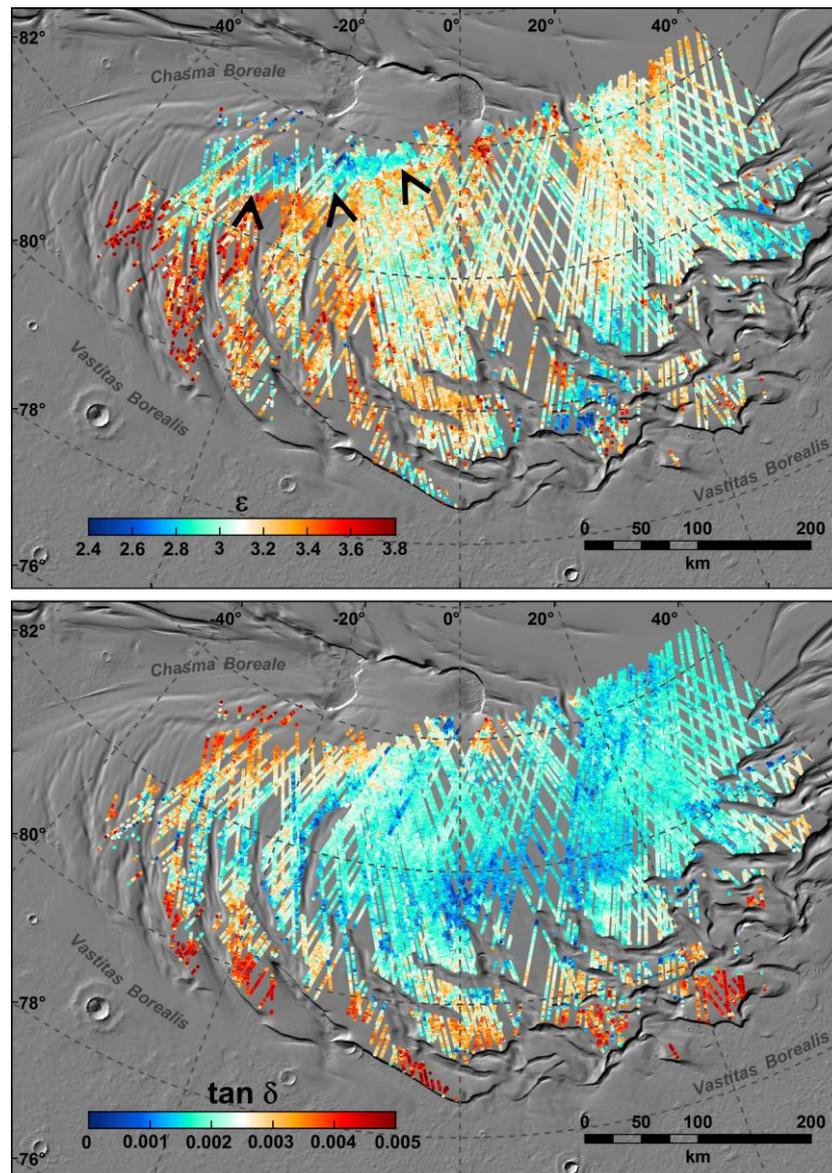


Fig. 4.8. Carte de ϵ (haut) et de l'estimation haute de $\tan \delta$ (bas) pour la région de Gemina Lingula. Ces valeurs sont les moyennes pour une colonne de glace de l'épaisseur des NPLD. Les trois flèches indiquent une anomalie franche de la variation d' ϵ interprétée comme la limite d'une extension de la BU.

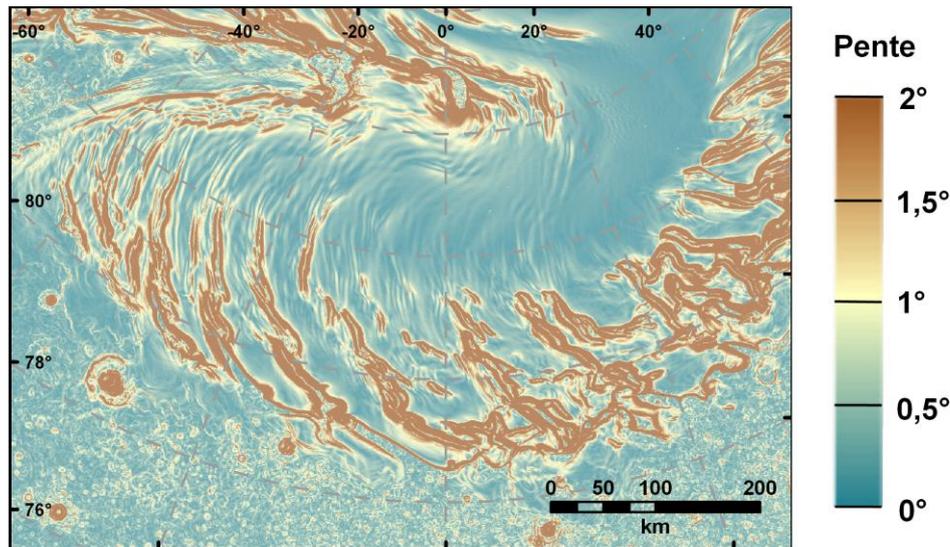


Fig. 4.9. Carte des pentes de surface de Gemina Lingula (calculée à partir des données Mola). Les valeurs $> 2^\circ$ sont saturées en rouge. Les pentes correspondant aux positions sondées $< 1^\circ$.

4.5. Conclusions

Cette étude permet d'obtenir pour la première fois des paramètres diélectriques précis représentatifs du volume entier de glace pour une région des NPLD et permettant d'en déduire un taux d'impuretés moyen volumique $\leq 5\%$. Gemina Lingula représente à peu près un quart de la surface totale des NPLD. Etant donné que la structure de ces derniers soit continue et horizontalement homogène [Milkovich and Head, 2005; Phillips et al., 2008], on peut facilement généraliser nos résultats à tout l'édifice des NPLD et confirmer qu'il s'agit d'un réservoir important d'eau. La permittivité et le taux d'impuretés obtenus servent désormais de référence pour le sondage radar des glaces martiennes [e.g. Holt et al., 2010; Lauro et al., 2010; Mougnot et al., 2010; Putzig et al., 2009; Smith and Holt, 2010].

Ce travail propose également qu'une extension de la BU subsiste sous Gemina Lingula. Quelques mois après la publication de Grima et al. [2009], cette hypothèse structurale a été confirmée par une étude poussée de la structure interne des NPLD par radar [Holt et al., 2010] et a mené aux hypothèses actuelles sur la formation de Chasma Australe liée à des phénomènes de déposition/érosion plutôt qu'à des événements catastrophiques.

L'estimation d'un modèle de bedrock a conduit à obtenir le volume de Planum Boreum ($1,14 \times 10^6 \text{ km}^3$). Ce résultat a été utilisé dans des modèles de transport climatique impliquant les réservoirs polaires [Greve et al., 2010; Mousis et al., 2010].

Escarpements glaciaires de Planum australe

ESCARPEMENTS GLACIAIRES DE PLANUM AUSTRALE	95
5.1 PROBLEMATIQUE	96
5.2 PLANUM AUSTRALE	96
5.2.1 <i>Introduction.....</i>	96
5.2.2 <i>Structure et contexte régional.....</i>	97
5.2.3 <i>Données régionales.....</i>	101
5.3 DESCRIPTION DES LAPS	101
5.3.1 <i>Morphologie.....</i>	101
5.3.2 <i>Stratigraphie</i>	108
5.4 INTERPRETATIONS.....	111
5.4.1 <i>Remplissage de cratères</i>	111
5.4.2 <i>Processus éoliens.....</i>	112
5.4.3 <i>Scénario tectonique.....</i>	113
5.5 CONCLUSIONS ET DISCUSSIONS	118

5.1 Problématique

De nombreux escarpements avec des caractéristiques morphologiques similaires sont observés dans les dépôts stratifiés polaires (PLD) de Planum Australe, géographiquement restreints à la région excentrée d'Ultimi Lobe (UL). Nous les avons appelés Laps (pour "large and assymetric polar scarps") en raison de leur vue en coupe transversale mettant en évidence une dépression dans la glace bornée par une pente rectiligne, laissant apparaître des affleurements de PLD, et une pente convexe sans affleurements. Des données topographiques, d'imagerie optique et des observations radars de subsurface ont été analysées et comparées afin de produire une description morphologique et stratigraphique complète de ces escarpements. 167 Laps, répondant à des critères morphologiques que nous avons définis, ont été identifiés. Les PLD ont une épaisseur moyenne de 1 km dans cette région, et la dépression formée par les Laps atteint régulièrement la moitié de cette profondeur. Les informations de subsurface indiquent que ces dépressions peuvent localement atteindre le bedrock. De nombreuses structures de surface imprimées sur les PLD martiens sont considérées comme des conséquences de processus de déposition et/ou d'érosion. Nous proposons un mécanisme de rupture de la glace pour l'origine des Laps étant donné leurs fortes similitudes avec des anticlinaux de roll-over (flexure antithétique) associées à des failles listriques, communément observées sur Terre comme un mode d'extension crustale. Ce scénario tectonique implique un mouvement horizontal externe substantiel (3-5 km) des PLD dans la région d'Ultimi Lobe, et une faible résistance basale au cisaillement. Aucune information n'est disponible pour déterminer si un tel processus peut encore être actif actuellement. Obtenir des confirmations de l'hypothèse de la "rupture mécanique" de la glace pour l'origine des Laps est d'une importance majeure car cela peut être la macro-expression de différences fondamentales entre le comportement de calottes de glace hébergées à des conditions martiennes et terrestres.

5.2 Planum Australe

5.2.1 Introduction

Les PLD Sud et Nord de Mars – respectivement Planum Australe et Panum Boreum – sont les seuls exemples connus de calottes polaires extraterrestres comparables à celles de la Terre. De nombreuses similitudes frappantes existent. Par exemple, le volume de Planum Australe ($\sim 1.6 \times 10^6 \text{ km}^3$) et Planum Boreum ($\sim 1.1 \times 10^6 \text{ km}^3$) sont du même ordre de grandeur que celui de la calotte du Groenland ($\sim 2.6 \times 10^6 \text{ km}^3$), avec des épaisseurs similaires de 1000-1500 m [Grima *et al.*, 2009; Plaut *et al.*, 2007; Weidich, 1995]. La glace d'eau est également le composant majeur de ces édifices planétaires, avec un taux d'impuretés moyen de 10 % pour Planum Australe [Plaut *et al.*, 2007] et 5 % pour Planum Boreum [Grima *et al.*, 2009]. Quand le bilan de masse est positif, la croissance des calottes des deux planètes est régie par la déposition de stratifications isochrones (les PLD martiens). Le contenu en impuretés varie avec l'époque de la déposition [Cutts and Lewis, 1982; Thomas *et al.*, 1992]. De plus, la glace des calottes terrestres et martiennes sont toutes deux cristallisées dans le système hexagonal

(glace Ih). Effectivement, bien que de la glace cubique (glace Ic) peut se former aux conditions martiennes par condensation à la surface, elle est métastable [Gooding, 1988] car les températures dépassent annuellement le seuil de transition irréversible Ic/Ih (~ 150 K). Les PLD martiens doivent donc aussi être majoritairement composés de glace Ih. Les évolutions des calottes terrestres et martiennes sont aussi principalement régies par les cycles orbitaux de Milankovitch (obliquité, excentricité, précession), qui mènent à des changements climatiques planétaires [Hays et al., 1976; Head et al., 2003].

Néanmoins, l'environnement polaire de Mars diffère des conditions terrestres. Par exemple, les températures des régions polaires martiennes peuvent atteindre 150 K dans les deux hémisphères [Lewis et al., 1999], alors que la pression à la surface moyenne est de 0,008 bars avec des variations saisonnières de $\pm 20\%$ [Clifford et al., 2000] et une gravité égale à 0,38 fois celle de la Terre. De plus, le soubassement des deux PLD martiens est séparé par $\sim 6\,000$ m d'altitude, beaucoup plus que sur Terre. Le flux géothermique, qui détermine largement la température de fonte basale d'un glacier, est estimé entre 15 et 45 $\text{mW}\cdot\text{m}^{-2}$ pour Mars [e.g. McGovern et al., 2004; Nimmo and Stevenson, 2000; Reese et al., 1998], plus faible que la valeur moyenne de ~ 65 $\text{mW}\cdot\text{m}^{-2}$ pour les continents terrestres [Pollack et al., 1993]. Conséquemment, le bilan de masse de la surface des calottes terrestres est principalement régi par la fonte de la neige et de la glace, alors que la condensation et la sublimation sont les processus dominant sur Mars [Rognon et al., 2007]. Les paramètres orbitaux des deux planètes varient à une échelle de temps comparable, mais avec des amplitudes beaucoup plus prononcées pour Mars (**Fig. 1.6**). Durant les dix derniers millions d'années, l'obliquité martienne a dépassé 45° et l'excentricité de son orbite a atteint le double de celle de la Terre [Laskar et al., 2002; Ward, 1992]. Conséquemment, les particularités observées des PLD peuvent nous aider à accroître nos connaissances des calottes terrestres en général et à faire les premiers pas vers une planétologie comparée en science polaire.

C'est dans cet état d'esprit que nous fournissons une description géomorphologique des Laps. Malgré leurs dimensions kilométriques et leur profil asymétrique caractéristique, aucune formation équivalente n'a jamais été observée sur des glaciers terrestres. Jusqu'à maintenant, seules quelques études ont signalé leur présence sur des images Viking [Howard, 2000; Thomas and Weitz, 1989], attribuant leur existence à des origines éoliennes. Ici, les Laps sont décrits par confrontation de données optiques, de topographie de surface et de sondage radar provenant de missions récentes. Cette approche multi-instrumentale a fourni des éléments géomorphologiques permettant de discuter des processus de formations alternatifs de ces escarpements.

5.2.2 Structure et contexte régional

Planum Australe recouvre des hauts plateaux fortement cratérisés qui sont datés du Noachien à l'Hésperié [Tanaka and Scott, 1987] (**Fig. 5.1**). La formation du milieu-Hésperié Dorsa Argentea (DAF), dans Argentea Planum, est l'une des régions les plus jeunes parmi les terrains environnants l'édifice glaciaire.

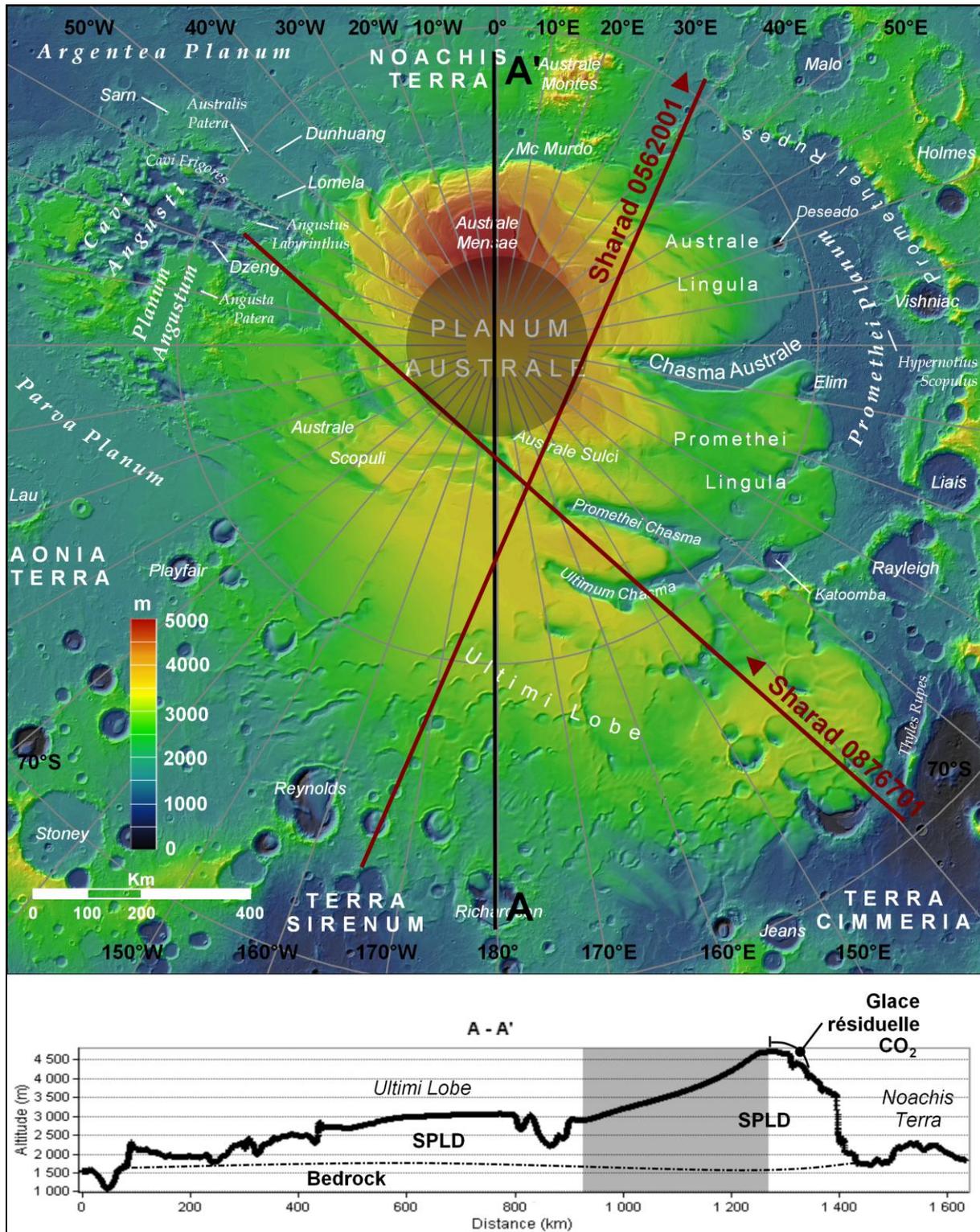


Fig. 5.1. Haut. Région polaire sud de Mars. Altitudes Mola ombrées, les données du cercle grisé au centre sont interpolées. Deux coupes radar Sharad se réfèrent à la Fig. 5.2. Toponymie officielle des terrains environnants selon l'International astronomical union (IAU). Bas. Profil A - A'.

L'édifice de Planum Australe s'est accumulé tout au long de la dernière période de l'Amazonien [Kolb and Tanaka, 2001] jusqu'à une épaisseur maximale de 3 700 m aujourd'hui [Plaut et al., 2007]. La datation par comptage de cratères estime l'âge de la surface entre 10 et $100 \cdot 10^6$ années [Herkenhoff and Plaut, 2000; Koutnik et al., 2002]. Des traces d'une extension ancienne des PLD sont observées dans la DAF sous forme de structures ramifiées très semblables à des eskers qui pourraient être ainsi des signatures de fontes basales passées [Head and Pratt, 2001; Kargel and Strom, 1992; Milkovich et al., 2002]. Aujourd'hui, les conditions martiennes ne permettent pas d'atteindre le point de fonte de l'eau, excepté dans des cas d'anomalies géothermiques substantielles [Clifford, 1987], indétectables par les instruments scientifiques actuellement en opération, ou bien dans le cas de mélange sel/eau [Renno et al., 2009 et ses références].

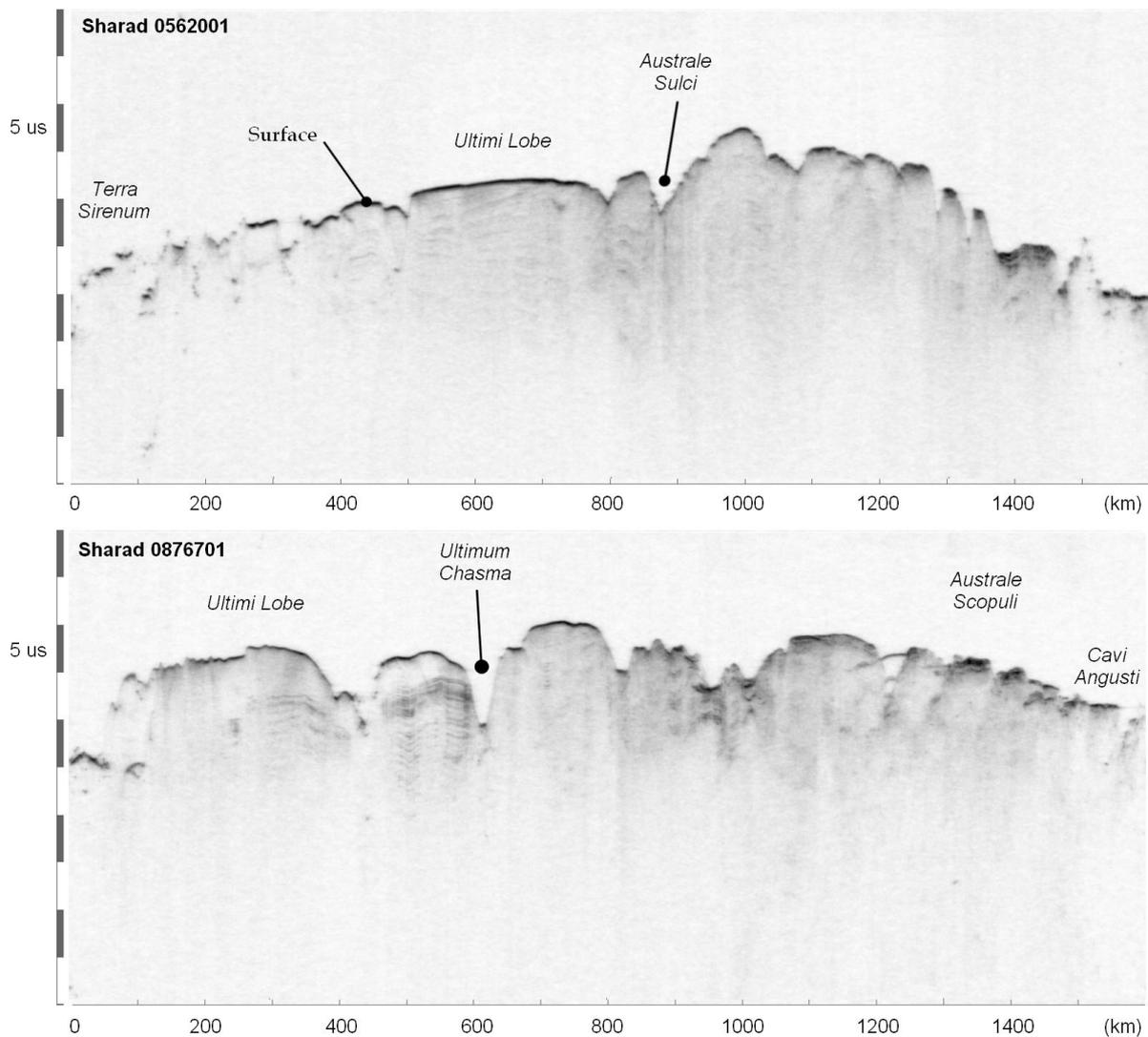


Fig. 5.2. Deux radargrammes Sharad (échelle verticale temporelle) à travers Planum Australe, dont les traces au sol sont identifiées sur la Fig. 5.1. Les stratifications internes sont beaucoup moins nettes que pour Planum Boreum (Fig. 4.2). Le bedrock n'est pas visible.

UL est une région excentrée de Planum Australe, opposée à la DAF et s'étendant sur des latitudes similaires. C'est la seule région de Planum Australe géographiquement située en dessous de 80°S , jusqu'à 72°S (**Fig. 5.3**). Elle recouvre $400\,000\text{ km}^2$ (i.e. le tiers de la surface de Planum Australe). Sans cette région, les PLD austraux seraient presque parfaitement symétriques au lieu de paraître décentrés par rapport au pôle. UL semble avoir été sujette à des mouvements horizontaux dirigés vers l'extérieur à des temps géologiques récents, révélés par deux types de signatures contradictoires qui coexistent en bordure de calotte. La première est une déformation visqueuse de la glace suggérée par des structures analogues à des langues glaciaires se déversant dans une série de cratères limitrophes [Byrne, 2003]. Des comportements similaires ont été rapportés par Head [2001] dans la proche région de Promethei Lingula. La seconde signature implique des processus de rupture tels que des effondrements ou des glissements de terrain qui ponctuent la bordure nord d'UL, où se côtoient de nombreuses brèches et fractures visibles sur des affleurements de PLD [Byrne, 2003; Murray *et al.*, 2001]. Ces fractures ont été par le passé interprétées comme la manifestation d'un glissement basal de toute la région, vue comme une plaque résiliente [Murray *et al.*, 2001].

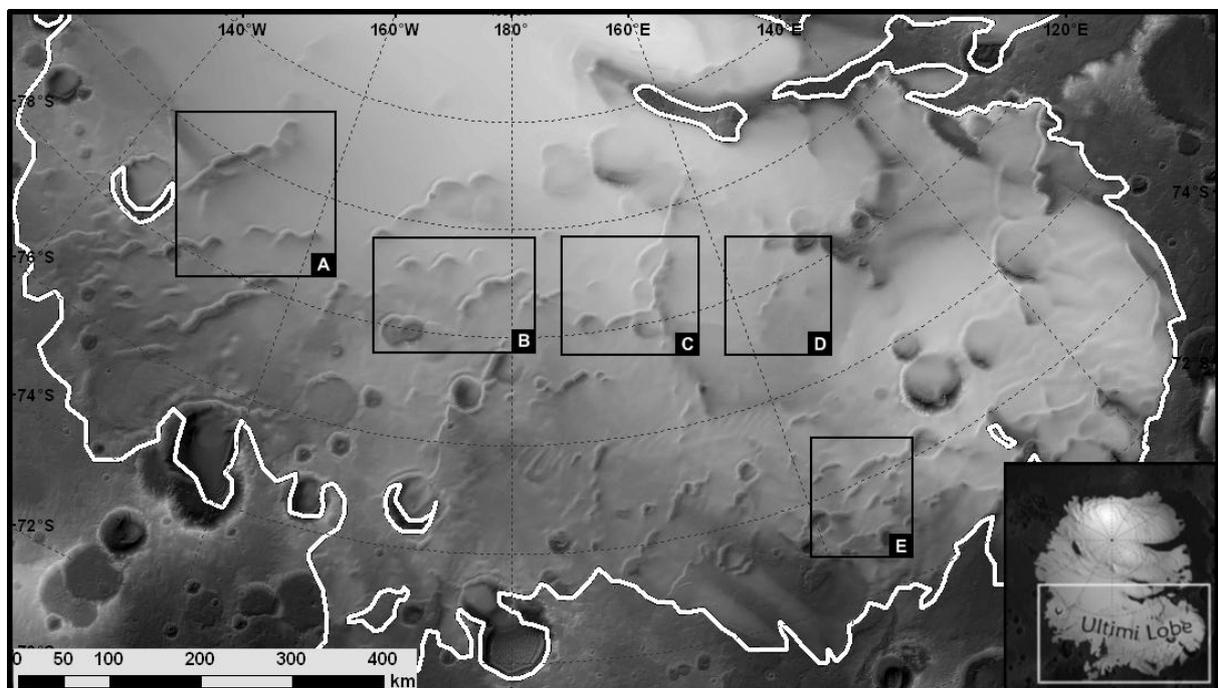


Fig. 5.3. *Topographie ombrée de la région d'UL (l'illumination vient du bas-droit). La ligne blanche marque la limite d'extension de Planum Australe. L'encadré en bas à droite situe UL au sein de Planum Australe. Cinq autres cadres (A-E) délimitent les régions élargies par la Fig. 5.7.*

5.2.3 Données régionales

Cinq différents jeux de données ont été utilisés dans cette étude : **(i)** Le modèle numérique de terrain de la surface acquis par Mola [Smith *et al.*, 2001]. Nous avons utilisé les cartes polaires à 256 pixels/° (~230 m/pixel) de résolution spatiale et 1 m de précision verticale. **(ii)** Les images optiques de l'instrument Hirise avec une résolution au sol de 25 à 35 cm/pixel [McEwen *et al.*, 2007]. La couverture Hirise de la région d'UL est très faible (quelques dizaines d'images). **(iii)** Les images optiques de l'instrument HRSC avec une résolution au sol 10 à 20 m/pixel [Jaumann *et al.*, 2007]. Malgré une résolution plus faible que Hirise, sa couverture géographique de la région d'UL est quasi-complète. **(iv)** Les données radar de subsurface Sharad présentées dans cette thèse (résolution verticale de 10 m et azimutale de 300 m). Dans UL, la détection de couches internes est faible comparativement à Planum Boreum (**Fig. 4.2** vs. **Fig. 5.2**). L'écho d'une couche peut soudainement disparaître puis légèrement réapparaître plusieurs kilomètres plus loin le long de l'orbite. Ceci peut être dû à un plus faible contraste diélectrique entre les couches. Les radargrammes Sharad de Planum Australe se distinguent également par la non-détection du bedrock, contrairement au Nord. Ceci peut être dû à une diffusion plus importante lors de la réflexion avec le bedrock, conduisant à une perte d'énergie dans la direction spéculaire. Malgré une mauvaise détection des couches, la densité régionale des observations Sharad est importante et a permis d'extraire plusieurs radargrammes utiles pour une exploitation géomorphologique. Les radargrammes ont été migré verticalement pour obtenir une échelle de profondeur en utilisant une constante diélectrique de 3,1 comme obtenu par Grima *et al.* [2009] pour la glace quasi-pure de Planum Boreum. L'identification d'artefacts de surface latéraux à été réalisée grâce à une simulation adaptée de la méthode de Nouvel *et al.* [2004], originellement développée pour Marsis. **(v)** La topographie du bedrock obtenue par Plaut *et al.* [2007] à partir des données du radar Marsis [Picardi *et al.*, 2005]. Contrairement à Sharad, Marsis réussit à détecter l'écho provenant du bedrock. A partir d'un nombre limité de mesures, Plaut *et al.* [2007] ont obtenu par interpolation une carte de l'altitude du sous-bassement rocheux avec une incertitude verticale de ~200 m. Il faut insister sur le domaine d'utilisation permis par cette carte. La faible densité géographique des mesures fournit une indication sur le comportement régional du bedrock, mais ne permet pas de détecter des anomalies topographiques locales.

5.3 Description des Laps

5.3.1 Morphologie

■ Forme et distribution spatiale

La première caractéristique reconnaissable des Laps est leur forme spatiale. Ce sont des structures courbées en forme d'arc d'une dizaine de kilomètres de long distribuées sur la surface de la glace. Howard [2000] a décrit cette forme particulière comme similaire à des coquilles ou des "ailes de goéland" déployées ("gull-winged scarp"). Ce critère

morphologique nous a permis d'identifier 167 Laps à travers Ultimi Lobe (**Fig. 5.4**). Ce comptage manque de précision pour deux raisons : (i) Parfois jusqu'à trois Laps ou plus sont alignés et/ou connectés, ce qui peut rendre difficile le dénombrement précis des Laps formant effectivement ces structures ; (ii) La forme arquée des Laps peut être confondue avec le contrefort de cratères à demi-enfouis sous la glace. Pour éviter au maximum cette confusion, nous n'avons pas considéré les escarpements qui sont liés de façon évidente à des structures circulaires (un exemple est présenté sur la **Fig. 5.7.B**). Cependant, étant donné que la topographie de la surface est parfois assez ondulée, nous ne pouvons écarter la possibilité que certains objets liés à des cratères d'impacts aient été comptés. Notre référencement montre que les Laps sont largement dispersés à travers UL. Leur largeur "corne à corne" est en moyenne de 10-20 km, alors que certains peuvent atteindre 50 km. La plupart des Laps sont rassemblés en structures alignées. Comme remarqué par Howard [2000], leur taille et leur espacement régulier ne peuvent pas être uniquement expliqués par la présence de cratères. Ceci conforte l'hypothèse selon laquelle la plupart des Laps ne sont pas principalement liés à des cratères enfouis. Comme le montre la **Fig. 5.5.Gauche**, la concavité de la forme arquée des Laps ne fait pas préférentiellement face au Nord (azimuth 0°) ou au Sud (azimuth 180°). Leur orientation n'est pas non plus constante avec la longitude. Par exemple, pour une région donnée, des Laps adjacents peuvent être positionnés à la quasi-perpendiculaire l'un de l'autre (e.g. les flèches blanches de la **Fig. 5.4**). Un autre paramètre important est l'orientation régionale dans la vue stéréographique. Si nous définissons 0° et 90° comme les angles pour lesquels la concavité fait face respectivement au bord bas et droit de la carte, alors les Laps apparaissent essentiellement orientés vers ce même quadrant (0° - 90°) (**Fig. 5.5.Droite**).

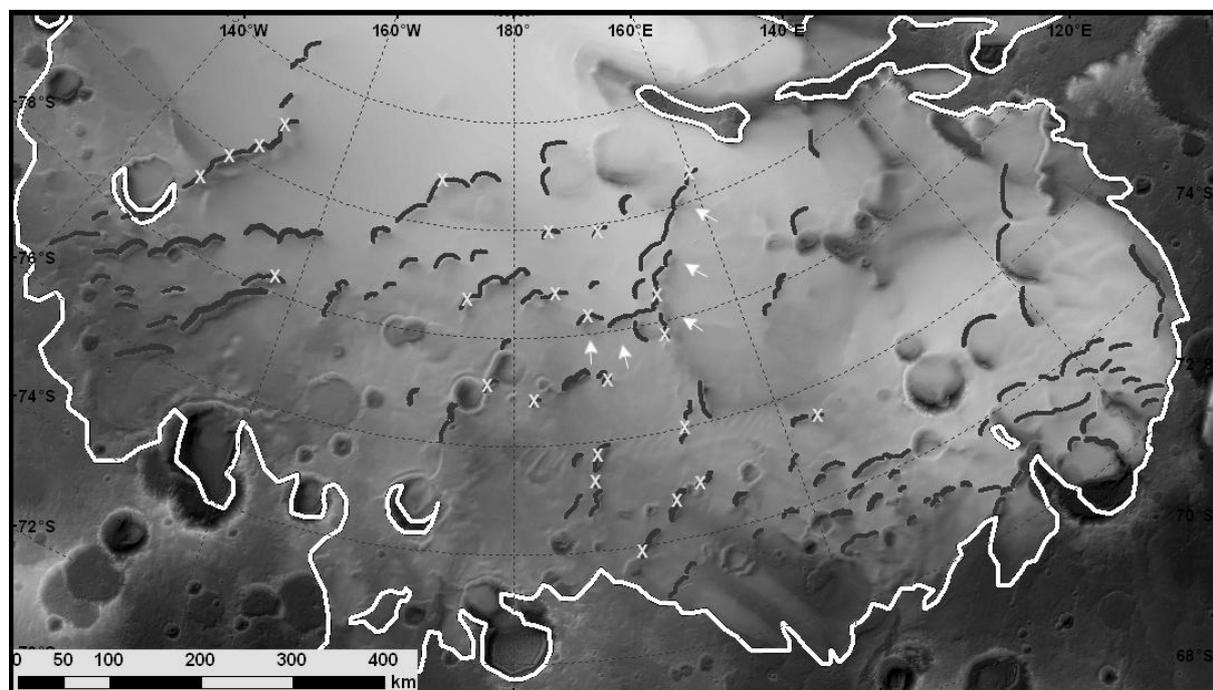


Fig. 5.4. Les structures en forme d'arc sont identifiées par des traits foncés et gras. Les croix indiquent les Laps qui possèdent une pente convexe avec une topographie complexe (voir texte). Les flèches blanches pointent un exemple de Laps voisin dont l'orientation est clairement différente (quasi-perpendiculaire).

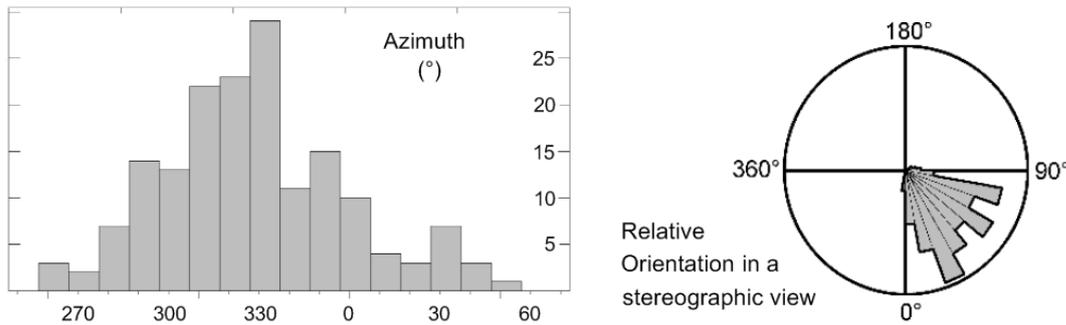


Fig. 5.5. Gauche. Histogramme des azimuts des Laps. L'axe Y est le nombre d'occurrences. Un Laps dont la concavité de la forme arquée fait face au Nord a un azimut de 0° . Lorsque la concavité est parallèle à un méridien et fait face aux longitudes ouest décroissantes son azimut est égale à 90° . **Droite.** Histogramme circulaire de l'orientation relative des Laps dans un contexte régional. Le bord du cercle représente 25 occurrences.

■ Profil

La seconde caractéristique remarquable des Laps est la forme asymétrique de leur coupe transversale. La **Fig. 5.6** et les coupes de la **Fig. 5.8** illustrent cette morphologie particulière. Elle laisse apparaître une dépression dans la glace qui est délimitée de chaque côté par un mur rectiligne, assimilable à un escarpement, faisant face à une pente légèrement convexe qui s'aplatit avec l'altitude. Les dépressions formées par les Laps sont très profondes comparativement à aux épaisseurs locales de glace, atteignant régulièrement la moitié de celle-ci. La hauteur des escarpements s'étalent de 200 à 700 m avec une valeur moyenne de ~ 400 m. La partie orientale de UL (côté droit sur les cartes) abrite les escarpements les plus élevés. Dans certains cas, la dépression atteint la valeur plafond du bedrock définie par Marsis. Ceci arrive fréquemment lorsque la dépression semble avoir un fond plat et plus ou moins parallèle avec la pente attendue du bedrock, comme montrée par les coupes transverses 1b-1b' and 3b-3b' de la **Fig. 5.8**. Ceci mène à la possibilité que le bedrock puisse être parfois localement exposé. Certains Laps exhibent une structure plus complexe du côté de la pente convexe (coupes transverses 4a-4a' and 4b-4b' de la **Fig. 5.8**). Leur forme courbée est rompue par un ou plusieurs plateaux à peu près horizontaux. Ces Laps sont essentiellement localisés dans le cœur de UL et dans sa partie orientale (**Fig. 5.4**). Malgré ces topographies transverses très particulières (asymétrie et dépression profonde), il est important d'insister sur la relative platitude du système. La pente des escarpements est comprise entre 2° et 15° , avec une moyenne de 10° . En effet, la distance moyenne entre le pied et la crête de l'escarpement est de 3,5 km. L'échelle horizontale des Laps est donc plus grande d'environ un ordre de grandeur par rapport à son échelle verticale. L'aspect plat et fin des Laps est souligné sur la **Fig. 5.8** par l'insertion de coupes transverses sans exagération verticale.

■ Monticules

Une autre morphologie est régulièrement (mais pas systématiquement) surimposée au profil caractéristique décrit plus haut. Un gonflement (indiqué par des flèches noires sur des coupes de la **Fig. 5.8**) assimilable à une butte ou un monticule de forme allongée. Nous n'avons pas trouvé de relation entre la hauteur de ces monticules et celle des escarpements, mais leur ratio est habituellement < 0.2 , bien qu'une dizaine de Laps, la plupart concentrés à l'extrême Est d'UL, ont un ratio > 0.5 . Il faut également noter que ces monticules restent très plats étant donné qu'ils s'étalent horizontalement sur 2 à 5 km.

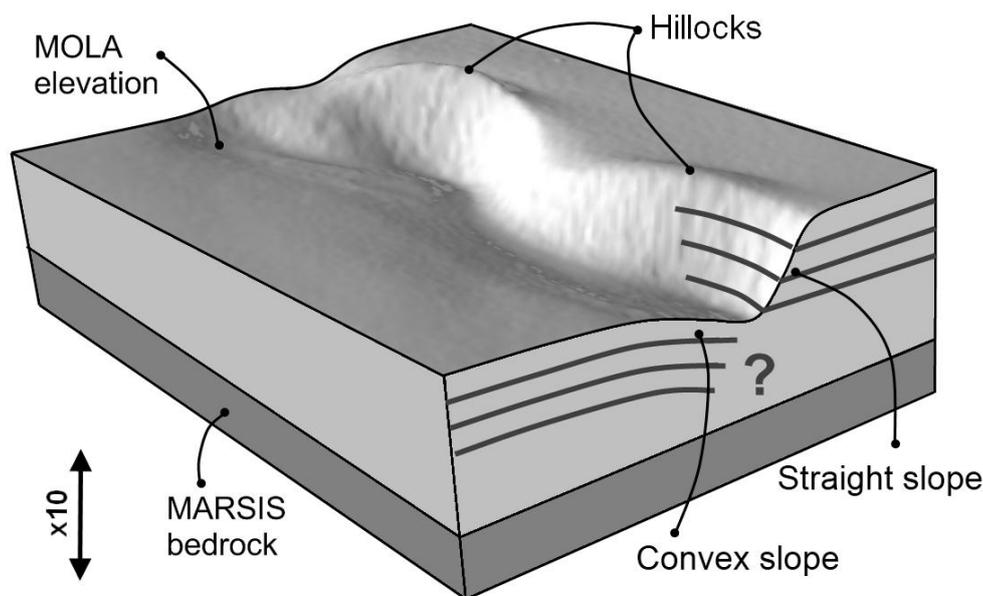


Fig. 5.6. Vue 3D d'un Laps (localisé dans le coin bas-droit de la **Fig. 5.7.A**). L'illumination provient du coin haut-gauche. L'échelle verticale est exagérée 10 fois. Le volume représenté mesure $45 \text{ km} \times 40 \text{ km} \times 1800 \text{ m}$. La zone grisée en bas indique la position attendue du bedrock à partir de la carte interpolée de Plaut et al. [2007] tenant compte de l'incertitude de 200 m. On remarque la coupe asymétrique typique perpendiculaire à la forme arquée de l'escarpement. Le comportement général des stratifications déduit de l'étude stratigraphique a été ajouté. Les affleurements de la pente rectiligne sont soulignés, alors que la forme anticlinale des couches est visible sous la pente convexe. Le point d'interrogation sous la dépression rappelle qu'il n'y pas de données de subsurface disponible à cet endroit. Des monticules ("hillocks") le long des lignes de crêtes sont également présents.

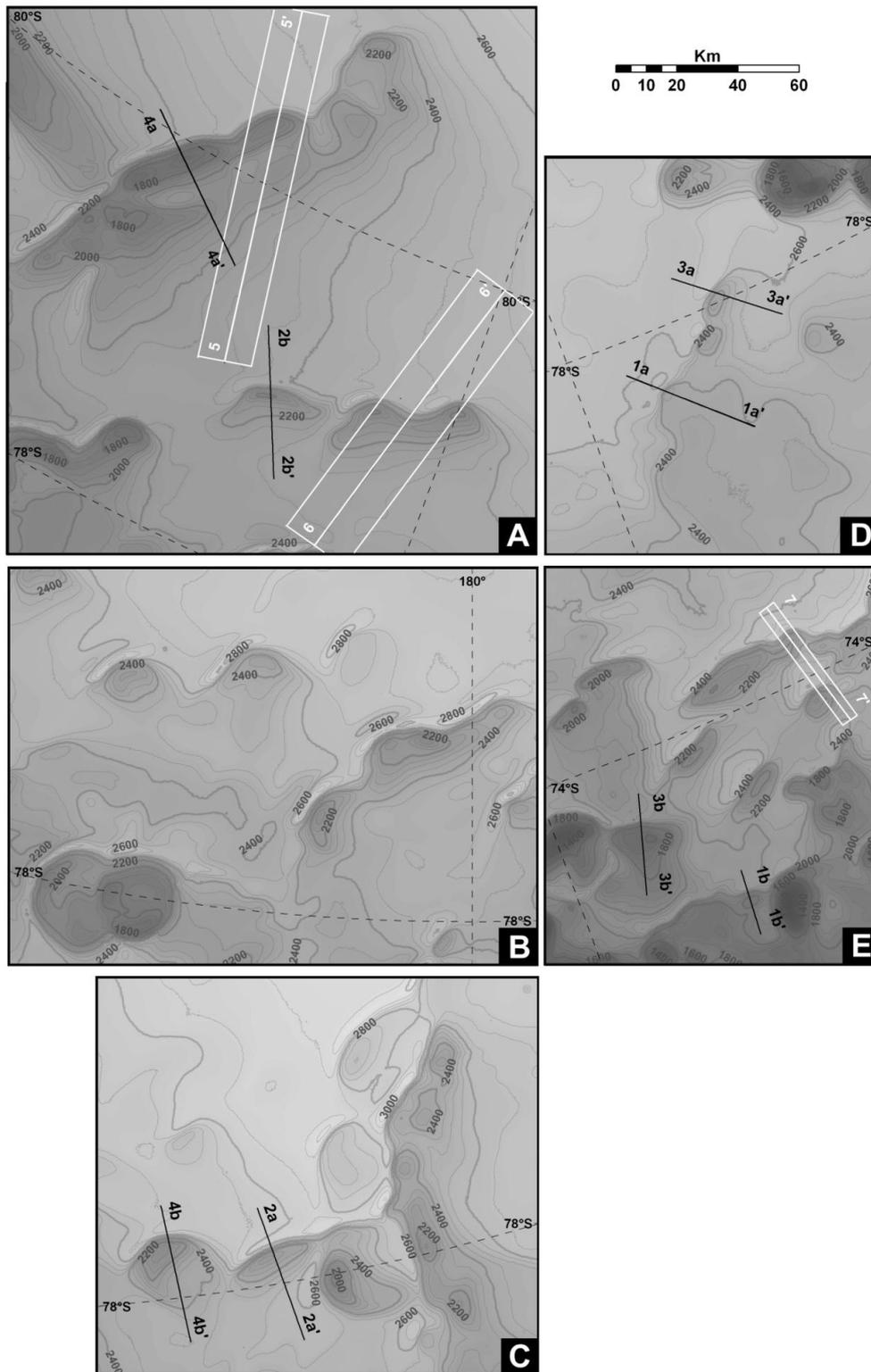


Fig. 5.7. Cinq grossissements (A-E) correspondant aux régions indiquées sur la Fig. 5.3. La carte de fond est la topographie Mola non-ombrée. Les iso-contours sont séparés par 50 m. L'échelle de couleur des altitudes et l'échelle spatiale sont les mêmes pour tous les cadres. Les lignes noires localisent les coupes de la Fig. 5.8. Les trois rectangles blancs délimitent l'extension des images de la Fig. 5.9 et Fig. 5.10. Un exemple d'escarpements liés de façon évidente à deux cratères adjacents est visible dans le coin bas-gauche du cadre B.

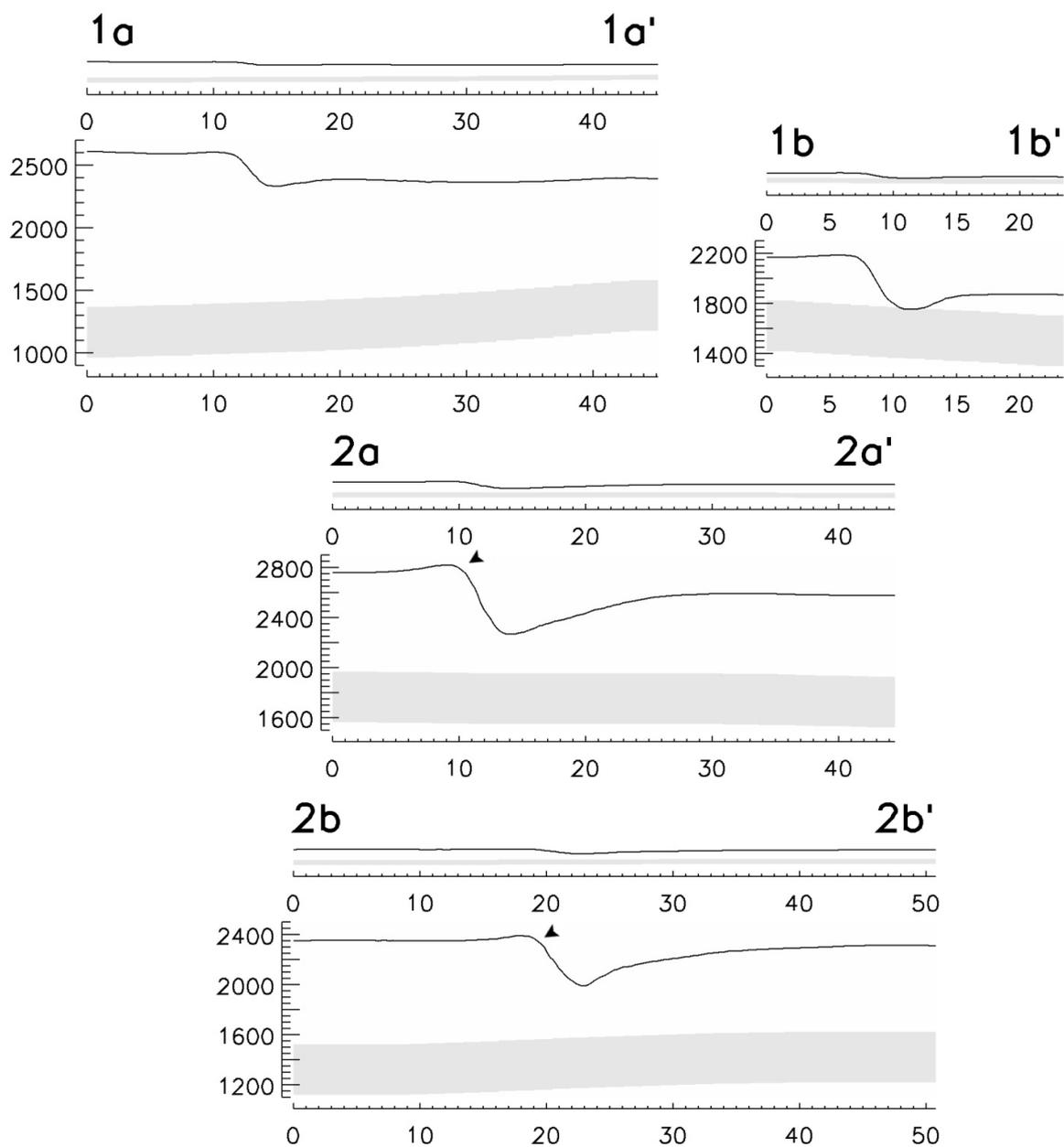


Fig. 5.8. Coupes de profil de plusieurs Laps. Les localisations géographiques des coupes sont indiquées sur la Fig. 5.7. Les lignes noires représentent la surface et les zones grises indiquent la position attendue du bedrock à partir de la carte interpolée de Plaut et al. [2007] tenant compte de l'incertitude de 200 m. Les altitudes sont indiquées en mètres, alors que les distances horizontales sont en kilomètres. Les flèches noires montrent les monticules lorsqu'ils sont présents (voir texte). Chaque coupe est représentée par deux profils : (bas) échelle verticale multipliée par dix pour accentuer la forme de la surface ; (haut) pas d'exagération verticale afin de montrer la relative platitude du système.

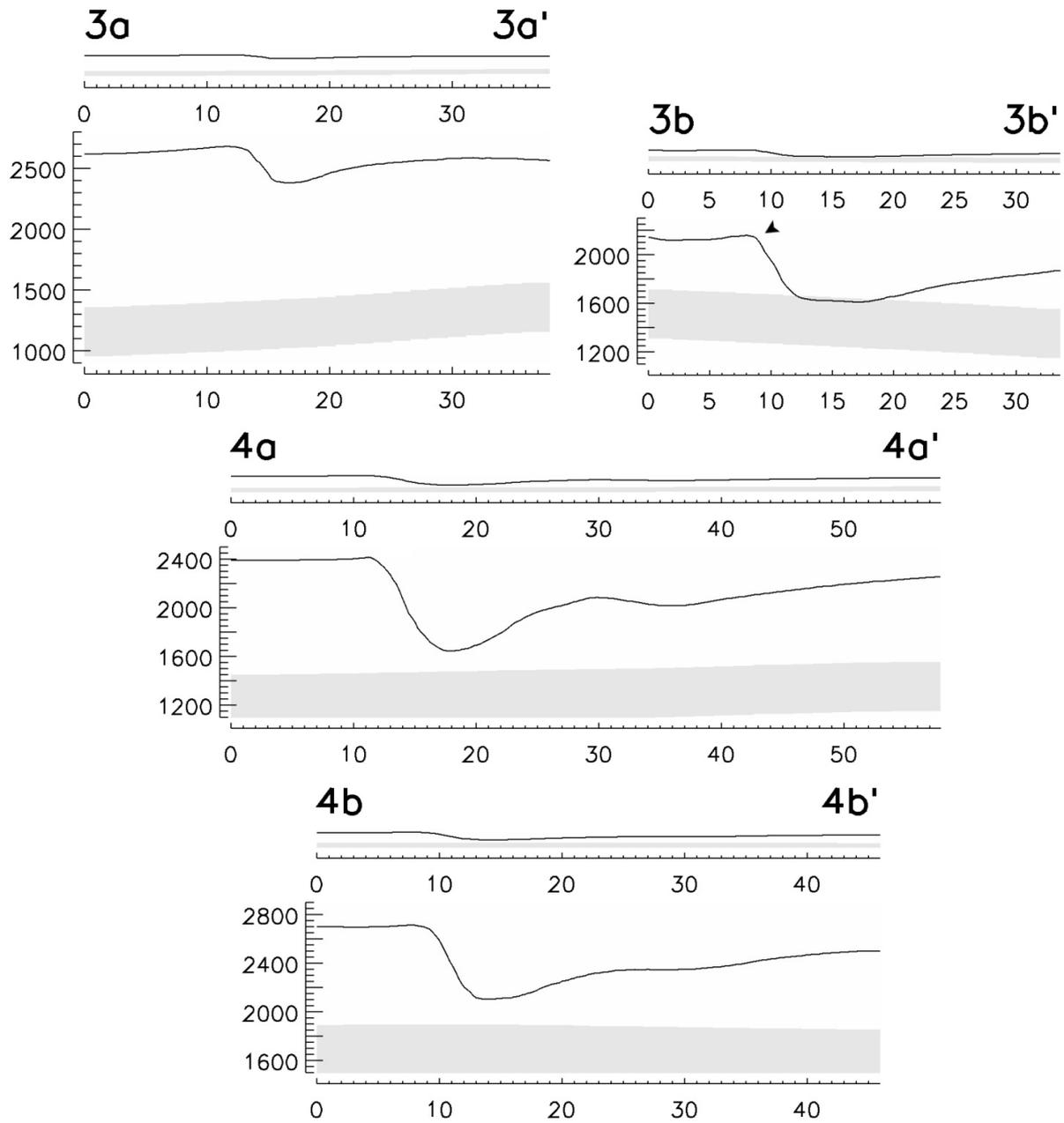


Fig. 5.8. (suite)

5.3.2 Stratigraphie

La connaissance du comportement de la structure interne d'un objet géologique est nécessaire à la compréhension de son origine. Les informations sur la structure des PLD sous-jacents aux Laps que peuvent apporter le radar de subsurface Sharad sont donc essentielles. Cependant, comme nous l'avons dit en section 5.2.3, les stratifications détectées par Sharad dans la région d'UL ont un faible signal sur bruit. Pour suppléer à l'interprétation des radargrammes, nous les avons comparés à des images visibles provenant d'Hirise et HRSC.

La **Fig. 5.9** montre des coupes transverses de Laps associées à des radargrammes Sharad et des images HRSC le long de la trace de l'orbite. Le radargramme de la coupe 5-5' montre clairement des stratifications horizontales du côté de la pente rectiligne (coté droit de l'image), faisant émerger l'hypothèse que les stratifications puissent affleurer l'escarpement. Du côté opposé, les couches situées en dessous de la pente convexe suivent la courbure de la surface, formant un anticlinal. Cette configuration ne permet pas de suggérer un affleurement, contrairement au cas précédent. Sur l'image HRSC associée, des affleurements de PLD sont facilement distinguables comme des bandes plus ou moins sombres perpendiculaires à la trace de l'orbite. Ces changements d'albédo sont dus à des variations du contenu en impuretés entre les couches. Grâce à la coupe transversale, on peut situer ces affleurements du côté exclusivement rectiligne du Laps, alors que la pente convexe ne montre pas de telles signatures, ce qui confirme les observations radars. La coupe 6-6' montre un comportement similaire bien que la courbure des PLD du côté de la pente convexe n'est pas aussi claire en raison d'un mauvais signal sur bruit. Cependant, l'image HRSC associée possède également l'empreinte d'un affleurement asymétrique, qui ne se produit que du côté de la pente rectiligne, suggérant que les PLD sous-jacents à la pente convexe se courbent également, étant ainsi parallèles à la surface.

Le comportement asymétrique des PLD (affleurement de la pente rectiligne et courbure anticlinale du côté de la pente convexe) ne peut pas être vérifié sur les données radar pour les 167 Laps référencés en raison de la mauvaise qualité des radargrammes dans cette région. Cependant, une inspection visuelle des images disponibles dans la région montre bien un affleurement asymétrique pour la quasi-totalité des objets. La **Fig. 5.10** en est un exemple en montrant l'image Hirise de deux Laps successifs.

Enfin, il n'est pas possible d'obtenir des informations sur la structure interne directement sous-jacente à la dépression car aucun signal n'y est détecté par le radar. Cela ne signifie pas nécessairement qu'aucun réflecteur ne s'y trouve. Cela est plus probablement dû à la pente de la surface qui réfléchit et réfracte la plupart de l'énergie hors de la direction de l'orbiteur. De plus, les puissants échos latéraux qui sont présents dans cette zone pourraient cacher des signaux provenant de la subsurface.

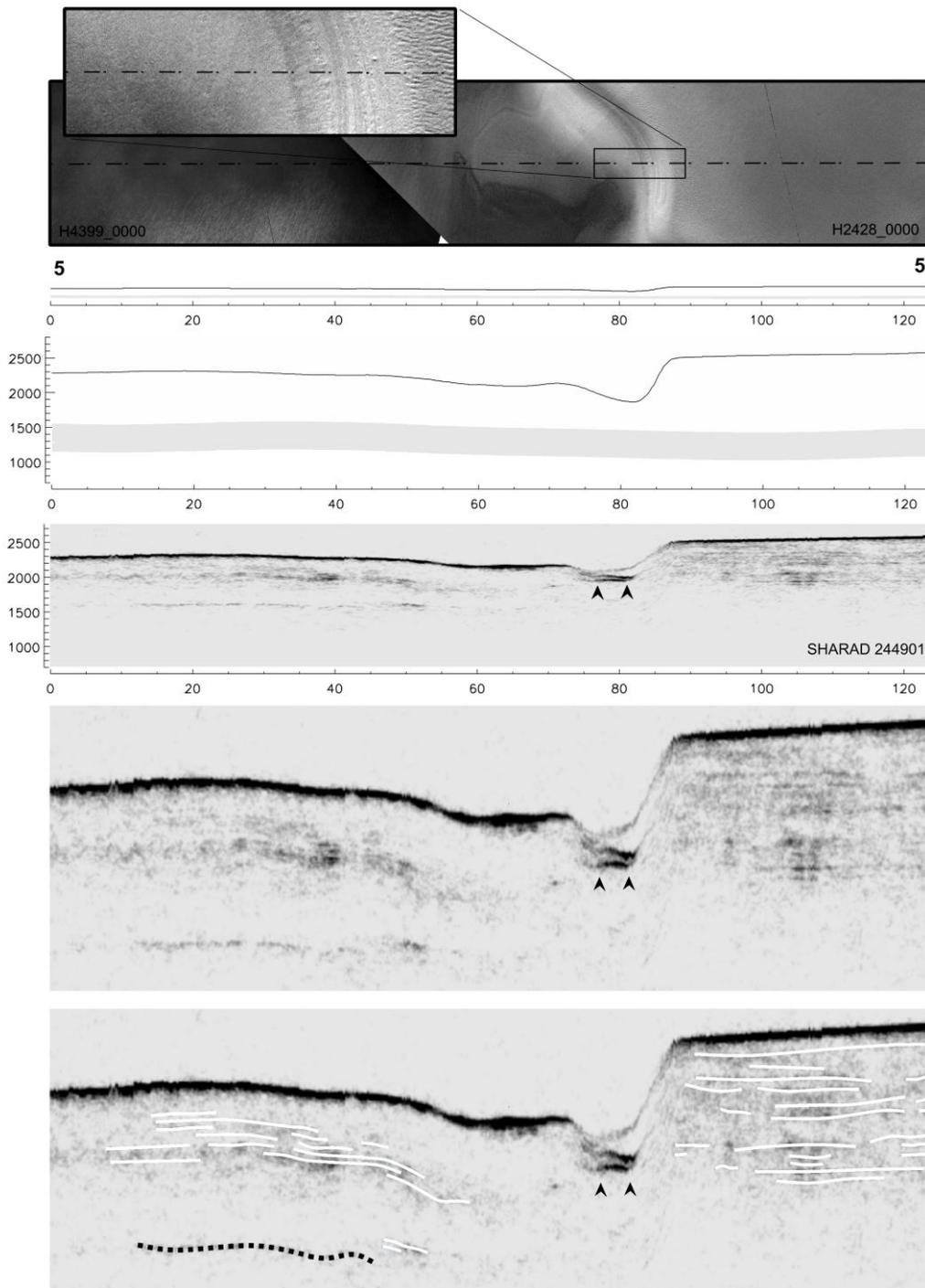


Fig. 5.9. Coupes transverses (5-5' et 6-6') de deux Laps associées à des images HRSC (DLE/FU Berlin/ESA) et des radargrammes Sharad. L'illumination vient de la droite. L'élargissement révèle les affleurements comme des lignes plus sombres perpendiculaires à la trace de l'orbite. L'emplacement des coupes est indiqué Fig. 5.7. Le premier radargramme du haut a son échelle verticale multipliée par 10. Les deux du bas sont multipliés par 30. Les lignes blanches soulignent le comportement des PLD et les lignes en pointillés gras correspondent au bedrock après corrélation des échos Sharad avec les profondeurs basales Marsis. Les flèches noires pointent les échos puissants identifiés comme des artefacts de surface.

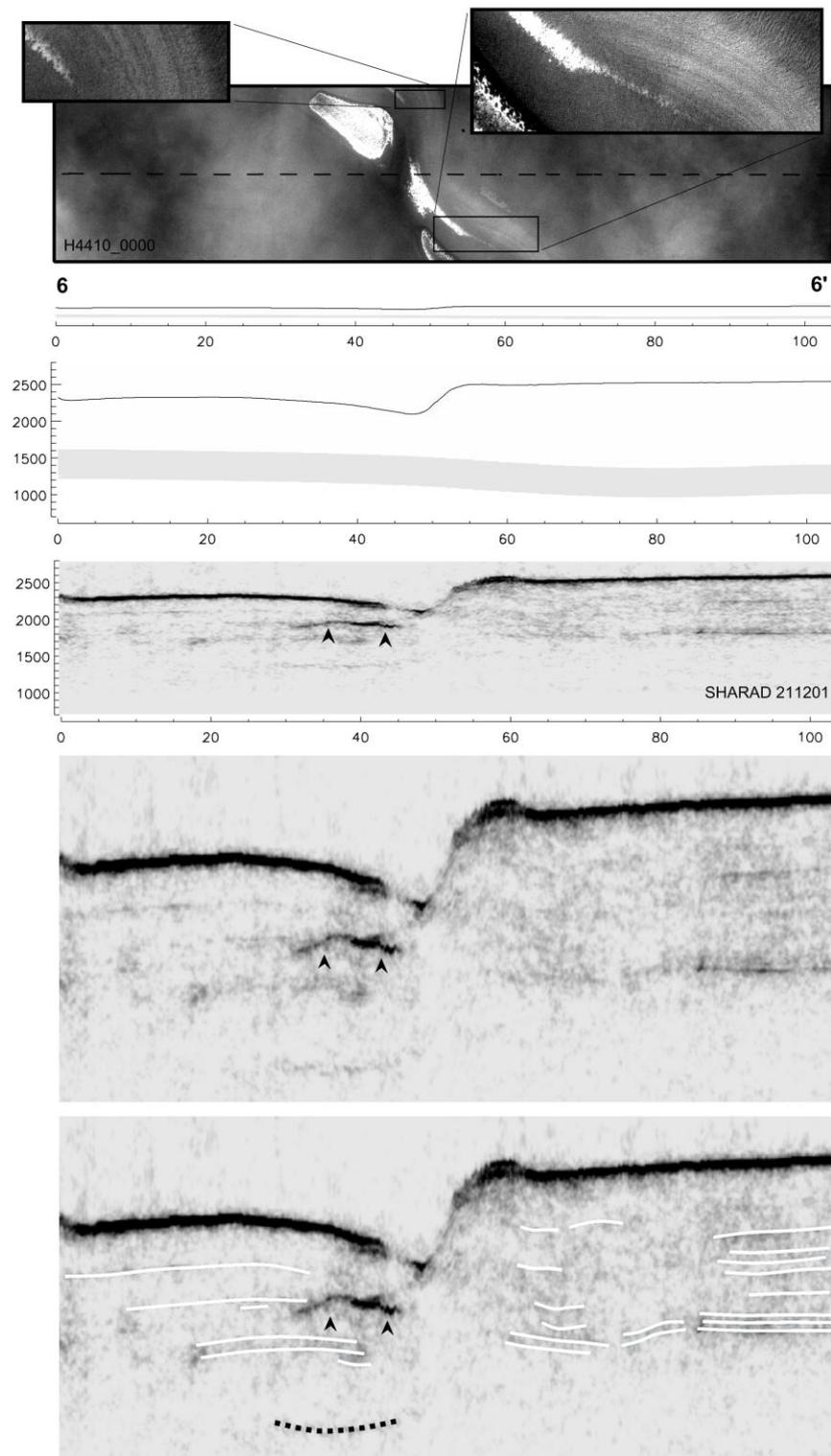


Fig. 5.9. (suite)

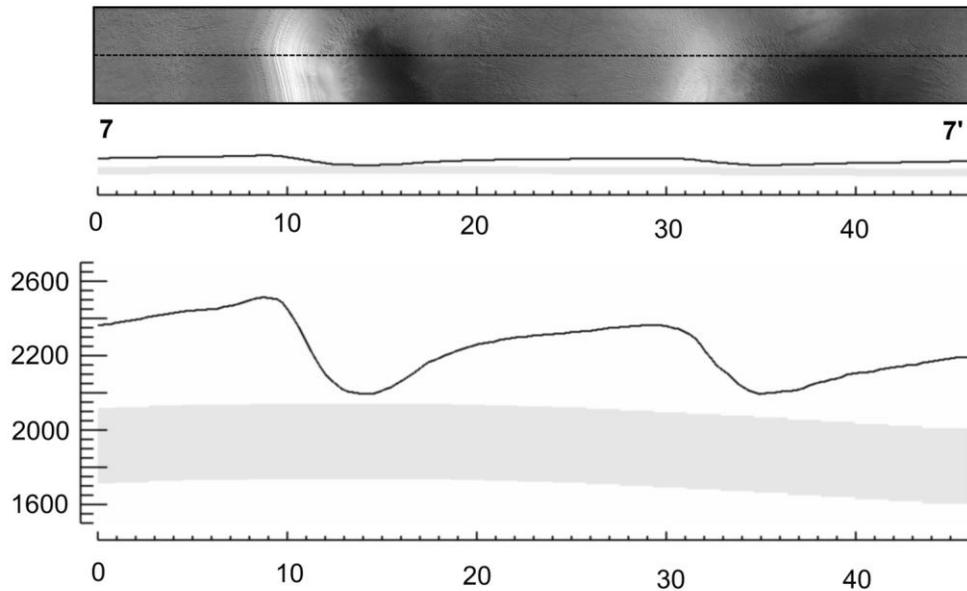


Fig. 5.10. Coupe transverse de deux Laps successifs associée à l'image *Hirise* PSP_06222_1055 (NASA/JPL/University of Arizona). On distingue les affleurements comme des lignes plus sombres perpendiculaires à la trace de l'orbite. L'illumination vient du coin bas-gauche. L'emplacement géographique de la coupe est indiqué Fig. 5.7.

5.4 Interprétations

Les résultats de la description morphologique et stratigraphique des Laps sont synthétisés par la Fig. 5.6. Nous allons maintenant étudier les possibles processus de formation permettant d'aboutir à cette morphologie.

5.4.1 Remplissage de cratères

La forme arquée des Laps suggère naturellement un possible lien avec des cratères d'impacts. Certaines formations ponctuant la surface d'UL sont de façon évidente des cratères enfouis qui reposent soit sur des PLD intermédiaires ou sur le sous-bassement rocheux. Les accumulations subséquentes de dépôts isochrones par dessus ces surfaces irrégulières mènent à un lissage progressif de la topographie initiale, c'est-à-dire en en gardant l'empreinte spatiale avec une échelle verticale qui décroît progressivement avec le temps. En particulier, les monticules régulièrement observés le long des escarpements peuvent être facilement interprétés comme des proéminences marquant les crêtes des contreforts de cratères. Cependant, les Laps se limitent à des formes semi-circulaires ne montrant aucune formation symétrique opposée permettant de compléter un cercle. Néanmoins, il doit être possible de remplir un cratère, ou une autre formation particulière du bedrock, avec des dépôts successifs afin d'obtenir la morphologie caractéristique des Laps. Une possibilité serait d'initier le

processus de remplissage avec un cratère qui ait préalablement été asymétriquement érodé. Une déposition et/ou une érosion irrégulière de la glace est un autre mécanisme qui pourrait produire un profil asymétrique. Cependant, même si un processus de formation basé sur le remplissage d'un cratère peut être imaginé pour recréer la forme d'un Laps, il requiert le concours de phénomènes si particuliers qu'il est difficile de le reproduire systématiquement plus d'une centaine de fois afin d'obtenir le grand nombre de Laps répertoriés. La répétition spatiale, les dimensions similaires des Laps et leur agencement local en structures alignées ne permettent pas de soutenir convenablement une origine principalement liée à des cratères, étant donné que la localisation et la taille de ceux-ci sont fondamentalement considérés comme aléatoires [Howard, 2000].

5.4.2 Processus éoliens

Howard [2000] a réalisé une étude complète des images Viking couvrant les régions polaires de Planum Australe, afin de détecter et de classer les signatures de processus éoliens qui participent au modelage de la surface superficielle de la glace. Il a noté une ressemblance entre les Laps et les dunes Barkhanes qui résultent de la déposition de matériel transporté par le vent. Depuis cette étude, la disponibilité du modèle topographique Mola permet de montrer que les Laps sont principalement des objets dépressifs, dont la morphologie s'exprime en grande partie sous le niveau moyen de la surface. Cela suggère alors que les Laps peuvent résulter de processus d'érosion et/ou de sublimation.

La capacité du vent chargé de particules abrasives à modeler, sur le long terme, la surface de la glace, est bien connue [e.g. Howard, 2000; Koutnik *et al.*, 2005]. Ce que l'on appelle spécifiquement "wire brush terrains", "snakes" ou "trailing grooves" sont des formations éoliennes caractéristiques que l'on rencontre dans Planum Australe. Elles s'étendent sur des centaines de kilomètres et s'expriment sur des échelles verticales de l'ordre du décamètre [Koutnik *et al.*, 2005]. Ainsi, les objets formés par le vent ont un ratio échelle verticale/horizontale dont l'ordre de grandeur est plusieurs fois inférieur aux dimensions des Laps. Néanmoins, la relative homogénéité de l'orientation des Laps est en accord avec un processus d'origine éolienne, excepté pour le groupe de Laps voisins quasi-perpendiculaire visible sur la **Fig. 5.4** (flèches blanches).

Au pôle Nord, Planum Boreum exhibe de nombreuses dépressions glaciaires agencées en spirale en bordure de l'édifice. Leur profil asymétrique est très similaire à ceux des Laps. Bien que leur origine ne soit pas encore parfaitement comprise, on suppose que les dépressions du Nord sont entretenues par un processus impliquant la sublimation de la pente exposée au Soleil et la condensation sur la pente faisant face au Nord, menant également à des affleurements asymétriques de PLD [e.g. Pelletier, 2004 et ses références]. L'écoulement glaciaire et les vents catabatiques peuvent également jouer un rôle dans leur évolution [Fisher *et al.*, 2002; Smith *et al.*, 2010]. En particulier, à partir de la stratigraphie imagée par Sharad, Smith *et al.* [2010] ont suggéré que les vents catabatiques peuvent transporter le matériel de la pente sous le vent et le déposer en aval pour former la pente opposée. Cependant, les dépressions du Nord ont une forme spatiale linéaire très allongée (jusqu'à une centaine de

kilomètre), grossièrement arrangée en spirale autour du pôle, qui n'est pas du tout similaire à la forme arquée des Laps de ~20 km de diamètre, sans arrangement spécifiquement spiralé. De plus, les monticules, régulièrement présents le long des crêtes des escarpements, sont absents des dépressions du Nord. Ces considérations morphologiques n'argumentent pas en faveur d'une origine commune entre les dépressions du Nord et les Laps. De plus, l'orientation des Laps n'est pas préférentiellement orientée vers la direction de l'insolation, ce qui va dans le sens d'un processus de formation qui n'a pas été principalement initié par érosion solaire.

5.4.3 Scénario tectonique

Sur Terre, un mode commun d'extension crustale dans des zones stratifiées consiste au développement d'une faille normale listrique et des anticlinaux de roll-over associés (flexure antithétique). En raison de leur importance en prospection commerciale (piège d'hydrocarbures entre les strates syntectoniques), ces structures ont donné lieu à une abondante littérature [e.g. *Dula, 1991; Poblet and Bulnes, 2005; Shelton, 1984*]. Les failles listriques peuvent être définies comme des failles incurvées concaves, son pendage diminuant avec la profondeur. Elles interviennent dans des zones en extension où la fracture principale suit une direction courbe jusqu'à un niveau de détachement horizontal.

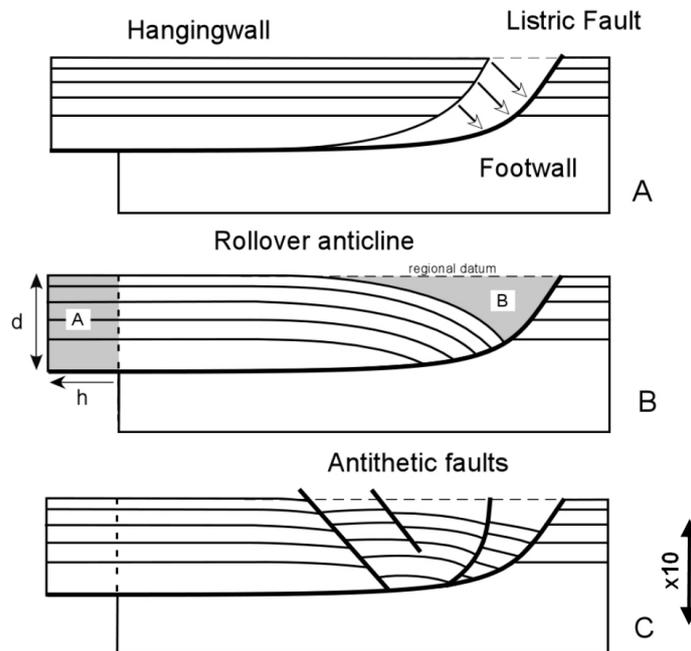


Fig. 5.11. Illustrations de l'évolution typique de la déformation du toit (hanging-wall) dans le contexte d'une faille normale listrique. (A) une contrainte externe rompt le matériel stratifié. Le pendage de la faille résultante décroît avec la profondeur jusqu'au niveau de décollement horizontal. (B) Une courbure graduelle du toit mène à la formation d'une géométrie en anticlinal de roll-over. (C) L'apparition de failles subsidiaires antithétiques peuvent suivre directement l'étape (A) ou (B). Modifié de Song et Cawood [2001].

Le toit de la faille ("hanging-wall") peut développer un anticlinal de roll-over syntectonique habituellement interprété comme une conséquence du déplacement horizontal du toit au-dessus de la courbure du plan de faille listrique (**Fig. 5.11**). Le niveau de décollement horizontal est généralement considéré comme une zone de pression lithostatique anormalement élevée ou bien comme un milieu où la cohésion du matériel est faible. La morphologie des Laps observées est très similaire aux failles listriques observées sur Terre. Ils montrent une asymétrie topographique avec un escarpement faisant face à une pente courbe qui s'aplatit avec l'altitude, produisant une géométrie convexe. La similitude avec l'exemple terrestre est frappante (**Fig. 5.12**). Les radargrammes Sharad associés aux images optiques confirment la similitude entre ces objets en révélant la géométrie des stratifications internes. Le mur de la faille ("footwall") montre clairement des couches horizontales qui semblent affleurer l'escarpement, alors que le toit montre une flexure avec une courbure graduelle vers le bas des stratifications.

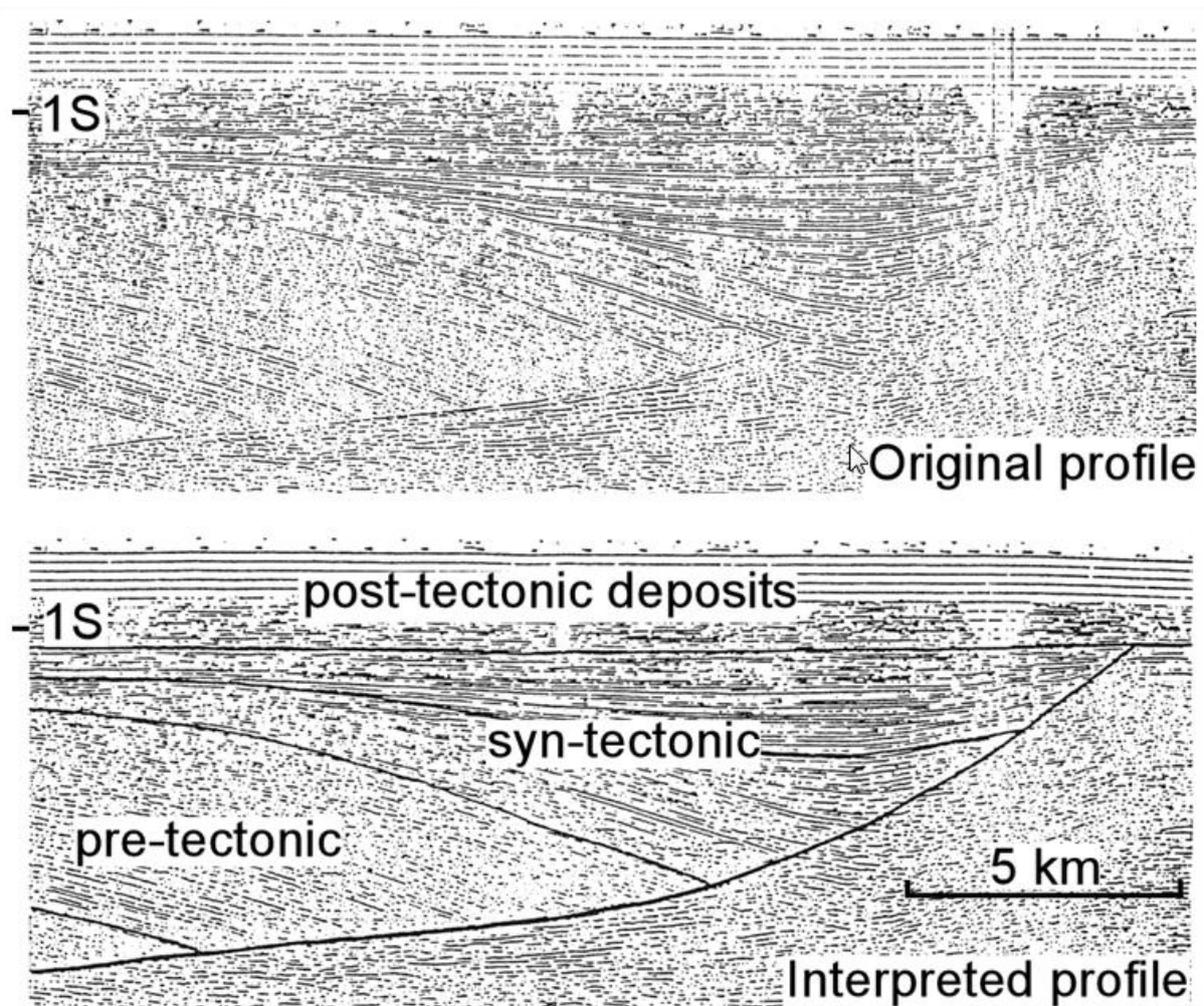


Fig. 5.12. Profil sismique d'un pli en roll-over associé à une faille listrique dans le golf de Bohai dans le Nord de la Chine. L'échelle verticale est en secondes. On rappelle que les Laps observés sur Mars sont seulement composés de dépôts pré-tectoniques. Cette formation en roll-over correspond à un déplacement horizontal de ~10 km. Modifié de Zhang [1994].

La morphologie des Laps sur Mars semble donc correspondre à des formations produites autour de failles listriques normales sur Terre. La longueur de chaque escarpement peut correspondre à la longueur de déplacement horizontal associé à un tel système. Le niveau de décollement de la faille peut être l'interface glace/bedrock. La **Fig. 5.11.C** montre une évolution plus complexe du système se manifestant par l'apparition de failles subsidiaires antithétiques et des basculements de blocs [Davison, 1986; Hauge and Gray, 1996; Song and Cawood, 2001; Williams and Vann, 1987]. La géométrie résultante de la surface est similaire aux caractéristiques observées pour certain Laps (par exemple les profils 4a-4a' et 4b-4b' sur la **Fig. 5.8**) que nous avons décrits plus haut comme une complexification de la forme convexe du toit de faille.

L'hypothèse tectonique qu'implique la présence de géométries en roll-over à travers UL, suggère une activité tectonique étendue liée à un lent glissement horizontal de cette région à des échelles de temps géologiques, et dirigé dans la direction indiquée par la **Fig. 5.5.droite**. Dans certaines conditions particulières, la forme semi-circulaire des Laps peut être liée à des parois de cratères enfouis, ou toute autre proéminence du bedrock, dont les crêtes agissent comme des poinçons qui amincissent localement la glace, créant des zones préférentielles de ruptures.

Une approche intéressante pour tester l'hypothèse roll-over est de proposer une modélisation géométrique simple du processus tectonique. Elle consiste à utiliser la technique de rééquilibrage des surfaces [Davison, 1986; Faure and Seguret, 1988; Gibbs, 1983]. Le principe est basé sur le concept de conservation de surfaces dans le profil transversal, à chaque étape de l'évolution du système. Par exemple, dans la **Fig. 5.11.B**, la partie effondrée (représenté par la surface A) doit être, dans le cas de la conservation de surface, égal à la partie déplacée (surface B). Ce dernier est le produit de la profondeur de décollement avec le déplacement horizontal ($A = B = h \times d$). Dans un tel modèle, on admet que le toit de faille se déforme par simple cisaillement, et que le mur de faille reste indéformable durant toute la phase d'extension [White et al., 1986]. Le déplacement horizontal (H_r dans la **Fig. 5.13**) peut être directement déduit de la géométrie du profil. En effet, dans le cas d'une faille listrique, la déformation du toit de faille doit être similaire au mode de déformation par cisaillement. La valeur du déplacement H_r est obtenue à partir de la projection sur la surface fictive ("régional datum") du point de connexion entre le mur et le toit de faille ("cutoff point"). Cette projection est orientée suivant l'angle de cisaillement qui est situé autour de 60° pour la plupart des matériaux géologiques [Dula, 1991]. Le déplacement horizontal se calcule alors par $H_r = H_a + h_v / \tan(60^\circ)$. Dans certains cas, en raison d'une certaine courbure du fond de la dépression logé entre le mur et le toit de faille, il peut être difficile de situer précisément l'endroit de leur jonction. Nous avons choisi de borner ce point par une position minimale et maximale **Fig. 5.11**. Ainsi, nous obtenons également des valeurs limites pour la longueur de déplacement et la profondeur de décollement, qui peut être comparée à la profondeur du bedrock déduite des données Marsis.

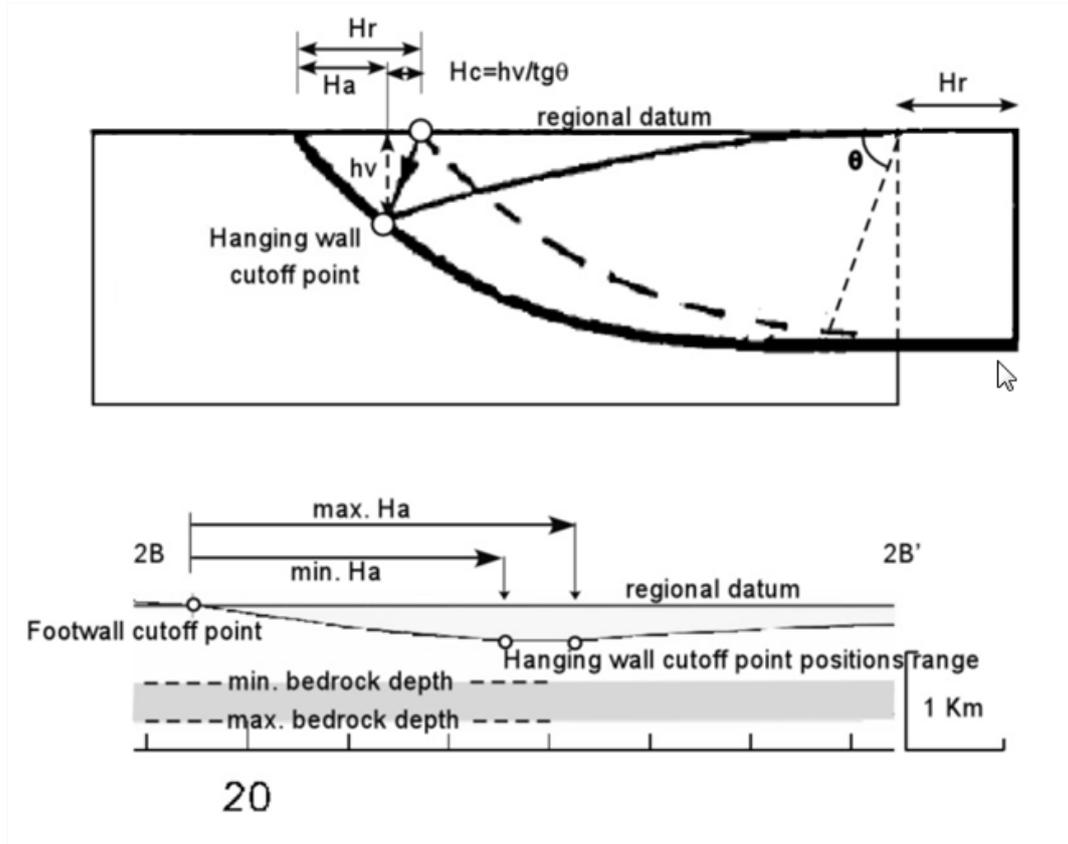


Fig. 5.13. (Haut) Géométrie des différents éléments intervenant dans le modèle de rééquilibrage des surfaces. Les "cutoff points" sont la connexion entre les stratifications et la faille listrique. Dans le cas pratique, pour un horizon stratigraphique donné, nous pouvons identifier deux points de connexion. L'extension horizontale réelle (H_r) est la somme de l'extension apparente (H_a) et de la projection du "cutoff point" (H_c). (Bas) En raison de la faible courbure qui connecte le mur et le toit de faille, il y a une incertitude sur la position du "cutoff point". Deux positions extrêmes sont utilisées, donnant deux valeurs de H_a . Les incertitudes sur la position du bedrock sont représentées par la zone grisée.

Nous avons effectué ce test pour les huit profils présentés dans la **Fig. 5.8**. La **Table 5.1** et la **Fig. 5.14** en synthétisent les résultats. D'après la **Fig. 5.14**, il apparaît que les profondeurs de décollement sont assez bien corrélées avec les profondeurs régionales de bedrock, excepté pour les profils 3a-3a' et 4b-4b'. Pour ces derniers, les profondeurs sont sous ou surestimée de ~500 m. Bien sûr, ces désaccords peuvent être produits par des singularités locales de la topographie du bedrock qui ne peuvent être détectés par Marsis. Il apparaît également que le déplacement horizontal H_r associé à la faille listrique est en moyenne de 3-5 km, ce qui est substantiel. Cependant ces ordres de grandeurs sont tout à fait en corrélation avec ce que l'on peut rencontrer pour des analogues listriques terrestres. Par exemple, le profil sismique de la Fig. 5.12 correspond à une faille listrique associé à un déplacement horizontal de ~10 km [Zhang, 1994].

Profil	Valeurs min. (km)			Valeurs max. (km)			Surface mesurée (km ²)	Profondeur de décollement (km)			Profondeur du bedrock (km)		
	H _a	h _v	H _r	H _a	h _v	H _r		Min. slip	Max. slip	Mean	Min.	Max.	Mean
	1aa'	2,31	0,26	2,46	3,23	0,26		3,38	3,67	1,49	1,09	1,29	0,90
1bb'	2,98	0,28	3,14	3,70	0,27	3,86	1,87	0,60	0,48	0,54	0,20	0,60	0,40
2aa'	3,00	0,43	3,25	4,10	0,45	4,36	4,37	1,35	1,00	1,17	0,70	1,11	0,91
2bb'	3,20	0,35	3,40	3,80	0,34	4,00	2,75	0,81	0,69	0,75	0,70	1,11	0,91
3aa'	2,10	0,19	2,21	3,70	0,22	3,83	2,29	1,04	0,60	0,82	1,08	1,50	1,29
3bb'	5,70	0,40	5,93	8,80	0,40	9,03	5,82	0,98	0,64	0,81	0,36	0,76	0,56
4aa'	4,40	0,58	4,74	5,90	0,57	6,23	5,33	1,12	0,86	0,99	0,65	1,05	0,85
4bb'	3,80	0,55	4,12	6,90	0,55	7,22	8,11	1,97	1,12	1,55	0,67	1,04	0,86

Table 5.1. Détermination des niveaux de décollement et des longueurs de déplacement pour les huit profils de la Fig. 5.8.

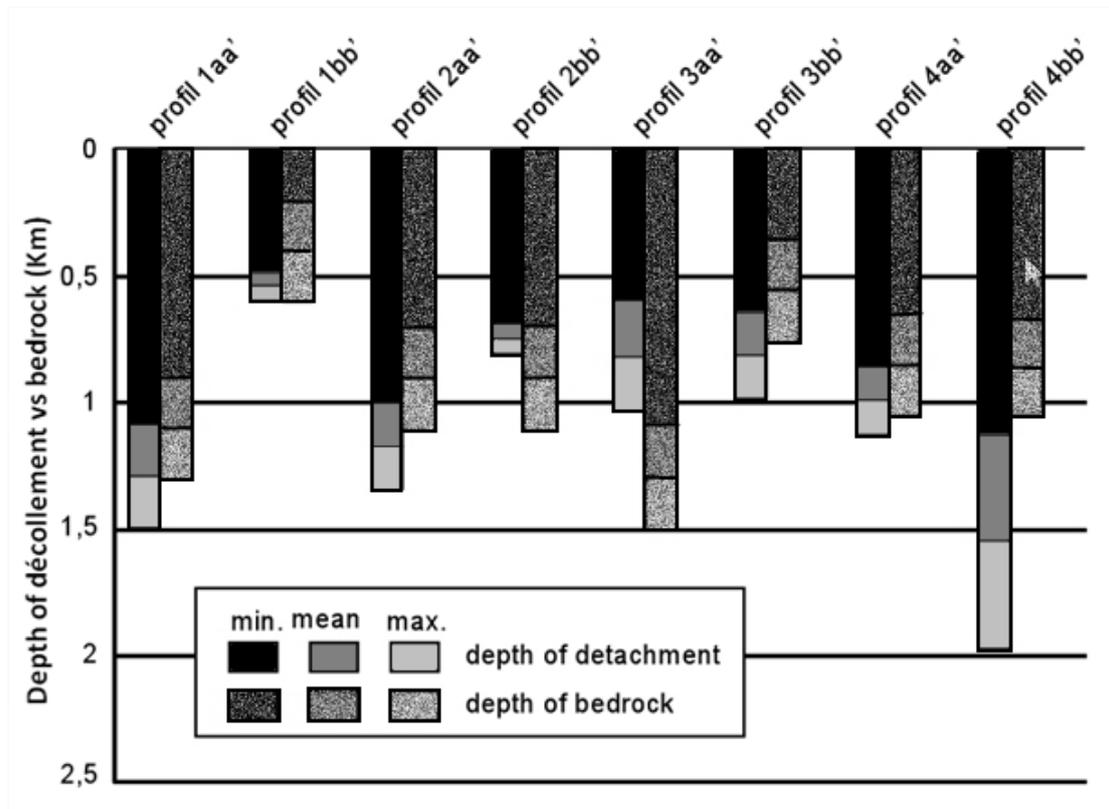


Fig. 5.14. Illustration graphique confrontant les valeurs minimales, maximales et moyennes de la profondeur de décollement et du bedrock Marsis pour les huit profils de Laps présentés en Fig. 5.8.

5.5 Conclusions et discussions

De nombreux escarpements avec des caractéristiques morphologiques similaires sont observés dans les dépôts stratifiés polaires (PLD) de Planum Australe, géographiquement restreints à la région excentrée d'Ultimi Lobe (UL). Des analyses conjointes de données topographiques, d'images optiques et d'observations radars de subsurface nous ont permis de dresser une description morphologique et stratigraphique complète et nouvelle de ces objets. Nous les avons appelés Laps ("Large and asymmetric polar scarps") en raison de leur profil transversal montrant une dépression glaciaire profonde délimitée par une pente convexe s'aplatissant avec l'altitude, faisant face à une pente rectiligne au flanc de laquelle affleurent des stratifications polaires. Bien que les escarpements aient une pente faible, les dépressions associées atteignent régulièrement la moitié de l'épaisseur locale de glace qui est en moyenne de 1 km dans UL. Les Laps sont nombreux et éparpillés à travers cette région, mais ils ont tous des dimensions similaires.

Les structures de surface des PLD martiens sont souvent présentées comme résultant de processus de déposition et/ou d'érosion [e.g. *Fisher et al.*, 2002; *Howard*, 2000; *Koutnik et al.*, 2005; *Smith and Holt*, 2010]. Comme alternative, nous proposons une rupture mécanique de la glace pour l'origine des Laps, basée sur leurs ressemblances frappantes, en forme et en taille, avec des anticlinaux de roll-over associés à des failles listriques. Un modèle quantitatif basé sur une technique courante d'équilibrage des surfaces, a été brièvement introduit afin de tester cette hypothèse listrique en calculant des dimensions géométriques basiques qui devrait en découler [*Davison*, 1986; *Faure and Seguret*, 1988; *Gibbs*, 1983]. Il apparaît que la profondeur de décollement estimée est en accord avec la profondeur du bedrock obtenue par Marsis, pour la plupart des huit Laps de la **Fig. 5.8**. Nous admettons cependant qu'il peut être utile de mener systématiquement cet exercice sur tous les Laps recensés. Les systèmes de failles listriques impliquent un déplacement horizontal du toit de faille. Nous avons calculé que ce déplacement serait en moyenne de 3-5 km dans le cas des Laps. C'est une valeur substantielle mais tout à fait en accord avec ce qui peut être rencontré sur Terre. Un tel glissement de l'édifice glaciaire a déjà été suggéré par *Murray et al.* [2001] qui ont observé des brèches ponctuant des affleurements de PLD en bordure de la calotte. De telles signatures pourraient être des structures marquant l'amortissement par la glace d'un mouvement de glissement initié au cœur d'UL et dirigé vers les régions périphériques. Le glissement d'un glacier est un processus qui requiert de faibles contraintes basales en cisaillement, ce qui peut être rencontré en cas : (i) de sédiments faiblement cohésifs à l'interface glace/roche; (ii) de sédiments rendus malléables par mélange avec de l'eau fondue; (iii) des sels sous pression agissant comme un lubrifiant [*Jackson et al.*, 1994] ou (iv) d'un coefficient de frottement de la glace plus faible que la glace terrestre [*Banks and Pelletier*, 2008]. Aucune information ne nous permet de déterminer si un tel glissement peut être contemporain.

La raison pour laquelle les PLD Sud pourraient être soumis à un mouvement horizontal est une autre question majeure de l'hypothèse listrique. De possibles explications incluent (i) une activité tectonique du bedrock sous-jacent; (ii) un simple réajustement gravitaire de l'édifice glaciaire suite à l'accumulation successive des dépôts ou (iii) un matériel

basal fluide naturellement drainé vers l'extérieur en raison du poids du glacier, et entraînant le glacier avec lui.

Le lien entre l'hypothèse listrique et les monticules présents le long des crêtes des escarpements reste à déterminer. Ils peuvent être liés à : (i) un dépôt subséquent de matériel glaciaire, dans quel cas la topographie des Laps, sous un régime de vent dominant, pourrait générer des dépressions associées à des pièges à froid le long des crêtes; (ii) un léger rebond élastique du mur de faille après la rupture de la glace, comme cela est couramment observé sur Terre lors de processus tectoniques [e.g. *Weissel and Karner*, 1989; *Westaway*, 1992], et dont la magnitude renferme des informations sur la rhéologie de la glace ou (iii) une réponse rhéologique due à un changement des conditions basales comme cela est observé sur Terre autour de lacs glaciaires souterrains [*Remy et al.*, 1999].

Une étude approfondie d'une possible activité tectonique dans UL devrait être entreprise à l'avenir, en raison de ces applications sur la rhéologie de la glace et des connaissances que cela peut apporter sur les conditions basales des PLD. En particulier, la présence de failles listriques associées à des roll-overs pourrait être une conséquence macroscopique des différences fondamentales entre le comportement d'une calotte glaciaire sous des conditions martiennes et terrestres, étant donné qu'il n'est pas attendu que la viscosité de la glace sur Terre puisse générer de telles fracturations.

Réflectivité radar de la surface martienne

REFLECTIVITE RADAR DE LA SURFACE MARTIENNE.....	121
6.1 PROBLEMATIQUE	122
6.2 TRAITEMENT DES DONNEES.....	123
6.2.1 Localisation de l'écho de surface.....	123
6.2.2 Corrections du signal.....	125
6.2.3 Calibrage sur une zone de référence.....	129
6.3 RUGOSITE DE LA SURFACE MARTIENNE	130
6.4 RESULTATS ET ANALYSES CARTOGRAPHIQUES.....	134
6.4.1 Analyse globale	134
6.4.2 Analyses régionales.....	135
6.4.3 Comparaison Marsis-Sharad.....	138
6.4.4 Epaisseur sondée.....	138
6.5 SEPARATION DE P_C ET P_N : APPROCHE STATISTIQUE	140
6.5.1 Principes et fondamentaux	140
6.5.2 Applications et classification des terrains martiens.....	144
6.6 SEPARATION DE LA PERMITTIVITE ET DE LA RUGOSITE.....	148
6.6.1 Modèles de rétrodiffusion à incidence normale.....	148
6.6.2 Applications à des surfaces très peu rugueuses ($l > 500$ m).....	150
6.6.3 Applications à des surfaces moyennement rugueuses ($l < 500$ m).....	153
6.6.4 Applications à des surfaces rugueuses.....	154
6.7 VARIATIONS ANNUELLES DE REFLECTIVITE AUX POLES.....	155
6.7.1 Présentation.....	155
6.7.2 Observations	156
6.7.3 Modèle de réflectivité à trois couches.....	157
6.7.4 Applications et résultats.....	158
6.8 SYNTHESE	164

6.1 Problématique

Sharad procurent des informations sur les gradients diélectriques rencontrés tout le long de la trajectoire de l'onde, soit plus de 1000 m sous le sol. Bien que l'étude du signal de subsurface soit, de fait, l'application la plus courante, l'écho provenant de la surface elle-même est celui qui a le signal sur bruit le plus élevé de toute la coda. Il a aussi la particularité d'avoir le premier temps d'arrivée. Ainsi; il est propre de toute perte de signal non-quantifiable due à des interactions antérieures. Sa puissance, appelée plus ou moins abusivement la réflectivité, est la somme de la puissance cohérente provenant de l'écho spéculaire et de la puissance incohérente associée à l'énergie diffuse lors de la réflexion. Comme nous l'avons montré dans la section 3.6, ces deux contributions sont elles mêmes liées à la constante diélectrique du sol (ε) et à ses paramètres de rugosité (σ, l) :

$$P_{tot} = P_c + P_n \propto \varepsilon, \sigma_h, l \quad (6.1)$$

Etudier la réflectivité de l'écho de surface est donc un moyen d'obtenir des informations sur la composition et la géométrie du sol. D'autres instruments ont des objectifs similaires avec des résolutions spatiales bien supérieures (imagerie, spectro-imagerie, spectrométrie gamma, cf. sections 1.2.3 - 1.2.6). L'avantage des radars sondeurs est que l'épaisseur de terrain impliquée dans la réflexion de l'écho de surface est de 10 à 10⁴ fois supérieure à ceux des autres moyens d'observations (section 6.4.4).

Une cartographie de l'écho de surface a déjà été réalisée pour le radar Marsis par *Mouginot et al.* [2010]. Elle a permis de quantifier le volume de glace formant les 60-80 premiers mètres du sous-sol martien à une échelle globale. La résolution horizontale de Sharad étant dix fois supérieure à Marsis (**Table 2.1**) et l'échantillonnage le long de l'orbite meilleur, la réflectivité Sharad doit permettre de mener des études à l'échelle régionale.

Pour Sharad, la réalisation de ces cartes nécessite de traiter un volume de données considérable (2.3 To en juin 2010) représentant toutes les observations acquises par le radar. La méthode semi-automatique de localisation des échos utilisée et décrite dans la section 4.3.3 n'est pas suffisamment rapide pour être appliquée au jeu de données global. Dans un premier temps, nous allons présenter une méthode de détection automatique consacrée à l'extraction de l'écho de surface. Ensuite, avant de présenter et de discuter les résultats cartographiques de cette extraction, nous décrirons ce que l'on sait aujourd'hui de la rugosité martienne. Etant donnée l'identité (6.1), cette information est nécessaire pour une interprétation correcte de la réflectivité. Nous verrons que, contrairement à Marsis, pour retrancher la contribution de la rugosité afin de ne garder qu'une information sur la permittivité du sol, la longueur d'onde Sharad nécessite des modèles topographiques globaux à des résolutions qui n'existent pas actuellement. Pour réaliser cette séparation des paramètres, nous proposerons une méthode statistique fondée sur des méthodes d'imagerie Sar (synthetic aperture radar, ou radar à synthèse d'ouverture) terrestres. Enfin, nous mettrons en évidence une variation saisonnière de la réflectivité dans les régions polaires possiblement liée à l'épaisseur des condensats saisonniers de CO₂ dont nous dériverons la valeur.

6.2 Traitement des données

6.2.1 Localisation de l'écho de surface

En juin 2010, près de 6 200 orbites propres (annexe F) sont disponibles, représentant en tout ~ 9 millions de kilomètres de radargrammes échantillonnés presque tout les 30-100 mètres. Il faut donc trouver une méthode de localisation de l'écho de surface suffisamment simple et rapide, mais aussi robuste, pour limiter au maximum les erreurs de détections.

Pour cela, nous allons d'abord accroître le signal sur bruit des données afin d'améliorer la netteté des échos de surface. Dans un premier temps, nous profitons du sur-échantillonnage azimutale Sharad pour moyennner entre eux des pulses successifs afin de renforcer le signal cohérent et de réduire le nombre de pulses à traiter durant les étapes postérieures. Ce moyennage est réalisé sur une distance égale à 2 km, soit environ la moitié du diamètre de l'empreinte au sol du radar (section 3.5.4). Le nombre de pulses moyennés dépend alors du taux d'échantillonnage (entre 30 et 100 mètres) et est calculé automatiquement pour chaque orbite. La finalisation de l'amélioration du signal sur bruit est assurée par un filtrage passe-bas (type Butterworth) en 2D effectué sur les radargrammes. Le filtrage en 2D à l'avantage de garder une meilleure information de la continuité horizontale des échos. La **Fig. 6.1** illustre le résultat de ces deux premières étapes.

Rechercher l'écho de surface au sein d'un pulse en identifiant uniquement l'écho le plus fort est simple, mais non viable, car de nombreux échos latéraux plus tardifs peuvent égaler voire dépasser la puissance du véritable signal provenant du sol au nadir de la sonde. L'écho de surface est généralement le premier temps d'arrivé et il est généré par un très fort contraste diélectrique, ce qui se traduit par deux caractéristiques complémentaires sur le signal de retour :

- C'est l'un des échos le plus puissant du pulse.
- C'est l'un des échos dont le front montant qui le précède est le plus abrupt.

L'utilisation indépendante de ces caractéristiques est imparfaite, mais leur utilisation conjointe maximise les chances de localiser l'écho de surface réel. Ainsi, pour chaque élément temporel t constituant un pulse, nous définissons un critère de localisation composite, C_t , qui prend en compte ces deux définitions en les multipliant tel que :

$$C_t = P_t \times \frac{dP_{t-1}}{dt} \quad (6.2)$$

où P_t est la puissance du signal à l'instant t . L'élément temporel du pulse pour lequel ce critère est maximal est considéré comme un candidat pour l'écho de surface. On constate logiquement que dans les régions où l'écho de surface est très fortement atténué, voire quasi-invisible à l'œil nu, la condition $\max(C_t)$ retient un écho aléatoire au sein du pulse. L'extinction de ces échos est principalement liée à la géométrie de la surface pour laquelle la

rugosité (ou la pente à grande échelle) diffuse le signal (ou le réfléchit hors de la direction du récepteur). Il faut pouvoir identifier ces mauvaises détections afin de les rejeter de façon automatique. Une solution est de comparer la continuité des détections avec la topographie Mola (section 1.2.4). Une simple comparaison de ces deux jeux de données est difficile, car les altitudes fournies pour la sonde Sharad, qui permettraient de déduire l'altitude absolue des points détectés, ne sont pas parfaitement référencées. Pour s'affranchir de toute difficulté liée au référencement, nous choisissons simplement de comparer la dérivée (les pentes) de la continuité de détection Sharad avec celle de la surface Mola. L'opération différentielle est numériquement extrêmement rapide. Lorsque qu'une pente Sharad s'éloigne de celle de Mola, le pulse correspondant est rejeté. Sachant que la résolution Sharad dans le vide est de 11,2 m (section 3.3.3) et que le moyennage des pulses mène à un échantillonnage horizontal de $\sim 2\,000$ m, le critère de rejet est fixé à $\left| \frac{25}{2000} \right|$ m. La **Fig. 6.2** illustre le résultat de ces dernières étapes. Le résultat montre un très bon rejet des mauvaises détections, lorsque l'écho de surface est effectivement très faible ou éteint.

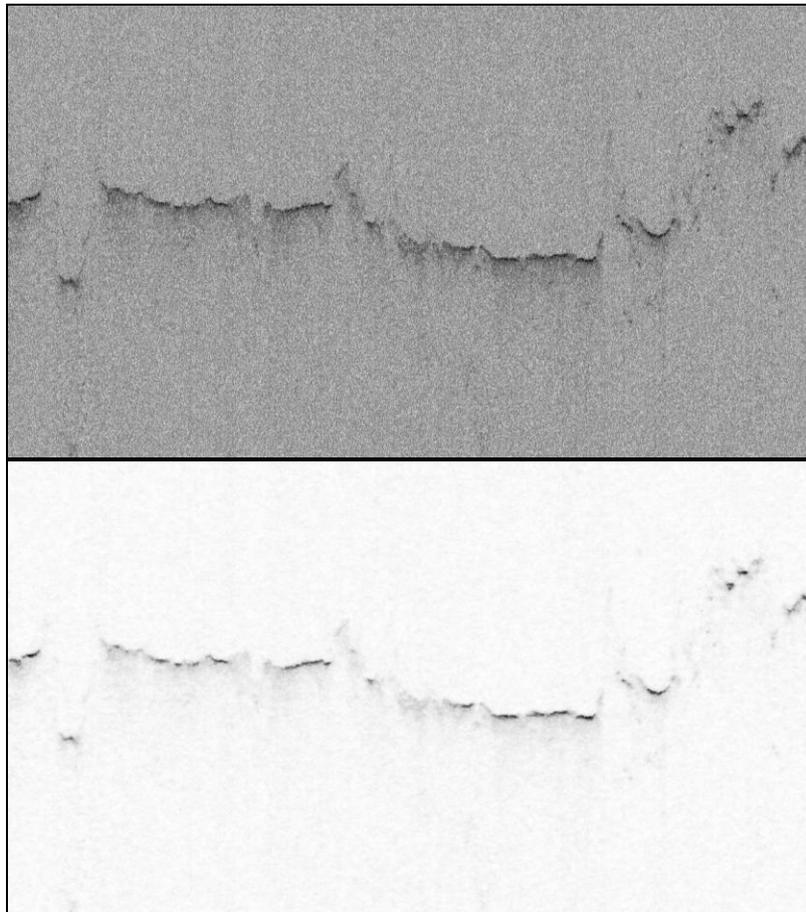


Fig. 6.1. *Radargramme Sharad alternant des survols de régions planes et cratérisées Les dimensions verticales et horizontales de chaque radargramme sont respectivement de $50\ \mu\text{s}$ et ~ 600 km. **Haut.** Radargramme brut non filtré. **Bas.** Radargramme après moyennage des pulses, puis filtrage passe-bas (type butterworth 2D). Le signal sur bruit est amplifié.*

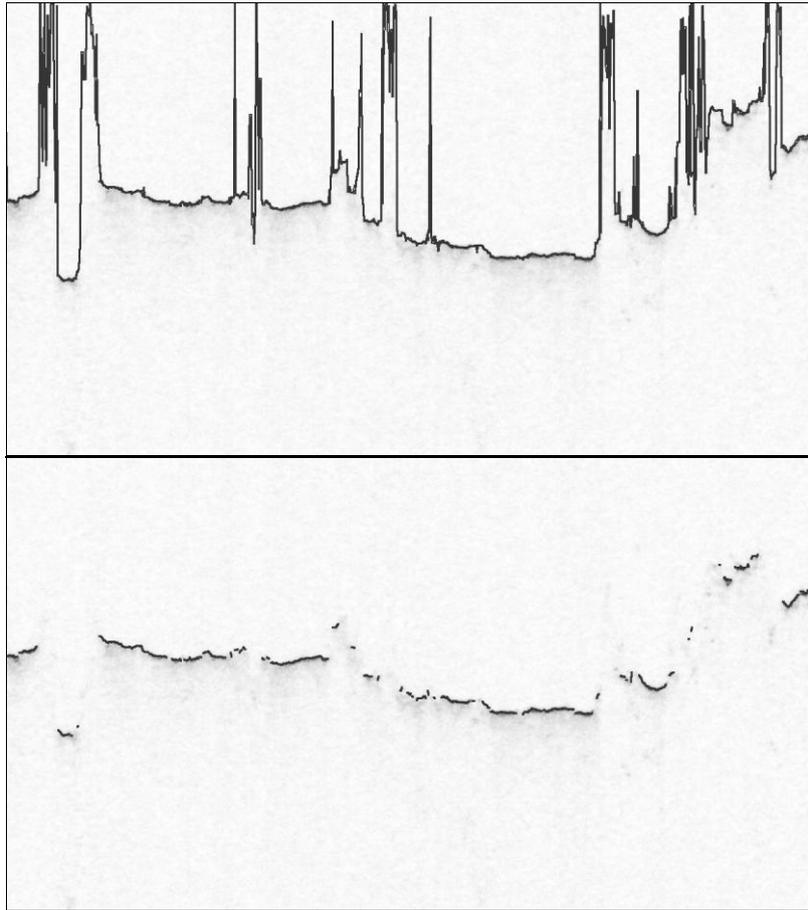


Fig. 6.2. *Même radargramme que la Fig. 6.1. Haut. Les points gris indiquent le maximum du critère C_i identifié pour chaque pulse. Bas. Détections restantes après comparaison des pentes de surface Mola avec et celles de Sharad.*

Les puissances extraites pour chaque localisation d'échos de surface sont bien évidemment celles provenant du radargramme original, et non pas du radargramme filtré sur lequel seule la localisation est effectuée.

6.2.2 Corrections du signal

Avant une quelconque interprétation des résultats, les signaux extraits doivent encore subir plusieurs corrections en puissance afin d'être comparables entre eux. Ces corrections témoignent de l'influence de phénomènes orbitographiques (variation d'altitude), techniques (orientations des appendices du S/C) et naturels (absorption ionosphérique) sur l'acquisition du signal :

■ Biais d'altitude :

Les ondes électromagnétiques se propagent avec un facteur d'atténuation géométrique de $1/h^2$. Ce qui signifie que, pour une même surface réfléchissante, la puissance interceptée par le radar va décroître avec l'augmentation de son altitude. Pour comparer les signaux reçus à des altitudes différentes, il faut compenser cette perte qui peut être facilement estimée lorsque l'on connaît approximativement la distance entre la surface et la sonde. Pour une observation effectuée à une altitude h , la correction en puissance f_{alt}^2 à appliquer sur le signal est :

$$f_{alt}^2 = \left(\frac{h}{h_{ref}} \right)^2 \quad (6.3)$$

où h_{ref} est une altitude de référence que l'on considérera toujours égale à 250 km. Les altitudes de Sharad sont comprises entre 250 km (pôle sud) et 320 km (pôle nord) (**Table 2.2**). La **Fig. 6.3** montre que l'amplitude des corrections à apporter dans cet intervalle est de ~ 2 dB.

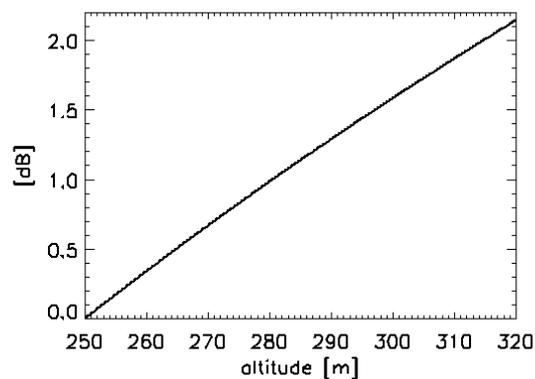


Fig. 6.3. Corrections d'altitude avec $h_{ref} = 250$ km.

Les paramètres fournis avec les données Sharad nous permettent de connaître l'altitude de la sonde par rapport à l'ellipsoïde martienne telle que définie par l'IAU 2000 (international astronomical union). Les écarts entre l'ellipsoïde et la surface réelle peuvent localement avoisiner les 10-20 km. La **Fig. 6.3** nous indique que les erreurs de corrections dans ce cas restent négligeables (de l'ordre de 0,3-0,6 dB).

■ Configuration des appendices du S/C :

En plus des variations de gain dues au roulis du S/C qui sont corrigées lors des pré-traitements (section 2.3.5), l'antenne grand gain (HGA) de MRO qui communique avec la Terre et les panneaux solaires, sont des appendices orientables. Chacune de leur configuration implique des perturbations variables sur le signal Sharad. Quatre configurations typiques ont été identifiées et étudiées. Les corrections à appliquer sur la puissance du signal sont fournies avec les données et sont d'une amplitude de $\pm 3,5$ dB [Slavney and Orosei, 2007, p.9-10].

■ Absorption ionosphérique :

La longueur d'onde du signal est supérieure à la fréquence du plasma de l'ionosphère, ce qui lui permet de la traverser. Cependant, lors de cette propagation, l'onde subit des perturbations. Une correction due au déphasage ionosphérique est initialement appliquée sur les données RDR utilisées dans cette thèse (section 3.3.6), mais une absorption du signal se produit également [e.g. *Nielsen et al.*, 2007; *Schunk and Naguy*, 2000; *Witasse et al.*, 2001]. Nous allons estimer cette absorption qui dépend du SZA (angle solaire zénithale) du S/C et du flux solaire radio (F10.7 cm) à la position de Mars, et montrer qu'elle peut être négligée en première approche.

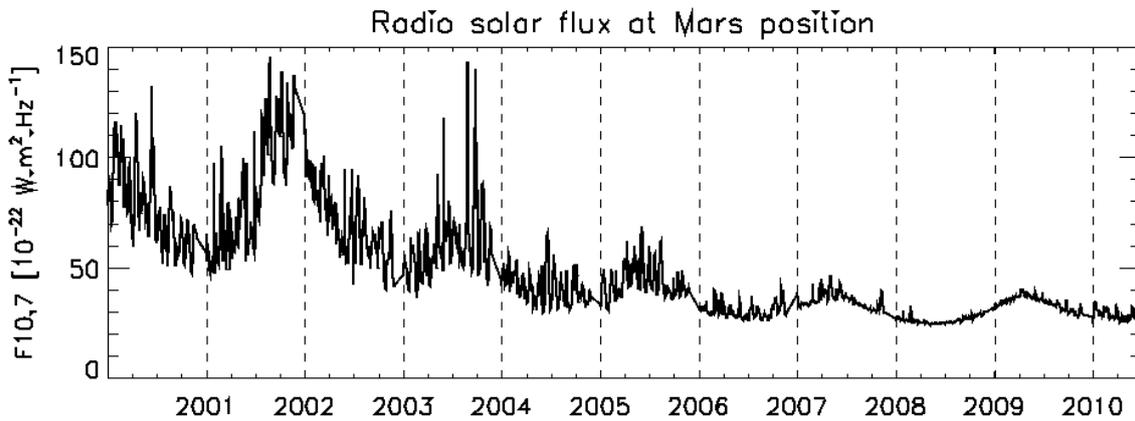


Fig. 6.1. Flux solaire radio (F10.7 cm) calculé à la position de Mars en fonction des années. Sharad a commencé ses acquisitions scientifiques fin 2006. Les fluctuations d'une période de ~ 2 ans sont la conséquence de l'excentricité de l'orbite martienne.

L'ionosphère est un plasma résultant de l'ionisation des hautes couches de l'atmosphère suite à son interaction avec le rayonnement et le vent solaire [*Schunk and Naguy*, 2000]. Pour cette raison, elle est quasi-inexistante du côté nuit de la planète ($SZA > 90^\circ$) et est maximale sous le point subsolaire ($SZA = 0^\circ$). On la caractérise par sa densité en électrons (N_e) dont le profil en altitude est correctement reproduit par le modèle de Chapman [*Nielsen et al.*, 2007] :

$$N_e(h) = N_0 \exp\left[0.5(1 - y - \sec(SZA).e^{-y})\right]$$

avec $y = (h - h_0)/H$

$$N_0 = 200.10^3.10^{0.36\ln(F/120)} \quad [el.cm^{-3}] \quad (6.4)$$

$$h_0 = 120 + 10\ln(1/\sec(SZA)) \quad [km]$$

$$H = 10e^{0.16\ln(F/100)} \quad [km]$$

où N_0 et h_0 sont la densité et l'altitude de densité électronique maximale au point subsolaire, h est l'altitude, H est la hauteur d'échelle neutre de la couche de Chapman et F est la valeur du flux solaire radio en $W.m^{-2}.Hz^{-1}$. Le flux radio à 10.7 cm (F10.7) est considéré comme

représentatif. Ce flux est publié par le National research council of Canada¹ à une distance du Soleil ajustée à 1 UA. Nous déduisons de ces données la valeur de F10.7 à la position de Mars par une loi en $1/h^2$ tenant compte des variations de la distance Mars-Soleil consécutives à l'excentricité de l'orbite martienne (données Spice²). Depuis la mise en service de Sharad (fin 2006), l'activité solaire est dans une période de très faible intensité. Le flux radio a oscillé entre 20 et 50 (**Fig. 6.1**). L'absorption en amplitude subie par l'onde lors d'une traversée unique de la ionosphère s'exprime [Nielsen *et al.*, 2007; Witasse *et al.*, 2001] :

$$a_{iono}(h) = 4,61 \cdot 10^4 N_e(h) \frac{\nu(h)}{(2\pi f)^2 + \nu(h)^2} \quad [dB/km] \quad (6.5)$$

où $\nu(h)$ est la fréquence de collision des électrons. Se référant aux données de Nielsen [2007], qui sont très similaires au modèle de Schunk et Nagy [2000], $\nu(h)$ peut-être approchée :

$$\begin{aligned} \text{Pour } h < 125 \text{ km,} \quad \nu(h) &= 10^{\frac{199-h}{18}} \quad [Hz] \\ \text{Pour } h \geq 125 \text{ km,} \quad \nu(h) &= 10^{\frac{182-h}{14}} \quad [Hz] \end{aligned} \quad (6.6)$$

L'absorption en puissance du signal Sharad pour une traversée aller-retour de l'ionosphère est présentée **Fig. 6.2.Gauche** pour les flux radio extrêmes rencontrés par Sharad (entre 20 et 50). Les observations Sharad ont lieu uniquement pour des SZA > 40° (**Fig. 6.2.Droite**), on constate que l'absorption maximale de l'ionosphère est alors < 1-1,5 dB, ce qui est faible. Particulièrement, près de 80 % des observations ont lieu pour des SZA > 90°. Pour cette raison, nous n'appliquerons pas de correction due à l'absorption ionosphérique.

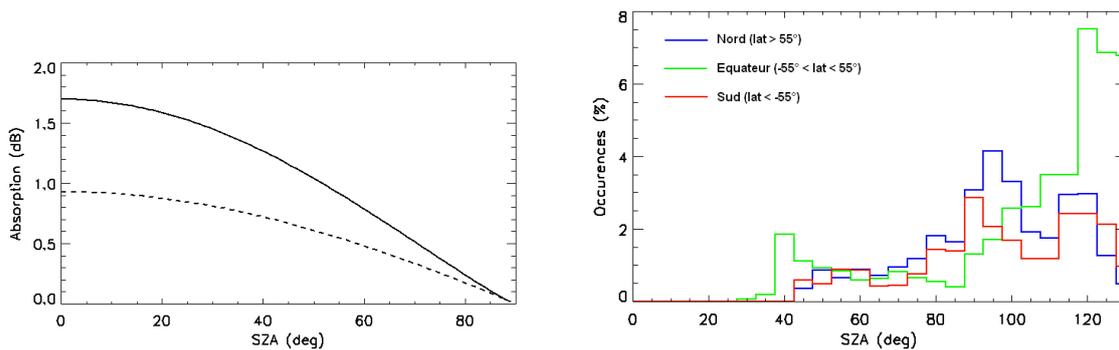


Fig. 6.2. Gauche. Atténuation en puissance du signal radar (20 MHz) pour un aller-retour dans l'ionosphère, vs. l'angle solaire zénithal. La courbe en pointillé et celle en trait plein représentent respectivement l'absorption pour $F10.7 = 20$ et $F10.7 = 50$. **Droite.** Distributions des observations Sharad en fonction du SZA pour trois bandes de latitudes.

¹Values of the Solar Properties - Solar Radio Flux, Quiet Sun Flux, Slowly Varying Component, and Ottawa 10.7 cm Flux, International Astronomical Union Publication, ID: IAU 1957-1958, published by NGDC, 1973.

² <http://naif.jpl.nasa.gov/naif/aboutspice.html>

6.2.3 Calibrage sur une zone de référence

Les mesures de puissance acquises sont des valeurs relatives qui, en l'état, ne nous renseignent pas sur la réflectivité absolue du réflecteur. Pour que cela devienne possible, il faut calibrer la puissance reçue par rapport à un signal réfléchi par une surface de référence dont la nature, et donc sa réflectivité, sont connues [Ulaby *et al.*, 1986, p. 924]. Pour calibrer la puissance du signal nous utilisons comme référence la puissance moyenne réémise par une région martienne qui remplit ces trois critères :

- D'une composition homogène et connue, permettant d'en déduire avec certitude une permittivité ϵ_{ref} proche de la réalité.
- De surface lisse, pour éviter au maximum la contribution d'une composante diffuse sur le signal.
- Recueillant suffisamment d'observations radar, pour pouvoir établir des statistiques et obtenir une moyenne des puissances reçues.

Les régions les plus plates de la surface martienne se trouvent sur les calottes polaires [Aharonson *et al.*, 2001]. Cependant, la couche de glace résiduelle recouvrant quasi-globalement Planum Boreum (section 4.2.1) doit engendrer des interférences destructives sur le signal de surface, car son épaisseur est légèrement inférieure à la longueur de l'onde. Ces interférences sont difficiles à quantifier. Au contraire, l'étendue de la couche de glace résiduelle de CO₂ qui recouvre Planum Australe au sud est très localisée. La région la plus plate de la calotte se trouve hors de cette étendue. Nous la définissons géographiquement entre 81,5°S - 84,5°S, et 180°E - 200°E, soit une zone de 25 000 km², dans une région sans nom officiel, mais parfois appelée "le plateau intermédiaire". Il y a ~ 30 000 observations (pulses) Sharad au dessus de cette zone.

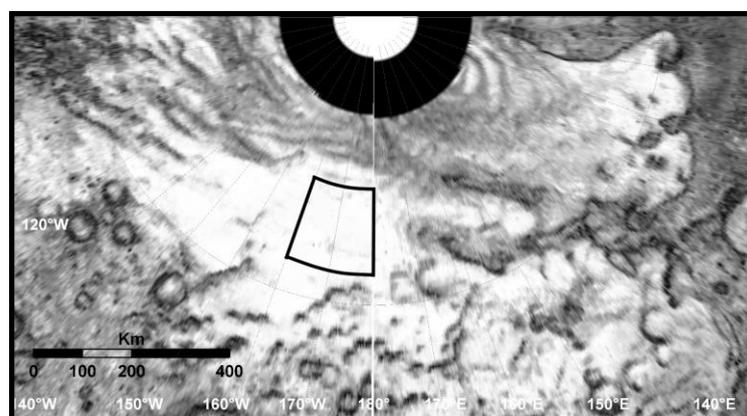


Fig. 6.3. Zone de référence (cadre noir) dans Planum Boreum, par-dessus une carte de rugosité du sol adaptée de Kreslavsky and Head [2000].

Blanc = lisse. Sombre = rugueux.

Il faut maintenant déterminer une valeur de permittivité représentative des treize premiers mètres du sous-sol de cette région (épaisseur de sondage dans la glace, **Fig. 6.9**). La propagation du signal Marsis a révélé que les glaces y ont un taux moyen d'impuretés de $\sim 10\%$ [Plaut *et al.*, 2007], proche de celui déduit dans la section 5 pour Planum Boreum et impliquant une constante diélectrique de 3,1 [Grima *et al.*, 2009]. Cependant, dans la proche surface, le taux d'impuretés peut être sensiblement différent. Un taux de poussières élevé (20-25 %) engendrerait une permittivité de ~ 4 pour des inclusions $\varepsilon = 8$ (application de l'équation de Looyenga (3.31)). On ne connaît pas non plus la porosité de cette partie de la glace qui peut affecter la permittivité. Selon Arthern *et al.* [2000], sur Mars, la porosité de la proche surface dépend de l'équilibre entre le taux d'accumulation/ablation et le taux de transport de vapeur. Lorsque la calotte est en ablation, la glace de la proche surface peut rapidement se densifier à l'échelle de $10^5 - 10^6$ années, hors beaucoup d'observations donnent une place importante aux processus érosifs sur Planum Boreum [e.g. Seu *et al.*, 2007]. Toujours par application de Looyenga, une glace pure poreuse à $\sim 20\%$ à une permittivité de 2,5. Pour la suite nous considérerons $\varepsilon = 3,1$ pour la zone de référence, ce qui correspond grossièrement soit à une glace pure compacte, soit à une glace légèrement sale et faiblement poreuse.

Par rapport à un signal incident P_e , une réflexion spéculaire entraîne une perte de puissance de :

$$\frac{P_r}{P_e} = r^2 = \left(\frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \right)^2 \quad (6.7)$$

Pour $\varepsilon = 3,1$ la perte est -11,2 dB, valeur à laquelle nous normalisons la surface de référence pour les réflectivités estivales (lorsque la couche de givre de CO₂ est absente). On signale que pour des permittivités de 2,5 (glace poreuse à 20 %) et 4 (glace sale à 20 %), les pertes sont respectivement de -12,9 dB et -9,6 dB. L'incertitude sur les puissances absolues obtenues est donc de $\pm 1,7$ dB.

6.3 Rugosité de la surface martienne

Note : Pour situer plus aisément les régions citées dans cette section, nous invitons le lecteur à se référer à la Fig. 1.3.

L'objectif de cette section est de donner un support à l'interprétation qualitative des cartes de réflectivité. Nous allons montrer que la précision des modèles de rugosité actuellement disponible ne suffit pas à supprimer quantitativement la composante rugueuse de (6.1). Ils sont cependant très utiles pour permettre une première classification des terrains.

La rugosité est outil statistique de description de la topographie. Cette définition signifie fondamentalement que des paramètres de rugosité viables ne peuvent être obtenus qu'à partir d'un grand nombre de réalisations de la variable aléatoire "altitude du terrain". Lorsque des paramètres de rugosité sont impliqués dans l'expression de la réflectivité radar

cela signifie qu'ils ne peuvent être définis qu'à partir d'un grand nombre d'altitudes circonscrites à l'intérieur de l'empreinte radar au sol. Pour Sharad, cette empreinte est large au maximum de 5,4 km (section 3.5.4). Les données de l'altimètre laser Mola (section 1.2.4), actuellement les plus précises et spatialement les plus étendues, ont procuré des cartes topographiques échantillonnées en moyenne tous les 300 m, ce qui est bien insuffisant pour élaborer des statistiques robustes.

Les cartes de longueurs de décorrélatons et de pentes moyennes issues de Mola par *Aharonson et al.* [2001] sont montrées **Fig. 6.4**. Malgré le manque de résolution Mola, le travail de *Neumann et al.* [2003] fournit néanmoins une meilleure information sur les moyennes quadratiques des altitudes. Utilisant le phénomène d'étalement du pulse laser de l'altimètre, lié à la distribution verticale des altitudes, il a défini une carte de σ_h dont chaque point de mesure est représentatif de la moyenne quadratique des altitudes présentes à l'intérieur de l'empreinte Mola, soit une base de 75 m (**Fig. 6.4**). Notons que la rugosité verticale déduite a cependant un facteur de confiance qui diminue drastiquement lorsque $\sigma_h < 1$ m, ne permettant pas de se fier à ses valeurs [*Neumann, communication personnelle*]. La carte composite de *Kreslavsky and Head* [2000] représente la pente différentielle du terrain (i.e. pente mesurée par rapport à la pente locale du terrain) calculée pour trois fenêtres spatiales différentes (0,6 km, 2,4 km et 19,2 km). La carte produite est une composition RGB avec un canal de couleur alloué à chaque base spatiale (**Fig. 6.4**). Bien que n'apportant pas d'information quantitative quand à la rugosité, les régions de mêmes couleurs indiquent que la loi d'échelle susceptible de relier les valeurs de rugosité est similaire, impliquant un possible lien de parenté géologique.

Globalement, la dichotomie martienne se remarque sur la carte des pentes avec des valeurs faibles au Nord et élevées au Sud. Cette signature est moins perceptible sur les longueurs de décorrélatons. Ces dernières semblent plutôt distinguer des terrains d'épanchements volcaniques tels qu'Amazonis (200°E-30°N) et Elysium Planitia (160°E-5°N). Les plaines du Nord se différencient également par une rugosité horizontale légèrement plus faible que pour les terrains cratérisés (~ 1 m contre ~ 2 m). Une dépendance latitudinale globale s'observe sur la carte composite pour les rugosités $> 55^\circ$ de latitude. C'est un comportement identique à celui de l'abondance en hydrogène de la proche surface (Fig. 2.4) qui est souvent assimilé à l'extension symétrique du pergélisol dans les deux hémisphères [e.g. *Mouginot et al.*, 2010]. Les régions les plus rugueuses de la planète se distinguent sur toutes les cartes. Il s'agit des dépôts auréolés d'Olympus Mons (ou Lycus Sulci) (220°E-30°N), du fond de Valles Marineris (280°E-5°S), des contreforts du bassin d'Argyre (320°E-50°S) et du champ de dunes d'Olympia Undae (180°E-85°N). La géométrie très lisse des calottes polaires est particulièrement visible sur la carte composite et celle des pentes. Ce sont deux caractères qu'elles partagent avec Amazonis et Elysium Planitia, mais leurs longueurs de décorrélatons sont différentes, attestant ainsi d'une nature distincte.

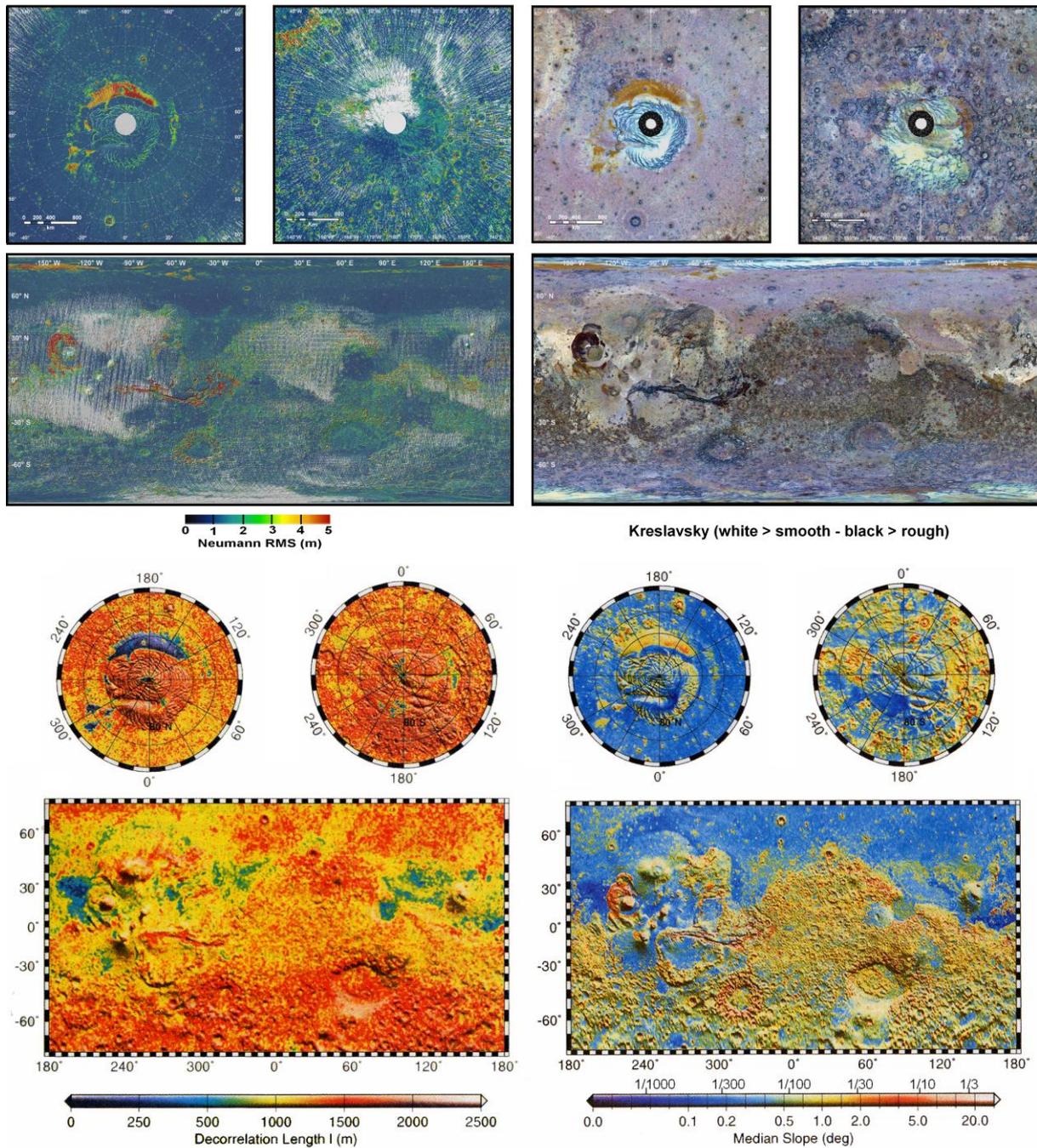


Fig. 6.4. Cartographie de différents paramètres de rugosité. **Haut gauche.** Moyennes quadratiques des altitudes (σ_h) obtenues sur des bases de 75 m. Les valeurs > 5 m sont saturées en rouge. Les zones grisées n'ont pas de données. D'après Neumann et al. [2003].

Haut droite. Carte composites RGB obtenues par mélange des pentes moyennes différentielles calculées sur des bases de 0,6 km, 2,4 km et 19,2 km. Les régions blanches sont lisses à toutes les échelles, les régions noires sont rugueuses à toutes les échelles. D'après Kreslavsky and Head [2000]. **Bas gauche.** Longueurs de corrélation calculées dans des fenêtres de 35 km. D'après Aharonson et al. [2001]. **Bas droite.** Pentes moyennes calculées dans des fenêtres de 35 km. D'après Aharonson et al. [2001].

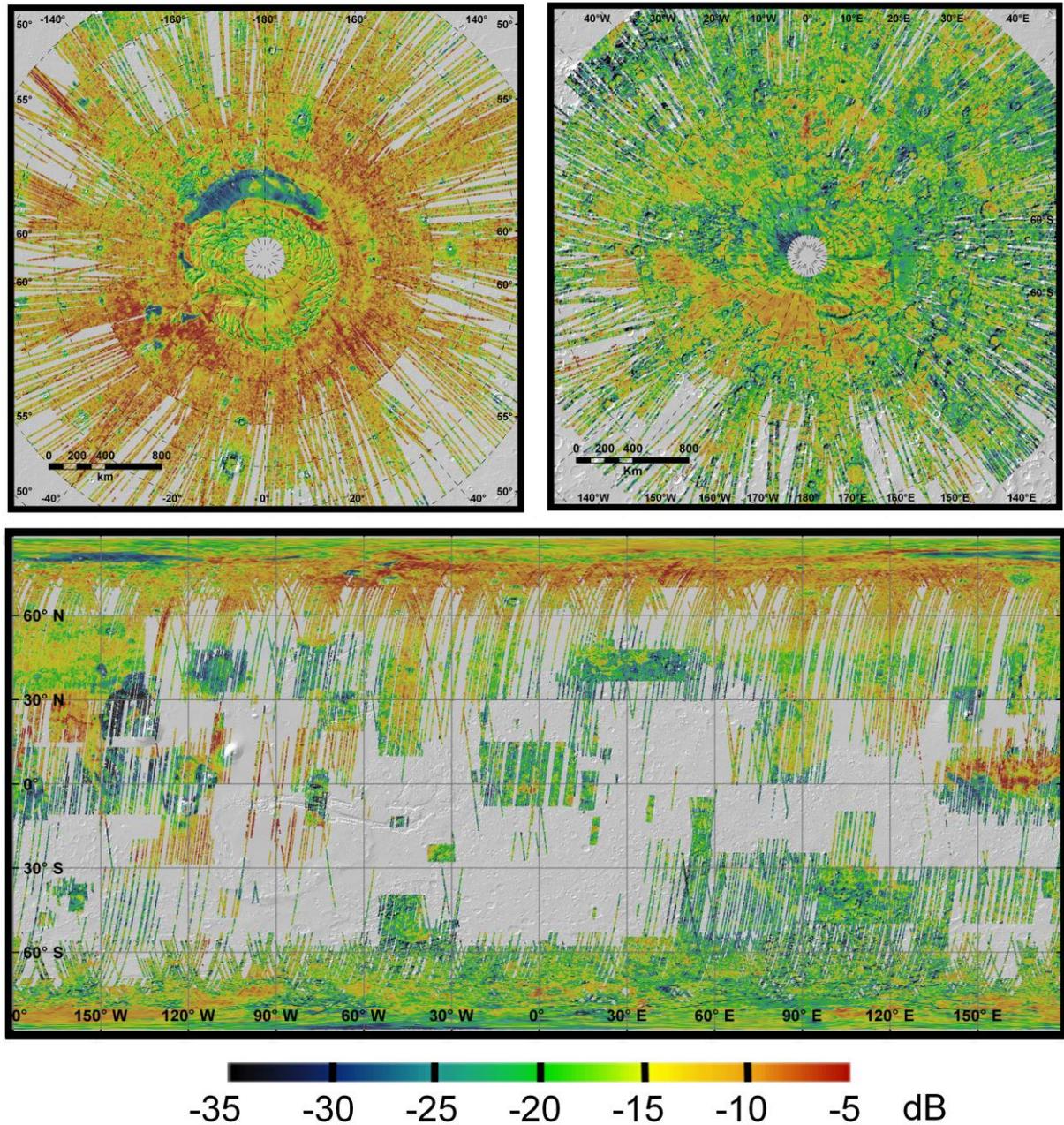


Fig. 6.5. *Cartes des réflectivités Sharad après application des différentes corrections et du calibrage sur la surface de référence. Les zones noires sont des informations rejetées lors de l'extraction de l'écho de surface en raison d'un écho trop faible ou inexistant.*

6.4 Résultats et analyses cartographiques

Note : Pour situer plus aisément les régions citées dans cette section, nous invitons le lecteur à se référer à la Fig. 1.3.

6.4.1 Analyse globale

Les cartes de réflectivité Sharad réalisées à partir la méthode d'extraction décrite en section 6.2 sont présentées **Fig. 6.5**. Elles ont été obtenues par moyennage des données sur des cellules spatiales de 6 km de diamètre (environ le diamètre maximal de l'empreinte radar au sol) ou 4°/pixel aux pôles. L'échelle de valeurs fournie tient compte d'une surface de référence assumant $\varepsilon = 3,1$. La discussion menée en section 6.2.3 propose que la permittivité de cette région puisse être entre 2,5 et 4. Dans ces conditions $\pm 1,7$ dB peuvent être ajoutés à l'échelle proposée.

La première observation fondamentale est que les puissances réfléchies par la surface des calottes polaires sont élevées, ce qui est en contradiction avec le fait que ces régions ont les permittivités les plus faibles de la planète ($\varepsilon_{\text{glace}} < \varepsilon_{\text{roche}}$). En effet, si toute la surface était parfaitement spéculaire, toutes les réflectivités seraient $> -11,2$ dB (réflexion sur la glace d'eau) et varieraient suivant les lois de Fresnel. Cela démontre que la diffusion est le processus dominant la plupart des réflexions. Les quelques zones très brillantes dont la réflectivité est $> -11,2$ dB sont les régions circumpolaires de Vastitas Borealis (60°N-80°N) ainsi que celles de Elysium Planitia (160°E-5°N), Amazonis Planitia (200°E-30°N) et plusieurs plateaux environnant le dôme de Tharsis (Daedalia, Solis et Lunae Planum). Elles correspondent logiquement aux régions qui ont une faible rugosité.

Les régions préalablement définies comme les plus rugueuses sont bien les moins réfléchies, à savoir Olympia Undae, mais surtout Lycus Sulci et le fond de Valles Marineris, pour lesquelles les échos de surface n'ont pas été détectés. Malgré une couverture équatoriale et tropicale faible, la dichotomie Nord-Sud semble se distinguer par une réflectivité < -20 dB pour les terrains cratérisés et > -20 dB pour les basses plaines. Ces dernières exhibent un accroissement de la réflectivité avec la latitude similaire aux variations de rugosité observées sur la carte composite de *Kreslavsky and Head* [2000], particulièrement dans Utopia Planitia (60°E-180°E et 30°N-60°N). La région formée par Hellas Planitia et Terra Promethei (50°E-140°E 30°S-70°S) est la seule zone amplement cartographiée à ces latitudes, mais ne semble pas porter de signature d'une dépendance latitudinale.

Finalement, en étudiant la **Fig. 6.4**, on constate que les paramètres de rugosité qui ont les variations spatiales les mieux corrélées avec celles des réflectivités Sharad sont les pentes moyennes et la carte composite qui représente le lien entre les pentes moyennes différentielles à différentes échelles. La similarité avec les longueurs de corrélation est en revanche assez faible. Cette corrélation nous confirme également l'efficacité et la qualité de la méthode développée pour localiser et extraire l'écho de surface des radargrammes Sharad.

6.4.2 Analyses régionales

Des cartes de réflectivité centrées sur les zones polaires sud et les régions d'Elysium-Amazonis Planitia sont proposées **Fig. 6.6** et **Fig. 6.7** accompagnées par les rugosités composites de *Kreslavsky and Head* [2000]. L'analyse de la réflectivité à l'échelle régionale confirme la corrélation que l'on a pu globalement observer avec la rugosité des différentes unités géologiques. Par exemple, les limites Est-Ouest séparant Elysium Planitia des formations de Medussa Fossae et la distinction entre Planum Angustum et Cavi Angusti au Sud sont particulièrement bien dessinées. Les corrélations réflectivité-rugosité sont également présentes à l'échelle sous-régionale dans une même unité. Ainsi, au sein des épanchements volcaniques d'Elysium-Amazonis, des variations de réflectivité prennent la forme de chenaux que l'on observe également sur la carte composite. Il en va de même pour Australe Scopuli et Australe Sulci.

L'information de rugosité est donc prépondérante dans la puissance de l'écho de surface. Il y a cependant des anti-corrélations qui peuvent permettre d'établir très grossièrement des différences relatives de permittivité. Fondamentalement, si deux régions (A et B) à la rugosité similaire ($\chi_A \sim \chi_B$) ont des réflectivités différentes ($P_A > P_B$), elles ont des permittivités également différentes ($\varepsilon_A > \varepsilon_B$). Cette approche est formalisée qualitativement par les relations ci-dessous :

$$\begin{aligned} \chi_A \sim \chi_B \quad \text{et} \quad P_A > P_B &\Rightarrow \varepsilon_A > \varepsilon_B \\ \chi_A > \chi_B \quad \text{et} \quad P_A \sim P_B &\Rightarrow \varepsilon_A > \varepsilon_B \end{aligned} \quad (6.8)$$

Dans le cas réel, il est bien sûr très délicat d'appliquer ces relations, principalement parce qu'elles sont formulées dans l'hypothèse simpliste que la carte composite représente parfaitement la composante rugueuse pertinente qui affecte la puissance de l'écho à la longueur d'onde Sharad. On veut tout de même donner deux exemples d'application. Le premier vérifie le raisonnement. Dans les régions Sud, la réflectivité de Chasma Australe et de la région des SPLD d'Australe Lingula sont similaires, mais la rugosité de la vallée est plus forte, ce qui signifie que sa permittivité est également supérieure. Ceci est cohérent avec le fait qu'Australe Lingula est composé essentiellement de glace d'eau et que Chasma Boreale possède une composante rocheuse. Le deuxième exemple se situe aussi dans les régions polaires australes. Si l'on parcourt un trajet qui part de la zone de référence passant par Parva Planum Sud puis Parva Planum Nord, la rugosité s'accroît, alors que les réflectivités moyennes restent stables. L'augmentation de la permittivité est donc croissante. Cette évolution est normale lorsque l'on passe de la surface de la calotte à Parva Planum, à l'identique de l'exemple précédent. Au sein même de Parva Planum, qui est défini comme une unité géologique distincte composée du même matériel originel [*Tanaka and Scott, 1987*], cette croissance pourrait s'expliquer par un appauvrissement du pergélisol en glace d'eau à mesure que l'on s'éloigne du pôle.

Toutes les anti-corrélations réflectivité/rugosité ne peuvent être expliquées par un changement de permittivité. Par exemple, la chute brutale de brillance circonscrite à la calotte résiduelle de CO₂ doit plutôt être comprise en termes d'interférences destructives générées par la faible épaisseur du dépôt comme l'a décrit Mouginot et al. [2008]. La réflectivité plus forte en bordure de cette unité pourrait d'ailleurs être la signature de l'amincissement du dépôt.

Notons enfin qu'à l'équateur (**Fig. 6.7**) de nombreuses régions ont une faible densité de données, comme par exemple Amazonis Planitia, dont la couverture est assurée par des orbites isolées parallèles dont l'espacement est supérieur à une cellule de résolution. La continuité transverse des unités géologiques est tout de même flagrante et justifie notre choix d'avoir mis à profit le sur-échantillonnage de Sharad en moyennant des pulses successifs d'une même orbite avant d'en extraire la puissance. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir un recouvrement important des régions pour obtenir des cartes de réflectivités viables.

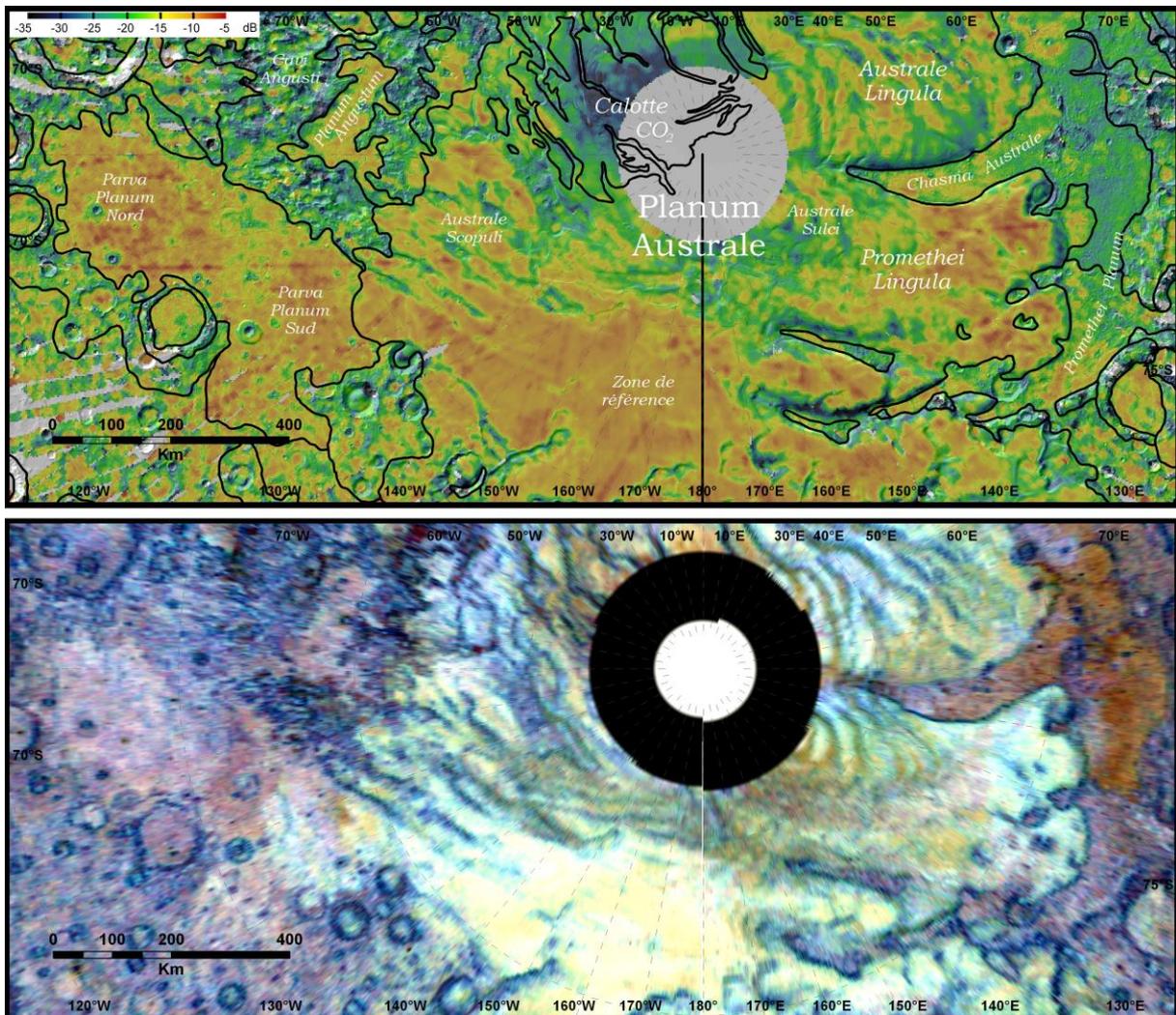


Fig. 6.6. Régions polaires sud. **Haut.** Carte des réflectivité Sharad ombrée avec ajout des limites des unités géologiques définies par Tanaka and Scott [1987]. **Bas.** Carte de rugosité composite de Kreslavsky and Head [2000]. Blanc = lisse, noir = rugueux.

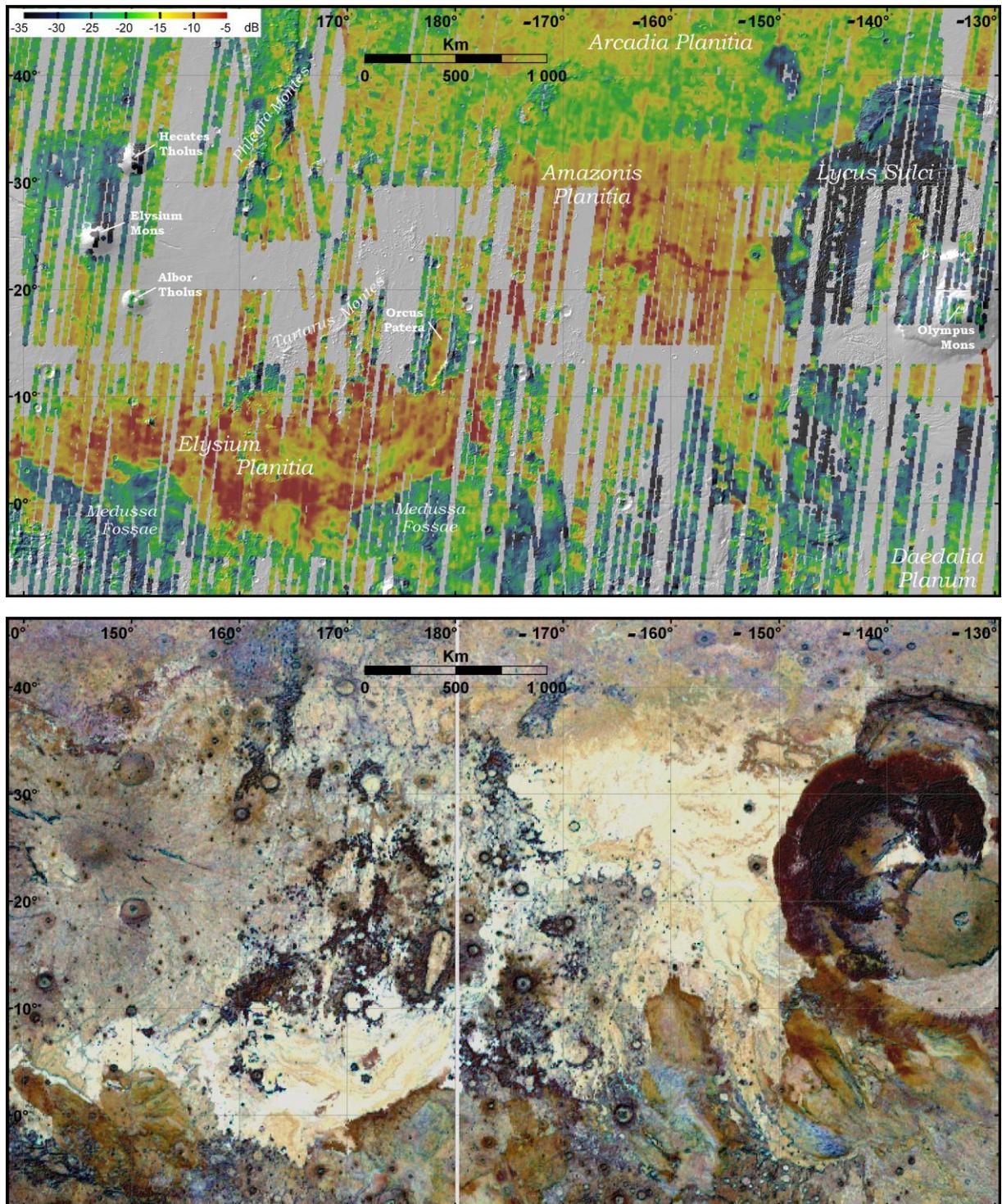


Fig. 6.7. Région d'Amazonis Planitia. **Haut.** Carte des réflectivités Sharad ombrée. **Bas.** Carte de rugosité composite de Kreslavsky and Head [2000]. Blanc = lisse, noir = rugueux.

6.4.3 Comparaison Marsis-Sharad

Les cartes de réflectivités Marsis ont été publiées par *Mouginot et al.* [2010] dans une version où la composante rugueuse a été supprimée grâce à une simulation afin d'en extraire des valeurs de constante diélectrique. Comme nous l'avons dit, cette opération est impossible pour Sharad. Nous présentons ici des réflectivités Marsis non corrigées de la rugosité afin de les comparer avec Sharad, et avec une couverture spatiale complétée (**Fig. 6.8**) [*Tavernier, 2010*]. Les deux jeux de données ont en commun leurs régions les plus brillantes (Plateaux autour de Tharsis, Elysium et Amazonis Planitia) ainsi que les moins réfléchives (Lycus Sulci, Valles Marineris et Olympia Undae). En général, les différents contrastes de réflectivité semblent moins prononcés sur les cartes Marsis. Par exemple, la dichotomie se distingue par un gradient plus faible dans ce jeu de données, ce qui semble vouloir dire que le caractère diffusif de la rugosité des terrains cratérisés s'exprime typiquement à une échelle plus proche de la longueur d'onde Sharad. De fait, la dépendance latitudinale probablement causée par un permafrost riche, s'observe très bien pour Marsis dans les régions australes de Terra Promethei et Terra Cimmeria (60°E-180°E et 60°S) alors qu'elle semble effacée pour Sharad, éteinte par la diffusion importante. A l'inverse, dans les basses plaines du Nord, la dynamique latitudinale est beaucoup plus prononcée pour Sharad. La brillance de Vastitas Borealis supérieure à Planum Boreum telle qu'observée par Sharad, n'est pas évidente sur Marsis.

6.4.4 Epaisseur sondée

Bien qu'il n'ait pas été nécessaire pour l'instant d'y répondre précisément, la question de la profondeur représentative de l'écho de surface se pose évidemment en termes quantitatifs.

En considérant que le milieu sondé soit un demi-espace infini et homogène, l'épaisseur représentative de la réflectivité de surface peut être associée. Soit à l'épaisseur de peau (profondeur de pénétration δ_p (3.26)) et qui pour un trajet aller-retour de l'onde s'écrit :

$$\delta_p = \frac{\lambda}{2\pi \tan \delta \sqrt{\epsilon'}} \quad (6.9)$$

Soit par la résolution verticale en temps court, δ_z , telle qu'elle est définie par l'équation (2.5) :

$$\delta_z = \frac{cK}{2B\sqrt{\epsilon'}} \quad (6.10)$$

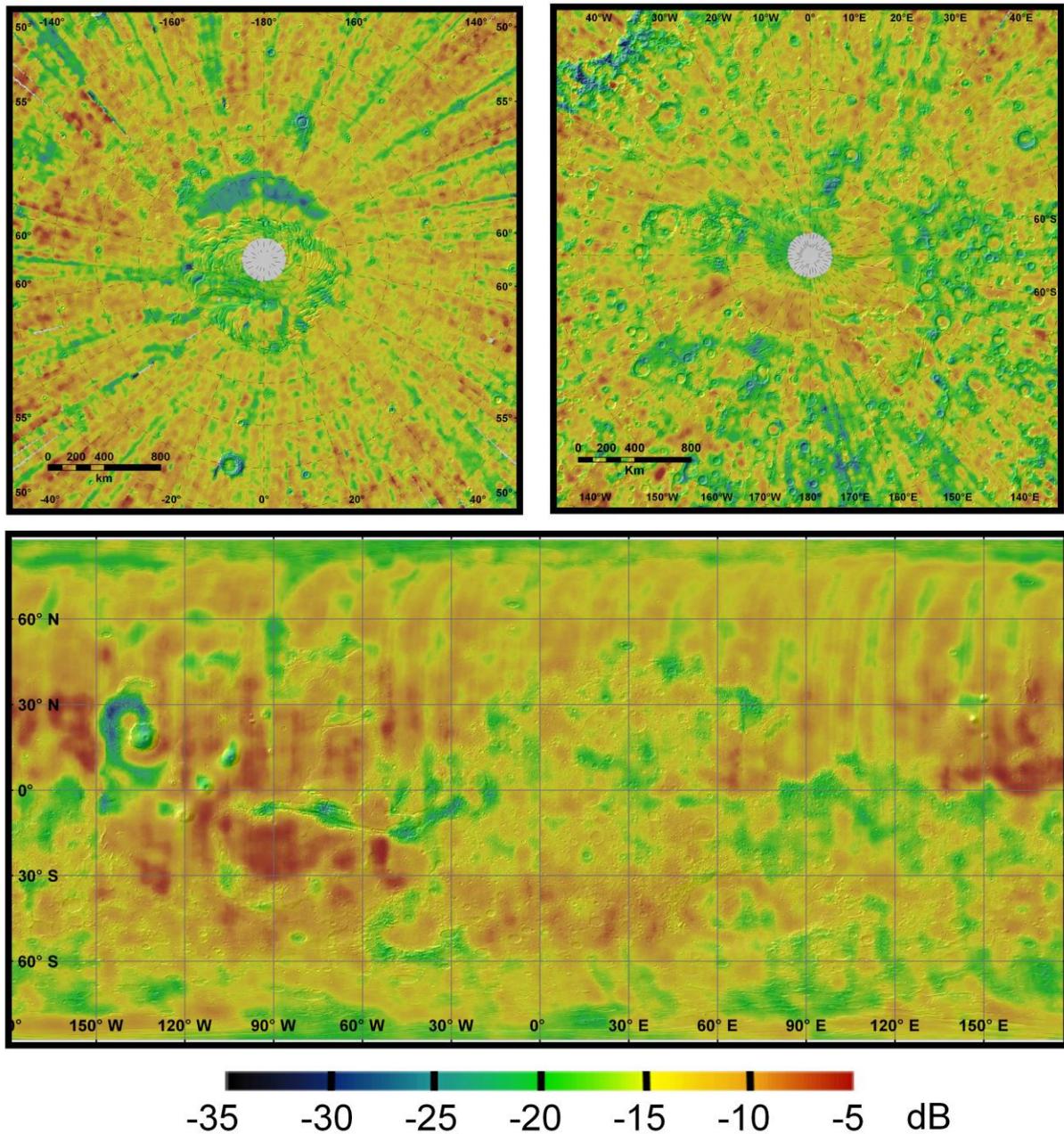


Fig. 6.8. Cartes des réflectivités Marsis calibrées sur la même surface de référence que celle utilisée pour Sharad. Adaptée de Tavernier [2010].

La véritable épaisseur représentative de l'écho de surface est en réalité la plus faible parmi celles décrites par les équations (6.9) et (6.10). Elle dépend donc des paramètres diélectriques du sol. D'après la **Table 3.1**, les valeurs de permittivité que l'on peut rencontrer sur Mars s'échelonnent entre $2 < \varepsilon' < 14$ et $10^{-3} < \tan \delta < 100 \cdot 10^{-3}$, soit de la glace $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$ pour les valeurs les plus basses et des roches magmatiques/métamorphiques pour les plus élevées. Les courbes (6.9) et (6.10) sont tracées en fonctions de ces paramètres dans la **Fig.**

6.9 afin d'estimer l'épaisseur sondée représentative de chaque milieu. A la longueur d'onde Sharad, la distance liée à l'échantillonnage temporel est presque systématiquement inférieure à l'épaisseur de peau. Elle reste grossièrement d'ordre décimétrique.

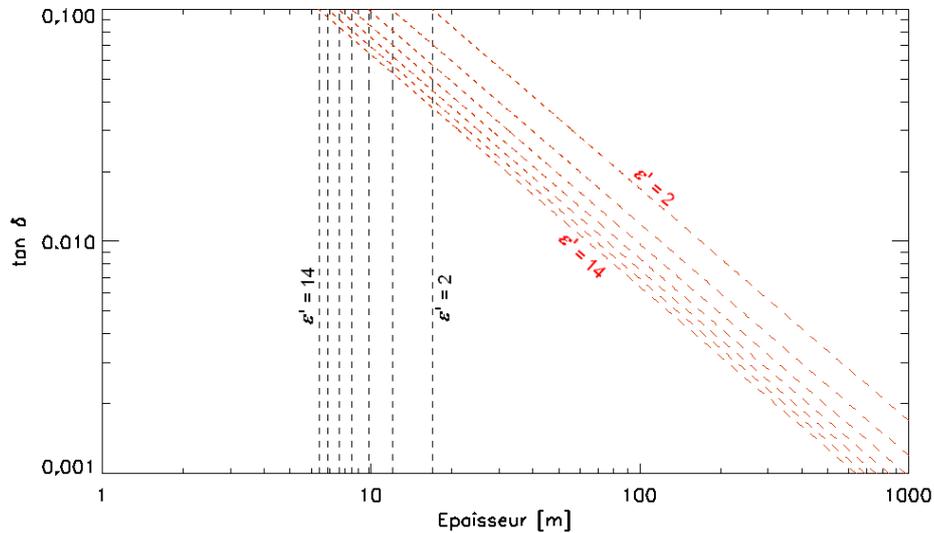


Fig. 6.9. Epaisseurs de sondage représentatives de l'écho de surface pour différents paramètres de $\tan \delta$ (abscisses) et ϵ' (lignes pointillées représentant des valeurs de 2 à 14, chaque trait est séparé de 2) à 20 MHz. Les lignes rouges représentent l'épaisseur de peau (6.9), les lignes noires traduisent la distance liée à l'échantillonnage en temps court du signal (6.10). Pour une $\tan \delta$ donnée, la véritable épaisseur sondée est la plus faible de ces deux valeurs.

6.5 Séparation de P_c et P_n : approche statistique

6.5.1 Principes et fondamentaux

L'analyse qualitative des cartes de réflectivité met en évidence la contribution conjointe de la rugosité et de la permittivité dans la puissance totale réfléchie. Ces paramètres sont compris dans les expressions de la puissance cohérente P_c et incohérente P_n selon les modèles de rétrodiffusion utilisés (section 3.6). Nous proposons un moyen inspiré de méthodes SAR terrestres pour la classification d'images [e.g. Gao, 2010; Moser et al., 2006; Tison et al., 2004] afin d'extraire ces deux puissances et d'aboutir à une classification des terrains. Notre approche consiste à travailler sur les distributions des amplitudes réfléchies pour une région géologiquement homogène afin de les approximer par des fonctions de densité de probabilité (PDF) simples dont les paramètres traduisent directement des composantes du signal. Nous introduisons les trois PDF les plus utilisées. Les fonctions de Rayleigh et de Rice qui répondent à l'approche classique dite "gaussienne", et la distribution K, qui est une traduction de l'approche "texturale" considérant des surfaces non-stationnaires.

La description d'une surface planétaire se fait à l'aide d'outils statistiques (section 3.5). La puissance radar qui est réfléchiée par cette surface est donc aussi un processus stochastique. On rappelle que le champ E d'amplitude A et de phase φ capté par l'antenne s'exprime en quadrature avec les composantes I et Q (section 2.2.2) :

$$E = A e^{j\varphi} = I + jQ \quad (6.11)$$

$$\text{et } A = \sqrt{I^2 + Q^2} \quad (6.12)$$

Chaque canal est la contribution de multiples réflecteurs :

$$E = \sum_{i=1}^N A_i e^{j\varphi_i} = \sum_{i=1}^N I_i + j \sum_{i=1}^N Q_i \quad (6.13)$$

■ Distribution de Rayleigh :

Dans le cas d'un signal complètement incohérent, la moyenne du champ est nulle : $\langle E \rangle = 0$. Les contributions N sont considérées comme très nombreuses, indépendantes et identiquement distribuées (i.i.d.) :

$$I = A \cos(\varphi) = \sum_{i=0}^N A_i \cos(\varphi_i) \quad (6.14)$$

$$Q = A \sin(\varphi) = \sum_{i=0}^N A_i \sin(\varphi_i)$$

où l'amplitude et la phase de chaque contribution sont considérées comme statistiquement indépendantes, et φ est une variable aléatoire (v.a.) uniforme sur $[-\pi/2; \pi/2]$. Ces hypothèses nous permettent d'appliquer le théorème de la limite centrale (TLC) qui décrit I et Q comme des v.a. de distribution gaussienne d'écart type s et de moyenne nulle,

$$p(I|s) = (2\pi s)^{-1/2} \exp(-I^2/2s^2)$$

$$p(Q|s) = (2\pi s)^{-1/2} \exp(-Q^2/2s^2) \quad (6.15)$$

où $p(I|s)$ et $p(Q|s)$ sont respectivement les densités de probabilités de I et Q . La relation (6.12) permet alors d'en déduire la densité de probabilité $p(A|s)$ de l'amplitude du signal [Dana and Knepp, 1986; Ishimaru, 1978, p. 90],

$$P_{\text{RAYLEIGH}}(A|s) = \frac{A}{s^2} e^{-\frac{A^2}{2s^2}} \quad (6.16)$$

qui est bien connue sous le nom de distribution de Rayleigh, définie sur $[0; +\infty[$. Ensuite, la puissance incohérente du signal est donnée par (3.89) :

$$(4.89) \Rightarrow P_n = \langle |A|^2 \rangle - \langle A \rangle^2 \quad \text{avec } \langle A \rangle = 0 \quad (6.17)$$

$$P_n = 2s^2 \quad (6.18)$$

où s^2 est simplement le bruit incohérent par canal. Ainsi, l'ajustement d'une distribution expérimentale de puissance provenant d'une région unique par une fonction de Rayleigh permet d'obtenir la puissance incohérente à partir du paramètre s .

■ Distribution de Rice :

Dans le cas où la puissance reçue par l'antenne est à la fois constituée d'une partie cohérente et d'une partie diffuse, alors la moyenne du champ n'est plus nulle. Elle est égale à l'amplitude du signal cohérent $\langle A \rangle = a$. Les composantes en quadrature s'expriment donc :

$$I = I_c + I_n = a \cos(\varphi_0) + \sum_{i=0}^N A_i \cos(\varphi_i) \quad (6.19)$$

$$Q = Q_c + Q_n = a \sin(\varphi_0) + \sum_{i=0}^N A_i \sin(\varphi_i)$$

où a et φ_0 sont l'amplitude et la phase du signal cohérent généré par une seule contribution dominante. Par application du TLC, les parties incohérentes de chaque canal sont toujours considérées comme des v.a. de distribution normale et de moyenne nulle identique à (6.15). Les densités de probabilités p_{IC} et p_{QC} de I_c et Q_c se résument à celles d'un vecteur aléatoire de phase φ_0 distribué uniformément sur $[-\pi/2; \pi/2]$ et s'exprime [Lévine, 1973, p.95] :

$$p(I_c|a) = \frac{1}{\pi a \sqrt{1 - (I_c/a)^2}} \quad (6.20)$$

$$p(Q_c|a) = \frac{1}{\pi a \sqrt{1 - (Q_c/a)^2}}$$

Cette fonction paire définie pour $|I_c| < a$ est facilement reconnaissable sur la **Fig. 6.10.gauche**. La convolution de (6.15) et (6.20) permet d'obtenir la PDF des composantes en quadrature, puis d'en déduire celle de l'amplitude [Dana and Knepp, 1983; Ulaby et al., 1986, p. 492] :

$$p_{RICE}(A|a, \sigma) = \frac{A}{s^2} \cdot \exp\left(-\frac{A^2 + a^2}{2s^2}\right) I_0\left(\frac{aA}{s^2}\right) \quad (6.21)$$

qui est la distribution de Rice [1945], également appelée Rice-Nakagami, où I_0 est la fonction de Bessel modifiée de 1ère espèce et d'ordre 0. On peut facilement vérifier que P_n est identique à (6.18) et la puissance de la partie cohérente P_c vaut alors simplement :

$$P_c = a^2 \quad (6.22)$$

On remarque que, si l'amplitude cohérente est nulle, l'équation (6.21) se ramène bien à une distribution de Rayleigh (6.16). L'allure de ces deux courbes est représentée **Fig. 6.10.droite**.

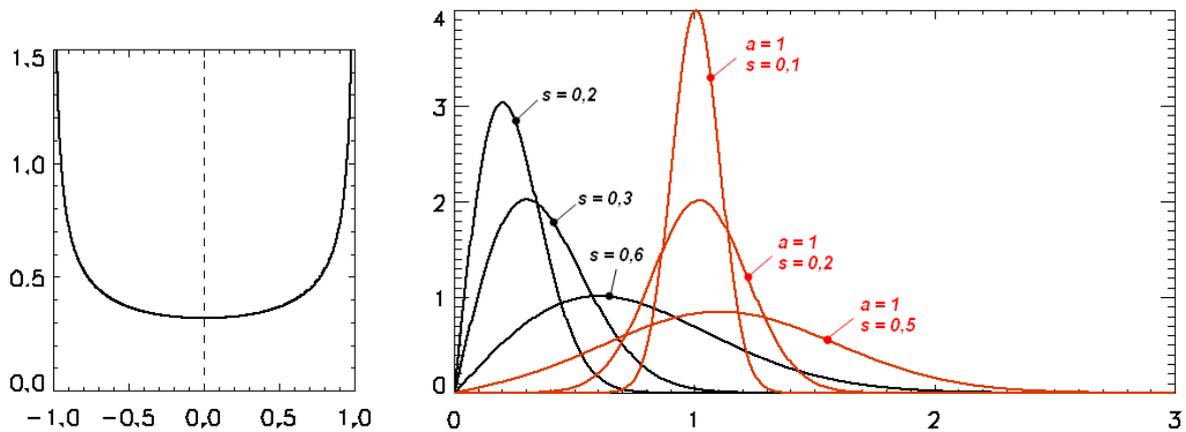


Fig. 6.10. Gauche. Densité de probabilité des composantes en quadrature pour un champ uniquement cohérent ($a = 1$). **Droite.** Distributions de Rayleigh (noir) et distributions de Rice (rouge) pour différents paramètres.

■ Distribution K :

De nombreux auteurs ont fait observer que la réflectivité d'une surface naturelle très rugueuse (i.e. dominée par la diffusion) dévie très souvent du cas théorique décrit par la loi de Rayleigh [e.g. *Eltoft*, 2005; *Gao*, 2010, et leurs références]. L'explication remet en cause l'hypothèse de la distribution homogène des réflecteurs au sein de la cellule de résolution, ce qui revient à dire que la surface est en réalité non-stationnaire. La moyenne du nombre de réflecteurs (i.e. la section efficace) est donc un processus stochastique. Un moyen de formaliser cette approche est de considérer la variable s^2 de (6.16) comme une v.a. Lorsque cette v.a. suit une distribution gamma (Γ), comme semblent le montrer les exemples empiriques [*Chitroub et al.*, 2002, et ses références], alors la PDF en amplitude résultante est une distribution K [*Jakeman and Pusey*, 1976; *Oliver*, 1984] :

$$p_{\kappa}(A|b, \nu) = \frac{2}{b\Gamma(\nu+1)} \left(-\frac{A}{2b}\right)^{\nu+1} \cdot K_{\nu}\left(\frac{A}{b}\right) \quad (6.23)$$

où b est le paramètre d'échelle, ν est le paramètre de forme et K_{ν} est la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce et d'ordre ν . Les paramètres sont reliés par [Chitroub et al., 2002] :

$$b^2 = \frac{\langle |A|^2 \rangle}{4(\nu+1)} \quad (6.24)$$

Comme le champ cohérent $\langle A \rangle^2$ est considéré comme inexistant, alors $\langle |A|^2 \rangle$ est l'expression de la puissance diffuse telle que :

$$P_n = 4b^2(\nu+1) \quad (6.25)$$

6.5.2 Applications et classification des terrains martiens

Afin de montrer que la réflectivité de surface répond correctement à une description statistique, nous faisons une application sur les trois régions adjacentes que sont la zone de référence (ZR), Parva Planum Sud (PPS) et Parva Planum Nord (PPN) (**Fig. 6.6**). La particularité de ces régions a été introduite en section 6.4.2. Elles se distinguent par une réflectivité similaire mais avec une rugosité globalement croissante d'une région à l'autre, ce qui signifie que le rapport entre la puissance cohérente et diffuse (P_c/P_n) devrait décroître. La **Fig. 6.11** présente les distributions de réflectivité de surface pour ces trois terrains. Chaque distribution en amplitude est approximée par une courbe de Rice. Pour cela, nous utilisons les moyens numériques développés par Markwardt [2008], basés sur une méthode des moindres carrés non-linéaire. La validité de l'approximation peut ensuite être évaluée qualitativement (i.e. visuellement) et quantitativement. Pour cela nous calculons le coefficient de corrélation ρ entre chaque histogramme empirique et les PDF liées.

L'approximation de l'amplitude de la ZR par une distribution de Rice est de très bonne qualité ($\rho = 99,4\%$). Les paramètres de la courbe indiquent que la puissance cohérente domine la puissance diffuse de 11,8 dB. Ce comportement quasi-spéculaire est remarquablement visible sur la distribution des composantes en quadrature I/Q dont la forme est très proche du cas spéculaire théorique (équation (6.20) et **Fig. 6.10.gauche**). Pour PPS, la dégradation du champ cohérent et l'augmentation de la partie diffuse ($P_c/P_n = 3,9$ dB) se traduisent naturellement par une perte de symétrie visible de la distribution de Rice. Sur les composantes en quadrature, on remarque aussi la dégradation de la forme spéculaire typique, en raison d'une convolution avec la PDF issue du champ diffus dont le poids n'est plus négligeable. Concernant PPN, la partie spéculaire a complètement disparu, faisant tendre

l'approximation de Rice vers une Rayleigh. Visuellement, cette dernière traduit moins bien la distribution expérimentale ($\rho = 98,6\%$). Ce désaccord se confirme sur les composantes I/Q dont le comportement assez piqué est éloigné du cas gaussien attendu pour une surface homogène. La distribution expérimentale en amplitude est en revanche très bien reproduite par une distribution K ($\rho = 99,8\%$) et doit donner de fait une meilleure valeur pour P_n . Tout ceci impliquerait que la surface de PPN vérifie effectivement l'hypothèse de non-stationnarité qui est observée pour de nombreuses surfaces naturelles terrestres [e.g. *Eltoft, 2005; Gao, 2010, et leurs références*].

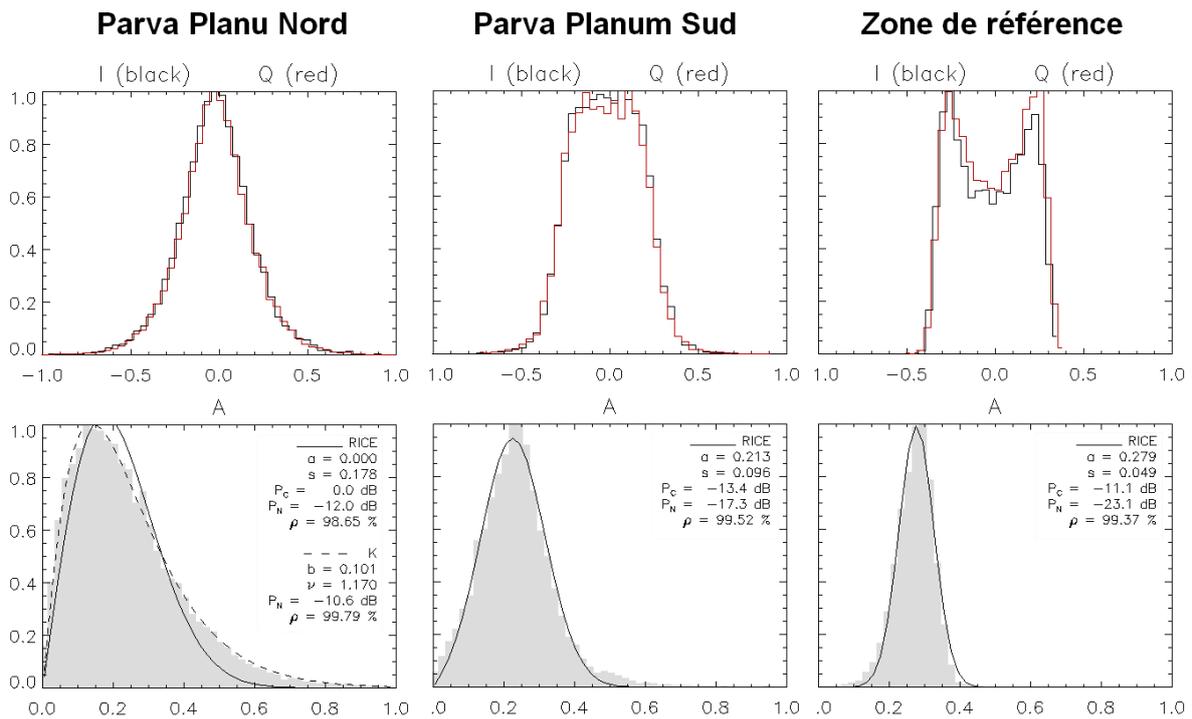


Fig. 6.11. Distributions des composantes en quadrature I/Q et des amplitudes de l'écho de surface pour les régions de PPN, PPS et ZR. L'échelle verticale est relative. Les amplitudes sont approximées par une distribution de Rice dont les paramètres sont indiqués sur chaque graphique. Lorsque $a = 0$, la distribution est de type Rayleigh. La réflectivité de Parva Planum Nord est également approximée par une distribution K. La qualité de chaque approximation est évaluée par le coefficient de corrélation ρ .

En résumé, l'application des modèles statistiques sur ces trois régions vérifie les conclusions obtenues par simple observation en section 6.4.2. A savoir que le rapport P_c/P_n diminue respectivement pour ZR, puis PPS et PPN, témoignant de l'augmentation de la rugosité. De plus, la très bonne corrélation entre les modèles théoriques et les données empiriques montre que la réflectivité radar répond effectivement très bien à une description stochastique. Sur ces constatations nous décidons d'obtenir les paramètres statistiques

décrivant l'amplitude de la réflectivité pour plusieurs régions martiennes géologiquement homogènes (**Fig. 6.12** et **Table. 6.1**). Pour chacune nous donnons les puissances et le coefficient de corrélation ρ issus de la distribution de Rice. Lorsque que la composante cohérente est nulle, nous donnons aussi ces valeurs pour une approximation par une distribution K. Chaque région analysée rassemble au moins 2 000 points d'observations.

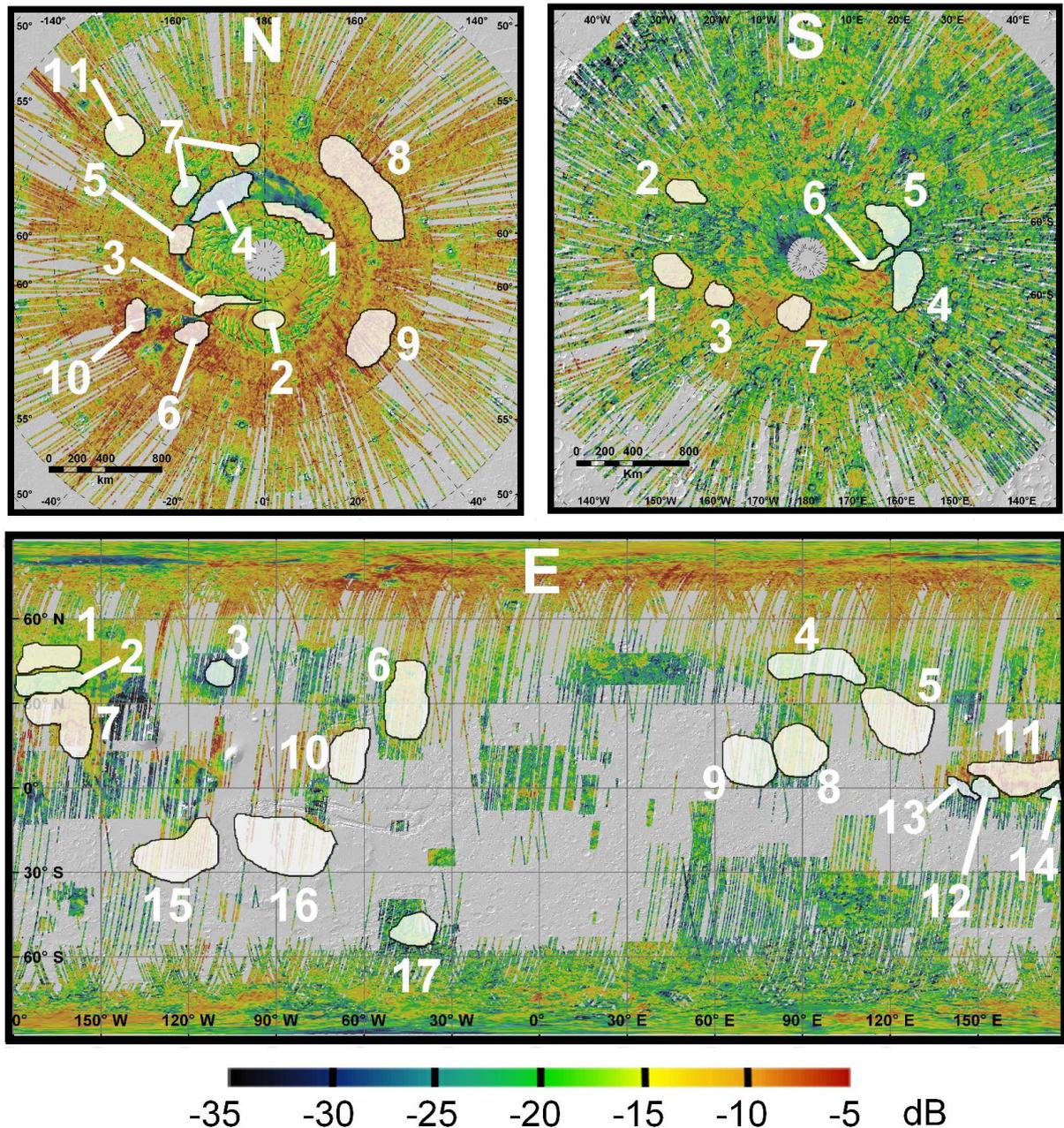


Fig. 6.12. Localisation des régions analysées dans la **Table. 6.1**. La légende de la carte est identique à la **Fig. 6.5**.

Id.	Région	Position centrale (Lat/lon en °)	Rice			Distribution K	
			P_c	P_n	ρ	P_n	ρ
Régions boréales		> 65°N					
N1	Olympia Cavi	83N-130E	-12,0 dB	-11,0 dB	99,6 %	--	--
N2	NPLD (Gemina Lingula)	82,5N-10E	-14,3 dB	-21,5 dB	99,0 %	--	--
N3	Chasma Boreale	82N-310E	--	-12,3 dB	97,0 %	-10,2 dB	99,5 %
N4	Olympia Undae	81N-205E	--	-30,1 dB	99,3 %	-29,3 dB	99,7 %
N5	VBF (Sud Rupes Tenuis)	79N-260E	--	-10,8 dB	94,6 %	-8,0 dB	99,4 %
N6	VBF (Est d'Hyper. Cavi)	78N-317E	-10,7 dB	-11,0 dB	99,5 %	--	--
N7	Scandia Cavi	77N-227E	--	-26,6 dB	88,7 %	-22,7 dB	97,8 %
N8	VBF (Olympia Mensae)	75N-128E	--	-11,2 dB	94,2 %	-8,2 dB	99,9 %
N9	VBF (Lonar, Siton Undae)	74N-50E	--	-11,1 dB	94,0 %	-7,9 dB	99,9 %
N10	VBF (Sud d'Hyper. Lacus)	73,5N-294E	-10,2 dB	-11,7 dB	99,3 %	--	--
N11	VBF (site Phoenix)	68N-233E	--	-17,8 dB	90,1 %	-14,8 dB	98,8 %
Régions équatoriales		65°S à 65°N					
E1	Arcadia Planitia(Nord)	45N-190E	--	-14,7 dB	99,2 %	-13,6 dB	99,9 %
E2	Arcadia Planitia (Sud)	37N-192E	--	-17,7 dB	98,8 %	-16,3 dB	99,9 %
E3	Alba Patera	40N-260E	--	-23,3 dB	97,3 %	-21,0 dB	99,8 %
E4	Utopia Planitia (Nord-Ouest)	42N-95E	--	-19,2 dB	98,1 %	-17,3 dB	99,9 %
E5	Utopia Planitia (Sud-Est)	21N-121E	--	-12,7 dB	96,4 %	-10,5 dB	99,8 %
E6	Chryse Planitia (Ouest)	30N-315E	--	-14,3 dB	94,8 %	-11,7 dB	99,8 %
E7	Amazonis Planitia	23N-195E	-14,3 dB	-19,1 dB	98,3 %	--	--
E8	Isidis Planitia	12N-265E	--	-15,6 dB	97,7 %	-13,6 dB	99,8 %
E9	Syrtis Planum	10N-75E	--	-18,7 dB	96,2 %	-15,9 dB	99,8 %
E10	Lunae Planum	10N-293E	--	-12,7 dB	96,0 %	-10,1 dB	99,8 %
E11	Elysium Planitia	5N-160E	-10,8 dB	-9,9 dB	99,4 %	--	--
E12	MFF (Aeolis Planum)	1S-152E	--	-26,2 dB	98,3 %	-24,3 dB	99,7 %
E13	MFF (Zephyria Planum)	0N-145E	--	-29,1 dB	99,4 %	-28,0 dB	99,9 %
E14	MFF (Lucus Planum)	4S-180E	--	-25,2 dB	95,6 %	-21,8 dB	99,7 %
E15	Daedalia Planum	20S-235E	--	-11,3 dB	98,0 %	-9,6 dB	99,9 %
E16	Solis Planum	20S-275E	--	-10,1 dB	96,9 %	-7,8 dB	99,7 %
E17	Argyre Planitia	49S-315E	--	-21,7 dB	92,7 %	-18,2 dB	99,5 %
Régions australes		> 65°S					
S1	Parva Planum (Nord)	74S-265E	--	-12,0 dB	98,6 %	-10,6 dB	99,8 %
S2	Dorsa Argentea	77S-300E	--	-15,5 dB	97,1 %	-13,3 dB	99,9 %
S3	Parva Planum (Sud)	78,5S-255E	-13,4 dB	-17,3 dB	99,5 %	--	--
S4	Promethei Planum (Ouest)	80S-70E	--	-19,4 dB	96,4 %	-16,7 dB	99,8 %
S5	Promethei Planum (Est)	82,5S-90E	--	-24,0 dB	98,3 %	-22,3 dB	99,9 %
S6	Chasma Australe	82,5S-102E	--	-19,6 dB	96,0 %	-16,2 dB	99,7 %
S7	SPLD (Zone de référence)	83S-190E	-11,3 dB	-23,1 dB	99,4 %	--	--

Table. 6.1. Résultat des approximations sur la distribution de l'amplitude de l'écho de surface pour différentes régions de Mars. Les puissances en dB sont normalisées par rapport à la zone de référence (section 6.2.3). Les paramètres surlignés correspondent à un $\rho > 99\%$, et peuvent être considérés comme de bonne qualité.

La présence d'un champ cohérent témoigne d'une surface faiblement rugueuse à la longueur d'onde Sharad. Très peu de régions exhibent cette particularité. Il s'agit des deux calottes polaires, pour lesquelles la partie cohérente est dominante ; d'Olympia Cavi, au Nord, et de quelques autres terrains circumpolaires de la VBF, agencés autour du promontoire d'Escorial à l'embouchure de Chasma Boreale ; de la région de Parva Planum au Sud ; des plaines volcaniques d'Elysium et Amazonis Planitia. Ces zones sont corrélées avec nos observations sur la rugosité martienne (section 6.3).

Lorsque seul le champ diffus est présent, l'approximation par une distribution K est toujours meilleure que par une Rice, avec des coefficients de corrélation dépassant la régulièrement 99 %. Olympia Undae reste la région dont la puissance diffuse est la plus faible (-30,1 dB), suivie par les formations équatoriales de Medusa Fossae (MFF) et du terrain oriental de Promethei Planum (-29,1 dB à -22,3 dB). La plupart des autres régions s'articulent entre ces valeurs et le champ cohérent de la zone de référence (-11,3 dB). Globalement, cinq terrains ont un champ diffus supérieur à cette dernière valeur : Lunae Planum, Daedalia Panum, Solis Planum, Chasma Boreale et les terrains de Vastitas Borealis situées aux alentours de 75°N (Olympia Manesae et entre Lonar et Siton Undae).

6.6 Séparation de la permittivité et de la rugosité

Dans la section précédente nous avons élaboré une méthode permettant d'extraire les puissances cohérentes (P_c) et diffuses (P_n) du signal. Ici, nous allons déterminer des relations reliant ces puissances aux paramètres physiques de la surface (permittivité et rugosité) en nous plaçant dans le cas particulier de Sharad de l'incidence normale. A l'aide de quelques applications numériques avec les puissances précédemment extraites, nous identifierons les problèmes qui restent encore à résoudre pour obtenir des paramètres physiques de la surface.

6.6.1 Modèles de rétrodiffusion à incidence normale

Si le gain peut être considéré comme uniforme sur la surface illuminée et en tenant compte du fait que nous avons normalisé les puissances par rapport aux pertes dues à une réflexion spéculaire au niveau du sol (suppression d'un facteur $1/h^2$), on en vient à des formes simplifiées des puissances extraites :

$$(3.9) \Rightarrow P_c = r^2 \chi^2 \quad (6.26)$$

$$(3.8) \Rightarrow P_n = \frac{1}{\pi h^2} \iint_{A_0} \sigma^0 . ds \quad (6.27)$$

ce qui revient à normaliser les expressions (3.8) et (3.9) par $P\lambda^2 G^2 / (4\pi)^2 (2h)^2$. h a été précédemment normalisé à 250 km (section 6.2.2). Le coefficient de Fresnel en puissance r^2 , le facteur de rugosité χ^2 et le coefficient de rétrodiffusion σ^0 représentent les paramètres

physiques de la surface que nous cherchons à obtenir. Lorsque le champ cohérent existe, le facteur de rugosité est la plupart du temps assimilé à (3.79). Comme la distance du radar à la cible est très grande face à l'empreinte au sol ($D_E/2 \ll h$), on peut appliquer l'approximation des petits angles au premier ordre pour l'angle d'observation θ :

$$\cos \theta = 1 \quad \text{et} \quad \sin \theta = \tan \theta = x/h \quad \text{avec} \quad 0 < x < D_E/2 \quad (6.28)$$

$$\text{d'où} \quad (3.79) \Rightarrow \chi^2 = e^{-(2k\sigma_h)^2} \quad (6.29)$$

$$\text{et} \quad (6.27) \Rightarrow \boxed{P_c = r^2 e^{-(2k\sigma_h)^2}} \quad (6.30)$$

Dans (6.27), l'expression de σ^0 dépend du modèle de rétrodiffusion utilisé. D'après la carte de *Neumann et al.* [2003], les régions analysées possédant une composante cohérente ont une rugosité verticale $\sigma_h < 1 \text{ m}$ (**Fig. 6.4**), ce qui nous permet d'appliquer le modèle des petites perturbations (SPM, section 3.6.4) qui s'exprime, pour une surface gaussienne :

$$(6.28) \text{ et } (3.55) \text{ dans } (3.92) \Rightarrow \sigma_{SPM}^0 = 4k^4 r^2 l^2 \sigma_h^2 e^{-(klx/h)^2} \quad (6.31)$$

Pour les régions qui ne renvoient qu'une composante diffuse, si on peut assumer que leurs paramètres de rugosité satisfont les conditions (3.97), alors l'approximation de Kirchhoff s'applique :

$$(6.28) \text{ dans } (3.98) \Rightarrow \sigma_{KA}^0 = \frac{r^2}{2m^2} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{hm}\right)^2} \quad (6.32)$$

La forme intégrale de σ^0 , tel qu'elle apparaît dans (6.27), peut s'écrire sur la surface circulaire A_0 de l'empreinte radar sous la forme d'une intégrale simple :

$$\iint_{A_0} \sigma^0 . ds = 2\pi \int_0^{\frac{1}{2}D_E} \sigma^0 . x dx \quad (6.33)$$

Les puissances diffuses s'expriment donc :

$$(6.33) \text{ et } (6.31) \text{ dans } (6.27) \Rightarrow P_{n(SPM)} = \frac{8}{h^2} k^4 r^2 l^2 \sigma_h^2 \int_0^{\frac{1}{2}D_E} e^{-(klx/h)^2} . x dx \quad (6.34)$$

$$(6.33) \text{ et } (6.32) \text{ dans } (6.27) \Rightarrow P_{n(KA)} = \frac{r^2}{h^2 m^2} \int_0^{\frac{1}{2}D_E} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{hm}\right)^2} . x dx \quad (6.35)$$

Les intégrales des deux équations précédentes peuvent se résoudre par la formule [© 2010 Wolfram Alpha LLC] :

$$\int_0^a e^{-(bx)^2} \cdot x dx = \frac{1 - e^{-(ab)^2}}{2b^2} \quad (6.36)$$

Où $b = kl/h$ pour la SPM, $b = 1/hm \sqrt{2}$ pour la KA et $a = D_E/2$ pour les deux modèles. On obtient alors la puissance diffuse :

$$(6.36) \text{ dans } (6.34) \Rightarrow P_{n(SPM)} = 4k^2 r^2 \sigma_h^2 \left(1 - e^{-\left(\frac{D_E kl}{2h}\right)^2} \right) \quad (6.37)$$

$$(6.36) \text{ dans } (6.35) \Rightarrow P_{n(KA)} = r^2 \left(1 - e^{-\frac{1}{8} \left(\frac{D_E}{hm}\right)^2} \right) \quad (6.38)$$

6.6.2 Applications à des surfaces très peu rugueuses ($l > 500$ m)

Lorsque la réflectivité d'une région possède à la fois des composantes cohérentes et diffuses, celles-ci peuvent être décrites par les équations (6.30) et (6.37) dans le cadre de la SPM, ce qui permet de mettre en place un système de 2 équations à 3 inconnues (r , σ_h et l) non soluble si un paramètre n'est pas fixé. Cependant, pour des longueurs de corrélation $l > 500$ m, l'exponentielle de l'équation (6.37) est $\ll 1$ (**Fig. 6.13.Gauche**), ce qui permet de simplifier l'expression de la puissance diffuse en supprimant l'exponentielle.

$$(6.37) \Rightarrow P_{n(SPM)} = 4k^2 r^2 \sigma_h^2 \quad \text{ssi. } l > 500 \text{ m} \quad (6.39)$$

ce qui entraîne la disparition de l . Cette simplification est physiquement cohérente, car elle signifie que la longueur de corrélation, lorsqu'elle est de l'ordre du rayon de l'empreinte au sol, n'influence plus significativement la puissance diffusée. Le champ des solutions possibles pour l'équation (6.39) est tracé sur la **Fig. 6.13.Droite**.

Bien évidemment, dans le cas pratique, les résultats que l'on peut tirer de cette figure dépendent beaucoup de la valeur de la constante diélectrique que l'on a admise pour la surface de référence afin de normaliser les puissances mesurées. Mais le rapport des puissances cohérentes et incohérentes nous permettent de nous affranchir d'une réflectivité de référence, en étant uniquement fonction de σ_h :

$$(6.27) / (6.39) \Rightarrow \frac{P_{c(SPM)}}{P_{n(SPM)}} = \frac{e^{-(2k\sigma_h)^2}}{4k^2 \sigma_h^2} \quad (6.40)$$

dont la courbe est tracée en **Fig. 6.14**, ce qui permet d'obtenir la rugosité verticale du terrain même en l'absence de calibration, et ce, rappelons-le, uniquement lorsque la zone étudiée a une longueur de corrélation > 500 m.

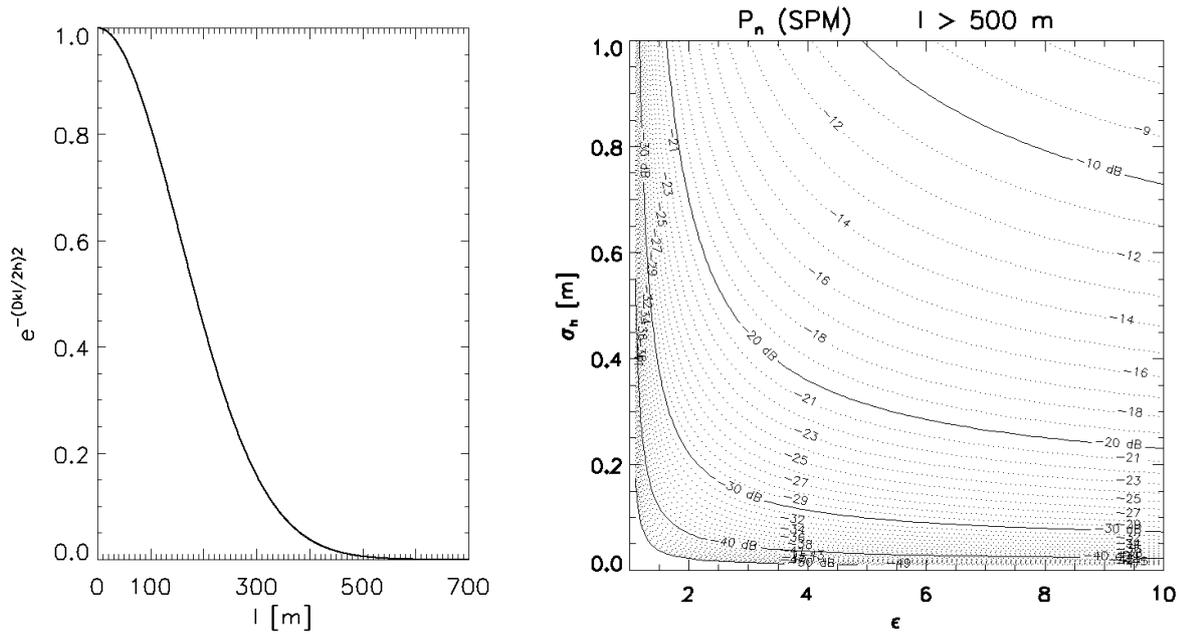


Fig. 6.13. *Gauche.* Tracé de l'exponentielle de l'équation (6.37). Celle-ci est $\ll 1$ lorsque $l > 500$ m. *Droite.* Puissances diffuses reçues dans le cas des SPM pour $l > 500$ m, en fonction de σ_h et ϵ , pour une empreinte au sol $D_E = 5\,400$ m. Considérer la valeur basse de D_E (4 800 m) n'affecte pas significativement les courbes.

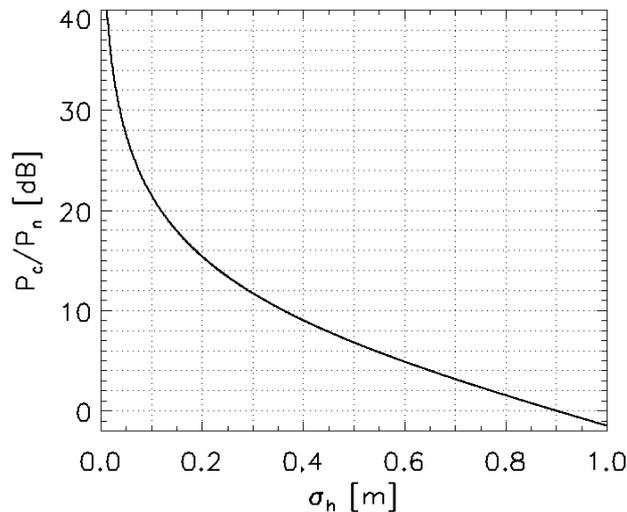


Fig. 6.14. Valeur de σ_h en fonction du rapport des puissances, pour $l > 500$ m.

Parmi les huit régions de la **Table. 6.1** qui possèdent à la fois une composante cohérente et diffuse, la carte d'Aharonson *et al.* [2001] (**Fig. 6.4.Bas-gauche**) indique que six d'entre elles ont des longueurs de corrélation > 500 m. Dans l'hypothèse raisonnable que cette carte soit globalement représentative des ordres de grandeurs de la rugosité à l'échelle de Sharad, nous pouvons alors faire une application numérique de la **Fig. 6.14** sur ces six régions. Les résultats sont présentés dans la **Table. 6.2**. Pour ces régions *Neumann et al.*

[2003] (**Fig. 6.4.Haut-gauche**) indiquaient des valeurs de $\sigma_h < 1$ m. Comme on peut le voir, nos résultats sont en complète adéquation avec ces mesures. Logiquement, on constate également que les calottes Sud et Nord sont les régions les plus lisses et que les deux régions de la VBF testées ont des rugosités similaires. Ces mesures montrent que Sharad peut être sensible à des rugosités décimétriques, voir centimétriques, et donc les mesurer.

Id.	Région	P_c/P_n	σ_h	ε'		
N1	Olympia Cavi	-1,0 dB	0,96 m	3,3	4,3	6,2
N2	NPLD (Gemina Lingula)	7,2 dB	0,48 m	2,0	2,3	2,8
N6	VBF (Est d'Hyper. Cavi)	0,3 dB	0,88 m	3,7	5,0	7,5
N10	VBF (Sud d'Hyper. Lacus)	1,5 dB	0,80 m	3,8	5,1	7,8
S3	Parva Planum (Sud)	3,9 dB	0,65 m	2,3	2,8	3,5
S7	SPLD (Zone de référence)	11,8 dB	0,30 m	2,5	3,1	4,0

Table. 6.2. Valeur de σ_h et de ε' pour des régions très peu rugueuses. Les valeurs de permittivité dépendent de celle admise pour la zone de référence (en grisé, $\varepsilon' = 2.5, 3.1$ ou 4.0).

Malheureusement, même une fois que σ_h est connue, il existe une infinité de couples $[\alpha, r^2]$ solutions des équations (6.30) et (6.39), et seul un rapport entre les coefficients de Fresnel des différentes région peut être établi. La connaissance de la constante diélectrique d'un terrain ne peut donc se passer du calibrage sur une zone de référence dont nous connaissons préalablement les caractéristiques. Il suffit alors de reporter la puissance diffuse P_n et la rugosité verticale σ_h définie plus haut sur l'abaque de la **Fig. 6.13.Droite** pour obtenir ε' . L'incertitude du résultat va majoritairement dépendre de notre connaissance de la puissance absolue réfléchi par la zone de référence. Dans la section 6.2.3 nous avons estimé qu'elle pouvait être de -19,9 dB ; -11,2 dB ou -9,6 dB selon les hypothèses formulées sur la constitution du terrain (respectivement $\varepsilon_{ZR}' = 2,5 ; 3,1$ ou $4,0$). Considérant ces différentes hypothèses, les résultats de l'estimation d' ε' des régions testées sont indiqués dans la **Table. 6.2**. Notre première remarque porte sur la globalité de ces résultats. Si la permittivité de la zone de référence est de $\varepsilon_{ZR}' = 2,5$ alors toutes les autres régions ont $\varepsilon' < 3,8$. Ce qui est très faible, particulièrement pour la VBF. Car, dans l'hypothèse de terrains non-poreux composés principalement de glace d'eau ($\varepsilon' = 3,1$) et d'un matériau non-volatile de type mafique ou sédimentaire ($\varepsilon' \sim 8$), cela signifie un terrain riche à 75 % de glace pour les plaines du Nord à hautes latitudes (équation de Looyenga (3.31)). Considérer $\varepsilon_{ZR}' = 3,1$ ou 4 ramène ce taux respectivement à 43 % ou 3 %. Il faut mentionner que, dans ces régions de la VBF, les données neutrons estiment la quantité d'eau dans le premier mètre du sol à ~40 % [Feldman et al., 2004], c'est-à-dire très proche de ce que l'on obtient avec un calibrage à $\varepsilon_{ZR}' = 3,1$. De la même façon, on peut tester de récentes études proposant que des vastes étendues des SPLD et alentours soient recouvertes par des dépôts massifs de glace de CO₂ [Phillips, communication personnelle], par exemple dans la région de Parva Planum Sud. Si les dix premiers mètres de

celle-ci sont effectivement recouverts par ce matériel ($\varepsilon' \sim 2,1$), cela ramène les permittivités de la VBF à l'embouchure de Chasma Boreale à $\varepsilon' \sim 3,3$, soit de la glace pure à 90-95 %. On voit donc qu'une bonne connaissance de la permittivité d'une zone de référence doit être un objectif majeur, car elle entrainerait des conclusions importantes sur la composition de nombreuses régions martiennes.

En marge de cette constatation, la comparaison des constantes diélectriques entre elles peut nous apporter d'autres informations. La permittivité des NPLD est significativement plus faible que pour les SPLD. On peut voir ici la marque d'une extinction du signal au Nord, non pas générée par un terrain de plus faible permittivité, mais due à la présence d'un dépôt de glace résiduel en surface (section 4.2.1), ce qui doit nous amener à considérer un modèle de réflexion à deux couches. Nous développerons cette approche dans la section 6.7.

On est également intrigué par la région de Parva Planum Sud, dont la permittivité est légèrement plus faible que pour les SPLD, indiquant un contenu de toute façon très riche en glace, contrairement à la région circumpolaire d'Olympia Cavi, au Nord, dont le taux d'impuretés doit être plus fort.

Enfin, la similitude des permittivités des deux régions de la VBF est très satisfaisante en ce qui concerne la validité de notre méthode, car elles représentent deux échantillonnages différents d'une même unité géologique.

6.6.3 Applications à des surfaces moyennement rugueuses ($l < 500$ m)

Amazonis et Elysium Planitia sont deux régions possédant une composante cohérente et diffuse mais où $l < 500$ m. L'équation (6.37) ne peut donc pas se simplifier, et le rapport des puissances s'écrit :

$$(6.27) / (6.37) \Rightarrow \frac{P_{c(SPM)}}{P_{n(SPM)}} \left(1 - e^{-\left(\frac{D_E k l}{2h}\right)^2} \right) = \frac{e^{-(2k\sigma_h)^2}}{4k^2 \sigma_h^2} \quad (6.41)$$

c'est-à-dire un rapport similaire à (6.40) mais diminué d'un facteur entre parenthèse compris entre 0 et 1 (~ 1 si $l > 500$ m). Cela signifie que si l'on applique l'équation (6.40) sur les surfaces à longueur de corrélation < 500 m et que l'on rapporte le résultat sur la Fig. 6.14, alors on obtient une valeur sous-estimée de σ_h réelle. Une rapide application numérique nous donne alors pour Amazonis $\sigma_h > 0,60$ m et pour Elysium $\sigma_h > 0,96$ m.

En revanche, les paramètres libres dans l'expression de la puissance diffuse (6.37) sont trop nombreux pour contraindre suffisamment la valeur de ε' . Seule une connaissance plus précise des paramètres de rugosité σ_h et l , obtenue par d'autres instruments (nous pensons aux MNT d'Hirise, en cours d'acquisition), nous permettrait d'obtenir la permittivité de ces régions.

6.6.4 Applications à des surfaces rugueuses

Par surface rugueuse, on entend des surfaces qui ne possèdent qu'une composante diffuse. Dans ce cas, celle-ci peut s'exprimer selon (6.38) et est représentée graphiquement par la **Fig. 6.15**.

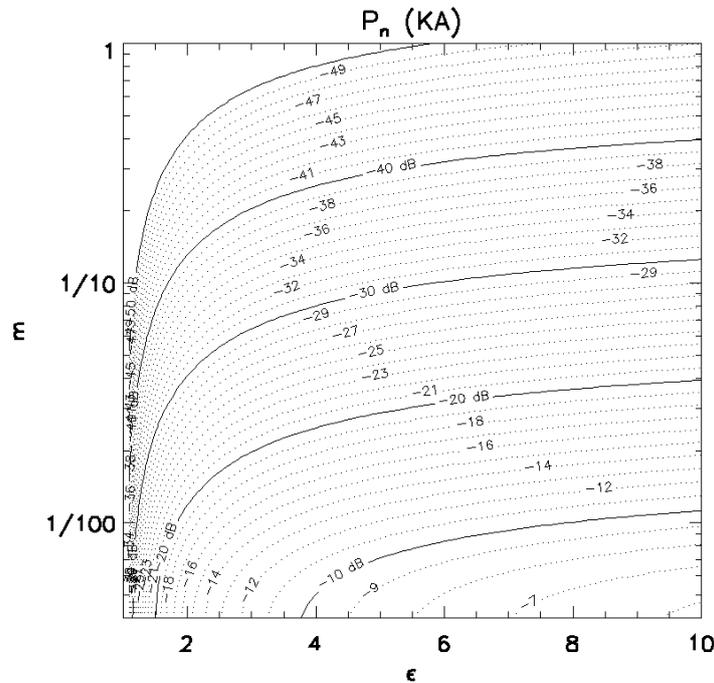


Fig. 6.15. Puissances diffuses reçues dans le cas de l'approximation de Kirchhoff en fonction de m et ϵ , pour une empreinte au sol $D_E = 5\,400\text{ m}$. Considérer la valeur basse de D_E (4800 m) n'affecte pas significativement les courbes.

Cette figure nous renseigne sur les possibilités d'obtenir la permittivité d'une région rugueuse. Pour des régions dont ϵ' est > 4 la puissance diffuse est très dépendante de la pente moyenne de la surface mais très peu sensible à la permittivité. En effet, pour une région d'une rugosité donnée, un changement de permittivité de 4 à 9 ne fera varier la puissance diffuse que de $\sim 3\text{ dB}$. Nous avons vu que la plupart des terrains martiens sont dominés par la diffusion (section 6.4.1). Ce graphique explique donc pourquoi la réflectivité de ces régions est principalement corrélée à la rugosité de surface. Ce peu de sensibilité à la permittivité a évidemment une conséquence directe sur nos possibilités de détection de ϵ' . A moins d'avoir une extrême précision sur les pentes moyennes et les puissances diffuses, l'accès précis à la permittivité de ces régions n'est pas possible.

Lorsque $\epsilon' < 4$, c'est-à-dire pour des terrains à forte teneur en glace ou poreux, la sensibilité à la permittivité est meilleure, car les courbes de la **Fig. 6.15** ne sont plus grossièrement parallèles à l'axe des abscisses. Ainsi, la détectabilité de ces régions est meilleure et les possibilités d'obtention de leur permittivité également, à condition que la pente moyenne à l'échelle de la longueur d'onde Sharad soit connue.

6.7 Variations annuelles de réflectivité aux pôles

6.7.1 Présentation

Comme nous l'avons déjà suggéré à plusieurs reprises, la présence d'un dépôt en surface dont l'épaisseur est grossièrement inférieure à la longueur de l'onde, peut être responsable d'une baisse d'intensité de l'écho de surface. Cet effet résulte d'une interférence destructive due à la différence de marche entre l'onde réfléchiée par le toit du dépôt et celle provenant de sa base. La perte de signal est alors directement liée à l'épaisseur à la constante diélectrique du dépôt. Le phénomène a déjà été exploité par *Mouginot et al.* [2009] avec les données radar Marsis, afin d'obtenir ces paramètres pour la calotte résiduelle de CO₂ de l'hémisphère sud. Nous voulions vérifier si ce phénomène était également observable à la longueur d'onde Sharad, c'est-à-dire pour des dépôts de l'épaisseur du mètre. Nous nous sommes intéressés aux condensats saisonniers de CO₂. Il s'en suivra également une application au dépôt boréal de glace résiduelle.

Les dépôts saisonniers de CO₂ sont le résultat de la condensation de l'atmosphère durant les basses températures de l'hiver [e.g. *Forget, 1998; James et al., 1992*]. Ils subliment durant le printemps et sont inexistant l'été, laissant le sol sous-jacent à nu (**Fig. 6.16**). Les condensats apparaissent ainsi alternativement au Nord puis au Sud. Ce sont des réservoirs très fortement impliqués dans le cycle du CO₂ martien [*Leighton and Murray, 1966*]. Caractérisés par un fort albedo visible par les télescopes terrestres [*Martin et al., 1992*], leur étendue maximale peut atteindre un peu moins de 60° de latitude [*Smith et al., 2001*]. L'évolution saisonnière des paramètres physiques des condensats (épaisseur, masse, densité volumique...) ont fait l'objet de nombreuses études [e.g. *Aharonson et al., 2004; Jian and Ip, 2009; Litvak et al., 2007; Prettyman et al., 2009; Smith et al., 2001*]. L'épaisseur maximale des dépôts est atteinte durant les équinoxes de printemps aux hautes latitudes (> 80°), avec des valeurs mesurées par Mola de 0,6-1,2 m (L_S = 320-30°) au Nord et 0,6-0,9 m (L_S ~ 320-30°) au Sud [*Jian and Ip, 2009; Smith et al., 2001*].

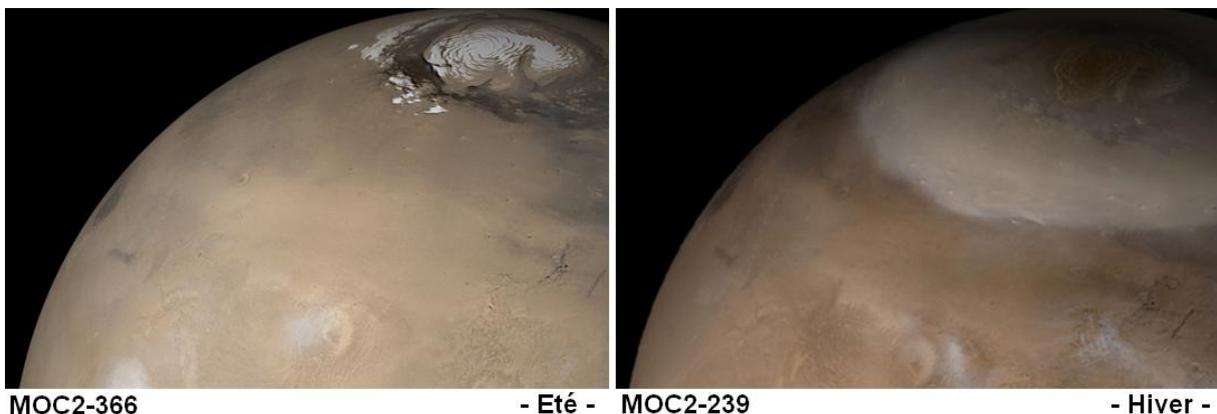


Fig. 6.16. Hémisphère nord de Mars. **Gauche.** Eté, seules les glaces résiduelles recouvrant presque exactement Planum Boreum sont visibles. **Droite.** Hiver, les condensats de CO₂ s'étendent en latitude à mesure que l'on avance dans la saison.

6.7.2 Observations

Le champ cohérent est la composante du signal qui est la plus directement liée aux variations d'altitudes verticales (6.29). Il s'agit donc potentiellement de la meilleure observable permettant de détecter des variations de réflectivité dues à l'évolution de l'épaisseur d'un dépôt en surface. Nous avons vu que les surfaces des calottes sont les régions polaires qui possèdent le champ cohérent le plus puissant face au champ diffus. Nous concentrons donc nos études sur la région de Gemina Lingula (GL, 10°E-82.5°N) et la zone de référence (ZF, 190°E-83°S), qui ont été présentées dans la **Table. 6.1**. La distribution des amplitudes a été extraite pour chacune de ces deux régions par tranches de 1 000 orbites. L'approximation par une fonction de Rice nous a permis d'en extraire l'évolution temporelle des puissances cohérentes et diffuses. Nous donnons également l'évolution de la rugosité σ_h grâce à la méthode développée en section 6.6.2. Les orbites 3 000 à 14 000 ont été traitées, s'étendant de $L_S \sim 200^\circ$ de l'année martienne 28 jusqu'à $L_S \sim 310^\circ$ de l'année martienne suivante, soit une couverture de près de 470 L_S ($L_S =$ longitude solaire, voir **Fig. 1.6**).

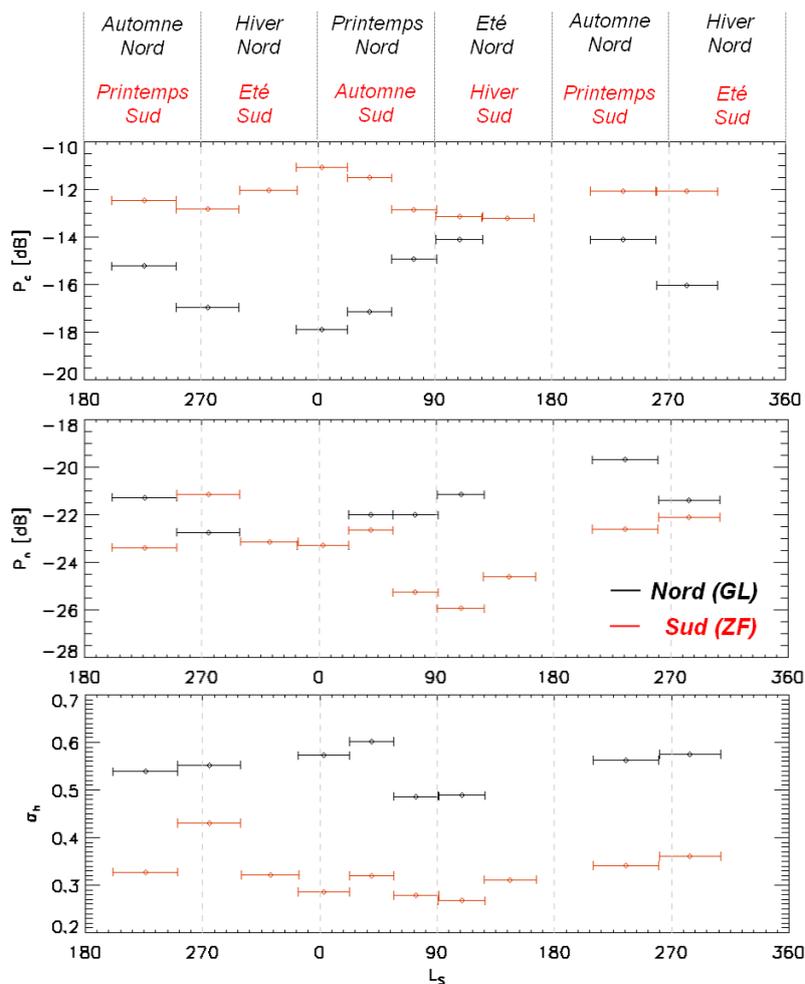


Fig. 6.17. Evolution temporelle du champ cohérent (*haut*), diffus (*milieu*) et rugosité verticale (*bas*) pour la région ZF (rouge) et GL (noir). Les barres horizontales montrent l'étendue des tranches de L_S considérées. Certaines périodes ne possèdent pas de données.

La puissance cohérente du Nord et du Sud se caractérise par une évolution à peu près périodique déphasée de $\sim 180^\circ$. Cette évolution est beaucoup plus marquée et évidente au nord avec une amplitude atteignant presque 4 dB. Le champ cohérent de GL est maximal pour $L_S \sim 100^\circ$ et $L_S \sim 240^\circ$ (-14,4 dB), laissant supposer par interpolation que le véritable maximum se trouve aux alentours de $L_S = 180^\circ$, où il n'y a pas de données. Le minimum est situé à $L_S \sim 0^\circ$ (-18,3 dB). La zone de référence au Sud est caractérisée par une amplitude de variation moins importante de 2,2 dB. Son caractère périodique est également moins évident, mais un maximum se distingue tout de même à $L_S \sim 0^\circ$ (-11,2 dB) et un minimum est atteint durant l'été à $L_S \sim 150^\circ$ (-11,2 dB). On remarque également que les deux courbes ne s'expriment pas sur la même gamme de puissance. Le Nord a des champs cohérents globalement plus faibles. La différence est de 2,2 dB pour les puissances estivales. Toutes ces caractéristiques ne s'observent pas sur les champs diffus des deux régions, dont l'évolution semble a priori chaotique, mais qui s'expriment dans la même gamme de valeurs. Par contre, la rugosité verticale σ_h , obtenue à partir du rapport des puissances, est relativement stable, occupant pour chaque hémisphère une gamme large de 10 cm, i.e. entre 0,50-0,60 cm au Nord, et 0,25-0,35 m au Sud. Cette stabilité de la rugosité avec les saisons est relativement cohérente avec la situation. En effet, on ne s'attend pas à modifier significativement la rugosité d'une région initialement quasi-plate par recouvrement d'une couche de glace.

La variation de la composante cohérente, ainsi que la relative stabilité de la rugosité, semblent ainsi s'expliquer par l'évolution temporelle des condensats saisonniers telle que nous l'avons décrite en section 6.7.1. Dans cette hypothèse, nous nous proposons d'obtenir l'évolution de l'épaisseur des dépôts par l'élaboration d'un modèle de réflectivité à trois couches.

6.7.3 Modèle de réflectivité à trois couches

Afin de comprendre comment un film de dépôt peut réduire l'amplitude de l'écho de surface, nous définissons un modèle à trois couches horizontales décrivant la situation (**Fig. 6.18**). La couche supérieure est un demi-espace ouvert vers le haut qui a les caractéristiques physiques de l'atmosphère ($\varepsilon_1 = 1$). Elle surplombe le dépôt (ε_2 et épaisseur h_2 inconnues) qui, lui-même, recouvre le matériel basal, vu comme un demi-espace ouvert vers la bas (ε_3).

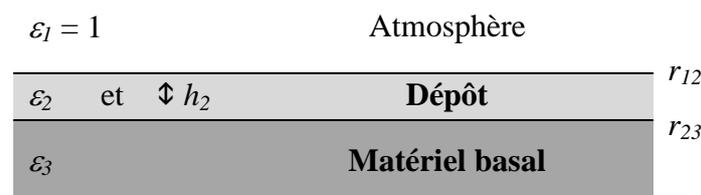


Fig. 6.18. *Modèle de réflectivité à trois couches (coupe verticale).*

Adapté de Mouginot et al. [2009].

Dans un modèle à deux couches (sans le dépôt intermédiaire) le coefficient de réflexion en incidence normale est donné par l'équation de Fresnel (E.13) :

$$r_{13} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_3}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_3}} \quad (6.42)$$

Dans notre modèle stratifié à trois couches, le coefficient de réflexion du système, r , est défini en fonction des coefficients de Fresnel des deux interfaces r_{12} et r_{23} [Borne and Wolf, 1979] :

$$r(f) = \frac{r_{12} + r_{23}e^{2i\beta}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2i\beta}} \quad \text{avec} \quad \beta = kh\sqrt{\varepsilon_2} \quad (6.43)$$

Le nombre d'onde k présent dans cette équation montre que r est dépendant de la fréquence. Le coefficient de réflexion global, R , doit donc prendre en compte tout le spectre sur lequel le signal Sharad s'exprime (10 MHz) :

$$R = \max\left(\|IFFT(C(f).r(f).C^*(f))\|\right) \quad (6.44)$$

où $C(f)$ est le chirp de Sharad (section 2.2.1). Si $P_{c(\text{libre})}$ est la puissance cohérente provenant d'une surface sans dépôt superficiel, et $P_{c(\text{dépôt})}$ est la puissance de cette même surface, mais recouverte d'un dépôt, alors le ratio des puissances s'écrit :

$$(6.26) \text{ et } (6.29) \Rightarrow \frac{P_{c(\text{dépôt})}}{P_{c(\text{libre})}} = \frac{R_{(\text{dépôt})}^2}{r_{13}^2} e^{4k^2(\sigma_{(\text{libre})}^2 - \sigma_{(\text{dépôt})}^2)} \quad (6.45)$$

6.7.4 Applications et résultats

■ Evolution des dépôts :

Si l'on considère que la surface des calottes est libre de dépôt de CO_2 aux alentours du solstice d'été ($L_S = 180^\circ$), la puissance cohérente provenant de cette période peut être assimilée à $P_{c(\text{libre})}$ présent dans l'équation (6.45). Cette expression ne comporte alors plus que deux inconnues : h_2 et ε_2 , inclus dans $R_{(t)}$, caractérisant les condensats saisonniers. La **Fig. 6.19** montre les couples de solutions $[\varepsilon_2, h]$ pour GL (Nord) à $L_S = 0^\circ$. Les résultats sont donnés pour trois valeurs représentatives de ε_3 : $\varepsilon_3 = 2,5$ (glace d'eau pure poreuse à 20 %), $\varepsilon_3 = 3,1$ (glace d'eau quasi-pure et compacte), $\varepsilon_3 = 4$ (glace d'eau compacte avec ~20 % d'impuretés). *Pettinelli et al.* [2003] donnent un intervalle pour la constante diélectrique du CO_2 solide, le constituant majeur des condensats saisonniers : $1,48 < \varepsilon_2 < 2,12$ (respectivement la neige de CO_2 et la glace de CO_2 compacte). Nous pouvons alors borner

l'épaisseur du dépôt. Parmi les différentes solutions permises par la **Fig. 6.19**, il y a des couples de valeurs correspondant à des épaisseurs > 3 m. Nous ne les considérons pas, car elles ne sont pas compatibles avec les résultats de *Smith et al.* [2001], ni d'*Aharonson et al.* [2004]. On constate aussi que le choix de ϵ_3 a peu d'importance, car l'épaisseur h correspondante s'exprime toujours dans le même intervalle, à savoir $1,1 \text{ m} < h < 1,4 \text{ m}$. Nous décidons de garder pour la suite la valeur intermédiaire $\epsilon_3 = 3,1$.

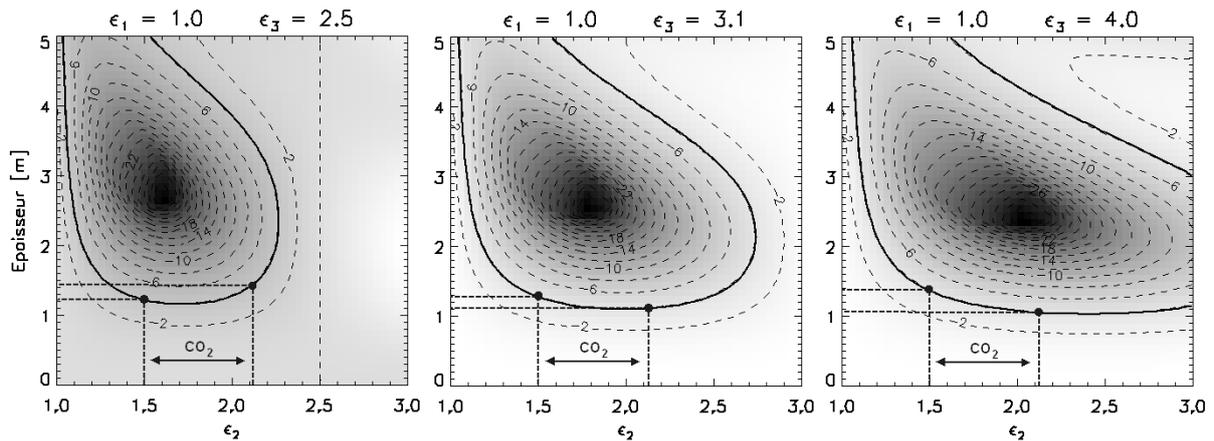


Fig. 6.19. La courbe en gras représente les couples de solutions $[\epsilon_2, h_2]$ pour différentes valeurs de ϵ_3 (de gauche à droite, $\epsilon_3 = 2,5$, $\epsilon_3 = 3,1$ et $\epsilon_3 = 4$) dans la région de GL (Nord) à $L_S \sim 0^\circ$. Les lignes en pointillés représentent les iso-values des pertes notées en dB. Quelle que soit l'hypothèse sur ϵ_3 , pour $1,48 < \epsilon_2 < 2,12$, les épaisseurs des condensats se maintiennent entre $1,1 \text{ m} < h < 1,4 \text{ m}$.

Nous appliquons maintenant la méthode à toutes les puissances cohérentes extraites en fonction du L_S . Les résultats, présentés en **Fig. 6.20**, sont comparés avec l'évolution de l'abondance de la colonne de CO_2 déterminés par *Prettyman et al.* [2009] avec l'instrument GRS pour une bande de latitudes comprise entre 80° et 85° et couvrant toutes les longitudes (0° à 360°). Les épaisseurs maximales atteintes à la fois au Nord (1,0-1,2 m) et au Sud (0,80-0,90 m) correspondent assez remarquablement à ce qui a été observé par Mola à ces latitudes (respectivement 0,6-1,2 m et 0,6-0,9 m) [*Jian and Ip, 2009; Smith et al., 2001*]. Au Nord, l'épaisseur croît lentement durant l'automne et l'hiver afin d'atteindre un maximum autour de $L_S = 0^\circ$. L'épaisseur diminue ensuite deux fois plus rapidement durant la seule saison du printemps. Ces vitesses d'évolution sont très bien couplées à celles des données GRS. Par contre, au Sud, l'épaisseur se stabilise plus longtemps, car la disparition des condensats ne semble intervenir que durant la deuxième moitié de l'été, ne laissant à nu les PLD que durant une très courte période, autour de $L_S = 0^\circ$. Cette signature semble s'amorcer de nouveau pour les dernières orbites analysées, mais seules les observations d'au moins une demi-année supplémentaire pourront le confirmer. Ce comportement diffère de celui observé par GRS. Nous pouvons expliquer cet effet comme une particularité locale, car les précédentes études

GRS et Mola donnent des résultats moyennés sur toute une bande de latitudes, alors que nous ne considérons qu'une région. De plus, notons que la zone de référence se trouve à l'intérieur de la zone cryptique, une région particulière pour laquelle les mécanismes d'évolution des condensats semblent plus complexes que ceux habituellement rencontrés [Piqueux *et al.*, 2003].

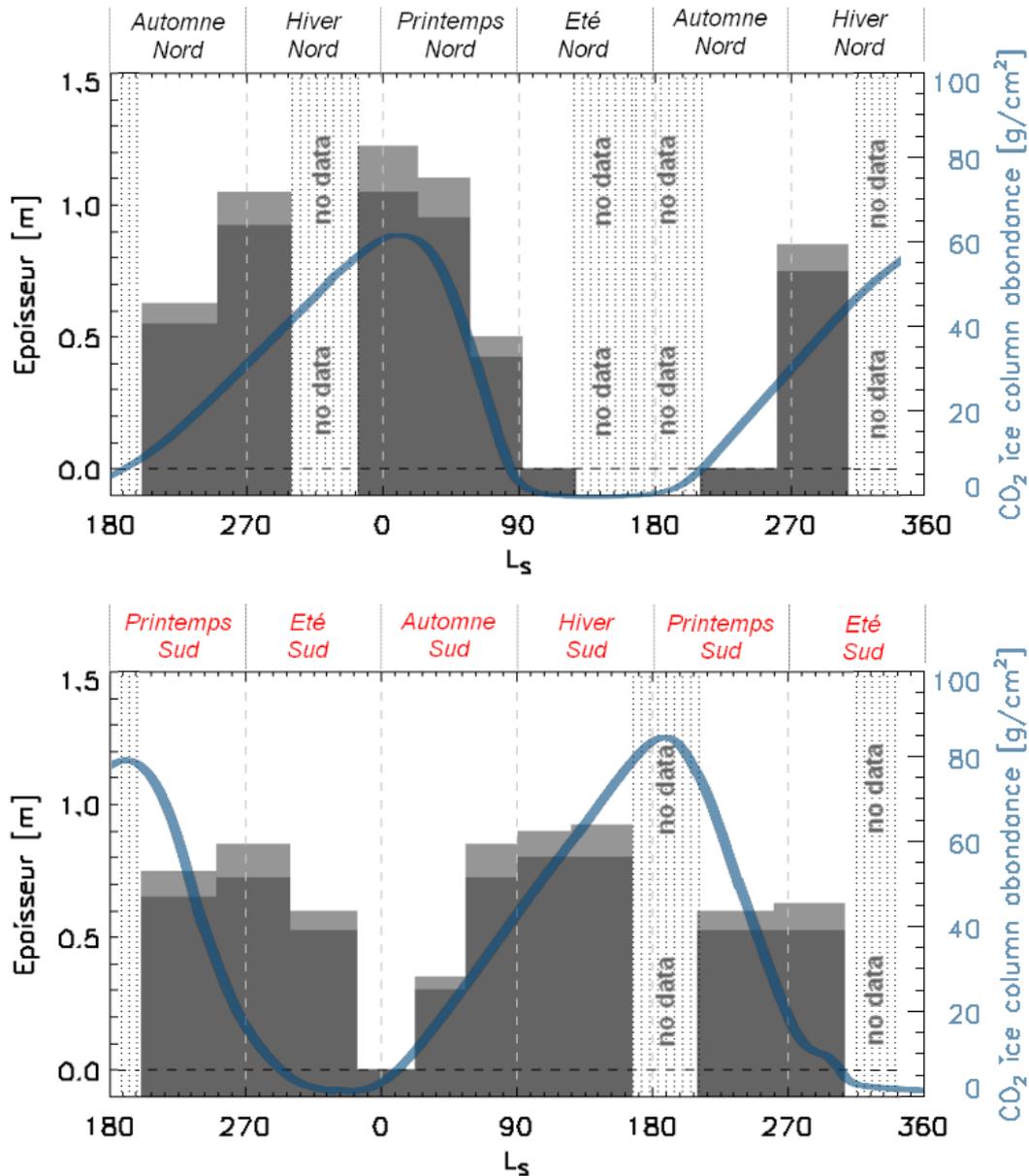


Fig. 6.20. Histogrammes représentant l'évolution de l'épaisseur des condensats saisonniers en fonction du L_s dans la région de GL (**Haut**) et ZF (**Bas**). Les histogrammes montrent l'incertitude liée à la valeur de ε_2 (zone gris claire). En bleu est sur-imprimée l'évolution de l'abondance de CO_2 tel que déterminé par Prettyman *et al.* [2009] avec l'instrument GRS pour une bande de latitudes comprise entre 80° et 85° et couvrant toutes les longitudes (0° à 360°).

■ Evolution de l'absorption ionosphérique :

Parmi les différentes incertitudes qui pèsent sur la valeur absolue de la réflectivité du signal, l'absorption ionosphérique (section 6.2.2) est la seule qui peut varier de façon significative avec le temps. Comme nous l'avons montré en section 6.2.2, sa valeur peut être de l'ordre du décibel, c'est-à-dire plus ou moins comparable aux variations dues à l'épaisseur des condensats (amplitude de 2-4 dB). Il n'est pas simple de s'affranchir de l'absorption ionosphérique. En réalité, celle-ci est fortement dépendante de l'altitude du maximum ionosphérique (h_o , équation (6.4)), qui n'est connue que d'une manière empirique et assez peu précise. Ainsi, au lieu d'essayer de corriger quantitativement le signal de l'absorption ionosphérique, nous allons l'introduire comme une incertitude supplémentaire sur l'estimation de l'épaisseur des condensats.

La **Fig. 6.21** montre le SZA moyen des observations radar pour chaque tranche de L_S sur laquelle nous avons obtenus, les réflectivités, ainsi que l'évolution du flux solaire radio F10.7. Le flux solaire atteint périodiquement un maximum au périapse de l'orbite martienne ($L_S \sim 250^\circ$), qui se situe aux alentours du solstice d'hiver Nord. C'est pour cette raison que la courbe du flux est corrélée avec les SZA du Nord et déphasée de $\sim 180^\circ$ avec ceux du Sud (i.e. en raison de l'inclinaison de la planète, les SZA d'observations des régions polaires dépendent fortement de la saison).

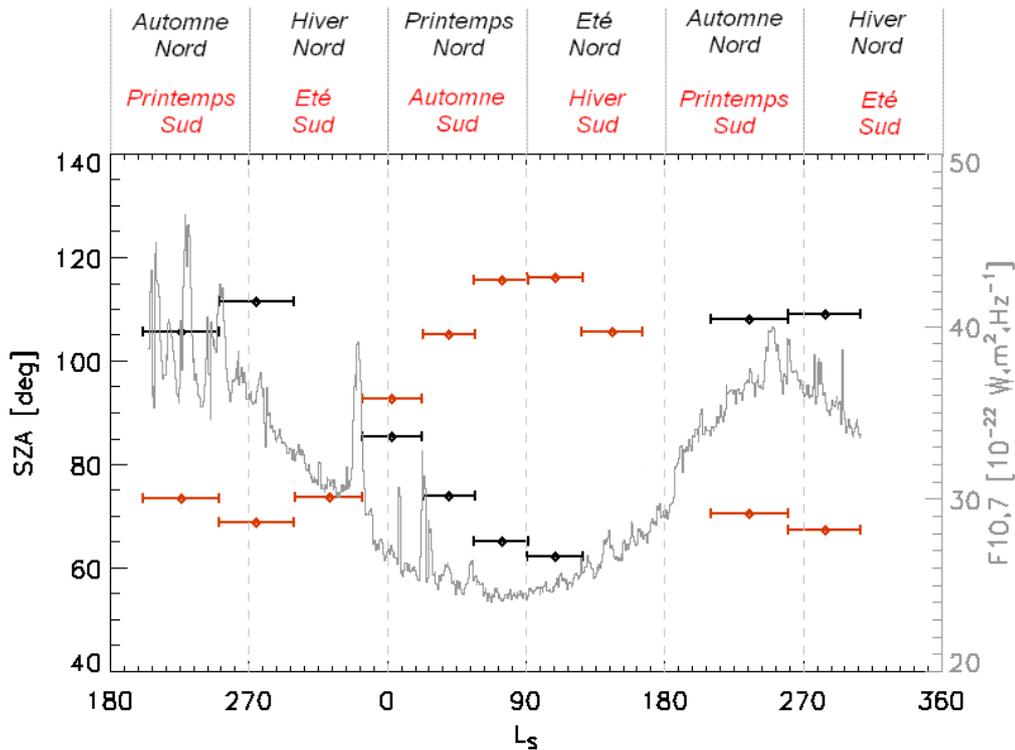


Fig. 6.21. Evolutions des SZA moyens des observations radar pour le Nord (noir) et le Sud (rouge), accompagnés du flux solaire radio (gris) à la position de Mars.

En s'appuyant sur ces informations, nous utilisons le modèle de Chapman avec les paramètres de Nielsen et al. [2007] (voir section 6.2.2) pour obtenir la valeur de l'absorption ionosphérique. La **Fig. 6.22** montre son évolution pour les deux régions considérées.

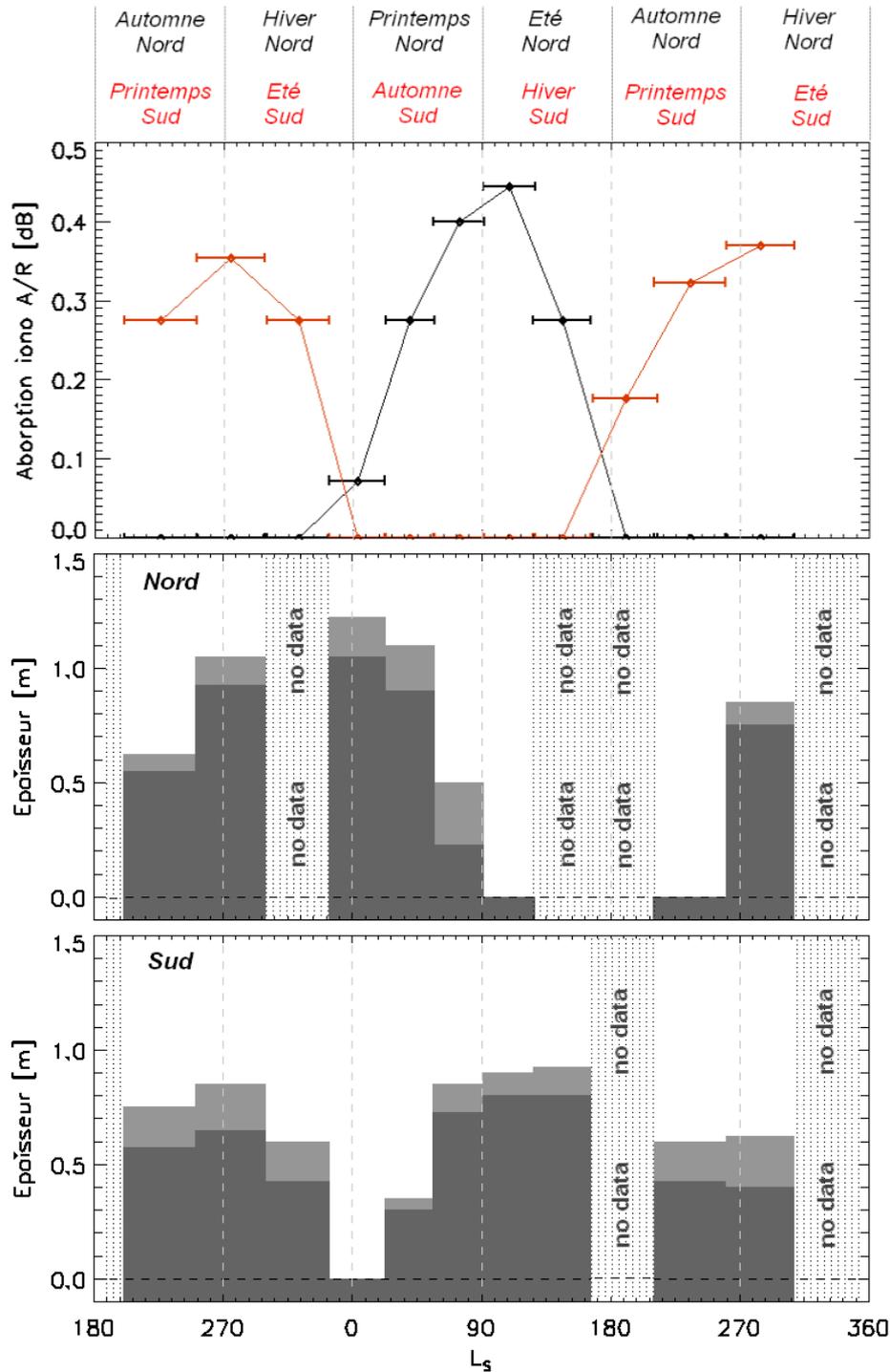


Fig. 6.22. *Haut.* Evolution de l'absorption ionosphérique aller-retour en puissance en fonction du L_S pour chacune des deux régions étudiées. *Milieu et Bas.* Similaire à Fig. 6.20, sauf que les incertitudes sur l'épaisseur tiennent également compte de l'absorption ionosphérique.

On remarque que l'absorption s'exprime sur une échelle très faible avec une amplitude de $\sim 0,5$ dB, soit 4 à 8 fois moins que les puissances cohérentes (**Fig. 6.17**), et une oscillation légèrement déphasée. L'impact sur l'incertitude des épaisseurs de condensats est peu sensible. Lorsque l'absorption est présente, l'incertitude basse est minorée de 10-15 cm au maximum, ce qui se produit pas durant les périodes de récessions. Globalement les observations que nous avons faites sur l'évolution de l'épaisseur ne sont pas modifiée, et on peu conclure sur une faible influence de la réflectivité aux pôles sur la réflectivité de surface.

■ Etude des dépôts résiduels de glace d'eau nord :

En section 6.7.2, nous avons aussi observé un décalage des puissances cohérentes estivales de 2,2 dB entre les deux pôles. Nous faisons l'hypothèse que cette extinction est due au dépôt résiduel de glace d'eau qui recouvre presque en totalité Planum Boreum. La **Fig. 6.23** montre les différents couples de solution $[\epsilon_2, h_2]$ qui vérifient cette perte avec $\epsilon_3 = 3,1$.

L'analyse de la profondeur des structures de surface creusées dans les dépôts résiduels a permis d'estimer l'épaisseur de cette unité géologique à ~ 1 m [Byrne, 2009 et ses références]. N'ayant pas de contrainte très restreinte sur sa permittivité (glace d'eau pure et poreuse), il nous est difficile d'obtenir un intervalle d'épaisseur correspondant. Nous ne pouvons donner que $h_2 \geq 1,2$ m comme une limite basse. Par contre, la **Fig. 6.23** montre une limite haute de $\epsilon_2 \leq 2,7$ pour la permittivité, ce qui correspondrait à de la glace d'eau pure dont la porosité est ≥ 15 %.

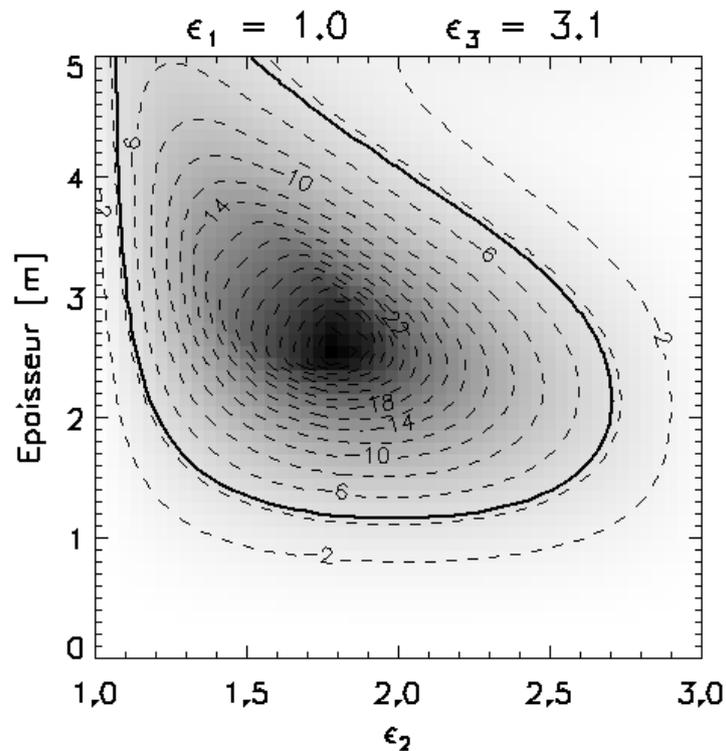


Fig. 6.23. La courbe en gras représente les couples de solutions $[\epsilon_2, h_2]$ caractérisant les dépôts résiduels de glace d'eau nord. Les lignes en pointillés représentent les iso-valeurs des pertes notées en dB.

6.8 Synthèse

L'étude de la réflectivité de radars interplanétaires de type Sharad/Marsis est un domaine de recherche nouveau qui offre de nombreuses possibilités. Son développement est nécessaire pour la planification de nouvelles missions radar vers d'autres corps (lunes glacées de Jupiter...). Ce chapitre a mis en place des méthodes et des outils d'analyses originaux amenant à une première interprétation de la réflectivité Sharad dont nous faisons ici la synthèse. Nous montrons également comment l'efficacité de ces outils peut être améliorée afin d'obtenir de meilleures informations sur les caractéristiques physiques de la surface de Mars et, par extension, de celles d'autres corps planétaires.

■ Cartographie de la réflectivité :

Nous avons mis en place une méthode simple d'extraction de l'écho de surface pour tout le jeu de données Sharad qui est capable d'éliminer la majorité des mauvaises détections de façon automatique. Nous corrigeons ce signal du biais d'altitude et des interférences induites par la configuration du S/C. Nous avons montré que les effets de l'absorption ionosphériques sont négligeables.

Nous avons produit une carte des réflectivités en la calibrant sur une zone de référence située dans Planum Australe, assumant une surface lisse et de permittivité $\epsilon' = 3,1$ (glace d'eau compacte et quasi-pure).

Au premier ordre, et à l'échelle subrégionale (avantage par rapport à Marsis), cette carte est parfaitement corrélée à la rugosité Mola, ce qui montre la qualité de la détection. L'exploitation du sur-échantillonnage spatial de Sharad est suffisante pour obtenir un bon signal/bruit, et le recouvrement des orbites n'est pas nécessaire.

Régionalement, le comportement de la réflectivité montre aussi une contribution de la permittivité au signal. Mais globalement, la faible valeur du signal réfléchi atteste que la plupart des terrains martiens adopte un comportement exclusivement diffusif (non spéculaire) à la longueur d'onde Sharad.

■ Approche statistique pour l'extraction des puissances :

Pour une unité géologique donnée, nous avons montré que la distribution des puissances réfléchies était parfaitement décrite, soit par une distribution de Rice (composantes cohérente et diffuse, région très peu rugueuse), soit par une distribution K (composante diffuse uniquement, région rugueuse). Cette dernière décrit beaucoup mieux le signal qu'une distribution de Rayleigh, montrant ainsi le caractère non-stationnaire de la surface. Ce comportement est identique à ce qui est observé pour les surfaces terrestres naturelles nues.

Appliquée à une trentaine de régions d'intérêt, l'approximation des distributions empiriques avec ces fonctions a permis d'obtenir la valeur des puissances cohérentes et diffuses. Plusieurs régions au comportement quasi-spéculaire (i.e. ayant une composante cohérente) ont ainsi été identifiées : les deux calottes polaires, Olympia Cavi, les régions de la VBF à l'embouchure de Chasma Boreale, Parva Planum Sud, Amazonis et Elysium Planitia.

■ Modèle de rétrodiffusion nadir pour l'extraction des paramètres physiques :

A partir des méthodes SPM et KA, nous avons dérivé deux modèles numériques simples de rétrodiffusion à incidence normale afin de décrire les puissances cohérentes et diffuses, précédemment extraites, en fonction de paramètres physiques de la surface.

Pour des régions très peu rugueuses ($l > 500$ m), le rapport des puissances mène à l'écart quadratique moyen des altitudes σ_h sans avoir recours à une calibration. Les valeurs extraites correspondent aux limites estimées par Mola, et donnent accès à des rugosités sous la barre du mètre. L'obtention de la permittivité est possible mais dépend beaucoup de celle admise pour la zone de référence. Ceci montre la nécessité de définir plus précisément cette dernière à l'avenir, et de régler ce problème de calibrage pour les futures missions. Pour Mars, $\varepsilon'_{ZR} = 3,1$ mène à des permittivités de la VBF qui semblent vérifier le contenu en glace d'eau estimé par GRS [Feldman et al., 2004]. Pour des régions un peu plus rugueuses ($l < 500$ m), mais possédant toujours une composante cohérente, l'accès à la permittivité ne pourra se faire qu'en fixant les paramètres de rugosité à une échelle plus faible que celles obtenues par Mola. Notre modèle numérique montre aussi que les régions plus rugueuses (avec seulement une composante diffuse) ont leur réflectivité principalement liée à la rugosité de la surface, ce qui explique la corrélation des cartes de réflectivité avec celles de rugosité. Le très faible couplage avec la permittivité rend très difficile son estimation lorsqu'elle est > 4 . Dans le cas contraire, une connaissance préalable de la rugosité pourrait permettre de contraindre ε' .

Etant données les possibilités d'obtenir les paramètres physiques de surface ayant un comportement quasi-spéculaire, il apparaît nécessaire de développer désormais une méthode pour détecter automatiquement de telles régions sur toute la couverture géographique Sharad. Nous avons vu qu'il était aussi important de fixer des paramètres de rugosité pour une meilleure contrainte de la permittivité. Ceci devrait pouvoir se faire très rapidement grâce aux MNT Hirise qui sont actuellement en cours d'acquisition pour différentes régions martiennes.

Enfin, d'autres modèles numériques de rétrodiffusion, basés sur une description fractale de la rugosité [Campbell et al., 2003; Orosei et al., 2003; Shepard et al., 2001], sont en train de voir le jour [Campbell and Shepard, 2003; Shepard et al., 1995; Shepard and Campbell, 1999]. Il serait également intéressant de les exploiter de la même façon que nous l'avons fait pour les SPM et KA, afin de comparer et vérifier la cohérence des résultats.

■ Réflectivité à trois couches et condensats saisonniers :

Nous avons détecté une variation saisonnière de la réflectivité polaire qui a été attribuée à la présence des condensats saisonniers de CO_2 . L'application d'un modèle de rétrodiffusion à trois couches a permis d'estimer l'évolution de leurs épaisseurs, qui se trouvent être très similaires à celle obtenues par les données Mola. Au Sud, on constate une récession tardive des condensats au sein de la zone cryptique qui peut être une manifestation des processus complexes en cours dans cette région. Nous montrons également que la variation de l'absorption ionosphérique a peu d'impact sur les résultats. La confirmation de tous ces résultats pourra être entreprise d'ici à un an sur une couverture temporelle étendue (au moins deux années martiennes).



Conclusions et perspectives

Cette thèse a eu pour ambition de contribuer à des thématiques majeures du radar martien : l'identification des paramètres diélectriques du sol et du sous-sol, et la détection et l'interprétation des morphologies de subsurface pour mieux comprendre la formation du paysage martien. Nous avons contribué à ces thématiques en fournissant trois études distinctes. Elles sont le résultat d'un très large travail de prospection au sein d'un jeu de données recouvrant la quasi-totalité de la surface martienne, mais aussi d'un important effort de programmation numérique pour traiter ces quelques terra-octets de données. Enfin, le côté pluridisciplinaire du travail effectué, mobilisant des compétences tant en physique qu'en géomorphologie, est un reflet de ce que doit être, selon moi, la planétologie aujourd'hui.

■ Paramètres diélectriques des glaces polaires nord :

Dans le chapitre 4 nous avons analysé la propagation du signal radar à travers les dépôts stratifiés qui constituent les glaces de Planum Boreum, la calotte polaire Nord. Nous avons obtenu la constante et les pertes diélectriques moyennes ($\epsilon = 3,1$ ($\sigma = 0,12$) et $\tan \delta < 0,0026$ ($\sigma = 0,0005$)) qui caractérisent une colonne verticale de glace dans la région de Gemina Lingula épaisse de $\sim 1\,500$ m et représentant un quart de la superficie totale de Planum Boreum. Ces résultats témoignent d'un taux de pureté ≥ 95 % du matériel glaciaire. C'est la première fois que ces paramètres sont obtenus précisément pour le volume de glace qui constitue Planum Boreum. Ils servent désormais de références pour le sondage diélectrique des glaces martiennes [e.g. *Holt et al.*, 2010; *Lauro et al.*, 2010; *Mouginot et al.*, 2010; *Putzig et al.*, 2009; *Smith and Holt*, 2010].

Comme produit dérivé de ces analyses, nous avons donné la carte de l'épaisseur des dépôts stratifiés, par rapport à un sous-bassement rocheux interpolé de l'altitude des terrains environnants. On obtient un volume totale des NPLD+BU de $1,14 \times 10^6$ km³. Ce résultat a été utilisé dans des modèles de transport climatique impliquant les réservoirs polaires [*Greve et al.*, 2010; *Mouis et al.*, 2010].

Ce travail a également proposé qu'une extension de la BU subsiste sous Gemina Lingula. Quelque mois après la publication de *Grima et al.* [2009], cette hypothèse structurale

a été confirmée par une étude poussée de la structure interne des NPLD par radar [Holt *et al.*, 2010], ce qui a contribué aux hypothèses actuelles sur la formation de Chasma Australe liée à des phénomènes de déposition/érosion plutôt qu'à des événements catastrophiques.

■ Escarpements glaciaires sud et hypothèse de la rupture mécanique :

Le chapitre 5 a proposé une étude d'escarpements glaciaires de tailles kilométriques ponctuant la région d'Ultimi Lobe, Planum Australe, que nous avons appelés Laps ("Large and asymmetric polar scarps"). À partir de l'analyse croisée de données topographiques, d'imagerie visible et de données de subsurface Sharad et Marsis, nous avons fait une description complète de la morphologie et de la stratigraphie de ces objets. Alors que la plupart des hypothèses concernant la formation des structures polaires glaciaires impliquent des phénomènes de déposition et/ou d'érosion, le modèle géomorphologique que nous avons mis en place rappelle de façon remarquable des anticlinaux de roll-over (flexure antithétique) associés à des failles normales listriques que l'on rencontre régulièrement sur Terre comme un mode d'extension crustale de terrains stratifiés. Une brève étude quantitative supportant un tel scénario nous a permis de proposer une rupture mécanique de la glace comme origine pour la formation des Laps. Les implications de cette nouvelle hypothèse sur les conditions basales, la dynamique et la rhéologie de la glace sont importantes et restent à déterminer précisément. Nous avons également insisté sur les possibilités de planétologie comparée engendrées par ce modèle de formation, de telles structures étant inconnues sur les calottes terrestres.

Dans un avenir immédiat, il conviendra d'effectuer une étude structurellement plus quantitative des Laps, car la consolidation de l'hypothèse listrique nécessite de vérifier la compatibilité des dimensions des escarpements avec celles attendues pour une rupture mécanique dans de la glace d'eau. La contrainte externe qui serait à l'origine de ces ruptures reste aujourd'hui difficile à déterminer, car le seul fait que des fractures de cette taille puissent se développer dans ce matériel est surprenant. Il faudrait ainsi entreprendre un travail pour sa caractérisation.

■ Cartographie de la réflectivité de la surface :

Enfin, au chapitre 6, nous avons étudié le signal radar réfléchi par la surface. Ce signal est fortement dépendant des paramètres physiques (permittivité et rugosité) caractérisant la proche surface (~10 m de profondeur) et peut donc potentiellement nous renseigner sur sa composition. Nous avons développé une méthode solide pour extraire automatiquement l'écho de surface des radargrammes Sharad, puis nous avons construit et présenté des cartes de réflectivité globales.

Au premier ordre, et à l'échelle subrégionale (avantage par rapport à Marsis), cette carte est parfaitement corrélée à la rugosité Mola, ce qui montre la qualité de la détection. L'exploitation du sur-échantillonnage spatial de Sharad est suffisante pour obtenir un bon signal/bruit, et le recouvrement des orbites n'est pas nécessaire.

Régionalement, le comportement de la réflectivité montre aussi une contribution de la permittivité au signal. Mais globalement, la faible valeur du signal réfléchi atteste que la

plupart des terrains martiens adopte un comportement exclusivement diffusif (non spéculaire) à la longueur d'onde Sharad.

Sharad est toujours en service, avec pour objectif de densifier la couverture tropicale et équatoriale. Les cartes de réflectivité seront donc mise à jour à l'avenir afin de rendre disponible à l'analyse de nouvelles régions.

■ Extraction des paramètres physique de la surface :

La lecture et l'extraction des paramètres physiques qui dimensionnent le signal réfléchi est un problème récurrent dans l'analyse radar. A cette fin, nous proposons une méthode à deux étapes. D'abord, par l'application d'une approche statistique simple inspirée du Sar ("synthetic aperture radar") terrestre nous séparons les composantes cohérentes et diffuses qui constituent le signal. La distribution de Rice modélise très bien les données empiriques provenant de régions quasi-lisses. Pour les surfaces plus rugueuses, la distribution K donne de bien meilleurs résultats que la fonction de Rayleigh, ce qui témoigne du caractère non-stationnaire de la surface martienne, à l'identique des surfaces naturelles nues que l'on trouve sur Terre.

Appliquée à une trentaine de régions d'intérêt, l'approximation des distributions empiriques avec ces fonctions a permis d'obtenir la valeur des puissances cohérentes et diffuses. Plusieurs régions au comportement quasi-spéculaire (i.e. ayant une composante cohérente) ont ainsi été identifiées : les deux calottes polaires, Olympia Cavi, les régions de la VBF à l'embouchure de Chasma Boreale, Parva Planum Sud, Amazonis et Elysium Planitia.

Ensuite, à partir des formes généralisées de l'approximation de Kirchhoff (KA) et de la méthode des petites perturbations, nous avons mis en place des modèles de rétrodiffusion à incidence normale dépendant directement des paramètres physiques de la surface (permittivité et rugosité).

Nous avons ainsi montré que dans le cas de surfaces très peu rugueuses ($l > 500$ m), le rapport des puissances cohérente et diffuse mène directement à l'écart quadratique moyen des altitudes σ_h , sans avoir recours à une calibration du signal. L'obtention de la permittivité est possible mais dépend beaucoup de celle admise pour la zone de référence. Ceci montre la nécessité de définir plus précisément cette dernière à l'avenir, et de régler ce problème de calibrage pour les futures missions. Pour des régions un peu plus rugueuses ($l < 500$ m), mais possédant toujours une composante cohérente, l'accès à la permittivité ne pourra se faire qu'en fixant les paramètres de rugosité à une échelle plus faible que celles obtenues par Mola. Notre modèle numérique montre aussi que les régions plus rugueuses (avec seulement une composante diffuse) ont leur réflectivité principalement liée à la rugosité de la surface, ce qui explique la corrélation des cartes de réflectivité avec celles de rugosité. Le très faible couplage avec la permittivité rend très difficile son estimation lorsqu'elle est > 4 . Dans le cas contraire, une connaissance préalable de la rugosité pourrait permettre de contraindre ϵ' .

Etant données les possibilités d'obtenir les paramètres physiques de surface ayant un comportement quasi-spéculaire, il apparaît nécessaire de développer désormais une méthode pour détecter automatiquement de telles régions sur toute la couverture géographique Sharad. Nous avons vu qu'il était aussi important de fixer des paramètres de rugosité pour une

meilleure contrainte de la permittivité. Ceci devrait pouvoir se faire très rapidement grâce aux MNT *Hirise* qui sont actuellement en cours d'acquisition pour différentes régions martiennes.

Enfin, d'autres modèles numériques de rétrodiffusion, basés sur une description fractale de la rugosité [*Campbell et al.*, 2003; *Orosei et al.*, 2003; *Shepard et al.*, 2001], sont en train de voir le jour [*Campbell and Shepard*, 2003; *Shepard et al.*, 1995; *Shepard and Campbell*, 1999]. Il serait également intéressant de les exploiter de la même façon que nous l'avons fait pour les SPM et KA, afin de comparer et vérifier la cohérence des résultats.

■ Mesure de l'évolution des condensats saisonniers :

Enfin, nous observons une variation saisonnière de la réflectivité aux pôles (nord et sud) que nous attribuons à l'évolution de l'épaisseur des condensats saisonniers de CO₂. Par application d'un modèle de rétrodiffusion à trois couches, nous estimons cette épaisseur. Cette estimation vérifie celles précédemment proposées par d'autres instruments, mais avec une meilleure précision verticale. Nous avons rapporté les signes d'une récession anormalement tardive des condensats dans la zone cryptique de *Planum Australe*. Nous avons montré que l'absorption ionosphérique susceptible de contribuer à la perte de signal, et donc à l'estimation de l'épaisseur des condensats, n'a pas de conséquences importantes.

Les données que nous avons traitées couvrent une année martienne et demie. Pour confirmer nos analyses il faudra répéter cette étude sur au moins deux années martiennes afin de vérifier si le cycle de variations observé, effectivement, se répète. Les nouvelles données *Sharad* devraient bientôt le permettre.



Bibliographie

- Acuna, M.H., Connerney, J.E.P., Ness, N.F., Lin, R.P., Mitchell, D., Carlson, C.W., McFadden, J., Anderson, K.A., Reme, H., Mazelle, C., Vignes, D., Wasilewski, P. and Cloutier, P., (1999). 'Global distribution of crustal magnetization discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER experiment'. *Science*, 284 (5415):790-793.
- Acuna, M.H., Connerney, J.E.P., Wasilewski, P., Lin, R.P., Anderson, K.A., Carlson, C.W., McFadden, J., Curtis, D.W., Reme, H., Cros, A., Medale, J.L., Sauvaud, J.A., Duston, C., Bauer, S.J., Cloutier, P., Mayhew, M. and Ness, N.F., (1992). 'Mars-Observer magnetic-fields investigation'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 97 (E5):7799-7814.
- Aharonson, O., Zuber, M.T. and Rothman, D.H., (2001). 'Statistics of Mars' topography from the Mars Orbiter Laser Altimeter: Slopes, correlations, and physical Models'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 106 (E10):23723-23735.
- Aharonson, O., Zuber, M.T., Smith, D.E., Neumann, G.A., Feldman, W.C. and Prettyman, T.H., (2004). 'Depth, distribution, and density of CO₂ deposition on Mars'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 109 (E5):10.
- Arkhani-Hamed, J. and Olson, P., (2010). 'Giant impacts on early Mars and the cessation of the Martian dynamo'. *Journal of Geophysical Research*, 115 (E0712).
- Arthern, R.J., Winebrenner, D.P. and Waddington, E.D., (2000). 'Densification of Water Ice Deposits on the Residual North Polar Cap of Mars'. *Icarus*, 144:367-381.
- Atreya, S.K., Mahaffy, P.R. and Wong, A.S., (2007). 'Methane and related trace species on Mars: Origin, loss, implications for life, and habitability'. *Planetary and Space Science*, 55 (3):358-369.
- Baker, V.R. and Milton, D.J., (1974). 'Erosion by catastrophic floods on Mars and Earth'. *Icarus*, 23:27-41.
- Baker, V.R., Carr, M.H., Gulick, V.C., Williams, C.R. and Marley, M.S., (1992). 'Channels and valley networks'. In *Mars (H. H. Kieffer, Ed.)*, pp. 493–522. Univ. of Arizona Press, Tucson.

- Bandfield, J.L., Hamilton, V.E. and Christensen, P.R., (2000). 'A global view of Martian surface compositions from MGS-TES'. *Science*, 287 (5458):1626-1630.
- Banks, M.E. and Pelletier, J.D., (2008). 'Forward modeling of ice topography on Mars to infer basal shear stress conditions'. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113:01001.
- Bell, J.F., Wolff, M.J., Malin, M.C., Calvin, W.M., Cantor, B.A., Caplinger, M.A., Clancy, R.T., Edgett, K.S., Edwards, L.J., Fahle, J., Ghaemi, F., Haberle, R.M., Hale, A., James, P.B., Lee, S.W., McConnochie, T., Dobrea, E.N., Ravine, M.A., Schaeffer, D., Supulver, K.D. and Thomas, P.C., (2009). 'Mars Reconnaissance Orbiter Mars Color Imager (MARCI): Instrument description, calibration, and performance'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 114.
- Bellucci, G., Altieri, F., Bibring, J.P., Bonello, G., Langevin, Y., Gondet, B. and Poulet, F., (2006). 'OMEGA/Mars Express: Visual channel performances and data reduction techniques'. *Planetary and Space Science*, 54 (7):675-684.
- Bertaux, J.L., Korablev, O., Perrier, S., Quemerais, E., Montmessin, F., Leblanc, F., Lebonnois, S., Rannou, P., Lefevre, F., Forget, F., Fedorova, A., Dimarellis, E., Reberac, A., Fonteyn, D., Chaufray, J.Y. and Guibert, S., (2006). 'SPICAM on Mars Express: Observing modes and overview of UV spectrometer data and scientific results'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 111 (E10):40.
- Bibring, J.P., Langevin, Y., Gendrin, A., Gondet, B., Poulet, F., Berthe, M., Soufflot, A., Arvidson, R., Mangold, N., Mustard, J., Drossart, P. and Team, O., (2005). 'Mars surface diversity as revealed by the OMEGA/Mars Express observations'. *Science*, 307 (5715):1576-1581.
- Borne, M. and Wolf, E., (1979). *Principle of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*.
- Boynton, W.V., Feldman, W.C., Mitrofanov, I.G., Evans, L.G., Reedy, R.C., Squyres, S.W., Starr, R., Trombka, J.I., D'Uston, C., Arnold, J.R., Englert, P.A.J., Metzger, A.E., Wanke, H., Bruckner, J., Drake, D.M., Shinohara, C., Fellows, C., Hamara, D.K., Harshman, K., Kerry, K., Turner, C., Ward, M., Barthe, H., Fuller, K.R., Storms, S.A., Thornton, G.W., Longmire, J.L., Litvak, M.L. and Ton'chev, A.K., (2004). 'The Mars Odyssey Gamma-Ray Spectrometer instrument suite'. *Space Science Reviews*, 110 (1-2):37-83.
- Bradley, B.A., Sakimoto, S.E.H., Frey, H. and Zimbelman, J.R., (2002). 'Medusae Fossae Formation: New perspectives from Mars Global Surveyor'. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107:5058.
- Brain, D.A., Baker, A.H., Briggs, J., Eastwood, J.P., Halekas, J.S. and Phan, T.-D., (2010). 'Episodic detachment of Martian crustal magnetic fields leading to atmospheric plasma escape'. *Geophysical Research Letters*, 37 (L14108).

- Byrne, S., (2003). 'History and current processes of the Martian polar layered deposits'. Pasadena, California: California Institute of Technology.
- Byrne, S., (2009). 'The Polar Deposits of Mars'. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 37 (1).
- Byrne, S., Dundas, C.M., Kennedy, M.R., Mellon, M.T., McEwen, A.S., Cull, S.C., Daubar, I.J., Shean, D.E., Seelos, K.D., Murchie, S.L., Cantor, B.A., Arvidson, R.E., Edgett, K.S., Reufer, A., Thomas, N., Harrison, T.N., Posiolova, L.V. and Seelos, F.P., (2009). 'Distribution of Mid-Latitude Ground Ice on Mars from New Impact Craters'. *Science*, 325 (5948):1674-1676.
- Campbell, B.A. and Shepard, M.K., (2003). 'Coherent and incoherent components in near-nadir radar scattering: Applications to radar sounding of Mars'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 108 (E12):8.
- Campbell, B.A., Ghent, R.R. and Shepard, M.K., (2003). 'Limits on inference of Mars small-scale topography from MOLA data'. *Geophysical Research Letters*, 30 (3).
- Campbell, M.J. and Ulrichs, J., (1969). 'Electrical properties of rocks and their significance for lunar radar observations'. *Journal of Geophysical Research*, 74:5867-5881.
- Carr, M.H. and Malin, M.C., (2000). 'Meter-scale characteristics of Martian channels and valleys'. *Icarus*, 146 (2):366-386.
- Carr, M.H. and Schaber, G.G., (1977). 'Martian permafrost features'. *Transactions-American Geophysical Union*, 58 (8):829-829.
- Carr, M.H., (1986). 'Mars - A water-rich planet ?'. *Icarus*, 68 (2):187-216.
- Carr, M.H., (2006). 'The surface of Mars'. *Cambridge University Press*.
- Carter, L.M., Campbell, B.A., Watters, T.R., Phillips, R.J., Putzig, N.E., Safaeinili, A., Plaut, J.J., Okubo, C.H., Egan, A.F., Seu, R., Biccari, D. and Orosei, R., (2009). 'Shallow radar (SHARAD) sounding observations of the Medusae Fossae Formation, Mars'. *Icarus*, 199 (2):295-302.
- Chitroub, S., Houacine, A. and Sansal, B., (2002). 'Statistical characterisation and modelling of SAR images'. *Signal Processing*, 82 (1):69-92.
- Christensen, P.R., Jakosky, B., Kieffer, H.H., Malin, M.C., McSween, H.Y., Nealson, K., Mehall, G.L., Silverman, S.H., Ferry, S., Caplinger, M. and Ravine, M., (2004). 'The Thermal Emission Imaging System (THEMIS) for the Mars 2001 Odyssey Mission'. *Space Science Reviews*, 110 (1-2):85-130.
- Ciarletti, V., Corbel, C., Plettemeier, D., Clifford, S.M., Cais, P. and Hamran, S., (2009). 'The WISDOM Radar onboard the Rover of the ExoMars mission'. *American Geophysical Union, Fall Meeting 2009, abstract #P11D-06*. San Francisco, USA.

- Clifford, S., Lasue, J., Heggy, E., Boisson, J., McGovern, P.J. and Max, M.D., (2010). 'Depth of the Martian cryosphere: Revised estimates and implications for the existence and detection of subpermafrost groundwater'. *Journal of Geophysical Research*, 115 (E07001):17.
- Clifford, S.M. and Parker, T.J., (2001). 'The evolution of the Martian hydrosphere: Implications for the fate of a primordial ocean and the current state of the northern plains'. *Icarus*, 154 (1):40-79.
- Clifford, S.M., (1987). 'Polar basal melting on Mars'. *Journal of Geophysical Research*, 92:9135-9152.
- Clifford, S.M., Crisp, D., Fisher, D.A., Herkenhoff, K.E., Smrekar, S.E., Thomas, P.C., Wynn-Williams, D.D., Zurek, R.W., Barnes, J.R., Bills, B.G., Blake, E.W., Calvin, W.M., Cameron, J.M., Carr, M.H., Christensen, P.R., Clark, B.C., Clow, G.D., Cutts, J.A., Dahl-Jensen, D., Durham, W.B., Fanale, F.P., Farmer, J.D., Forget, F., Gotto-Azuma, K., Grard, R., Haberle, R.M., Harrison, W., Harvey, R., Howard, A.D., Ingersoll, A.P., James, P.B., Kargel, J.S., Kieffer, H.H., Larsen, J., Lepper, K., Malin, M.C., McCleese, D.J., Murray, B., Nye, J.F., Paige, D.A., Platt, S.R., Plaut, J.J., Reeh, N., Rice, J.W., Smith, D.E., Stoker, C.R., Tanaka, K.L., Mosley-Thompson, E., Thorsteinsson, T., Wood, S.E., Zent, A., Zuber, M.T. and Zwally, H.J., (2000). 'The State and Future of Mars Polar Science and Exploration'. *Icarus*, 144:210-242.
- Connerney, J.E.P., Acuna, M.H., Wasilewski, P.J., Kletetschka, G., Ness, N.F., Reme, H., Lin, R.P. and Mitchell, D.L., (2001). 'The global magnetic field of Mars and implications for crustal evolution'. *Geophysical Research Letters*, 28 (21):4015-4018.
- Croci, R., Fois, F., Calabrese, D., Zampolini, E.M., Seu, R., Picardi, G. and Flamini, E., (2007). 'SHARAD design and operation'. *Igarss: 2007 Ieee International Geoscience and Remote Sensing Symposium, Vols 1-12*:1611-1615.
- Curlander, J.C. and McDonough, R.N., (1991). 'Synthetic Aperture Radar'. *John Wiley & Sons Inc.* .
- Cutts, J.A. and Lewis, B.H., (1982). 'Models of climate cycles recorded in Martian polar layered deposits'. *Icarus*, 50:216-244.
- Dana, R.A. and Knepp, D.L., (1983). 'The impact of strong scintillation on space based radar design .1. Coherent detection'. *Ieee Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 19 (4):539-549.
- Dana, R.A. and Knepp, D.L., (1986). 'The impact of strong scintillation on space based radar design .2. Noncoherent detection'. *Ieee Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 22 (1):34-46.
- Daniels, D.J., (1996). 'Surface-penetrating radar'. *Electronics & Communication Engineering Journal*, 8 (4):165-182.

- Davison, I., (1986). 'Listric normal-faults profiles - Calculation using bed-length balance and fault displacement'. *Journal of Structural Geology*, 8 (2):209-210.
- Dohm, J.M., Baker, V.R., Boynton, W.V., Fairen, A.G., Ferris, J.C., Finch, M., Furfaro, R., Hare, T.M., Janes, D.M., Kargel, J.S., Karunatillake, S., Keller, J., Kerry, K., Kim, K.J., Komatsu, G., Mahaney, W.C., Schulze-Makuch, D., Marinangeli, L., Ori, G.G., Ruiz, J. and Wheelock, S.J., (2009). 'GRS evidence and the possibility of paleoceans on Mars'. *Planetary and Space Science*, 57 (5-6):664-684.
- Dula, W.F., (1991). 'Geometric-models of listri normal faults and rollover folds'. *Aapg Bulletin-American Association of Petroleum Geologists*, 75 (10):1609-1625.
- Durham, W.B., Kirby, S.H. and Stern, L.A., (1992). 'Effects of dispersed particulates on the rheology of water ice at planetary conditions'. *Journal of Geophysical Research*, 97:20883.
- Ehlmann, B.L., Mustard, J.F., Murchie, S.L., Poulet, F., Bishop, J.L., Brown, A.J., Calvin, W.M., Clark, R.N., Des Marais, D.J., Milliken, R.E., Roach, L.H., Roush, T.L., Swayze, G.A. and Wray, J.J., (2008). 'Orbital Identification of Carbonate-Bearing Rocks on Mars'. *Science*, 322 (5909):1828-1832.
- Elfouhaily, T.M. and Guérin, C.-A., (2004). 'A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces'. *Waves random media* (14):R1-R40.
- Eltoft, T., (2005). 'The Rician inverse Gaussian distribution: A new model for non-Rayleigh signal amplitude statistics'. *Ieee Transactions on Image Processing*, 14 (11):1722-1735.
- ESA, (2009). 'Jupiter Ganymede Orbiter: ESA contribution to the Europa Jupiter System Mission'. *ESA-SRE(2008)2*.
- Faure, J.-L. and Seguret, M., (1988). 'Importance des modèles de failles dans l'équilibrage des coupes en distension'. in *L'équilibrage des couches géologiques : buts, méthodes et applications*. (Gratier J.P., Ed.), pp-85-92. CAES, Rennes, France. ISSN: 0755-978-X:85-92.
- Feldman, W.C., Prettyman, T.H., Maurice, S., Plaut, J.J., Bish, D.L., Vaniman, D.T., Mellon, M.T., Metzger, A.E., Squyres, S.W., Karunatillake, S., Boynton, W.V., Elphic, R.C., Funsten, H.O., Lawrence, D.J. and Tokar, R.L., (2004). 'Global distribution of near-surface hydrogen on Mars'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 109 (E9):13.
- Fishbaugh, K.E. and Head, J.W., (2005). 'Origin and characteristics of the Mars north polar basal unit and implications for polar geologic history'. *Icarus*, 174:444-474.
- Fishbaugh, K.E., Hvidberg, C.S., Beaty, D., Clifford, S., Fisher, D., Haldemann, A., Head, J.W., Hecht, M., Koutnik, M., Tanaka, K. and Ammann, W.J., (2008). 'Introduction to the 4th Mars Polar Science and Exploration Conference special issue: Five top questions in Mars polar science'. *Icarus*, 196:305-317.

- Fisher, D.A., Winebrenner, D.P. and Stern, H., (2002). 'Lineations on the "white" accumulation areas of the residual northern ice cap of Mars: Their relation to the "accublation" and ice flow hypothesis'. *Icarus*, 159 (1):39-52.
- Fistook, J.L., Head, J.W., Marchant, D.R. and Forget, F., (2008). 'Tropical mountain glaciers on Mars: Altitude-dependence of ice accumulation, accumulation conditions, formation times, glacier dynamics, and implications for planetary spin-axis/orbital history'. *Icarus*, 198 (2):305-317.
- Flamini, E., Picardi, G., Seu, R., Mecozzi, R., Biccari, D., Cartacci, M., Cicchetti, A., Masdea, A., Fois, F., Calabrese, D., Bombaci, O., Catallo, C., Croce, A., Croci, R., Guelfi, M., Zampolini, E., Alberti, G., Mattei, S. and Papa, C., (2007). 'Sounding Mars with SHARAD & MARSIS'. *2007 4th International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar*:228-233.
- Fois, F., Croci, R., Seu, R., Picardi, G. and Flamini, E., (2007). 'Performance and results of the SHARAD instruments'. *IEEE*.
- Forget, F., (1998). 'Mars CO₂ ice polar caps'. in *Solar System Ices*, B. Schmitt et al. (Eds.) *Kluwer Academic*, pp 477-507.
- Forget, F., Haberle, R.M., Montmessin, F., Levrard, B. and Heads, J.W., (2006). 'Formation of glaciers on Mars by atmospheric precipitation at high obliquity'. *Science*, 311 (5759):368-371.
- Formisano, V., Angrilli, F., Arnold, G., Atreya, S., Bianchini, G., Biondi, D., Blanco, A., Blecka, M.I., Coradini, A., Colangeli, L., Ekonomov, A., Esposito, F., Fonti, S., Giuranna, M., Grassi, D., Gnedykh, V., Grigoriev, A., Hansen, G., Hirsh, H., Khatuntsev, I., Kiselev, A., Ignatiev, N., Jurewicz, A., Lellouch, E., Moreno, J.L., Marten, A., Mattana, A., Maturilli, A., Mencarelli, E., Michalska, M., Moroz, V., Moshkin, B., Nespoli, F., Nikolsky, Y., Orfei, R., Orleanski, P., Orofino, V., Palomba, E., Patsaev, D., Piccioni, G., Rataj, M., Rodrigo, R., Rodriguez, J., Rossi, M., Saggin, B., Titov, D. and Zasova, L., (2005). 'The Planetary Fourier Spectrometer (PFS) onboard the European Mars Express mission'. *Planetary and Space Science*, 53 (10):963-974.
- Formisano, V., Atreya, S., Encrenaz, T., Ignatiev, N. and Giuranna, M., (2004). 'Detection of methane in the atmosphere of Mars'. *Science*, 306 (5702):1758-1761.
- Francisca, F.M. and Rinaldi, V.A., (2003). 'Complex dielectric permittivity of soil-organic mixtures (20 MHz-1.3 GHz)'. *Journal of Environmental Engineering-Asce*, 129 (4):347-357.
- Fujita, S., Matsuoka, T., Ishida, T., Matsuoka, K. and Mae, S., (2000). 'A summary of the complex dielectric permittivity of ice in the megahertz range and its applications for radar sounding of polar ice sheets'. *Physics of ice core records. (Hondoh T., Ed.)*, pp. 185-210. *Hokkaido University Press, Sapporo*.

- Fung, A.K., Chen, K.-S. and Chen, K.S., (2010). *Microwave Scattering and Emission Models for Users*. Norwood, MA: Artech House.
- Gao, G., (2010). 'Statistical modeling of SAR images: A survey'. *Sensors*, 10:775-795.
- Gibbs, A.D., (1983). 'Balanced cross-section construction from seismic sections in areas of extensional tectonics'. *Journal of Structural Geology*, 5:153-160.
- Gooding, J.L., (1988). 'Possible significance of cubic water-ice, H₂O-Ic, in the atmospheric water cycle of Mars'. In: Institute, L.a.P. (ed). *MECA Workshop on Atmospheric H₂O Observations of Earth and Mars. Physical Processes, Measurements and Interpretations*, 46-49.
- Gough, S.R., (1972). 'A low temperature dielectric cell and the permittivity of hexagonal ice to 2 K'. *Canadian Journal of Chemistry*, 50:3046-3051.
- Greve, R. and Mahajan, R.A., (2005). 'Influence of ice rheology and dust content on the dynamics of the north-polar cap of Mars'. *Icarus*, 174 (2):475-485.
- Greve, R., Grieger, B. and Stenzel, O.J., (2010). 'MAIC-2, a latitudinal model for the Martian surface temperature, atmospheric water transport and surface glaciation'. *Planetary and Space Science*, 58 (6):931-940.
- Grima, C. and Kofman, W., (2009). 'Generation of Mars Express / Marsis derived enhanced ionospheric calibration data (1/3) : Ionospheric impact on MARSIS radar signal'. European Space Agency.
- Grima, C., Kofman, W., Mouginot, J., Phillips, R.J., Herique, A., Biccari, D., Seu, R. and Cutigni, M., (2009). 'North polar deposits of Mars: Extreme purity of the water ice'. *Geophysical Research Letters*, 36.
- Gunell, H., Amerstorfer, U.V., Nilsson, H., Grima, C., Koepke, M., Fränz, M., Winningham, J.D., Frahm, R.A., Sauvaud, J.A., Fedorov, A., Erkaev, N.V., Biernat, H.K., Holmström, M., Lundin, R. and Barabash, S., (2008). 'Shear driven waves in the induced magnetosphere of Mars'. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 50:4018.
- Gwinner, K., Scholten, F., Spiegel, M., Schmidt, R., Giese, B., Oberst, J., Heipke, C., Jaumann, R. and Neukum, G., (2009). 'Derivation and Validation of High-Resolution Digital Terrain Models from Mars Express HRSC Data'. *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, 75 (9):1127-1142.
- Hartmann, W.K. and Neukum, G., (2001). 'Cratering chronology and the evolution of Mars'. *Space Science Reviews*, 96 (1-4):165-194.
- Hauge, T.A. and Gray, G.G., (1996). 'A critique of techniques for modeling normal-fault and rollover geometries. In Modern developments', in *structural interpretations, validation and modeling*, p.89-97.

- Hays, J.D., Imbrie, J. and Shackleton, N.J., (1976). 'Variations in the Earth's Orbit: Pacemaker of the Ice Ages'. *Science*, 194 (4270):1121-1132.
- Head, J.W. and Pratt, S., (2001). 'Extensive Hesperian-aged south polar ice sheet on Mars: Evidence for massive melting and retreat, and lateral flow and ponding of meltwater'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 106 (E6):12275-12299.
- Head, J.W., (2001). 'Mars: Evidence for geologically recent advance of the south polar cap'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 106 (E5):10075-10085.
- Head, J.W., Greeley, R., Golombek, M.P., Hartmann, W.K., Hauber, E., Jaumann, R., Masson, P., Neukum, G., Nyquist, L.E. and Carr, M.H., (2001). 'Geological processes and evolution'. *Space Science Reviews*, 96 (1-4):263-292.
- Head, J.W., Hiesinger, H., Ivanov, M.A., Kreslavsky, M.A., Pratt, S. and Thomson, B.J., (1999). 'Possible ancient oceans on Mars: Evidence from Mars Orbiter Laser Altimeter data'. *Science*, 286 (5447):2134-2137.
- Head, J.W., Mustard, J.F., Kreslavsky, M.A., Milliken, R.E. and Marchant, D.R., (2003). 'Recent ice ages on Mars'. *Nature*, 426 (6968):797-802.
- Heggy, E., Aspaugh, E., Carley, R., Safaeinili, A. and Righter, K., (2007a). 'Dielectric Properties of Chondrites and Their Implication in Radar Sounding of Asteroid Interiors'. *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, 1338.
- Heggy, E., Clifford, S.M., Younsi, A., Miane, J.L., Carley, R. and Morris, R.V., (2007b). 'On the Dielectric Properties of Dust and Ice-Dust Mixtures: Experimental Characterization of the Martian Polar-layered Deposits Analog Materials'. *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, 1756.
- Heggy, E., Paillou, P., Costard, F., Mangold, N., Ruffie, G., Demontoux, F., Grandjean, G. and Malezieux, J.M., (2003). 'Local geoelectrical models of the Martian subsurface for shallow groundwater detection using sounding radars'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 108 (E4).
- Herkenhoff, K.E. and Plaut, J.J., (2000). 'Surface Ages and Resurfacing Rates of the Polar Layered Deposits on Mars'. *Icarus*, 144:243-253.
- Herkenhoff, K.E., Byrne, S., Russell, P.S., Fishbaugh, K.E. and McEwen, A.S., (2007). 'Meter-scale morphology of the north polar region of Mars'. *Science*, 317 (5845):1711-1715.
- Holt, J.W., Fishbaugh, K.E., Byrne, S., Christian, S., Tanaka, K., Russell, P.S., Herkenhoff, K.E., Safaeinili, A., Putzig, N.E. and Phillips, R.J., (2010). 'The construction of Chasma Boreale on Mars'. *Nature*, 465 (7297):446-449.
- Holt, J.W., Safaeinili, A., Plaut, J.J., Head, J.W., Phillips, R.J., Seu, R., Kempf, S.D., Choudhary, P., Young, D.A., Putzig, N.E., Biccari, D. and Gim, Y., (2008). 'Radar

- Sounding Evidence for Buried Glaciers in the Southern Mid-Latitudes of Mars'. *Science*, 322 (5905):1235-1238.
- Howard, A.D., (2000). 'The role of eolian processes in forming surface features of the Martian polar layered deposits'. *Icarus*, 144 (2):267-288.
- Hunten, D.M., (1993). 'Atmospheric evolution of the terrestrial planets'. *Science*, 259 (5097):915-920.
- Ishimaru, A., (1978). 'Wave propagation and scattering in random media'. *Academic Press, Inc.*
- Ivanov, A.B. and Muhleman, D.O., (2000). 'The role of sublimation for the formation of the northern ice cap: Results from the Mars Orbiter Laser Altimeter'. *Icarus*, 144 (2):436-448.
- Jackson, M.P.A., Vendeville, B.C. and Schultzela, D.D., (1994). 'Structural dynamics of salt systems'. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 22:93-117.
- Jakeman, E. and Pusey, P.N., (1976). 'Model for non-rayleigh sea echo'. *Ieee Transactions on Antennas and Propagation*, 24 (6):806-814.
- James, P.B., Kieffer, H.H. and Paige, D.A., (1992). 'The seasonal cycle of carbon dioxide on Mars'. in *Mars*, edited by H. H. Kieffer et al., pp. 934-968, Univ. of Ariz. Press, Tucson.
- Jaumann, R., Neukum, G., Behnke, T., Duxbury, T.C., Eichertopf, K., Flohrer, J., von Gasselt, S., Giese, B., Gwinner, K., Hauber, E., Hoffmann, H., Hoffmeister, A., Kohler, U., Matz, K.D., McCord, T.B., Mertens, V., Oberst, J., Pischel, R., Reiss, D., Ress, E., Roatsch, T., Saiger, P., Scholten, F., Schwarz, G., Stephan, K. and Wahlisch, M., (2007). 'The high-resolution stereo camera (HRSC) experiment on Mars Express: Instrument aspects and experiment conduct from interplanetary cruise through the nominal mission'. *Planetary and Space Science*, 55 (7-8):928-952.
- Jian, J.J. and Ip, W.H., (2009). 'Seasonal patterns of condensation and sublimation cycles in the cryptic and non-cryptic regions of the South Pole'. *Advances in Space Research*, 43 (1):138-142.
- Johari, G.P., (1976). 'Dielectric properties of h₂o and d₂o ice ih at mhz frequencies'. *Journal of Chemical Physics*, 64 (10):3998-4005.
- Johnson, J.T., (1999). 'Third-order small-perturbation method for scattering from dielectric rough surfaces'. *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, 16 (11):2720-2736.
- Johnston, M.D., Graf, J.E., Zurek, R.W., Eisen, H.J., Jai, B.H. and Ieee, (2005). 'The Mars Reconnaissance Orbiter mission'. *2005 IEEE Aerospace Conference, Vols 1-4*. New York: Ieee, 447-464.
- Kargel, J.S. and Strom, R.G., (1992). 'Ancient glaciation on Mars'. *Geology*, 20 (1):3-7.

- Kargel, J.S., Baker, V.R., Beget, J.E., Lockwood, J.F., Pewe, T.L., Shaw, J.S. and Strom, R.G., (1995). 'Evidence of ancient continental-glaciation in the martian northern plains'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 100 (E3):5351-5368.
- Kofman, W., Barbin, Y., Klinger, J., Lvasseur-Regourd, A.C., Barriot, J.P., Herique, A., Hagfors, T., Nielsen, E., Grun, E., Edenhofer, P., Kochan, H., Picardi, G., Seu, R., van Zyl, J., Elachi, C., Melosh, J., Veverka, J., Weissman, P., Svedhem, L.H., Hamran, S.E. and Williams, I.P., (1998). 'Comet nucleus sounding experiment by radiowave transmission'. *Space Exploration of the Outer Space Solar System and Cometary Nuclei*, 21 (11):1589-1598.
- Kofman, W., Herique, A., Goutail, J.P., Hagfors, T., Williams, I.P., Nielsen, E., Barriot, J.P., Barbin, Y., Elachi, C., Edenhofer, P., Lvasseur-Regourd, A.C., Plettmeier, D., Picardi, G., Seu, R. and Svedhem, V., (2007). 'The comet nucleus sounding experiment by radiowave transmission (CONSERT): A short description of the instrument and of the commissioning stages'. *Space Science Reviews*, 128 (1-4):413-432.
- Kolb, E.J. and Tanaka, K.L., (2001). 'Geologic history of the polar regions of Mars based on Mars global surveyor data - II. Amazonian period'. *Icarus*, 154 (1):22-39.
- Koutnik, M., Byrne, S. and Murray, B., (2002). 'South Polar Layered Deposits of Mars: The cratering record'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 107 (E11).
- Koutnik, M.R., Byrne, S., Murray, B.C., Toigo, A.D. and Crawford, Z.A., (2005). 'Eolian controlled modification of the martian south polar layered deposits'. *Icarus*, 174 (2):490-501.
- Kozlov, A.I., Ligthart, L.P. and Logvin, A.I., (2001). *Mathematical and physical modelling of microwave scattering and polarimetric remote sensing*: Kluwer academic publishers.
- Krasnopolsky, V.A., (2006). 'Some problems related to the origin of methane on Mars'. *Icarus*, 180 (2):359-367.
- Krasnopolsky, V.A., Maillard, J.P. and Owen, T.C., (2004). 'Detection of methane in the martian atmosphere: evidence for life?'. *Icarus*, 172 (2):537-547.
- Kraus, J.D., (1988). *Antennas*: McGraw-Hill, Inc.
- Kreslavsky, M.A. and Head, J.W., (2000). 'Kilometer-scale roughness of Mars: Results from MOLA data analysis'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 105 (E11):26695-26711.
- Kreslavsky, M.A. and Head, J.W., (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'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 107 (E12).
- Larsen, J. and DahlJensen, D., (2000). 'Interior temperatures of the northern polar cap on Mars'. *Icarus*, 144 (2):456-462.

- Laskar, J., Levrard, B. and Mustard, J.F., (2002). 'Orbital forcing of the martian polar layered deposits'. *Nature*, 419 (6905):375-377.
- Laskar, J., Robutel, P., Joutel, F., Gastineau, M., Correia, A.C.M. and Levrard, B., (2004). 'A long-term numerical solution for the insolation quantities of the Earth'. *Astronomy & Astrophysics*, 428 (1):261-285.
- Lauro, S.E., Mattei, E., Pettinelli, E., Soldovieri, F., Orosei, R., Cartacci, M., Cicchetti, A., Noschese, R. and Giuppi, S., (2010). 'Permittivity estimation of layers beneath the northern polar layered deposits, Mars'. *Geophysical Research Letters*, 37.
- Lefevre, F. and Forget, F., (2009). 'Observed variations of methane on Mars unexplained by known atmospheric chemistry and physics'. *Nature*, 460 (7256):720-723.
- Leighton, R.B. and Murray, B.C., (1966). 'Behavior of carbon dioxide and other volatiles on mars'. *Science*, 153 (3732):136-&.
- Leverington, D.W. and Maxwell, T.A., (2004). 'An igneous origin for features of a candidate crater-lake system in western Memnonia, Mars'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 109 (E6).
- Lévine, B., (1973). *Fondements théoriques de la radiotechnique statistique*: Editions MIR - Moscou.
- Levrard, B., Forget, F., Montmessin, F. and Laskar, J., (2007). 'Recent formation and evolution of northern Martian polar layered deposits as inferred from a Global Climate Model'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 112 (E6).
- Lewis, S.R., Collins, M., Read, P.L., Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O. and Huot, J.P., (1999). 'A climate database for Mars'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 104 (E10):24177-24194.
- Lillis, R.J., Frey, H.V., Manga, M., Mitchell, D.L., Lin, R.P., Acuna, M.H. and Bougher, S.W., (2008). 'An improved crustal magnetic field map of Mars from electron reflectometry: Highland volcano magmatic history and the end of the martian dynamo'. *Icarus*, 194 (2):575-596.
- Litvak, M.L., Mitrofanov, I.G., Kozyrev, A.S., Sanin, A.B., Tret'yakov, V.I., Boynton, W.V., Hamara, D. and Saunders, S., (2007). 'Long-term observations of the evolution of the southern seasonal cap of Mars: Neutron measurements by the HEND instrument onboard the 2001 Mars Odyssey spacecraft'. *Solar System Research*, 41 (5):385-394.
- Looyenga, H., (1965). 'Dielectric constants of heterogeneous mixtures'. *Physica*, 31:401-406.
- Lucius, J.E., Olhoeft, G.R., Hill, P.L. and Duke, S.K., (1992). 'Properties and hazards of 108 selected substances'. *USGS Series* ((200) R29o no.92-527).

- Lundin, R., Barabash, S., Andersson, H., Holmstrom, M., Grigoriev, A., Yamauchi, M., Sauvaud, J.A., Fedorov, A., Budnik, E., Thocaven, J.J., Winningham, D., Frahm, R., Scherrer, J., Sharber, J., Asamura, K., Hayakawa, H., Coates, A., Linder, D.R., Curtis, C., Hsieh, K.C., Sandel, B.R., Grande, M., Carter, M., Reading, D.H., Koskinen, H., Kallio, E., Riihela, P., Schmidt, W., Sales, T., Kozyra, J., Krupp, N., Woch, J., Luhmann, J., McKenna-Lawler, S., Ceruw-Irelli, R., Orsini, S., Maggi, M., Mura, A., Milillo, A., Roelof, E., Williams, D., Livi, S., Brandt, P., Wurz, P. and Bochslers, P., (2004). 'Solar wind-induced atmospheric erosion at Mars: First results from ASPERA-3 on Mars Express'. *Science*, 305 (5692):1933-1936.
- Lundin, R., Barabash, S., Holmstrom, M., Nilsson, H., Yamauchi, M., Dubinin, E.M. and Fraenz, M., (2009). 'Atmospheric origin of cold ion escape from Mars'. *Geophysical Research Letters*, 36:5.
- Malik, S.I., Khan, K.M., Shamim, A., Suleman, M. and Mateen, A., (1988). 'Determination of dielectric-constant of marble by the application of looyengas equation'. *Journal of Materials Science Letters*, 7 (4):368-370.
- Malin, M.C. and Edgett, K.S., (2000). 'Evidence for recent groundwater seepage and surface runoff on Mars'. *Science*, 288 (5475):2330-2335.
- Malin, M.C. and Edgett, K.S., (2001). 'Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera: Interplanetary cruise through primary mission'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 106 (E10):23429-23570.
- Malin, M.C., Bell, J.F., Cantor, B.A., Caplinger, M.A., Calvin, W.M., Clancy, R.T., Edgett, K.S., Edwards, L., Haberle, R.M., James, P.B., Lee, S.W., Ravine, M.A., Thomas, P.C. and Wolff, M.J., (2007). 'Context Camera Investigation on board the Mars Reconnaissance Orbiter'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 112 (E5):25.
- Markwardt, C.B., (2008). 'Non-Linear Least Squares Fitting in IDL with MPFIT'. In: Bohlender, D., Dowler, P. and Durand, D. (eds). *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII, Quebec, Canada, ASP Conference Series, Vol. 411*, 251-254.
- Martin, L.J., James, P.B., Dollfus, A., Iwasaki, K. and Beish, J.D., (1992). 'Telescopic observations: Visual, photographic, polarimetric'. in *Mars*, edited by H. H. Kieffer et al., pp. 34– 70, Univ. of Ariz. Press, Tucson.
- Martinez, A. and Byrnes, A.P., (2001). 'Modeling dielectric-constant values of geologic materials: An aid to ground penetrating radar data collection and interpretation'. *Current Research in Earth Sciences*, 247.
- Masson, P., Carr, M.H., Costard, F., Greeley, R., Hauber, E. and Jaumann, R., (2001). 'Geomorphologic evidence for liquid water'. *Space Science Reviews*, 96 (1-4):333-364.
- McCleese, D.J., Schofield, J.T., Taylor, F.W., Calcutt, S.B., Foote, M.C., Kass, D.M., Leovy, C.B., Paige, D.A., Read, P.L. and Zurek, R.W., (2007). 'Mars Climate Sounder: An

- investigation of thermal and water vapor structure, dust and condensate distributions in the atmosphere, and energy balance of the polar regions'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 112 (E5):16.
- McEwen, A.S., Eliason, E.M., Bergstrom, J.W., Bridges, N.T., Hansen, C.J., Delamere, W.A., Grant, J.A., Gulick, V.C., Herkenhoff, K.E., Keszthelyi, L., Kirk, R.L., Mellon, M.T., Squyres, S.W., Thomas, N. and Weitz, C.M., (2007). 'Mars Reconnaissance Orbiter's High Resolution Imaging Science Experiment (HiRISE)'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 112 (E5):40.
- McGovern, P.J., Solomon, S.C., Smith, D.E., Zuber, M.T., Simons, M., Wieczorek, M.A., Phillips, R.J., Neumann, G.A., Aharonson, O. and Head, J.W., (2004). 'Localized gravity/topography admittance and correlation spectra on Mars: Implications for regional and global evolution (vol 107, pg 5136, 2002)'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 109 (E7):5.
- Mellon, M.T., Arvidson, R.E., Sizemore, H.G., Searls, M.L., Blaney, D.L., Cull, S., Hecht, M.H., Heet, T.L., Keller, H.U., Lemmon, M.T., Markiewicz, W.J., Ming, D.W., Morris, R.V., Pike, W.T. and Zent, A.P., (2009). 'Ground ice at the Phoenix Landing Site: Stability state and origin'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 114.
- Milkovich, S.M. and Head, J.W., (2005). 'North polar cap of Mars: Polar layered deposit characterization and identification of a fundamental climate signal'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 110 (E1).
- Milkovich, S.M., Head, J.W. and Pratt, S., (2002). 'Meltback of Hesperian-aged ice-rich deposits near the south pole of Mars: Evidence for drainage channels and lakes'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 107 (E6).
- Morris, R.V., Ruff, S.W., Gellert, R., Ming, D.W., Arvidson, R.E., Clark, B.C., Golden, D.C., Siebach, K., Klingelhofer, G., Schroder, C., Fleischer, I., Yen, A.S. and Squyres, S.W., (2010). 'Identification of Carbonate-Rich Outcrops on Mars by the Spirit Rover'. *Science*, 329 (5990):421-424.
- Moser, G., Zerubia, J. and Serpico, S.B., (2006). 'SAR amplitude probability density function estimation based on a generalized Gaussian model'. *Ieee Transactions on Image Processing*, 15 (6):1429-1442.
- Mouginot, J., Kofman, W., Safaeinili, A. and Herique, A., (2008). 'Correction of the ionospheric distortion on the MARSIS surface sounding echoes'. *Planetary and Space Science*, 56:917-926.
- Mouginot, J., Kofman, W., Safaeinili, A., Grima, C., Herique, A. and Plaut, J.J., (2009). 'MARSIS surface reflectivity of the south residual cap of Mars'. *Icarus*, 201 (2):454-459.
- Mouginot, J., Kofman, W., Safaeinili, A., Herique, A., Plaut, J., Picardi, G. and Grima, C., (2008). 'Thickness of south polar residual cap of Mars by MARSIS'. *37th COSPAR Scientific Assembly. Held 13-20 July 2008, in Montréal, Canada., p.2117, 2117.*

- Mouginot, J., Pommerol, A., Kofman, W., Beck, P., Schmitt, B., Herique, A., Grima, C., Safaeinili, A. and Plaut, J., (2010). 'The 3-5 MHz global reflectivity map of Mars by MARSIS/Mars Express: implications for the current inventory of subsurface H₂O'. *Icarus*.
- Mousis, O., Lunin, J.I., J.-M.P., Picaud, S., Schmitt, B., Marquer, D., Horner, J. and Thomas, C., (2010). 'Impact regimes and post-formation sequestration processes: implications for the origin of heavy noble gases in terrestrial planets'. *The Astrophysical Journal*, 714:1418-1423.
- Muhleman, D.O., Grossman, A.W. and Butler, B.J., (1995). 'Radar investigation of Mars, Mercury, and Titan'. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 23:337-374.
- Mumma, M.J., Villanueva, G.L., Novak, R.E., Hewagama, T., Bonev, B.P., DiSanti, M.A., Mandell, A.M. and Smith, M.D., (2009). 'Strong Release of Methane on Mars in Northern Summer 2003'. *Science*, 323 (5917):1041-1045.
- Murray, B., Koutnik, M., Byrne, S., Soderblom, L., Herkenhoff, K. and Tanaka, K.L., (2001). 'Preliminary geological assessment of the northern edge of ultimate lobe, Mars south polar layered deposits'. *Icarus*, 154 (1):80-97.
- NASA, (2009). 'Jupiter Europa Orbiter Mission Study 2008: Final Report'. *Task Order #NMO710851*.
- Neumann, G.A., Abshire, J.B., Aharonson, O., Garvin, J.B., Sun, X. and Zuber, M.T., (2003). 'Mars Orbiter Laser Altimeter pulse width measurements and footprint-scale roughness'. *Geophysical Research Letters*, 30 (11).
- Nielsen, E., Morgan, D.D., Kirchner, D.L., Plaut, J. and Picardi, G., (2007). 'Absorption and reflection of radio waves in the Martian ionosphere'. *Planetary and Space Science*, 55 (7-8):864-870.
- Nimmo, F. and Stevenson, D.J., (2000). 'Influence of early plate tectonics on the thermal evolution and magnetic field of Mars'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 105 (E5):11969-11979.
- Nouvel, J.F., Herique, A., Kofman, W. and Safaeinili, A., (2004). 'Radar signal simulation: Surface modeling with the Facet Method'. *Radio Science*, 39 (1):17.
- Nouvel, J.F., Martelat, J.E., Herique, A. and Kofman, W., (2006). 'Top layers characterization of the Martian surface: Permittivity estimation based on geomorphology analysis'. *Planetary and Space Science*, 54:337-344.
- Ogilvy, J.A. and Foster, J.R., (1989). 'Rough surfaces - gaussian or exponential statistics'. *Journal of Physics D-Applied Physics*, 22 (9):1243-1251.
- Ogilvy, J.A., (1991). *Theory of wave scattering from random rough surfaces*: Taylor & Francis Group.

- Oh, Y., Sarabandi, K. and Ulaby, F.T., (1992). 'An empirical-model and an inversion technique for radar scattering from bare soil surfaces'. *Ieee Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 30 (2):370-381.
- Olhoeft, G.R., (1989). 'Electrical properties of rocks'. In: Touloukian, Y.S., Judd, W.R. and Roy, R.F. (eds). *Physical properties of rocks and minerals*. New York: McGraw-Hill.
- Olhoeft, G.R., (1996). 'Application of Ground penetrating radar'. *6th International Conference on Ground Penetrating Radar, GPR'96*. Sendai, Japan.
- Oliver, C.J., (1984). 'A model for non-rayleigh scattering statistics'. *Optica Acta*, 31 (6):701-722.
- Ono, T. and Hiroshi, O., (2000). 'Lunar Radar Sounder (LRS) experiment on-board the SELENE spacecraft'. *Earth Planets and Space*, 52 (9):629-637.
- Ono, T., Kumamoto, A., Nakagawa, H., Yamaguchi, Y., Oshigami, S., Yamaji, A., Kobayashi, T., Kasahara, Y. and Oya, H., (2009). 'Lunar Radar Sounder Observations of Subsurface Layers Under the Nearside Maria of the Moon'. *Science*, 323 (5916):909-912.
- Orosei, R., Bianchi, R., Coradini, A., Espinasse, S., Federico, C., Ferriccioni, A. and Gavrishin, A.I., (2003). 'Self-affine behavior of Martian topography at kilometer scale from Mars Orbiter Laser Altimeter data'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 108 (E4).
- Parker, T.J., Gorsline, D.S., Saunders, R.S., Pieri, D.C. and Schneeberger, D.M., (1993). 'Coastal geomorphology of the martian northern plains'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 98 (E6):11061-11078.
- Parker, T.J., Saunders, R.S. and Schneeberger, D.M., (1989). 'Transitional morphology in west deuterionilus mensae, mars - implications for modification of the lowland upland boundary'. *Icarus*, 82 (1):111-145.
- Parkhomenko, E.I., (1967). 'Electrical properties of rocks'. *New York: Plenum press*.
- Pätzold, M., Neubauer, F.M., Carone, L., Hagermann, A., Stanzel, C., Häusler, B., Remus, S., Selle, J., Hagl, D., Hinson, D.P., Simpson, R.A., Tyler, G.L., Asmar, S.W., Axford, W.I., Hagfors, T., Barriot, J.-P., Cerisier, J.-C., Imamura, T., Oyama, K.-I., Janle, P., Kirchengast, G. and Dehant, V., (2004). 'MaRS: Mars Express Orbiter Radio Science'. In: *Mars Express: the scientific payload*. Ed. by Andrew Wilson, scientific coordination: Agustin Chicarro. *ESA SP-1240, Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-556-6, 2004, p. 141 - 163*.
- Pelkey, S.M., Mustard, J.F., Murchie, S., Clancy, R.T., Wolff, M., Smith, M., Milliken, R., Bibring, J.P., Gendrin, A., Poulet, F., Langevin, Y. and Gondet, B., (2007). 'CRISM

- multispectral summary products: Parameterizing mineral diversity on Mars from reflectance'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 112 (E8):18.
- Pelletier, J.D., (2004). 'How do spiral troughs form on Mars?'. *Geology*, 32 (4):365-367.
- Petrenko, R.J., and Whitworth, R.W. (ed), (1999). *Physics of ice*: Oxford University Press, New York.
- Pettinelli, E., Vannaroni, G., Cereti, A., Paolucci, F., Della Monica, G., Storini, M. and Bella, F., (2003). 'Frequency and time domain permittivity measurements on solid CO₂ and solid CO₂-soil mixtures as Martian soil simulants'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 108 (E4).
- Phillips, R.J., Zuber, M.T., Smrekar, S.E., Mellon, M.T., Head, J.W., Tanaka, K.L., Putzig, N.E., Milkovich, S.M., Campbell, B.A., Plaut, J.J., Safaeinili, A., Seu, R., Biccari, D., Carter, L.M., Picardi, G., Orosei, R., Mohit, P.S., Heggy, E., Zurek, R.W., Egan, A.F., Giacomoni, E., Russo, F., Cutigni, M., Pettinelli, E., Holt, J.W., Leuschen, C.J. and Marinangeli, L., (2008). 'Mars North Polar Deposits: Stratigraphy, Age, and Geodynamical Response'. *Science*, 320:1182-.
- Picardi, G., Plaut, J.J., Biccari, D., Bombaci, O., Calabrese, D., Cartacci, M., Cicchetti, A., Clifford, S.M., Edenhofer, P., Farrell, W.M., Federico, C., Frigeri, A., Gurnett, D.A., Hagfors, T., Heggy, E., Herique, A., Huff, R.L., Ivanov, A.B., Johnson, W.T.K., Jordan, R.L., Kirchner, D.L., Kofman, W., Leuschen, C.J., Nielsen, E., Orosei, R., Pettinelli, E., Phillips, R.J., Plettemeier, D., Safaeinili, A., Seu, R., Stofan, E.R., Vannaroni, G., Watters, T.R. and Zampolini, E., (2005). 'Radar soundings of the subsurface of Mars'. *Science*, 310 (5756):1925-1928.
- Piqueux, S., Byrne, S. and Richardson, M.I., (2003). 'Sublimation of Mars's southern seasonal CO₂ ice cap and the formation of spiders'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 108 (E8).
- Plaut, J.J., Holt, J.W., Head, J., Gim, Y., Choudhary, P., Baker, D.M., Kress, A. and Team, S., (2010). 'Thick ice deposits in deuteronomy mensae, mars: regional distribution from radar sounding'. *41st Lunar and Planetary Science Conference*.
- Plaut, J.J., Picardi, G., Safaeinili, A., Ivanov, A.B., Milkovich, S.M., Cicchetti, A., Kofman, W., Mouginot, J., Farrell, W.M., Phillips, R.J., Clifford, S.M., Frigeri, A., Orosei, R., Federico, C., Williams, I.P., Gurnett, D.A., Nielsen, E., Hagfors, T., Heggy, E., Stofan, E.R., Plettemeier, D., Watters, T.R., Leuschen, C.J. and Edenhofer, P., (2007). 'Subsurface Radar Sounding of the South Polar Layered Deposits of Mars'. *Science*, 316:92-96.
- Plaut, J.J., Safaeinili, A., Holt, J.W., Phillips, R.J., Head, J.W., Seu, R., Putzig, N.E. and Frigeri, A., (2009). 'Radar evidence for ice in lobate debris aprons in the mid-northern latitudes of Mars'. *Geophysical Research Letters*, 36.

- Poblet, J. and Bulnes, M., (2005). 'Fault-slip, bed-length and area variations in experimental rollover anticlines over listric normal faults: influence in extension and depth to detachment estimations'. *Tectonophysics*, 396 (1-2):97-117.
- Pollack, H.N., Hurter, S.J. and Johnson, J.R., (1993). 'Heat flow from the earths interior - Analysis of the global data set'. *Reviews of Geophysics*, 31 (3):267-280.
- Pollack, J.B., Kasting, J.F., Richardson, S.M. and Poliakoff, K., (1987). 'The case for a wet, warm climate on early mars'. *Icarus*, 71 (2):203-224.
- Porcello, L.J., Jordan, R.L., Zelenka, J.S., Adams, G.F., Phillips, R.J., Brown, W.E., Ward, S.H. and Jackson, P.L., (1974). 'The Apollo Lunar Sounder Radar System'. *Proceedings of the Ieee*, 62 (6).
- Prettyman, T.H., Feldman, W.C. and Titus, T.N., (2009). 'Characterization of Mars' seasonal caps using neutron spectroscopy'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 114.
- Putzig, N.E., Phillips, R.J., Campbell, B.A., Holt, J.W., Plaut, J.J., Carter, L.M., Egan, A.F., Bernardini, F., Safaeinili, A. and Seu, R., (2009). 'Subsurface structure of Planum Boreum from Mars Reconnaissance Orbiter Shallow Radar soundings'. *Icarus*, 204 (2):443-457.
- Rayleigh, L., (1896). 'The theory of sound'.
- Reese, C.C., Solomatov, V.S. and Moresi, L.N., (1998). 'Heat transport efficiency for stagnant lid convection with dislocation viscosity: Application to Mars and Venus'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 103 (E6):13643-13657.
- Remy, F.D., Shaeffer, P. and Legresy, B., (1999). 'Ice flow physical processes derived from the ERS-1 high-resolution map of the Antarctica and Greenland ice sheets'. *Geophysical Journal International*, 139 (3):645-656.
- Renno, N.O., Bos, B.J., Catling, D., Clark, B.C., Drube, L., Fisher, D., Goetz, W., Hviid, S.F., Keller, H.U., Kok, J.F., Kounaves, S.P., Leer, K., Lemmon, M., Madsen, M.B., Markiewicz, W.J., Marshall, J., McKay, C., Mehta, M., Smith, M., Zorzano, M.P., Smith, P.H., Stoker, C. and Young, S.M.M., (2009). 'Possible physical and thermodynamical evidence for liquid water at the Phoenix landing site'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 114.
- Ribas, I., Guinan, E.F., Gudel, M. and Audard, M., (2005). 'Evolution of the solar activity over time and effects on planetary atmospheres. I. High-energy irradiances (1-1700 angstrom)'. *Astrophysical Journal*, 622 (1):680-694.
- Rice, S.O., (1945). 'Mathematical Analysis of Random Noise'. *Bell System Technical Journal*, 24:110.
- Rice, S.O., (1951). 'Reflection of EM from slightly rough surfaces'. *Commun. Pure Appl. Math.*, 4:351-378.

- Roberts, J.H., Lillis, R.J. and Manga, M., (2009). 'Giant impacts on early Mars and the cessation of the Martian dynamo'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 114.
- Rodriguez, E., (1989). 'Beyond the kirchhoff approximation'. *Radio Science*, 24 (5):681-693.
- Rognon, P., Desjardins, R. and Dawidowicz, G., (2007). 'The northern ice cap of Mars: an enigmatic evolution compared to the polar environment on Earth'. *Bulletin De La Societe Geologique De France*, 178 (6):427-436.
- Safaeinili, A., Kofman, W., Mouginot, J., Gim, Y., Herique, A., Ivanov, A.B., Plaut, J.J. and Picardi, G., (2007). 'Estimation of the total electron content of the Martian ionosphere using radar sounder surface echoes'. *Geophysical Research Letters*, 34:23204.
- Schorghofer, N., (2007). 'Dynamics of ice ages on Mars'. *Nature*, 449 (7159):192-U192.
- Schunk, R.W. and Naguy, A.F., (2000). *Ionospheres - Physics, plasma physics, and chemistry*. Cambridge.
- Seu, R., Biccari, D., Orosei, R., Lorenzoni, L.V., Phillips, R.J., Marinangeli, L., Picardi, G., Masdea, A. and Zampolini, E., (2004). 'SHARAD: The MRO 2005 shallow radar'. *Planetary and Space Science*, 52 (1-3):157-166.
- Seu, R., Phillips, R.J., Alberti, G., Biccari, D., Bonaventura, F., Bortone, M., Calabrese, D., Campbell, B.A., Cartacci, M., Carter, L.M., Catallo, C., Croce, A., Croci, R., Cutigni, M., Di Placido, A., Dinardo, S., Federico, C., Flamini, E., Fois, F., Frigeri, A., Fuga, O., Giacomoni, E., Gim, Y., Guelfi, M., Holt, J.W., Kofman, W., Leuschen, C.J., Marinangeli, L., Marras, P., Masdea, A., Mattei, S., Mecozzi, R., Milkovich, S.M., Morlupi, A., Mouginot, J., Orosei, R., Papa, C., Paternò, T., Persi del Marmo, P., Pettinelli, E., Pica, G., Picardi, G., Plaut, J.J., Provenziani, M., Putzig, N.E., Russo, F., Safaeinili, A., Salzillo, G., Santovito, M.R., Smrekar, S.E., Tattarletti, B. and Vicari, D., (2007). 'Accumulation and Erosion of Mars' South Polar Layered Deposits'. *Science*, 317:1715-.
- Seu, R., Phillips, R.J., Biccari, D., Orosei, R., Masdea, A., Picardi, G., Safaeinili, A., Campbell, B.A., Plaut, J.J., Marinangeli, L., Smrekar, S.E. and Nunes, D.C., (2007). 'SHARAD sounding radar on the Mars Reconnaissance Orbiter'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 112 (E5):18.
- Shabtaie, S. and Bentley, C.R., (1995). 'Electrical-resistivity sounding of the east antarctic ice-sheet'. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 100 (B2):1933-1954.
- Shannon, R.D., Subramanian, M.A., Hosoya, S. and Rossman, G.R., (1991). 'Dielectric constants of teophrite, fayalite and olivine and the oxyde additivity rule'. *Physics and chemistry of minerals*, 1 (18):6.
- Shelton, J.W., (1984). 'Listric normal faults - an illustrated summary'. *Aapg Bulletin-American Association of Petroleum Geologists*, 68 (7):801-815.

- Shepard, M.K. and Campbell, B.A., (1999). 'Radar scattering from a self-affine fractal surface: Near-nadir regime'. *Icarus*, 141 (1):156-171.
- Shepard, M.K., Brackett, R.A. and Arvidson, R.E., (1995). 'Self-affine (fractal) topography - surface parameterization and radar scattering'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 100 (E6):11709-11718.
- Shepard, M.K., Campbell, B.A., Bulmer, M.H., Farr, T.G., Gaddis, L.R. and Plaut, J.J., (2001). 'The roughness of natural terrain: A planetary and remote sensing perspective'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 106 (E12):32777-32795.
- Sihvola, A. (ed), (1999). *Electromagnetic mixing formulas and applications*. London.
- Slavney, S. and Orosei, R., (2007). 'SHallow RADar reduced data record software interface specification'. In: Geoscience, P. (ed).
- Slavney, S. and Orosei, R., (2007a). 'SHallow RADar experiment data record software interface specification'. In: Geosciences, P. (ed).
- Slavney, S. and Orosei, R., (2007b). 'SHallow RADar reduced data record software interface specification'. In: Geoscience, P. (ed).
- Smith, D.E., Zuber, M.T. and Neumann, G.A., (2001). 'Seasonal variations of snow depth on Mars'. *Science*, 294 (5549):2141-2146.
- Smith, D.E., Zuber, M.T., Frey, H.V., Garvin, J.B., Head, J.W., Muhleman, D.O., Pettengill, G.H., Phillips, R.J., Solomon, S.C., Zwally, H.J., Banerdt, W.B., Duxbury, T.C., Golombek, M.P., Lemoine, F.G., Neumann, G.A., Rowlands, D.D., Aharonson, O., Ford, P.G., Ivanov, A.B., Johnson, C.L., McGovern, P.J., Abshire, J.B., Afzal, R.S. and Sun, X.L., (2001). 'Mars Orbiter Laser Altimeter: Experiment summary after the first year of global mapping of Mars'. *Journal of Geophysical Research-Planets*, 106 (E10):23689-23722.
- Smith, I.B. and Holt, J.W., (2010). 'Onset and migration of spiral troughs on Mars revealed by orbital radar'. *Nature*, 465 (7297):450-453.
- Smith, I.B., Holt, J.W., Mohrig, D., Kim, W. and Choudhary, P., (2010). 'Quantitative radar stratigraphy of the uppermost north polar layered deposits, Mars, and processes controlling spiral trough migration'. *LPSC LXI*.
- Song, T.G. and Cawood, P.A., (2001). 'Effects of subsidiary faults on the geometric construction of listric normal fault systems'. *Aapg Bulletin*, 85 (2):221-232.
- Squyres, S.W., (1978). 'Martian fretted terrain - flow of erosional debris'. *Icarus*, 34 (3):600-613.
- Stern, W., (1929). 'Versuch einer elektrodynamischen Dickenmessung von Gletschereis'. *Ger. Beitr. zur Geophysik*, 23:292-333.

- Stern, W., (1930). 'Über Grundlagen, Methodik und bisherige Ergebnisse elektrodynamischer Dickenmessung von Gletschereis'. *Z. Gletscherkunde*, 15:24-42.
- Stillman, D.E., Grimm, R.E. and Dec, S.F., (2010). 'Low-Frequency Electrical Properties of Ice-Silicate Mixtures'. *Journal of Physical Chemistry B*, 114 (18):6065-6073.
- Tanaka, K. and Scott, D., (1987). 'Geologic map of the polar region of Mars'. *USGS Miscellaneous Investigations Series Map I-1802-C*.
- Tanaka, K.L., (2005). 'Geology and insolation-driven climatic history of Amazonian north polar materials on Mars'. *Nature*, 437 (7061):991-994.
- Tanaka, K.L., Rodriguez, J.A.P., Skinner, J.A., Bourke, M.C., Fortezzo, C.M., Herkenhoff, K.E., Kolb, E.J. and Okubo, C.H., (2008). 'North polar region of Mars: Advances in stratigraphy, structure, and erosional modification'. *Icarus*, 196 (2):318-358.
- Tavernier, A., (2010). 'Télédétection radar appliquée à la surface et à la subsurface de Mars : Etude de la réflectivité de surface et de la diffusion volumique de Marsis/Mars Express'. Master Thesis Report, LPG/UJF, Grenoble.
- Telford, W.M., Geldart, L.P. and Sheriff, R.E., (1990). 'Applied geophysics'. *Cambridge University Press*.
- Telford, W.M., Geldart, L.P., Sheriff, R.E. and Keys, D.A., (1982). 'Prospection géophysique'. *ERG Editions*.
- Thomas, P. and Weitz, C., (1989). 'Sand dune materials and polar layered deposits on Mars'. *Icarus*, 81 (1):185-215.
- Thomas, P., Squyres, S., Herkenhoff, K., Howard, A. and Murray, B., (1992). 'Polar deposits of Mars'. In: Kiefer, H.H., Jakosky, B.M., Snyder, C.W. and Matthews, M.S. (eds). *Mars*. Tucson: Univ. of Arizona Press, 767-795.
- Tison, C., Nicolas, J.M., Tupin, F. and Maitre, H., (2004). 'A new statistical model for Markovian classification of urban areas in high-resolution SAR images'. *Ieee Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 42 (10):2046-2057.
- Ulaby, F.T., Moore, R.K. and Fung, A.K., (1986). 'Microwave remote sensing: active and passive'. *Norwood: Artech House Inc.*
- Vaille, A., Bougher, S.W., Tenishev, V., Combi, M.R. and Nagy, A.F., (2010). 'Water loss and evolution of the upper atmosphere and exosphere over martian history'. *Icarus*, 206 (1):28-39.
- Wahl, D.E., Eichel, P.H., Ghiglia, D.C. and Jakowatz, C.V., (1994). 'Phase gradient autofocus - a robust tool for high-resolution sar phase correction'. *Ieee Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 30 (3):827-835.

- Ward, W.R., (1992). 'Long-term orbital and spin dynamics of mars'. In: Kiefer, H.H., Jakosky, B.M., Snyder, C.W. and Matthews, M.S. (eds). *Mars*. Tucson: Univ. of Arizona Press, 298-320.
- Watters, T.R., Leuschen, C.J., Plaut, J.J., Picardi, G., Safaeinili, A., Clifford, S.M., Farrell, W.M., Ivanov, A.B., Phillips, R.J. and Stofan, E.R., (2006). 'MARSIS radar sounder evidence of buried basins in the northern lowlands of Mars'. *Nature*, 444 (7121):905-908.
- Weidich, A., (1995). 'Satellite images atlas of glaciers of the world: Greenland'. *U. S. Geological Survey Professional Paper 1386-C*, p.C3.
- Weissel, J.K. and Karner, G.D., (1989). 'Flexural uplift of the rift flanks due to mechanical unloading of the lithosphere during extension'. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets*, 94:13919-13950.
- Westaway, R., (1992). 'Analysis of tilting near normal faults using calculus of variations - implications for upper crustal stress and rheology'. *Journal of Structural Geology*, 14:857-871.
- White, N., Jackson, J.A. and McKenzie, D.P., (1986). 'The relationships between the geometry of normal faults and that of the sedimentary layers in their hanging walls'. *Journal of Structural Geology*, 8:897-909.
- Wilhelms, F., (2005). 'Explaining the dielectric properties of firn as a density-and-conductivity mixed permittivity (DECOMP)'. *Geophysical Research Letters*, 32 (16).
- Williams, G. and Vann, I., (1987). 'The geometry of listric normal faults and deformation in their hanging walls'. *Journal of Structural Geology*, 9 (7):789-795.
- Witasse, O., Nouvel, J.F., Lebreton, J.P. and Kofman, W., (2001). 'HF radio wave attenuation due to a meteoric layer in the atmosphere of Mars'. *Geophysical Research Letters*, 28 (15):3039-3042.
- Zhang, Y.K., (1994). 'Mechanics of extensional wedges and geometry of normal faults'. *Journal of Structural Geology*, 16 (5):725-732.
- Zuber, M.T., (2001). 'The crust and mantle of Mars'. *Nature*, 412 (6843):220-227.
- Zuber, M.T., Smith, D.E., Solomon, S.C., Abshire, J.B., Afzal, R.S., Aharonson, O., Fishbaugh, K., Ford, P.G., Frey, H.V., Garvin, J.B., Head, J.W., Ivanov, A.B., Johnson, C.L., Muhleman, D.O., Neumann, G.A., Pettengill, G.H., Phillips, R.J., Sun, Z.L., Zwally, H.J., Banerdt, W.B. and Duxbury, T.C., (1998). 'Observations of the north polar region of Mars from the Mars Orbiter Laser Altimeter'. *Science*, 282 (5396):2053-2060.



Publications et communications relatives à la thèse

Publications dans des revues à comité de lecture

1. **Grima C.**, Costard F., Kofman W., Saint-Bézar B., Servain A., Rémy F., Mouginit J., Hérique A., Seu R. (2011). "*Large asymmetric polar scarps in Planum Australe, Mars: Characterization and evolution*". Icarus, doi:10.1016/j.icarus.2010.12.01, sous presse.
2. Mouginit J., Pommerol A., Kofman W., Beck P., Schmitt B., Herique A., **Grima C.**, Safaeinili A., and Plaut J.J. (2010) " *The 3-5 MHz global reflectivity map of Mars by MARSIS/Mars Express: implications for the current inventory of subsurface H₂O*". Icarus, sous presse.
3. Pommerol A., Kofman W., Audouard J., **Grima C.**, Beck P., Mouginit J., Herique A., Kumamoto A., Kobayashi T., and Ono T. (2010). "*Detectability of subsurface interfaces in lunar mare by the LRS / SELENE sounding radar : influence of mineralogical composition*". Geophysical Research Letters 37, L03201.
4. **Grima C.**, Kofman W., Mouginit J., Phillips R. J., Hérique A., Biccari D., Seu R., and Cutigni M. (2009). "*North polar deposits of Mars : Extreme purity of the water ice*". Geophysical Research Letters 36, L03203.
5. Mouginit J., Kofman W., Safaeinili A., **Grima C.**, Herique A., and Plaut J.J. (2009) "*MARSIS surface reflectivity of the south residual cap of Mars*". Icarus 201, 454-459.

Résumés soumis à des conférences internationales

ORAUX :

1. **Grima C.**, Kofman W., Hérique A., Seu R. (2010), " Physical parameters of the near-surface of mars derived from sharad radar reflectivity: statistical approach". 38th *COSPAR scientific assembly*, Bremen, Germany.
2. Kofman W., Mouginot J., Beck P., Pommerol A., Schmitt B., **Grima C.** ; Herique A., Safaeinili A., and Plaut J.J. (2009), "Mars surface materials from MARSIS radar reflectivity", *AGU meeting*, San Francisco, USA.
3. **Grima C.**, Kofman W., Hérique A., Beck P., and Seu R., "Mapping the radar reflectivity of the Martian surface with the SHallow RADar (SHARAD)", *Europ. Planet. Sci. Congress*, Potsdam, Germany.
4. Pommerol A., Kofman W., Audouard J., Kobayashi T., **Grima C.**, Mouginot J., Beck P., and Ono T. (2009), "Characterization and mapping of the Lunar subsurface by the LRS / SELENE radar sounder : methods and preliminary results", *Europ. Planet. Sci. Congress*, Potsdam, Germany.
5. **Grima C.**, Costard F., Kofman W., Clifford S.M., Mouginot J., Servain A., Herique A., and Seu R. (2009), "Studying the geomorphology of unusual glacial scarps on Mars, using a multi-instrumental approach", *Journées de la SF2A*, Besançon, France.
6. Herique A., Kofman W., Mouginot J., **Grima C.**, Eyraud C., Safaelini A., and Nouvel J.-F.. "Surface Echo Reduction by Clutter Simulation, Application to the MARSIS Data". *IEEE RadarCon09*, Pasadena, USA.
7. **Grima C.**, Kofman W., Mouginot J., Servain A., Beck P., Pommerol A., Hérique A., and Seu R. (2008). "Surface and subsurface study of unusual ice scarps, southern polar cap of Mars". 37th *COSPAR scientific assembly*, Montreal, Canada.
8. Mouginot J., Kofman W., Safaeinili A., **Grima C.**, Hérique A., Plaut J., and Picardi G. (2008). "Thickness of south residual cap of Mars by MARSIS". Oral at *COSPAR scientific assembly*, Montreal, Canada.

9. **Grima C.**, Kofman W., Mouginit J., Servain A., Beck P., Pommerol A., Hérique A., and Seu R. (2008). "Unusual ice scarps on Mars : an origin highlighted by radar sounding, elevation data, and visible imagery". Oral at *Int. Symp. on Radioglacio. and its App.*, Madrid, Spain.

POSTERS :

1. **Grima C.**, Costard F., Kofman W., Clifford S.M., Mouginit J., Servain A., Herique A., and Seu R. (2009) "Large and assymetric polar scarps in Planum, Mars : Characterization and evolution". *AGU meeting*, San Francisco, USA.
2. Pommerol A., Mouginit J., Kofman W., Safaeinili A., Plaut J.J., **Grima C.**, Herique A., and Beck P. (2009), "Martian surface radar reflectivity from MARSIS soundings", *AGU meeting*, San Francisco, USA.
3. **Grima C.**, Kofman W., Mouginit J., Phillips R. J., Hérique A., Biccari D., Seu R., and Cutigni M. (2008) "Dielectric mapping of polar ices on Mars with SHARAD radar data". *AGU meeting*, San Francisco, USA.
4. Mouginit J., Kofman W., **Grima C.**, Safaeinili A., and Plaut J. (2008) "Martian Surface Reflectivity seen by MARSIS". *AGU meeting*, San Francisco, USA.
5. Kofman W., **Grima C.**, Mouginit J., Hérique A., Seu R., Bicarri D., and Orosei R. (2007). "3D modeling of south polar layered deposits on Mars with SHARAD radar data". *Europ. Planet. Sci. Congress*, Potsdam, Germany.

Rapports et documentation techniques

1. **Grima C.**, Witasse O., and Orosei R. (2009). "*MEX-MARSIS subsurface (SS) mode: Total electron content (TEC) of the ionosphere level 5 derived data*". Experimental to planetary archive interface control document (EAICD). European Space Agency.
2. **Grima, C.**, and Kofman, W. (2008). "*Ionospheric impact on MARSIS radar signal*". ESA European Space Agency contract report No 21646/08/NL/NR, volume 1.

3. **Grima, C.**, and Kofman, W. (2008). “*Correcting the ionospheric impact on MARSIS radar signal*”. European Space Agency study contract report No 21646/08/NL/NR, volume 2.
4. **Grima, C.**, and Kofman, W. (2008). “*MARSIS derived enhanced ionospheric calibration data*”. European Space Agency study contract report No 21646/08/NL/NR, volume 3.

Constantes physiques et symboles mathématiques

A.1 Constantes physiques

Symbole	Unité (S.I.)	Valeur	Nom
μ_0	[kg.m.A ⁻² .s ⁻²]	$4\pi \cdot 10^{-7}$	Perméabilité magnétique du vide
ϵ_0	[kg ⁻¹ .m ⁻³ .A ² .s ⁴]	$8,85 \cdot 10^{-12}$	Permittivité diélectrique du vide
C	[m.s ⁻¹]	299 792 458	Célérité de la lumière dans le vide
G_{\oplus}	[m.s ⁻²]	9,80665	Gravité terrestre
M_{\oplus}	[kg]	$5,9736 \times 10^{24}$	Masse terrestre
R_{\oplus}	[km]	6 378,137	Rayon terrestre

A.2 Symboles mathématiques

Les symboles notés en **gras** sont des vecteurs, tous les autres sont des scalaires.

Symbole	Unité (S.I.)	Nom
A	[V]	Amplitude
A_0	[m ²]	Surface du réflecteur plan
A_r	[m ²]	Surface d'interception effective du récepteur
B	[kg.s ⁻¹ .C ⁻¹]	Vecteur champ magnétique
B	[s ⁻¹], [Hz]	Bande passante
D	[C.m ⁻²]	Vecteur déplacement ou induction électrique
D_E	[m]	Diamètre de l'empreinte au sol
ds	[m ²]	Élément de surface
D_{ZF}	[m]	Diamètre de la zone de Fresnel
E	[V.m ⁻¹]	Vecteur champ électrique

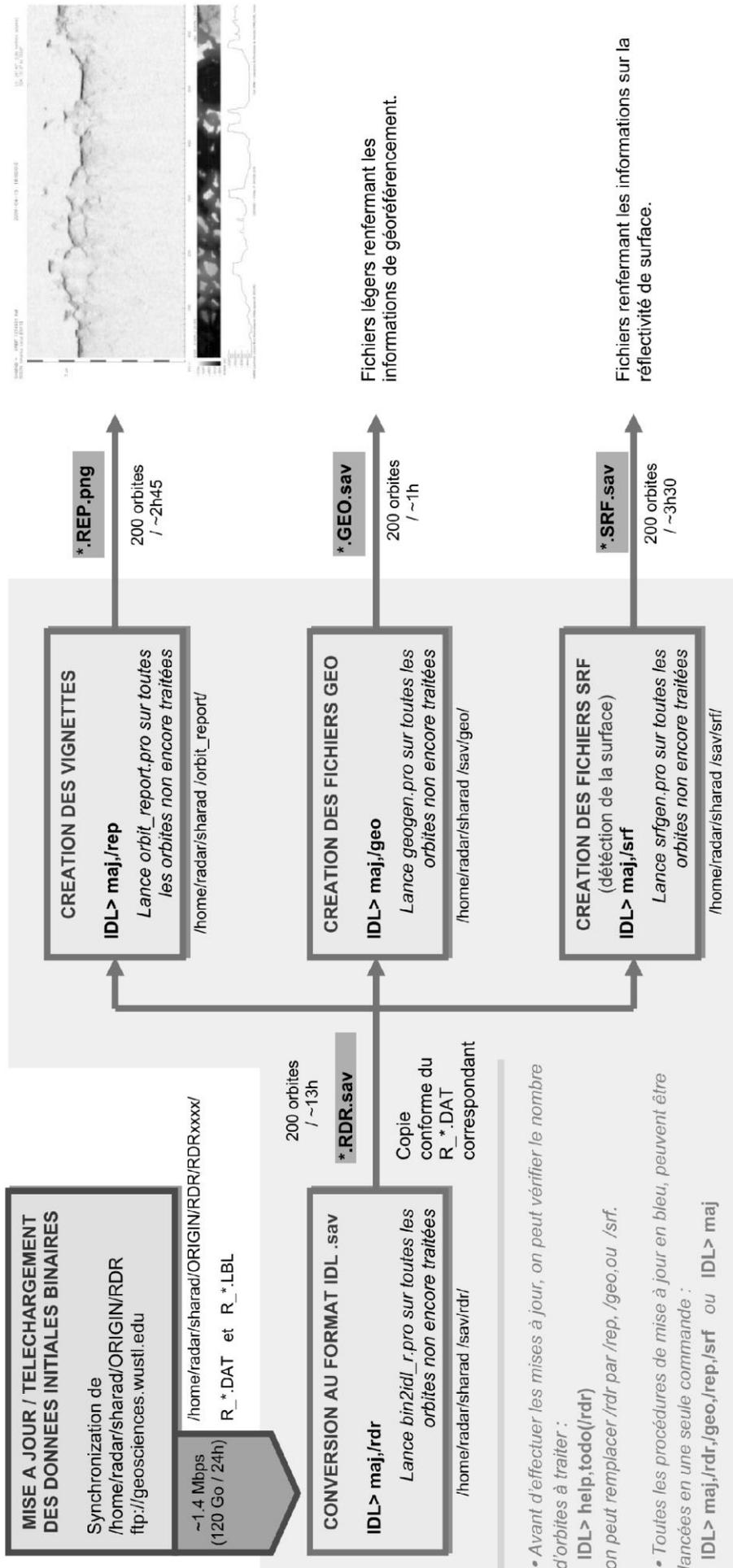
f	$[s^{-1}]$, [Hz]	Fréquence
G	-	Gain de l'antenne monostatique
G_e	-	Gain en puissance de l'émetteur
G_r	-	Gain en puissance du récepteur
h	[m]	Altitude du radar monostatique
h_e	[m]	Altitude de l'émetteur
h_r	[m]	Altitude du récepteur
I	[V]	composante en phase
\mathbf{j}	$[A.m^{-2}]$	Densité de courant
\mathbf{J}_c	$[A.m^{-2}]$	courant d'induction
k	$[m^{-1}]$	Nombre d'onde
\mathbf{k}	$[m^{-1}]$	Vecteur d'onde
K	-	Facteur de perte (apodisation)
l	[m]	Longueur de décorrélation
L_a	[m]	Longueur de l'antenne filaire
m	-	Moyenne quadratique des pentes
n	-	Indice optique
$\mathbf{n}, \mathbf{n}_1, \dots$	[m]	Vecteur unitaire
\mathbf{P}	$[C.m^{-2}]$	Vecteur polarisation
P_c	[W]	Puissance reçue cohérente (spéculaire)
P_e	[W]	Puissance émise
P_n	[W]	Puissance reçue incohérente (diffuse)
P_r	[W]	Puissance reçue
\mathbf{ps}	[C.m]	Moment dipolaire spontanée
Q	[V]	composante en quadrature
r	-	Coefficient de Fresnel
\mathbf{r}	[m]	Vecteur position
s	$[C.m^{-2}]$	Distribution surfacique de charge
S_r	$[W.m^{-2}]$	Puissance surfacique reçue par le récepteur
S_{rc}	$[W.m^{-2}]$	Puissance surfacique reçue par la cible
SZA	[°]	angle solaire zénithale
T	[K]	Température
$\tan \delta$	-	Tangente de perte
V	$[m.s^{-1}]$	Vitesse
v, v_φ	$[m.s^{-1}]$	Vitesse de phase de l'onde
W	$[m^2]$	Spectre de rugosité
z	[m]	Altitude de surface
α	$[m^{-1}]$	Coefficient d'absorption
β	$[m^{-1}]$	Constante de phase
Γ	[m]	Rayon de courbure moyen
δ_p	-	Profondeur de pénétration
δ_z	[m]	résolution verticale
δ_f	$[s^{-1}]$, [Hz]	décalage en fréquence

ϵ_a	-	Permittivité diélectrique absolue
ϵ, ϵ_r	-	Permittivité diélectrique relative (constante diélectrique)
ϵ'	-	Partie réelle de la permittivité diélectrique relative
ϵ''	-	Partie imaginaire e la permittivité diélectrique relative
ϵ_0	-	Permittivité diélectrique statique relative
ϵ_∞	-	Permittivité diélectrique statique infinie
θ	[rad]	Angle de visé
θ_{3dB}	[rad]	Angle d'ouverture à -3 dB de l'antenne
λ	[m]	Longueur d'onde
μ_a	[kg.m.A ⁻² .s ⁻²]	Perméabilité magnétique absolue
μ, μ_r	-	Perméabilité magnétique relative
ν	[s ⁻¹], [Hz]	Fréquence
Π	[W.m ⁻²]	Vecteur de Poynting
ρ	[C.m ⁻³]	Densité volumique de charge
σ	[Ω.m]	Conductivité électrique
σ	[m ²]	Section efficace
σ^0	[m ² /m ²]	Coefficient de rétrodiffusion
σ_h	[m]	Moyenne quadratique des altitudes
τ	[s]	Longueur de l'impulsion
φ	[rad]	Phase
χ	-	Facteur de rugosité
χ	-	Susceptibilité relative
ω	[rad.s ⁻¹]	Pulsation (fréquence angulaire)

Procédures de traitements

Voici différents schémas blocs explicitant le fonctionnement des procédures de traitements que j'ai mis en place afin de traiter les données Sharad. Les temps de calculs indicatifs ont été obtenus sur le serveur Hydra du LPG. Les autres serveurs de calculs disponibles, bien que plus rapides, n'arrivent parfois pas à manipuler des matrices de la taille de celles de Sharad.

GENERER LES FICHIERS DE BASE



• Avant d'effectuer les mises à jour, on peut vérifier le nombre d'orbites à traiter :

IDL> help.todo(/rdr)

on peut remplacer /rdr par /rep, /geo, ou /srf.

• Toutes les procédures de mise à jour en bleu, peuvent être lancées en une seule commande :

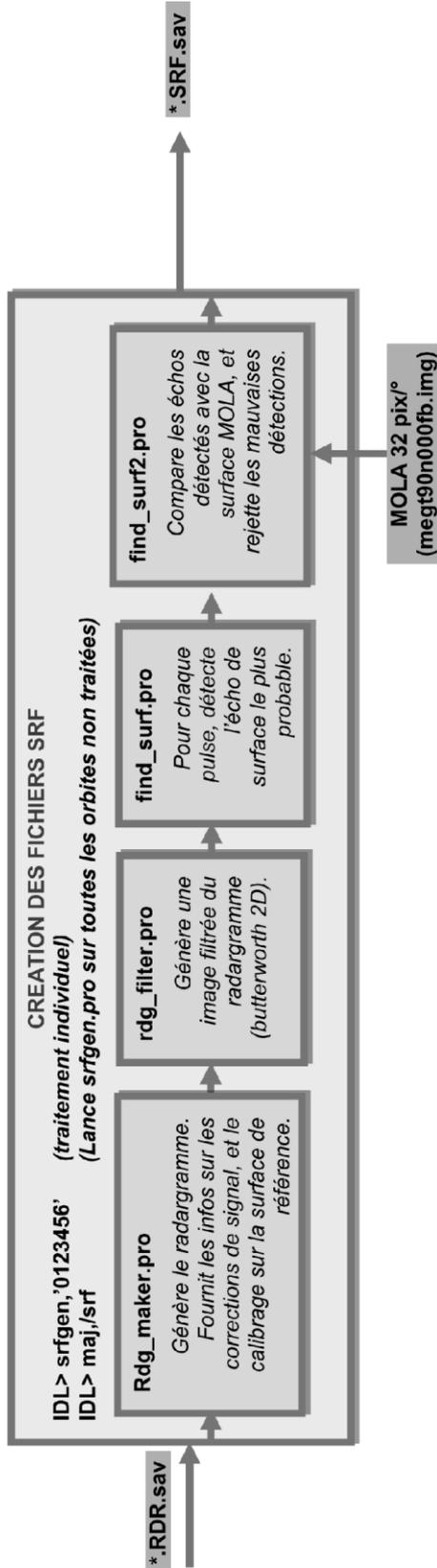
IDL> maj,/rdr,/geo,/rep,/srf ou **IDL> maj**

• Les orbites défectueuses peuvent être placées dans la zone de quarantaine.

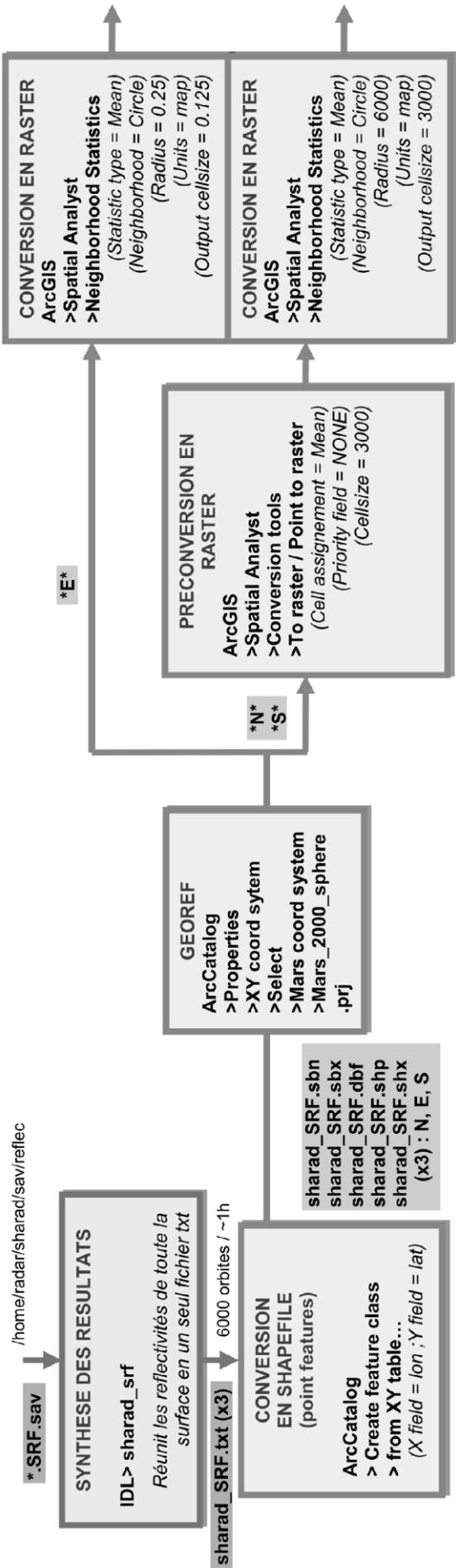
IDL> to_qua,'0123456'

Les fichiers *.RDR.sav, *.REP.sav, *.GEO.sav, et *.SRF.sav seront déplacés dans /home/radar/sharad/QUARANTAINE/ Ces orbites ne seront pas utilisées pour les traitements de niveaux supérieurs, mais elles seront considérées comme présentes lors des différentes mises à jour.

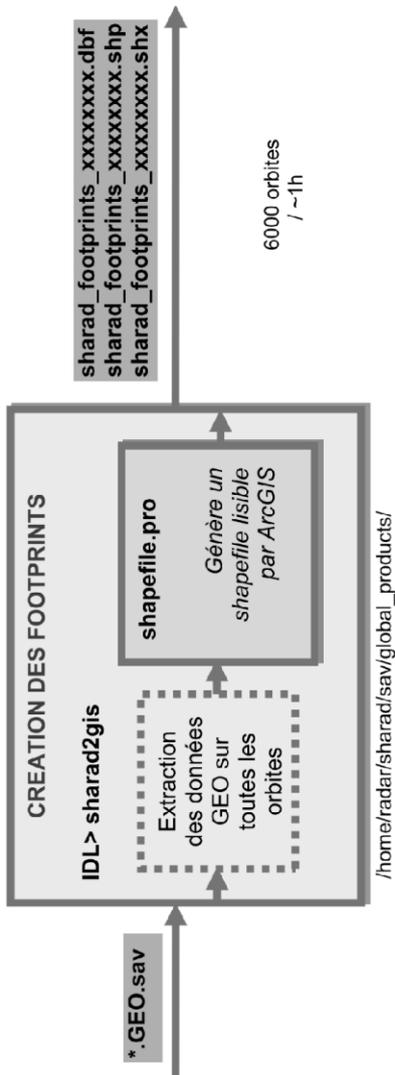
DETAILS SUR LA CREATION DES FICHIERS SRF



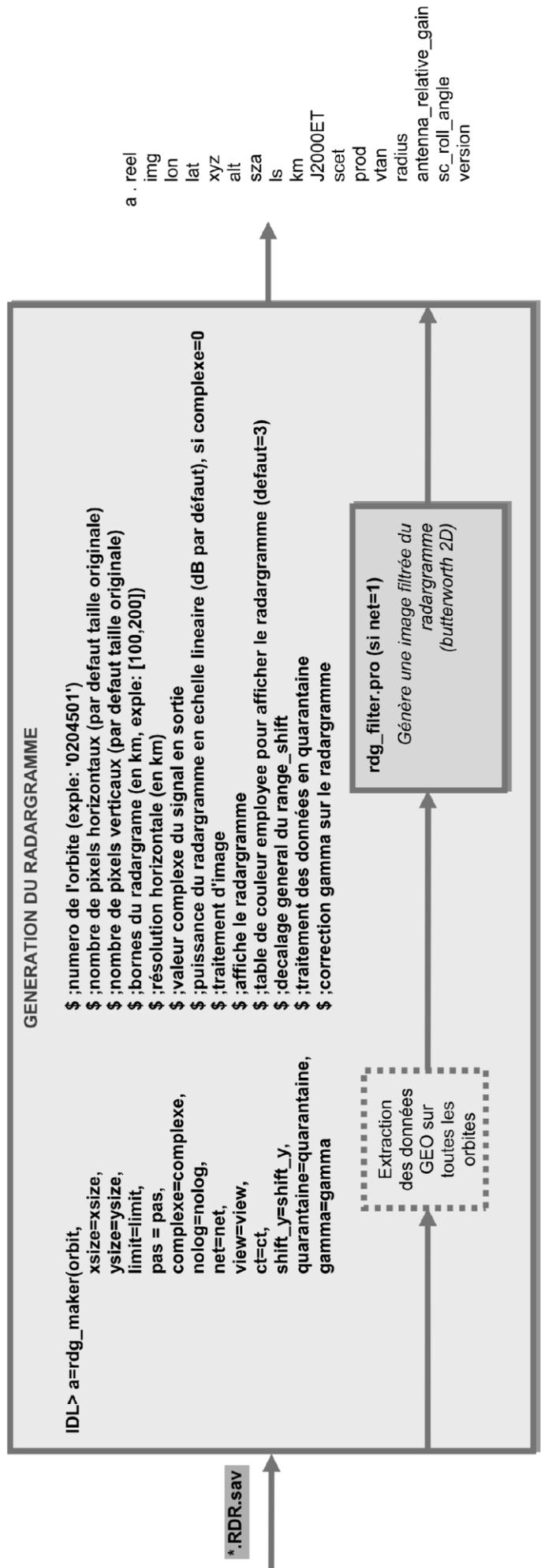
GENERER LES CARTES DE REFLECTIVITE ARCGIS



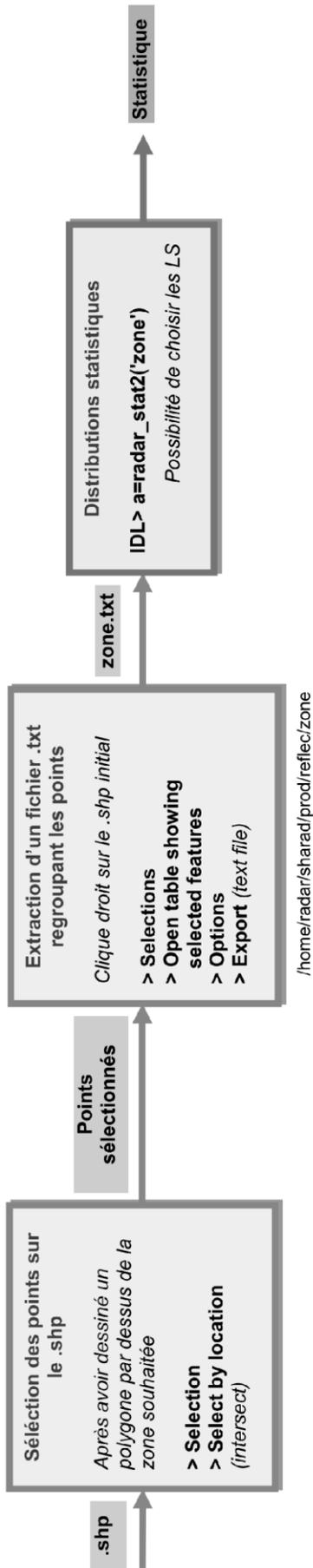
GENERER LES FOOTPRINTS ARCGIS



GENERER UN RADARGRAMME



GENERER LES HISTOGRAMMES DE REFLECTIVITE PAR REGION



L'onde électromagnétique

Le signal radar émis par Sharad est une onde électromagnétique de polarisation colinéaire à l'antenne. On la considère plane au niveau de la surface martienne et, dans une première approche, monochrome. Elle est donc régie par les équations de Maxwell :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B} = \mu_a \left(\mathbf{j} + \varepsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \\ \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_a} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{C.1})$$

où \mathbf{E} et \mathbf{B} sont respectivement les vecteurs champ électrique et champ magnétique de l'onde. ρ et \mathbf{j} sont respectivement la densité volumique de charges et de courant. On constate que le milieu de propagation est essentiellement caractérisé par la perméabilité magnétique absolue μ_a , et la permittivité diélectrique absolue ε_a . On considère les milieux géologiques sondés par Sharad comme libres de charges, linéaires, isotropes, et homogènes. Sous ces hypothèses, les équations Maxwell deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{B} = \mu_a \varepsilon_a \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{C.2})$$

Des équations (C.2), il est possible de déduire l'équation de propagation de l'onde électromagnétique grâce à l'analyse vectorielle :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial (\nabla \times \mathbf{B})}{\partial t} = -\mu_a \varepsilon_a \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

or $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ (C.3)

d'où $\boxed{\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_a \varepsilon_a \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}}$

En supposant que l'onde dépende sinusoidalement du temps, il en résulte une solution simple de cette équation, s'écrivant en notation complexe [Ulaby *et al.*, 1986, p. 62]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot e^{i\omega t}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \quad (\text{C.4})$$

$$\text{avec } \omega = 2\pi f = 2\pi c / \lambda$$

$$\text{et } k = 2\pi / \lambda \quad (\text{C.5})$$

où \mathbf{r} est le vecteur position dans l'espace tridimensionnel, ω est la pulsation, c est la vitesse de la lumière dans le vide que l'on remplacera au besoin par la vitesse de l'onde dans le milieu traversé, k est la définition du nombre d'onde, \mathbf{E}_0 l'amplitude du champ électrique, perpendiculaire à la direction de propagation pointée par le vecteur d'onde \mathbf{k} de magnitude k ($\mathbf{k} = k_x \hat{\mathbf{x}} + k_y \hat{\mathbf{y}} + k_z \hat{\mathbf{z}}$), et $\sqrt{-1} = i$. Le signal émis est polarisé linéairement, ce qui signifie qu'il n'y a pas de déphasage entre les composantes de \mathbf{E}_0 perpendiculaires à \mathbf{k} . f et λ sont la fréquence et la longueur de l'onde. L'équation de propagation devient alors :

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\omega^2 \mu_a \varepsilon_a \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (\text{C.6})$$

Appliqués à une onde sinusoidale plane en notation complexe, les opérateurs suivants peuvent se substituer à des notations alternatives :

$$\nabla \rightarrow -i\mathbf{k} \quad \text{et} \quad \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow i\omega \quad (\text{C.7})$$

L'injection de (C.7) dans la première équation de Maxwell (C.2) permet de montrer que les vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont perpendiculaires, formant un trièdre trirectangle direct (\mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{k}).

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{k} \wedge \mathbf{E}}{\omega} \quad (\text{C.8})$$

où l'on constate que \mathbf{B} est un pseudo-vecteur, car issu du produit vectoriel de 2 vecteurs vrais.

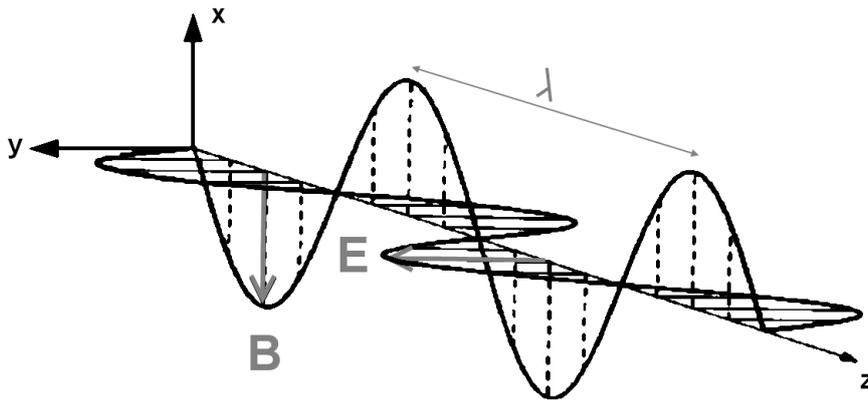


Fig. 4.1. Représentation d'une onde électromagnétique se propageant dans le vide vers les z positifs. \mathbf{E} est polarisé rectilignement dans le plan (yoz) . Le vecteur d'onde \mathbf{k} pointe vers le sens de propagation.

Le simple produit vectoriel de \mathbf{E} et \mathbf{B} détermine le flux d'énergie de l'onde dans un milieu isotrope. C'est le **vecteur de Poynting**. Sa direction indique également le sens de propagation, et son module est une puissance par unité de surface.

$$\mathbf{\Pi} = \frac{\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}}{\mu_0} \quad (\text{C.9})$$

On peut déduire la célérité v_φ (i.e. la vitesse de phase) de l'onde plane monochromatique dans le milieu, en soulignant que la phase φ , par définition, est identique sur un même front d'onde à chaque instant t . On a alors les égalités suivantes, dans le cas simplifié où l'axe x est colinéaire au déplacement de l'onde :

$$\begin{aligned} \varphi &= \omega t - \|\mathbf{k}\|x \\ \text{et } \varphi &= \omega(t + dt) - \|\mathbf{k}\|(x + dx) \\ \text{d'où } \omega t - \|\mathbf{k}\|x &= \omega(t + dt) - \|\mathbf{k}\|(x + dx) \\ \text{donc } v_\varphi &= \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{\|\mathbf{k}\|} \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

Ce que l'on peut chercher à obtenir, et qui sera fondamental pour l'étude de la propagation du signal radar, est de ramener v_φ à une expression uniquement dépendante des propriétés du milieu. Ceci peut être déduit en résolvant l'équation de propagation pour une onde se déplaçant suivant un axe x , c'est à dire en injectant (C.4) dans (C.6) :

$$\frac{d^2 \mathbf{E}}{dx^2} = \mu_a \varepsilon_a \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

$$\|\mathbf{k}\|^2 \cdot \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E} = \mu_a \varepsilon_a \omega^2 \cdot \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E} \quad (\text{C.11})$$

$$v_\varphi = \frac{\omega}{\|\mathbf{k}\|} = \frac{1}{\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}}$$

En appliquant les constantes du vide on retrouve ainsi la valeur de c .

Par convention, la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique d'un matériau sont normalisées par rapport aux valeurs dans le vide :

$$\mu = \frac{\mu_a}{\mu_0} \quad \text{et} \quad \varepsilon = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_0} \quad (\text{C.12})$$

où μ est la perméabilité magnétique relative et ε la permittivité diélectrique relative, tous les deux des nombres adimensionnelles ≥ 1 . Signalons que dans la littérature les valeurs relatives sont parfois notées avec l'indice r (i.e. μ_r, ε_r), et les valeurs absolues sans indices. Dans la communauté des radars géophysiques, l'habitude est de n'avoir recours qu'aux valeurs relatives, alors notées (μ, ε) par simplicité. Nous garderons cette notation pour la suite. Ceci permet d'exprimer en fonction de c la célérité de l'onde v_φ , que l'on notera abusivement v :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu \varepsilon}} \quad (\text{C.13})$$

Le dénominateur de cette expression est régulièrement synthétisé en

$$\sqrt{\mu \varepsilon} = n \quad (\text{C.14})$$

où n est l'indice de réfraction du milieu. Une combinaison de (C.11), (C.13) et (C.14), nous permet d'introduire la relation de dispersion :

$$\|\mathbf{k}\| = \frac{n}{c} \omega \quad (\text{C.15})$$

qui lie la pulsation ω au vecteur d'ondes \mathbf{k} d'une onde monochromatique. On remarque qu'en injectant (C.15) dans (C.8), on obtient une relation entre le module du champ électrique E et magnétique B :

$$\|\mathbf{B}\| = \frac{n}{c} \|\mathbf{E}\| \quad (\text{C.16})$$

Interaction de l'onde avec la matière

L'onde électromagnétique interagit avec les propriétés électromagnétiques de la matière. La plupart des milieux géophysiques sondés par SHARAD sont des diélectriques dont la perméabilité magnétique est très faible [Telford *et al.*, 1982, p. 19], ce qui nous permet de négliger les effets magnétiques des matériaux sur la propagation de l'onde radar. Cette approximation équivaut à écrire $\mu = 1$. L'équation (C.13) se simplifie, et la célérité de l'onde radar devient alors :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \quad \text{avec} \quad \sqrt{\varepsilon} = n \quad (\text{D.1})$$

A l'échelle microscopique, la matière répond à la sollicitation d'un champ électrique \mathbf{E} par deux phénomènes physiques : le transport de charge et la polarisation. La polarisation est largement dominante pour les fréquences du domaine radar. La polarisation correspond à une déformation mécanique au niveau atomique ou moléculaire. Elle tend à réorganiser les charges, modifiant leur distribution statistique à l'échelle macroscopique. Le volume qui était globalement neutre en raison de la répartition aléatoire des charges, devient alors polarisé. La polarisation se nourrit d'une partie de l'énergie incidente pour effectuer cette déformation, avant de la restituer par effet joule (dissipation thermique) après coupure du champ. C'est donc un phénomène de type capacitif avec un temps de relaxation τ .

On distingue quatre principaux types de polarisation (illustrées **Fig. D.1**). Nécessitant plus ou moins d'énergie, chacune s'active pour des fréquences différentes de l'onde incidente :

- **La polarisation électronique** change la répartition de la densité des charges négatives du nuage électronique par rapport au noyau.
- **La polarisation ionique** écarte les ions de leur position d'équilibre au sein de l'édifice auquel ils appartiennent.
- **La polarisation d'orientation** tend à aligner statistiquement les moments dipolaires des molécules dans l'axe du champ \mathbf{E} .
- **La polarisation interfaciale** résulte de la concentration locale de charges aux interfaces d'impuretés présentes dans le milieu.

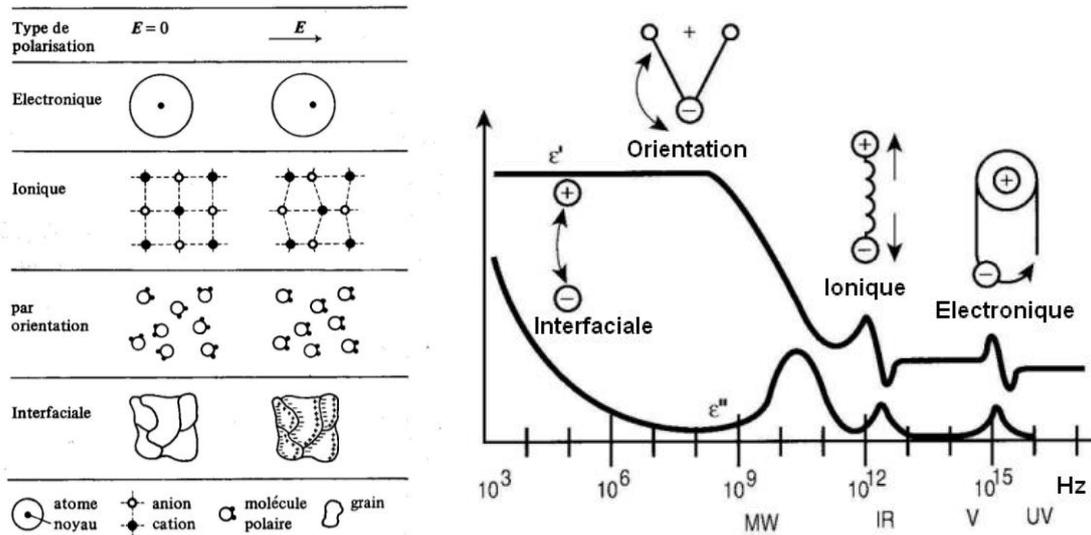


Fig. D.1. Gauche. Illustrations simplifiées des différents processus de polarisation de la matière sous l'effet d'un champ électrique E . **Droite.** Evolution schématique des composantes de la permittivité complexe (section 3.3.1) dans les différents domaines de polarisation.

Seule la polarisation d'orientation est sollicitée dans le cas du signal radar ($\sim 10^6$ Hz). Les autres modes de polarisation, parce qu'ils concernent des objets plus fortement liés, s'activent pour des fréquences incidentes beaucoup plus importantes. Le cas de la polarisation interfaciale est différent. Ce mode n'est pas plus sollicité par l'onde radar, car son temps d'établissement est très long (jusqu'à plusieurs minutes), ce qui est bien supérieur à la durée d'illumination de la matière par l'onde.

En raison de sa structure et de ces répartitions de charges souvent asymétriques, chaque molécule du milieu peut être assimilée à un dipôle caractérisé par un moment dipolaire spontané noté \mathbf{p}_s . A l'échelle microscopique, on définit la polarisation d'orientation \mathbf{P} comme la somme vectorielle $d\mathbf{p}_s$ du moment dipolaire de chaque molécule, rapportée au volume dV .

$$\mathbf{P} = \frac{d\mathbf{p}_s}{dV} \quad (\text{D.2})$$

En l'absence de champ externe \mathbf{E} , la distribution de l'orientation des dipôles est parfaitement aléatoire, et la somme vectorielle $d\mathbf{p}_s$ est nulle. Sous l'incidence d'un champ \mathbf{E} , les moments dipolaires tendent à s'aligner sur \mathbf{E} et donnent une polarisation globale \mathbf{P} au volume. Le volume se charge. La charge d'un volume dV est définie arbitrairement comme une distribution volumique de charges :

$$\rho = -\nabla \cdot \mathbf{P} \quad (\text{D.3})$$

en combinaison avec une distribution surfacique de charges

$$s = \mathbf{P} \cdot \mathbf{n} \quad (\text{D.4})$$

où \mathbf{n} est un vecteur unitaire normal à la surface du volume dV . Par convention, la charge volumique est négative afin d'assurer la neutralité de l'ensemble. Dans le cas d'un volume chargé sous l'incidence d'un champ \mathbf{E} , et toujours dans l'hypothèse de l'absence de charges externes, on peut injecter la troisième équation de (C.2) dans (D.3). On obtient :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{-\nabla \cdot \mathbf{P}}{\varepsilon_0} \\ \nabla(\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}) &= 0 \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

où la somme $(\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P})$ est communément appelée \mathbf{D} , vecteur déplacement ou induction électrique. Il caractérise, à l'échelle macroscopique, la réponse de la matière illuminée par l'onde. La polarisation du milieu est reliée à l'onde incidente par la relation de proportionnalité :

$$\mathbf{P} = \chi \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (\text{D.6})$$

où χ est la susceptibilité relative du matériau. On obtient, pour l'expression de \mathbf{D} :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (\text{D.7})$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} (1 + \chi) \quad (\text{D.8})$$

Dans le vide, où la polarisation est nulle, on peut déduire de (D.7) :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (\text{D.9})$$

Si on fait intervenir dans (D.9) la définition de la permittivité relative, explicitée par (C.12), on obtient pour un milieu matériel :

$$\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (\text{D.10})$$

Ainsi, les équations (D.1) et (D.10) montrent que, dans un environnement non-magnétique, isotrope, homogène, et en l'absence de charges externes, la seule constante diélectrique ε est suffisante pour décrire l'interaction entre la matière et une onde électromagnétique aux fréquences radar.

Réflexion et transmission à une interface plane

Pour les démonstrations qui suivent, nous assimilerons la constante diélectrique ε à la simple valeur de sa partie réelle ε' . En effet, la faible tangente de perte des milieux géophysiques sondés nous permet de négliger l'absorption car, lors du phénomène de réflexion, la pénétration de l'onde dans la matière apparaît comme infinitésimale.

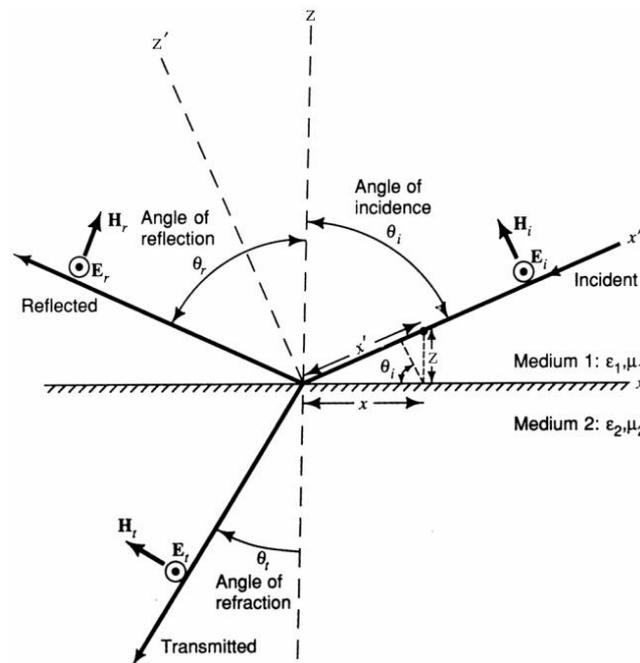


Fig. E.1. Géométrie associée aux champs électromagnétiques incidents, réfléchis et transmis, dans le cas où E est polarisé perpendiculairement au plan d'incidence (cas n°1 du texte).

■ Détermination des directions de propagations

A l'interface d'une discontinuité lisse séparant deux milieux (n_1 et n_2), une partie de l'énergie de l'onde incidente E_i subit une réflexion, alors que le reste de l'énergie est transmise dans le nouveau milieu. Les directions de propagation de l'onde réfléchie E_r et de l'onde transmise E_t sont différentes de celle de l'onde incidente, comme l'illustre la **Fig. E.1**. La direction de propagation de chaque onde est définie par son vecteur d'onde $\mathbf{k}_k = \|\mathbf{k}_k\| \cdot \mathbf{u}_k$,

avec $k = i, r$, ou t . \mathbf{u}_k étant un vecteur unitaire. Pour qu'une relation en amplitude entre les trois ondes puisse exister, il est nécessaire que les termes de phase ωt au niveau de la surface soient égaux, en tout point \mathbf{r} de celle-ci, et en tout instant t . On s'aide alors de la relation de dispersion (C.15) pour écrire :

$$\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}$$

et (C.15) $\Rightarrow \mathbf{k}_k = \|\mathbf{k}_k\| \cdot \mathbf{u}_k = \frac{n_{1ou2}}{c} \omega \cdot \mathbf{u}_k$

d'où $n_1 \cdot \mathbf{u}_i \cdot \mathbf{r} = n_1 \cdot \mathbf{u}_r \cdot \mathbf{r} = n_2 \cdot \mathbf{u}_t \cdot \mathbf{r}$ (E.1)

Si l'on désigne \mathbf{Z} comme un vecteur normal à la surface, on peut réécrire (E.1) en deux expressions :

$$n_1 (\mathbf{u}_r - \mathbf{u}_i) = a \cdot \mathbf{Z} \quad (\text{E.2})$$

$$n_2 \cdot \mathbf{u}_t - n_1 \cdot \mathbf{u}_i = b \cdot \mathbf{Z} \quad (\text{E.3})$$

On peut déduire des équations ci-dessus les trois principes suivants (équations (E.4) à (E.6)) que l'on nomme lois de Snell-Descartes. Tout d'abord, elles impliquent une coplanarité des plans d'incidence $(\mathbf{u}_i, \mathbf{Z})$, de réflexion $(\mathbf{u}_r, \mathbf{Z})$, et de transmission $(\mathbf{u}_t, \mathbf{Z})$.

$$\boxed{(\mathbf{u}_i, \mathbf{Z}) \parallel (\mathbf{u}_r, \mathbf{Z}) \parallel (\mathbf{u}_t, \mathbf{Z})} \quad (\text{E.4})$$

De (E.2) on peut également déduire l'égalité des angles d'incidence et de réflexion illustrés sur la **Fig. E.1**.

$$\boxed{\theta_i = -\theta_r} \quad (\text{E.5})$$

Enfin, après projection sur la surface, on obtient de (E.3) :

$$\boxed{n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t} \quad (\text{E.6})$$

Ajoutons qu'en posant $\sin \theta_t > 1$ on peut montrer avec (E.6) qu'il n'y a pas de transmission et que la réflexion de l'onde incidente est totale si ces deux conditions sont réunies :

$$n_1 > n_2 \quad \text{et} \quad \sin \theta_i > \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{E.7})$$

Idéalement, le cas ne se produit jamais avec Sharad, car le radar est à visée nadir (i.e. $\theta_i \sim 0^\circ$ en fonction de la pente de la surface).

■ Détermination des amplitudes

Les lois de Snell-Descartes nous permettent d'établir les directions de propagation des ondes réfléchies et transmises à une interface plane. Il nous reste à établir les amplitudes de celles-ci. On introduit pour cela un coefficient de réflexion r , et un coefficient de transmission t tels que :

$$r = \frac{\|\mathbf{E}_r\|}{\|\mathbf{E}_i\|} = \frac{E_r}{E_i} \quad \text{et} \quad t = \frac{\|\mathbf{E}_t\|}{\|\mathbf{E}_i\|} = \frac{E_t}{E_i} \quad (\text{E.8})$$

L'objectif de notre démonstration est de déterminer ces rapports, appelés coefficients de Fresnel. Pour cela, il est nécessaire d'invoquer le principe de continuité des champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{B} : Au niveau de la surface, les composantes tangentielles (parallèles à la surface) de ces champs doivent être continues (égales de chaque côté de la surface). On peut écrire cette condition sous la forme

$$\begin{cases} \mathbf{Z} \wedge (\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r - \mathbf{E}_t) = 0 \\ \mathbf{Z} \wedge (\mathbf{B}_i + \mathbf{B}_r - \mathbf{B}_t) = 0 \end{cases} \quad (\text{E.9})$$

A ce stade, il faut distinguer deux cas. *Cas n°1* : le vecteur \mathbf{E}_i est polarisé perpendiculairement au plan d'incidence. *Cas n°2* : le vecteur \mathbf{E}_i est polarisé dans le plan d'incidence. Pour chaque cas, on distinguera le couple de coefficients de Fresnel correspondant, (r_{\perp}, t_{\perp}) et $(r_{\parallel}, t_{\parallel})$. Les équations (E.9) peuvent alors s'écrire :

$$\begin{array}{cc} \underline{\text{Cas n}^\circ 1} (E_{i\perp}) & \underline{\text{Cas n}^\circ 2} (E_{i\parallel}) \\ \left| \begin{array}{l} E_i + E_r - E_t = 0 \\ B_i \cos \theta_i - B_r \cos \theta_i - B_t \cos \theta_t = 0 \end{array} \right. & \left| \begin{array}{l} -E_i \cos \theta_i - E_r \cos \theta_i + E_t \cos \theta_t = 0 \\ B_i - B_r - B_t = 0 \end{array} \right. \end{array} \quad (\text{E.10})$$

Puis on injecte les relations (C.16) et (E.8) afin d'exprimer les équations (E.10) uniquement en fonction de $(r, t, n_1, n_2, \theta_i, \theta_r, \theta_t)$:

$$\left| \begin{array}{l} 1 + r_{\perp} = t_{\perp} \\ n_1 \cos \theta_i (1 - r_{\perp}) = n_2 t_{\perp} \cos \theta_t \end{array} \right. \quad \left| \begin{array}{l} \cos \theta_i (1 + r_{\parallel}) = t_{\parallel} \cos \theta_t \\ n_1 (1 - r_{\parallel}) = n_2 t_{\parallel} \end{array} \right. \quad (\text{E.11})$$

On obtient deux systèmes à deux équations. Chacun peut-être réarrangé afin d'exprimer les coefficients de Fresnel :

$$\left| \begin{array}{l} r_{\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \\ t_{\perp} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \end{array} \right. \quad \left| \begin{array}{l} r_{\parallel} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \\ t_{\parallel} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \end{array} \right. \quad (\text{E.12})$$

Dans le cas de Sharad, où la réflexion est normale à la surface ($\theta_i = \theta_r = \theta_t = 0$), et en injectant (D.1) les équations (E.12) se simplifient :

$$\boxed{r = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \quad et \quad t = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}}} \quad (\text{E.13})$$

On observe que r devient négatif si $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$. Physiquement, cela signifie qu'après réflexion sur un milieu plus réfringent, le champ électrique \mathbf{E} change de signe, i.e. il subit un déphasage de π , ce qui ne se produit pas en transmission. Ceci amène une dernière remarque. Si nous élevons (E.13) au carré afin de déterminer les coefficients de Fresnel en puissance, le facteur de réflexion r^2 ne dépend plus du sens de propagation de l'onde ($n_1 \leftrightarrow n_2$). Ce qui rend bien compte que, pour une analyse en puissance, le signe de \mathbf{E} n'a pas d'importance.

Orbites rejetées

Les orbites suivantes n'ont pas été considérées lors des différentes études présentées. La cause en est principalement à divers dysfonctionnements d'acquisitions ou de pré-traitements qui les rendent inutilisables. Je n'ai pas essayé de réparer ces données en raison du très faible rapport gain/temps de l'opération alors que suffisamment d'orbites valides sont déjà disponibles. 221 orbites ont été considérées comme défectueuses parmi les 6409 accessibles en juin 2010. Les fichiers de données IDL© relatifs aux données défectueuses sont placés sur le serveur venus du LPG dans le répertoire /home/radar/sharad/QUARANTAINE.

0083201 0133001 0133301 0133401 0133402 0133501 0134001 0134101 0134201 0134701 0134702
0136001 0136002 0136701 0136801 0137301 0138101 0138301 0138701 0139301 0139401 0140001
0140601 0141301 0141302 0141901 0143201 0143401 0143601 0144601 0144701 0145301 0145901
0146001 0146601 0146602 0147201 0147901 0147902 0149202 0149501 0151201 0151801 0151901
0152401 0152501 0153201 0153501 0153901 0154501 0154801 0155201 0155401 0155701 0155801
0155802 0156601 0156701 0157101 0157201 0157701 0157901 0158001 0158401 0158501 0159001
0159201 0159301 0159302 0159801 0160501 0160601 0161101 0161901 0162401 0162501 0168301
0168302 0168401 0168402 0168501 0168502 0168601 0168701 0168702 0168703 0168801 0173102
0173301 0173501 0180301 0180401 0180701 0181702 0182202 0182601 0183301 0183401 0183402
0183601 0183701 0184001 0184101 0184201 0184202 0184301 0184302 0184303 0184601 0184901
0184902 0185001 0185002 0185301 0235701 0235801 0236101 0251101 0251201 0251301 0251401
0261202 0262402 0263602 0276301 0335301 0335302 0335601 0335901 0336101 0336501 0336601
0347001 0351901 0352301 0356401 0359101 0375401 0376001 0376801 0377201 0391401 0391801
0410401 0412502 0437701 0483801 0494501 0496101 0498102 0500301 0518002 0518502 0518602
0518603 0519201 0519301 0519701 0519702 0551801 0562101 0581101 0581401 0590101 0593202
0620502 0623501 0623502 0623503 0623701 0623901 0624001 0627202 0627401 0648401 0654501
0656901 0657902 0659102 0678801 0681102 0691201 0691301 0705902 0710302 0715902 0719902
0740701 0763402 0774601 0774903 0775901 0782202 0798001 0803901 0803903 0810801 0840101
0993101 1247702 1277901 1326401 1326701 1333101 1333902 1334601 1334701 1335201 1335601
1336502 1336701 1345701 1364501 1365801 1366001 1366201 1366501 1367401 1400401 1401901
1402401

**North polar deposits of Mars:
Extreme purity of the water ice**

Cyril Grima,

Wlodek Kofman,

Jérémie Mouginot,

Alain Hérique,

Laboratoire de Planétologie de Grenoble, UJF/CNRS, Grenoble, France

Roger J. Phillips,

Southwest Research Institute, Boulder, Colorado, USA

Daniela Biccari,

Roberto Seu,

Marco Cutigni

Dipartimento Infocom, Università di Roma "La Sapienza"



North polar deposits of Mars: Extreme purity of the water ice

Cyril Grima,¹ Wlodek Kofman,¹ Jérémie Mouginot,¹ Roger J. Phillips,² Alain Hérique,¹ Daniela Biccari,³ Roberto Seu,³ and Marco Cutigni³

Received 13 October 2008; revised 21 December 2008; accepted 31 December 2008; published 12 February 2009.

[1] The polar layered deposits are the largest reservoir of water on the surface of Mars. The physical properties of the ice and their spatial distribution are largely unknown. 140,000 data points from the sounding radar SHARAD on the Mars Reconnaissance Orbiter were analyzed over the Gemina Lingula region, one-fourth of the north polar layered deposits area. Maps of the dielectric properties of the bulk ice were drawn up. There is no basal melting signature. A drop of the dielectric constant in north-west of Gemina Lingula could be explained by an abrupt 250-meter uplift of the base. The bulk ice of the studied region has an average dielectric constant of 3.10 ($\sigma = 0.12$) and a loss tangent <0.0026 ($\sigma = 0.0005$). Analytic interpretations shown the volume of ice is pure at $\geq 95\%$. The impurities have a radial distribution, with higher concentrations at margins. **Citation:** Grima, C., W. Kofman, J. Mouginot, R. J. Phillips, A. Hérique, D. Biccari, R. Seu, and M. Cutigni (2009), North polar deposits of Mars: Extreme purity of the water ice, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L03203, doi:10.1029/2008GL036326.

1. Introduction

[2] The knowledge of the physical properties of the Martian polar deposits is one of the main unresolved questions in Martian polar science [Clifford *et al.*, 2002; Fishbaugh *et al.*, 2008]. In particular, an accurate estimation of the dielectric characteristics is important since it is interrelated to the impurities contamination of the ice and consequently to its rheology [Durham *et al.*, 1992; Watters *et al.*, 2007; Heggy *et al.*, 2007] whereas the spatial distribution of the impurities is linked to the interaction of the ice deposits with the Martian climate. Moreover, it would be a significant contribution for comparative planetology with terrestrial caps since the Martian ice has the same crystalline structure as on Earth but accumulated under an extreme planetary environment (mean surface temperature and pressure of 155 K and 0.008 bar, respectively).

[3] The north polar plateau (Planum Boreum) lies on the widely flat Vastitas Borealis Formation (VBF) recording geological terrains over 3 billions of years. Planum Boreum covers an area of $\sim 1,000,000$ km² from 80° of latitude onwards, and is incised by the Chasma Boreale valley over more than 300 km. It includes several geological units. The northern polar layered deposits (NPLD) are made of finely horizontal layers accumulated regularly through its history,

with various ice-dust fractions [Cutts and Lewis, 1982; Thomas *et al.*, 1992]. Because of the high albedo of the layers, they are thought to be almost pure, but the ice-dust ratio is not precisely known. Although the age of the NPLD unit is unknown, the surface has been dated by cratering records to be <5 Ma, but likely resurfacing-processes would increase this age [Herkenhoff and Plaut, 2000; Tanaka, 2005]. Between the VBF and the NPLD is located the coarse and dark basal unit (BU) – recently interpreted as the Rupes Tenuis unit with pockets of the Planum Boreum cavi unit [Tanaka *et al.*, 2008] – newly discovered and whose origin is still discussed [Malin and Edgett, 2001; Fishbaugh and Head, 2005]. The BU has exposures in the surrounding region of Olympia Planitia and across Chasma Boreale [Phillips *et al.*, 2008]. It has been shown that the BU does not extend outward beyond this latter valley, in the Gemina Lingula (GL) region [Byrne and Murray, 2002; Fishbaugh and Head, 2005]. Thus GL is the only part of the NPLD lying directly on the VBF. GL represents one-fourth of the NPLD area.

2. Data and Method

[4] The interior of the NPLD were deeply probed by The SHAlloW RADar (SHARAD) sounder on board the NASA's Mars Reconnaissance Orbiter spacecraft [Seu *et al.*, 2004; Phillips *et al.*, 2008]. SHARAD works at a frequency of 20 MHz. Its penetration depth (i.e., attenuation of the signal) depends of the dielectric properties of the sounded material; typically more than 1 km in water ice. The SHARAD radar signal detects the bottom of the NPLD as a diffused echo (Figure 1), but is attenuated before reaching deeper interfaces at the base of the BU. Basically, in radar science, if the thickness of a deposit is known, its dielectric constant (ϵ) can be inferred from the time delay between the surface echo and the bottom echo [Nouvel *et al.*, 2006; Watters *et al.*, 2007]:

$$\epsilon = \left(\frac{tc}{2h}\right)^2 \quad (1)$$

where t is the time delay, c is the speed of light in vacuum, and h is the thickness of the deposit. That is, where the thickness of the NPLD is obtained, its ϵ can be computed. The VBF has a flat topography with wide wavelengths (\sim thousands of kilometers), and is not deflected more than 100 m by Planum Boreum load [Phillips *et al.*, 2008]. We interpolated the VBF topography by a polynomial method under Planum Boreum to have an estimation of the NPLD thickness in the GL region where the ice deposit is in contact with the VBF (Figure 2). This was done by using the MOLA digital elevation model [Smith *et al.*, 2001] with 256 pixels/° and 1 m of vertical resolution. A polynomial of degree 9 was used, for which the mean deviation between the VBF and the interpolated surface damps to ~ 35 m

¹Laboratoire de Planétologie de Grenoble, UJF, CNRS, Grenoble, France.

²Southwest Research Institute, Boulder, Colorado, USA.

³Dipartimento InfoCom, Università di Roma "La Sapienza", Rome, Italy.

L03203

GRIMA ET AL.: MARS NPLD—EXTREME PURITY OF WATER ICE

L03203

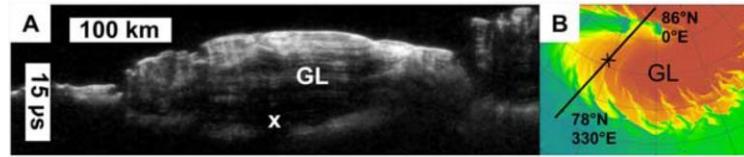


Figure 1. (a) Part of the SHARAD radargram 581302 over GL, with a time y-axis. The bright echo at the top is the surface, while the last diffuse echo is the bedrock. Internal reflections come from the NPLD layering. The cross marks an area of 30 km of spatial extent where basal reflections are absent from all orbits; either due to a bright scattering of the surface or a buried crater with a low floor. (b) Context elevation map of the radargram.

(2.5% of the average GL thickness). For Planum Boreum (i.e., NPLD + BU), we obtained a maximum thickness of 2680 m, and a volume of $1.14 \times 10^6 \text{ km}^3$ between the surface and the interpolated bedrock, similar to that inferred by *Smith et al.* [2001]. Obviously, independently from potential local anomalies, the closer one is from the center of the interpolated zone, the greater are the deviation between the true bedrock and the reconstructed one. This error is minimal since only the GL region close to the border is considered.

[5] We defined GL as the part of Planum Boreum below 84.5°N and between -50°E and 40°E . In this zone, we collected 140,000 SHARAD data points (pulses) for which the surface and the bedrock echoes are both well identified. To determine the vertical position of the diffused bedrock echo, we selected for each pulse the most powerful pixel within an area limiting the whole echo. We avoided scopuli, which are irregular troughs incised in the margin of the NPLD. It is also simple to obtain the loss tangent ($\tan \delta$) of the ice from ϵ and the attenuation of the signal between the surface echo and the one of the bedrock [e.g., *Ulaby et al.*, 1981; *Chyba et al.*, 1998]:

$$\tan \delta = \frac{\alpha/2h}{0.091\nu\sqrt{\epsilon}} \quad (2a)$$

$$\tan \delta = \frac{10 \log_{10}(P_t/P_b)}{0.091\nu t c} \quad (2b)$$

with

$$P_t = P_s \left[\left(\frac{\sqrt{\epsilon} + 1}{\sqrt{\epsilon} - 1} \right)^2 - 1 \right] \quad (2c)$$

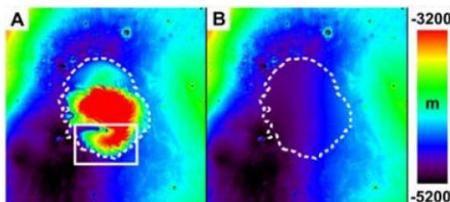


Figure 2. North polar regions of Mars. The dotted white-line demarcates the polar deposits of ice. Each map is a $2650 \times 2650 \text{ km}^2$ square centered on the North Pole. Elevations greater than -3200 m are saturated in red. (a) Digital elevation model (DEM) of the northern polar regions; the white rectangle surrounds GL. (b) Initial DEM of the VBF combined with the bedrock inferred from the interpolation.

Where P_s , P_b and P_t are the power of surface echo, the power of the bedrock echo, and the transmitted power into the deposit, respectively, α is the signal loss into the deposit, and ν is the frequency of SHARAD in MHz.

3. Results

[6] The distribution of both ϵ and $\tan \delta$ is approximately Gaussian, though some local heterogeneities contribute to slightly enlarge the flank of the curves (Figure 3). The results give as the most likely values 3.10 for ϵ and <0.0026 for $\tan \delta$ of the bulk ice of GL, with a sigma error of 0.12 and 0.0005, respectively (i.e., a 68% confidence interval). One should keep in mind that the value for $\tan \delta$ is an upper limit as it also includes the contribution of signal losses at each interface reflections. The real loss tangent due exclusively to ice absorption should be strictly lower.

[7] ϵ is mainly sensitive to the temperature and the volume fraction of impurities in the ice, increasing with both. ϵ also

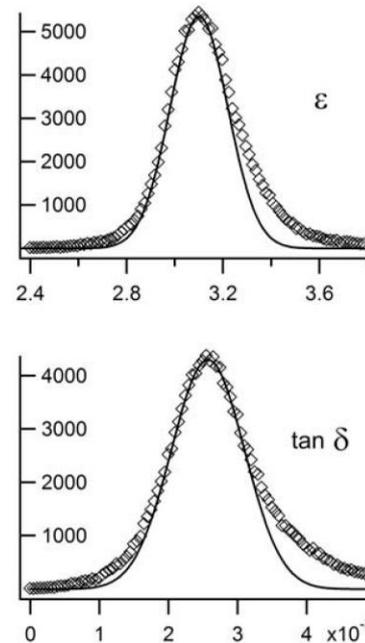


Figure 3. Distribution of the calculated values for (top) ϵ and (bottom) $\tan \delta$ of the NPLD. Diamonds are the data integrated over intervals of 0.014 and 0.00005 in width for ϵ and $\tan \delta$, respectively. The y-axis is the total count for each interval. The black line is the Gaussian fitting. The right flank of ϵ data is larger than the fit due to the contribution of high values before -10°E .

L03203

GRIMA ET AL.: MARS NPLD—EXTREME PURITY OF WATER ICE

L03203

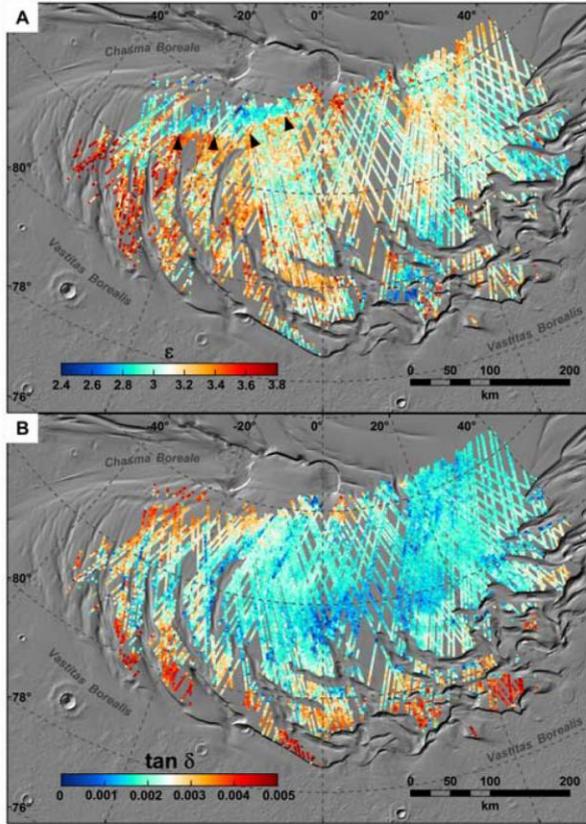


Figure 4. Maps of (a) ε and (b) $\tan \delta$ of the NPLD over the GL region. Due to the method employed, each point represents the average value for a column of ice down to the base of the NPLD. Black arrows on the top map indicate the ε -drop interpreted as the extent limit of the Rupes Tenuis unit (see text for details).

decreases with the density. However, the influence of the density can be neglected. Indeed, the porosity of the ice declines to zero ~ 300 m below the surface [Arthern *et al.*, 2000], while the average thickness is 1450 m. The temperature of a column of ice in GL should be in the range of 160 to 220 K, respectively, the mean surface temperature and the expected bedrock temperature [Larsen and Dahl-Jensen, 2000]. In the literature, the values of ε for pure water ice under Martian conditions are sparse. To summarize, at radar frequencies similar to that of SHARAD, the ε for pure water ice is in the range of 3.10 to 3.20 for temperatures above 200 K to 273 K [e.g., Gough, 1972; Johari, 1976; Petrenko and Whitworth, 1999], while it falls down to 3.0 below [Gough, 1972; Heggy *et al.*, 2007]. Thus the difference between our inferred value of 3.10 and the true one for pure water ice appears to be no more than 0.10. In this range of ε (3.0 to 3.2), the impurity rate corresponding to a 10% variation of ε can be computed by applying the Maxwell-Garnett formula [Sihvola, 1999]:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_e + 3f\varepsilon_e \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_e}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_e - f(\varepsilon_i - \varepsilon_e)} \quad (3)$$

where ε_{eff} , ε_e and ε_i are the dielectric constant of the mixture, the environment, and that of the inclusions, respectively. f is the impurities fraction of the total volume. Admitting the inclusions are basaltic materials with an ε_i in the range of 6 to 8, we found the impurity rate could not exceed 5% in the worst case. This analytic result should be compared with experimental approaches in the future. Ongoing experiences leading by Heggy *et al.* [2007], show that $\varepsilon = 3.10$ could imply an impurity rate up to 10% at Martian conditions.

[8] $\tan \delta$ is chiefly sensitive to the impurities fraction, increasing with it. But a significant work aiming to determine precisely $\tan \delta$ of ice at Martian conditions has yet to be published. However, values between <0.0010 and 0.0050 are commonly used for pure water ice [e.g., Plaut *et al.*, 2007; Watters *et al.*, 2007]. Our value of <0.0026 is in the lower part of this range and confirms the ice should be extremely pure. The layering of the NPLD is continuous and horizontally homogeneous all over its area [Milkovich and Head, 2005; Phillips *et al.*, 2008]. Therefore, the global dielectric properties found for GL could be easily generalized to the entire NPLD.

[9] The spatial distribution of ε cannot be simply interpreted in terms of properties of the ice (Figure 4a). Indeed, there is also a contribution of the unknown slight difference between the true thickness of the NPLD and that inferred from our interpolated bedrock. However, there is a region in north-west of Gemina Lingula where ε drops suddenly, on a distance less than 10 km, from an average value of ~ 3.30 to ~ 2.95 (red to blue on the map). In this area the mean thickness of the ice is 1300 m. A loss of density is hard to suggest for the reasons explained before, while a sudden elevation of the average temperature of the ice is physically difficult to explain. The other possibility is a rising of the true base of the NPLD above our interpolated bedrock. The corresponding average uplift would be ~ 250 m. From stratigraphic studies Tanaka *et al.* [2008] suggested that the Rupes Tenuis unit (main element of the BU) - which is partly exposed in Chasma Boreale over Hyperborea Lingula - could continue below the north-west part of GL. Our observation strongly supports this hypothesis of an extent of the Rupes Tenuis unit as far as 80 km under GL.

[10] Although we cannot describe quantitatively a value of $\tan \delta$, we can conclude on its relative spatial fluctuations in terms of impurities variations, since it is weakly linked to the inferred thickness of the ice. Its mapping (Figure 4b) clearly shows that $\tan \delta$ is constantly higher at margins than at the center of GL. Due to the stronger dependence of $\tan \delta$ with the impurities rate, we conclude the concentration of impurities in the ice is steadily higher at margins.

[11] It has been proposed that basal ice of both polar layered deposits could melt under ice thicknesses more than 4 to 6 km, or at lower depth in a case of geothermal anomalies [Clifford, 1987]. There is a high contrast between the dielectric constant of water ice and liquid water (20 to 30 times more for the latter). If basal melting is occurring in GL (1800 m of maximum thickness), its signature should be clear on the $\tan \delta$ map since it has been calculated from the power ratio between the surface and the bedrock echo. There is no such signature; we conclude there is no geothermal anomaly leading to basal melting in the GL region at present.

L03203

GRIMA ET AL.: MARS NPLD—EXTREME PURITY OF WATER ICE

L03203

[12] **Acknowledgments.** The Shallow Radar (SHARAD) was provided by the Italian Space Agency, and its operations are led by the InfoCom Department, University of Rome “La Sapienza”. Thales Alenia Space Italia is the prime contractor for SHARAD and is in charge of in-flight instrument and of the SHARAD Operations Center. The Mars Reconnaissance Orbiter mission is managed by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, for the NASA Science Mission Directorate, Washington, DC. Lockheed Martin Space Systems, Denver, is the prime contractor of the orbiter. The authors are grateful to the European space agency (ESA) and the French space agency (CNES) for supporting this work. We thank Jérémie Lassus for his careful review.

References

- Arthem, R. J., D. P. Winebrenner, and E. D. Waddington (2000), Densification of water ice deposits on the residual north polar cap of Mars, *Icarus*, **144**, 367–381.
- Byrne, S., and B. C. Murray (2002), North polar stratigraphy and the paleo-erg of Mars, *J. Geophys. Res.*, **107**(E6), 5044, doi:10.1029/2001JE001615.
- Chyba, C. F., S. J. Ostro, and B. C. Edwards (1998), Radar detectability of a subsurface ocean on Europa, *Icarus*, **134**, 292–302.
- Clifford, S. M. (1987), Polar basal melting on Mars, *J. Geophys. Res.*, **92**, 9135–9152.
- Clifford, S. M., et al. (2002), The state and future of Mars polar exploration, *Icarus*, **144**, 210–242.
- Cutts, J. A., and B. H. Lewis (1982), Models of climatic cycles recorded in Martian polar layered deposits, *Icarus*, **50**, 216–244.
- Durham, W. B., S. H. Kirby, and L. A. Stern (1992), Effects of dispersed particulates on the rheology of water ice at planetary conditions, *J. Geophys. Res.*, **97**, 20,883–20,897.
- Fishbaugh, K. E., and J. W. Head (2005), Origin and characteristics of the Mars north polar basal unit and implications for polar geologic history, *Icarus*, **174**, 444–474.
- Fishbaugh, K. E., et al. (2008), Introduction to the 4th Mars polar science conference special issue: Five top questions in Mars polar science, *Icarus*, **196**, 305–317.
- Gough, S. R. (1972), A low temperature dielectric cell and the permittivity of hexagonal ice to 2 K, *Can. J. Chem.*, **50**, 3046–3051.
- Heggy, E., et al. (2007), Geoelectrical model of the Martian north polar layered deposits, *Lunar Planet. Sci.*, **XXXIX**, Abstract 2471.
- Herkenhoff, K. E., and J. J. Plaut (2000), Surface ages and resurfacing rates of the polar layered deposits on Mars, *Icarus*, **144**, 243–253.
- Johari, G. P. (1976), The dielectric properties of H₂O and D₂O ice Ih at MHz frequencies, *J. Chem. Phys.*, **64**, 3998–4004.
- Larsen, J., and D. Dahl-Jensen (2000), Interior temperatures of the northern polar cap of Mars, *Icarus*, **144**, 456–462.
- Malin, M. C., and K. S. Edgett (2001), Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera: Interplanetary cruise through primary mission, *J. Geophys. Res.*, **106**, 23,429–23,570.
- Milkovich, S. M., and J. W. Head (2005), North polar cap of Mars: Polar layered deposit characterization and identification of a fundamental climate signal, *J. Geophys. Res.*, **110**, E01005, doi:10.1029/2004JE002349.
- Nouvel, J.-F., J.-E. Martelat, A. Hérique, and W. Kofman (2006), Top layers characterization of the Martian surface: Permittivity estimation based on geomorphology analysis, *Planet. Space Sci.*, **54**, 337–344.
- Petrenko, V. F., and R. W. Whitworth (Eds.) (1999), *Physics of Ice*, Oxford Univ. Press, New York.
- Phillips, R. J., et al. (2008), Mars north polar deposits: Stratigraphy, age, and geodynamical response, *Science*, **320**, 1182–1185.
- Plaut, J. J., et al. (2007), Subsurface radar sounding of the south polar layered deposits of Mars, *Science*, **316**, 92–96.
- Seu, R., et al. (2004), SHARAD: The MRO 2005 shallow radar, *Planet. Space Sci.*, **52**, 157–166.
- Sihvola, A. (Ed.) (1999), *Electromagnetic Mixing Formulas and Applications*, Inst. of Electr. Eng., London.
- Smith, D. E., et al. (2001), Mars Orbiter Laser Altimeter: Experiment summary after the first year of global mapping of Mars, *J. Geophys. Res.*, **106**, 23,689–23,722.
- Tanaka, K. L. (2005), Geology and insolation-driven climatic history of Amazonian north polar materials on Mars, *Nature*, **437**, 991–994.
- Tanaka, K. L., et al. (2008), North polar region of Mars: Advances in stratigraphy, structure, and erosional modification, *Icarus*, **196**, 318–358.
- Thomas, P. C., S. W. Squyres, K. E. Herkenhoff, A. D. Howard, and B. C. Murray (1992), Polar deposits of Mars, in *Mars*, edited by H. H. Kieffer et al., pp. 767–795, Univ. of Arizona Press, Tucson.
- Ulaby, F. T., R. K. Moore, and A. K. Fung (Eds.) (1981), *Microwave Remote Sensing*, vol. 1, Artech House, Norwood, Mass.
- Watters, T. R., et al. (2007), Radar sounding of the Medusae Fossae formation Mars: Equatorial ice or dry, low-density deposits?, *Science*, **318**, 1125–1128.
- D. Biccari, M. Cutigni, and R. Seu, Dipartimento InfoCom, Università di Roma “La Sapienza”, I-00184 Rome, Italy.
- C. Grima, A. Hérique, W. Kofman, and J. Mouginot, Laboratoire de Planétologie de Grenoble, UJF, CNRS, F-38041 Grenoble CEDEX, France. (cyril.grima@obs.ujf-grenoble.fr)
- R. J. Phillips, Southwest Research Institute, Boulder, CO 80302, USA.

