

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR, GÉOSCIENCES,
ARCHITECTURE (SPIGA)

Année 2014

Structure et dynamique des couches de glace de Titan et d'Encelade

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Sciences de la Terre et de l'Univers
Spécialité : Planétologie

*Présentée
et soutenue publiquement par*

Axel LEFEVRE

Le 26 novembre 2014, devant le jury ci-dessous

Président	Olivier BOURGEOIS, Professeur, LPG-Nantes, Nantes
Rapporteurs	Luce FLEITOUT, Directrice de recherche, École normale supérieure, Paris Frédéric DESCHAMPS, Directeur de recherche, Institute of Earth Sciences Academia Sinica, Taipei
Examineurs	Alice LE GALL, Maître de Conférences, LATMOS-UVSQ Frédéric CHAMBAT, Maître de Conférences, LGL, Lyon

*Directeur de thèse : Gaël CHOBLET, Chargé de recherche, LPG-Nantes, Nantes
Co-encadrants : Gabriel TOBIE, Chargé de recherche, LPG-Nantes, Nantes
Stéphane LE MOUÉLIC, Ingénieur de recherche, LPG-Nantes, Nantes*

Remerciements

Ce manuscrit est le fruit de trois années de thèse très enrichissantes tant sur le plan personnel que professionnel. Un grand merci à toutes les personnes avec lesquelles j'ai pu interagir au cours de cette période.

Je tiens à remercier tout particulièrement mes encadrants, Gabriel Tobie, Gaël Choblet et Stéphane Le Mouélic grâce à qui ces trois années de thèse ont pu se dérouler en toute sérénité et sans que ce travail n'aurait pas vu le jour. Un grand merci pour votre patience et votre compréhension ainsi que pour tous vos encouragements. Votre enthousiasme communicatif a rendu cette expérience très agréable. J'ai beaucoup appris avec vous et je vous en remercie.

Cette thèse n'aurait pas été la même sans toutes les collaborations qui ont pu être menées. Merci donc à Ondřej Čadek, Giuseppe Mitri, Hagay Amit, Rose-Marie Baland, et Caroline Dumoulin. Je tiens également à remercier Christophe Sotin pour son accueil à Pasadena. Merci à Sébastien Rodriguez et Caroline Dumoulin membres du comité de suivi de thèse pour avoir suivi ce travail au cours de ces trois années.

Je remercie les membres du jury, Luce Fleitout et Frédéric Deschamps pour avoir lu ce manuscrit et merci à ces derniers ainsi qu'à Alice Le Gall et Frédéric Chambat pour avoir fait le déplacement ce 26 novembre jusqu'à Nantes et pour les critiques apportées à ces travaux. Merci à Olivier Bourgeois pour avoir présider ce jury.

Je remercie également l'ensemble des membres permanents et non-permanents du laboratoire pour leur bonne humeur qui a contribué à la création d'un environnement de travail agréable. Une mention particulière à mes "camarades de promo", Thibault, Marine et Joanna avec qui j'ai évolué ces trois dernières années et pour ces moments passés entre "la boul", "knock out" et "rampage" et les pauses de 16h. Je remercie par ailleurs les

nombreux doctorants, ils se reconnaîtront, ayant animé ces pauses. Cette thèse n'aurait pas non plus été la même sans mes nombreux co-bureaux, Thomas, Mélanie, Katia, Elsa et Ming qui ont réussi à me supporter du matin jusqu'au soir, quitte à esquiver quelques fléchettes... Une mention particulière également à Olivier, Nadia et Clémence membres du bureau 57, ainsi qu'à Marylou qui ont toujours répondu présents lors de mes allées et venues quotidiennes.

Enfin, je tiens à remercier ma famille et mes amis pour leur soutien, leurs encouragements et leur compréhension.

Table des matières

Introduction	7
1 Titan : des missions spatiales à la modélisation de sa structure interne	11
1.1 Exploration de Titan	12
1.1.1 État des connaissances avant <i>Cassini-Huygens</i>	12
1.1.2 La mission <i>Cassini-Huygens</i>	14
1.1.2.1 Objectifs scientifiques pour Titan	15
1.1.2.2 Instruments scientifiques et acquisition des données	16
1.1.2.3 Principaux résultats de la mission	19
1.1.3 Cartographie de la surface et structures morphologiques	20
1.1.3.1 Cartographie globale de Titan à partir des données VIMS et RADAR	24
1.1.4 Gravité et forme de Titan	27
1.1.4.1 Le champ de gravité	27
1.1.4.2 La forme de Titan	30
1.2 Modéliser la structure interne	36
1.2.1 L'eau dans les satellites de glace	37
1.2.2 Structure interne de Titan : comparaison avec les satellites galiléens	40
1.2.3 Modélisation de la structure 1D	42
1.3 Rhéologie et évolution thermique de la glace	45
1.3.1 Modèles viscoélastiques pour les satellites de glace	46
1.3.2 Viscosité de la glace dans les conditions des satellites	48

1.3.3	État thermique et structure visqueuse de la couche de glace	49
1.4	Évolution de Titan : apports des données de gravité et de topographie	51
	Conclusion	54
2	Structure et dynamique de la couche de glace externe de Titan contrainte par les données Cassini	55
2.1	Lien entre potentiel gravitationnel et structure interne	56
2.1.1	Expression du potentiel gravitationnel avec la profondeur	57
2.2	ARTICLE : Structure and dynamics of Titan's outer icy shell constrained from Cassini data	60
2.2.1	Introduction	61
2.2.2	Modeling the interior structure consistent with gravity and topography data.	65
2.2.2.1	Average radial structure	65
2.2.2.2	Lateral perturbations of the average model	69
2.2.2.3	Results	72
2.2.3	Stability of deflected interfaces	77
2.2.3.1	Mechanical relaxation of the interfaces	77
2.2.3.2	Results	79
2.2.4	Conclusion and discussions	85
2.2.5	Appendix	89
3	Évolution de la couche de glace externe de Titan	93
3.1	Origine de la topographie de Titan et conséquences pour l'évolution de la couche de glace	94
3.1.1	Chauffage de marée	96
3.1.2	Dynamique de l'océan	97
3.1.3	Composition et structure thermique de la couche de glace	100
3.1.4	Erosion de la surface	101
3.2	Mise en place de la topographie de surface par réponse viscoélastique de la couche de glace	103

TABLE DES MATIÈRES

3.2.1	Modélisation de la réponse viscoélastique d'une coquille sphérique soumise à des charges superficielles	103
3.2.1.1	Représentation spectrale du problème de Stokes	106
3.2.2	Réponse viscoélastique de la couche de glace à une charge unitaire et à un taux de cristallisation fixe	108
3.2.2.1	Cas avec une charge unitaire	111
3.2.2.2	Cas avec un taux de cristallisation fixe	113
3.2.2.2.1	Influence de la viscosité	114
3.3	Cristallisation de l'océan de Titan contraint par la topographie	118
3.3.1	Influence de l'épaisseur sur la réponse viscoélastique	118
3.3.2	Amplitude des taux de cristallisation	121
3.3.3	Comparaison avec les variations d'épaisseur modélisées pour expliquer les données observées.	124
3.4	Champ de contrainte à la surface de Titan associé au développement de la topographie	127
	Conclusion	132
4	Applications et perspectives pour Encelade	133
4.1	Caractéristiques d'Encelade	134
4.2	Structure interne d'Encelade	137
4.3	Utilisation de la forme et du champ de gravité pour contraindre la structure interne d'Encelade.	141
4.3.1	Cas d'une interface silicates/glace	141
4.3.2	Cas d'une interface océan/glace	143
4.3.3	Perspectives pour le cas d'un océan local	144
	Conclusion	145
	Conclusion générale	147

Annexes	149
A Traitement des données RADAR de la sonde Cassini et implémentation sous SIG	151
A.1 Les données Cassini/RADAR en mode SAR	153
A.1.1 Description	153
A.1.2 Traitements	154
A.1.2.1 Conversion des données du PDS au format ISIS: t rad2isis	155
A.1.2.2 Création du fichier de projection géométrique: t lev2tolev2	155
A.1.2.3 Application de la transformation géométrique: t geom .	156
A.1.2.4 Conversion au format image: t dform	156
A.2 Les données altimétriques et SAR Topo	157
A.3 Intégration des données RADAR dans SIG avec ArcGIS	159
A.3.1 Les données SAR	159
A.3.2 Les données altimétriques et SAR Topo	160
A.3.2.1 Les données SAR Topo	160
A.3.2.2 Les données altimétriques	161
B Harmonic functions	167

Introduction

Arrivée en 2004, la mission *Cassini-Huygens* a apporté des informations précieuses sur le système de Saturne, en particulier sur deux satellites de glace, Titan et Encelade. Ces derniers sont avec Europe et Io, parmi les plus actifs dans le Système solaire. Les données recueillies sur Titan confirment l'existence d'une chimie organique complexe dans l'atmosphère (Waite *et al.*, 2007; Lavvas *et al.*, 2008) et des interactions avec la surface et l'intérieur (Tomasko *et al.*, 2005; Niemann *et al.*, 2010). Dans le cas d'Encelade, l'observation de spectaculaires jets de particules de glace et de vapeur d'eau témoigne d'une dynamique géologique actuelle intense (Porco *et al.*, 2006; Waite *et al.*, 2006) probablement liée à un réservoir d'eau liquide salée (Postberg *et al.*, 2011; Iess *et al.*, 2014).

Dans le cas de Titan, dont les modèles d'évolution thermique prédisent la présence d'un océan interne à l'heure actuelle, divers indices géophysiques (champ électrique, champ de gravité, obliquité, forme) sont actuellement disponibles pour attester de la présence de cet océan sous plusieurs dizaines de kilomètres de glace (Nimmo et Bills, 2010; Béghin *et al.*, 2012; Iess *et al.*, 2012; Baland *et al.*, 2014). La présence de cet océan pose plusieurs questions : existe-il des échanges entre la surface, et cet intérieur riche en eau liquide ? Quelles sont les implications de la cristallisation de cet océan sur la dynamique de la couche de glace externe ?

Parmi les données recueillies lors de la mission, la mesure du champ de gravité et de la forme aux grandes longueurs d'onde de Titan permettent d'apporter des contraintes importantes afin de répondre à ces questions. Bien qu'il n'existe pas d'observations directes

en surface d'une interaction avec l'intérieur, l'observation de variations topographiques à grande échelle est compatible avec la présence d'un océan (Nimmo et Bills, 2010). Le champ de gravité étant directement relié à la répartition des masses à l'intérieur du satellite, l'étude de celui-ci et de la forme peuvent nous permettre d'apporter des contraintes sur la structure de la couche de glace et sur sa stabilité mécanique et de déterminer si elle est actuellement conductive ou convective. L'objectif principal de cette thèse est d'utiliser ces données afin de contraindre la structure interne et la dynamique de la couche de glace de Titan. Les modèles développés sont par la suite appliqués au cas d'Encelade.

Le premier chapitre de ce manuscrit est dédié à la présentation des différentes données recueillies par la sonde *Cassini* pour Titan et à la façon dont elles peuvent être utilisées afin de contraindre la structure interne de ce satellite. Nous y présentons donc dans une première partie les structures morphologiques observables en surface ainsi que le champ de gravité et la forme de Titan. À partir de ces données, des modèles de structure interne peuvent être produits, ceux-ci sont présentés dans une seconde partie dédiée aux connaissances actuelles sur la structure interne de Titan et à la modélisation de son profil de densité. L'objectif de cette thèse étant l'étude de la structure et de la dynamique des couches de glace d' H_2O , une troisième partie est consacrée à la présentation des propriétés rhéologiques et thermiques de ce composé. Enfin, dans une quatrième partie, nous étudions l'apport des données de gravité et de topographie sur l'évolution de Titan. Celles-ci impliquent la nécessité d'une compensation du signal de gravité associé à la topographie de surface et la présence d'anomalies de masse additionnelles.

Afin d'expliquer les données de gravité et de topographie sur Titan, une compensation du signal de gravité est nécessaire, soit par des variations de l'épaisseur de la couche de glace soit par des variations latérales de densité dans une croûte superficielle ou encore par des anomalies de masse profondes. Afin de tester ces différentes hypothèses, nous développons dans le deuxième chapitre des modèles prenant en compte les déflexions des différentes interfaces internes compatibles avec les données de gravité et de topographie et nous testons la stabilité mécanique des interfaces pour différentes structures thermiques.

Dans le troisième chapitre, nous nous intéressons tout particulièrement à l'hypothèse de variations d'épaisseur de la couche externe de glace de Titan. Celles-ci peuvent avoir pour origine des variations latérales du flux de chaleur à travers l'interface entre l'océan et la glace qui ont pour conséquence des variations de cristallisation de l'océan. Nous nous intéresserons donc tout d'abord aux différents processus pouvant être à l'origine de ces variations de flux. Afin de quantifier les taux de cristallisation nécessaires à la formation de variations d'épaisseur de la couche de glace et, par extension, nécessaires à la formation de la topographie, nous modélisons par la suite la mise en place de la topographie de surface par réponse viscoélastique de la couche de glace. À partir du modèle développé, nous étudions les implications de la structure thermique de la couche de glace sur la cristallisation de l'océan. Enfin, à partir des amplitudes de cristallisation obtenues, nous déterminons le champ de contrainte associé à l'évolution de l'épaisseur de la couche de glace et discutons des relations possibles avec les structures morphologiques observées en surface.

Pour finir, un quatrième chapitre est dédié à l'étude de la structure interne d'Encelade. Nous présentons dans un premier temps ses caractéristiques puis nous envisageons dans quelles mesures les modèles développés pour Titan peuvent être appliqués pour ce satellite. Comparé à Titan, plusieurs problèmes sont posés par le cas particulier d'Encelade, nous proposons donc dans ce chapitre des solutions pour y remédier.

Chapitre 1

Titan : des missions spatiales à la modélisation de sa structure interne

Grâce à l'évolution des techniques d'observations depuis le sol et grâce aux récentes missions spatiales telles *Galileo* (NASA) et *Cassini-Huygens* (NASA/ESA), nous disposons désormais de nombreuses données sur les satellites de glace. Ces derniers orbitant autour des planètes géantes dans le système externe se sont révélés être des objets particulièrement intéressants à étudier de par leur activité géologique récente et les témoignages de processus d'échanges entre leur surface et leur intérieur. Les indices quant à la présence d'eau liquide à l'intérieur de ces corps sont nombreux et en font des objets d'intérêt. Mieux connaître l'évolution et la dynamique de ces satellites nous permet notamment de mieux comprendre celle du système solaire et par conséquent celle de la Terre.

Dans cette thèse nous nous intéressons tout particulièrement à Titan le plus gros satellite de Saturne et à son intérieur. Ce premier chapitre présente les données et les méthodes permettant de mieux contraindre la structure interne des satellites de glace, et en particulier de Titan. Une première partie est dédiée à l'état des connaissances avant l'arrivée de *Cassini-Huygens* autour de Saturne en 2004. Par la suite, nous présentons la mission et les données qu'elle nous apporte pour Titan. Enfin, nous présentons la façon dont ces données peuvent être utilisées afin d'apporter des contraintes sur sa structure interne.

1.1 Exploration de Titan

1.1.1 État des connaissances avant *Cassini-Huygens*

C'est aux XVII^e et XVIII^e siècles que furent découverts les principaux satellites de Saturne. Un premier satellite nommé *Luna Saturni* est découvert par Christian Huygens en 1655 (Huygens, 1656). Il sera renommé ensuite Titan par John Herschel en 1847. Quatre autres satellites de Saturne, Japet, Rhéa, Téthys et Dioné seront découverts par Jean-Dominique Cassini en 1686. William Herschel découvrira également en 1789 un petit satellite brillant, nommé Encelade. Nous verrons dans cette thèse pourquoi Titan et Encelade présentent un intérêt particulier.

En 1908, un astronome Catalan, Comas Solà observant Titan à l'aide d'un télescope, interprète un assombrissement du limbe comme étant le signe de la présence d'une atmosphère (Comas Solá, 1908). Celle-ci sera confirmée en 1943 par Gerard Kuiper qui effectuera les premières observations spectroscopiques depuis la Terre et qui détectera la présence de méthane, CH₄ (Kuiper, 1944). Dès lors Titan présente un intérêt tout particulier car il est le seul corps avec Vénus et la Terre à posséder une atmosphère massive. Avant l'arrivée des premières sondes spatiales, on connaît peu de choses sur ce satellite. Cependant, les observations permettent déjà d'émettre certaines hypothèses. Lewis (1971) propose la présence de diazote, N₂ produit par photolyse d'ammoniac. La viabilité de ce processus est démontrée par Atreya *et al.* (1978). L'observation d'une polarisation par Veverka (1973) montre que la couleur orange peut provenir d'un brouillard d'aérosols. Enfin en 1979, Jaffe *et al.* (1979) utilisent le télescope VLA (*Very Large Array*) et estiment une température de surface de 87 ± 9 K.

Les premières sondes à observer Titan seront *Pioneer 11* en 1979, puis *Voyager I* en 1980 et *Voyager II* en 1981. Celles-ci confirment la présence d'une épaisse atmosphère composée de brumes opaques (Smith *et al.*, 1981, 1982) (Fig. 1.1). Bien que la présence d'une épaisse couche d'aérosols rende impossible l'observation de la surface par les son-

CHAPITRE 1. TITAN : DES MISSIONS SPATIALES À LA MODÉLISATION DE SA STRUCTURE INTERNE

des *Voyager*, celles-ci permirent de déterminer en partie la structure thermique et la composition de l'atmosphère (Hanel *et al.*, 1981; Kunde *et al.*, 1981; Maguire *et al.*, 1981; Tyler *et al.*, 1981) ainsi que ses propriétés optiques (Rages et Pollack, 1980; Tomasko, 1980; Tomasko et Smith, 1982). Elles confirment que l'atmosphère est composée principalement de diazote avec quelques pourcents de méthane et elles détectent également la présence de composés tels que HCN, produits issus de réactions photochimiques. Ces observations permettront également d'estimer le rayon (Smith, 1980) et la masse (Anderson *et al.*, 1980) de Titan.

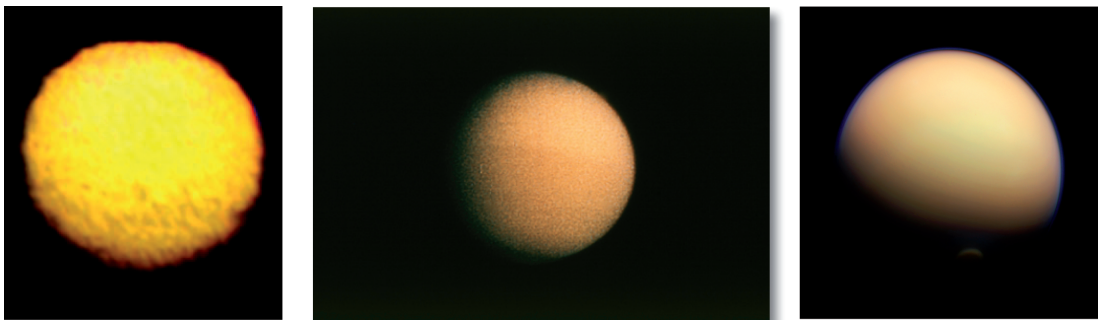


Figure 1.1 – Observations de Titan. De gauche à droite: par *Pioneer 11*, par *Voyager 1* et par *Cassini-Huygens*. Crédits images: NASA.

Afin d'expliquer la présence de méthane dans l'atmosphère qui doit disparaître rapidement s'il n'est pas renouvelé, il fut initialement proposé par Sagan et Dermott (1982) que Titan soit recouvert d'un océan global de méthane liquide. La présence d'océans d'éthane, résultat de la photolyse du méthane, est également proposée par Lunine *et al.* (1983) et Flasar (1983). Quelques années plus tard, des indices sur la surface purent cependant être obtenus depuis la Terre mettant en évidence des hétérogénéités et invalidant donc l'hypothèse d'un océan global en surface. Parmi ces observations se trouvent des mesures de réflectivité radar effectuées grâce au VLA par Muhleman *et al.* (1990) ainsi que des observations infra-rouges avec le *Hubble Space Telescope* (Smith *et al.*, 1996; Meier *et al.*, 2000). La question de la présence de réservoirs liquides en surface resta longtemps en suspens. L'observation par le radiotélescope d'Arecibo de réflexions spéculaires ainsi que des mesures compatibles avec la présence de surfaces planes furent cependant in-

interprétées comme des indications de la présence d'une surface liquide (Campbell *et al.*, 2003). La présence de réservoirs locaux tels que des lacs ou bien un approvisionnement par cryovolcanisme furent alors les hypothèses les plus probables.

1.1.2 La mission *Cassini-Huygens*

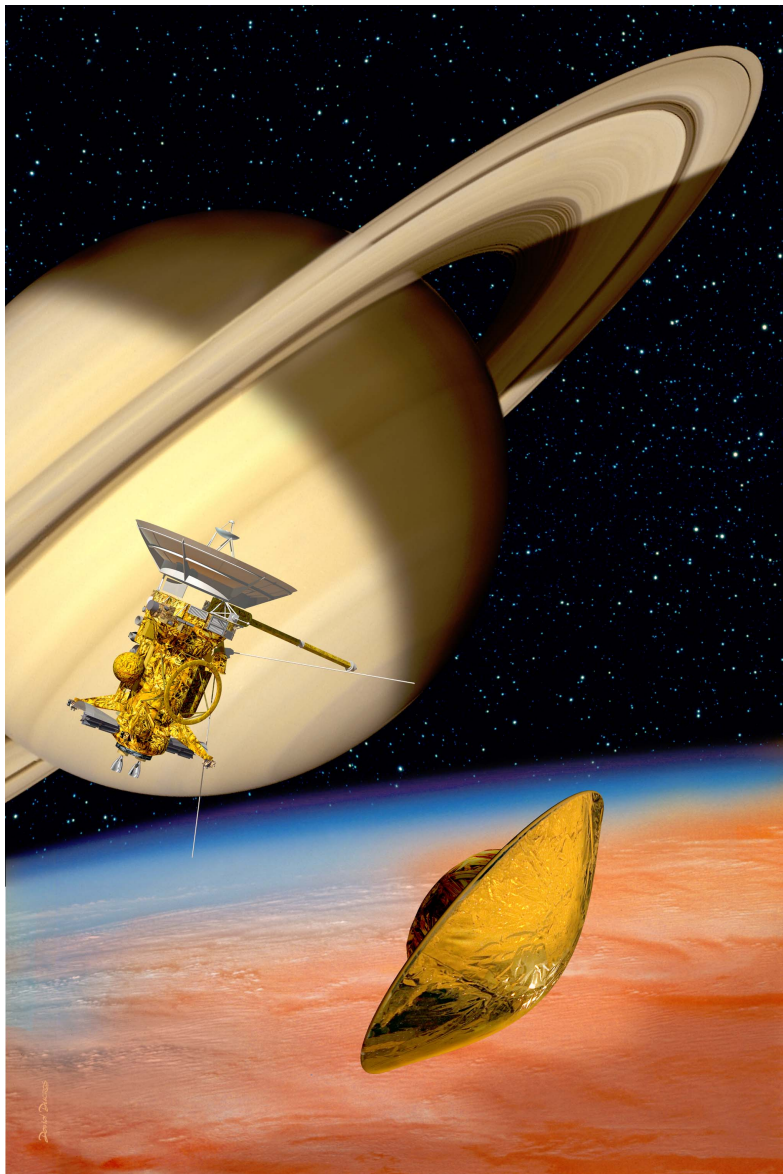


Figure 1.2 – Vue d'artiste de la sonde *Cassini* et du module *Huygens* avec en arrière plan Titan et Saturne. Crédits image : ESA

La mission trouve son origine lors d'un workshop en 1982 où se forma un groupe dont le but fut d'étudier la possibilité d'une coopération pour l'exploration spatiale entre l'Europe et les États-Unis (Matson *et al.*, 2002). Cette collaboration entre la NASA (National Aeronautics and Space Administration) et l'ESA (European Space Agency) donna naissance à la mission *Cassini-Huygens*. Composée d'un orbiteur (*Cassini*) et d'un module d'atterrissage (*Huygens*) la mission fut lancée en 1997 pour une arrivée autour de Saturne en 2004. Huygens se posa sur Titan en janvier 2005.

La mission *Cassini-Huygens* a pour but d'étudier le système de Saturne avec un intérêt particulier pour Titan découlant des découvertes précédentes réalisées lors des survols par les sondes *Voyager*. Les données utilisées dans cette thèse proviennent en majorité de cette mission. Dans cette partie nous présentons les objectifs scientifiques de *Cassini-Huygens* pour Titan, ainsi que les instruments et les données recueillies par cette mission et qui sont utilisées dans ce travail.

1.1.2.1 Objectifs scientifiques pour Titan

Titan est l'objet d'étude principal de la mission *Cassini-Huygens*. Seul corps avec Vénus et la Terre à posséder une atmosphère épaisse où ont été détectés des composés organiques, il est à lui seul une raison suffisante pour envoyer une mission dans le système de Saturne. Durant la première période de sa mission, 45 survols furent effectués, puis 26 survols supplémentaires lors de la première extension (*Equinox Mission*). Au 1^{er} janvier 2015, 107 survols devraient avoir été effectués sur un total prévu de 125 avant la fin de la mission en 2017. Une année sur Titan correspondant à 29.5 années terrestres, la sonde *Cassini* devrait permettre d'étudier une demi-année titaniennne du solstice d'hiver 2004 au solstice d'été 2017. Les objectifs scientifiques pour Titan tels que définis pour la mission sont les suivants (Matson *et al.*, 2002) :

- Déterminer l'abondance des constituants de l'atmosphère, incluant l'abondance des gaz nobles; établir les rapports d'isotopes pour les éléments abondants; et contraindre les scénarios de formation de Titan et de son atmosphère.

- Observer la distribution verticale et horizontale des gaz en traces; rechercher les molécules organiques complexes; étudier les sources d'énergies pour la chimie atmosphérique; modéliser la photochimie de la stratosphère; et étudier la formation et la composition des aérosols.
- Mesurer les vents et les températures; étudier la physique des nuages, la circulation atmosphérique et les saisons; rechercher des éclairs.
- Déterminer l'état physique, la topographie et la composition de la surface; et déterminer la structure interne du satellite.
- Etudier la haute atmosphère, sa ionisation et son lien avec la magnétosphère de Saturne.

1.1.2.2 Instruments scientifiques et acquisition des données

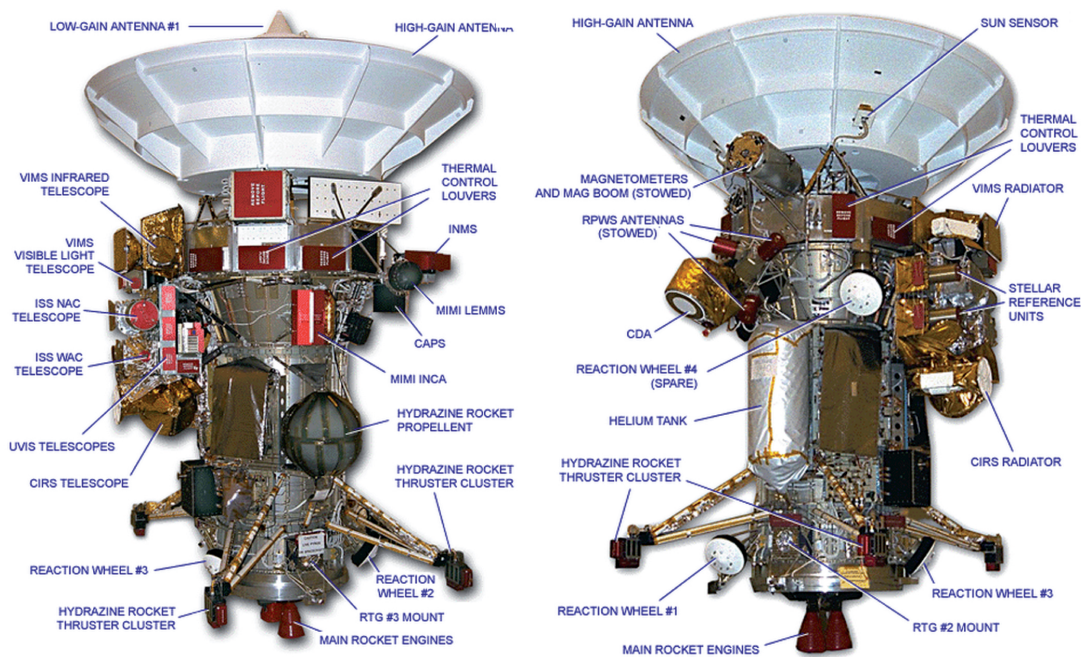


Figure 1.3 – La sonde Cassini et ses instruments. Crédits : NASA/JPL

Afin de remplir les objectifs présentés précédemment, la sonde possède 12 instruments scientifiques. Ils sont regroupés en trois groupes : les instruments optiques, les instruments à micro-ondes, et les instruments permettant l'étude des champs, particules et ondes. Nous présentons ici les instruments dont les données sont utilisées dans cette thèse : les instruments **VIMS**, **RADAR**, et **RSS**.

L'instrument optique **VIMS** (*Visual and Infrared Mapping Spectrometer*) est un spectromètre imageur opérant entre 0.3 et 5.1 μm (Brown *et al.*, 2004). Il est équipé de deux détecteurs, l'un opérant dans le visible l'autre dans l'infrarouge et il acquiert des images dans 352 longueurs d'ondes différentes. Il a pour objectif de contraindre la distribution des gaz et aérosols dans l'atmosphère ainsi que de cartographier la surface et analyser sa composition. Les canaux infra-rouges sont particulièrement utiles pour la cartographie. En effet, ils permettent malgré la présence des aérosols, d'observer la surface de Titan à travers différentes fenêtres atmosphériques : à 0.93, 1.08, 1.27, 2.01, 2.7 et 5 μm . Globale à basse résolution, la cartographie à haute résolution couvre de 5 à 10 %.

Le **RADAR** (*RA*dio *D*etection *A*nd *R*anging). Permettant d'étudier la surface des satellites, il fonctionne dans la bande Ku (2.17 cm, 13,78 GHz) et possède quatre modes d'acquisition de données: altimètre, Synthetic Aperture Radar (SAR), radiomètre et diffusimètre (Elachi *et al.*, 2004). L'objectif principal du radar est la cartographie de la surface de Titan : déterminer son état physique, sa topographie et sa composition. Dans cette étude nous nous intéressons principalement aux données SAR et altimètre. Le mode altimètre permet d'acquérir des profils d'altitude au nadir avec une résolution spatiale de 20 à 25 km pour une résolution verticale de 30 à 50 mètres. Le mode SAR permet d'obtenir grâce à cinq faisceaux des images de la surface avec des traces au sol allant de 120 à 450 km de large et une résolution spatiale allant de 0.35 à 1.7 km par pixel. Très utile, ce mode permet notamment d'obtenir des informations sur la topographie de la surface grâce à une méthode nommée "SARtopo" qui sera présentée par la suite. À ce jour un total de 104 survols ont été dédiés au radar.

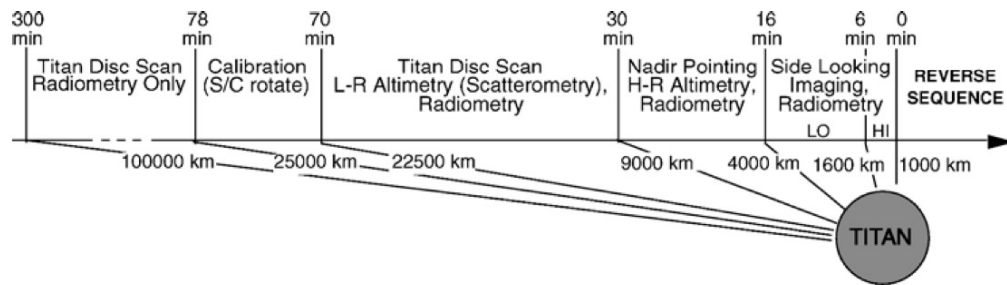


Figure 1.4 – Séquence d’acquisition des données du **RADAR** lors d’un survol de Titan (Elachi *et al.*, 2004).

Le système **RSS** (*Radio Science Subsystem*) (Kliore *et al.*, 2004). Il est utilisé afin de déterminer le champ de gravité des satellites et d’étudier la composition et les propriétés de l’atmosphère et des anneaux de Saturne. La détermination du champ de gravité de Titan grâce au système **RSS** est effectuée grâce à l’effet Doppler produit lors du survol du satellite sur les ondes radio émises vers la Terre. Le décalage des ondes radio étant directement affecté par l’accélération gravitationnelle exercée par le corps lors de son survol, il permet de remonter à la répartition des masses dans le satellite. Le suivi des données est effectué par le Deep Space Network constitué de trois radio-télescopes en Californie, en Espagne et en Australie.

Il est important de noter que l’acquisition des données lors des différents survols est contrainte par la façon dont la sonde est construite. Lors d’un survol il est en effet nécessaire de prendre en compte la disposition des plateformes instrumentales sur la sonde et de choisir l’instrument qui va analyser le satellite lors d’un survol. En outre, le **RADAR** et **RSS** utilisent tous deux l’antenne à haut gain ce qui nécessite de faire un choix d’instrument lors des survols.

1.1.2.3 Principaux résultats de la mission

La mission *Cassini-Huygens* a permis d'étudier Titan plus en détails. En plus de confirmer la composition majeure en diazote, méthane et autres hydrocarbures de l'atmosphère, elle a montré que des réactions chimiques complexes y avaient lieu. L'atmosphère est riche en composés organiques ayant pour origine des réactions photochimiques dans la ionosphère (Waite *et al.*, 2007; Lavvas *et al.*, 2008). La sonde a également permis d'étudier la circulation globale de l'atmosphère et ses changements saisonniers. Ceci permet notamment d'améliorer les modèles climatiques existants (Rannou *et al.*, 2006). Prédits par ces derniers, les images de la sonde ont montré la présence de brumes et de nuages d'hydrocarbures. Ceux-ci se présentent sous la forme d'une couverture du pôle dans l'hémisphère d'hiver (pôle nord à l'arrivée de la sonde puis pôle sud à l'heure actuelle) et également sous forme de nuages troposphériques situés aux moyennes latitudes de l'hémisphère sud et de nuages convectifs au pôle sud (Rodriguez *et al.*, 2009, 2011).

En plus des mesures de Cassini, l'atterrissage du module Huygens et la traversée de l'atmosphère lors de sa descente en janvier 2005 a permis de mesurer son profil de température et de pression (Fulchignoni *et al.*, 2005), et d'observer directement la surface. Au delà de ces précieuses informations sur la structure, la dynamique et la chimie de l'atmosphère, les instruments présents sur Cassini ont permis de mieux caractériser la surface et l'intérieur du satellite. Parmi les faits les plus marquants, nous pouvons citer la présence d'un cycle des hydrocarbures tel le cycle de l'eau sur Terre associé à des structures morphologiques similaires aux structures terrestres (rivières (Tomasko *et al.*, 2005), érosion éolienne (dunes) (Lorenz *et al.*, 2006), lacs (Stofan *et al.*, 2007)) ainsi que des indices quant à la présence d'un océan liquide à l'intérieur du satellite (Béghin *et al.*, 2012; Iess *et al.*, 2014). Ces différentes découvertes sont présentées avec plus de détails dans la partie suivante.

1.1.3 Cartographie de la surface et structures morphologiques

Les observations des instruments **VIMS**, **ISS** et **RADAR** qui permettent de "voir" au travers de la brume opaque de l'atmosphère, ont révélé que la surface de Titan présente de nombreuses similarités morphologiques avec celle de la Terre (Elachi *et al.*, 2005; Jaumann *et al.*, 2009, 2010). De nombreuses structures ont été observées et peuvent apporter des informations sur la géologie de la surface et sur les processus internes. Nous décrivons ici les différentes structures qui ont été identifiées.

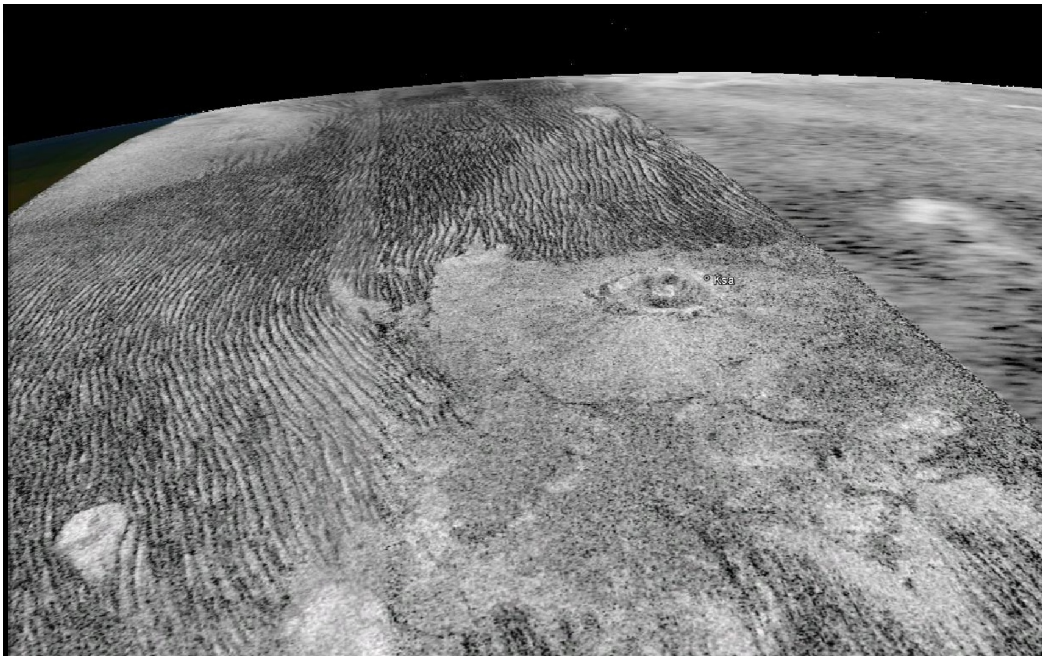


Figure 1.5 – Exemple de structures morphologiques observées au Radar. Il s'agit ici de la trace T77, sur laquelle on peut observer le cratère *Ksa* entouré d'un champ de dunes.

- **Les cratères d'impact**

En comparaison d'autres corps du Système solaire, la surface de Titan avec une soixantaine de cratères est relativement peu cratérisée (Wood *et al.*, 2010; Neish et Lorenz, 2012). Ceci indique une surface relativement jeune et une géologie assez active. La morphologie de ces cratères est affectée par interaction avec les processus atmosphériques. C'est le cas du cratère *Ksa* sur la figure 1.5. Il est en conséquence difficile de dater la

surface à partir du comptage de cratères, Neish et Lorenz (2012) estiment un âge compris entre 200 millions et 1 milliard d'années.

• Les structures éoliennes

De façon similaire aux régions climatiques arides sur Terre, la surface de Titan aux basses latitudes est recouverte de dunes (Elachi *et al.*, 2006; Lorenz *et al.*, 2006; Radebaugh *et al.*, 2008, 2010). Celles-ci, dont la morphologie est contrôlée par la force et la direction des vents dominants sont intéressantes afin d'étudier la dynamique de l'atmosphère. Par analogie avec la Terre, ces dunes de types linéaires pourraient s'être formées sous l'influence de vents de longues durées soufflant dans deux directions (Radebaugh *et al.*, 2010).

• Les structures liées au cycle "hydrologique"

Les instruments **ISS** et **RADAR**, ainsi que la camera **DISR** (*Descent Imager / Spectral Radiometer*) du module Huygens lors de sa descente vers la surface ont permis de mettre en évidence de la présence de systèmes fluviaux (Fig. 1.6) (Tomasko *et al.*, 2005; Lorenz *et al.*, 2008; Jaumann *et al.*, 2008). Ces derniers sont nombreux sur toute la surface, ils présentent deux types de réponses au radar : les réseaux localisés aux basses et moyennes latitudes apparaissent brillants et sont interprétés comme étant asséchés alors que les réseaux apparaissant aux hautes latitudes sont sombres et considérés comme étant remplis d'hydrocarbures liquides (Stofan *et al.*, 2007; Lorenz *et al.*, 2008). La formation de ces réseaux, liée à la dynamique atmosphérique reste cependant encore mal contrainte.

Si l'hypothèse d'un océan global d'hydrocarbures proposée en 1982 par Sagan et Dermott (1982) ne s'avéra pas être exacte, celle d'hydrocarbures liquides à la surface fut vérifiée par les instruments **ISS** et **RADAR** (Stofan *et al.*, 2007). L'observation de la surface au radar montre des structures sombres (car lisses), interprétées comme des lacs et des mers d'hydrocarbures (Stofan *et al.*, 2007; Lopes *et al.*, 2007b; Hayes *et al.*, 2008).

Ces lacs ont différentes morphologies compatibles avec un remplissage par les réseaux fluviaux mais également avec une formation par dissolution (Cornet *et al.*, 2012). Bien que de l'éthane y ait été détecté (Brown *et al.*, 2008), leur composition exacte reste à être déterminée. La présence des mers sera également confirmée à plusieurs reprises par l'observation de réflexions spéculaires au pôle nord.

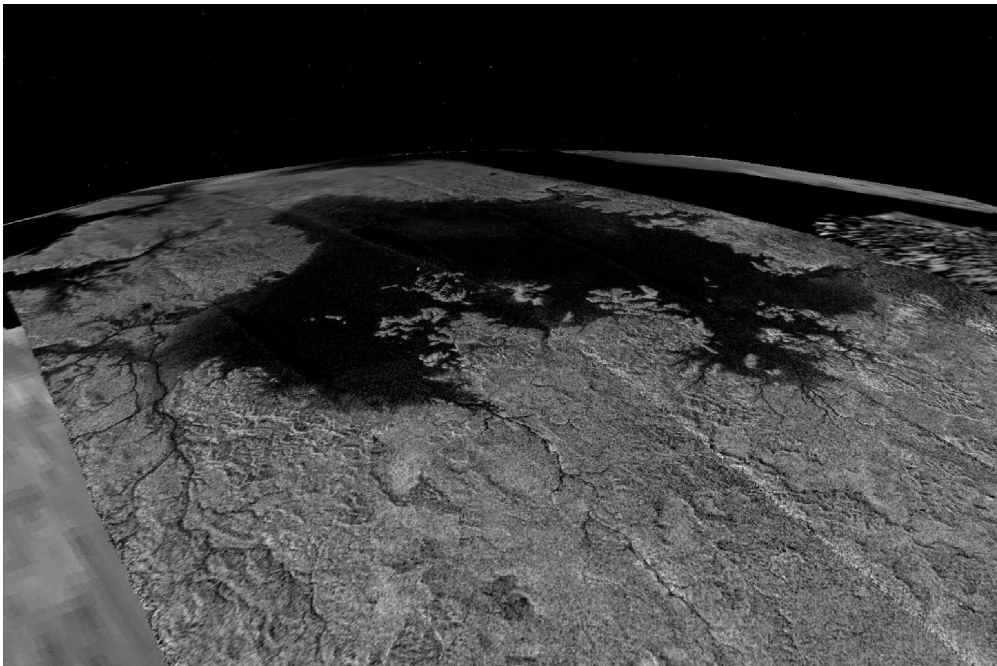


Figure 1.6 – Exemple de lac et réseau fluviale observables au Radar sur Titan. Il s'agit ici de la mer *Ligea Mare* située au pôle nord du satellite.

• Les structures ayant une possible origine endogénique

La présence de volcans de glace ou cryovolcans a été discutée à plusieurs reprises (Sotin *et al.*, 2005; Barnes *et al.*, 2006; Lopes *et al.*, 2007a). Elle présente un intérêt particulier de par les contraintes que l'observation de tels mécanismes peut apporter sur l'état thermique de l'intérieur de Titan mais également pour le potentiel exobiologique que représente l'apport d'eau liquide sur une surface riche en composés organiques (Fortes et Grindrod, 2006; Fortes *et al.*, 2007; Poch *et al.*, 2012). Bien que certaines observations récentes aient été décrites comme pouvant avoir pour origine du cryovolcanisme (Lopes

CHAPITRE 1. TITAN : DES MISSIONS SPATIALES À LA MODÉLISATION DE SA STRUCTURE INTERNE

et al., 2013), ces interprétations restent fortement débattues (Moore et Pappalardo, 2011).

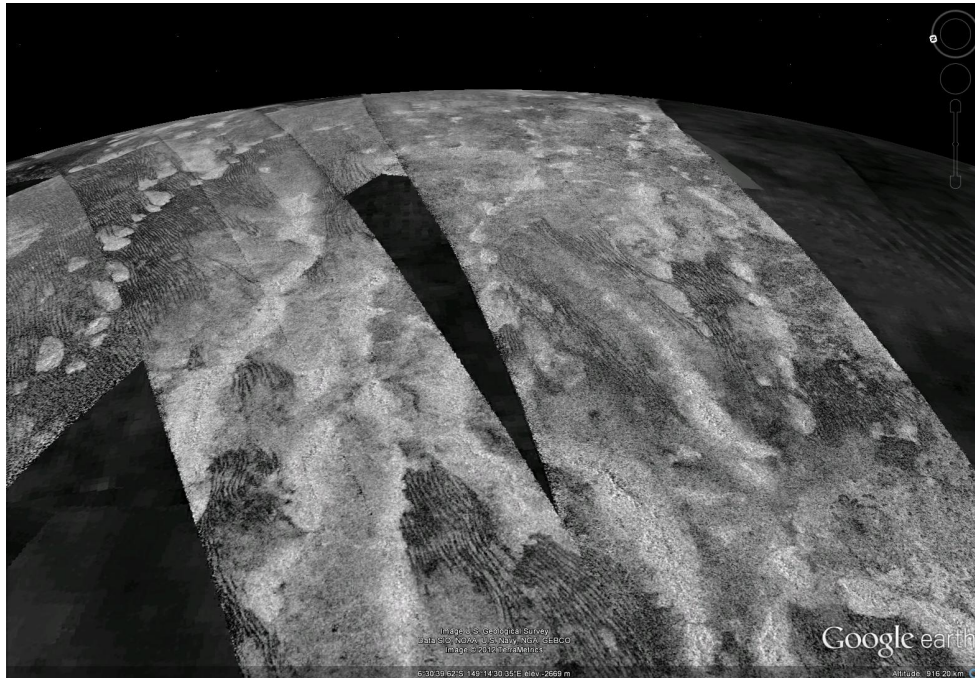


Figure 1.7 – Exemple de structures linéaires à la surface de Titan. La projection présentée ici est obtenue en incorporant une carte SIG sous google earth.

L'étude radar de la surface montre également de nombreuses morphologies "brillantes" correspondant à des reliefs positifs. Réparties sur toute la surface principalement sous forme de structures linéaires (Porco *et al.*, 2005) (figure 1.7) et de zones montagneuses (Radebaugh *et al.*, 2007, 2010), ces terrains sont intéressants car ils peuvent apporter des contraintes sur la structure interne (sur Terre, les reliefs de grande amplitude ont tous une origine endogénique). Mitri *et al.* (2010) proposent par exemple une origine endogénique pour les structures linéaires : celles-ci pourraient être formées par compression crustale. Moore et Pappalardo (2011) expliquent cependant que de telles structures pourraient également être le résultat d'une tectonique en extension sous forme de horst et de graben. Elles pourraient également être les restes de bordures de cratères érodés sous l'action des vents. La question de l'origine de ces structures reste donc à ce jour ouverte. La modélisation de la dynamique de la couche de glace permettrait cependant d'apporter de nouvelles contraintes sur ces processus.

1.1.3.1 Cartographie globale de Titan à partir des données VIMS et RADAR

Une cartographie sous SIG (Système d'Information Géographique) de la surface de Titan à été réalisée au cours de cette thèse à partir des données **VIMS** et des données SAR du **RADAR** (Fig.1.8). Les traces radar utilisées sont en accès libre et proviennent du site *Planetary Data System* (PDS, <http://pds.jpl.nasa.gov/index/html>).

Les données SAR sont dans un premier temps reprojctées dans un système de projection conventionnel afin d'être utilisées sous un SIG. Elles sont ensuite intégrées dans la cartographie sous le logiciel de cartographie ArcGis. Les données Radar sont couplées à des cartes globales de la surface réalisées à partir de mosaïques d'images **VIMS**. Celles-ci ont été acquises entre 2004 et 2010 et ont été corrigées d'effets tels que la diffusion atmosphérique et que la photométrie de surface (Le Mouélic *et al.*, 2012). Le traitement et l'implémentation des données radar a été réalisée en collaboration avec Thomas Cornet. La méthode utilisée, détaillée par ce dernier est disponible en Annexe A.

La carte 1.9 montre la répartition globale des principales structures morphologiques observables sur la cartographie SIG réalisée. On observe que les lacs sont principalement présents au niveau des pôles. Les lacs interprétés comme remplis couvrent une plus grande superficie au niveau du pôle Nord. Les champs de dunes sont en revanche situés aux basses latitudes et autour de l'équateur dans une région située entre 30°S et 30°N. C'est également dans cette région que se trouvent les structures tectoniques linéaires. Les autres régions montagneuses ne semblent pas présenter de répartition particulière.

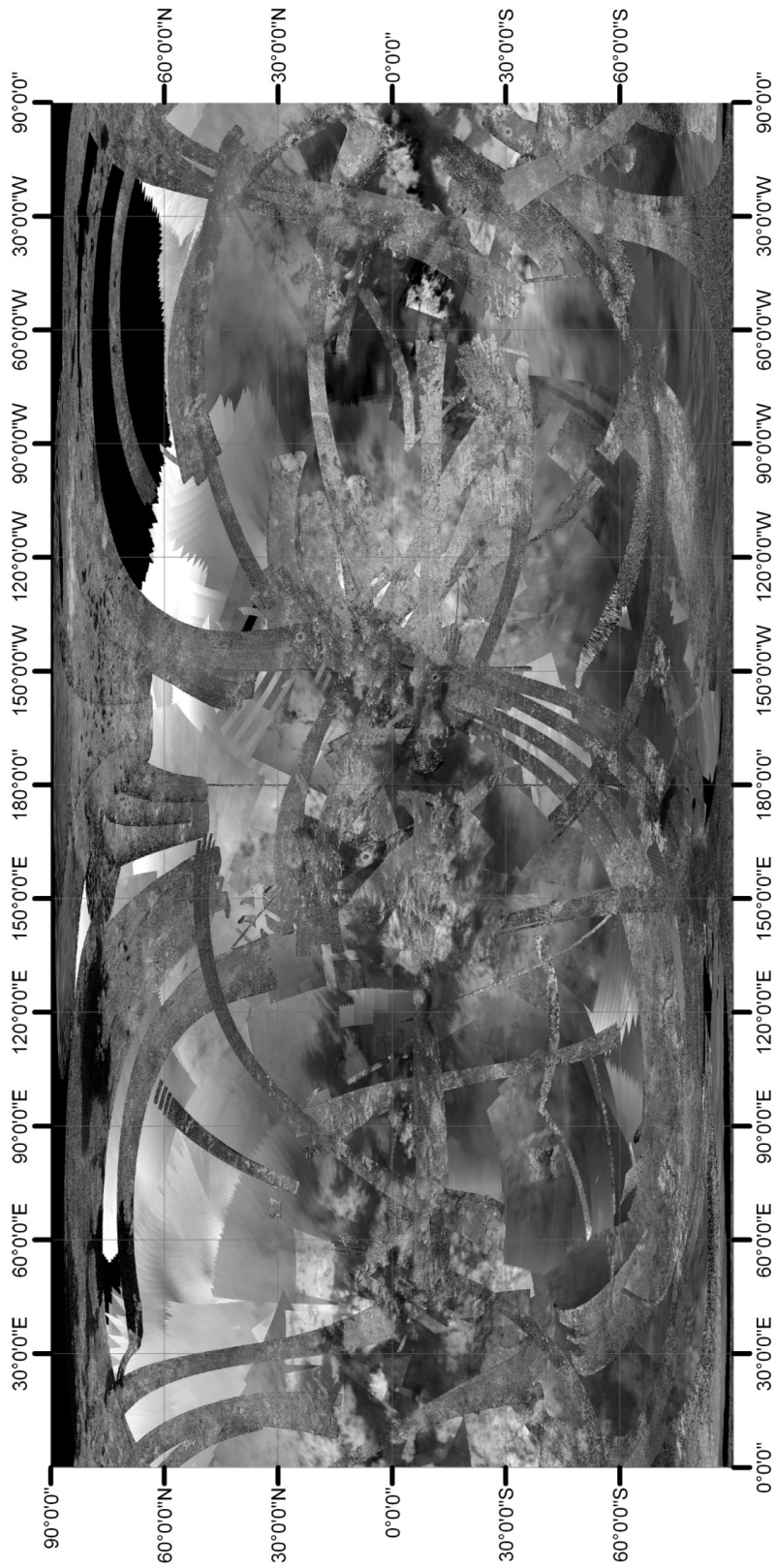


Figure 1.8 – Carte globale de la surface de Titan utilisant les traces radar de TA à T77 avec en arrière plan une mosaïque VIMS à 5 microns.

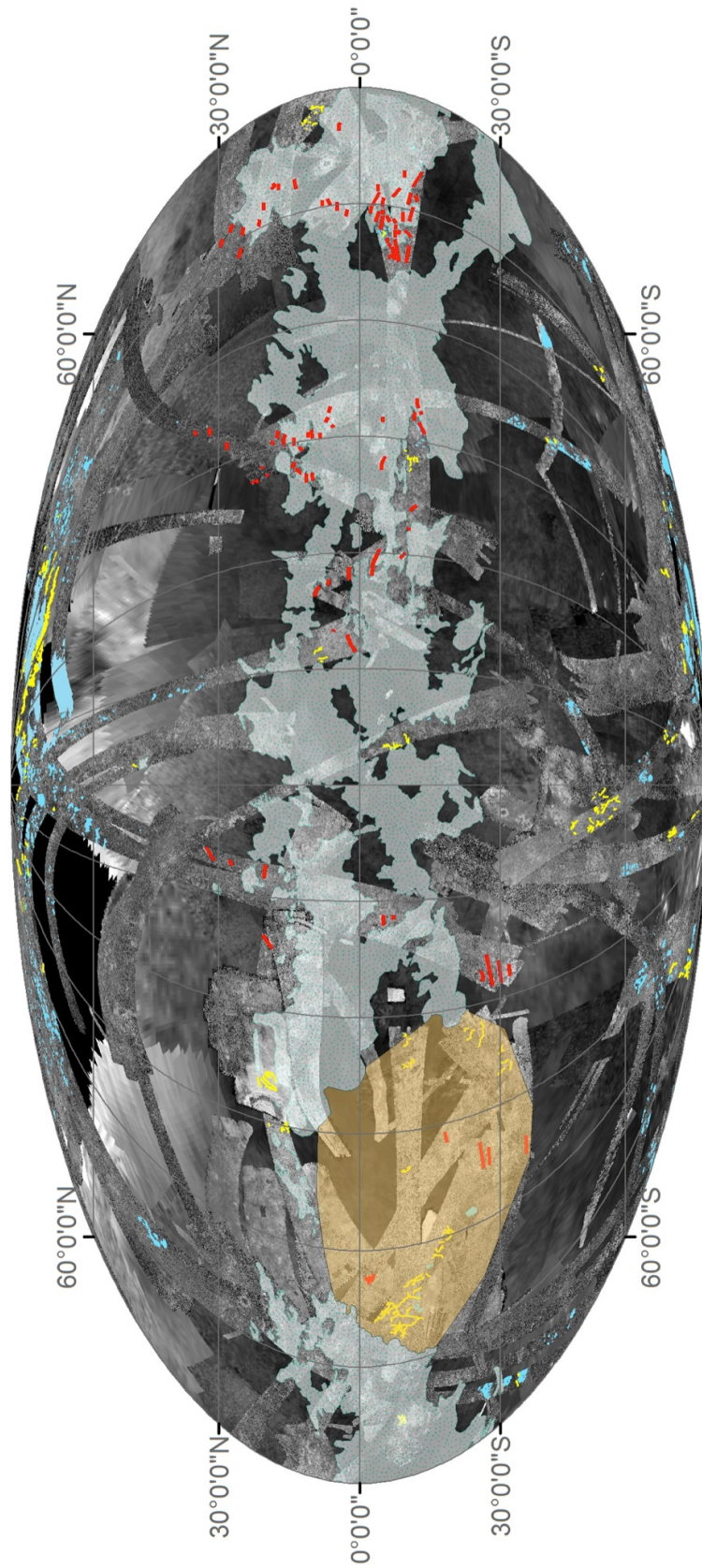


Figure 1.9 – Répartition des structures morphologiques à la surface de Titan. La carte est composée des traces radar de TA à T77 et d'un fond VIMS à $5\mu m$. Les coloris correspondent aux structures suivantes : réseaux fluviaux (jaunes), lacs (bleus), champs de dune (grisé), structures tectoniques linéaires (rouge), zone montagneuse de Xanadu (brun).

1.1.4 Gravité et forme de Titan

1.1.4.1 Le champ de gravité

Bien que le nombre de survols de Titan dédiés à la mesure du champ de gravité soit limité (six à ce jour), et que l'atmosphère affecte les mesures avec des forces non-gravitationnelles, une partie du champ de gravité à pu être mesurée avec relativement peu d'erreur (Iess *et al.*, 2010, 2012).

	RSS (SOL1a)			NAV (SOL2)		
	[value $\pm 1\sigma$ ($\times 10^{+06}$)]			[value $\pm 1\sigma$ ($\times 10^{+06}$)]		
J2	33.599	\pm	0.332	31.911	\pm	0.563
C21	0.186	\pm	0.101	0.014	\pm	0.116
S21	0.664	\pm	0.246	-1.291	\pm	0.368
C22	10.121	\pm	0.029	9.964	\pm	0.062
S22	0.194	\pm	0.033	0.262	\pm	0.061
J3	-1.097	\pm	0.606	-1.236	\pm	0.818
C31	0.595	\pm	0.174	1.070	\pm	0.247
S31	1.062	\pm	0.286	0.492	\pm	0.327
C32	0.275	\pm	0.069	0.410	\pm	0.116
S32	0.072	\pm	0.048	0.168	\pm	0.094
C33	-0.222	\pm	0.008	-0.223	\pm	0.014
S33	-0.264	\pm	0.011	-0.265	\pm	0.021

Figure 1.10 – Tableau des coefficients d'harmoniques sphériques du champ de gravité de Titan jusqu'au degré 3 (Iess *et al.*, 2012).

Le champ de gravité d'un satellite peut être exprimé sous la forme de coefficients d'harmoniques sphériques $C_{\ell m}$ avec ℓ le degré d'harmonique et m l'ordre. La décomposition en harmoniques sphériques du champ de gravité de Titan, est connue jusqu'au degré $\ell = 3$ (Iess *et al.*, 2012). Les auteurs fournissent deux solutions de coefficients,

SOL1 et SOL2. La première utilise les données Doppler de six survols de Cassini. La seconde combine les données issues des missions *Cassini*, *Pioneer* et *Voyager* ainsi que les observations astronomiques de Saturne (Iess *et al.*, 2010, 2012). Les deux solutions sont en accord, nous utilisons donc dans cette thèse la solution SOL1.

Le rapport des coefficients J_2 sur C_{22} donne la valeur de 3.32 très proche de la valeur à l'équilibre hydrostatique de $10/3$. Dans le cas d'un satellite en rotation synchrone autour de sa planète et si celui-ci est supposé à l'équilibre hydrostatique (un ellipsoïde de révolution), alors la valeur du coefficient C_{22} est entièrement due à la réponse fluide du satellite et peut être utilisée pour déterminer le moment axial d'inertie normé par la masse et le rayon du satellite (C/MR^2) à partir de l'approximation de Radau-Darwin:

$$\frac{C}{MR^2} = \frac{2}{3} \left[1 - \frac{2}{5} \left(\frac{5}{k_f + 1} - 1 \right)^{1/2} \right], \quad (1.1)$$

avec k_f le nombre de Love fluide. Pour Titan, cette équation donne une valeur de moment d'inertie de 0.3431 si l'on considère que la valeur de C_{22} est uniquement due à la réponse hydrostatique. Nous verrons par la suite sa signification pour la structure de Titan.

On peut remarquer que les coefficients de degré 3 ne sont pas nuls (table 1.10), ce qui indique un écart à l'équilibre. Il n'y a pas de raison particulière pour que le degré 2 soit uniquement attribué à la réponse fluide du satellite auquel cas celui-ci pourrait aussi avoir une contribution non-hydrostatique (Gao et Stevenson, 2013; Hemingway *et al.*, 2013; Baland *et al.*, 2014). Une telle contribution correspondant à un changement de l'aplatissement du satellite. Si l'on considère une contribution non-hydrostatique de l'ordre de $\pm 10\%$ alors la valeur du moment d'inertie estimée à partir de la relation de Radau-Darwin peut varier entre 0.32 et 0.36 suggérant une concentration de masse vers l'intérieur. De telles différences sur la valeur du moment d'inertie peuvent affecter la représentation des anomalies du géoïde.

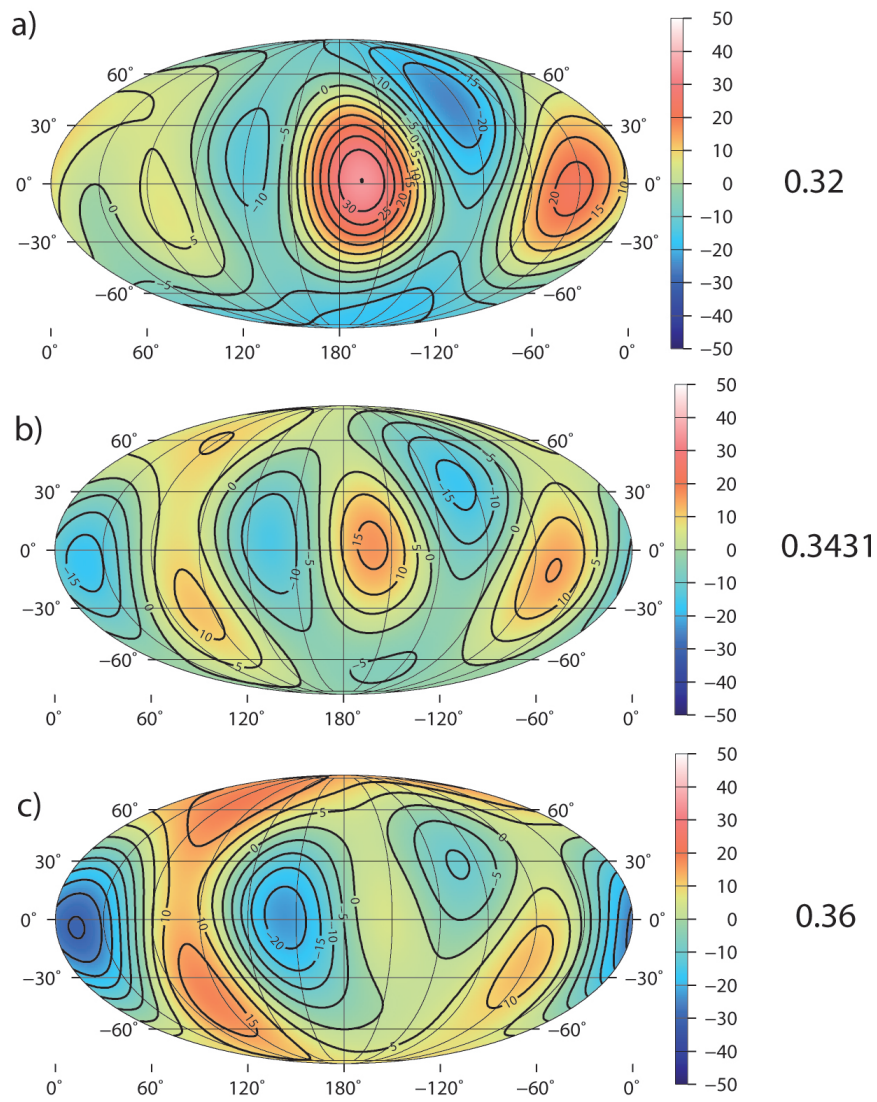


Figure 1.11 – Anomalies du géoïde pour différentes valeurs du moment d’inertie.

Par définition, le géoïde représente la surface d'équipotentiel gravitationnel autour d'un rayon moyen donné. Sur Terre le géoïde correspond au niveau moyen des océans. Les anomalies du géoïde représentent l'écart mesuré par rapport à cette forme et correspondent donc à des variations de masse par rapport à la forme d'équilibre. Ces anomalies de masse pouvant se trouver dans la couche de glace où plus en profondeur.

La figure 1.11 présente les anomalies du géoïde pour des moments d'inertie de 0.3200, 0.3431 et 0.3600. Elles sont exprimées ici en mètres. L'écart observé par rapport au cas 0.3431 correspond à la contribution non-hydrostatique du degré 2. On voit que ces anomalies sont faibles mais ne sont néanmoins pas négligeables. De plus, dans les cas d'un moment d'inertie de 0.32 ou 0.36, la contribution au degré 2 peut être équivalente à celle au degré 3. La présence d'anomalies du géoïde s'explique par la présence d'anomalies de masse. Celles-ci sont cependant relativement faibles, ce qui à ce stade indique soit que la topographie de Titan ne présente que peu d'écart à la forme d'équilibre, soit que le signal de gravité de la topographie est compensée. Nous abordons donc dans la partie suivante la forme de Titan.

1.1.4.2 La forme de Titan

La forme de Titan a été modélisée une première fois par Zebker *et al.* (2009b) à partir des données de l'instrument **RADAR** en mode Altimètre (Elachi *et al.*, 2004) et en mode SAR (Stiles *et al.*, 2009), puis par Mitri *et al.* (2014) avec un jeu de données plus récent et couvrant une plus grande partie de la surface. Les données issues du mode altimètre sont relativement peu nombreuses, elle peuvent cependant être complétées par des données du mode SAR du radar grâce à une méthode appelée "SAR-topo". Cette méthode permet d'obtenir des profils topographiques le long des traces radar grâce au recouvrement des faisceaux composant chaque trace, elle est présentée en détail dans les travaux de Stiles *et al.* (2009). La figure 1.12 présente la couverture de Titan par ces données.

CHAPITRE 1. TITAN : DES MISSIONS SPATIALES À LA MODÉLISATION DE SA STRUCTURE INTERNE

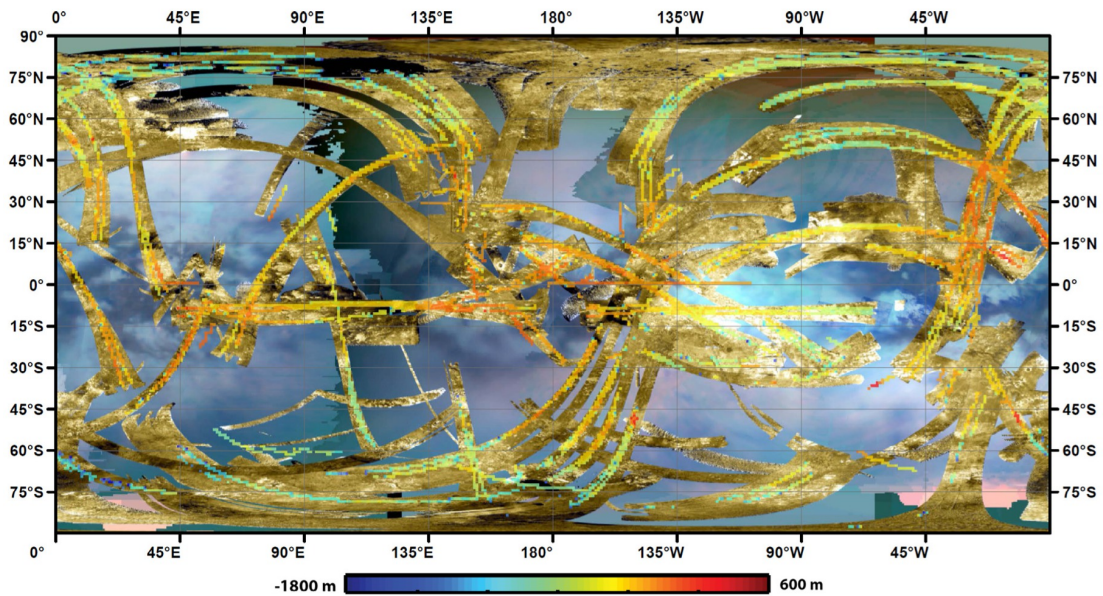


Figure 1.12 – Carte de Titan regroupant les données de topographie issues des mesures altimètre et SAR-topo. L'image d'arrière plan est composée d'un fond VIMS et de traces radar (Lorenz *et al.*, 2011)

Bien que la couverture de la surface reste faible, une analyse en harmoniques sphériques permet d'obtenir une carte de l'élévation de la surface à grande longueur d'onde. La décomposition en harmoniques sphériques de Zebker *et al.* (2009b) est considérée relativement bonne jusqu'au degré 4, tandis que celle de Mitri *et al.* (2014), plus récente permet une étude jusqu'au degré 6. Une autre étude utilisant les mêmes données présente également une carte de topographie globale (Lorenz *et al.*, 2013). Les auteurs n'utilisent cependant pas de décomposition en harmoniques sphériques mais une méthode d'interpolation afin de couvrir toute la surface.

La figure 1.14 présente les cartes de topographie de Zebker *et al.* (2009b) et Mitri *et al.* (2014). Pour les travaux présentés dans cette thèse nous utilisons la décomposition au degré 6 de Mitri *et al.* (2014) dont les coefficients sont fournis dans la table 1.13. La carte 1.14 c) montre les erreurs associées. Ces dernières restent faibles (30-50 m) comparées à la topographie hormis sur quelques régions où l'erreur peut atteindre 200 mètres. Ces régions correspondent aux zones où les données SAR et altimétriques sont man-

quantes. Malgré des incertitudes sur certains coefficients pouvant être assez importantes (voir tableau 1.13), cette décomposition est en accord avec celle proposée par Zebker *et al.* (2009b) et il s'agit à ce jour des meilleures données disponibles.

Dans l'hypothèse où la forme de Titan est à l'équilibre et si celui-ci répond comme un fluide, sa forme peut alors être déterminée seulement par les effets de rotation et de marée. On parle d'équilibre hydrostatique. La forme d'équilibre hydrostatique est décrite sous forme d'harmoniques sphériques par les coefficients de degré 2. La figure 1.15 a) présente la forme attendue dans le cas hydrostatique comparée à la topographie observée b). On remarque que la forme de Titan présente un écart relativement important comparé à la forme hydrostatique. Ceci peut également être mesuré par le rapport $(a-c)/(b-c)$ où a, b, et c sont les axes principaux de Titan (Mitri *et al.*, 2014). Ce rapport est égal à 2,44 alors que pour un corps à l'équilibre hydrostatique la valeur est de 4.

La présence d'une topographie témoigne donc bien d'un écart à l'équilibre hydrostatique. Comme vu précédemment, la présence d'anomalies du géoïde faibles mais non négligeables implique donc une compensation de la topographie. Les anomalies du géoïde sont dues à des anomalies de masse additionnelles et peuvent donc correspondre à des variations des interfaces composant la structure interne du satellite ou bien à des variations latérales de densité au sein d'une même couche. Afin d'étudier ces anomalies de masse, il est nécessaire dans un premier temps de mieux contraindre la structure interne moyenne de Titan.

CHAPITRE 1. TITAN : DES MISSIONS SPATIALES À LA MODÉLISATION DE SA STRUCTURE INTERNE

	Value	$\pm 1\sigma$
C_{00}	2574757.7	22.169
C_{10}	-5.683	35.842
C_{11}	28.172	32.195
S_{11}	34.556	38.029
C_{20}	-351.72	37.432
C_{21}	-8.4378	24.674
C_{22}	72.729	12.578
S_{21}	57.231	33.084
S_{22}	17.466	11.837
C_{30}	-0.95401	41.007
C_{31}	2.8608	16.298
C_{32}	1.5265	6.962
C_{33}	-0.84701	2.6422
S_{31}	-29.507	21.178
S_{32}	0.54267	6.6698
S_{33}	1.8473	2.0685
C_{40}	-124.14	45.676
C_{41}	21.713	13.337
C_{42}	-0.060224	4.1367
C_{43}	1.4977	1.212
C_{44}	0.26839	0.3109
S_{41}	74.32	16.286
S_{42}	-5.2158	3.9198
S_{43}	-2.9713	1.0108
S_{44}	-1.1909	0.30756
C_{50}	135.06	45.411
C_{51}	-18.043	10.082
C_{52}	6.5727	2.6203
C_{53}	-0.48394	0.59353
C_{54}	0.0071552	0.13322
C_{55}	0.033256	0.030863
S_{51}	-21.594	13.559
S_{52}	-2.008	2.1668
S_{53}	-0.10009	0.47262
S_{54}	-0.13147	0.1228
S_{55}	-0.023792	0.03096
C_{60}	-38.348	46.915
C_{61}	7.892	8.0141
C_{62}	-4.4008	1.8778
C_{63}	0.41657	0.33127
C_{64}	0.021317	0.055031
C_{65}	0.0019449	0.010715
C_{66}	0.0033618	0.0024611
S_{61}	-53.183	11.454
S_{62}	-0.51731	1.5609
S_{63}	-0.28257	0.25627
S_{64}	-0.011371	0.056914
S_{65}	0.0067628	0.011931
S_{66}	0.0033806	0.0023031

Figure 1.13 – Coefficients d’harmoniques sphériques (m) jusqu’au degré 6 pour la forme de Titan (Mitri *et al.*, 2014).

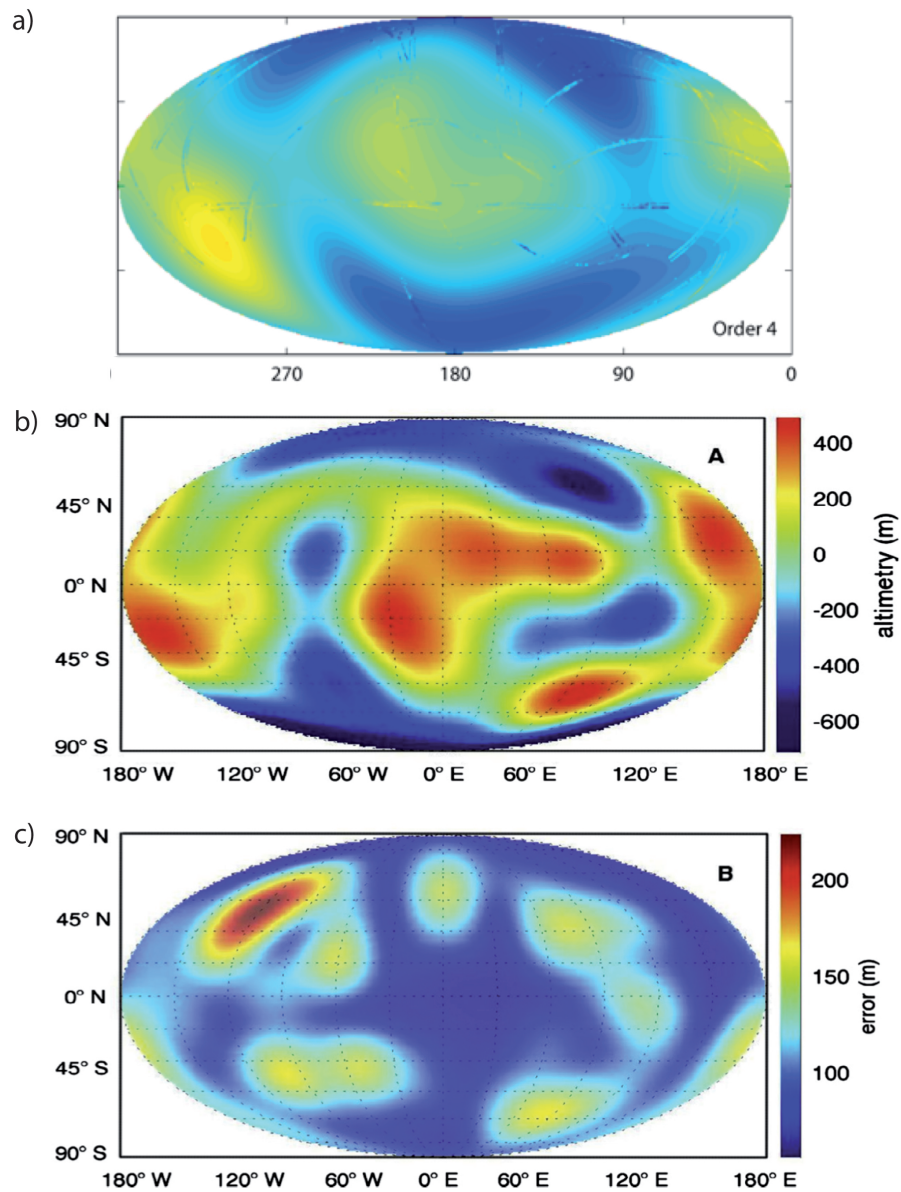


Figure 1.14 – a) Carte de la forme de Titan jusqu’au degré 4 d’après Zebker *et al.* (2009b), b) Carte de la forme de Titan jusqu’au degré 6 d’après Mitri *et al.* (2014) c) Erreur associée à la forme (b), celle-ci est déterminée à partir d’une méthode de propagation sur la valeur des incertitudes (table 1.13) Mitri *et al.* (2014).

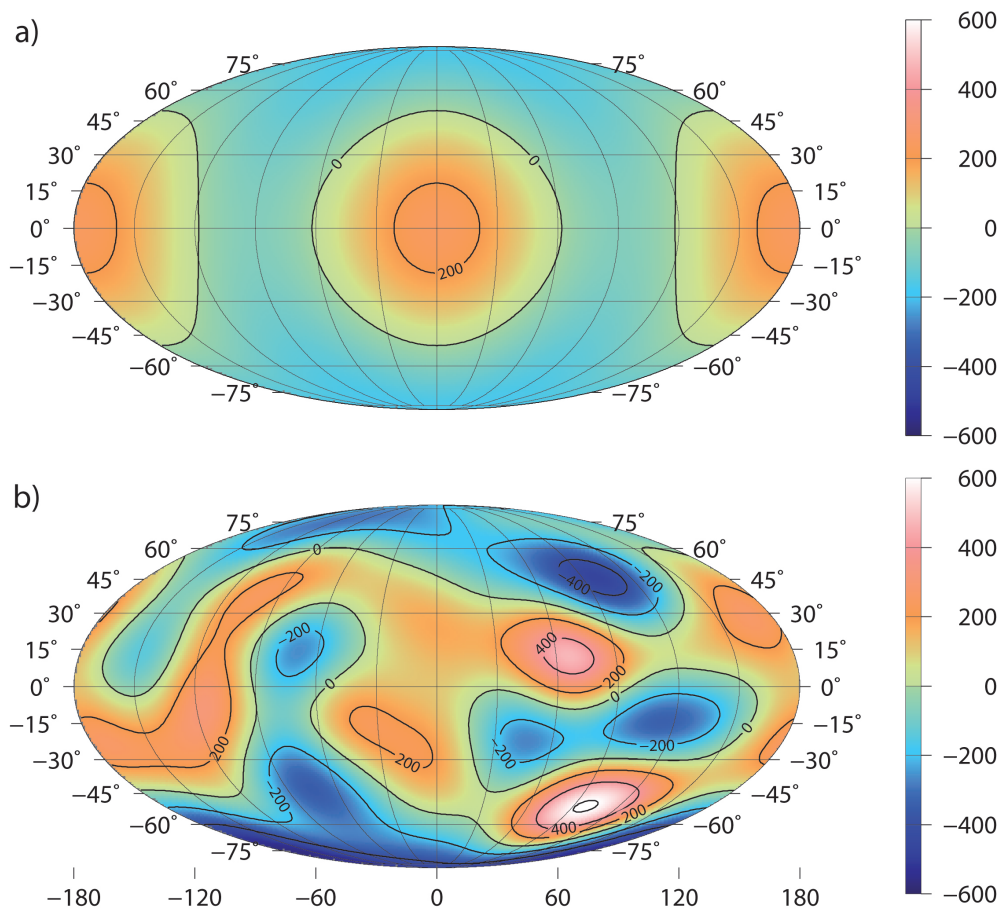


Figure 1.15 – a) Élévation au dessus du rayon moyen (m) produite par les effets de marée et rotation. b) Topographie au degré 6 d'après Mitri *et al.* (2014).

1.2 Modéliser la structure interne

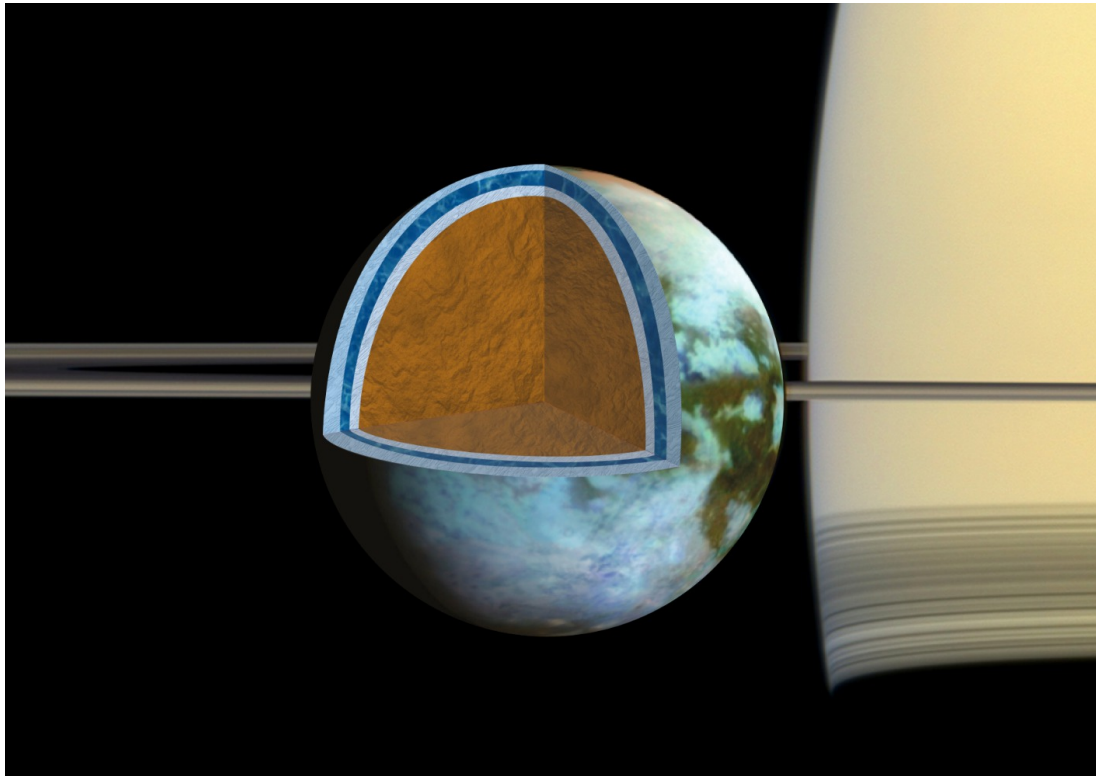


Figure 1.16 – Modèle possible de structure interne pour Titan. De façon comparable aux satellites galiléens, Titan présente un océan interne prisonnier entre une couche de glace basse pression et une couche de glace haute pression.

Dans le cas des satellites de glace, et particulièrement pour Titan, nous ne possédons pas de données sismiques ou géochimiques, seules les mesures géophysiques et l'observation de la surface permettent donc de contraindre leur intérieur. Dans cette partie nous présentons la façon dont les données présentées précédemment permettent de contraindre l'intérieur de Titan. L'eau étant un constituant majeur des satellites de glace, nous commençons par décrire ses propriétés. Celles-ci couplées aux contraintes apportées par la sonde Cassini, sont ensuite utilisées afin de décrire les modèles de structure interne pour Titan.

1.2.1 L'eau dans les satellites de glace

L'eau est un composé important parmi les constituants primordiaux présents lors de la formation du système solaire. Au delà d'une certaine distance au soleil, appelée la "snow line", du fait de la diminution de la température, une partie importante de la vapeur primordiale s'est condensée et a pu être conservée dans les briques primordiales qui ont constitué les planètes du système solaire. Lors du refroidissement de la nébuleuse solaire et de la formation des planètes géantes, une proportion importante de volatils a donc pu être incorporée parmi les matériaux constitutifs des satellites. La proportion d'eau, notamment, peut atteindre 50% en masse, principalement sous forme de glace.

À la surface de la Terre, la glace est sous la phase basse pression, qui correspond à une structure hexagonale. On parle de glace Ih. Il existe de nombreuses autres formes de phases solides pour la glace d'eau selon les conditions de pression et de température (figure 1.17). A plus haute pression, les différentes phases rencontrées sont : glace III, V ou VI, VII (figure 1.17). Contrairement à la glace Ih, les autres phases présentent des courbes de fusion à pente positives. Ces glaces sont plus denses que l'eau liquide pure si bien qu'elles se forment à la base de l'océan sur Titan. Pour des liquides enrichis en sels, la densité des glaces haute pression peut néanmoins devenir plus faible que celle de l'eau liquide pouvant ainsi impliquer la présence de couches liquides à l'intérieur ou en dessous des glaces haute pression (Vance et Brown, 2013).

Il existe divers indices géophysiques quant à la présence d'un océan interne dans les satellites de glace. Dans le cas de Ganymède, les données magnétiques indiquent qu'outre un champ intrinsèque probablement lié à une dynamo siégeant dans un noyau métallique liquide, une partie pourrait être associée à l'induction dans un océan interne conducteur de l'électricité (Kivelson *et al.*, 2002). Dans le cas de Europe, en plus du champ magnétique, les fractures observées en surface sont le signe de mouvements tectoniques d'une enveloppe glacée au dessus d'une couche fluide (Carr *et al.*, 1998; Pappalardo *et al.*, 1999). Nous ne disposons pas de ces observations pour Titan. Il existe néanmoins d'autres in-

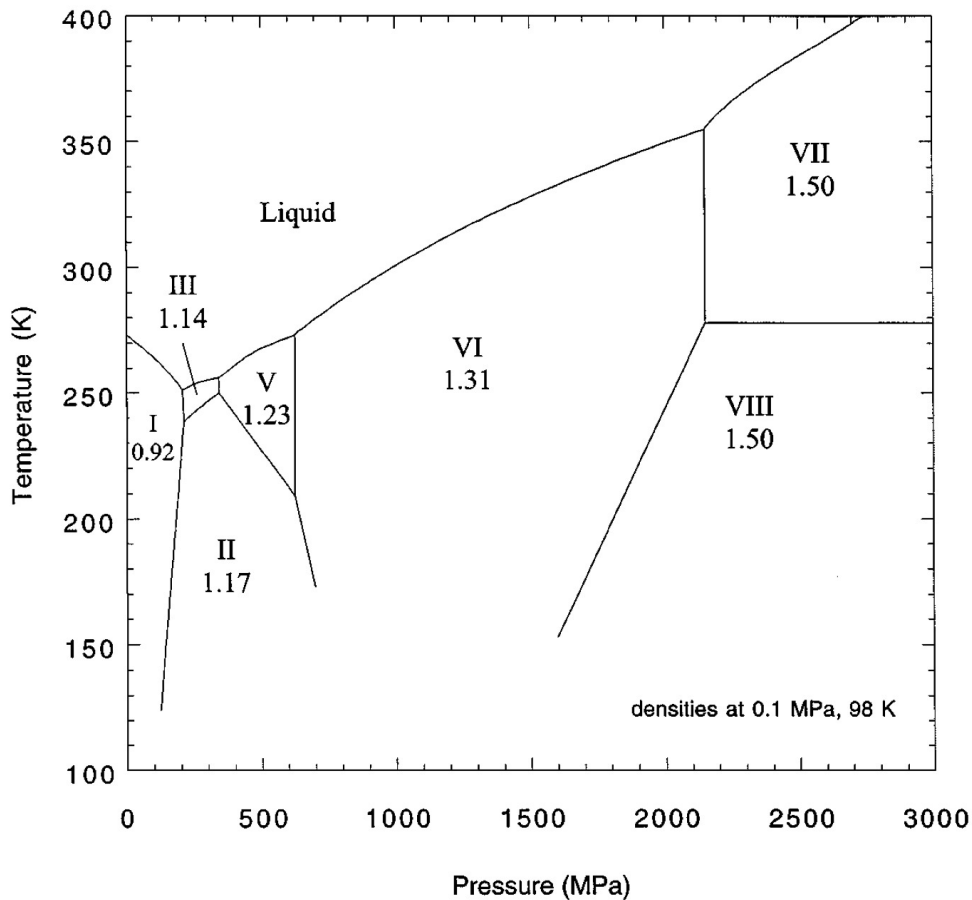


Figure 1.17 – Diagramme de phase de la glace d'eau (Durham *et al.*, 2001).

dices géophysiques tels que la mesure du champ électrique et du champ de gravité ainsi que les valeurs des paramètres orbitaux.

La mesure du champ électrique est un bon indice pour la présence d'un océan (Béghin *et al.*, 2012). Les auteurs montrent en effet que la mesure d'ondes à très basses fréquences par l'instrument **HASI-PWA** (*Huygens Atmospheric Structure and Permittivity, Wave and Altimetry*) de Huygens peut être interprétée comme caractéristique d'une résonance de type Schumann. Un tel phénomène indique la présence d'une couche conductrice autour de 45-60 km de profondeur interprétée par les auteurs comme une couche d'eau liquide.

La mesure du champ de gravité permet de déterminer la valeur du nombre de Love de marée k_2 . Celle-ci permet de quantifier la réponse de l'intérieur du satellite aux forçages de marée et dépend de la structure interne et de la rhéologie du satellite. Les fluctuations du champ de gravité estimées par Iess *et al.* (2012) impliquent une valeur de k_2 comprise entre 0.5 et 0.7. Une telle valeur indique que Titan est fortement déformable sur des échelles de temps courtes, de l'ordre de quelques jours et est compatible avec la présence d'un océan interne dense (Baland *et al.*, 2014; Mitri *et al.*, 2014).

De précieuses informations sur la structure interne et la présence d'un océan sont également apportées par les paramètres orbitaux. L'obliquité de Titan (l'angle entre l'axe de rotation et la normale au plan orbital) est estimée à 0.3° (Stiles *et al.*, 2008). Cette valeur est supérieure à celle attendue pour un satellite solide (0.12°) et est donc un indice quand à la présence d'une couche liquide à l'intérieur du satellite (Bills et Nimmo, 2008). Baland *et al.* (2011) montrent également qu'une telle obliquité nécessite un océan interne découplé avec la couche externe et nécessitant une couche de glace externe très fine (<30 km) ou très épaisse (>150 km).

Titan présente une excentricité importante de 2.94 %. Afin de maintenir une telle valeur un processus est nécessaire, par exemple pour Europe et Ganymède l'excentricité est maintenue par des effets de résonances de Laplace avec Io. Dans le cas de Titan, l'excentricité ne peut être expliquée par une résonance orbitale actuelle. Celle-ci résulte vraisemblablement d'une excentricité passée plus importante (Tobie *et al.*, 2005a). L'excentricité actuelle nécessite que l'intérieur ne soit pas trop dissipatif, ce qui est possible par exemple si l'océan est assez froid et contient des contaminants réduisant le point de cristallisation tel que NH_3 (Tobie *et al.*, 2005a).

Considérant ces différents indices, la présence d'un océan interne pour Titan est donc vraisemblable. Cette hypothèse, associée aux mesures géophysique de la sonde *Cassini* permet de proposer des modèles de structure interne.

1.2.2 Structure interne de Titan : comparaison avec les satellites galiléens

Avant la mesure du champ de gravité par la sonde *Cassini*, les indices sur la structure interne de Titan sont principalement obtenus à partir de la masse et du rayon par comparaison avec les satellites galiléens (Ganymède, Callisto, Europe et Io). La densité de Titan étant en effet intermédiaire entre celles de Callisto et de Ganymède. Ces derniers corps furent étudiés en détails par la sonde *Galileo* qui fut en orbite autour de Jupiter durant huit ans (1995-2003) et apporta de précieuses informations sur la surface et la structure interne des quatre satellites. Les modèles d'évolution thermiques prévoyaient en effet que Titan ait une structure différenciée à l'image de Ganymède (Lunine et Stevenson, 1987; Grasset *et al.*, 2000). Cette hypothèse étant appuyée par la présence d'une atmosphère et de composés organiques signes d'échanges entre l'atmosphère et l'intérieur. Le tableau 1.18 présente la comparaison de différents paramètres tels que le rayon, la densité, la masse volumique et le moment d'inertie pour les satellites galiléens et pour Titan.

Satellite	Rayon R_S (km)	Masse M_S ($\times 10^{22}$ kg)	Masse volumique ρ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	Gravité g ($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$)	C/MR ²	Référence
Io	1821	8.93	3530	1.80	0.37685 ± 0.00035	Anderson <i>et al.</i> (2001a)
Europe	1565	4.80	3010	1.32	0.346 ± 0.005	Anderson <i>et al.</i> (1998)
Ganymède	2634	14.82	1942	1.42	0.3105 ± 0.0028	Anderson <i>et al.</i> (1996a)
Callisto	2403	10.76	1830	1.24	0.3549 ± 0.0042	Anderson <i>et al.</i> (2001b)
Titan	2575	13.45	1881	1.35	0.3431 ± 0.0004	Iess <i>et al.</i> (2012)

Figure 1.18 – Caractéristiques des satellites galiléens et de Titan.

Les valeurs de la masse et du rayon de Titan sont comprises entre celles de Callisto et de Ganymède. Les modèles de formation de ces satellites sont basés sur les propriétés mécaniques et thermiques de la glace et des silicates (Lewis, 1971; Consolmagno et Lewis, 1976; Schubert *et al.*, 1981; Lupu, 1982; Grasset et Sotin, 1996). La quantité d'énergie disponible lors de la formation de ces satellites, permet une séparation entre eau et silicate menant à différents stades de différenciation pouvant être caractérisés par la valeur du moment d'inertie.

CHAPITRE 1. TITAN : DES MISSIONS SPATIALES À LA MODÉLISATION DE SA STRUCTURE INTERNE

Ce paramètre caractérise la résistance d'un satellite à changer de vitesse de rotation autour d'un axe. Il est directement relié à la distribution des masses par rapport à cet axe. La structure et la dynamique actuelle des satellites peut être décrite par les principaux moments d'inertie (MoI) A, B et C qui correspondent respectivement au moments d'inertie dans le plan équatorial et dans la direction des pôles. Si certaines hypothèses sont faites, le moment d'inertie est estimé à partir de la mesure du champ de gravité. Celui-ci est déterminé grâce aux données radio Doppler recueillies par le Deep Space Network lors des survols des satellites (Anderson *et al.*, 1996a,b, 1997, 1998, 2001b,a). Pour un corps homogène, le moment d'inertie est de 0.40.

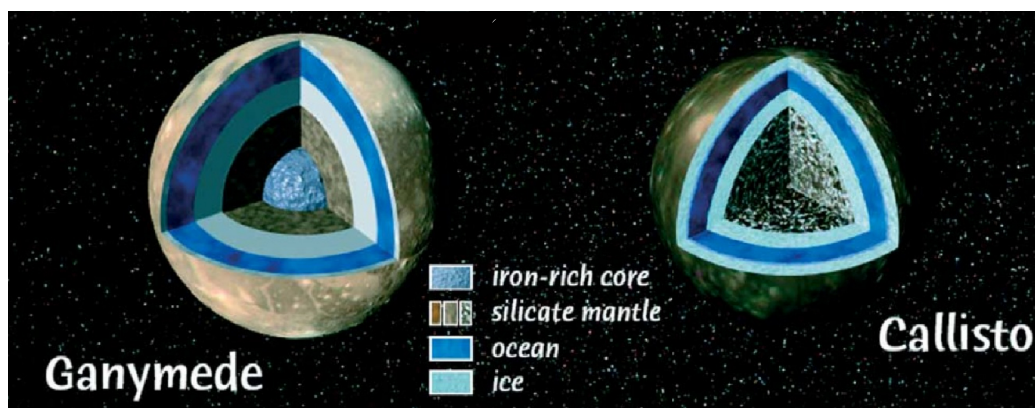


Figure 1.19 – Modèles de structure interne pour Ganymède et Callisto. D'après (Sotin et Tobie, 2004)

Nous avons vu que la mesure du champ de gravité de Titan par (Iess *et al.*, 2012) indique une valeur du moment d'inertie de 0.34 en utilisant la relation de Radau-Darwin, avec des valeurs pouvant être aussi importantes que 0.36 ou aussi faibles que 0.32. Ces valeurs correspondent également à un stade de différenciation intermédiaire entre ceux de Callisto et Ganymède. Ce moment d'inertie suggère que le noyau silicaté a une faible densité ($< 2700 \text{ kg.m}^{-3}$) suggérant que la partie extérieure du noyau est toujours constituée d'un mélange glace/silicates ou bien de minéraux fortement hydratés (Castillo-Rogez et Lunine, 2010).

Les modèles de structure interne pour Titan considèrent donc une structure intermédiaire aux satellites galiléens représentés sur la figure 1.19, avec de l'intérieur vers la surface : 1) un noyau de faible densité recouvert d'un manteau glacé, 2) une couche de glace haute pression (glace V et/ou glace VI), 3) un océan liquide, et 4) une couche de glace basse pression (Sohl *et al.*, 2002, 2003; Grasset et Sotin, 1996; Grasset *et al.*, 2000; Tobie *et al.*, 2006; Fortes *et al.*, 2007; Castillo-Rogez et Lunine, 2010; Baland *et al.*, 2014).

1.2.3 Modélisation de la structure 1D

Nous avons vu que Titan est probablement constitué d'un noyau silicaté entouré d'une couche de glace haute pression (glace V et/ou glace VI), d'un océan liquide et d'une couche de glace basse pression (glace Ih). La phase de H₂O peut être modélisée à partir d'une loi d'état et de paramètres empiriques déterminés à partir d'expériences de laboratoire. La position des interfaces dans le manteau glacé peut être déterminée à partir de l'intersection entre la courbe de fusion de la glace d'eau et le profil de température dans le satellite. Nous décrivons ici comment ces deux éléments peuvent être modélisés.

La position de l'interface océan/glace I est un paramètre imposé par l'épaisseur de la couche de glace. Le rayon moyen de l'interface océan/glace Ih n'est cependant pas connu à l'heure actuelle. La limite supérieure est fixée par la transition entre glace I et glace III à 209 MPa ce qui correspond à une profondeur d'environ 130 km si l'on considère la densité de l'eau pure. Celle-ci peut être hypothétiquement plus profonde si l'on considère que l'état thermique du satellite permet l'apparition de glace III plutôt que de la phase liquide (voir figure 1.17). La position de l'interface glace haute pression/océan est donnée par l'intersection du profil adiabatique modélisant l'augmentation de température dans l'océan turbulent avec la courbe de solidification de l'eau pure. Pour le cas de l'eau pure, le diagramme de phase de H₂O peut être déterminé à partir de l'équation de Simon-Glatzel :

$$P_m = P_0 + a' \left(\left(\frac{T_m}{T_0} \right)^{c'} - 1 \right) \quad (1.2)$$

CHAPITRE 1. TITAN : DES MISSIONS SPATIALES À LA MODÉLISATION DE SA STRUCTURE INTERNE

avec P_m la pression au point de fusion pour une température de fusion donnée T_m , P_0 est la pression de référence, T_0 la température de référence. a' et c' sont des paramètres empiriques (Table 1.1).

Phase	P_0 (MPa)	T_0 (K)	a' (MPa)	c'
Ice Ih	$6.116\ 57 \times 10^{-4}$	273.15	-414.5	8.38
Ice III	209.5	251.15	101.1	42.86
Ice V	355.0	256.43	373.6	8.66
Ice VI	618.4	272.73	661.4	4.69

Table 1.1 – Paramètres de la courbe de fusion pour l'équation de Simon-Glatzel (Choukroun et Grasset, 2007).

La densité de l'océan quant à elle dépend de sa composition. La présence de diazote et de méthane dans l'atmosphère ainsi que les modèles de formation du satellite permettent de supposer que celui-ci est enrichi en éléments volatiles tels NH_3 et CH_4 qui ont des densités similaires à celle de la glace I. Une densité plus importante est également possible. Le profil de densité ($\rho_0(P, T)$) dans l'eau est déterminé à partir du volume spécifique à une pression et température donnée :

$$V(P, T) = V_0 \zeta_1(T) \zeta_2(P) = \frac{1}{\rho_0(P, T)} \quad (1.3)$$

avec V_0 le volume de référence et $\zeta_1(T)$ et $\zeta_2(P)$ respectivement la dépendance en température et en pression de V (Choukroun et Grasset, 2010). Celles-ci s'expriment de la façon suivante :

$$\zeta_1(T) = 1 + a_0 \tanh(a_1(T - T_{ref})) \quad (1.4)$$

et

$$\zeta_2(T) = b_0 + b_1(1 - \tanh(b_2P)), \quad (1.5)$$

où a_0 , b_0 , a_1 , b_1 et b_2 sont des coefficients dépendant de la phase considérée qui sont disponibles dans le tableau 1.2. Ces paramètres sont valables pour l'eau pure et la prise en compte d'un changement de composition rend alors le calcul de la densité dans l'océan ainsi que du diagramme de phase plus complexe. Cependant, il est possible de tester

1.2. MODÉLISER LA STRUCTURE INTERNE

l'effet d'un changement de densité de l'océan sur les modèles de structure interne à partir de l'équation 1.3 en augmentant ou diminuant la densité globale de l'océan d'une fraction de la densité calculée pour l'eau pure.

Phase	$V_0(dm^3kg^{-1})$	$T_{ref}(K)$	a_0	$a_1(K^{-1})$	b_0	b_1	$b_2(MPa^{-1})$
Liquid	0.815	400	0.100	0.0050	1.000	0.2840	0.00136
Ice Ih	1.086	273.16	0.019	0.0075	0.974	0.0302	0.00395
Ice II	0.8425	238.45	0.060	0.0070	0.976	0.0425	0.0022
Ice III	0.855	256.43	0.0375	0.0203	0.951	0.097	0.020
Ice V	0.783	273.31	0.005	0.0100	0.977	0.1200	0.0016
Ice VI	0.743	356.15	0.024	0.002	0.969	0.05	0.00102

Table 1.2 – Paramètres pour les volumes spécifiques de H₂O (Choukroun et Grasset, 2010).

Parallèlement au calcul de la densité du manteau d'H₂O, l'intégration de la masse et du moment d'inertie peut s'effectuer depuis la surface jusqu'au noyau. La masse totale de Titan étant connue, la masse et la densité du noyau peuvent être calculées à chaque pas d'intégration à partir de la différence entre la masse totale et la masse du manteau d'H₂O. L'intégration est stoppée quand la valeur du moment d'inertie correspondant à la répartition globale des masses dans le satellite correspond à la valeur souhaitée. La figure 1.20 présente la densité du noyau en fonction de son rayon pour différentes valeurs du moment d'inertie et différents changements de densité de l'océan. On peut voir que quand le moment d'inertie diminue, la masse se concentre vers l'intérieur.

L'intégration du moment d'inertie associé à une hypothèse sur la présence et la composition de l'océan permet donc de déterminer le rayon moyen et le saut de densité des différentes interfaces à l'intérieur de Titan. À partir de ces différents modèles de structure interne moyens, l'objectif de cette thèse est dans un premier temps de déterminer des modèles de structure compatibles avec les données de topographie et de champ de gravité mesurées par *Cassini*, et de tester les origines possibles des anomalies du géoïde. Dans un second temps nous étudierons la stabilité mécanique de ces modèles au cours du temps et

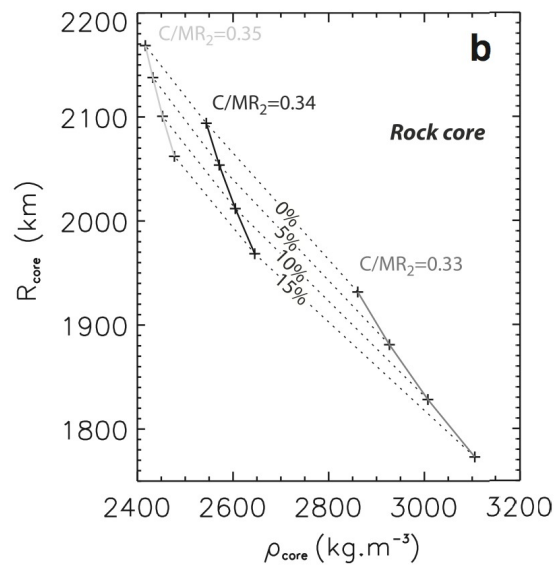


Figure 1.20 – Taille du noyau de Titan en fonction de sa densité pour différentes valeurs du moment d’inertie et en fonction de la densité de l’océan.

son implication sur la structure thermique de la couche de glace externe. Ceci nécessite notamment de mieux connaître les propriétés de la glace.

1.3 Rhéologie et évolution thermique de la glace

Nous nous intéressons dans cette thèse à la structure et la dynamique de l’intérieur des satellites de glace. Afin de mieux appréhender les différents processus géologiques pouvant y prendre place (tectonique, convection...), il est nécessaire d’étudier le comportement de la glace en réponse aux contraintes qui peuvent lui être appliquées, c’est à dire la rhéologie. Aux échelles de temps longues qui caractérisent l’évolution thermique, le paramètre crucial est la viscosité de la glace qui dépend fortement de la température.

La chaleur produite à l’intérieur de Titan par dissipation de marée et par chauffage radioactif est transférée à travers la couche de glace externe soit par conduction soit par convection thermique. Le passage d’un état conductif à un état convectif de la couche de glace pourrait par exemple mener à la formation de structure géologiques (Mitri *et al.*, 2007). Afin d’étudier la dynamique de la couche externe de Titan, il est donc nécessaire

d'envisager les différentes structures thermiques et visqueuses possibles. Dans la partie qui suit nous commentons le comportement viscoélastique des glaces dans les conditions des satellites et nous présentons les connaissances actuelles sur la viscosité de ces glaces. Dans une troisième partie nous présentons la façon dont le profil thermique et visqueux dans la couche de glace externe de Titan peut être modélisé.

1.3.1 Modèles viscoélastiques pour les satellites de glace

Pour les satellites de glace, la rhéologie de la glace influence l'évolution thermique ainsi que la réponse mécanique de la surface. Dans le cas où le fluage est important, le satellite peut se refroidir efficacement alors que dans le cas d'une forte résistance au fluage, les mouvements convectifs sont inhibés entraînant une augmentation de la température interne conduisant à une différenciation de l'intérieur (Durham *et al.*, 2010). Le comportement rhéologique de la glace Ih est bien contraint dans les conditions qui règnent à la surface de la Terre. De récentes avancées dans ce domaine ont notamment pu être faites grâce à l'étude du fluage des glaciers des calottes de l'Antarctique et du Groëland (e.g., Duval et Montagnat, 2006). Dans les conditions des satellites de glace, où les températures sont bien plus froides et les pressions plus importantes, les lois de rhéologie sont extrapolées à partir de données de laboratoire et de ces mesures sur les glaces terrestres. Selon les conditions du milieu (température T , pression P , contrainte σ , taille de grain $d...$) différents mécanismes vont contrôler la déformation de la glace (Goldsby et Kohlstedt, 2001; Durham *et al.*, 2001, 2010).

Pour chaque type de déformation, le fluage d'un matériau cristallin est un processus thermiquement activé qui peut être décrit par la loi d'Arrhenius suivante:

$$\dot{\epsilon} = A \frac{\sigma^n}{d^p} \exp\left(-\frac{Q + PV}{RT}\right), \quad (1.6)$$

avec A un paramètre dépendant du matériau et du type de déformation, R la constante des gaz parfaits ($R = 8,3144621 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$), p l'exposant de la taille de grain, n l'exposant des contraintes, Q l'énergie d'activation, et V le volume d'activation.

CHAPITRE 1. TITAN : DES MISSIONS SPATIALES À LA MODÉLISATION DE SA STRUCTURE INTERNE

Pour des contraintes élevées dans le matériau ($\sigma > 0.1$ MPa), la déformation ne dépend pas de la taille de grain et est contrôlée par des mécanismes de dislocation dans le plan basal caractérisé par un exposant $n = 4$. Pour des contraintes plus faibles, la déformation dépend de la taille de grain et est contrôlée par le glissement aux joints de grains (*GBS*) et le glissement dans le plan basal (*basal*) caractérisés par un exposant des contraintes compris entre 1 et 3, et le fluage par diffusion ($n = 1$). Selon les conditions, le comportement de la glace va dépendre de tous ces paramètres et peut être exprimé avec la loi suivante (Goldsby et Kohlstedt, 2001):

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_{diff} + \left(\frac{1}{\dot{\epsilon}_{basal}} + \frac{1}{\dot{\epsilon}_{GBS}} \right)^{-1} + \dot{\epsilon}_{disl}, \quad (1.7)$$

avec $\dot{\epsilon}_{diff}$ le fluage par diffusion, $\dot{\epsilon}_{basal}$ le fluage par glissement aux joints de grains limité par le glissement dans le plan basal, $\dot{\epsilon}_{GBS}$ glissement dans le plan basal limité par le glissement aux joints de grain, $\dot{\epsilon}_{disl}$ le fluage par dislocation.

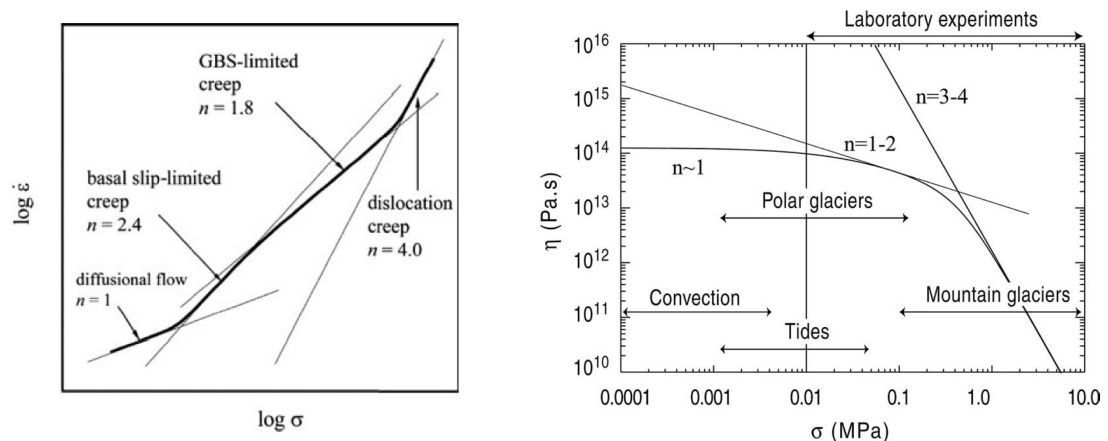


Figure 1.21 – Représentation schématique de la contribution des différents mécanismes de fluage à la déformation (à gauche), (Cette figure provient de Goldsby et Kohlstedt (2001)), et viscosité de la glace en fonction de la contrainte différentielle. (Sotin et Tobie, 2004)

L'effet de ces différents mécanismes est présenté dans la figure 1.21. Dans le cas particulier où la relation entre taux de contrainte et taux de déformation est linéaire, ($n=1$) le comportement est dit newtonien. La contrainte est alors reliée à la déformation par la

viscosité η : $\sigma = 2\eta\dot{\epsilon}$. Dans le cas non-newtonien, il est également possible de définir une viscosité effective $\eta_{eff} = \sigma/2\dot{\epsilon}$. La figure 1.21 présente l'évolution de la viscosité en fonction de la contrainte différentielle pour les différents types de processus présentés auparavant. On peut voir sur cette figure que pour des taux de contraintes faibles (<1000 Pa), le comportement est quasi-newtonien (faible dépendance de la viscosité avec la contrainte).

1.3.2 Viscosité de la glace dans les conditions des satellites

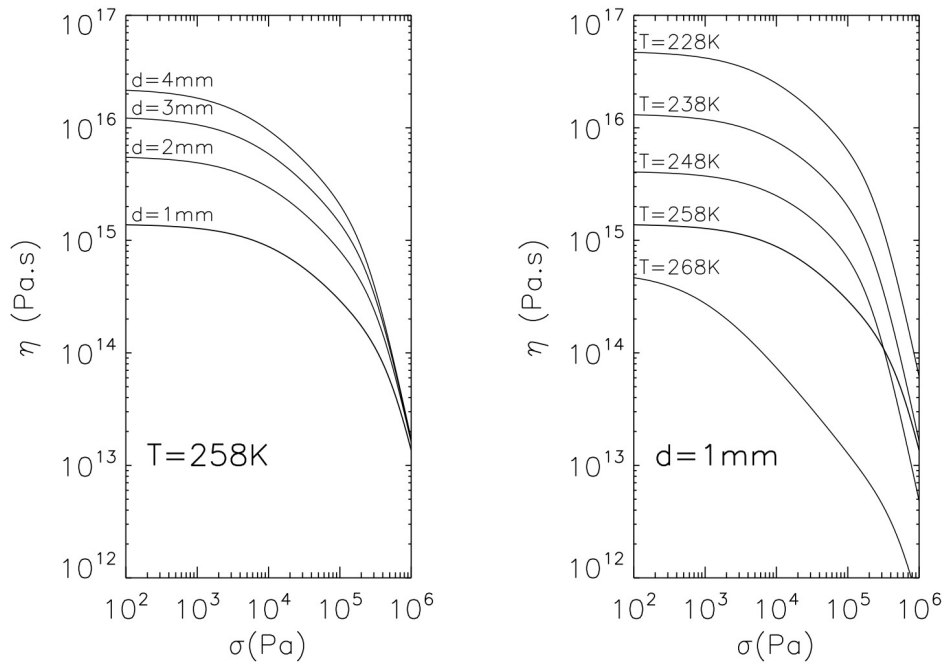


Figure 1.22 – Viscosité de la glace (Pa s) en fonction de la contrainte différentielle (Pa) pour différentes tailles de grains (gauche) et pour différentes températures (droite), en utilisant l'équation 1.7.

La figure 1.22 présente l'évolution de la viscosité en fonction de la contrainte différentielle pour différentes valeurs de taille de grain et de température. À une température donnée, la viscosité augmente avec la taille de grain. À une taille de grain fixée, la viscosité diminue quand la température augmente. La viscosité effective dépend principalement de la température. Les analyses menées par Montagnat et Duval (2000) indiquent

que la glace dans les satellites tels que Titan tend à avoir un comportement newtonien ($n \simeq 1$) pour lequel la viscosité ne varie pas avec la contrainte. Selon la figure 1.22, une température de fusion comprise entre 228 et 268 K donne des valeurs de viscosité η de la glace comprises entre $5 \cdot 10^{14}$ Pa s et $5 \cdot 10^{16}$ Pa s. Par comparaison, la viscosité effective de l'olivine dans les mêmes conditions ($0.01 < \sigma < 0.1$ MPa et $n=1$) donne des valeurs comprises entre 10^{18} et 10^{21} Pa s. La viscosité des glaces haute pression reste en revanche mal contrainte.

1.3.3 État thermique et structure visqueuse de la couche de glace

Comprendre la dynamique et le transfert de chaleur dans la couche de glace est important car ces paramètres contrôlent le refroidissement du satellite et sa structure interne. Or, la réponse dynamique d'une enveloppe à des contraintes dépend de sa structure visqueuse. L'évolution de la viscosité avec la température dans la couche de glace peut être déterminée selon une loi d'Arrhenius :

$$\eta(T) = \eta_b \exp\left(\frac{E_a}{R T_m}(T_m - T)\right), \quad (1.8)$$

avec η_b la viscosité à la base de la couche de glace, $E_a = 50 \text{ kJ mol}^{-1}$ l'énergie d'activation, R la constante des gaz parfaits et T_m la température de fusion de la glace. La viscosité à base de la couche de glace dépend principalement de la température de l'océan et de la taille de grain. La température de l'océan dépend de sa composition qui n'est pas connue. Il est cependant possible d'imposer la viscosité à la base ou le flux de chaleur. Dans le cas où l'on souhaite tester l'hypothèse d'une couche conductive, il est possible d'imposer comme paramètre libre la viscosité à la base η_b ou bien le flux de chaleur à la base de la couche de glace.

Selon que l'on considère un modèle conductif ou bien un modèle convectif pour la couche de glace, il est nécessaire de s'assurer que les paramètres imposés sont compatibles avec l'état considéré. La couche est convective si le nombre de Rayleigh (Ra) qui dépend notamment de la géométrie de la couche et de la température à travers la viscosité,

1.3. RHÉOLOGIE ET ÉVOLUTION THERMIQUE DE LA GLACE

dépasse une valeur critique (Ra_{cr}) (Barr et McKinnon, 2007). La valeur critique peut être calculée selon la formule suivante : $Ra_{cr} = 20.9(\gamma_T T_i^*)^4$ avec γ_T le coefficient exponentiel de viscosité et T_i^* la température interne dimensionnée (Stengel *et al.*, 1982).

Le nombre de Rayleigh est défini à partir de la relation suivante :

$$Ra_i = \frac{\alpha \rho g \Delta T d^3}{\kappa \eta}, \quad (1.9)$$

avec α le coefficient d'expansion thermique, ρ la densité, η la viscosité, ΔT la différence de température dans la couche, et κ la diffusivité thermique.

Dans le cas où la couche est convective, la température interne de la couche de glace dépend du régime de convection. Pour une convection modérée, avec un nombre de Rayleigh interne ($Ra_i < 5.10^6$), le régime est stationnaire et nous décrivons la température interne T_i à partir de l'équation :

$$\frac{T_m - T_i}{\Delta T} = 2.15 Ra_i^{-0.1} \gamma_T^{-3/4} \quad (\text{voir Tobie } et al., 2003). \quad (1.10)$$

Pour une convection plus vigoureuse, avec un nombre de Rayleigh interne plus grand ($Ra_i > 10^7$), le régime devient turbulent et nous décrivons la température avec l'équation :

$$\frac{T_m - T_i}{\Delta T} = \frac{1.43}{\gamma_T} - 0.03. \quad (\text{voir Deschamps et Sotin, 2000}). \quad (1.11)$$

Le nombre de Rayleigh Ra_i , dans le cas convectif peut être déterminé pour un flux de chaleur à la base à partir de lois d'échelle reliant le nombre de Nusselt Nu au nombre de Rayleigh Ra_i . La paramétrisation est décrite par Dumoulin *et al.* (1999)

$$Nu = a Ra_i^b \gamma_T^c \quad (1.12)$$

avec a , b et c des paramètres qui dépendent du régime de convection et avec le nombre de

Nusselt calculé à partir de la valeur de flux selon :

$$\text{Nu} = \frac{\Phi_b d}{k(T_m - T^*)} \quad (1.13)$$

avec k la conductivité thermique de la glace.

Dans le cas de Titan la température de surface varie peu avec la latitude et se situe autour de 93 K et la différence de température dans la couche de glace est typiquement de 170-180 K. Il n'existe pas à l'heure actuelle de preuves quant à la présence ou l'absence de convection dans la couche de glace. Tobie *et al.* (2005b) montrent néanmoins que la couche de glace sur Titan pourrait avoir subi des épisodes convectifs dans le passé. Dans leur travaux, Nimmo et Bills (2010) indiquent que dans le cas convectif la viscosité à la base est trop faible pour que des variations d'épaisseur puissent être maintenues au cours du temps. L'influence de la viscosité sur la structure et la stabilité de la couche de glace dans les cas conductif et convectif sera abordée dans les chapitres 2 et 3.

1.4 Évolution de Titan : apports des données de gravité et de topographie

Il existe différents modèles d'évolution de Titan. La structure actuelle de la couche de glace externe ainsi que la dynamique interne de Titan ont été influencées par son évolution. Nous avons vu que le champ de gravité et la topographie du satellite apportent des informations précieuses sur cette structure et sur la dynamique interne. Leur détermination précise lors d'une mission future permettrait donc de mieux contraindre ces modèles d'évolution. Les données acquises par la sonde *Cassini* permettent néanmoins d'apporter quelques contraintes.

1.4. ÉVOLUTION DE TITAN : APPORTS DES DONNÉES DE GRAVITÉ ET DE TOPOGRAPHIE

Nous avons vu que la présence d'une topographie présentant un écart à l'équilibre hydrostatique de plusieurs centaines de mètres associée aux anomalies du géoïde indique que le signal de gravité due à la topographie est compensé. Le signal peut alors être compensé par des variations d'épaisseurs de la couche de glace ou par des variations latérales de densité dans une croûte superficielle. Ces différentes hypothèses sont testées dans Lefevre *et al.* (2014) et présentées avec plus de détails dans le chapitre 2.

Le cas de variations de l'épaisseur crustale est présenté par Nimmo et Bills (2010). Les auteurs proposent une couche de glace externe au dessus d'un océan avec des variations d'épaisseur compensées de façon isostatique. Les anomalies du géoïde étant expliquées par des variations additionnelles de l'épaisseur. Ces variations d'épaisseur nécessitent l'existence d'une cristallisation différentielle de l'océan interne. Cette cristallisation différentielle directement liée au flux de chaleur à la base de la couche de glace et peut avoir pour origine divers processus tels les effets de marée ou la dynamique de l'océan. De plus, leur modèle implique que la couche de glace de Titan soit actuellement conductive.

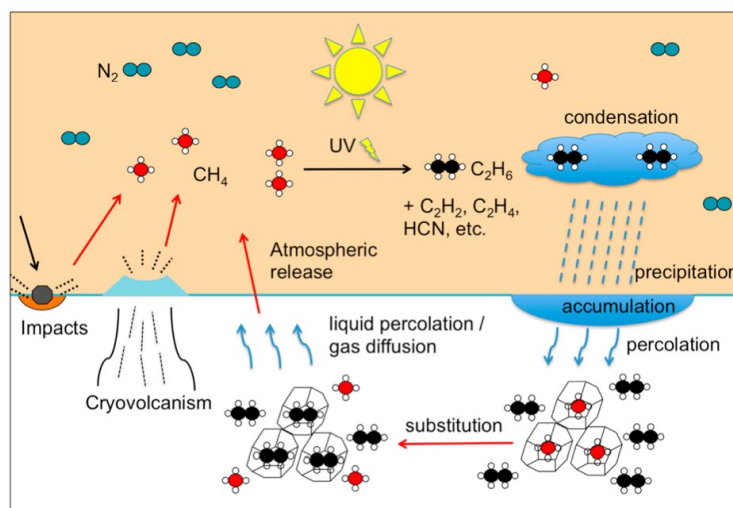


Figure 1.23 – Schéma représentant le cycle des hydrocarbures sur Titan (Choukroun et Sotin, 2012). Les processus de photodissociation du méthane dans l'atmosphère permettent la formation de molécules d'hydrocarbures plus complexes telles qu'éthane, propane... Ces dernières peuvent par la suite se substituer au méthane dans les clathrates en surface.

Une autre solution, proposée par Choukroun et Sotin (2012) consiste à expliquer les données par des variations de densité en surface. Ces auteurs proposent d'expliquer la dépression du pôle Nord de Titan par la dynamique du cycle des hydrocarbures (Figure 1.23) et évoquent une substitution du méthane par de l'éthane dans les cages des clathrates présentes en surface. L'éthane étant plus dense que le méthane, cette croûte de densité variable serait alors à l'origine d'une subsidence expliquant la dépression observée. De telles variations pourraient également être à l'origine d'anomalies du géoïde. Un tel scénario nécessite une forte interaction entre l'intérieur, la couche de glace et l'atmosphère au cours de l'évolution ainsi que le stockage de larges quantités de méthane dans la croûte.

Dans une étude récente, Hemingway *et al.* (2013) proposent que les anomalies observables au degré 3 soient le résultat d'une érosion de plusieurs centaines de mètres. L'écart à un cas parfaitement compensé s'expliquant par une érosion importante et une redistribution des produits en surface depuis les régions de haute topographie vers les régions de basse topographie. De tels processus limitent les variations de l'épaisseur de la couche nécessaire au rééquilibrage. Dans ce scénario, avant que la couche de glace ne s'épaississe et que de l'érosion ne se produise, la valeur de degré 2 doit être plus importante que la valeur observée et donc le moment d'inertie doit être plus large avec une valeur de 0.36. Ce modèle implique également que la couche soit suffisamment rigide afin de maintenir le système hors équilibre.

On peut noter que l'érosion n'est peut être pas assez importante/efficace pour redistribuer les produits sur de grandes distances. L'écart de la topographie observée en surface peut alors être le résultat d'une réponse viscoélastique de la surface à des variations de l'épaisseur à la base de la couche (Dumoulin *et al.*, 2013). Dans une telle situation, la forme de degré 2 peut avoir été moins prononcée avant le début de l'épaississement impliquant un moment d'inertie aussi faible que 0.32. Cette hypothèse implique également une couche relativement rigide. La réponse viscoélastique de la couche de glace externe sur Titan est abordée dans le chapitre 3.

Conclusion

Grâce à ses nombreux instruments, la sonde Cassini a apporté de précieuses données sur Titan. Elle a notamment révélé un monde très similaire à la Terre au niveau de sa dynamique de surface. Les mesures physiques effectuées montrent de nombreux indices quant à la présence d'un océan interne. Elles permettent de proposer des modèles de structure interne composés d'un noyau peu dense entouré d'une couche de glace haute pression et d'un océan recouvert de glace basse pression.

L'analyse des données de topographie et de champ de gravité montrent que le signal de gravité associé à la topographie doit être compensé soit par des variations de l'épaisseur de la couche de glace externe, soit par des variations de densité dans une croûte superficielle. La viabilité de ces hypothèses dépend des propriétés thermiques et visqueuses et donc du mode de transfert de la chaleur (conductif ou convectif) dans l'enveloppe externe. Il est nécessaire pour pouvoir tester ces modèles de mieux connaître la rhéologie de la glace dans les conditions de pression et de température régnant dans les satellites de glace.

Chapitre 2

Structure et dynamique de la couche de glace externe de Titan contrainte par les données Cassini

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la mission Cassini-Huygens a apporté de nombreuses informations sur Titan et que des indices indiquent la présence d'un océan interne sous la couche de glace. Dans ce chapitre nous utilisons les données de topographie et de gravité afin de contraindre la structure de la couche de glace externe. Nous avons vu que ces données indiquent une compensation du signal de gravité de la topographie soit par des variations d'épaisseur de la couche de glace soit par des variations latérales de densité dans une croûte superficielle. Dans ce chapitre, nous testons les deux hypothèses plus en détails et discutons leur implications pour l'évolution de Titan.

En préambule, nous présentons le lien entre la structure interne et le potentiel gravitationnel. La suite du chapitre reprend l'article correspondant qui a été publié dans la revue *Icarus* (Lefevre *et al.*, 2014). Afin de déterminer l'amplitude des variations (déflexions des différentes interfaces ou/et variation de densité), nous modélisons dans un premier temps la structure interne moyenne de Titan. Afin de voir si les déflexions modélisées sont stables au cours du temps, nous calculons la relaxation verticale de chaque inter-

face en réponse à la charge topographique appliquée et discutons les implications pour l'évolution de la couche de glace.

2.1 Lien entre potentiel gravitationnel et structure interne

Nous avons vu dans le chapitre I que des anomalies du géoïde faibles mais non nulles avaient été mesurées sur Titan à partir de l'analyse des données Doppler de Cassini. Associées à la mesure de la topographie, celles-ci nous apportent des informations sur la structure interne du satellite, notamment sur ses couches superficielles. Les anomalies de pesanteur ou anomalies du géoïde s'expliquent en effet par la présence d'hétérogénéités de masse.

L'attraction gravitationnelle g exercée par un corps dépend de la distance r à celui-ci et est donnée au premier ordre par :

$$g = \frac{GM}{r^2}. \quad (2.1)$$

L'attraction gravitationnelle en tout point autour d'un satellite décrit un champ vectoriel. Le champ scalaire duquel il dérive est le potentiel gravitationnel Φ , les deux étant reliés de la façon suivante :

$$g = \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \quad (2.2)$$

En un point donné, ce potentiel gravitationnel dépend de la répartition des masses à l'intérieur du corps, il est relié au profil de densité par la relation suivante :

$$\Phi(\vec{r}) = G \int_V \frac{\rho(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV, \quad (2.3)$$

avec \vec{r}' le vecteur entre le centre du corps et l'élément de masse considéré et \vec{r} le vecteur position. Le potentiel gravitationnel est donc un outil de premier choix afin d'étudier la répartition des masses à l'intérieur de Titan.

2.1.1 Expression du potentiel gravitationnel avec la profondeur

Le potentiel gravitationnel Φ est solution de l'équation de Poisson :

$$\Delta\Phi(\vec{r}) = -4\pi G\rho(\vec{r}). \quad (2.4)$$

avec Δ l'opérateur laplacien, \vec{r} le vecteur au centre de masse et ρ la densité locale et avec à l'extérieur du corps, $\Delta\Phi = 0$, l'équation de Laplace.

Il dépend en partie de la répartition des masses à l'intérieur du corps et donc en partie de la forme du corps. En coordonnées sphériques l'équation 2.3 s'écrit :

$$\Phi(r, \theta, \varphi) = G \int_0^{\mathcal{R}(\theta', \varphi')} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\rho(r', \theta', \varphi')}{|\vec{r}' - \vec{r}|} r'^2 \sin\theta' dr' d\theta' d\varphi', \quad (2.5)$$

avec $\mathcal{R}(\theta', \varphi')$ la forme de la surface pouvant se décomposer sous la forme:

$$\mathcal{R}(\theta, \varphi) = R_S + \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} H_{\ell m}^S Y_{\ell m}(\theta, \varphi), \quad (2.6)$$

où R^S est le rayon moyen de Titan et $H_{\ell m}^S$ les coefficients de la topographie déterminés à partir des mesures radar (Mitri *et al.*, 2014).

Le terme $\frac{1}{|\vec{r}' - \vec{r}|}$ peut être exprimé sous forme de fonctions harmoniques complexes $Y_{\ell m}(\theta, \varphi)$. D'un point de vue externe par rapport au masses ($r > r'$) :

$$\frac{1}{|\vec{r}' - \vec{r}|} = \frac{4\pi}{r} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{1}{2\ell + 1} \left(\frac{r'}{r}\right)^\ell Y_{\ell m}^*(\theta', \varphi') Y_{\ell m}(\theta, \varphi) \quad (2.7)$$

2.1. LIEN ENTRE POTENTIEL GRAVITATIONNEL ET STRUCTURE INTERNE

et d'un point de vue interne ($r < r'$) :

$$\frac{1}{|\vec{r}' - \vec{r}|} = \frac{4\pi}{r} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{1}{2\ell+1} \left(\frac{r}{r'}\right)^{\ell+1} Y_{\ell m}^*(\theta', \varphi') Y_{\ell m}(\theta, \varphi) \quad (2.8)$$

La partie radiale de l'équation 2.5 peut être séparée en deux parties :

$$\begin{aligned} \Phi(r, \theta, \varphi) = & G \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left(\int_0^{R_S} \frac{\rho(r', \theta', \varphi')}{|\vec{r}' - \vec{r}|} r'^2 dr' \right. \\ & \left. + \int_{R_S}^{\mathcal{R}(\theta', \varphi')} \frac{\rho(r', \theta', \varphi')}{|\vec{r}' - \vec{r}|} r'^2 dr' \right) \sin\theta' d\theta' d\varphi'. \end{aligned} \quad (2.9)$$

La première partie correspondant à la solution pour un corps sphérique tandis que la seconde partie correspond à l'écart à la sphère. Pour la partie sphérique de l'intégrale, les développements ci-dessus (eqs. 2.7, 2.8, and 2.9) et les propriétés orthogonales des harmoniques sphériques mènent à la relation suivante entre les coefficients du potentiel $\Phi_{\ell m}(r)$ et ceux de la densité $\rho_{\ell m}(r)$:

$$\Phi_{\ell m}(r) = \frac{4\pi G}{2\ell+1} \left[\int_0^r \frac{r'^{\ell+2}}{r^{\ell+1}} \rho_{\ell m}(r') dr' + \int_r^{R_S} \frac{r'^{\ell}}{r'^{\ell-1}} \rho_{\ell m}(r') dr' \right], \quad (2.10)$$

où la première et la seconde intégrale correspondent respectivement aux masses interne et externes par rapport au rayon considéré.

La seconde partie de l'intégrale peut être associée à un excès de masse en surface, une charge $\sigma(\theta, \varphi)$:

$$\sigma(\theta, \varphi) \times R_S = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_{R_S}^{\mathcal{R}(\theta', \varphi')} \frac{\rho(r', \theta', \varphi')}{|\vec{r}' - \vec{r}|} r'^2 dr' \sin\theta' d\theta' d\varphi'. \quad (2.11)$$

Pour de petites variations par rapport à la sphère, et en négligeant les variations radiales de densité sous la surface, cet excès de masse est le produit des déflexions $H^S(\theta, \varphi)$ et de la densité locale $\rho(\theta, \varphi)$. Une fois déterminé, σ peut être décomposé en harmoniques sphériques. Si la densité est uniforme juste cour la surface ($\rho(\theta, \varphi) = \rho^S$), les coefficients de la charge de surface $\sigma_{\ell m}$ sont directement reliés à ceux des déflexions $H_{\ell m}^S$: $\sigma_{\ell m} = \rho^S H_{\ell m}^S$. D'une façon plus générale, les perturbations du potentiel gravitationnel associées à n'importe quelle interface interne décrite par un rayon R_i et une charge σ_i peuvent être traitées de la même manière. Pour une structure interne avec N couches, les coefficients du potentiel à l'extérieur de Titan sont alors

$$\Phi_{\ell m}(r) = \frac{4\pi G}{2\ell + 1} \left[\int_0^{R_S} \frac{r'^{\ell+2}}{r^{\ell+1}} \rho_{\ell m}(r') dr' + \sum_{i=1}^N \frac{R_i^{\ell+2}}{r^{\ell+1}} \sigma_{\ell m}^i \right]. \quad (2.12)$$

En tout point à l'intérieur de Titan, les coefficients du potentiel résultent d'une contribution de N_I couches internes et $N - N_I$ couches externes :

$$\begin{aligned} \Phi_{\ell m}(r) = & \frac{4\pi G}{2\ell + 1} \left[\int_0^r \frac{r'^{\ell+2}}{r^{\ell+1}} \rho_{\ell m}(r') dr' + \int_r^{R_S} \frac{r^\ell}{r'^{\ell-1}} \rho_{\ell m}(r') dr' \right. \\ & \left. + \sum_{i=1}^{N_I} \frac{R_i^{\ell+2}}{r^{\ell+1}} \sigma_{\ell m}^i + \sum_{i=N_I+1}^N \frac{r^\ell}{R_i^{\ell-1}} \sigma_{\ell m}^i \right]. \end{aligned} \quad (2.13)$$

2.2 ARTICLE : Structure and dynamics of Titan's outer icy shell constrained from Cassini data

L'article qui suit a été publié dans la revue *Icarus* (Lefevre *et al.*, 2014).

ABSTRACT

The Cassini-Huygens mission has brought evidence for an internal ocean lying beneath an outer icy shell on Titan. The observed topography differs significantly from the reference hydrostatic shape, while the measured geoid anomalies (estimated up to degree three) remain weak. This suggests compensation either by deflections of the ocean/ice interface or by density variations in an upper crust. However, the observed degree-three gravity signal indicates either that the topography is not perfectly compensated, or that mass anomalies exist in the deep interior, or a combination of both.

To investigate the compensation mechanisms, we developed an interior structure model satisfying simultaneously the surface gravity and long-wavelength topography. We quantified the excess deflection of ocean/ice I interface, the density anomalies in the upper crust, or the deflection of the ice/rock interface needed to explain the observed degree-three anomalies. Finally, we tested the long-term mechanical stability of the internal mass anomalies by computing the relaxation rate of each internal interface in response to interface mass load.

We showed that the computed deflection of the ocean/ice I interface is stable only for a conductive highly viscous layer above a relatively cold ocean ($T < 250$ K). Solutions with a moderately convecting ice shell are possible only for models with crustal density variations. Due to fast relaxation, the high pressure ice layer cannot be the source of the degree three geoid anomalies. The existence of mass anomalies in the rocky core remains a possible explanation. Estimation of the degree-four gravity signal by future Cassini flybys will further constrain the compensation mechanism and the source of gravity anomalies.

2.2.1 Introduction

Since 2004, the Cassini-Huygens mission has performed a series of measurements that provide key constraints on the internal structure of Titan and its past evolution. Several lines of evidence (tides, rotation, electric field perturbations, long-wavelength topography; Iess *et al.* (2012); Baland *et al.* (2011, 2014); Béghin *et al.* (2012); Nimmo et Bills (2010); Hemingway *et al.* (2013)) indicate that Titan harbors a water ocean (possibly salt-rich) underneath an outer icy shell several tens to more than hundred kilometers thick. The spherical harmonics coefficients of the gravity field have been determined up to degree 3 from radio tracking of the Cassini spacecraft (Iess *et al.*, 2010, 2012).

The degree-two coefficients, C_{20} and C_{22} , can be used to infer the Moment-of-Inertia (MoI) factor (C/MR^2) of Titan's interior, which provides key information on its radial density structure. Assuming that the observed C_{22} coefficient is exclusively attributed to the fluid response of the satellite to tide, the fluid Love number of Titan, k_f , should be equal to 1.02, which gives $C/MR^2 = 0.343$ using the Radau-Darwin approximation (Iess *et al.*, 2010). However, the existence of a significant degree-three signal in the gravity field (Iess *et al.*, 2010, 2012) indicates some departure from the (hydrostatic) fluid response and suggests that the observed degree-two coefficients must be corrected from non-hydrostatic contributions (Gao et Stevenson, 2013; Hemingway *et al.*, 2013; Baland *et al.*, 2014). If about $\pm 10\%$ of the observed degree-two gravity signals are associated to non-hydrostatic effects, the corrected MoI factor may range between 0.32 and 0.355, corresponding to very different degrees of differentiation. As a comparison, the MoI factors estimated by the Galileo mission typically ranges between 0.31 for Ganymede and 0.355 for Callisto (Anderson *et al.*, 1996a; Sohl *et al.*, 2002).

As illustrated on Fig. 2.1, owing to the small dynamical flattening of Titan, variations of the moment of inertia from 0.32 to 0.36 lead to moderate variations of the geoid anomalies. The degree-two geoid anomalies corresponding to such a variation of MoI factor remain comparable to the degree three signal. Once non-hydrostatic uncertainties

2.2. ARTICLE : STRUCTURE AND DYNAMICS OF TITAN'S OUTER ICY SHELL CONSTRAINED FROM CASSINI DATA

are taken into account for Titan, a wide ranges of internal structure becomes possible, including fully differentiated structure with a relatively dense rock core (Sohl *et al.*, 2003; Tobie *et al.*, 2006; Baland *et al.*, 2014), with a low-density hydrated core (Fortes *et al.*, 2007; Castillo-Rogez et Lunine, 2010), or partially differentiated structure comprising a mixed rock/ice layer (Sohl *et al.*, 2010; Hemingway *et al.*, 2013). In absence of additional constraints, it is very difficult to conclude which internal structure is more likely.

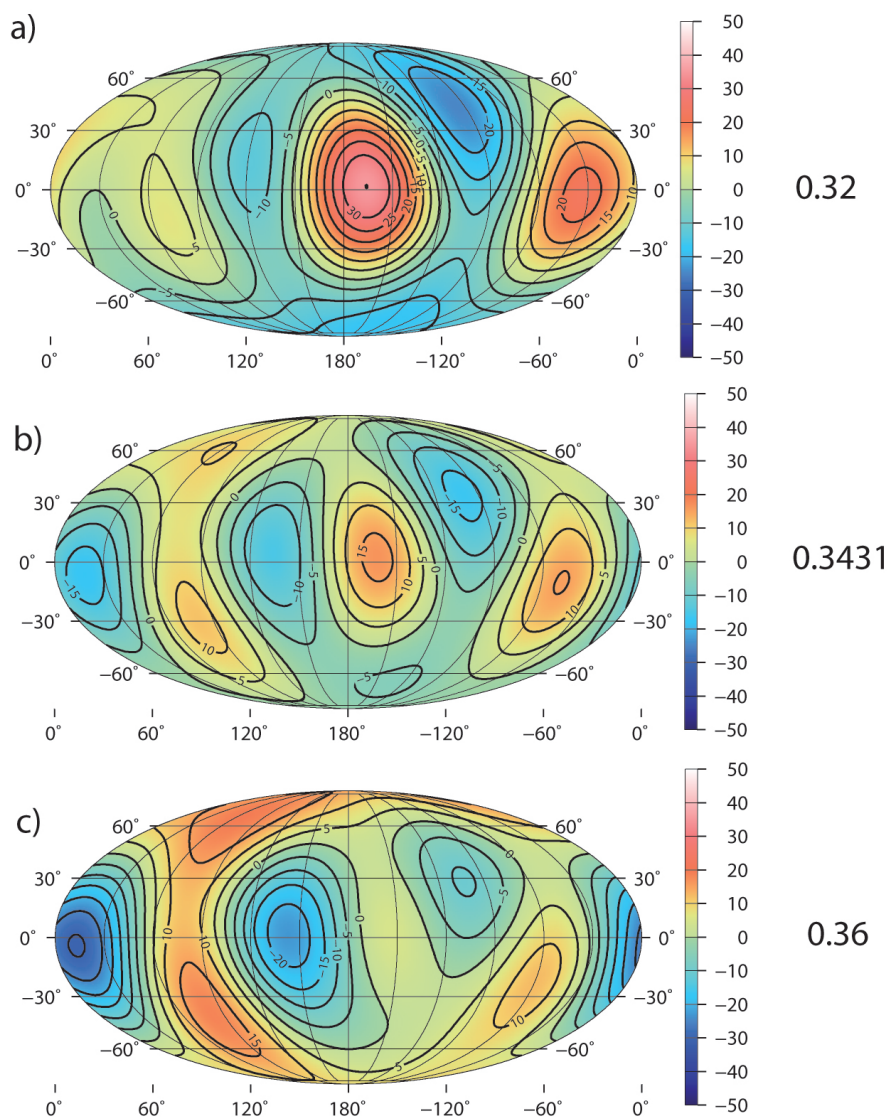


Figure 2.1 – Geoid heights (in meters) from SOL1a of Iess *et al.* (2012), over reference ellipsoids defined from three different values of C/MR^2 : 0.32, 0.343, 0.36.

Another key constraint to infer Titan's subsurface structure is provided by the long-wavelength topography, which has been derived using Cassini Radar from direct altimetry and from SAR-topography (Fig. 2.2, Zebker *et al.* (2009b); Stiles *et al.* (2009); Mitri *et al.* (2014)). The observed topography differs by several hundreds of meters from the reference hydrostatic shape, while the measured geoid anomalies (Fig. 2.1) remain very small in comparison. These observations indicate that the gravity signal due to topography is compensated, most likely by mass anomalies in the outer icy shell, either by deflections of the ice/ocean interface (Nimmo et Bills, 2010) or by density variations of the upper crust (Choukroun et Sotin, 2012). However, the existence of a non-negligible degree-three signal indicates that the compensation is not perfect and that the layer is rigid enough to maintain the system out of equilibrium (Hemingway *et al.*, 2013; Gao et Stevenson, 2013).

The stresses associated with the geoid anomalies for a reference model with $C/MR^2 = 0.341$ (Fig. 2.1b) are ≤ 0.2 bar. These stresses do not exceed 0.4 bar even for a model with a significant departure from the hydrostatic reference state ($C/MR^2 = 0.32$, corresponding to geoid anomalies of ± 40 m, Fig. 2.1a). Such a stress level is one order of magnitude below the mechanical strength of water ice (e.g., Litwin *et al.*, 2012), and therefore the outer shell should be able to support it as long as viscous relaxation is limited.

In a recent study, Hemingway *et al.* (2013) interpreted the observed degree-three geoid anomalies as resulting from efficient surface erosion and deposition on a substantially rigid ice shell. According to their interpretation, erosion processes would limit the topography variations produced by ice shell thickening/thinning associated with inhomogeneous ocean crystallization (e.g. Nimmo et Bills, 2010). Other scenarios are also possible, for instance as proposed by Choukroun et Sotin (2012), topography may be associated with density variations resulting from clathration processes in the upper crust. Following the scenario of Choukroun et Sotin (2012), accumulation of ethane at the poles and substitutions between methane and ethane in clathrate structures would progressively increase the crustal density leading to a progressive subsidence in the polar regions.

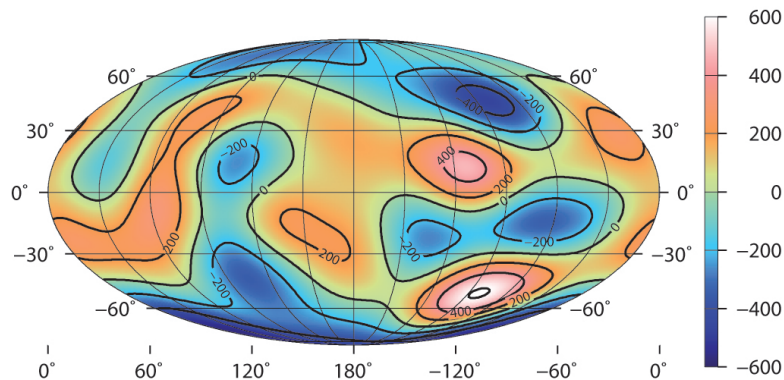


Figure 2.2 – Spherical harmonic expansion of Titan's topography (in meters), up to degree 6, from Mitri *et al.* (2014), defined with respect to the geoid provided by Iess *et al.* (2012).

The aim of this work is to test the various hypotheses that have been proposed to explain the compensation processes and to determine the structure of the outer shell consistent with the observed topography and gravity signals for each compensation scenario. For that purpose, we have developed a generic interior structure model reproducing simultaneously gravity and topography data. Using this model, we derive the amplitude of thickness and/or density variations in the outer ice shell required to explain the observations. In order to assess whether any derived structure is stable on geological timescales, we also compute the viscous relaxation of any deflected interface, and we determine the viscosity structure compatible with the observed topography and gravity signals. In section 2.2.2, we describe how the interior structure is modeled and how the gravity field and topography are used to determine the position and shape of the internal interfaces. The stability of the deflected interface presented in section 2.2.2 is then computed and discussed in section 2.2.3. We finally conclude and discuss the implications of our results for the structure and evolution of Titan's interior in section 2.2.4.

2.2.2 Modeling the interior structure consistent with gravity and topography data.

In the following, we develop interior models for Titan based on lateral perturbations of a radially-varying density structure and the associated gravitational potential outside and inside the moon is computed.

2.2.2.1 Average radial structure

We consider interior structures consisting of up to 5 main layers from center to surface: a rock core, a high-pressure (HP) ice V-VI layer, a liquid water ocean, an ice Ih layer and possibly a chemically different icy crust (Fig. 2.3). For a given MoI factor, we compute the rock/HP ice interface radius, $R_{C/HP}$, and the HP ice/ocean interface radius, $R_{HP/O}$, as well as the radius of the HP ice V-ice VI phase transition, $R_{VI/V}$ -if any-, for prescribed values of the ocean/ice I interface radius, $R_{O/I}$, (i.e. for prescribed values of the outer ice shell thickness, $b = 50$ or 100 km) and the ice I/crust interface radius, $R_{I/CR}$ (see Fig. 2.3).

The two interfaces bounding the ocean, $R_{O/I}$ and $R_{HP/O}$, are determined by the intersection between the melting curve of H_2O and the temperature profile in the ocean following the method of Grasset et Sotin (1996). The melting curve of H_2O is computed using the Simon-Glatzel equation, assuming pure water system:

$$P_m = P_0 + a' \left(\left(\frac{T_m}{T_0} \right)^{c'} - 1 \right), \quad (2.14)$$

where P_m and T_m are the melting pressure and temperature, P_0 is the reference pressure, T_0 is the reference temperature, a' and c' are empirical parameters dependent on the ice phase (Choukroun et Grasset, 2007). Temperature variation throughout the ocean is assumed adiabatic:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{\alpha_w g_0 T}{C_w}, \quad (2.15)$$

where r is the radius, $g_0(r)$ is the gravity, $\alpha_w(T, P)$ is the thermal expansion and $C_w(T, P)$ is the heat capacity of liquid water computed from Choukroun et Grasset (2010).

2.2. ARTICLE : STRUCTURE AND DYNAMICS OF TITAN'S OUTER ICY SHELL
 CONSTRAINED FROM CASSINI DATA

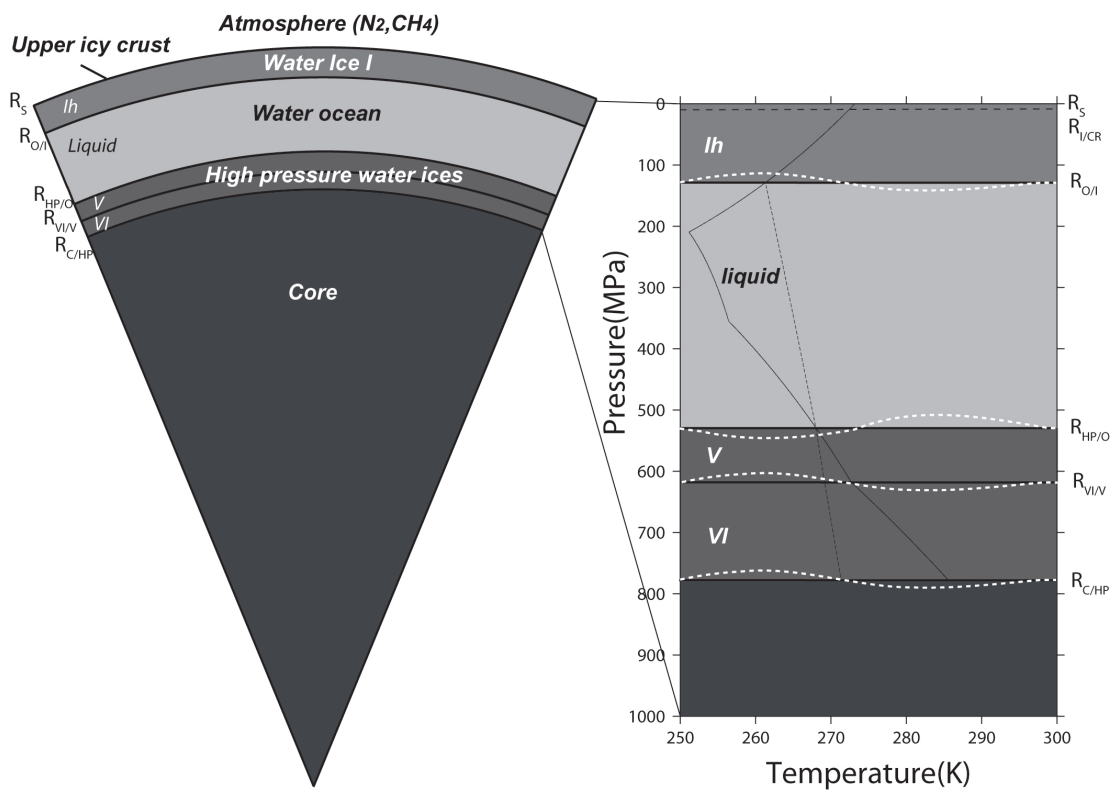


Figure 2.3 – Left - example of an average internal structure for a 100 km-thick outer ice shell and $C/MR^2=0.3431$, and right - corresponding temperature profile (dotted line) with the melting curve of H₂O (solid line).

$g_0(r)$ is integrated from the surface where $g_0(R_S) = 1.354 \text{ m s}^{-2}$ using:

$$\frac{dg_0}{dr} = 4\pi G\rho_0 - 2\frac{g_0}{r}. \quad (2.16)$$

The pressure profile, needed to determine the density, is computed using the hydrostatic equation:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho_0 g_0. \quad (2.17)$$

Density is computed from the specific volume at given pressure and temperature:

$$V(P, T) = V_0 \zeta_1(T) \zeta_2(P) = \frac{1}{\rho_0(P, T)}, \quad (2.18)$$

with V_0 a volume of reference, and $\zeta_1(T)$ and $\zeta_2(P)$ representing the temperature and pressure dependences of V . Note that, using this parameterization, the heat capacity α_w is

$$\alpha_w(T) = \frac{1}{\zeta_1(T)} \frac{\delta \zeta_1(T)}{\delta T}. \quad (2.19)$$

This framework is used for liquid water and ices V & VI, with specific parameters for each phase given by Choukroun et Grasset (2010). Density variations exceed several tens of kg m^{-3} in the ocean, while these remain moderate in the high pressure layers. For simplicity, a uniform value is assumed for the ice Ih layer ($\rho_i \sim 930 \text{ kg m}^{-3}$).

Most of the results presented here correspond to the reference case with pure water as described above. To take into account the possible effects of non-water compounds on the ocean density (ammonia, methanol, ammonium sulfates, magnesium sulfates, etc.), we also consider a few cases where we add or subtract a constant density increment in the ocean. The effect on water activity and phase diagram depends on the nature of non-water compounds. This would affect the temperature and thickness of the ocean. Among the non-water compound candidates, ammonia has the most dramatic effect on the melting curve. As an example, for an ammonia concentration ranging between 10% and 20%, the melting temperature at 500 MPa is lowered by 15 K and 40 K respectively (Choukroun

et Grasset, 2010). For a prescribed thickness of the ice Ih layer, the associated shift of the HP/O interface would, however, not exceed 100 km upward. Our computations show that the exact position of the HP/O interface has a minor influence on the surface gravity and associated mass anomalies in the outer layer. For this reason, we neglect the effect of non-water compounds on the melting curve, thermal expansion α_w and heat capacity C_w .

We solve the system of equations described above using a fifth-order Runge-Kutta method with adjustable stepsize. In practice, we approximate the density profile in the ocean by a layered function whose discrete structure coincides with the one used in the Runge-Kutta method. During the downward integration, we compute the remaining mass below r and evaluate the total average moment of inertia I assuming that density is uniform below r . We interrupt the integration when I/MR_S^2 is equal to the initially prescribed value of MoI factor. The average density and radius of the core are determined with this procedure. Table 2.1 summarizes the different interior models considered with the position of the interfaces obtained for three different C/MR^2 values and two values of the outer ice shell thickness.

Table 2.1 – Titan's interior structure models for various C/MR^2 values.

C/MR^2	0.32		0.3431		0.36	
b (km)	50	100	50	100	50	100
R_S (km)	2574.76					
R_{OI} (km)	2524.76	2474.76	2524.76	2474.76	2524.76	2474.76
$R_{HP/O}$ (km)	2110	2202	2110	2202	-	-
$R_{VI/V}$ (km)	-	2173	-	2173	-	-
$R_{C/HP}$ (km)	1805	1805	2098	2098	-	-
$R_{C/O}$ (km)	-	-	-	-	2263	2272
ρ_C (kg m^{-3})	3205	3199	2541	2532	2266	2262

2.2.2.2 Lateral perturbations of the average model

We assume that the density structure of Titan is almost spherically symmetric, with only small perturbations in lateral directions,

$$\rho(r, \theta, \phi) = \rho_0(r) + \delta\rho(r, \theta, \phi). \quad (2.20)$$

Here, θ and ϕ are colatitude and longitude, $\rho_0(r)$ is the average density at radius r , and $\delta\rho$ denotes the density heterogeneity ($\delta\rho \ll \rho_0$) which can be expressed in terms of a spherical harmonic series,

$$\delta\rho(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=1}^{\ell_{\max}} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \rho_{\ell m}(r) Y_{\ell m}(\theta, \phi), \quad (2.21)$$

where $Y_{\ell m}$ are the fully normalized complex spherical harmonics (Arfken et Weber, 1985) and ℓ_{\max} is the cut-off degree (the normalization of spherical harmonic functions is detailed in B). Similarly, the deflections H_i of any density interface (including the surface) relative to the average radius, R_i , are described as

$$H_i(\theta, \phi) = \sum_{\ell=1}^{\ell_{\max}} \sum_{m=-\ell}^{\ell} H_{\ell m}^i Y_{\ell m}(\theta, \phi), \quad (2.22)$$

where i is the index associated to a given interface (counted from the top). Note that, here, the term interface denotes either a physical boundary or a discrete boundary. In the former case, the interface is either the moon's surface or it separates two of the five main layers composing Titan's interior structure and the index i is equivalent to one of the six subscripts introduced above: S, I/CR, O/I, HP/O, VI/V, C/HP. In the latter case, the interface is the discrete boundary between two adjacent layers of uniform density used to describe the density profile in each main physical layer.

For deflections much smaller than the shortest wavelengths considered ($|H_i| \ll 2\pi R_i / \ell_{\max}$), the gravitational potential of the satellite as a function of density distribution and internal interface deflections can be expressed as (e.g. Burša et Pěč, 1993):

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{GM(r)}{r} + 4\pi G \int_r^R \rho r' dr + \sum_{\ell=1}^{\ell_{\max}} \frac{4\pi G r}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} Y_{\ell m}(\theta, \phi) \times \left[\int_0^r \rho_{\ell m}(r') \left(\frac{r'}{r}\right)^{\ell+2} dr' + \int_r^{R_S} \rho_{\ell m}(r') \left(\frac{r'}{r}\right)^{\ell-1} dr' + \sum_{i=1}^{N_I} \Delta\rho_i H_{\ell m}^i \left(\frac{r}{R_i}\right)^{\ell-1} + \sum_{i=N_I+1}^N \Delta\rho_i H_{\ell m}^i \left(\frac{R_i}{r}\right)^{\ell+2} \right], \quad (2.23)$$

where G is the universal gravitational constant, $M(r)$ is the total mass inside the sphere of radius r , and $\Delta\rho_i$ is the average density jump across the i^{th} interface. The number N_I in eq. (2.23) specifies the position of the observing point with respect to the density interfaces: $R_i \geq r$ for $i \leq N_I$ while $R_i < r$ if $i > N_I$.

Substituting the coefficients of the observed gravitational potential $\Phi_{\ell m}^{obs}(R_S)$, and surface deflection, $H^{S,obs}$, to eq. (2.23), setting $r = R_S$, we obtain

$$\Phi_{\ell m}^{obs}(R_S) - \frac{4\pi\rho_S G R_S H_{\ell m}^{S,obs}}{2\ell+1} = \frac{4\pi G R_S}{2\ell+1} \left[\int_0^{R_S} \rho_{\ell m}(r') \left(\frac{r'}{R_S}\right)^{\ell+2} dr' + \sum_{i=2}^N H_{\ell m}^i \Delta\rho_i \left(\frac{R_i}{R_S}\right)^{\ell+2} \right]. \quad (2.24)$$

Equation (2.24) links the observed quantities $\Phi_{\ell m}^{obs}$ and $H_{\ell m}^{S,obs}$ on the left-hand side with parameters $H_{\ell m}^i$ and $\Delta\rho_i$, characterizing the internal density structure, on the right-hand side.

Here we consider two mechanisms for compensation of the gravitational signal due to surface topography: thickness variations or crustal density variations. In the case of thickness variations, the deflection of the O/I interface can be determined from the observed quantities and a priori knowledge of the other internal interfaces:

$$H_{\ell m}^{OI} = \frac{1}{\Delta\rho_{O/I}} \left(\frac{R_S}{R_{OI}}\right)^{\ell+2} \times \left[\frac{2\ell+1}{4\pi G R_S} \Phi_{\ell m}^{obs}(R_S) - \rho_S H_{\ell m}^{S,obs} - \sum_{i=3}^N H_{\ell m}^i \Delta\rho_i \left(\frac{R_i}{R_S}\right)^{\ell+2} \right]. \quad (2.25)$$

In the case of crustal density variations, assuming constant density with depth in the crust, with small density perturbations compared to the averaged layer density ($\delta\rho \ll \rho_0$), and uniform density in each layer beneath the crust ($\rho_{\ell m}^{(R < R_{CR})} = 0$), the spectral coefficients of the crustal density variations are:

$$\rho_{\ell m} = (\ell + 3) \frac{R_S^{\ell+2}}{R_S^{\ell+3} - R_{I/CR}^{\ell+3}} \times \left[\frac{2\ell + 1}{4\pi G R_S} \Phi_{\ell m}^{obs}(R_S) - \rho_s H_{\ell m}^{S,obs} - H_{\ell m}^{I/CR} \Delta\rho_{I/CR} \left(\frac{R_{I/CR}}{R_S} \right)^{\ell+2} - \sum_{i=3}^N H_{\ell m}^i \Delta\rho_i \left(\frac{R_i}{R_S} \right)^{\ell+2} \right]. \quad (2.26)$$

The base of the crust (I/CR interface) is computed in order to follow a degree-two surface resulting from the dynamical response of the entire density structure to the tidal and centrifugal potentials.

The deflections, $H_{\ell m}^i$, of the deeper interfaces (right hand-side of eqs. (2.25) and (2.26)), are computed assuming either that they follow an equipotential surface (i.e. the observed topography is non-perfectly compensated by mass anomalies in the outer ice shell) or that they are responsible of the observed geoid anomalies (i.e. the observed topography is entirely compensated by ice shell thickness and density variations). In the former case, they are directly determined from the total potential (i.e. gravitational, $\Phi_{\ell m}(R_i)$, and centrifugal and tidal, $\Psi_{\ell m}(R_i)$) evaluated at $r = R_i$:

$$H_{\ell m}^i = \frac{\Phi_{\ell m}(R_i) + \Psi_{\ell m}(R_i)}{g_0(R_i)}, \quad (2.27)$$

while in the latter case, the deflection $H_{\ell m}^i$ at a radius $r = R_i$ is evaluated from the observed surface potential assuming that it explains the gravitational anomalies. The gravitational potential at a radius R_i , $\Phi(R_i)$, required to compute eq. (2.27) is

$$\Phi_{\ell m}(R_i) = \frac{4\pi G R_i}{2\ell + 1} \left\{ \mathcal{I}_{\ell m} + \sum_{k=1}^i H_{\ell m}^k \Delta\rho_k \left(\frac{R_i}{R_k} \right)^{\ell-1} + \sum_{k=i+1}^N H_{\ell m}^k \Delta\rho_k \left(\frac{R_k}{R_i} \right)^{\ell+2} \right\}, \quad (2.28)$$

where

$$\mathcal{I}_{\ell m} = \begin{cases} \frac{R_i}{2-\ell} \rho_{\ell m} \left[\left(\frac{R_i}{R_S} \right)^{\ell-2} - \left(\frac{R_i}{R_{VCR}} \right)^{\ell-2} \right], & \text{for } \ell \neq 2, \\ R_i \rho_{\ell m} \ln \left(\frac{R_S}{R_{VCR}} \right), & \text{for } \ell=2, \end{cases} \quad (2.29)$$

and where the centrifugal and tidal potentials, Ψ , is:

$$\Psi(r, \theta, \phi) = r^2 \omega^2 \left[\frac{1}{3} - \frac{5}{6} P_{20}(\cos \theta) + \frac{1}{4} P_{22}(\cos \theta) \cos 2\phi \right], \quad (2.30)$$

where ω is the angular frequency, and P_{20} and P_{22} are the associate Legendre functions. In the spherical harmonic basis $\{Y_{\ell m}\}$, eq. (2.30) takes the form

$$\Psi(r, \theta, \phi) = r^2 \omega^2 \left[\frac{1}{3} - \sqrt{\frac{20\pi}{36}} Y_{20} + \sqrt{\frac{6\pi}{20}} (Y_{22} + Y_{2-2}) \right]. \quad (2.31)$$

2.2.2.3 Results

Fig. 2.4 shows the variations of ice shell thickness (a) and crustal density (b) required to explain the topography and geoid anomalies, obtained for a total average ice shell thickness of 100 km and a crustal thickness of 4 km (for b), determined from eq. (2.25) and (2.26), respectively. For the example displayed on Fig. 2.4, the topography and geoid data can be explained either by a deflection of O/I interface varying between -6500 m and 5700 m, or by crustal density varying between 800 kg m^{-3} and 1070 kg m^{-3} . The deflections of the O/I interface required to explain the data is mostly sensitive to the assumed ocean density, (see Fig. 2.5a), it is weakly sensitive the assumed MoI factor and is almost insensitive to both the average ice shell and ocean thicknesses.

As illustrated on Fig. 2.5a), the tidal Love number, k_2 which quantifies the response of Titan's interior to time-varying tidal potential, is also mostly determined by the ocean density and, to a lesser extent, by the ice shell thickness (see also Mitri *et al.*, 2014; Baland *et al.*, 2014). The position of the HP/O interface barely affects the value of k_2 (Baland *et al.*, 2014). Titan's tidal Love number has been estimated to about 0.5-0.7 by Iess *et al.* (2012). We can note that the observed tidal Love number is compatible with an

CHAPITRE 2. STRUCTURE ET DYNAMIQUE DE LA COUCHE DE GLACE EXTERNE DE TITAN CONTRAINTE PAR LES DONNÉES CASSINI

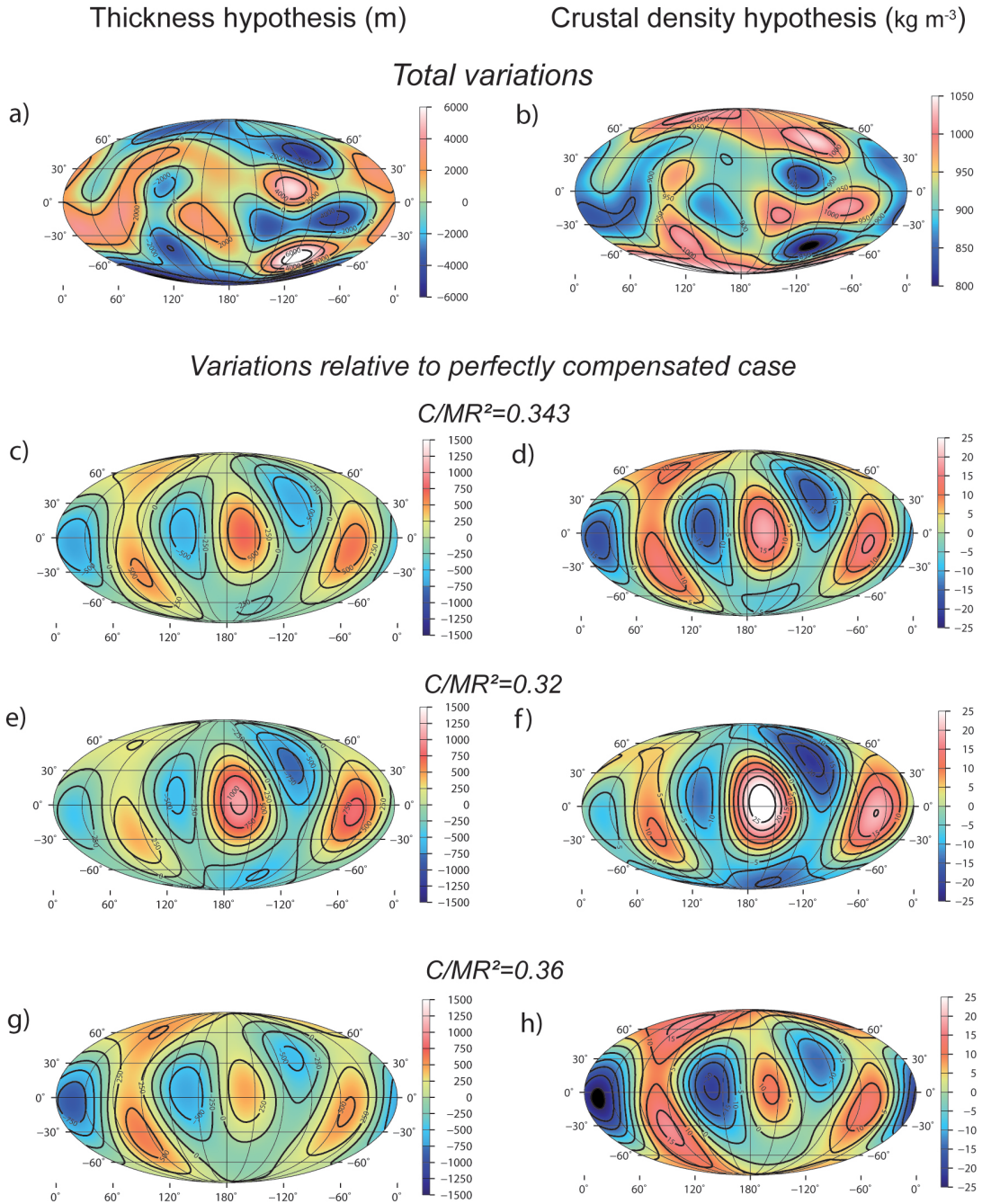


Figure 2.4 – Ice thickness (left column) and crustal density (right column) variations required to explain the observed gravity and topography data. Total variations (a,b) and variations relative to the perfectly compensated case for $C/MR^2 = 0.3431$ (c,d), $C/MR^2 = 0.32$ (e,f) and $C/MR^2 = 0.36$ (g,h).

2.2. ARTICLE : STRUCTURE AND DYNAMICS OF TITAN'S OUTER ICY SHELL
CONSTRAINED FROM CASSINI DATA

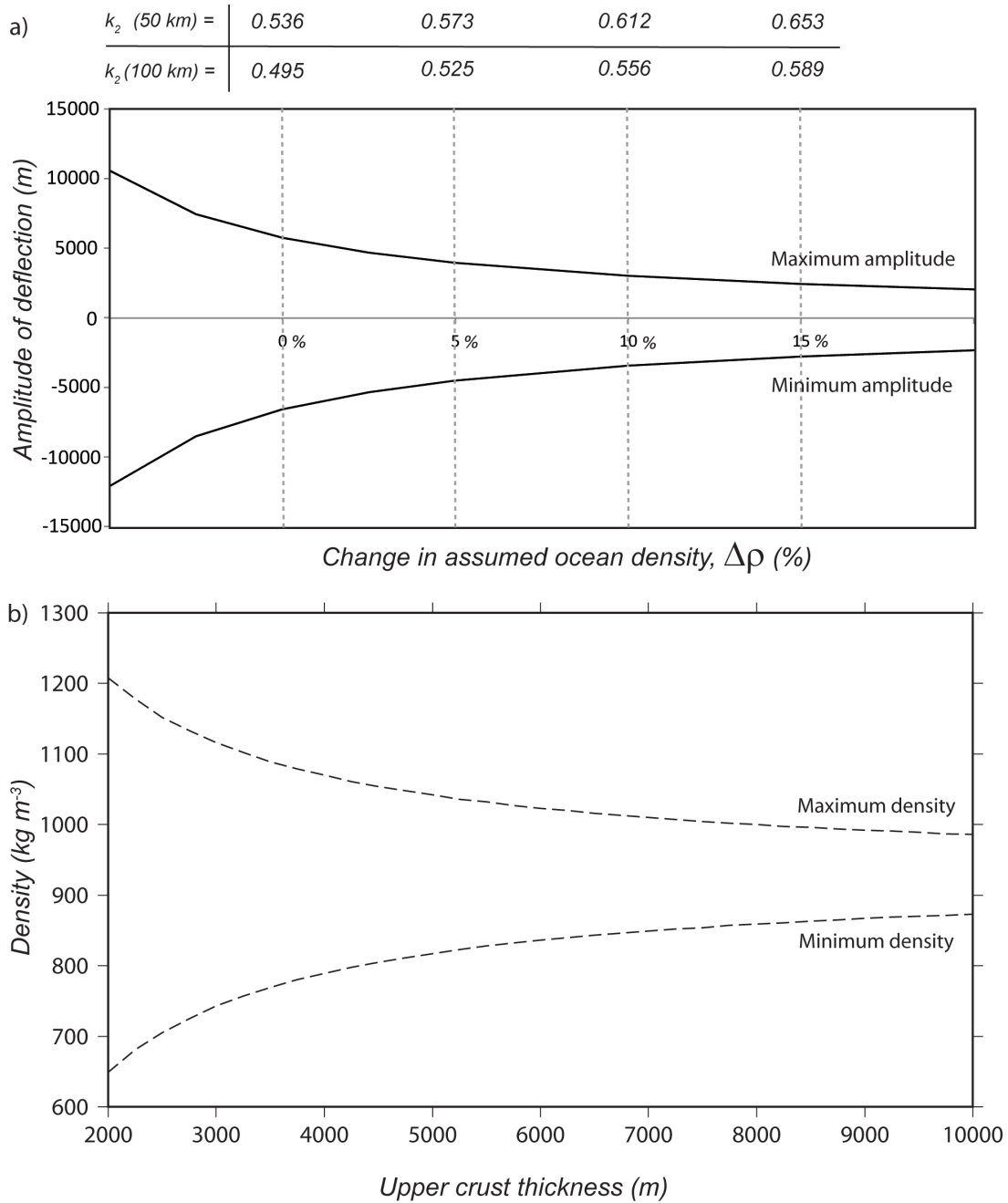


Figure 2.5 – a) Evolution of the amplitude (rms) of the deflections for an increase of the ocean density and associated values of the tidal gravitational Love numbers, k_2 , for a 50 and a 100 km-thick outer shell. b) Maximal amplitude of the density variations for different thickness of the upper crust needed to explain both gravity and topography data. Same internal parameters as Fig. 2.3.

ocean density varying between 0% to 15% relative to that of pure water and an ice shell thickness comprised between 50 and 100 km. For an ocean less dense than pure water, the computed tidal Love number becomes lower than 0.5, and therefore it is inconsistent with the observed k_2 .

The ice shell thickness variations have been proposed by Nimmo et Bills (2010) to result from heterogeneous ocean crystallization due to tidal heating. However, the pattern is much more complex than that predicted by tidal heating models (Tobie *et al.*, 2005a; Nimmo et Bills, 2010). Complex ocean crystallization processes implying strong longitudinal and latitudinal fluctuations would be required to explain the present data.

For the crustal density hypothesis, the required density variations depend obviously on the assumed crustal thickness (Fig. 2.5b). For a 4 km crust, density values as low as 800 kg m^{-3} and as high as 1070 kg m^{-3} are required (note however that these extreme values correspond to relatively small crustal regions beneath Titan's surface, cf. Fig. 2.4). The lowest value can be explained by porous ice, with about 10-15% empty pores or with about 20-30% pores if filled with liquid methane and ethane. The highest value would require dense clathrates, including a large fraction of ethane as proposed by Choukroun et Sotin (2012). However, ethane alone would not be able to explain density values as high as 1070 kg m^{-3} . Some fraction of propane may be considered to reach such a density, or a thicker crustal layer must be considered. The required density variations are reasonable for crustal thickness larger than 3 km, but they become problematic for thinner enriched crustal layer.

The results presented on Fig. 2.4 (a) and (b) assumed that the observed geoid anomalies are due to non-perfectly compensated topography by the ice shell thickness and crustal density variations. Fig. 2.4 (c,e,g) and (d,f,h) illustrate the departure from perfectly compensated state (isostatic equilibrium), for the two compensation hypotheses. In the cases of $C/MR^2 = 0.343$, Fig. 2.4 (c) and (d) show that the observed geoid anomalies can be explained by additional ice shell thickness variations up to 600 m or by crustal density variations up to 15 kg m^{-3} . Such variations correspond to additional stresses up to 60 kPa in some part of the shell. These constitute only about 10% of the total loads driving mechanical relaxation investigated in section 2.2.3.

If the outer ice shell is perfectly compensated, the surface geoid anomalies must be explained by mass anomalies in deeper layers, e.g. in the high-pressure ice layer or in the rock core. The observed geoid anomalies can be explained by either up to 1500 m deflection of the ocean/high-pressure ice interface, or up to 200 m of high-pressure ice/rock core interface. For all considered hypotheses, the amplitude required to explain the observed geoid anomalies remains moderate and thus, possible. However, as we will show later in section 2.2.3, the assessment of the mechanical stability of the interfaces allows us to reduce the number of admissible models.

Fig. 2.3 (e) to (h) also represent the departure from perfectly compensated state assuming different (lower and higher) moment of inertia, $C/MR^2 = 0.32$ (e and f) and $C/MR^2 = 0.36$ (g and h). Although these two MoI factors correspond to very different interior structures, the effect on the ice shell thickness or the crustal density variations remains relatively small. This corresponds to a modulation of less than 300 m of the ice shell thickness, while the total ice shell thickness variations required to explain the observed topography reach values up to 6000 m (Fig. 2.4a). As illustrated on Fig. 2.1, these additional ice shell thickness variations correspond to additional degree-two geoid anomalies of about 20 m, which remain small compared to the surface topography. Similarly, for the crustal density variations hypothesis, only a small modulation of the crustal density is required to make an interior model with $C/MR^2 = 0.32$ compatible with the

observed data.

2.2.3 Stability of deflected interfaces

2.2.3.1 Mechanical relaxation of the interfaces

The results presented in section 2.2.2.3 showed that various interior models can explain the gravity and topography data. Here, we reduce the number of admissible models by evaluating the stability of deflected interfaces. For this purpose, we compute the mechanical relaxation of a given layer, in response to topographic loads imposed on its bottom and top boundaries. Our objective is to determine the velocity of mechanical relaxation of any deflected interface towards the hydrostatic equilibrium, and to assess if the layer may be stable on geological timescales.

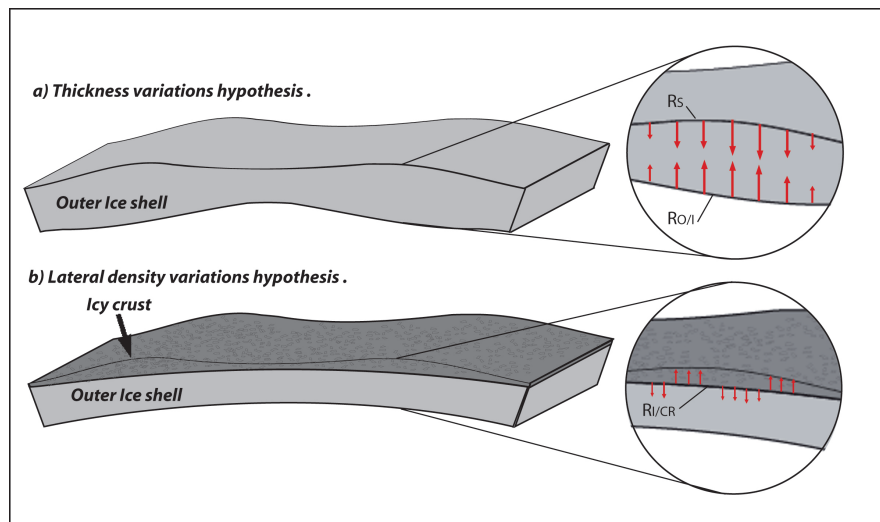


Figure 2.6 – Schematic representation of the vertical stress for the thickness variations hypothesis (a) and the density variations hypothesis (b).

The vertical stress Γ caused by topographic loads on an interface is

$$\Gamma = \Delta\rho g_0 H \quad (2.32)$$

where $\Delta\rho$ and H refer to the density jump across the interface and to its topography, re-

spectively (Fig. 2.6). We focus mainly on the relaxation of the outer ice shell, which is the principal source of the topography and geoid anomalies. We also evaluate the mechanical relaxation of the high pressure ice layer and the rock core, when considered as the principal source of the geoid anomalies.

For a given topographic load, the relaxation rate depends on the viscous structure of the layer: two types of viscosity profiles are considered for the ice I layer, one corresponding to conductive heat transfer within the layer (cold and highly viscous ice) and a second one corresponding to convective heat transfer in the stagnant lid regime (warm and less viscous ice). Details on the computation of viscosity profile are provided in 2.2.5. In the cases of the HP ices layer and of the rock core, a uniform viscosity is prescribed.

For the stability of the outer ice I layer, several cases are considered. In the absence of an icy crust, loads due to interface deflections are imposed both at the bottom and at the top of the ice I shell (cf. Fig. 2.6a). If the surface topography is perfectly compensated by the ice layer thickness variations, the loads acting on each interface have the same amplitude. In the presence of an icy crust with variable density, the load is imposed only at the top of the ice I layer, as the bottom interface is assumed to be at equilibrium. If the surface topography is perfectly compensated by crustal density variations, the ice I layer is not subjected to any surface load. We also consider the stability of the deep HP ices layer and of the rock core when these are responsible for the geoid anomalies. For both HP ice and rock layers, topographic loads are imposed only at the surface. In the case of HP ices, the bottom interface is assumed at equilibrium, in the case of the rock core, equilibrium is assumed to be reached at a given depth (different values are tested).

The viscous flow is estimated by solving the Stokes problem for incompressible material with a radially dependent viscosity:

$$-\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (2.33)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (2.34)$$

$$\mathbf{D} - \eta [\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^t] = 0, \quad (2.35)$$

where p is the incremental pressure, \mathbf{D} is the deviatoric part of the stress tensor, \mathbf{v} is the velocity of flow, η is the viscosity, and \bullet^t denotes transposition of a matrix. Equations (2.33)-(2.35) are solved in a spherical shell whose geometry corresponds to the considered layer.

The pressure resulting from the topographic load estimated from eq. (2.32) are then prescribed as the radial component of the traction vector. The tangential traction is neglected at both boundaries. The problem is solved in spectral domain using a staggered-grid finite-difference method in radius (cf. Golle *et al.*, 2012). 100 discrete layers are used for all calculations. This method is very stable and can handle very large radial gradients in viscosity (Dumoulin *et al.*, 2013).

2.2.3.2 Results

Stability of deflected ice I/ocean interface

We first consider the case of ice I layer thickness variations. We investigate the stability of the deflected O/I interface as it is where the viscosity is minimal in the layer, and therefore where most of the relaxation occurs. Fig. 2.7 displays the RMS radial velocity for both conductive and convective profiles as a function of the bottom viscosity for average ice layer thicknesses of 50 and 100 km. The layer remains in a conductive state as long as the bottom viscosity is larger than 3×10^{16} Pa s for the 100 km-thick layer (larger than 4×10^{15} Pa s for a 50 km-thick layer). Below this value, the Rayleigh number is supercritical (see 2.2.5) and convective viscosity profiles are considered. As illustrated in Fig. 2.7, the radial velocity of the deflected O/I interface increases linearly with decreasing bottom viscosity, and abruptly increases by more than three orders of magnitude when the layer switches to a convective state.

In order to determine whether the deflection of the O/I interface is stable, we compare its relaxation rate to possible rates of deflection generation. As mentioned in section 2.2.2.3, a likely mechanism at the origin of O/I deflection is heterogenous crystallization of the ocean owing to lateral variations in heat transfer across the interface. The conductive heat flux through the ice I layer is smaller than 5 mW m^{-2} for a layer thickness larger than 50 km. In this case, a reasonable range of lateral variations for heat flux through the O/I interface, $\delta\Phi_b$, would thus typically lie between 1 and 5 mW m^{-2} . If the layer is convective, the maximum value could be as high as 20 mW m^{-2} (e.g., Tobie *et al.*, 2003). In Fig. 2.7, the associated crystallization rates (db/dt) are estimated using $db/dt = \delta\Phi_b/L\rho$, with L the latent heat of fusion.

In the conductive case, values range between 100 m Myr^{-1} and 500 m Myr^{-1} (up to 2000 m Myr^{-1} in the convective case). In the conductive case, this estimated crystallization rate is larger than the radial velocity associated to viscous relaxation if the bottom viscosity value is larger than 10^{16} Pa s for a 50 km-thick ice shell (10^{17} Pa s for a 100 km-thick ice shell). These viscosity values are about two orders of magnitude larger than the viscosity value expected for ice near its melting point. This would imply that the ocean is relatively cold ($T < 250 \text{ K}$) and that the ice grains are relatively coarse (larger than several mm) (e.g., Durham *et al.*, 2001; Goldsby et Kohlstedt, 2001).

For the convective case, the deflected interface is always unstable. This remains true even if higher heat flux anomalies ($10\text{-}20 \text{ mW m}^{-2}$) are considered. This results confirm the estimation by Nimmo et Bills (2010) and, more recently, by Hemingway *et al.* (2013), and implies that a convective ice shell on Titan is incompatible with lateral variations of ice shell thickness.

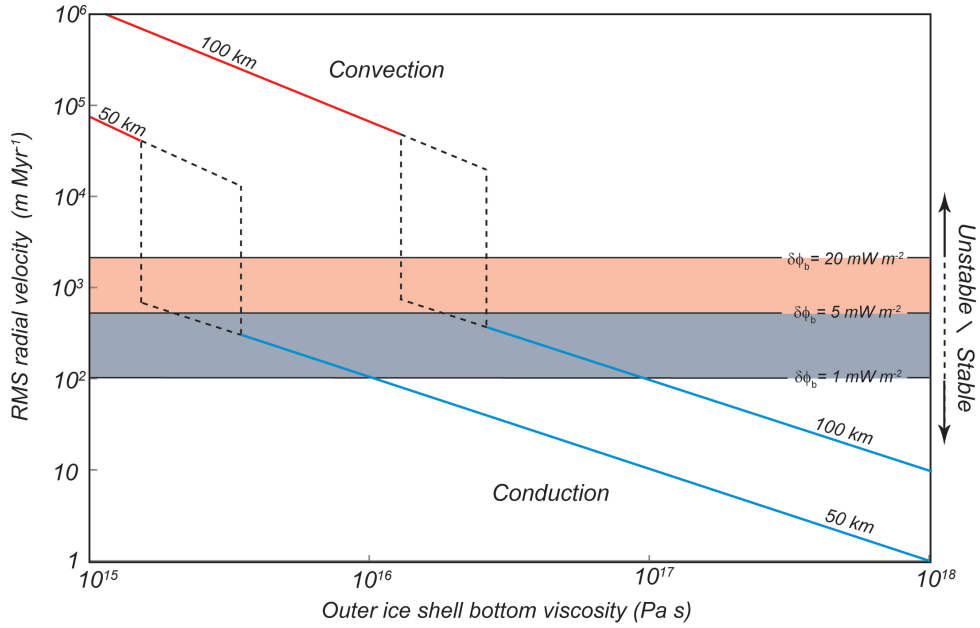


Figure 2.7 – RMS radial velocity (m Myr^{-1}) versus bottom viscosity (Pa s) in the thickness variation hypothesis for 100 and 50 km-thick conductive and convective layers. The boundary of the stability domain depends on the lateral variations of heat flux $\delta\Phi_b$

Stability of deflected crust/ice I interface

We now examine the stability of the ice I layer in the case with lateral density variations in the upper crust. The issue of crust/ice I interface stability arises only in the non-perfectly compensated case. As the crust is assumed chemically different from ice I, a different thermal conductivity value, k_{cr} , is considered for the crust. We assume values varying between 0.3 and $3 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, the lowest value being compatible with a crust dominated by clathrates and the highest value by a crust dominated by water ice. The thermal conductivity of the underlying ice I is set here to a constant value, $k=2.5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Both the crustal thermal conductivity and the viscosity of the ice I layer control its thermal structure and therefore determine whether it convects or not. A 50 km-thick ice I layer remains conductive as long as the bottom viscosity exceeds $\sim 5 \times 10^{15} \text{ Pa s}$, whereas for a 100 km-thick layer, it should exceed $\sim 5 \times 10^{16} \text{ Pa s}$ (Fig. 2.8 and Fig. 2.9). Naturally, the relaxation rate of the crust/ice I interface is larger if the underlying ice

2.2. ARTICLE : STRUCTURE AND DYNAMICS OF TITAN'S OUTER ICY SHELL
 CONSTRAINED FROM CASSINI DATA

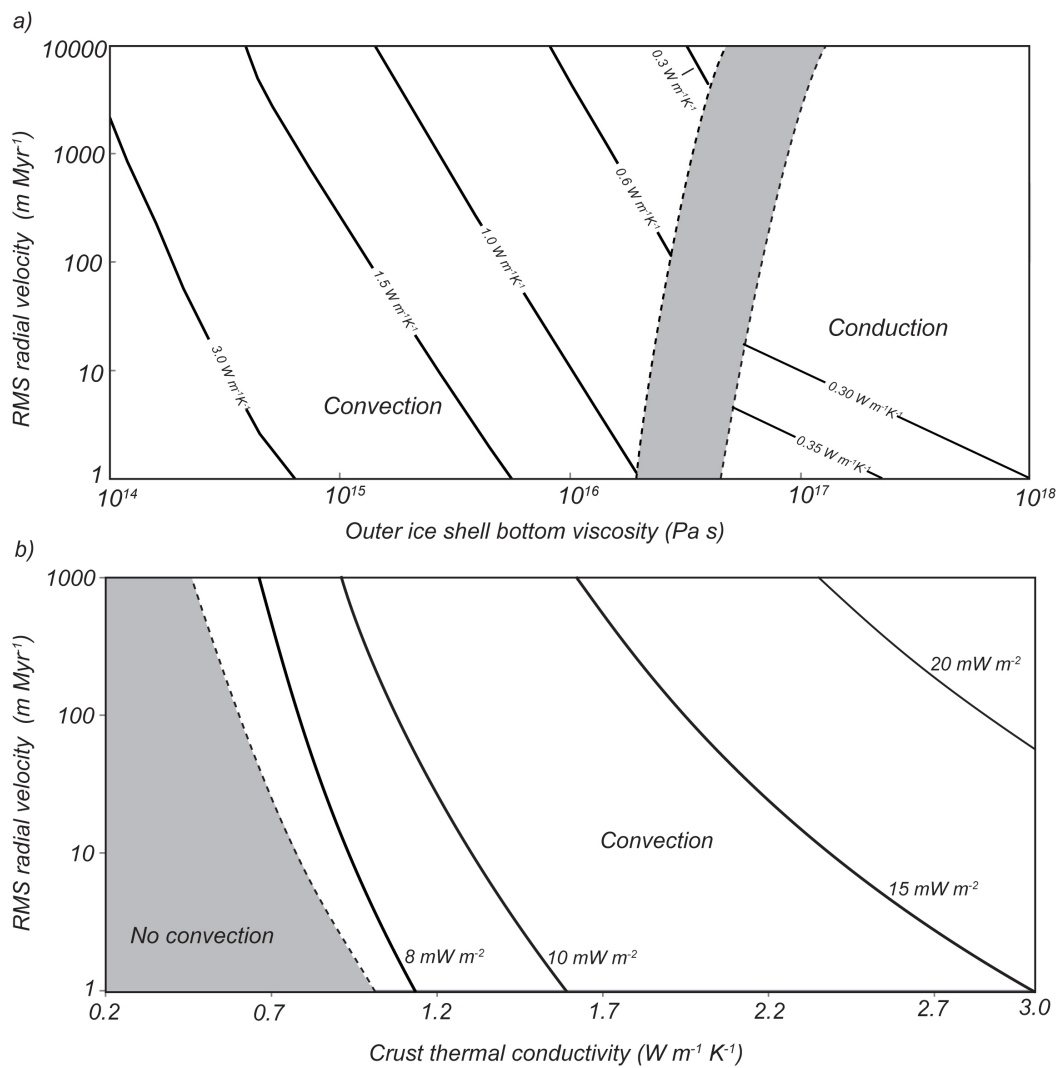


Figure 2.8 – Relaxation rate (m Myr^{-1}) of a 4 km-thick crust in the upper part of a 100 km-thick outer icy shell as a function of bottom viscosity (a) and crustal thermal conductivity (b).

CHAPITRE 2. STRUCTURE ET DYNAMIQUE DE LA COUCHE DE GLACE EXTERNE DE TITAN CONTRAINTE PAR LES DONNÉES CASSINI

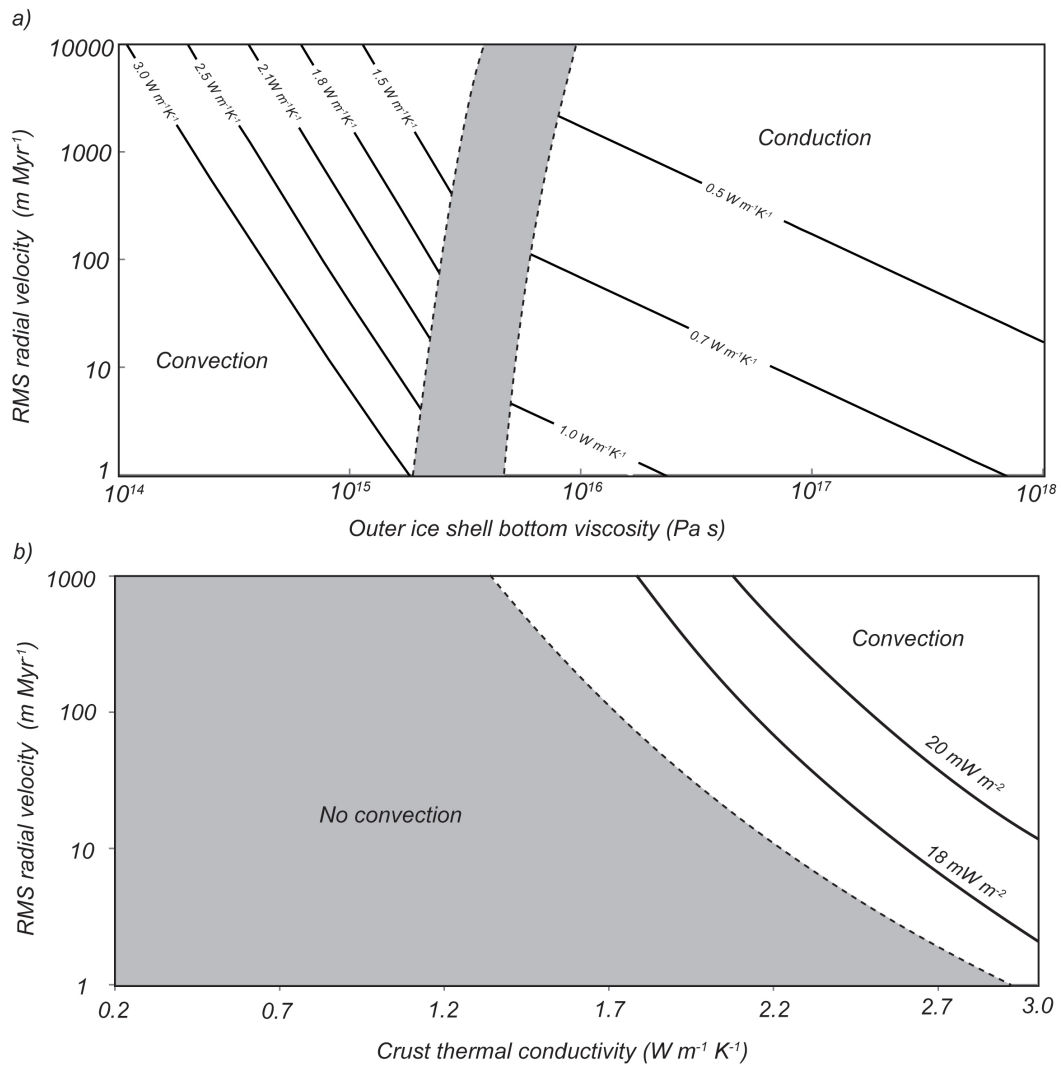


Figure 2.9 – Relaxation rate (m Myr⁻¹) of a 4 km-thick crust in the upper part a 50 km-thick outer icy shell as a function of bottom viscosity (a) and crustal thermal conductivity (b).

I layer has a low viscosity and is convective. However, contrary to the ice O/I interface, the relaxation of the crust/ice I interface remains relatively slow ($\sim 10 \text{ m Myr}^{-1}$) in the convective case for restricted values of crust thermal conductivity.

For a 100 km layer, radial velocities remain low ($< 10 \text{ m Myr}^{-1}$) for crustal thermal conductivity larger than $1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ in the convective case, and for crustal thermal conductivity as low as $0.3 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ in the conductive case (Fig.2.8). In the convective case, the viscosity at the bottom of the ice shell should be of the order of $10^{15} - 10^{16} \text{ Pa s}$, corresponding to a moderately convecting layer associated with a relatively small heat flux ($< 15 \text{ mW m}^{-2}$). For a 50 km layer, in the convective case, the relaxation rate of the deflected interface can be small only for viscosity values close to the critical value for the initiation of convection and for the highest values of crust thermal conductivity ($k_{\text{cr}} \geq 2.5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$), which is not consistent with a clathrate-rich crust. In the conductive case, the crust thermal conductivity should be larger than $0.7 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (Fig. 2.9). All the calculations shown in Figs (2.8) and (2.9) assumed a crust thickness of 4 km. Changing the crust thickness shifts the range of possible thermal conductivity values, but has no major consequences on the results presented here.

In summary, for a thick ice layer (100 km), the deflection of crust/ice I interface required to explain the observed geoid anomalies on Titan can be stable even in the convective case, as long as the crust thermal conductivity is larger than $1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ and for bottom viscosity values comprised between 10^{15} and 10^{16} Pa s . In the conductive case, which is obtained for viscosity values larger than $5 \times 10^{16} \text{ Pa s}$, the deflected interface is always stable. For a thinner layer (50 km), only the conductive case remains possible. Lower bottom viscosity values ($< 5 \times 10^{15} \text{ Pas}$) strongly enhance the relaxation rate, which makes a convective solution unlikely.

Stability of deflected ocean/HP-ice and HP-ice/rock interfaces

If the gravity signal due to topography is perfectly compensated by ice I layer thickness or crustal density variations, then the degree-three geoid anomalies must be explained by deep mass anomalies. We first consider the case where the high pressure ice shell is the source of the geoid anomalies. Our calculations show that the viscosity must be higher than 10^{22} Pa s in order to limit the relaxation compared to ocean crystallization. This value is not consistent with expected values of high pressure ice viscosity close to the melting point (typically 10^{16} - 10^{17} Pa s., cf. Durham *et al.*, 1997), therefore significant deflection of the HP/O interface is not possible.

In the rock core, we consider a simple two-layer viscosity structure with a viscous lithosphere overlying a convecting core. The temperature at the rock/HP interface is typically 300 K and increases typically to about 1000-1400 K in the convective part (depending on the assumed composition c.f. Tobie *et al.*, 2006; Castillo-Rogez et Lunine, 2010). In the lithosphere, we assume a uniform viscosity reasonable for rock materials in this temperature range ($\sim 10^{24}$ Pa s). Our calculations show that as long as the lithosphere is at least 100 km-thick, the deflections of the core surface are stable on geologic timescales.

2.2.4 Conclusion and discussions

We developed a model for accurately computing the gravitational potential of Titan for any average density profile with deflections of internal interfaces and possible density anomalies in the crust. The main advantage of our method is to directly determine the gravitational coefficients outside Titan from any assumed density structure and interface shape without using simplified formulations, such as the Radau-Darwin Approximation commonly used to infer the moment of inertia of satellites (see Gao et Stevenson (2013) for further discussions). Using this model, we constrained the internal structure of Titan, in particular the structure of the ice shell above the internal ocean, from the observed surface shape and gravity (Iess *et al.*, 2012; Mitri *et al.*, 2014).

The presence of a significant topography associated with weak gravity anomalies indicates that deflections of internal interfaces or lateral density variations may exist to compensate the gravity signal due to topography. To assess the sources of compensation, we have considered interior models including interface deflections and/or density variations, that reproduces simultaneously the surface gravity and long-wavelength topography data. We showed that the observed topography can be explained either by kilometeric deflections of the ocean/ice interface or by density variations in an upper chemically-different crust.

The existence of significant degree-three gravity coefficients indicates either that the topography is not perfectly compensated, or that mass anomalies exist in the deep interior, or a combination of both. We evaluated the excess deflection of ocean/ice I interface, the density anomalies in the upper crust, or the deflection of the ice/rock interface needed to explain the observed degree-three anomalies. In order to test the long-term mechanical stability of the internal mass anomalies, we computed the relaxation rate of each internal interface in response to interface mass load. For models with variable thickness of the outer ice shell, the deflection of the ocean/ice I interface required to explain both topography and gravity data is stable only for a conductive layer above a relatively cold ocean (for bottom viscosity $> 5 \times 10^{15} - 10^{16}$ Pa s, $T < 250$ K). We showed that solutions with a convective ice shell exists only if the source of compensation is due to density variations in the upper crust (3-5 km-thick). However, if some departure from the perfectly isostatic case is considered to explain the observed degree-three signal, a convective solution remains stable only for restricted values of viscosity at the bottom of the ice layer ($\eta_b > 10^{15}$ Pa s) and of crust thermal conductivity ($k_{cr} > 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

The apparent negative correlation between the degree-three topography and gravity anomalies is in favor of non-perfectly compensated scenarios, as recently proposed by Hemingway *et al.* (2013). These authors argued that the degree-three anomaly may result from negative gravity anomalies (mass deficits) produced by ice shell thickening (deflection of ice/ocean interface) that overwhelms positive gravity anomalies (mass excess)

produced by the small surface topography. Our calculations show that, in such a scenario, the degree-three gravitational anomalies would require additional deflections of the ocean/ice interface of up to 600 m compared to the perfectly-compensated isostatic case, corresponding to deflection excess of about ten percents. If the topography is due to density variations in the crust, similar effects would imply excess density variations of 15 kg m^{-3} . In both cases, a relatively rigid and viscous shell is needed to maintain the system out of perfectly isostatic equilibrium (Hemingway *et al.*, 2013), and this should have similar consequences on the other degrees, especially degrees two and four (the latter is the dominant degree in the long-wavelength topography; cf. Mitri *et al.*, 2014).

At degree-two, this has important consequences for the estimation of the moment of inertia and the averaged interior structure (e.g., Gao et Stevenson, 2013). If degree-two interface deflections or density anomalies are considered, the degree-two gravity signal is not determined only by the fluid response to tides and rotation, as is usually assumed to infer the moment of inertia of the satellite (Iess *et al.*, 2012). Depending on how the partial compensation state has been reached, two different scenarios could be considered, with different consequences for the geodynamical evolution of Titan and its moment of inertia.

Following the analysis of Hemingway *et al.* (2013), the departure from perfectly compensated state may result from efficient surface erosion and deposition, which would limit the topography variations produced by ice shell thickening and thinning by redistributing surface materials from regions with high elevations to low-lying regions. In such a scenario, before ice shell thickening and associated erosion occur the degree-two shape would be more pronounced, and Titan's moment of inertia factor should be larger than the reference 0.34 value, up to 0.36. Alternatively, if erosion is inefficient to redistribute surface materials on a global scale, the departure from perfectly compensated state may result from transient viscoelastic response of the surface deflection in response to the internal load (e.g., Dumoulin *et al.*, 2013). In such a case, before thickening started, the degree-two shape would have been less pronounced and Titan's moment of inertia factor

2.2. ARTICLE : STRUCTURE AND DYNAMICS OF TITAN'S OUTER ICY SHELL CONSTRAINED FROM CASSINI DATA

should be smaller than the reference 0.34 value, possibly as low as 0.32, and even less. In both cases, an ice shell with a significant elastic layer is needed to explain the departure from isostatic equilibrium. Modeling in details the viscoelastic response of the ice shell to thickening and/or crust densification is beyond the scope of the present paper and will be addressed in a future study.

For sake of simplicity and following the scenario of Choukroun et Sotin (2012), we have assumed in our calculations that density anomalies are only located in the upper crust, as the main processes of crustal densification would be clathration of molecules heavier than methane, such as propane or ethane. In reality, more complex density structures may be considered. For instance, depending on density and viscosity contrasts between the crust and the ice shell, delamination of dense materials at the base of the crust may occur, thus transferring part of the density anomaly to the base of the ice layer. Such an effect makes the interpretation of gravity and topography signals more challenging, with anomalous density possibly distributed at different depths within the ice shell. Future works are needed to determine how a dense crust may accumulate at the poles and how it could affect the dynamics of the entire shell and the gravity and topography signals.

Depending on the assumed scenario of compensation, although a number of solutions for the internal structure can be discarded based on our calculations, a relatively wide range of internal structures corresponding to different moment-of-inertia factors remain plausible. Gravity and topography signals provide mainly information on the structure and dynamics of the outer shell, but cannot be used to constrain the deep interior of Titan with confidence. Additional complementary information, such as tidal Love number and obliquity, can, however, be used to refine the possible density profile, in particular, the density and thickness of the internal ocean (Baland *et al.*, 2014). The relatively high obliquity of Titan (~ 0.3 , about three times the value expected for an entirely solid Titan) implies the presence of a subsurface ocean and can be explained only for very specific density structures (Baland *et al.*, 2011, 2014). Baland *et al.* (2014) showed that the elevated obliquity and the observed tidal Love number can be explained only if $C/MR^2 \leq 0.33$. This in-

dicates that significant non-hydrostatic degree-two contributions should be considered to explain the apparent C/MR^2 of 0.343. Future Cassini gravity fly-bys will improve the determination of the low-degree gravity field up to degree 4, which will provide additional constraints on the compensation state of the ice shell and the non-hydrostatic effects. A strong degree 4 signal correlated with topography will favor non-perfectly compensated scenario while a weak one will rather point out to deep mass anomalies in the core. Future exploration with dedicated orbiter (e.g. Coustenis et al (2008), Tobie et al (2014)) will be needed to constrain higher degree of gravity field, key information for determining the compensation processes and the evolution of the ice shell. .

2.2.5 Appendix

The mechanical relaxation of internal interfaces subjected to topographic loads is controlled by the viscosity structure of the adjacent solid layers. For the rock core and high pressure ices, uniform viscosity values are used throughout the considered shell. In the ice I layer, the temperature dependence of viscosity is considered and follows an Arrhenius law:

$$\eta(T) = \eta_b \exp\left(\frac{E_a}{R T_m}(T_m - T)\right), \quad (2.36)$$

here η_b is the viscosity at the base of the layer, $E_a = 50 \text{ kJ mol}^{-1}$ is the activation energy, R is the gas constant and T_m is the melting temperature. Whether the shell is convective or not is tested by comparing Rayleigh number Ra_i with the critical value Ra_{cr} determined following the parameters of Stengel *et al.* (1982):

$$Ra_{cr} = 20.9(\gamma_T T_i^*)^4 \quad (2.37)$$

where T_i^* is the dimensionless temperature and γ_T the exponential viscosity coefficient:

$$\gamma_T = \frac{E_a(T_m - T^*)}{RT_m^2}. \quad (2.38)$$

2.2. ARTICLE : STRUCTURE AND DYNAMICS OF TITAN'S OUTER ICY SHELL CONSTRAINED FROM CASSINI DATA

T^* is either the temperature at the surface ($T^* = T_S$) or the temperature at the base of the crust, if present ($T^* = T_{VCR}$). In the latter case,

$$T_{VCR} = \Phi_b \frac{d_{cr}}{k_{cr}} + T_S \quad (2.39)$$

where $d_{cr} = 4$ km is the crust thickness. The layer remain conductive while $Ra_i < Ra_{cr}$.

In the case of a conductive layer, η_b is set as a free parameter, T_i^* is set to unity and the Rayleigh number Ra_i is calculated with

$$Ra_i = \frac{\alpha \rho_0 g_0 (T_m - T^*) d^3}{\kappa \eta_i}, \quad (2.40)$$

where, $\eta_i = \eta_b$, and d is the thickness of the layer. Temperature, T , follows a linear profile between $T_S = 94$ K at the surface and the melting temperature at the base (the curvature of this thin layer is neglected). Note that when a crust with lateral density variations is considered, two linear profiles are considered with slopes associated to thermal conductivities of both materials (k and k_{cr}). Temperature T_{VCR} at the base of the crust is such that the conductive heat flux is equal in the crust and the ice I layer.

In the case of a convecting layer, instead of prescribing the bottom viscosity η_b , the free parameter is the basal heat flux Φ_b . The dimensionless temperature, T_i^* , depends on the regime of convection through the internal temperature, T_i :

$$T_i^* = \frac{T_i - T^*}{T_m - T^*} \quad (2.41)$$

For moderate values of the Rayleigh number ($Ra_i < 5 \cdot 10^6$), the regime is stationary and T_i can be determined from

$$\frac{T_m - T_i}{\Delta T} = 2.15 Ra_i^{-0.1} \gamma_T^{-3/4} \quad (\text{see Tobie } et al., 2003). \quad (2.42)$$

For larger values of the Rayleigh number ($Ra_i > 10^7$), the regime is turbulent and T_i is

determined from the viscous temperature scale (see. e.g Deschamps and Sotin, 2000)

$$\frac{T_m - T_i}{\Delta T} = \frac{1.43}{\gamma_T} - 0.03. \quad (2.43)$$

Both cases are computed, T_i is determined by keeping the lowest value predicted by Eqs (A.7) and (A.8). The convective boundary layers are simply described as two linear segments and the well-mixed interior is isothermal at temperature T_i . Neglecting the curvature of this thin layer and internal heat sources, the thicknesses of the boundary layers are

$$d_{top} = k \frac{T_i - T^*}{\Phi_b} \quad (2.44)$$

$$d_{bot} = k \frac{T_m - T_i}{\Phi_b} \quad (2.45)$$

The Rayleigh number, Ra_i is determined using the scaling relationships for heat flux in the stagnant lid regime that are described by Dumoulin *et al.* (1999) which relate the Nusselt number, Nu to the internal Rayleigh number Ra_i :

$$Nu = a Ra_i^b \gamma_T^c \quad (2.46)$$

a , b and c are parameters that depend on the convection regime (stationary or turbulent). Both cases are tested and the lowest value of Ra_i is kept.

Nusselt number, Nu , in equation 2.46 is calculated from the prescribed values of heat flux, Φ_b and thermal conductivity of the ice k :

$$Nu = \frac{\Phi_b d}{k(T_m - T^*)} \quad (2.47)$$

Acknowledgements

The research leading to these results has received funding from the European Research Council under the European Community's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013 Grant Agreement no. 259285).

2.2. ARTICLE : STRUCTURE AND DYNAMICS OF TITAN'S OUTER ICY SHELL
CONSTRAINED FROM CASSINI DATA

Chapitre 3

Évolution de la couche de glace externe de Titan

Dans le chapitre 2, nous avons montré que pour maintenir des variations d'épaisseur de la couche de glace externe sur Titan, celle-ci devait être thermiquement conductive et avoir une viscosité à la base supérieure à 10^{16} Pa.s. Une telle valeur impliquant que l'océan doit être relativement froid. Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux mécanismes d'évolution de la couche de glace ayant pu conduire à la formation de la topographie en surface observée actuellement. Comme nous l'avons vu, une explication possible est l'existence de variations latérales sur l'interface océan/glace I. De telles variations d'épaisseur impliquent des variations de cristallisation de l'océan potentiellement résultantes de variations du transfert thermique à travers l'interface océan/glace. Dans ce chapitre, nous nous intéressons dans un premier temps aux processus qui pourraient moduler l'efficacité du transfert thermique à travers la couche externe et être par conséquent à l'origine de ces variations d'épaisseur.

Il est généralement admis que les corps planétaires possèdent une lithosphère plus ou moins épaisse qui répond de façon élastique aux échelles de temps géologique. Sous cette lithosphère les matériaux répondent comme un fluide visqueux. Afin d'étudier le développement d'une topographie en surface de Titan en réponse à la formation de déflex-

3.1. ORIGINE DE LA TOPOGRAPHIE DE TITAN ET CONSÉQUENCES POUR L'ÉVOLUTION DE LA COUCHE DE GLACE

tions sur l'interface océan/glace, il apparaît donc pertinent de traiter le problème de façon viscoélastique. Dans une seconde partie, nous présentons donc les méthodes de calcul de la réponse viscoélastique d'une coquille sphérique soumise à un forçage topographique à cette interface. Cette méthode est ensuite appliquée à Titan afin d'étudier l'évolution de sa couche de glace externe sous l'effet de processus de cristallisation/fusion variables. Pour terminer, nous calculons le champ de contrainte associé à la création de la topographie par variations latérales de l'interface océan/glace dans le but de le comparer aux observations de surface.

3.1 Origine de la topographie de Titan et conséquences pour l'évolution de la couche de glace

Les variations latérales d'épaisseur peuvent avoir pour origine des variations latérales de taux de cristallisation et de fusion dans l'océan (une autre cause pouvant être l'érosion). Ces variations de cristallisation/fusion sont contrôlées par le transfert thermique à travers la couche de glace externe, caractérisé par la conductivité thermique des matériaux la composant. Elles dépendent entre autres de la différence de flux entre la base et la surface de la couche qui peuvent avoir pour origine différents mécanismes (figure 3.1).

Certains processus opèrent au sein même de la couche de glace : le chauffage produit par la friction engendrée par les effets de marées ainsi que les variations de composition de la couche qui seraient à l'origine de variations de la conductivité thermique. On peut également distinguer des processus extérieurs à la couche de glace, tels que la dynamique de l'océan sous-jacent entraînant des variations de flux à l'interface océan/glace, ou les interactions avec l'atmosphère pouvant entraîner de l'érosion ou des processus de clathration en surface. Ceux-ci entraînant une redistribution de masse en surface ainsi qu'une modification des propriétés thermodynamiques. Ces différents aspects sont décrits plus en détails ci-dessous.

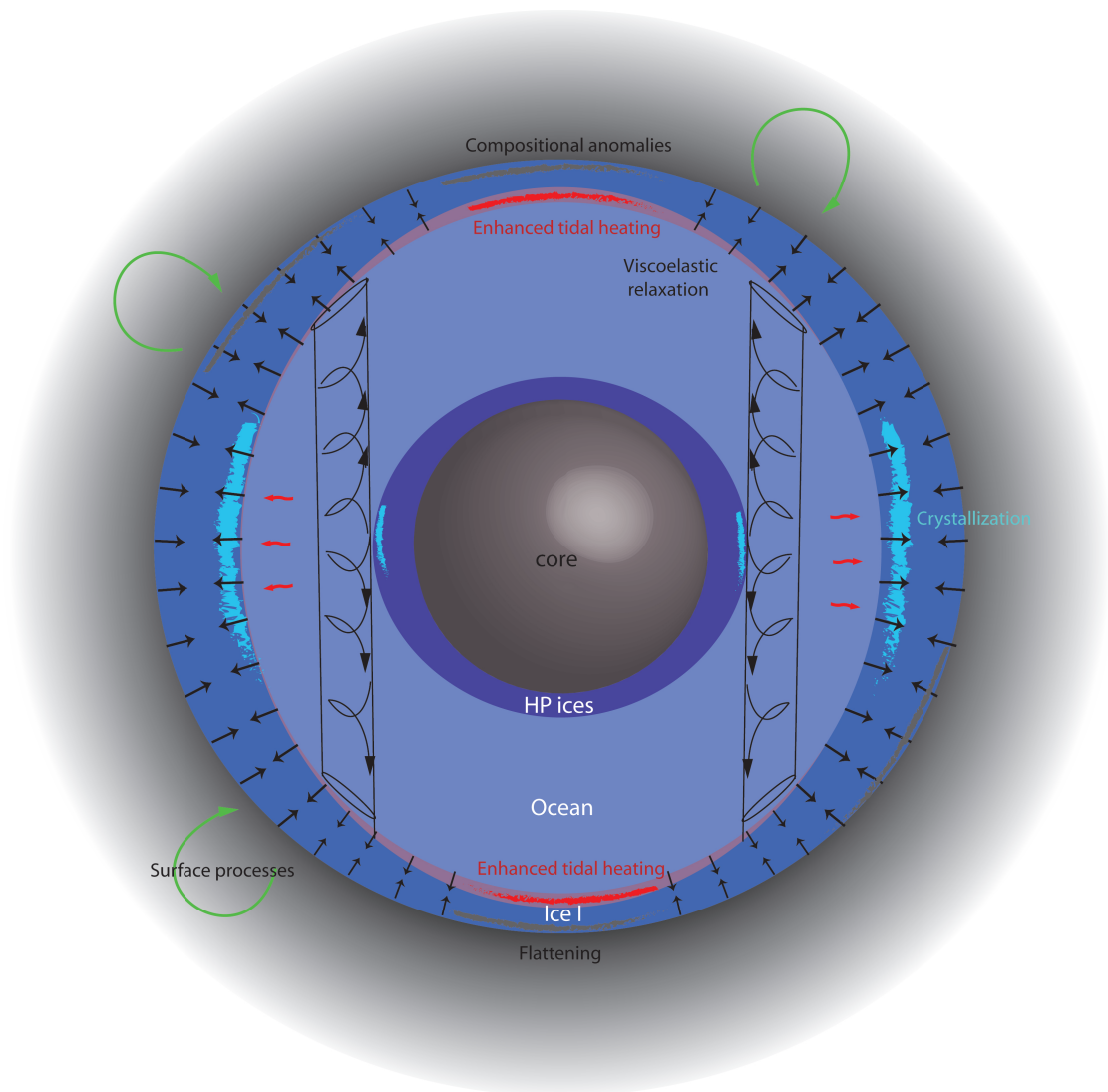


Figure 3.1 – Représentation schématique de la structure interne de Titan et des processus pouvant affecter la dynamique interne et le transfert thermique dans la couche de glace externe.

3.1.1 Chauffage de marée

Lors de la déformation induite par les effets de marées, une importante partie de l'énergie peut être convertie sous forme de chaleur grâce à la friction visqueuse dans la couche de glace. Cette production de chaleur dépend de la viscosité et donc de l'état thermique de la couche (conductif ou convectif). Tobie *et al.* (2005b) montrent que les variations de flux produites par les effets de marée présentent une signature aux degrés 2 et 4 principalement (Fig. 3.2). On voit que le chauffage est maximal au niveau des pôles et qu'il présente des variations latitudinales dans la région équatoriale pouvant donc être à l'origine de variations latitudinales de l'épaisseur.

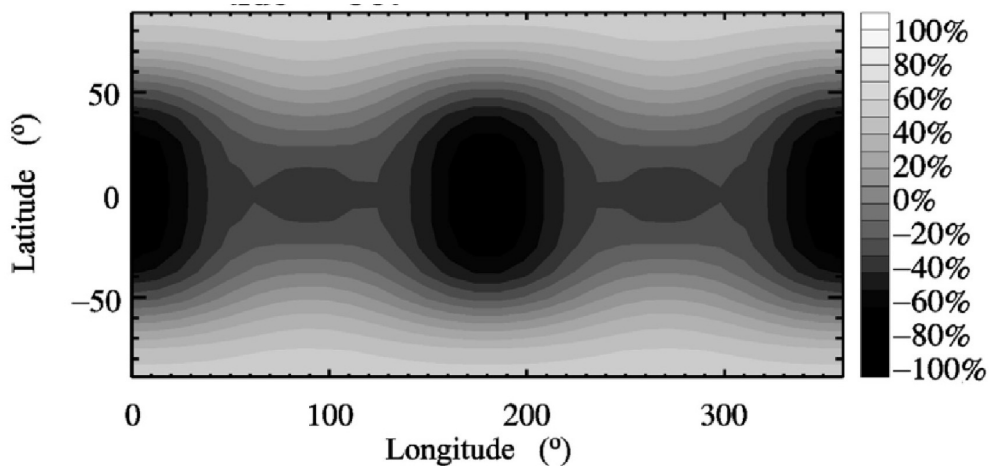


Figure 3.2 – Exemple de distribution latérale du chauffage de marée par dissipation visqueuse dans la couche de glace externe de Titan (Tobie *et al.*, 2005b).

À partir de ces distributions de chauffage de marée, Nimmo et Bills (2010) ont proposé deux modèles, conductif et convectif, pour lesquels l'épaisseur de glace sur Titan est modulée par le chauffage de marées (Fig. 3.3). Dans ces deux modèles, le flux provenant de l'océan est supposé homogène et les variations de flux de chaleur à travers l'interface océan/glace sont par conséquent contrôlées par le chauffage de marée dans la couche de glace. Dans le cas conductif, le chauffage de marée dans la couche de glace induit une couche plus fine et une topographie plus basse aux pôles. Pour une couche convective, la présence d'un couvercle froid plus épais à l'équateur aurait pour résultat une topographie

moins élevée. Cette hypothèse n'est en revanche pas en accord avec les simulations de Tobie *et al.* (2003) qui montrent un faible impact du chauffage de marée sur l'épaisseur du couvercle conducteur.

Le principal effet de la dissipation de marée est de réduire le flux de chaleur à travers l'interface océan/glace et ce de manière proportionnelle au taux de chauffage (dans le cas conducteur comme convectif). À petite échelle (<10-50 km), la dynamique de la couche de glace pourrait entraîner des variations assez importantes de flux à l'interface glace/océan. Néanmoins, comme montré au chapitre 2, aucune déflexion de l'interface ne peut se développer si la couche est convective.

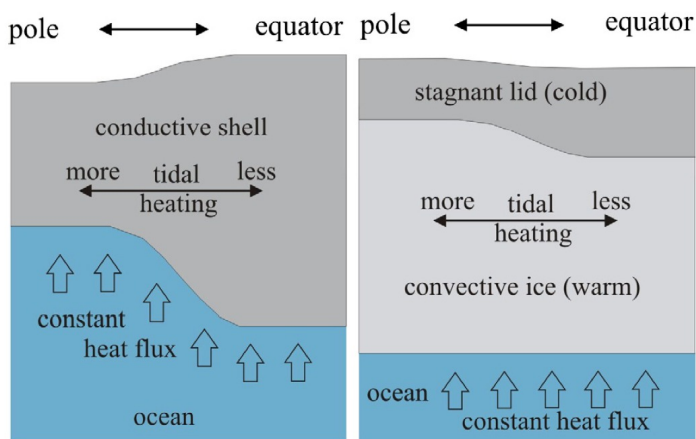


Figure 3.3 – Schéma représentatif des variations d'épaisseur de la couche de glace résultant du chauffage de marée dans la couche externe de Titan, dans le cas conducteur (à gauche) et dans le cas convectif (à droite). (Nimmo et Bills, 2010)

3.1.2 Dynamique de l'océan

La dynamique de l'océan est une autre cause potentielle pouvant induire des variations du flux de chaleur au travers de l'interface. Dans une étude réalisée en collaboration avec Hagay Amit, nous résolvons les équations hydrodynamiques dans l'approximation de Boussinesq pour une convection thermique d'un fluide en rotation dans une coquille sphérique. Pour cela, nous utilisons le code hydrodynamique MAGIC (Wicht, 2002). Dans nos calculs, la force de Lorentz n'est pas prise en compte. Ces simulations montrent que la dynamique de l'océan a néanmoins un effet important sur la redistribution du flux

3.1. ORIGINE DE LA TOPOGRAPHIE DE TITAN ET CONSÉQUENCES POUR L'ÉVOLUTION DE LA COUCHE DE GLACE

de chaleur en latitude (Fig.3.4). Selon le régime de convection, la redistribution spatiale du flux de chaleur à la base de la couche de glace est inversée. Nous montrons que le nombre de Rosby qui mesure le rapport entre les effets d'inertie (incluant la turbulence) et les effets de la rotation (force de Coriolis), ($Ro = U/\Omega D$), contrôle en grande partie cette redistribution.

Dans le cas d'un régime modérément convectif (avec un nombre de Rayleigh modéré, $Ra = 2.10^5$), les effets de rotation (force de Coriolis) dominent par rapport aux effets d'inertie (turbulence), (nombre de Rossby faible). Une telle dynamique est alors dominée par les effets de rotation et va avoir pour conséquence un flux de chaleur plus important à l'équateur (Fig 3.4). En revanche, dans le cas où la convection est significativement plus forte (nombre de Rayleigh 5 fois plus fort, $Ra=10^6$ et nombre de Rossby supérieur à 1), les effets d'inertie dominent par rapport aux effets de rotation, l'océan présente un flux plus turbulent et la redistribution de chaleur présente un flux plus important aux pôles.

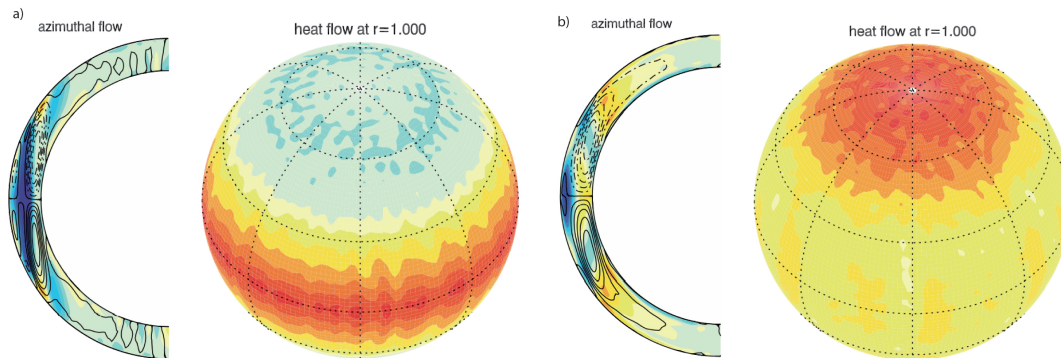


Figure 3.4 – Moyenne à long terme des variations de flux de chaleur à l'interface océan/glace produites par la convection dans l'océan. a) Cas d'un océan modérément convectif ($Ra=2.10^5$, $Ro=0.282$). b) Cas d'un océan fortement convectif ($Ra=1.10^6$, $Ro=0.998$).

La figure 3.5 présente l'amplitude des variations latérales de flux de chaleur à la base et au sommet de l'océan par rapport au flux moyen en fonction du nombre de Rossby. Pour des valeurs faibles du nombre de Rossby ($R_o < 1$), les variations de flux autour de la valeur moyenne peuvent atteindre 60 % de la valeur du flux moyen Φ_o hors de l'océan ($q_o^* \simeq 0.6$ (cf. Fig. 3.5)). Si l'on considère une puissance totale de 0.5 à 1 TW transmise à travers l'océan depuis le noyau alors les valeurs de flux moyen à l'interface océan/glace sont comprises entre 6.2 et 12.4 mW m^{-2} pour une couche de 40 km et entre 6.5 et 13 mW m^{-2} pour une couche de 100 km. D'après la figure 3.5 et l'équation 3.1, pour une couche de 40 km les variations de flux peuvent donc être comprises entre 7.4 et 15 mW m^{-2} dans un cas modérément convectif et entre 1.2 et 2.5 mW m^{-2} dans un cas fortement convectif. A ces valeurs s'ajoute l'effet du chauffage de marées. Dans le cas modérément convectif, la dissipation de marée présente un pattern similaire à la dynamique de l'océan (Fig. 3.4), résultant en une cristallisation plus importante aux pôles. Dans le cas fortement convectif, les effets de marées et la dynamique de l'océan ont des effets opposés résultant en une cristallisation modérée à l'équateur. Il est à noter que les variations longitudinales demeurent négligeables.

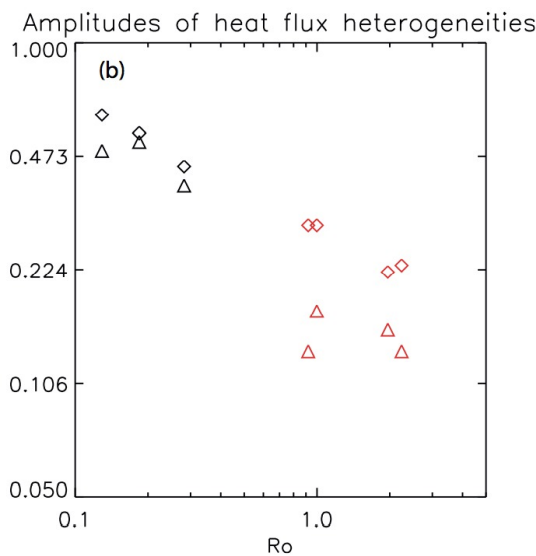


Figure 3.5 – Amplitude des variations de flux de chaleur à la base q_i^* (triangles) et en surface q_o^* (diamants) en fonction du nombre de Rossby.

q^* est dimensionné et défini comme suit :

$$q^* = \frac{q_{max} - q_{min}}{2\Phi_o} \quad (3.1)$$

avec $q_{max} - q_{min}$ l'amplitude de variations.

3.1.3 Composition et structure thermique de la couche de glace

Le transfert thermique à travers la couche de glace dépend de sa composition et des propriétés thermodynamiques. La majorité des modèles d'évolution pour les satellites de glace considèrent en général une glace d'eau pure. L'analyse de la surface des satellites de glace effectuée grâce aux méthodes spectroscopiques montre cependant la présence de minéraux hydratés témoignant de la variabilité de la composition en surface. La présence de sels hydratés (sulfates de magnésium et de sodium) a ainsi été suggérée pour expliquer les spectres associés à la surface d'Europe (McCord *et al.*, 1998b,a, 1999). Comme nous le montrons dans deux études récentes (Baland *et al.* (2014) et Mitri *et al.* (2014)), la présence de tels sels dans l'océan de Titan est envisageable. Les sels de sulfates permettant d'expliquer la densité élevée de l'océan nécessaire pour reproduire le nombre de Love et l'obliquité anormalement élevés de Titan.

À moins que la couche de glace externe de Titan ne soit isolée de toute interaction endogène ou exogène, celle-ci doit aussi présenter une variabilité en composition. La présence de composés autres que la glace d'eau dans la couche externe peut avoir un effet important sur la température de fusion, la rhéologie ou le transfert de chaleur à travers la couche.

Dans une étude consacrée à Europe, Prieto-Ballesteros et Kargel (2005) étudient l'influence de la présence de sels (epsomite ($MgSO_4 - 7H_2O$), mirabilite ($Na_2SO_4 - 10H_2O$) et natron ($Na_2CO_3 - 10H_2O$)) sur la conductivité thermique de l'enveloppe externe. Les mesures de la conductivité thermique des sels hydratés montrent des valeurs trois à quatre fois plus faibles que pour l'eau (Fig. 3.6). Prieto-Ballesteros et Kargel (2005) montrent que dans un cas conducteur, un enrichissement en hydrates de sels produit localement un gradient thermique plus important. La porosité peut également influencer le transfert thermique. Elle a pour effet de diminuer la conductivité thermique de la glace. Par exemple une glace poreuse avec une taille de grain fine entre 80 et 240K présente une conductivité thermique entre 0.005 et 0.15 W/m.K (sous vide) (Seiferlin *et al.*, 1996).

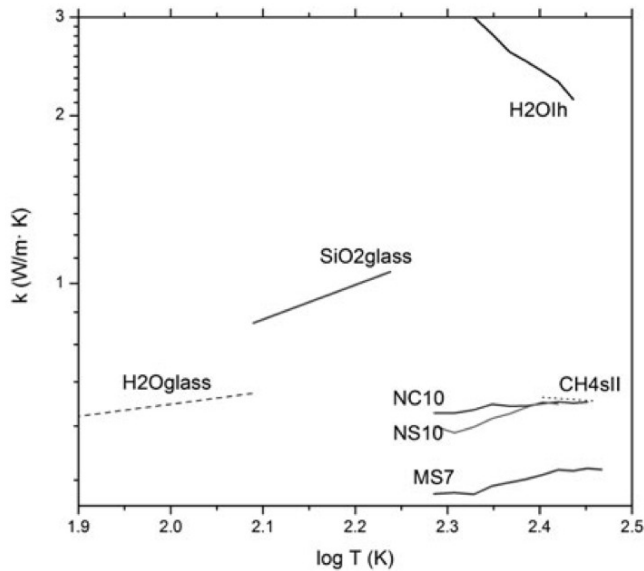


Figure 3.6 – Dépendance en température de la conductivité thermique (k) pour différents matériaux. Natron (NC10), Mirabilite (NS10) et epsomite MS7 (Durham *et al.*, 2010). Pour une température comprise entre 210 et 280 K, la conductivité de la glace Ih pure est comprise entre 2 et 3 W/m.K.

Dans une autre étude, Tobie *et al.* (2006) montrent que Titan pourrait avoir subi des épisodes de dégazage de méthane précédés par l'accumulation de clathrates de méthane à la base de la couche de glace. La présence de clathrates dans la glace peut affecter fortement sa structure thermique. Les clathrates de méthane présentant une faible conductivité (0.5-0.7 W/m.K) et une viscosité plus élevée que la glace, leur présence aurait pour effet de limiter le refroidissement de l'océan. La substitution de méthane par de l'éthane dans des clathrates résultant d'une interaction entre l'atmosphère et la surface a été suggérée pour expliquer la subsidence des régions polaires (Choukroun et Sotin, 2012). Une telle configuration pourrait également induire des variations spatiales du transfert thermique au sein de la couche de glace.

3.1.4 Érosion de la surface

Du fait de la présence d'une atmosphère épaisse et d'un cycle du méthane, des processus de redistribution des matériaux peuvent avoir lieu en surface. Les pluies et les réseaux fluviaux peuvent entraîner l'érosion de la surface. Dans le même temps, les processus éoliens peuvent redistribuer les produits d'érosion et former des variations de composition et de conductivité thermique en surface. Moore *et al.* (2013) estiment que les réseaux

3.1. ORIGINE DE LA TOPOGRAPHIE DE TITAN ET CONSÉQUENCES POUR L'ÉVOLUTION DE LA COUCHE DE GLACE

fluviaux peuvent produire des taux d'érosion verticaux de l'ordre de centaines de mètres jusqu'à 1 km localement.

Ces résultats sont cohérents avec l'étude de Neish *et al.* (2013) qui estiment des valeurs similaires à partir de la morphologie des cratères d'impacts. Ces auteurs estiment un taux de remplissage des cratères de l'ordre de plusieurs centaines de mètres par million d'années associés pour les plus grands à une relaxation topographique. Ces processus de surface ne vont pas présenter de pattern particulier à un degré donné. Cependant, du fait de la dynamique atmosphérique, on peut s'attendre à une différence entre les pôles et l'équateur. L'existence d'une érosion intense de la surface est également proposée par Hemingway *et al.* (2013) afin d'expliquer les données de gravité. Dans cette hypothèse, les anomalies du géoïde observées au degré 3 ont pour origine une érosion de la surface et une redistribution des produits d'érosion.

Résumé :

Différents processus peuvent être à l'origine de variations de transfert thermique dans la couche de glace et donc à l'origine de variations de taux de cristallisation/fusion à l'interface océan/glace : chauffage de marée, dynamique de l'océan, composition de la couche, érosion... Les variations de flux de chaleur à travers l'interface glace/océan peuvent atteindre jusqu'à 15 mW m^{-2} en raison de la dynamique de l'océan, $\simeq 5 \text{ mW m}^{-2}$ en raison du chauffage de marée et quelques mW m^{-2} pour la composition de la croûte. La dynamique de l'océan apparaît donc comme le processus pouvant produire la plus d'hétérogénéités. Aux échelles de temps géologiques, il apparaît pertinent de traiter la réponse de la couche de glace aux forçages de façon viscoélastique. Dans la partie qui suit nous présentons donc la méthode permettant de déterminer la réponse viscoélastique d'une coquille sphérique à une charge topographique.

3.2 Mise en place de la topographie de surface par réponse viscoélastique de la couche de glace

Les différents processus évoqués ci-dessus peuvent être à l'origine de variations de taux de cristallisation et fusion à la base de la couche de glace. La formation de cette topographie résulte en une augmentation de la charge appliquée sur l'interface océan/glace. La réponse de la couche de glace à ce forçage dépend de sa structure visqueuse. Dans cette partie, nous étudions la formation de la topographie de surface par réponse viscoélastique de la couche de glace. Pour cela nous présentons tout d'abord la formulation du problème viscoélastique pour une coquille sphérique. Dans une seconde partie nous étudions la réponse de la couche de glace de Titan soumise à une charge existante ou bien à un taux de cristallisation fixé.

3.2.1 Modélisation de la réponse viscoélastique d'une coquille sphérique soumise à des charges superficielles

Nous avons vu au chapitre 2 que l'étude de la réponse visqueuse d'une enveloppe glacée soumise à une charge topographique constitue une première approche permettant de contraindre sa stabilité. La viscosité au contact océan/glace étant relativement faible, un modèle visqueux simple est suffisant pour étudier la stabilité de déflexions de cette interface. Pour étudier la mise en place de la topographie sous l'effet de la cristallisation différentielle de l'océan et le développement progressif des déflexions sur l'interface océan/glace, une modélisation viscoélastique est en revanche nécessaire. Dans cette situation, la présence d'une lithosphère rigide et élastique dans la partie supérieure de la couche de glace affecte l'évolution sur le long terme de la topographie en surface et doit par conséquent être prise en compte correctement.

3.2. MISE EN PLACE DE LA TOPOGRAPHIE DE SURFACE PAR RÉPONSE VISCOÉLASTIQUE DE LA COUCHE DE GLACE

Formulation du problème viscoélastique

Différentes approches permettent d'étudier la réponse viscoélastique dans le cas d'une coquille sphérique (Dumoulin *et al.*, 2013). Une première méthode consiste à approximer la réponse viscoélastique en superposant une coquille élastique sur une couche visqueuse (Zhong, 2002; Dumoulin *et al.*, 2013). Une seconde méthode consiste à déterminer la réponse viscoélastique en utilisant un modèle couplant réponse visqueuse et réponse élastique dans toute la coquille. La comparaison entre ces différents modèles est présentée dans le travail de Dumoulin *et al.* (2013).

Les auteurs démontrent que dans le cas d'un modèle visqueux simple, bien que la relaxation converge vers la même solution finale que pour un modèle viscoélastique, celui-ci ne permet pas de décrire correctement les étapes intermédiaires (nécessaires ici pour l'étude de l'évolution de l'enveloppe externe). La première méthode viscoélastique (superposition d'une coquille élastique à une coquille visqueuse) ne présente pas ce même problème mais présente une dépendance en degré d'harmoniques ℓ non réaliste et nécessitent des épaisseurs élastiques variables avec le degré afin de reproduire correctement la réponse de la couche de glace.

Dans cette étude, nous modélisons la réponse viscoélastique de la coquille complète. Nous considérons un modèle rhéologique de type de Maxwell (voir Chapitre I) pour un matériau incompressible avec une dépendance radiale en viscosité. La réponse du corps est obtenue en résolvant le problème de Stokes : la réponse à un forçage \mathbf{f} est gouvernée par les équations de la déformation (conservation de la masse, et de la quantité de mouvement) :

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f} = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f} = 0, \quad (3.3)$$

avec \mathbf{v} le vecteur déplacement, $\boldsymbol{\sigma}$ le tenseur des contraintes, $\boldsymbol{\tau}$ la partie déviatorique du tenseur des contraintes, p la pression dynamique. L'équation 3.2 implique que le corps soit incompressible. La force de volume prend ici en compte les effets d'auto-gravitation

(ceux-ci peuvent avoir un effet important aux grandes longueurs d'ondes (Cadek *et al.*, 1993)) et s'exprime donc comme suit :

$$\mathbf{f}(r, \theta, \varphi) = \delta\rho(r, \theta, \varphi)\mathbf{g}(r) + \rho_m \nabla V(r, \theta, \varphi), \quad (3.4)$$

avec ρ_m la densité moyenne du manteau glacé, $\delta\rho$ les variations de densité et V les variations du potentiel gravitationnel. Le modèle rhéologique considéré est un modèle incompressible de Maxwell:

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{2\eta}\boldsymbol{\tau} + \frac{1}{2\mu}\frac{\partial\boldsymbol{\tau}}{\partial t}, \quad (3.5)$$

avec ϵ le tenseur des déformations et $\boldsymbol{\tau}$ la partie déviatorique du tenseur des contraintes.

Les équations 3.2 à 3.5 sont résolues dans une coquille sphérique. Si on fait l'hypothèse d'un corps newtonien avec une viscosité qui ne dépend que du rayon, ces équations peuvent être résolues efficacement sous forme spectrale, (i.e, les différents éléments constitutifs de ces équations sont exprimés en terme d'harmoniques sphériques). Le déplacement \mathbf{v} étant un vecteur et la contrainte $\boldsymbol{\sigma}$ un tenseur, l'écriture de ces équations nécessite l'introduction des harmoniques sphériques vectorielles et tensorielles.

Décomposition spectrale des vecteurs et tenseurs

Un vecteur $\mathbf{a}(r, \theta, \varphi)$ peut s'écrire sous la forme d'harmoniques sphériques de la façon suivante:

$$\mathbf{a}(r, \theta, \varphi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \sum_{k=|m|}^{\ell+1} a_{\ell m}^k(r) \mathbf{Y}_{\ell m}^k(\theta, \varphi), \quad (3.6)$$

avec $\mathbf{Y}_{\ell m}^k(\theta, \varphi)$ la fonction harmonique sphérique vectorielle:

$$\mathbf{Y}_{\ell m}^k(\theta, \varphi) = \sum_{\mu=-1}^1 \sum_{\nu=-k}^k C_{k\nu 1\mu}^{\ell m} Y_{k\nu}(\theta, \varphi) \mathbf{e}_{\mu}, \quad (3.7)$$

où $C_{k\nu 1\mu}^{\ell m}$ sont les coefficients de Clebsh-Gordan (Varshalovich *et al.* (1988)) et \mathbf{e}_{μ} la base

3.2. MISE EN PLACE DE LA TOPOGRAPHIE DE SURFACE PAR RÉPONSE VISCOÉLASTIQUE DE LA COUCHE DE GLACE

complexe cyclique. Cette fonction obéit à la loi d'orthonormalité:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y_{\ell_1 m_1}^{k_1}(\theta, \varphi) [Y_{\ell_2 m_2}^{k_2}(\theta, \varphi)]^* \sin\theta d\theta d\varphi = \delta_{\ell_1 \ell_2} \delta_{m_1 m_2} \delta_{k_1 k_2}. \quad (3.8)$$

Les fonctions harmoniques vectorielles $Y_{\ell m}^{\ell-1}(\theta, \varphi)$ et $Y_{\ell m}^{\ell+1}(\theta, \varphi)$ décrivent la partie sphéroïdales du vecteur tandis que la partie toroïdale est décrite par $Y_{\ell m}^\ell(\theta, \varphi)$

De la même façon, un tenseur $\mathbf{b}(r, \theta, \varphi)$ peut s'écrire:

$$\mathbf{b}(r, \theta, \varphi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \sum_{k=|\ell-1|}^{|\ell+1|} \sum_{n=0}^2 b_{\ell m}^{kn}(r) \mathbf{Y}_{\ell m}^{kn}(\theta, \varphi), \quad (3.9)$$

avec $\mathbf{Y}_{\ell m}^{kn}(\theta, \varphi)$ la fonction harmonique sphérique tensorielle:

$$\mathbf{Y}_{\ell m}^{kn}(\theta, \varphi) = \sum_{\alpha=-k}^k \sum_{\lambda=-n}^n C_{k\alpha n\lambda}^{\ell m} Y_{k\alpha}(\theta, \varphi) \mathbf{e}_{n\lambda}. \quad (3.10)$$

avec $\mathbf{e}_{n\lambda}$, la base tensorielle. Cette fonction obéit à la loi d'orthonormalité:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y_{\ell_1 m_1}^{k_1 n_1}(\theta, \varphi) [Y_{\ell_2 m_2}^{k_2 n_2}(\theta, \varphi)]^* \sin\theta d\theta d\varphi = \delta_{\ell_1 \ell_2} \delta_{m_1 m_2} \delta_{k_1 k_2} \delta_{n_1 n_2}. \quad (3.11)$$

La fonctions harmonique tensorielle $Y_{\ell m}^{k0}(\theta, \varphi)$ décrit la trace du tenseur, $Y_{\ell m}^{k1}(\theta, \varphi)$ la partie anti-symétrique et $Y_{\ell m}^{k2}(\theta, \varphi)$ la partie symétrique.

3.2.1.1 Représentation spectrale du problème de Stokes

En utilisant la décomposition spectrale vue précédemment, le vecteur déplacement \mathbf{v} et le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ peuvent s'écrire:

$$\mathbf{v}(r, \theta, \varphi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \sum_{k=|\ell-1|}^{|\ell+1|} v_{\ell m}^k(r) \mathbf{Y}_{\ell m}^k(\theta, \varphi), \quad (3.12)$$

et

$$\boldsymbol{\sigma}(r, \theta, \varphi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \sum_{k=|\ell-1|}^{|\ell+1|} \sum_{n=0}^2 \sigma_{\ell m}^{kn}(r) \mathbf{Y}_{\ell m}^{kn}(\theta, \varphi), \quad (3.13)$$

Il est alors possible d'exprimer les équations de conservation de la masse, du mouvement et de la rhéologie dans le domaine spectral (Golle *et al.*, 2012). Dans le cas où il n'y a pas de variations latérales des propriétés élastiques, la partie toroïdale est nulle ($Y_{\ell m}^{\ell} = 0$). Le vecteur déplacement peut alors s'écrire:

$$\mathbf{v}(r, \theta, \varphi) = \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} \sum_{m=-\ell}^{\ell} [v_{\ell m}^{\ell-1}(r) \mathbf{Y}_{\ell m}^{\ell-1}(\theta, \varphi) + v_{\ell m}^{\ell+1}(r) \mathbf{Y}_{\ell m}^{\ell+1}(\theta, \varphi)], \quad (3.14)$$

Toute contrainte peut être partagée entre une partie moyenne (la pression hydrostatique P) et une partie déviatorique $\boldsymbol{\tau}$:

$$\boldsymbol{\sigma}(r, \theta, \varphi) = p(r, \theta, \varphi) \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}(r, \theta, \varphi), \quad (3.15)$$

avec \mathbf{I} le tenseur identité et où avec la pression:

$$p(r, \theta, \varphi) \mathbf{I} = \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} \sum_{m=-\ell}^{\ell} p_{\ell m}(r) \mathbf{Y}_{\ell m}^{\ell,0}(\theta, \varphi). \quad (3.16)$$

Le tenseur des contraintes étant symétrique ($Y_{\ell m}^{k,1} = 0$), sa partie déviatorique s'écrit:

$$\boldsymbol{\tau}(r, \theta, \varphi) \mathbf{I} = \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} \sum_{m=-\ell}^{\ell} [\tau_{\ell m}^{\ell-2,2}(r) \mathbf{Y}_{\ell m}^{\ell-2,2}(\theta, \varphi) + \tau_{\ell m}^{\ell,2}(r) \mathbf{Y}_{\ell m}^{\ell,2}(\theta, \varphi) + \tau_{\ell m}^{\ell+2,2}(r) \mathbf{Y}_{\ell m}^{\ell+2,2}(\theta, \varphi)]. \quad (3.17)$$

avec $v_{\ell m}^k(r)$, $p_{\ell m}(r)$, $\tau_{\ell m}^{k,n}(r)$ les coefficients d'harmoniques recherchés pour chaque rayon. Ceux-ci sont déterminés à partir d'une discrétisation radiale de la couche considérée, (typiquement de 100 à 200 couches). Cette méthode est très stable et permet notamment de prendre en compte des gradients très importants de la viscosité. Nous nous intéresserons dans un premier temps au déplacement ($v_{\ell m}^k(r)$) en surface et à la base de la couche de glace. Le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}(r, \theta, \varphi)$ est étudié avec plus de détails dans la partie 3.4.

3.2.2 Réponse viscoélastique de la couche de glace à une charge unitaire et à un taux de cristallisation fixe

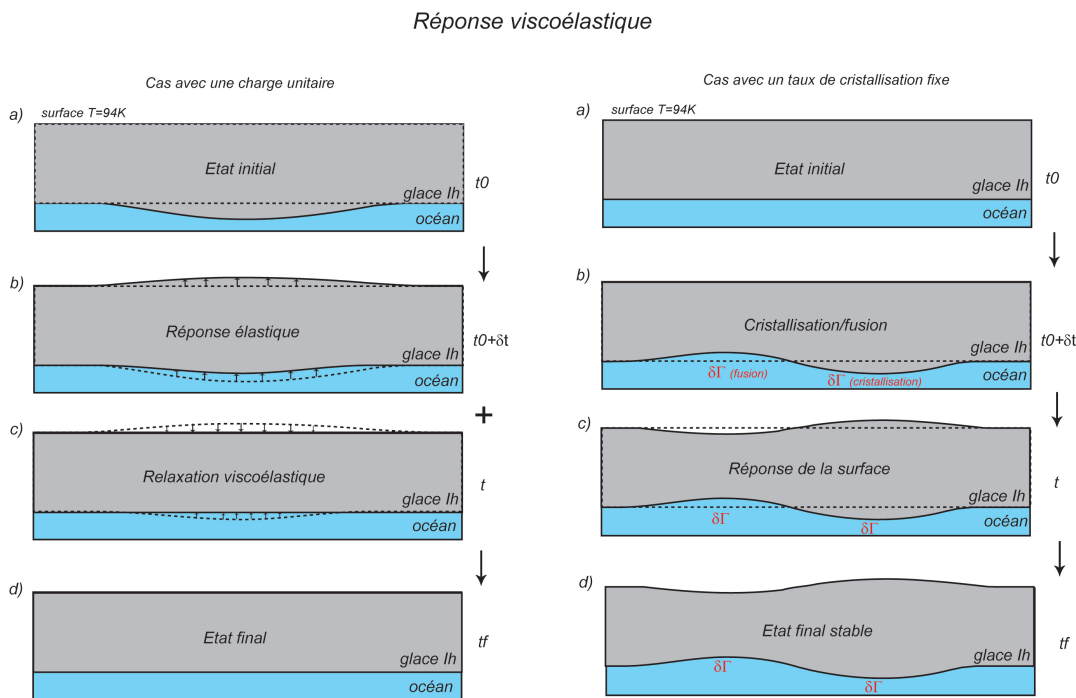


Figure 3.7 – Schéma de principe de la relaxation viscoélastique. À gauche, une charge initiale est imposée à la base de la couche de glace et non renouvelée. À droite, la charge à la base se développe progressivement en supposant un taux de cristallisation fixe.

Afin d'étudier la réponse viscoélastique de la couche de glace sur Titan, nous avons utilisé et modifié un code de relaxation viscoélastique développé par Ondřej Čadek de l'Université Charles de Prague. Celui-ci résout les équations du problème de Stokes décrites précédemment (équations 3.14 à 3.17). Dans un premier temps, afin de tester la sensibilité du modèle viscoélastique aux différents paramètres, nous simulons deux cas simples. Ceux-ci sont schématisés sur la figure 3.7. Dans le premier cas, une déflexion initiale de l'interface océan/glace est imposée et non-renouvelée par la suite (Fig. 3.7). Dans ce cas, on s'attend à ce que la couche réponde instantanément de façon élastique (b) puis se relaxe de manière viscoélastique (c) jusqu'à atteindre un état final (d). Dans le sec-

CHAPITRE 3. ÉVOLUTION DE LA COUCHE DE GLACE EXTERNE DE TITAN

ond cas, un taux de cristallisation/fusion est considéré ce qui entraîne un développement progressif des déflexions sur l'interface océan/glace, puis d'une topographie en surface si la réponse viscoélastique le permet (Fig. 3.7). La réponse viscoélastique de la couche de glace est caractérisée par :

- Le degré d'harmonique sphérique ℓ : pour des paramètres rhéologiques (η et μ) ne dépendant que du rayon r , la nature de la réponse viscoélastique de la couche de glace pour un degré ℓ ne dépend pas du forçage aux autres degrés (elle ne dépend pas de l'ordre m).

- Profil de viscosité: $\eta(r)$

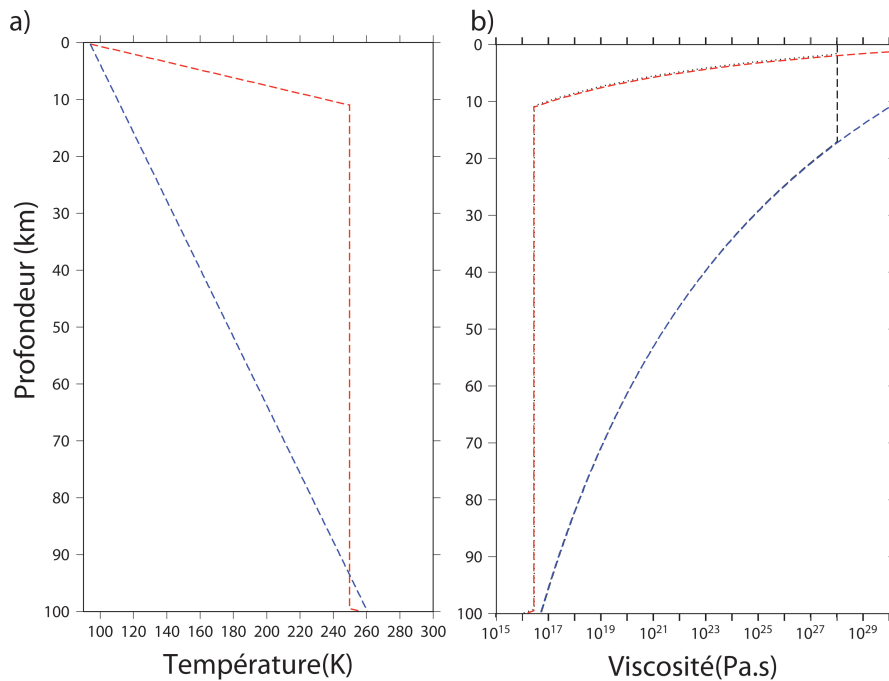


Figure 3.8 – Profils schématiques typiques de température a), et de viscosité b), pour une couche de glace de 100 km dans le cas conductif (courbe bleue) et convectif (courbe rouge). Les courbes noires représentent le profil de viscosité dans le cas où une valeur maximale est imposée, dans le cas conductif (tireté) et convectif (pointillés).

3.2. MISE EN PLACE DE LA TOPOGRAPHIE DE SURFACE PAR RÉPONSE VISCOÉLASTIQUE DE LA COUCHE DE GLACE

La viscosité dans la couche de glace Ih est déterminée à partir du profil de température. La dépendance en température de la viscosité est décrite par la loi d'Arrhenius:

$$\eta(T) = \eta_b \exp\left(\frac{E_a}{R T_m} (T_m - T)\right), \quad (3.18)$$

avec η_b la viscosité à la base de la couche, $E_a = 50 \text{ kJ mol}^{-1}$ l'énergie d'activation, et T_m la température de fusion de la glace d'eau. Le profil de viscosité peut également dépendre de la taille de grain, de la pression et du taux de contrainte (voir chapitre 1). Afin de simplifier le problème, ces effets sont ici négligés. Deux types de profils correspondant à des structures thermiques conductives et convectives sont étudiés (Figure 3.8). Dans le cas où la viscosité en surface atteint des valeurs trop élevées pour être réalistes, une valeur maximum est imposée. Pour l'exemple présenté sur la figure 3.8 b), une valeur maximale de 10^{28} a été imposée. Ceci permet notamment de tester l'influence de la présence d'une lithosphère moins visqueuse.

- Épaisseur de la couche

Le problème de Stokes est résolu dans une coquille sphérique dont les interfaces correspondent aux rayons moyens de la couche de glace sur Titan, avec R_{top} le rayon de la surface $R_S = 2574.76 \text{ km}$ et R_{bot} le rayon à la base dont les valeurs sont comprises entre $R_{bot} = 2544.76 \text{ km}$ et $R_{bot} = 2474.76 \text{ km}$.

- Densité.

Le saut de densité aux interfaces ne varie pas latéralement dans ce modèle. La densité de la glace est fixée à $\rho_{ice} = 930 \text{ kg m}^{-3}$. La densité de l'eau à l'interface océan/glace est calculée à partir du volume spécifique à une pression et température donnée. Sa valeur moyenne se trouve autour de 1050 kg m^{-3} pour l'eau pure.

- Module de cisaillement: μ

Le module de cisaillement μ est fixé à 3.3 GPa. (Considérer des valeurs comprises entre 2 et 4 GPa n'affecte que peu les résultats.)

Remarque: hormis le module de cisaillement μ , tous les autres paramètres influencent fortement la réponse de la couche. Dans la partie suivante, nous testons les deux cas présentés sur la figure 3.7.

3.2.2.1 Cas avec une charge unitaire

La charge topographique est imposée ici comme une charge topographique unitaire à la base $\Gamma = 1 m$. Dans l'exemple synthétique présenté sur la figure 3.9, nous testons la réponse pour une couche de 100 km d'épaisseur moyenne et un moment d'inertie de 0.343. Deux profils de viscosité sont considérés : un premier correspondant à un état convectif, et un second à un état conductif (cf Fig. 3.10).

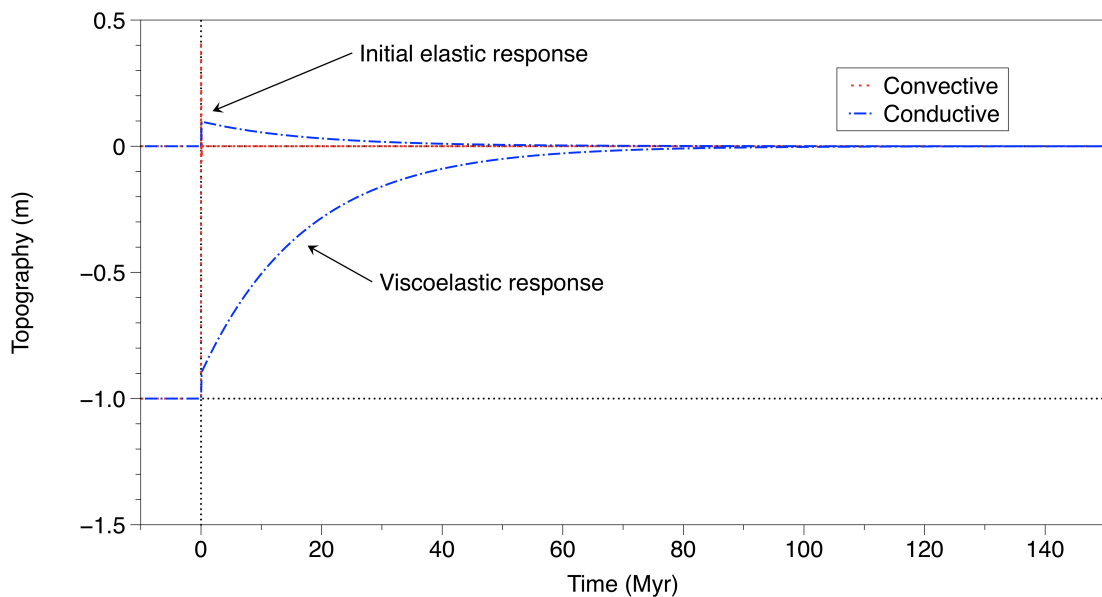


Figure 3.9 – Réponse viscoélastique au degré $\ell=2$ d'une couche de glace de 100 km d'épaisseur, lorsque l'on applique une charge unitaire à la base de la couche de glace ($\Gamma = 1m$). La courbe bleue illustre la réponse des interfaces dans le cas conductif, la courbe rouge la réponse dans le cas convectif. Les deux lignes noires représentent la charge initiale.

3.2. MISE EN PLACE DE LA TOPOGRAPHIE DE SURFACE PAR RÉPONSE VISCOÉLASTIQUE DE LA COUCHE DE GLACE

- Cas convectif.

La courbe rouge sur la figure 3.9 présente la relaxation obtenue pour un profil visqueux convectif. Une topographie se développe instantanément du fait de la réponse élastique mais disparaît très rapidement par la suite en moins d'un siècle. Dans le cas où la couche convecte, la viscosité à la base est trop faible pour que la topographie soit maintenue longtemps. Ces calculs viscoélastique confirment donc les résultats visqueux obtenus dans le chapitre II. Des variations de l'épaisseur de glace ne peuvent à elles seules être à l'origine des observations de topographie et de gravité sur Titan pour une couche convective.

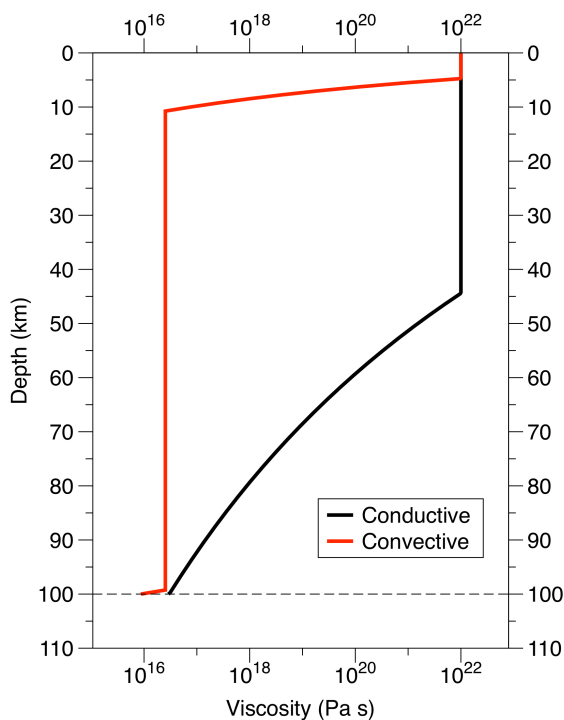


Figure 3.10 – Profils de viscosité dans les cas conductif et convectifs présentés sur la figure 3.9

- Cas conductif.

La courbe bleue correspond au cas conductif. Les deux interfaces répondent instantanément de façon élastique à la charge imposée à la base. La couche de glace se relaxe ensuite de façon viscoélastique en moins de 100 millions d'années. La réponse élastique initiale est plus faible dans le cas conductif du fait de la présence d'une épaisse lithosphère élastique (Fig.3.10).

3.2.2.2 Cas avec un taux de cristallisation fixe

Dans cette partie nous testons le code de réponse viscoélastique dans le cas où la charge est maintenue avec un taux constant à la base. La couche est initialement homogène : les déflexions sur l'interface océan/glace sont initialement nulles. Un taux de variation d'épaisseur simulant les effets de cristallisation/fusion est ensuite imposé. Afin de simplifier la lecture nous utilisons par la suite le terme "taux de cristallisation" plutôt que "taux de variation d'épaisseur".

La figure 3.11 présente l'évolution de la topographie (coefficient d'harmonique sphérique au degré $\ell = 2$) sur l'interface océan/glace pour différents taux de cristallisation. Pour chaque profil de viscosité, il existe un taux de cristallisation pour lequel relaxation et cristallisation, qui se compensent au cours du temps, permettent de former une topographie donnée à la base et en surface de la couche. Par exemple si l'on cherche à produire une topographie particulière représentée sur la figure par les courbes vertes alors le taux de cristallisation doit être de 100 m Ma^{-1} .

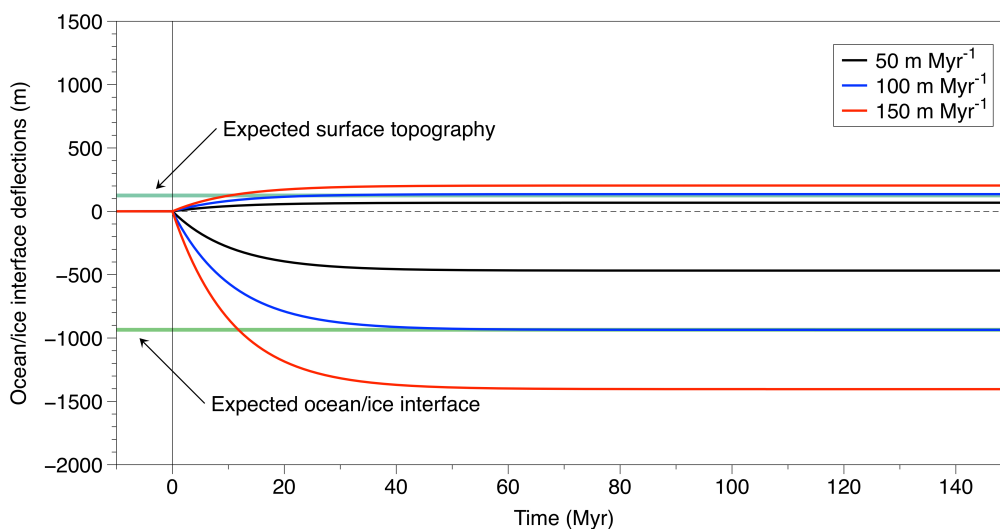


Figure 3.11 – a) Réponse viscoélastique (degré $\ell=2$) d'une couche de glace de 100 km d'épaisseur, pour différentes valeurs de taux de cristallisation. Ce modèle considère un moment d'inertie de 0.343 et correspond au profil de viscosité présenté sur la figure 3.11.

3.2. MISE EN PLACE DE LA TOPOGRAPHIE DE SURFACE PAR RÉPONSE VISCOÉLASTIQUE DE LA COUCHE DE GLACE

3.2.2.2.1 Influence de la viscosité

- Viscosité de la lithosphère.

Dans cette partie, nous étudions l'influence du profil de viscosité sur la réponse viscoélastique de la couche. La figure 3.12 présente la réponse viscoélastique pour différentes valeurs de "cut-off" en surface et une viscosité à la base de $2 \cdot 10^{16}$ Pa s correspondant à la viscosité minimale dans le cas conductif pour une couche de 100 km. Pour chaque cas, le profil de viscosité correspondant est présenté sur la figure 3.13. Pour des valeurs élevées de la viscosité de la lithosphère, celle-ci influence peu la réponse de la couche. Dans l'exemple de la figure 3.12, la réponse de la couche est identique pour une viscosité en surface de 10^{27} Pa s ou 10^{29} Pa s. En dessous de cette valeur par contre, à taux de cristallisation équivalent, la topographie à chacune des interfaces est beaucoup plus faible.

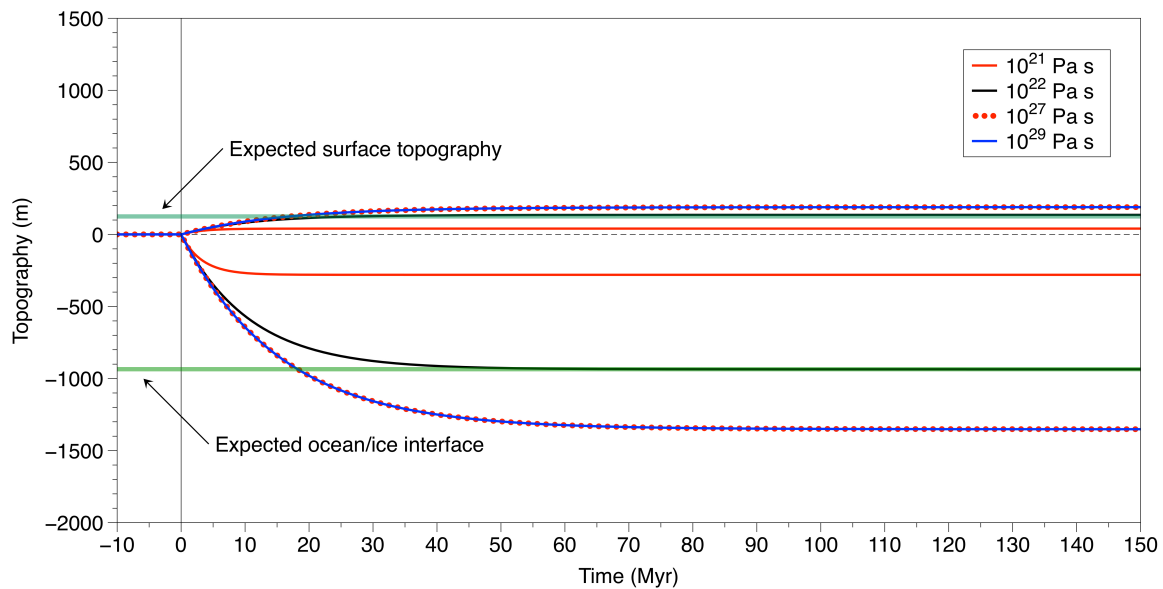


Figure 3.12 – Réponse viscoélastique au degré $\ell=2$ pour une couche de glace de 100 km d'épaisseur, pour différentes valeurs de viscosité de la lithosphère. Les profils de viscosité associés, avec un cut-off à $2 \cdot 10^{22}$ Pa s, sont présentés sur la figure 3.13.

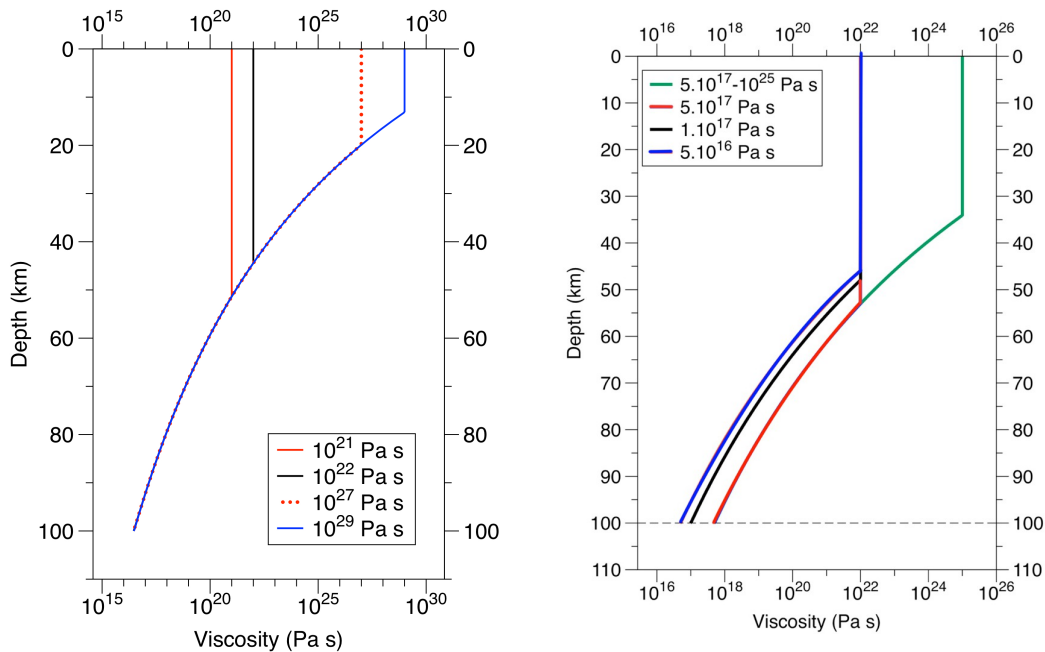


Figure 3.13 – Profils de viscosité correspondant pour la gauche à la figure 3.12 où seule la valeur du cut-off (ou viscosité de la lithosphère) varie d’un cas à l’autre et pour la droite à la figure 3.14 où la valeur de la viscosité à la base varie pour un cut-off fixé.

- Viscosité à la base.

La figure 3.14 présente l’influence de la viscosité à la base. La viscosité de la lithosphère dans cet exemple est de 10^{22} Pa s ($2 \cdot 10^{25}$ Pa s pour la courbe verte). La viscosité à l’interface océan/glace affecte fortement l’évolution de la couche soumise à un taux de cristallisation donné (Fig. 3.14). Dans le cas où la viscosité à la base de la couche est trop élevée, le taux de relaxation est insuffisant pour compenser une cristallisation même de faible amplitude. Cet effet est particulièrement visible pour la courbe verte où une lithosphère beaucoup plus visqueuse a été considérée. Inversement, si la couche présente une viscosité faible à la base, la cristallisation ne peut contrebalancer la relaxation et la topographie ne peut être produite.

3.2. MISE EN PLACE DE LA TOPOGRAPHIE DE SURFACE PAR RÉPONSE VISCOÉLASTIQUE DE LA COUCHE DE GLACE

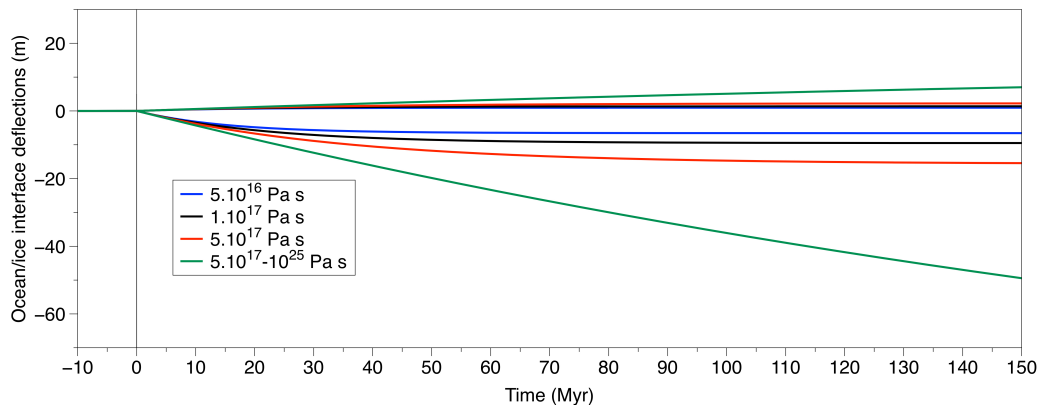


Figure 3.14 – Réponse viscoélastique au degré $\ell=2$ d'une couche de glace de 100 km d'épaisseur, pour différentes valeurs de viscosité à la base (les profils de viscosité correspondant sont présentés sur la figure 3.13). Les valeurs indiquées dans la légende correspondent à la viscosité à l'interface océan/glace I. Dans le cas de la courbe verte, un "cut-off" différent est appliqué (cf. profils Fig 3.13).

Dépendance au degré

La figure 3.15 présente la dépendance en degré d'harmonique sphérique de la réponse viscoélastique d'une couche de glace de 100 km d'épaisseur pour Titan et pour un taux de cristallisation constant de 100 m Ma^{-1} . Selon le degré considéré, les variations sur l'amplitude de la topographie produite ne sont pas négligeables. Par exemple, la topographie produite pour un taux de cristallisation de 100 m Ma^{-1} au degré $\ell = 2$ est de 1500 mètres alors qu'au degré 4 elle est de 500 mètres. D'une manière générale, plus le degré d'harmonique augmente, plus la relaxation viscoélastique de la couche est efficace. Ceci va avoir un effet important car pour produire une topographie (de même amplitude) il faut des taux de cristallisation plus importants aux hauts degrés pour contrebalancer l'effet de la relaxation.

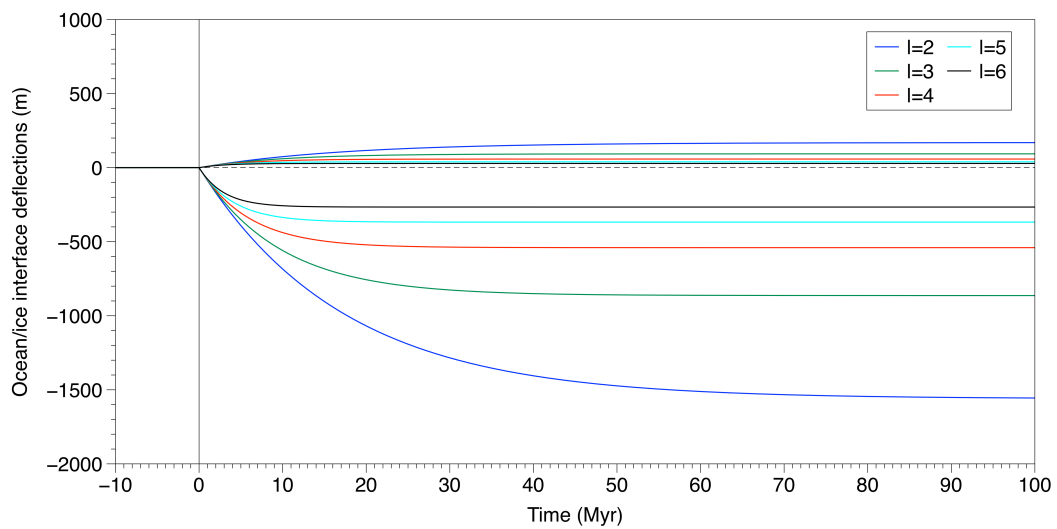


Figure 3.15 – Réponse viscoélastique d’une couche de glace de 100 km d’épaisseur pour différents degrés d’harmoniques ℓ et un taux de cristallisation de 100 m Ma^{-1} .

Résumé :

La réponse viscoélastique de la couche de glace dépend fortement du profil de viscosité considéré. L’amplitude de la topographie produite est contrôlée par l’épaisseur et la viscosité de la lithosphère ainsi que le degré du forçage. La stabilité au cours du temps de la topographie produite dépend principalement de la viscosité à la base de la couche. Comme montré au chapitre II, aucune topographie ne peut se développer si la couche a une viscosité trop faible ($< 10^{16}$). Pour produire une topographie à des degrés élevés il est nécessaire de considérer des taux de cristallisation plus élevés.

3.3 Cristallisation de l'océan de Titan contraint par la topographie

Comme nous venons de le montrer, pour un profil de viscosité donné, l'amplitude de la topographie de surface à un degré donné peut être directement relié à un taux de cristallisation de l'océan. Dans cette partie, nous allons déterminer les taux de cristallisation requis pour expliquer la topographie pour chaque degré et discuter les implications pour l'évolution de Titan. Dans un premier temps, nous modélisons pour chaque degré le taux de cristallisation nécessaire pour produire la topographie en surface pour différentes épaisseurs moyennes de glace. Dans un second temps nous comparons les résultats du modèle viscoélastique aux déflexions attendues à l'interface océan/glace qui permettent d'expliquer la topographie et les anomalies du géoïde en surface.

3.3.1 Influence de l'épaisseur sur la réponse viscoélastique

Les figures 3.17 et 3.18 présentent l'amplitude des déflexions à l'interface océan/glace pour les degrés 2 à 6 et les taux de cristallisation correspondants, nécessaires pour reproduire la topographie observée en surface, pour différentes épaisseur moyennes de la couche de glace. L'amplitude des déflexions produites sur l'interface océan/glace est inversement proportionnelle à l'épaisseur moyenne de la couche. En revanche, le taux de cristallisation nécessaire pour créer une telle topographie augmente avec l'épaisseur (Fig 3.18). Nous avons vu que pour un taux de cristallisation constant, la réponse viscoélastique devient plus forte quand le degré augmente. Afin de contrebalancer cet effet, il faut donc des taux de cristallisation plus élevés pour les degrés élevés. Cet effet est bien visible sur la figure 3.18. Du fait des profils de viscosité considérés, le taux de cristallisation nécessaire diminue quand l'épaisseur diminue. La viscosité minimale à la base de la couche de glace nécessaire pour la maintenir dans un état conducteur peut cependant diminuer avec l'épaisseur. Une couche de 40 km peut donc avoir une viscosité à la base plus faible ($2 \cdot 10^{15}$ Pa s) qu'une couche plus épaisse ($3 \cdot 10^{16}$ Pa s pour 100 km) nécessitant alors des taux de cristallisation plus élevés.

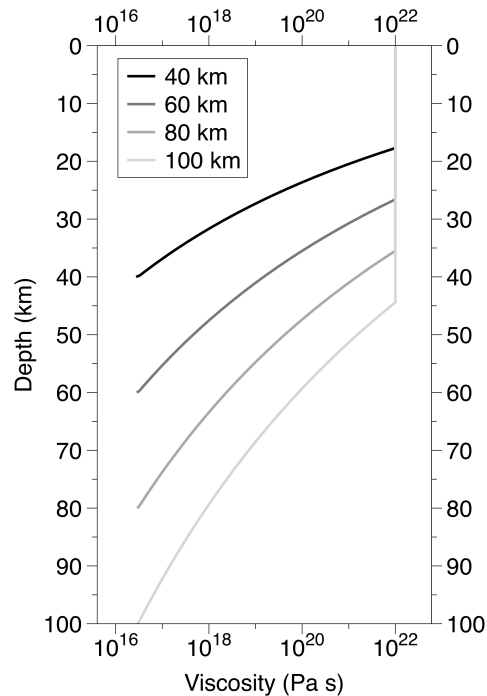


Figure 3.16 – Profils de viscosité correspondant à la figure 3.17

La figure 3.19 présente pour différentes épaisseurs les taux de cristallisations correspondant à la viscosité minimale possible dans un cas conductif. La valeur des taux de cristallisation nécessaire pour une couche de 40 km est alors du même ordre de grandeur que pour une couche de 100 km. Pour un état conductif, il est difficile pour une couche d'atteindre une épaisseur de 100 km en raison des très faibles flux auquel une telle couche correspond. Nous considérerons donc pour la suite de cette étude une couche de 40 km d'épaisseur.

3.3. CRISTALLISATION DE L'OCÉAN DE TITAN CONTRAINT PAR LA TOPOGRAPHIE

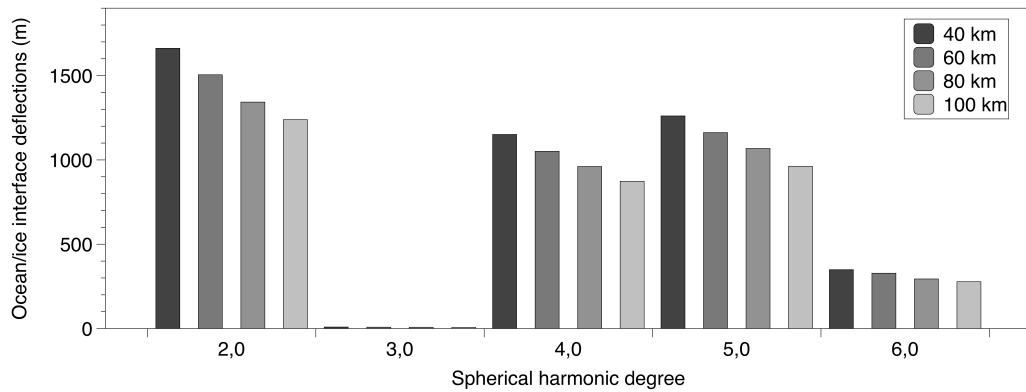


Figure 3.17 – Amplitude de la topographie sur l’interface océan/glace (m) en fonction du degré d’harmonique sphérique et de l’épaisseur moyenne de la couche en km. Pour chaque épaisseur, le profil visqueux est compris entre 3.10^{16} Pa s à la base et 10^{22} Pa s dans la lithosphère.

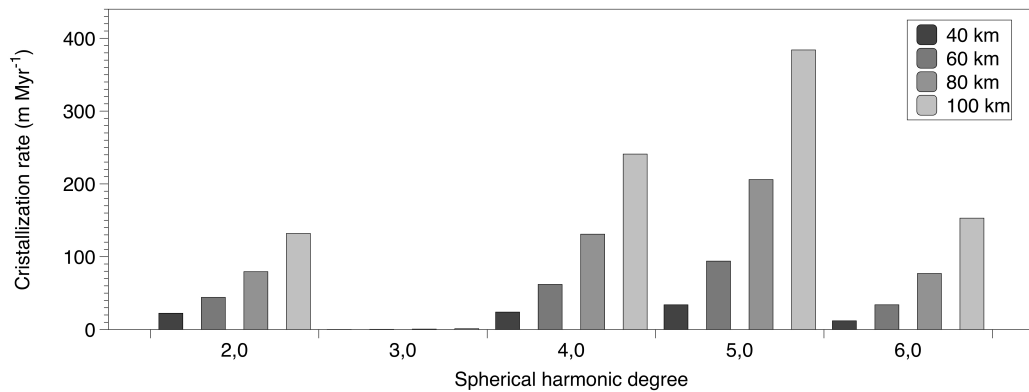


Figure 3.18 – Amplitude des taux de cristallisation ($m Ma^{-1}$) nécessaires pour produire la topographie présentée sur la figure 3.17.

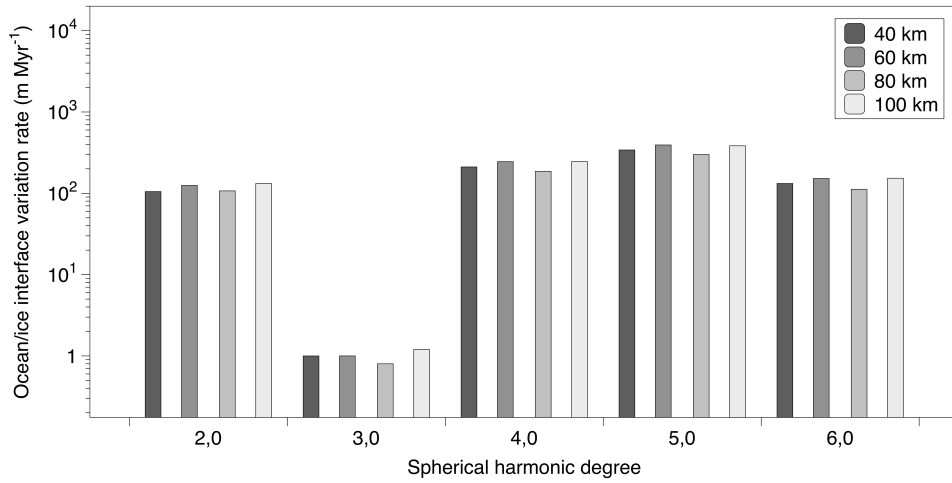


Figure 3.19 – Amplitude des taux de cristallisation (m Ma^{-1}) pour différentes épaisseurs nécessaires pour produire la topographie dans le cas où la viscosité à la base de la couche atteint sa valeur minimale.

3.3.2 Amplitude des taux de cristallisation

La figure 3.20 présente les cartes de cristallisation à différents degrés obtenues pour former la topographie observée pour une couche de 40 km d'épaisseur. Il s'agit ici des valeurs maximales de taux de cristallisation : pour une viscosité plus élevée, le taux de cristallisation diminue. Afin de vérifier si ces valeurs sont réalistes, il est nécessaire d'étudier plus en détail la cristallisation de l'océan et les valeurs de flux associées. Selon l'état thermique de l'océan et de la couche de glace, la cristallisation ou la fusion de cette dernière peuvent se produire et conduire au déplacement de l'interface : localement, la variation de l'épaisseur d'une couche conductrice, db/dt est proportionnelle au saut de flux de chaleur $\delta\Phi_b$ de part et d'autre de l'interface.

$$\frac{db}{dt} = \frac{\delta\Phi_b}{L\rho} \quad (3.19)$$

avec ρ la densité de la glace, L la chaleur latente de fusion de la glace I_h . Pour une chaleur latente de $333.10^3 \text{ J kg}^{-1}$ les valeurs de taux de cristallisation pour des variations de flux entre 1 et 15 mW m^{-2} correspondent à des taux de cristallisation compris entre 100 et 1500 m Ma^{-1} .

3.3. CRISTALLISATION DE L'OCÉAN DE TITAN CONTRAINT PAR LA TOPOGRAPHIE

Si les variations d'épaisseur de la couche de glace ont pour origine des variations de cristallisation à la base du degré 2 à 6, alors les amplitudes de variations pour une couche de 40 km d'épaisseur peuvent atteindre des valeurs comprises entre $+750 \text{ m Ma}^{-1}$ (fusion) et -1500 m Ma^{-1} (cristallisation), (Fig. 3.20). Ces taux de cristallisation sont compatibles avec l'amplitude des variations de flux de chaleur pouvant être potentiellement produites à la base par la dynamique de l'océan et les effets de marées. Il est néanmoins également important de noter d'après la figure 3.20 qu'une forte contribution à ces taux de cristallisation provient des plus haut degrés (4 à 6). L'écart à la forme d'équilibre au degré 2 est faible et ne nécessite donc pas de taux de cristallisation/fusion importants pour expliquer les données. Cela implique notamment que si les processus tels que le chauffage de marée ou la dynamique de l'océan produisent des variations de l'interface au degré 2 alors il faut que ces anomalies de masse soient compensées par d'autres processus ou plus vraisemblablement que le moment d'inertie présente un écart à la valeur de 0.3431 et que le degré 2 du champ de gravité ait une contribution non-hydrostatique.

Les patterns obtenus impliquent que les processus à l'origine des variations de flux présentent également une contribution pour ces degrés. Si les effets de marées peuvent produire les variations au degré 4, comme nous l'avons vu en début de chapitre, il n'est pas évident d'expliquer les degrés 5 et 6 par les processus internes. Si les anomalies de composition en surface peuvent produire des variations de flux dans la couche à ces degrés, il est difficilement concevable qu'elles atteignent l'amplitude nécessaire pour produire de tels taux de cristallisation. De plus la présence d'anomalies de composition permettrait d'expliquer une partie de la topographie et du champ de gravité observés sans recourir à des variations d'épaisseur à la base (voir chapitre 2). Les cartes de taux de cristallisation présentées ci-dessous correspondent donc à des valeurs maximales et il est possible que les taux de cristallisation soient plus faibles si d'autres processus interviennent pour expliquer les observations.

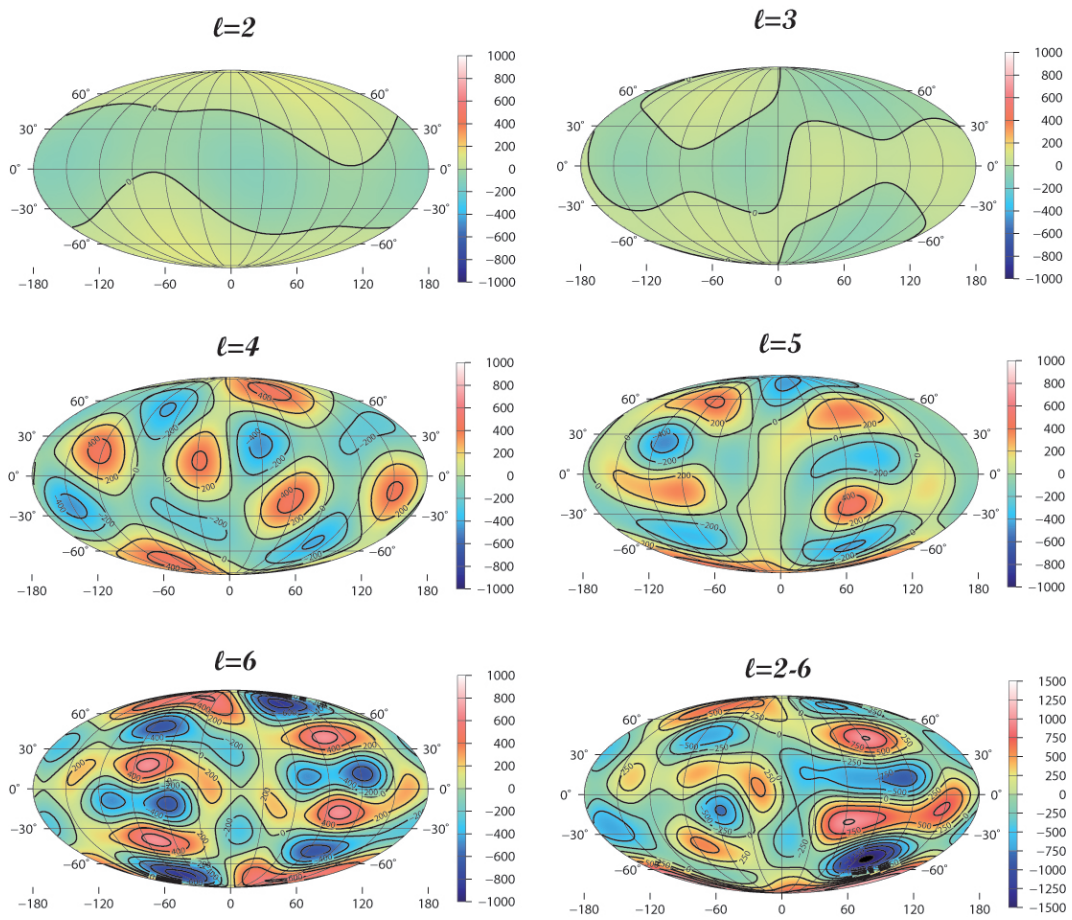


Figure 3.20 – Amplitude (m Ma^{-1}) des variations du taux de cristallisation à la base de la couche de glace externe nécessaires pour former la topographie attendue pour les degrés 2 à 6 pour une couche de 40 km d'épaisseur. Le taux de cristallisation total prend en compte tous les degrés (2 à 6).

3.3.3 Comparaison avec les variations d'épaisseur modélisées pour expliquer les données observées.

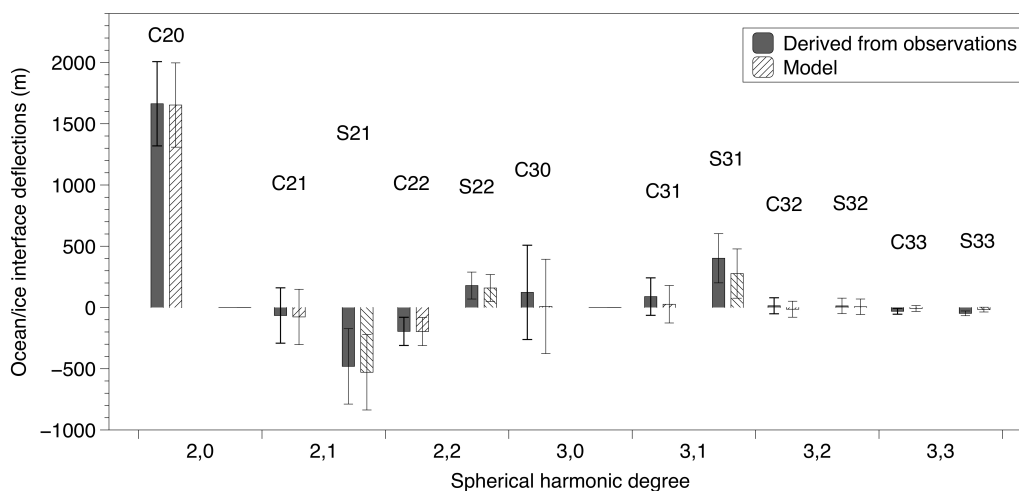


Figure 3.21 – Amplitude de la topographie sur l'interface océan/glace (m) en fonction du degré d'harmonique sphérique pour une couche de 40 km.

La Figure 3.21 présente la topographie produite par le modèle viscoélastique comparée à la topographie attendue dans le cas où la topographie à la base de la couche de glace est à l'origine des anomalies du géoïde pour une couche de 40 km d'épaisseur et un moment d'inertie de 0.343. La topographie obtenue dans le modèle est proche du cas compensé (pas d'anomalies de gravité). Les différences les plus importantes sont par conséquent obtenues pour le coefficient présentant les plus fortes anomalies du géoïde, C_{30} , C_{31} , etc... Au degré 2 la différence est donc faible car les anomalies du géoïde sont faibles pour un moment d'inertie de 0.343. Pour les autres degrés, l'écart au cas compensé nécessite de maintenir le système hors équilibre. Il faut alors faire appel à des processus supplémentaires (érosion, variations latérales de densité en surface...). La figure 3.22 présente le cas du coefficient "3,0" pour lequel l'écart est le plus important.

CHAPITRE 3. ÉVOLUTION DE LA COUCHE DE GLACE EXTERNE DE TITAN

Dans le cas où seule la cristallisation intervient, la topographie de surface dans le cas parfaitement compensé (courbe verte) peut être produite par réponse viscoélastique. S'il est possible de produire la topographie de l'interface océan/glace du cas non-compensé, en revanche la réponse de la surface est trop importante (courbe bleue). Une solution est de faire intervenir d'autres processus en surface, tels que l'érosion comme proposé par Hemingway *et al.* (2013), simulée ici de la même façon que la cristallisation (courbe rouge). Cependant, selon cette hypothèse, les processus d'érosion sont à l'origine de variations d'épaisseur permettant d'expliquer les anomalies du géoïde au degré 3. Or, il n'y a pas de raisons particulières pour que les processus d'érosion n'aient d'effet qu'au degré 3. Des anomalies de gravité devraient donc également être observées pour les autres degrés, notamment pour le degré 2. Il semble ainsi raisonnable que les anomalies du géoïde aient une autre origine, plus profonde, telles des anomalies de masses sur le noyau ou bien que les coefficients de degrés 2 présentent également une contribution non-hydrostatique. La détermination lors de missions futures des coefficients au degrés plus élevés (degrés 4,5,6) permettraient donc de mieux contraindre l'origine de ces anomalies.

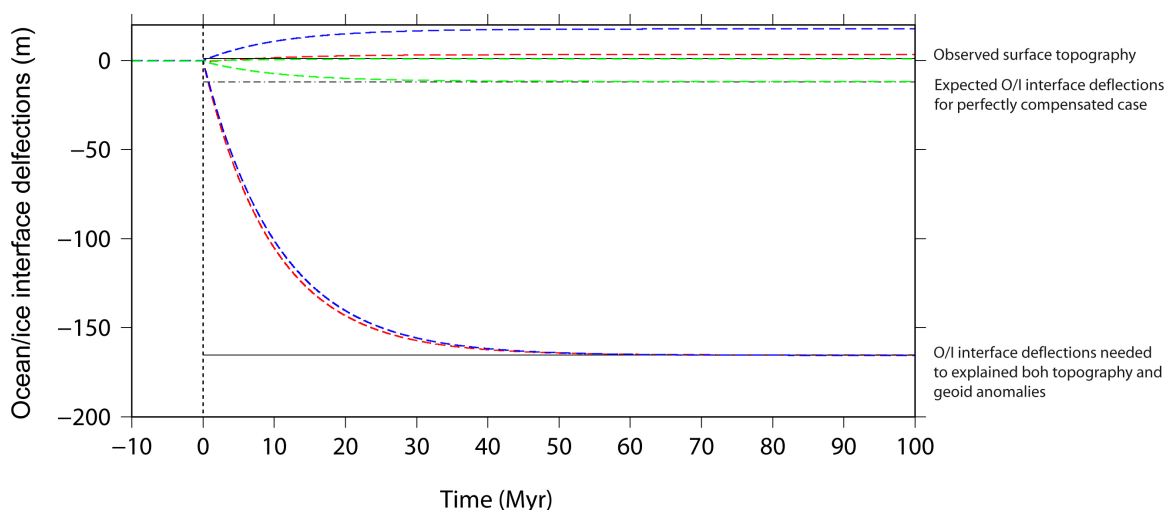


Figure 3.22 – Evolution temporelle de la topographie au degré 3 pour une couche de 40 km. La courbe pointillée représente la topographie attendue à la base dans le cas compensé, la ligne pleine dans le cas non-parfaitement compensé.

3.3. CRISTALLISATION DE L'OCÉAN DE TITAN CONTRAINT PAR LA TOPOGRAPHIE

Résumé :

Les taux de cristallisation nécessaires pour produire la topographie observée augmentent quand l'épaisseur moyenne de la couche de glace externe augmente et quand le degré d'harmonique sphérique augmente. L'amplitude et le pattern des taux de cristallisation modélisés sont compatibles avec les effets de marée et la dynamique de l'océan pour les petits degrés. Les processus de surface peuvent contribuer aux degrés plus élevés, ils ne peuvent cependant pas expliquer une amplitude aussi importante. Afin d'expliquer les anomalies du géoïde, des sources complémentaires telles des anomalies de masses sur le noyau semblent nécessaires. La combinaison des degré 2 à 6 (figure 3.20), correspond néanmoins à la valeur maximale des taux de cristallisation possibles pour une couche conductive de 40 km d'épaisseur.

3.4 Champ de contrainte à la surface de Titan associé au développement de la topographie

Nous avons vu dans la partie précédente qu'une part importante de la topographie observée sur Titan peut être expliquée par cristallisation hétérogène de l'océan sous-jacent d'une couche conductive. Or le développement de la topographie de surface lors de cristallisation/fusion de l'interface océan/glace doit être associé au développement de contraintes dans la couche de glace. Sur les corps planétaires, ces contraintes lithosphériques jouent un rôle primordial dans les processus géologiques et dans la formation des structures observables en surface. Il est donc intéressant de modéliser les contraintes associées au développement de cette topographie afin de les comparer aux structures morphologiques observées en surface par la sonde Cassini.

Afin d'étudier le champ de contraintes associé au développement de la topographie sur Titan, nous utilisons la décomposition en harmoniques sphériques des taux de cristallisation obtenus, pour produire la topographie dans le cas compensé pour une couche de 40 km dont la carte est présentée sur la figure 3.20. Le flux de chaleur à la base de la couche de glace pouvant varier au cours du temps, les variations d'épaisseur et leurs contraintes associées peuvent également varier. Il s'agit cependant ici d'apporter une première estimation à l'amplitude des contraintes associée à la formation de la topographie.

Nous présentons ici les contraintes principales à différentes étapes de la formation de la topographie (figure 3.23), ainsi que le second invariant du tenseur correspondant à la contrainte cisailante effective (figure 3.24). Selon ce modèle, la majeure partie de la topographie de surface est formée au bout de 30 millions d'années. La contrainte associée atteint sa valeur maximale à cet instant. Celle-ci est restée par la suite constante du fait du maintien des variations d'épaisseur par la cristallisation/fusion à la base. La figure 3.23 représente l'amplitude des contraintes principales. La majorité des contraintes ne dépassent pas 0.5 MPa. Il s'agit cependant ici des contraintes liées aux charges topographiques.

3.4. CHAMP DE CONTRAINTE À LA SURFACE DE TITAN ASSOCIÉ AU DÉVELOPPEMENT DE LA TOPOGRAPHIE

La figure 1.9 présentée au chapitre 1, montre la répartition des différentes structures morphologiques observables en surface. Il est difficile au premier abord de relever une corrélation entre la répartition des structures tectoniques et le champ de contraintes. Ceci est notamment dû au fait qu'une grande part des structures observées tels les réseaux fluviaux répondent à des contraintes locales et leur interprétation nécessiterait donc une meilleure résolution sur la topographie et le champ de gravité. On peut cependant noter que les structures linéaires présentes sous forme de rides (représentées en rouge sur la figure 1.9) sont particulièrement présentes entre 30°N et 30°S (Lopes *et al.* (2010), ce travail). Elles présentent également toutes une direction parallèle ou sub-parallèle à l'équateur.

L'étude radar de ces structures montre que leur altitude varie entre 200 et 2000 mètres pour des longueurs de l'ordre de 200 à 300 km. Les différents modèles de formation considèrent des mécanismes endogènes, soit extensifs, soit compressifs (Radebaugh *et al.*, 2007). Ces structures peuvent également être assimilées à des structures extensives telles les "Basins and Ranges" sur Terre ou encore les fractures sur Europe (Radebaugh *et al.*, 2007). Confirmer ou infirmer l'une de ces hypothèses à partir d'observations directes nécessiterait cependant une meilleure résolution.

Du fait de leur répartition globale, il peut être intéressant de comparer ces structures avec la contribution des bas degrés au champ de contraintes. Du fait de l'amplitude importante de la topographie au degré 2,0, une forte contribution au champ de contraintes provient de ce degré. La formation d'une topographie plus importante à l'équateur est associée au degré 2, à une zone d'extension comprise entre 30 °N et 30°S. Si les structures présentées précédemment ont une origine interne extensive, elles pourraient donc avoir éventuellement pour origine la cristallisation différentielle de l'océan et être reliées à la dynamique de celui-ci et aux effets de marées. Il faut cependant remarquer que la formation de telles structures implique la présence de fractures et donc d'atteindre des contraintes suffisamment élevées pour que la lithosphère puisse céder.

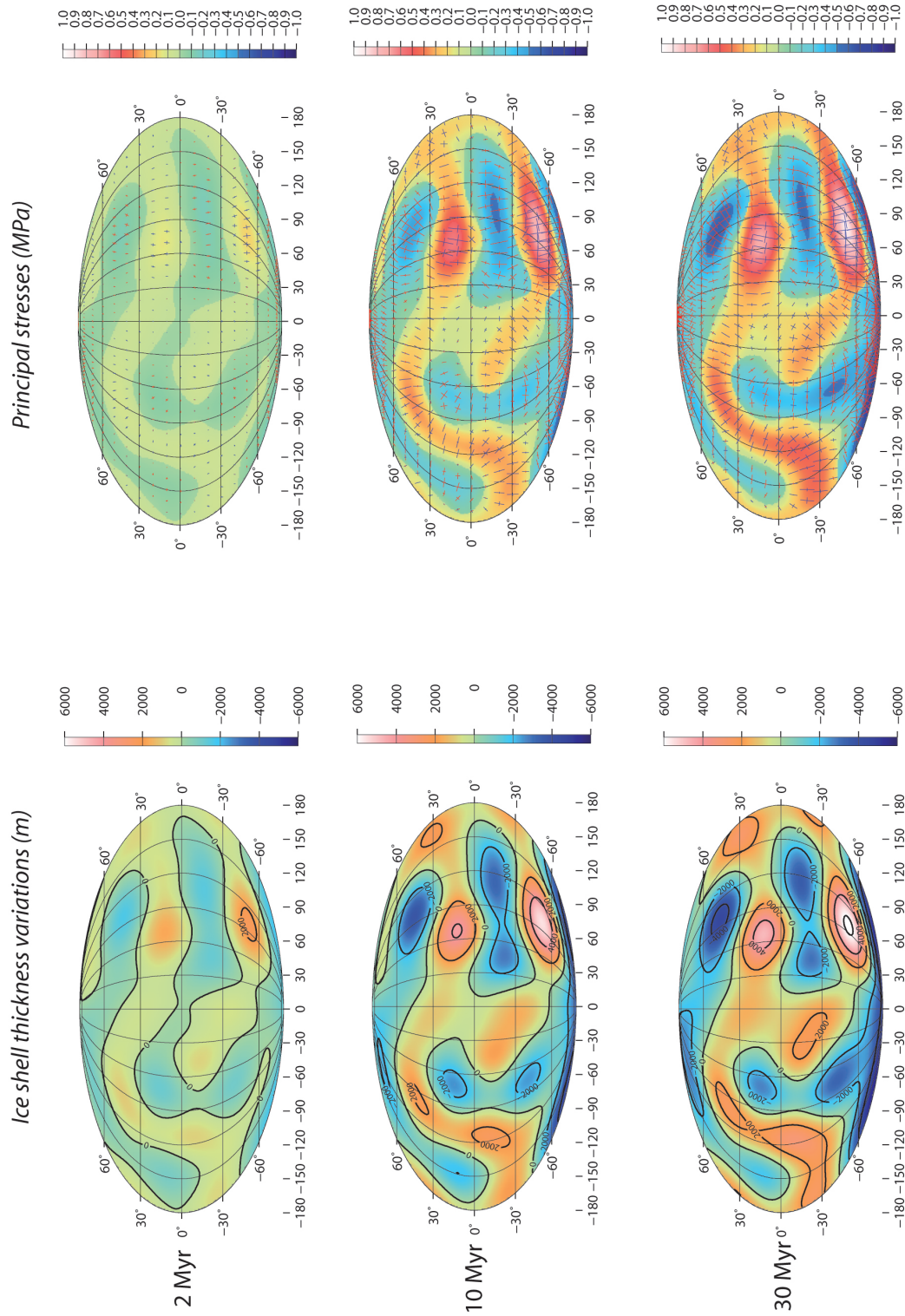


Figure 3.23 – À gauche variations de l'épaisseur de la couche de glace en fonction du temps. À droite champ de contraintes principal associé. Ce modèle considère une couche de 40 km et un moment d'inertie de 0.343. La couleur de la carte indique l'amplitude maximale des contraintes principales se trouvant dans le plan (θ, φ) , en générale σ_1 ou σ_2 , en convention, une valeur positive indique une zone en tension tandis qu'une valeur négative indique une zone en compression. Les zones en extensions sont également représentées par les vecteurs rouges, les vecteurs bleus indiquant de la compression.

3.4. CHAMP DE CONTRAINTE À LA SURFACE DE TITAN ASSOCIÉ AU DÉVELOPPEMENT DE LA TOPOGRAPHIE

Afin de fracturer un matériau, il est nécessaire que les contraintes différentielles dépassent une valeur critique. La fracturation de la glace sous l'effet de contraintes extensives dans les conditions des satellites a été étudiée pour Europe, Encelade et Titan. La résistance de la glace à la fracturation dépend de sa porosité, de la taille de grain et de la présence de fractures pré-existantes. Dans les conditions de la surface terrestre, la glace Ih peut céder sous des contraintes extensives de l'ordre de 1 MPa (Schulson, 2000). Cette valeur augmentant quand la taille de grain diminue et quand la température diminue. La valeur de la contrainte critique diminue cependant quand des impuretés sont présentes, la glace salée par exemple cède sous 0.7-0.9 MPa à -20°C (Schulson, 2000).

Dans le cas de Europe, Lee *et al.* (2005) montrent que, du fait de la porosité, la valeur limite peut atteindre des valeurs très faibles (0.09 MPa pour 24% de porosité). Litwin *et al.* (2012) étudie l'influence de la taille de grains et de la composition sur la contrainte limite dans les conditions de Titan. Dans le cas de Titan, pour des températures basses équivalentes aux températures de surface ($< 100\text{ K}$), une glace présentant des impuretés nécessite des valeurs supérieures à 2 MPa pour pouvoir céder. Cette valeur peut cependant diminuer si l'on considère une porosité importante. De plus, des fractures pré-existantes peuvent être présentes.

La figure 3.24 présente les valeurs de contraintes cisailantes effectives obtenues dans notre modèle. On peut voir que celles-ci sont inférieures à la valeur nécessaire pour fracturer la glace d'après Litwin *et al.* (2012), d'autant plus si l'on ne considère que le degré 2,0. Il semble donc difficile d'expliquer les structures linéaires observées seulement par cristallisation à la base de la couche de glace. D'autres processus tels que la rotation non-synchrone et les effets de marées présentent également des contributions au degré 2 et pourraient éventuellement contribuer à une dynamique extensive dans cette région.

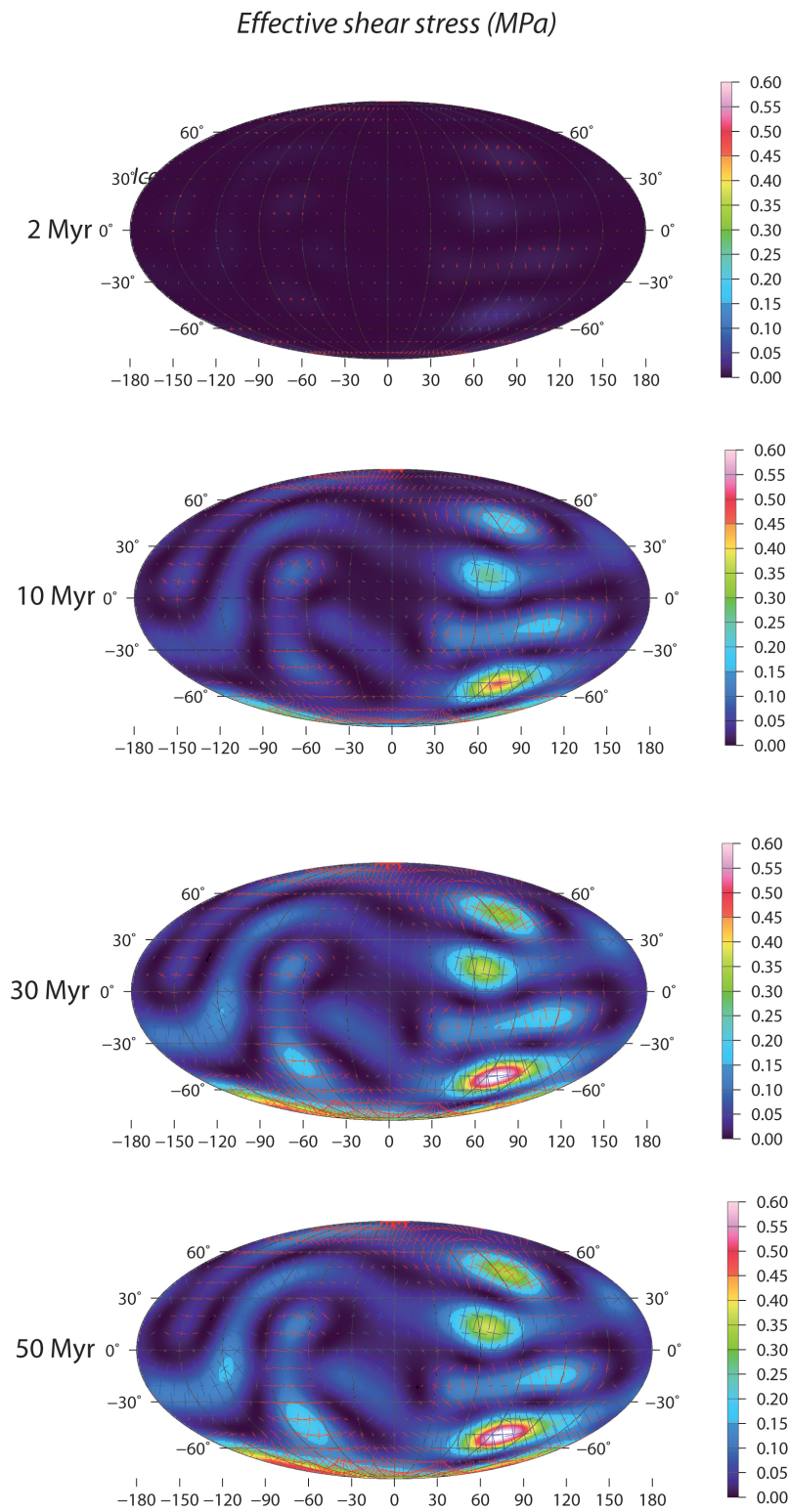


Figure 3.24 – Évolution temporelle du second invariant II_{σ} du tenseur des contraintes entre 2 et 50 millions d'années.

Conclusion

Divers processus (chauffage de marée, dynamique de l'océan, composition et structure thermique de la couche de glace) peuvent être à l'origine d'hétérogénéités du transfert thermique dans la couche de glace externe et donc de variations de son épaisseur. Parmi ces processus la dynamique de l'océan apparaît comme le processus le plus efficace pour produire ces variations. La mise en place de la topographie par réponse viscoélastique montre que l'amplitude de la topographie produite est dépendante du degré considéré et de la viscosité de la couche. Dans le cas où la viscosité est faible ($< 10^{16}$ Pa s), la topographie ne peut être produite. Ceci implique que la topographie ne peut être produite dans le cas où la couche convecte.

L'amplitude des taux de cristallisation nécessaire pour produire la topographie dans le cas conducteur augmente quand l'épaisseur moyenne de la couche de glace augmente. L'amplitude des faibles degrés est compatible avec les variations de flux pouvant être produites par les effets de marées et de rotation. Pour les degrés plus élevés, une partie de la topographie peut être expliquée par des variations d'épaisseur produites par les processus de surface couplées à d'autres anomalies de masses.

La formation de cette topographie doit être associée à celle d'un champ de contraintes en surface. La comparaison entre ce champ de contrainte et la répartition des structures morphologiques en surface montre que les contraintes associées au degré 2 pourraient potentiellement être reliées à l'origine des structures linéaires observées entre 30°N et 30°S. L'amplitude des contraintes cisailantes est cependant inférieure aux valeurs nécessaires pour fracturer la glace impliquant la contribution d'autres processus.

Chapitre 4

Applications et perspectives pour Encelade

Nous avons vu dans les chapitres précédents, que les données fournies par la sonde Cassini permettent d'apporter des contraintes sur la structure interne de Titan. Cette dernière a également apporté de nombreuses informations sur un autre satellite en orbite autour de Saturne : Encelade. Dans ce chapitre, nous présentons les caractéristiques de ce satellite et envisageons les modalités de l'application des méthodes développées pour l'étude de Titan pour contraindre la structure interne d'Encelade. Les caractéristiques d'Encelade et les hypothèses sur sa structure interne sont présentées dans un premier temps. Dans une seconde partie, nous présentons les données de topographie et de champ de gravité et nous testons la méthode de calcul des déflexions.

4.1 Caractéristiques d'Encelade

Encelade fut découvert par William Herschel en 1789. Malgré sa petite taille (252 km de rayon), il présente un intérêt particulier du fait de son activité intense. Celle-ci se présente sous la forme de jets de vapeur d'eau et de particules au niveau de son pôle sud, associées à de grandes fractures : les "Tiger stripes" (figure 4.1) (Porco *et al.*, 2006). En juillet 2005 et octobre 2008, la sonde Cassini a traversé l'un de ces panaches et a mesuré leur composition grâce à l'instrument **INMS** (Waite *et al.*, 2006, 2009). La composition de ces jets et particulièrement l'enrichissement en sels détecté dans les grains de glace (Postberg *et al.*, 2009, 2011), indique l'existence d'un réservoir liquide sous la surface et une interaction prolongée avec des silicates (Postberg *et al.*, 2009). Cette activité attestant de la présence d'eau liquide est encore plus surprenante au vu de la petite taille du satellite. De plus, la puissance émise dans la région du pôle sud est estimée entre 5 et 15 GW à partir des observations d'émission thermique (Howett *et al.*, 2011; Spencer et Nimmo, 2013). Cette valeur importante est supérieure à ce qui pourrait être fourni par décomposition radioactive. Cette énergie est probablement le résultat d'une dissipation de marée importante liée à l'excentricité entretenue grâce à une résonance orbitale avec le satellite Dione.

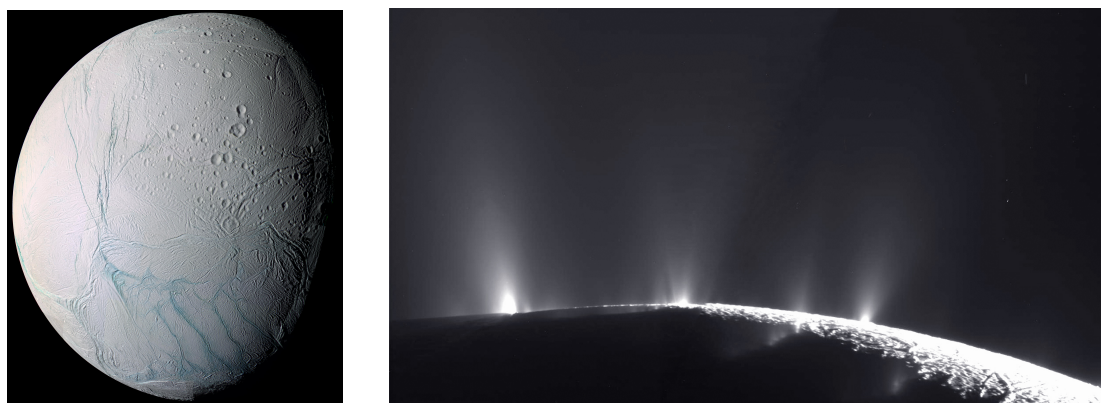


Figure 4.1 – Encelade à gauche avec les "Tiger stripes" visibles au niveau du pôle sud et ses jets de vapeur et de particules à droite. Crédits images : NASA/JPL.

La surface d'Encelade présente une grande variété de structures tectoniques anciennes et récentes démontrant l'existence d'une histoire géologique active (e.g., Spencer et Nimmo, 2013). La répartition des cratères indique également des terrains d'âges variés, les terrains du nord étant les plus anciens. La surface est principalement composée de glace d'eau pure. Du CO_2 a cependant également été détecté au niveau des "Tiger stripes". Du fait de la présence de givre de glace d'eau en surface, Encelade est l'un des satellites les plus brillants du système solaire. Du fait de cette intense réflexion, la surface est très froide, autour de 80 K, sauf au niveau du pôle sud où une anomalie thermique (223 K, Spencer et Nimmo (2013)), a été détectée grâce à l'instrument **CIRS**.

Des modèles d'évolution thermique ont été proposés afin d'expliquer l'origine de cette anomalie thermique, ils supposent la présence d'une couche d'eau liquide soit localisée au pôle sud, soit globale. Tobie *et al.* (2008) montrent qu'afin d'expliquer cette émission thermique, la présence d'une couche d'eau liquide entre le noyau et la couche de glace est nécessaire et que, si celle-ci s'était formée dans une région non polaire, le satellite se serait réorienté. D'autres modèles proposent la présence d'un océan global sous la couche de glace qui serait à l'origine de variations à grande échelle de la topographie (Collins et Goodman, 2007).

Roberts et Nimmo (2008) montrent cependant que dans le cas d'un océan global, la dissipation de marée ne permettrait pas d'empêcher le refroidissement et la cristallisation de celui-ci. Běhouňková *et al.* (2012) montrent qu'un océan localisé au pôle sud peut se former du fait d'une forte excentricité, 3 à 5 fois plus importante que celle observée actuellement. Ils montrent également que la durée de vie de cet océan dans les conditions actuelles, de l'ordre de 10 à 100 millions d'années, est suffisamment longue pour que celui-ci soit entretenu par des cycles successifs de fusion.

4.1. CARACTÉRISTIQUES D'ENCELADE

Bien que les indices pour la présence d'un réservoir d'eau liquide soient donc très nombreux, sa taille (régional ou global), et sa profondeur restent soumises à débat. S'agit t'il d'un réservoir localisé au niveau du pôle sud ou bien s'agit t'il d'un océan global présent sous toute la surface ? Selon ces deux hypothèses, et à partir des données récoltées par Cassini, divers modèles de structure interne existent actuellement.

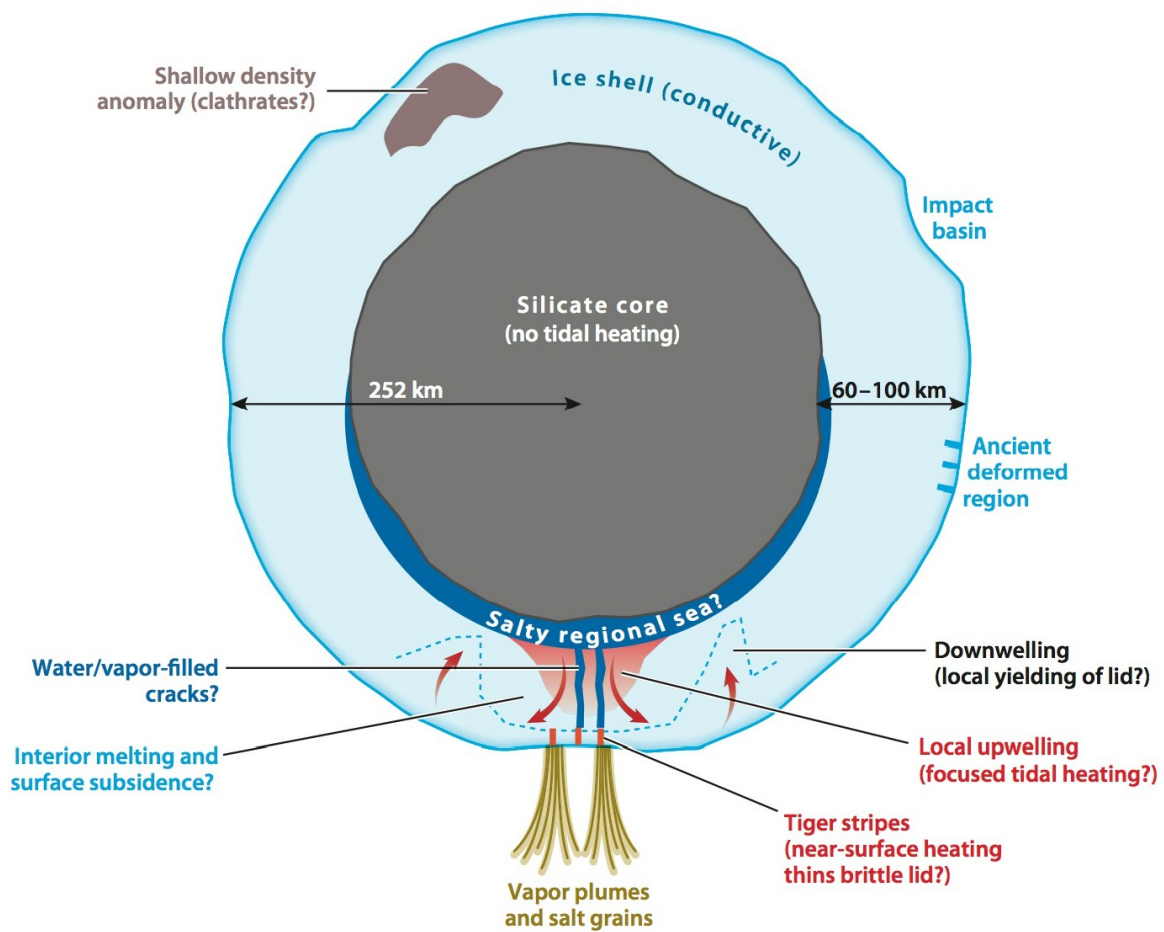


Figure 4.2 – Structure interne possible pour Encelade, d'après Spencer et Nimmo (2013).

4.2 Structure interne d'Encelade

Plusieurs modèles de structure interne ont été proposés afin d'expliquer la dynamique interne permettant l'existence de l'activité cryovolcanique. La densité moyenne d'Encelade est de $1609 \pm 5 \text{ kg m}^{-3}$ (Thomas, 2010). Cette densité implique un rapport silicates/glace d'environ 60 pour 40 (Schubert *et al.*, 2007). En se basant sur ces valeurs les auteurs proposent une structure différenciée entre un noyau silicaté et un manteau glacé. La forme d'Encelade est disponible jusqu'au degré 8 des harmoniques sphériques et présentée sur la figure 4.3 (Nimmo *et al.*, 2011).

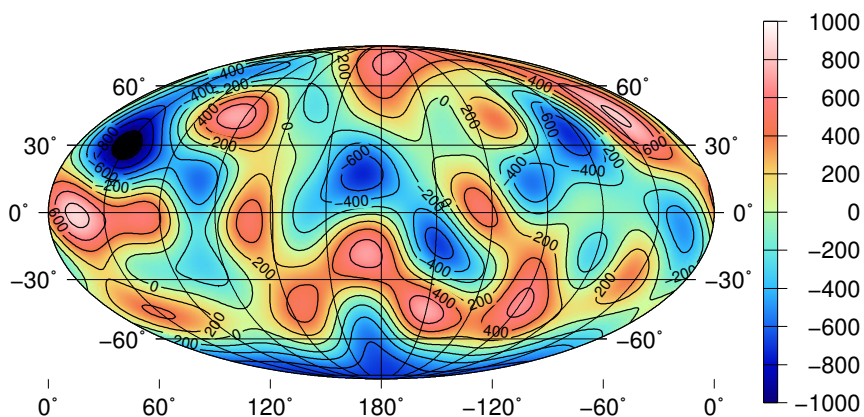


Figure 4.3 – Forme d'Encelade (en mètres), du degré $\ell=3$ au degré $\ell = 8$, d'après (Nimmo *et al.*, 2011)

Bien que les modèles de structure interne considèrent une structure différenciée, la forme d'Encelade n'est pas en accord avec cette différenciation (McKinnon, 2013). La différence entre les axes principaux correspond en effet à celle attendue pour un corps homogène. McKinnon (2013) favorise l'existence d'une forte topographie du noyau. La présence d'une dépression au pôle sud pourrait favoriser l'existence d'un océan en profondeur.

4.2. STRUCTURE INTERNE D'ENCELADE

Du fait de sa petite taille, le champ de gravité d'Encelade est faible. Trois survols ont été dédiés à sa mesure permettant de déterminer les coefficients de degré 2 et le coefficient J_3 présentés dans le tableau 4.1 (Iess *et al.*, 2014). Les coefficients de degré 2 montrent un rapport qui n'est pas à l'équilibre hydrostatique. Iess *et al.* (2014) estiment un moment d'inertie de 0.336 compatible avec une structure différenciée entre un noyau peu dense et un manteau glacé. La structure de ce manteau glacé peut être composée d'un océan liquide entouré d'une couche de glace Ih ou bien le réservoir liquide peut être localisé au pôle sud tel que représenté sur la figure 4.2.

Iess *et al.* (2014) considèrent que l'écart à l'équilibre hydrostatique reste malgré tout faible (<5%) ce qui indique un degré de compensation important. Ils proposent une compensation de type Airy avec une couche de glace de 30 à 40 km d'épaisseur et montrent que les données de topographie et de gravité sont compatibles avec un océan local dans la région du pôle sud. Ils n'excluent pas cependant la possibilité d'un océan global.

SOL1	
Coefficient ($\times 10^6$)	Valeur $\pm 1\sigma$
J_2	5435.2 ± 34.9
C_{21}	9.2 ± 11.6
S_{21}	39.8 ± 22.4
C_{22}	1549.8 ± 15.6
S_{22}	22.6 ± 7.4
J_3	-115.3 ± 22.9

Table 4.1 – Coefficients d'harmoniques sphériques pour la solution SOL1 du champ de gravité d'Encelade. D'après (Iess *et al.*, 2014)

Le fait que le moment d'inertie d'Encelade ne soit pas contraint implique qu'une grande variété de modèles de structure interne est actuellement possible pour ce satellite. Le tableau 4.2 présente les valeurs de la taille et du rayon du noyau pour différentes valeurs du moment d'inertie.

Moment d'inertie	Rayon du noyau (km)	Densité du noyau (kg m ³)
0.33	192	2432
0.34	202	2230
0.35	211	2067

Table 4.2 – Exemples de rayon et de densité du noyau d'Encelade pour différentes valeurs du moment d'inertie.

La figure 4.4 présente les anomalies du géoïde calculées pour différentes valeurs du moment d'inertie. On peut voir que selon la valeur choisie, l'implication sur la répartition des masses à l'intérieur du satellite n'est pas négligeable.

4.2. STRUCTURE INTERNE D'ENCELADE

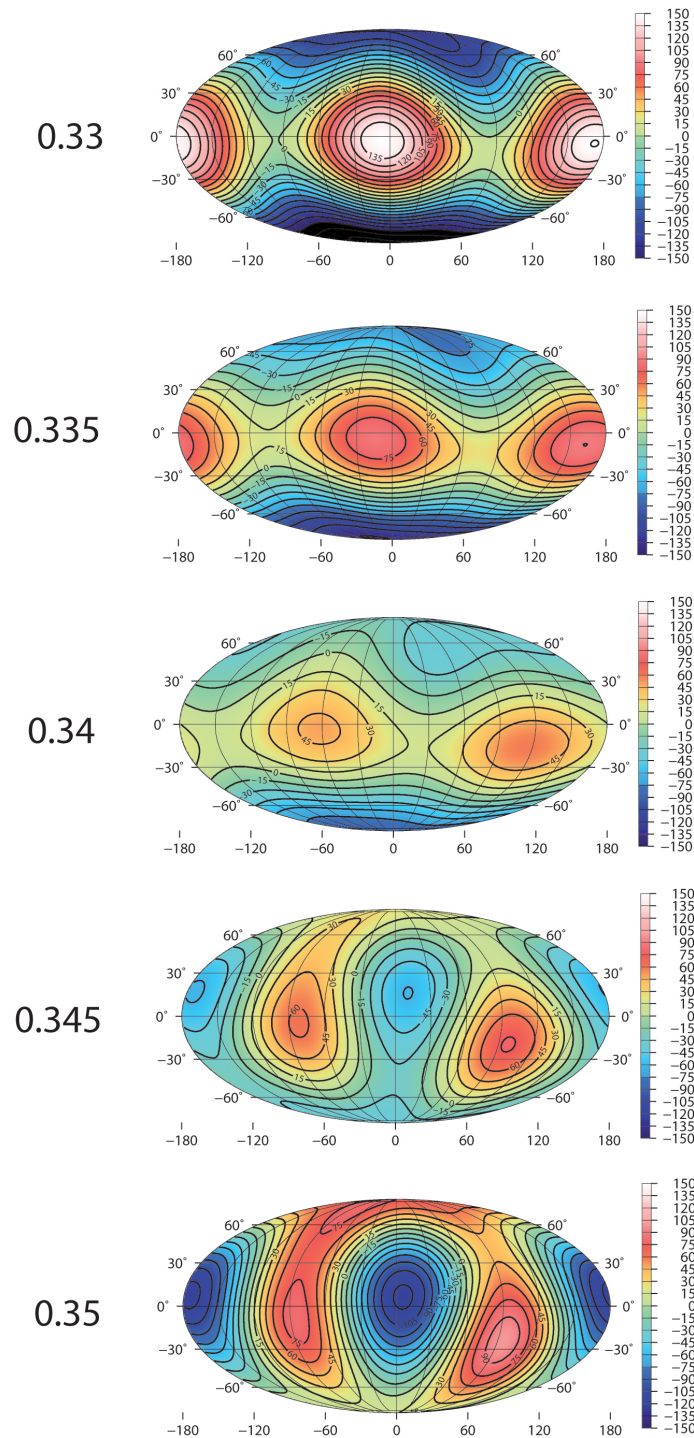


Figure 4.4 – Anomalies du géoïde sur Encelade (en mètres) pour plusieurs valeurs du moment d'inertie. D'après la solution SOL1 de (Iess *et al.*, 2014).

4.3 Utilisation de la forme et du champ de gravité pour contraindre la structure interne d'Encelade.

Nous avons vu dans le chapitre II qu'il est possible de calculer les déflexions à la base de la couche de glace à partir du potentiel gravitationnel et de la topographie en surface. Cette méthode n'est cependant valable que dans le cas où l'amplitude des déflexions reste faible comparée au rayon considéré. Dans le cas d'Encelade, l'accélération gravitationnelle g est dix fois plus faible que sur Titan ($g \simeq 0.11$ en surface), on peut donc s'attendre à avoir de fortes variations à la base de la couche de glace. Il est donc nécessaire dans un premier temps de s'assurer que ces variations ne sont pas trop importantes. Au vu des hypothèses possibles sur la structure interne, deux cas ont été testés, le cas où un océan global est présent et le cas sans océan, traité en premier.

4.3.1 Cas d'une interface silicates/glace

La méthode utilisée pour déterminer les déflexions à partir du potentiel et de la forme du corps pour Titan est une méthode dite de "condensation" qui permet de calculer le potentiel associé à une interface à tous les degrés. Pour les faibles degrés (2-3), la valeur exacte du potentiel le long d'une interface présentant un saut de densité constant et une forme r_{int} peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\Phi_{\ell m}(r_{int}) = \frac{4\pi G r^2}{(\ell + 3)(2\ell + 1)} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \Delta\rho(\theta, \varphi) \left[\frac{r_{int}(\theta, \varphi)}{r} \right]^{\ell+3} Y_{\ell m}^*(\theta, \varphi) d\varphi d\theta \quad (4.1)$$

Ce qui sous forme condensée s'écrit :

$$\Phi_{\ell m}(r_{int}) = \frac{4\pi G r^2 Q_{\ell m}^{\ell+3}}{(\ell + 3)(2\ell + 1)} \quad (4.2)$$

4.3. UTILISATION DE LA FORME ET DU CHAMP DE GRAVITÉ POUR CONTRAINDRE LA STRUCTURE INTERNE D'ENCELADE.

À partir de cette équation il est donc possible de calculer le potentiel exact en surface Φ_{surf} et d'estimer le potentiel sur le noyau à partir du potentiel observé : $\Phi_{core} = \Phi_{Obs} - \Phi_{surf}$. La méthode dite de condensation permet alors d'obtenir la forme de l'interface glace/noyau : r_{int} . En utilisant cette forme, le potentiel exact sur le noyau peut être calculé à partir de l'équation 4.2 et comparé à la valeur obtenue par l'approximation $\Phi_{core} = \Phi_{Obs} - \Phi_{surf}$. Si la différence entre les deux potentiels n'est pas négligeable, alors une procédure itérative peut être appliquée afin de réduire l'erreur sur r_{int} .

Après avoir effectué ce test aux degrés 2 et 3 pour Encelade, la différence s'avère en réalité minimale et la méthode de condensation fournit directement la forme du noyau sans avoir besoin d'itérer. Pour une valeur du moment d'inertie de 0.34 la forme du noyau ainsi obtenue est présentée sur la figure 4.5. On peut voir que dans ce cas, la topographie obtenue (< 2km) reste relativement faible comparée à la taille du satellite. On peut donc utiliser la méthode de condensation dans ce cas. Dans le cas où l'on considère la présence d'une couche liquide cependant, du fait d'un saut de densité moins important entre eau liquide et glace on peut s'attendre à obtenir des déflexions plus importantes.

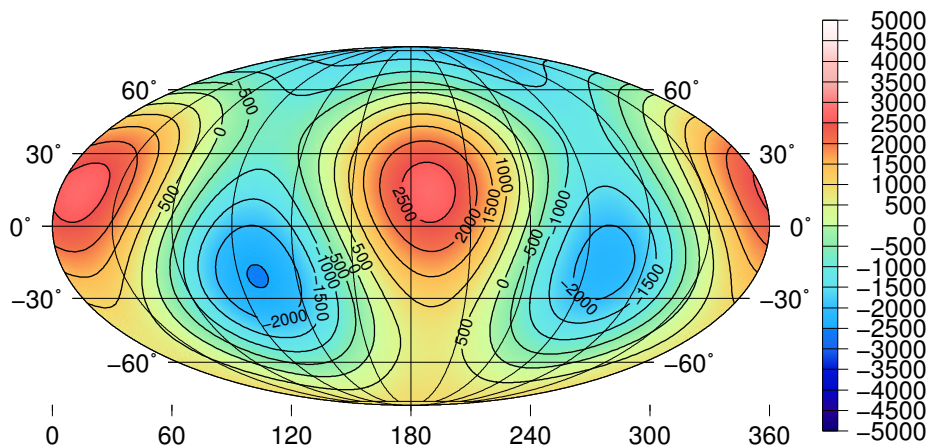


Figure 4.5 – Topographie du noyau d'Encelade (m) pour un moment d'inertie de 0.34 et une couche de glace de 930 kg m^{-3} .

4.3.2 Cas d'une interface océan/glace

Afin de déterminer l'amplitude des déflexions dans le cas d'un contact glace/eau, une première estimation peut être obtenue à partir d'un modèle d'Airy:

$$g_S R_S^2 H_S(\theta, \varphi) \rho_I = g_{O/I} R_{O/I}^2 H_{O/I}(\theta, \varphi) (\rho_W - \rho_I), \quad (4.3)$$

avec g_S l'accélération gravitationnelle en surface, ρ_I la densité de la glace et ρ_W la densité de l'eau liquide. Une estimation de g en fonction de la profondeur est donnée par $g = GM/R^2$. Pour une couche de glace d'une densité de 930 kg m^{-3} et de 40 km d'épaisseur en contact avec un océan d'une densité de 1050 kg m^{-3} cette équation donne l'amplitude des déflexions sur l'interface océan/glace illustrée sur la figure 4.6.

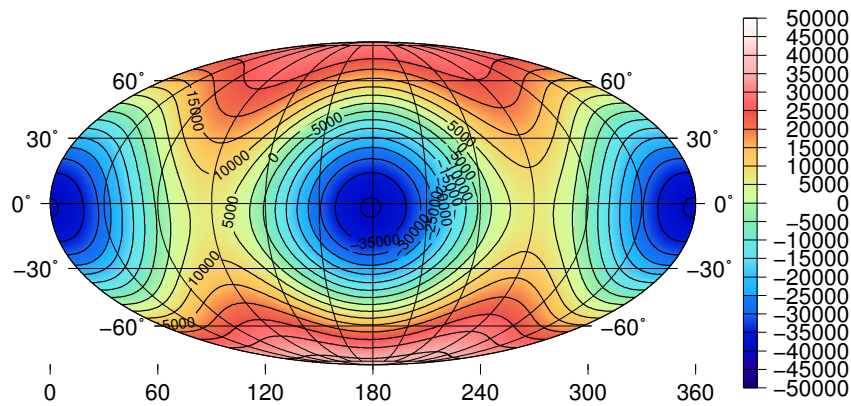


Figure 4.6 – Amplitude des déflexions (m) à l'interface glace/eau d'Encelade dans l'hypothèse d'un océan global pour un modèle d'Airy simple.

On constate que l'amplitude des déflexions est très importante. Même si celle-ci doit diminuer avec une prise en compte du changement de la valeur de g avec la profondeur, l'amplitude de ces variations demeure non négligeable en comparaison du rayon du satellite. Que l'océan ait une répartition globale ou locale, la méthode utilisée pour Titan ne peut donc pas être utilisée directement pour Encelade. Afin de prendre en compte ces déflexions importantes, il est nécessaire de développer l'équation du potentiel pour un ordre plus élevé. Ceci n'a pu être finalisé au cours de la thèse.

4.3.3 Perspectives pour le cas d'un océan local

L'étude du cas avec un océan localisé au pôle sud pose plusieurs problèmes. En effet, contrairement à Titan l'interface océan glace n'est pas continue et rejoint l'interface glace/eau liquide en un point donné (Figure 4.7). Ceci peut être résolu avec des itérations entre le domaine spectral et le domaine spatial. De plus, il est nécessaire de faire une hypothèse sur les déflexions de chaque interface. Nous considérons ici que la forme du noyau est à l'origine du signal de gravité et que l'interface eau liquide/glace est à l'équilibre isostatique.

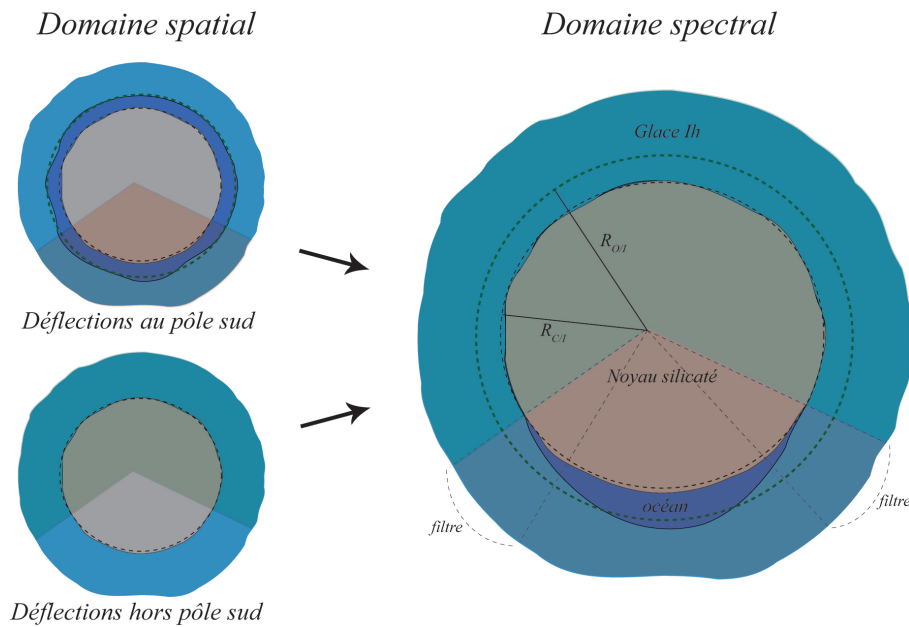


Figure 4.7 – Modèle d'Encelade dans le cas d'un océan localisé au pôle sud.

L'amplitude des déflexions autour d'un rayon moyen peut être résolue dans le domaine spectral de façon similaire à Titan. Les amplitudes de déflexions dans la région du pôle sud correspondant à la localisation de l'océan et la région correspondant à un contact glace/silicates sont résolues indépendamment. Les deux solutions sont ensuite recombinaées dans le domaine spatial (cf. Fig 4.7). La combinaison des deux interfaces dans le domaine spatial nécessite un filtre. Afin de respecter le potentiel gravitationnel observé, des itérations sont alors nécessaires entre la solution globale et le calcul des déflexions dans le domaine spatial.

Conclusion

La méthode utilisée pour Titan peut être utilisée pour Encelade dans le cas où une couche liquide n'est pas présente. Cependant, les premières estimations de l'amplitude des déflexions dans le cas d'un contact océan/glace sont de l'ordre de plusieurs kilomètres et impliquent au premier ordre que la stabilité de celles-ci est problématique si la couche n'est pas rigide. De plus, de telles amplitudes nécessitent une modification des équations. L'étude du cas où l'océan est localisé au pôle sud peut être modélisé par le couplage d'un cas sans océan avec un cas avec océan global. Ce couplage nécessite de créer un filtre afin de combiner les deux solutions et des itérations entre le domaine spatial et le domaine spectral afin de respecter le potentiel observé.

4.3. UTILISATION DE LA FORME ET DU CHAMP DE GRAVITÉ POUR
CONTRAINdre LA STRUCTURE INTERNE D'ENCELADE.

Conclusion générale

L'existence d'un océan interne dans plusieurs satellites de glace est actuellement largement acceptée. Cependant, les interactions entre celui-ci et la surface restent à ce jour mal connues et dépendent fortement de la structure et de la dynamique de la couche externe de glace. Dans cette thèse, nous avons utilisé les données acquises lors de la mission *Cassini-Huygens*, essentiellement les données de champ de gravité et de topographie, afin d'apporter des contraintes sur ces aspects.

Nous avons développé une procédure permettant de calculer le potentiel de gravité de Titan et qui prend en compte toute déflexion d'une interface profonde et des variations latérales de densité dans une croûte superficielle. Afin de tester les différentes sources de compensation possibles pour la topographie de Titan, nous avons développé des modèles de structure interne reproduisant le signal de gravité et la topographie observée et testé la stabilité mécanique des déflexions obtenues. Nous avons montré que dans le cas où des variations à la base de la couche de glace sont à l'origine de la compensation, alors la couche de glace doit être conductive avec une viscosité à la base relativement élevée ($> 10^{16}$ Pa.s) impliquant un océan sous-jacent froid (< 250 K). Dans le cas d'une couche convective, des déflexions de l'interface océan/glace ne permettent pas d'expliquer les observations de gravité et de forme. On doit alors envisager une origine alternative liée à la présence de fortes variations de la densité de la glace dans une couche superficielle.

4.3. UTILISATION DE LA FORME ET DU CHAMP DE GRAVITÉ POUR CONTRAINDRE LA STRUCTURE INTERNE D'ENCELADE.

La corrélation négative observée entre le degré 3 de la topographie et les anomalies du géoïde plaident en faveur d'une couche non parfaitement compensée. Nous avons déterminé que les anomalies de masse additionnelles nécessaires pour reproduire ces données doivent atteindre 600 mètres dans le cas de variations d'épaisseur et 15 kg m^{-3} dans le cas de variations de densité superficielles. Ces deux situations nécessitent une couche rigide et très visqueuse.

Divers processus peuvent être à l'origine de variations du flux de chaleur à travers l'interface océan/glace. Ces variations entraînent des hétérogénéités de taux de cristallisation à la base de la couche de glace, pouvant être à l'origine de la formation de la topographie par réponse viscoélastique. Nous avons développé un modèle permettant de calculer une telle déformation pour une coquille sphérique en réponse à la formation d'une charge topographique à la base de la couche de glace, afin d'étudier la mise en place de la topographie de Titan. Ces calculs montrent que l'amplitude de la topographie de surface dépend de la viscosité de la couche mais aussi du degré considéré. Dans le cas où la viscosité est faible ($<10^{16} \text{ Pa s}$) la topographie de surface ne peut être produite ce qui implique que la couche de glace ne convecte pas.

Nous avons déterminé l'amplitude des taux de cristallisation nécessaires pour produire la topographie dans le cas conductif. Les bas degrés peuvent être attribués aux effets de marée et de rotation qui affectent la dynamique de l'océan. Les plus haut degrés peuvent être attribués en partie aux processus de surface mais, du fait de leur amplitude nécessitent la contribution d'autres mécanismes. À partir des taux de cristallisation obtenus pour une couche de 40 km d'épaisseur, nous avons calculé le champ de contrainte en surface associé à la formation de la topographie. La comparaison entre ce champ de contrainte et la répartition des structures morphologiques en surface, montre que les contraintes associées au degré 2 pourraient être reliées à l'origine des structures linéaires observées entre 30°N et 30°S . L'amplitude des contraintes cisailantes est cependant inférieure aux valeurs nécessaires pour fracturer la glace, ce qui implique la contribution d'autres processus.

Pour finir, une étude d'Encelade a été effectuée en adaptant les modèles développés pour Titan. Le cas d'Encelade présente une difficulté supplémentaire du fait de la faible gravité y régnant, impliquant des amplitudes très importantes pour des variations d'une interface océan/glace. Les tests préliminaires ont montré que l'amplitude des déflexions dans le cas d'un océan interne global doit être très importante, nécessitant une adaptation des équations utilisées pour Titan pour lesquels l'hypothèse de faibles variations était faite. Ces développements sont en cours à l'instant de la rédaction de ce manuscrit. Les premières estimations de l'amplitude (de l'ordre de plusieurs kilomètres) impliquent au premier ordre que la stabilité de celles-ci est problématique si la couche n'est pas rigide. Une solution est d'expliquer une partie des données par des anomalies de masse dans le noyau. Dans le fil de ces travaux, nous mettons actuellement en oeuvre un modèle plus général afin de prendre en compte la possibilité de l'existence d'une mer régionale située sous la région du pôle Sud d'Encelade.

Dans les années à venir, les observations de forme et de champ de gravité à grande longueur d'onde, feront partie des premières mesures géophysiques effectuées sur d'autres corps glacés qui permettent un accès à leur structure interne. L'utilisation du formalisme développé dans cette thèse est d'ores et déjà prévu pour la planète naine Ceres, autour de laquelle la mission Dawn se mettra en orbite au printemps de l'année 2015. Les travaux décrits pour Titan pourraient être appliqués à Ganymède, satellite de Jupiter dont la structure interne est sans doute comparable, et dont l'étude poussée de l'intérieur est le premier objectif de la mission de l'ESA JUICE (JUPITER Icy Moon Explorer), qui se mettra en orbite autour de Ganymède en 2032.

4.3. UTILISATION DE LA FORME ET DU CHAMP DE GRAVITÉ POUR
CONTRAINdre LA STRUCTURE INTERNE D'ENCELADE.

Appendix A

Traitement des données RADAR de la sonde Cassini et implémentation sous SIG

(T. Cornet, A. Lefèvre)

Les données de l'instrument RADAR de la sonde Cassini acquises sur Titan et utilisées durant cette thèse sont disponibles sur le site du *Planetary Data System* (PDS, <http://pds.jpl.nasa.gov/index.html>), dans l'onglet *Imaging Node*. Ces données sont généralement dans le domaine public 6 mois après chaque survol, sous forme d'archives dont le détail est donné dans le Tableau A.1.

L'ensemble des archives RADAR de la sonde Cassini concernant les survols de Titan est maintenant stocké dans le dossier /data/RADAR/SAR/ du serveur Planet Center 2 au LPGNantes. Les données y sont organisées par numéro de survol. Dans toutes les archives des survols se trouve un dossier appelé /EXTRA, dans lequel un fichier TITAN_SEQUENCE_DESIGN_MEMO.pdf résume les opérations effectuées par l'instrument RADAR durant le survol ainsi que quelques caractéristiques des données acquises (configuration des observations, résolution spatiale des données, ordre d'observation des différents instruments, ...).

Afin de réaliser des travaux de cartographie, nous avons intégré les données RADAR sous SIG avec ArcGIS. Les principales données utilisées sont les données SAR des dossiers BIDR. Les traces altimétriques des dossiers ASUM ainsi que les données SAR Topo calculées par Bryan Stiles ont aussi été intégrées aux SIG afin d'apporter une information concernant l'altitude des terrains sur Titan. L'ensemble de ce travail s'est réalisé dans la continuité du travail effectué par Lucille Le Corre (ancienne doctorante du LPGNantes), avec une réintégration complète des traces SAR et des données de topographie dans un nouveau SIG plus complet. L'essentiel des reprojections des traces SAR a été effectuée par Axel Lefèvre (doctorant au LPGNantes).

Table A.1 – Description des archives Cassini/RADAR. D'après Le Corre (2009).

Nom du dossier	Description
Short Burst Image Data Record (SBDR)	Télémétrie du RADAR, informations de géométrie et données calibrées classées par séquences de <i>RADAR burst</i>
Long Burst Data Record (LBDR)	Données SBDR et échos RADAR des modes actifs seulement en fonction du temps
Altimetry Burst Data Record (ABDR)	Données SBDR acquises en mode altimètre seulement et profil altimétrique
Altimetry Burst data Record Summary (ASUM)	Toutes les informations d'altimétrie sous forme de profils, incluant les profils altimétriques (diverses corrections) et le profil de rétrodiffusion radar le long du profil altimétrique
Basic Image Data record (BIDR)	Données brutes et traitées du mode SAR du RADAR en images

A.1 Les données Cassini/RADAR en mode SAR

A.1.1 Description

Au sein d'un dossier BIDR, les données sont organisées selon les paramètres d'acquisition de la trace RADAR. Toutes ces informations sont détaillées dans le descriptif des données BIDR (Stiles, 2008a). Elles sont aussi résumées dans le nom de chaque trace RADAR comme suit:

- Jeu de données BIDR: **BI**
- Types de données:
 - **F**: données primaires σ^0 corrigées de l'angle d'incidence et du bruit, au format flottants 32-bit (échelle de valeurs linéaire, pas en dB).
 - **B**: données primaires σ^0 représentant les valeurs converties en dB et normalisées entre 0 et 255, au format bytes non signés.
 - **S**: valeurs de σ^0 corrigées du bruit mais sans correction de l'angle d'incidence, au format flottants 32-bit (échelle de valeurs linéaire, pas en dB).
 - **U**: valeurs de σ^0 sans correction ni du bruit ni de l'angle d'incidence, au format flottants 32-bit (échelle de valeurs linéaire, pas en dB).
 - **E**: valeurs de l'angle d'incidence, au format flottants en degrés.
 - **T**: valeurs de latitude, au format flottants en degrés.
 - **N**: valeurs de longitude, au format flottants en degrés.
 - **M**: masque des faisceaux du RADAR, au format 8-bit.
 - **T**: nombre de vues, au format entiers 32-bit.
- Projection cartographique oblique cylindrique: **Q**.
- Échantillonnage spatial de la carte:
 - **B**: 2 pixels/degrés, soit 22 km/pixel à l'équateur.
 - **D**: 8 pixels/degrés, soit 5.5 km/pixel à l'équateur.
 - **F**: 32 pixels/degrés, soit 1.38 km/pixel à l'équateur.

- **H**: 128 pixels/degrés, soit 0.34 km/pixel à l'équateur.
- **I**: 256 pixels/degrés, soit 0.17 km/pixel à l'équateur.
- Valeur absolue de la latitude au centre du fichier, arrondie au degré.
- Hémisphère du centre de la trace:
 - **N**: Nord.
 - **S**: Sud.
- Valeur de la longitude ouest au centre de la trace, arrondie au degré.
- Numéro de l'archive RADAR.
- Numéro du survol.
- Numéro du segment de trace RADAR lorsque que plusieurs segments SAR ont été acquis.

Ainsi, une observation RADAR ayant pour nom BIBQI49N071_D035_T00AS01.IMG représentera un jeu de données BIDR, avec des données en dB normalisées entre 0 et 255, projetées selon un système de projection oblique cylindrique, dont l'échantillonnage spatial est de 256 pixels/degré, soit 0.17 km/pixel. Le centre de la trace RADAR sera situé à 49°N et 71°W. Les données seront celles acquises dans le 1er segment de trace SAR lors du survol TA, stockées dans l'archive CORADR numéro 35.

A.1.2 Traitements

Les données SAR nécessitent d'être reprojctées dans un système de projection cartographique conventionnel avant leur utilisation dans un SIG. Nous utilisons les données SAR BIB du dossier BIDR, donc converties en dB et de haute résolution spatiale (le plus bas échantillonnage spatial utilisé est celui des données BIBQF, correspondant à 32 pixels/degrés). Le logiciel qui a été utilisé pour leur traitement est ISIS 2, installé sur le serveur Planet Center 2 et dont des aides en ligne sont disponibles à <http://isis.astrogeology.usgs.gov/>. ISIS 2 se lance en tapant la commande TAE dans un terminal. Une série de quatre programmes est ensuite utilisée.

Ces quatre programmes sont nommés *rad2isis*, *lev2tolev2*, *geom* et *dform*. *rad2isis* sert à convertir les données du format PDS au format ISIS, *lev2tolev2* sert à créer un fichier contenant la projection géométrique à appliquer à l'image, *geom* sert à appliquer la transformation définie précédemment et *dform* sert à convertir le cube ISIS généré en format image exploitable dans un SIG (tiff ou jpeg). Les programmes ISIS se lancent dans le terminal TAE en tapant "nom_du_programme". Un exemple de traitement appliqué à une trace quelconque est détaillé ci-dessous. Toutes les informations entrées dans les programmes sont présentes dans les entêtes des fichiers BIDR.

A.1.2.1 Conversion des données du PDS au format ISIS: t rad2isis

```
FROM=/home/Cornet/pds/TA/BIBQI49N071_D035_T00AS01_V02.IMG
FROMLIST =
TO=/home/Cornet/pds/TA/BIBQI49N071_D035_T00AS01_V02_ISIS.IMG
TRANSTAB =
```

r (exécute la commande)

e (sort du programme)

A.1.2.2 Création du fichier de projection géométrique: t lev2tolev2

```
FROM=/home/Cornet/pds/TA/BIBQI49N071_D035_T00AS01_V02_ISIS.IMG
MAPPARS = Simp:180 (projection simple cylindrique centrée à 180°; Orth:90 pour une projection orthographique centrée sur le Pôle Nord)
TARGDEF = titan
LATRANGE(0) = latitude minimale
LATRANGE(1) = latitude maximale
LONRANGE(0) = longitude minimale
LONRANGE(1) = longitude maximale
KM = valeur du champ MAP_SCALE (généralement 0.17775)
DEG =
TFILE = /home/Cornet/pds/TA/tfile_BIBQI_TA.dat (fichier de déformation de l'image)
LATSYS = OG (système de coordonnées en latitude planétographique)
```

LONGSYS = 360 (système de coordonnées en longitudes 0° - 360°)

TRIM = YES (coupe les bords de l'image pour réduire sa taille)

save (sauvegarde les réglages actuels en vue d'un éventuel problème)

r (exécute le programme)

e (sort du programme)

Par soucis d'homogénéité des projections, toutes les traces SAR ont été projetées en projection cylindrique simple (ou équidistante, ou plate carrée) centrée sur le méridien 180°. Il est cependant important de noter que certaines traces sont volumineuses en projection cylindrique. ISIS 2 ne permet pas de manipuler les traces SAR d'une taille supérieure à 2 GB. Les traces SAR les plus volumineuses ont donc été coupées en 2 morceaux (0° - 180° et 180° - 360°) afin de permettre leur traitement.

A.1.2.3 Application de la transformation géométrique: t geom

FROM = /home/Cornet/pds/TA/BIBQI49N071_D035_T00AS01_V02_ISIS.IMG

TO = /home/Cornet/pds/TA/BIBQI49N071_D035_T00AS01_V02_ISIS_SIMP180.CUB

TFILE = /home/Cornet/pds/TA/tfile_BIBQI_TA.dat

DNINTERP = BILINEAR (NN pour Nearest Neighbor)

MIN_VALS = 4

WORK1 = valeur par défaut

WORK2 = valeur par défaut

r (exécute la commande)

e (sort du programme)

A.1.2.4 Conversion au format image: t dform

FROM = /home/Cornet/pds/TA/BIBQI49N071_D035_T00AS01_V02_ISIS_SIMP180.CUB

OTYPE = 1

OSTR =

OFROM = J pour jpeg, T pour tif

JQUALITY = 100 (pas de dégradation de l'image jpeg)

GISWORLD = YES (création du géotiff ou du fichier *.jgw pour l'intégration sous SIG)

r (exécute la commande)

e (sort du programme)

Une fois l'image de la trace SAR générée avec ISIS dans un format intégrable par un logiciel SIG type ArcGIS, elle est stockée dans le répertoire /data/RADAR/SAR/numéro_du_survol de Planet Center 2, afin que n'importe quel utilisateur puisse avoir accès aux données. Tous les fichiers ayant servi à la création de l'image de la trace y sont rangés. Les données BIB sont aussi exploitables en dB en faisant la conversion suivante:

$$\text{image BIB (dB)} = 1,0000012 \cdot 10^{-1} \times \text{image BIB} - 20,100010.$$

A.2 Les données altimétriques et SAR Topo

Les données altimétriques sont contenues dans les dossiers ABDR et ASUM des archives RADAR. Les données des dossiers ASUM ont été utilisées. Ce sont des données pré-traitées, qui sont contenues dans un unique fichier *.csv et se présentent sous la forme d'une série de profils. Les différents champs du fichier sont décrits dans le Tableau A.2, issu de l'annexe D de Stiles (2008b). Les algorithmes utilisés pour générer ces données y sont eux aussi détaillés.

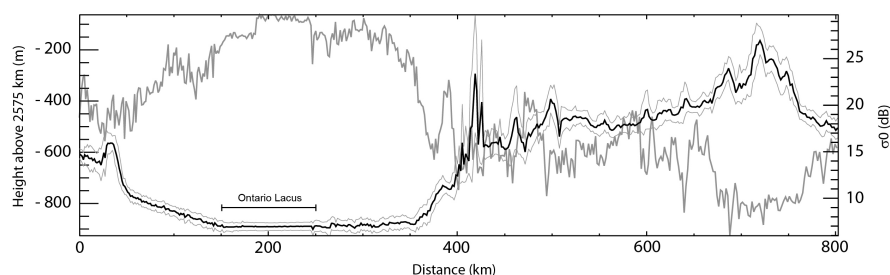


Figure A.1 – Profil altimétrique acquis à T49. Le profil altimétrique est représenté en noir, avec ses erreurs absolues (plus ou moins l'écart-type) en traits fins gris. L'amplitude de la rétrodiffusion radar σ^0 est représentée par le profil épais gris. L'amplitude montre la saturation de l'écho radar au dessus d'une partie d'Ontario Lacus, attribuée à une réflexion spéculaire sur une surface liquide par Wye *et al.* (2009).

Table A.2 – Différentes variables des fichiers altimétriques pré-traités.

Nom du champ du fichier ASUM	Description	Unités
SAB Counter	-	comptes
Spacecraft Event Time (UTC) for beginning of burst	Date et heure du survol	sans unité
Time from closest approach	Temps avant le passage au plus près de Titan	secondes
Range to antenna boresight intercept with surface	1er moment de forme d'onde, sans correction de pointage hors nadir	mètres
Active Centroid Longitude (west 0-360)	Longitude	degrés
Active Centroid Latitude (west 0-360)	Latitude	degrés
Threshold surface height	Intervalle de seuil de détection	mètres
Maximum Likelihood Estimator (MLE) surface height	Altimétrie modélisée	mètres
First moment surface height	Centroïde de l'écho radar	mètres
Corrected first moment surface height	Centroïde de l'écho radar corrigé des angles d'observation hors nadir et de l'altitude	mètres
Height span of backscatter distribution ("depth")	Racine carrée du second moment central, écart-type sur les valeurs du centroïde	mètres
Skewness of backscatter distribution	Troisième moment central normalisé	sans unité
Incidence angle	Angle d'incidence	degrés
Sigma0	Estimation calibrée de l'amplitude du MLE	dB
SNR	Rapport signal-sur-bruit	dB
MLE fit quality	Différence entre les données et le modèle	%

Afin d'avoir quelques contraintes locales sur la topographie de Titan, nous avons utilisé les données appelées *Corrected first moment surface height*, qui représentent l'altitude de l'écho radar moyen. Des barres d'erreur doivent cependant être apposées à ces estimations. Une estimation simple de l'erreur absolue en chaque point peut être évaluée à partir du profil appelé *Height span of backscatter distribution ("depth")*, qui représente l'écart-type sur les données. On obtient alors le profil altimétrique, tenant compte des erreurs absolues sur l'altitude, illustré Fig. A.1 dans le cas de l'observation RADAR réalisée à T49 (21 Décembre 2008) passant au-dessus d'Ontario Lacus. Il est généralement considéré que la résolution verticale des données est comprise entre 35 et 50 m, avec une résolution horizontale de 10 km (Zebker *et al.*, 2009a).

Nous avons intégré les données SAR Topo calculées directement par Bryan Stiles et délivrées par l'intermédiaire de Sebastien Rodriguez. Les données SAR Topo sont générées par le recouvrement des faisceaux radar lors d'une même observation de Titan. Leur obtention complexe est décrite dans Stiles *et al.* (2009). Ces données ont une résolution horizontale de 10 km et verticale de 75 m.

A.3 Intégration des données RADAR dans SIG avec ArcGIS

A.3.1 Les données SAR

Une fois projetées dans un système de coordonnées exploitables, les traces SAR peuvent être intégrées sous ArcGIS. Pour cela, il faut tout d'abord renseigner toutes les informations de projection cartographique des traces.

Sous Arc Catalog (Fig. A.2):

- Aller dans le répertoire SAR où sont stockées les traces RADAR
 - Clic droit/Propriétés
 - * Spatial Reference : éditer/redéfinir :
 - Le système de coordonnées en utilisant le datum D_Titan_2000.
 - Le système de projection (type plate carrée, ou cylindrique equidistante, renseigner le champ du méridien central).

Sous ArcMap (Figs. A.3 et A.4 pour la carte finale):

- Faire glisser la trace SAR depuis Arc Catalog dans ArcMap. Ceci définit une nouvelle couche dans le SIG.

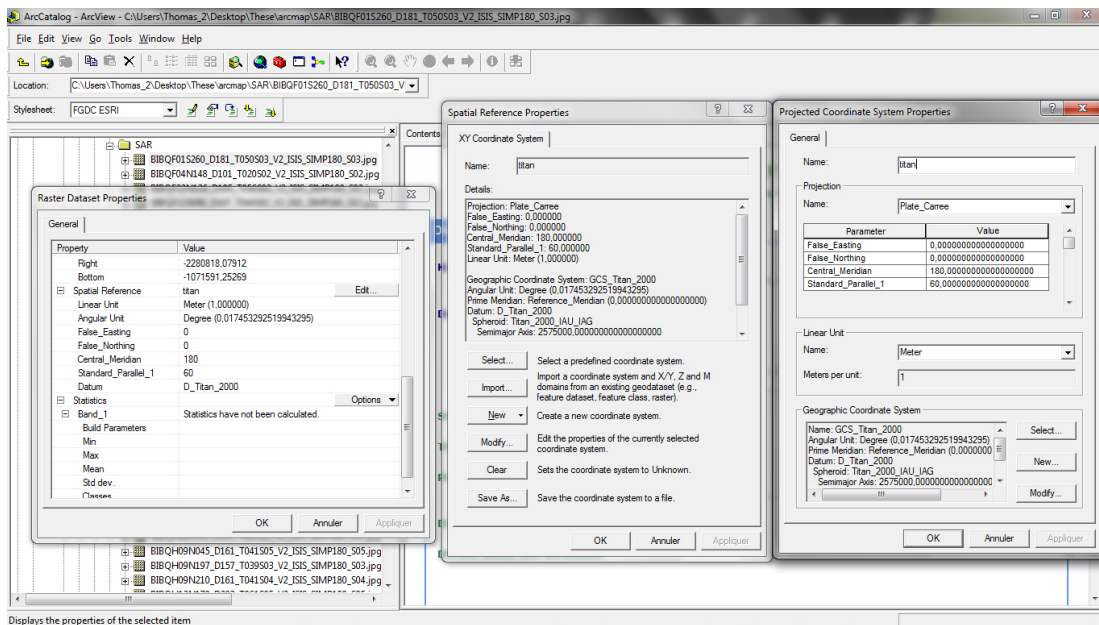


Figure A.2 – Renseignement des champs de projection cartographique des traces SAR dans Arc Catalog.

- Grouper les couches par ordre de résolution croissante (de la plus fine à la plus grossière), ce qui évite le recouvrement de traces haute résolution par des plus basses résolution.
- Redéfinir les paramètres d’affichage de la trace en remplaçant le fond noir par un fond incolore (Clic droit/Propriétés/Symbologie).

A.3.2 Les données altimétriques et SAR Topo

A.3.2.1 Les données SAR Topo

Les données SAR Topo ont été directement délivrées sous forme de “fichier couche” ou *layer file* *.lyr intégrable sous ArcMap, sans aucun traitement préalable puisque les informations géographiques sont déjà renseignées. La Fig. A.5 montre une superposition des données SAR acquises jusqu’à T77 (20 Juin 2011) et des données SAR Topo calculées par Bryan Stiles.

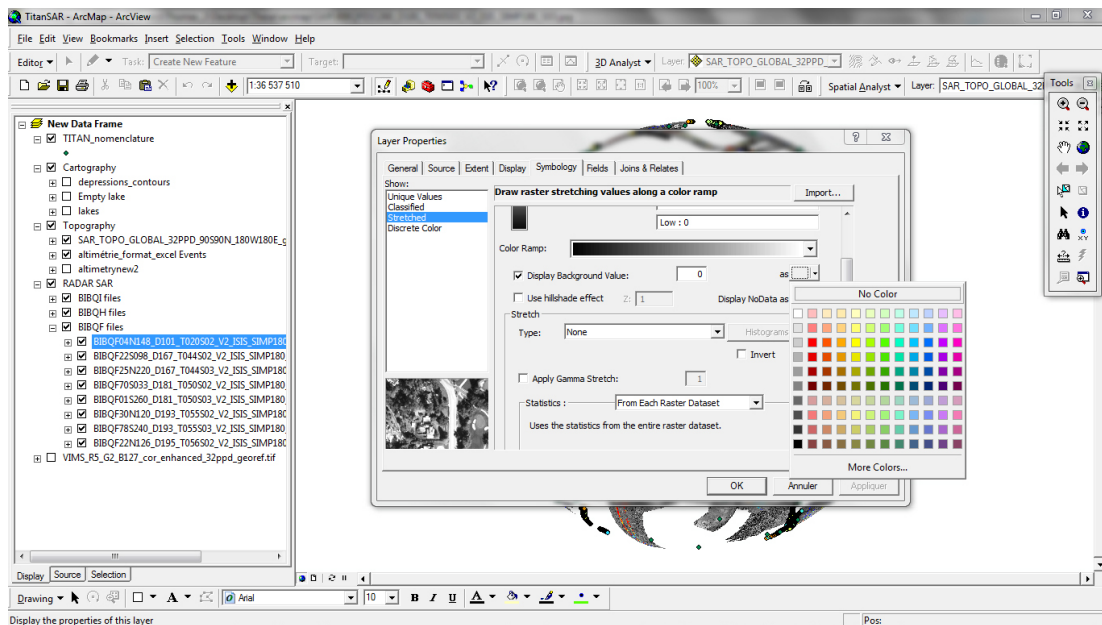


Figure A.3 – Affichage des traces SAR par ordre de résolution croissant (création de groupes de résolution) et élimination du fond noir des traces.

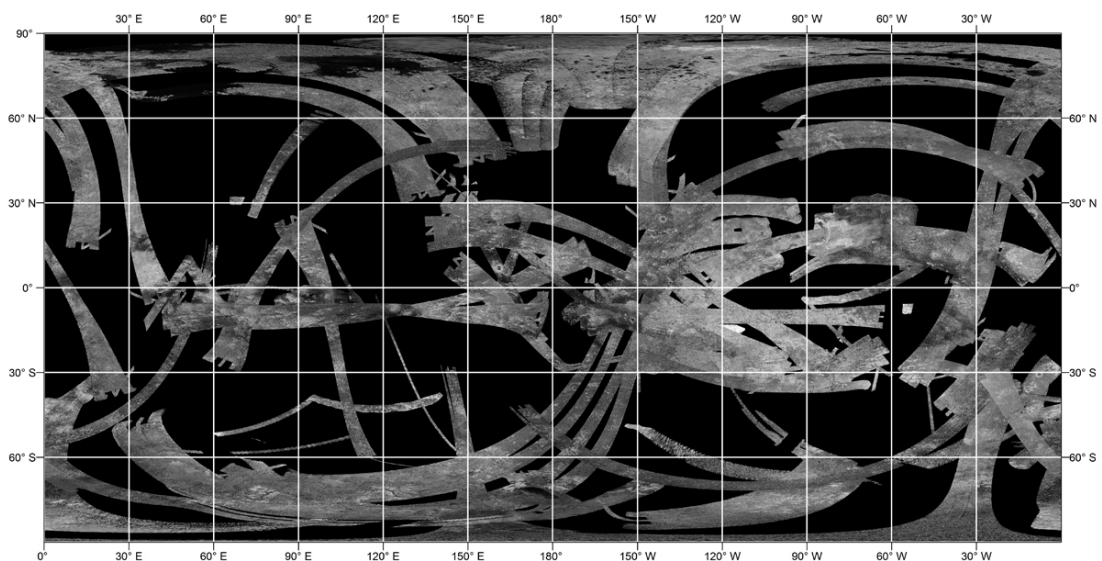


Figure A.4 – Carte globale de Titan, vu par le RADAR en mode SAR de Cassini. Les données SAR intégrées au SIG vont de TA à T77.

A.3.2.2 Les données altimétriques

Pour implémenter les données altimétriques sous ArcMap, nous avons créé une vaste base de données regroupant toutes les données acquises depuis le début de la mission Cassini-Huygens

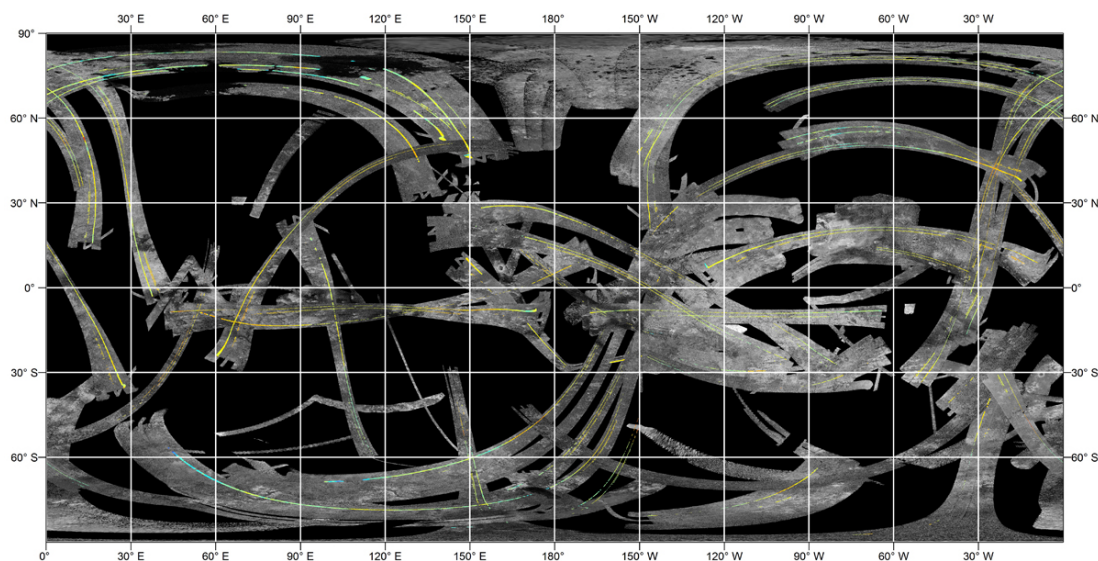


Figure A.5 – Carte globale de Titan superposant les données SAR Topo aux données SAR du RADAR de Cassini. Les données SAR intégrées au SIG vont de TA à T77.

jusqu'aux données altimétriques les plus récentes disponibles (T77, acquises le 20 Juin 2011). Cette base de données est un fichier au format *.dbf (DBF 4 ou dBASE IV), créé à partir d'un fichier nommé "database_altimetry.dat" issu d'un programme IDL générant des aperçus des profils altimétriques. Cette base de donnée contient les champs suivants: le numéro du survol, les valeurs de latitude, de longitude, d'altitude, d'erreur maximale inférieure et supérieure. Chaque valeur est un nombre à 8 décimales (voir options "format de cellule" dans Microsoft Excel ou OpenOffice Calc), excepté la première ligne de la base de données, portant le nom des différents champs renseignés.

Procédure à suivre sous ArcMap:

- Ajouter les données (Add Data)
- Ouvrir la table attributaire de la couche altimétrie (Clic droit/Open Attribute Table):
 - Ajouter 3 nouveaux champs flottants avec une précision de 10^{-8} en faisant Options/Add Field: Long, Lat et Alt. Ces champs serviront à la représentation des données altimétriques.
 - Sélectionner un des nouveaux champs et faire Clic droit/Options/Field Calculator

pour convertir les valeurs du champ initial. Une formule du type “altitude = Alt” doit être rentrée pour tous les nouveaux champs, en vérifiant que l’option *Number* est bien cochée (Fig. A.6). Il suffit ensuite de répéter l’opération pour tous les nouveaux champs.

- Définir les coordonnées x,y dans Tools/Add XY Data:
 - Choisir les variables Long et Lat de la base de données altimétrique *.dbf comme longitudes et latitudes de la couche respectivement.
 - Éditer le système de coordonnées géographiques à l’aide du Titan2000.prj, disponible dans Geographic Coordinate Systems/Solar System.
- Vérifier que l’étendue de la couche est bien en degrés (dd) et non en mètres (m) en allant dans les propriétés de la couche (Clic droit/Properties/Extent).
- Paramétrer les intervalles d’altitudes pour la représentation en carte via les propriétés de la couche (Clic droit/Properties/Symbology/Quantities/Graduated Colors).
- Sauvegarder le résultat en fichier de formes ou *shapefile* *.shp.

Pour obtenir une représentation plus simple comme celle illustrée Fig. A.7, il suffit d’aller dans l’outil *Spatial Analyst* (pas celui de Arc Catalog), puis dans *Convert Features to Raster*, en choisissant le champ d’intérêt (ici altitude de la couche d’altimétrie) et finalement en sauvant la couche comme nouveau fichier. On dispose ainsi d’une représentation cartographique avec une palette de couleurs que l’on peut modifier dans les propriétés de symbologie de la couche, plutôt qu’un ensemble intervalles discrétisés. Cette représentation est en revanche moins exacte que la précédente.

Le SIG final contient ainsi des données d’imagerie (SAR) et quelques informations de topographie (à travers les données SAR Topo et altimétriques). Une vision du SIG final sous ArcMap est donnée Fig. A.8. Il existe aussi une couche supplémentaire qui a été implémentée au SIG de base, la couche de nomenclature des structures géologiques de Titan, directement disponible à <http://planetarynames.wr.usgs.gov/Page/TITAN/target>.

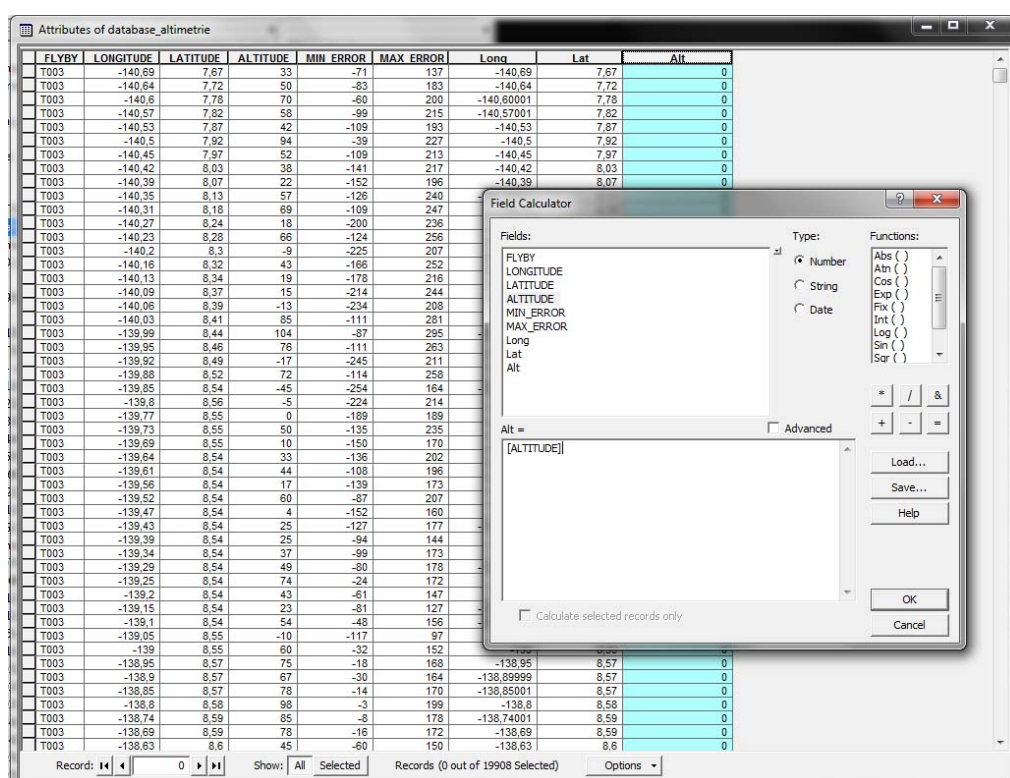


Figure A.6 – Transformation des champs initiaux de la database en flottants sous ArcMap, via le *Field Calculator*.

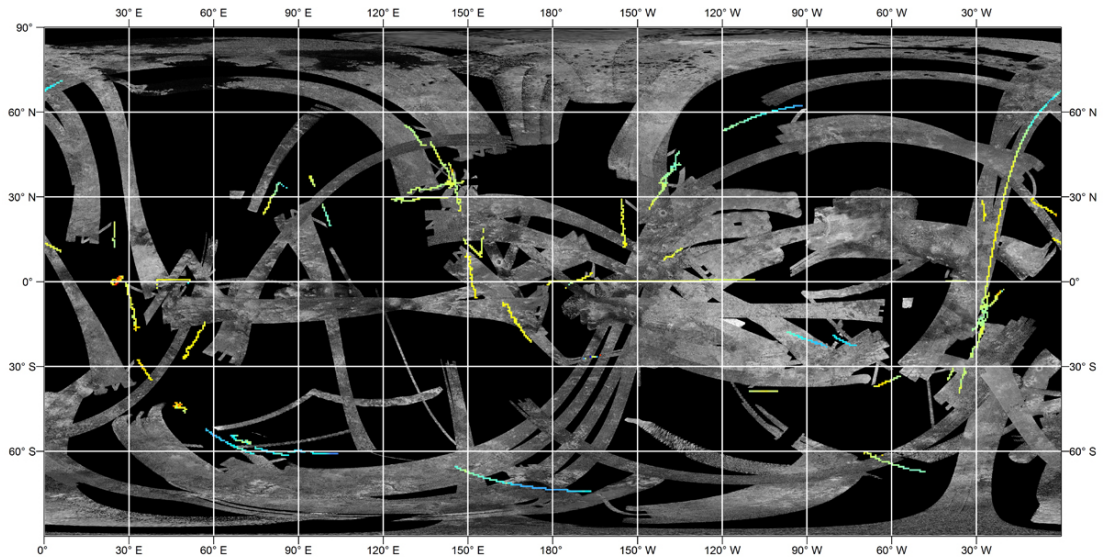


Figure A.7 – Carte globale de Titan superposant les données altimétriques aux données SAR du RADAR de Cassini. Les données SAR et altimétriques intégrées au SIG vont de TA à T77.

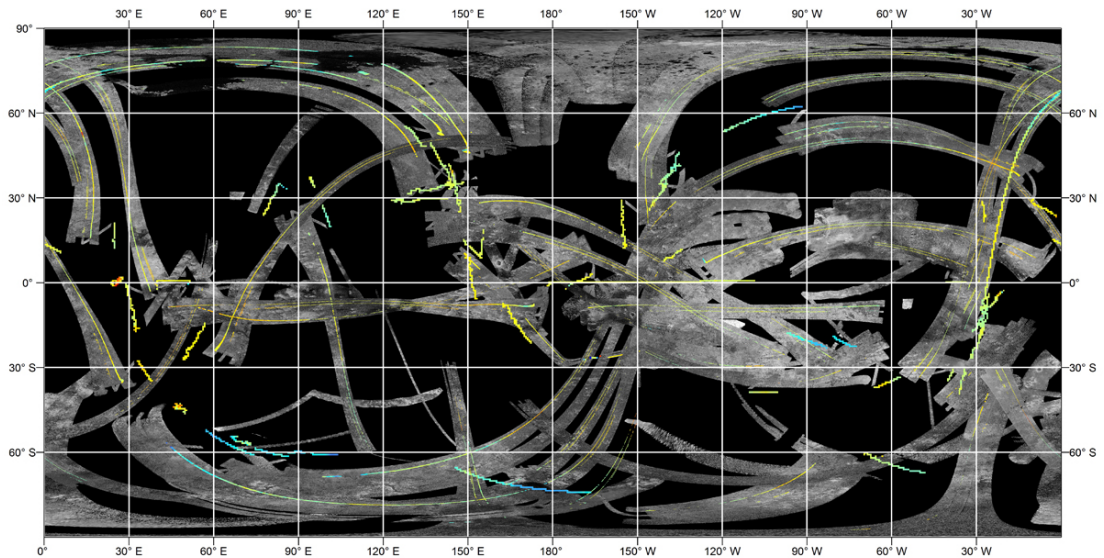


Figure A.8 – Carte globale de Titan vu par le RADAR de Cassini (modes SAR et altimètre, données SAR Topo). Les données SAR et altimétriques intégrées au SIG vont de TA à T77.

Appendix B

Harmonic functions

The spherical harmonic functions used in this study are normalized as follows:

$$Y_{\ell m}(\theta, \phi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2\ell + 1}{4\pi} \frac{(\ell - m)!}{(\ell + m)!}} P_{\ell m}(\cos\theta) e^{im\phi}, \quad (\text{B.1})$$

where $P_{\ell m}(\cos\theta)$ are the associated Legendre functions. Using this normalization, the analytical expressions of spherical harmonics at degree 2 read

$$Y_2^0(\theta, \phi) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} (3 \cos^2\theta - 1), \quad (\text{B.2})$$

$$Y_2^1(\theta, \phi) = \frac{-1}{2} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \sin\theta \cos\theta e^{i\phi}, \quad (\text{B.3})$$

$$Y_2^2(\theta, \phi) = \frac{-1}{4} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \sin^2\theta e^{2i\phi}. \quad (\text{B.4})$$

Références

- ANDERSON, J. D., JACOBSON, R. A., LAU, E. L., MOORE, W. B. et SCHUBERT, G. (2001a). Io's gravity field and interior structure. *J. Geophys. Res.*, 106:32963–32970.
- ANDERSON, J. D., JACOBSON, R. A., MCEL RATH, T. P., MOORE, W. B., SCHUBERT, G. et THOMAS, P. C. (2001b). Shape, Mean Radius, Gravity Field, and Interior Structure of Callisto. *Icarus*, 153:157–161.
- ANDERSON, J. D., LAU, E. L., SJOGREN, W. L., SCHUBERT, G. et MOORE, W. B. (1996a). Gravitational constraints on the internal structure of Ganymede. *Nature*, 384:541–543.
- ANDERSON, J. D., LAU, E. L., SJOGREN, W. L., SCHUBERT, G. et MOORE, W. B. (1997). Gravitational evidence for an undifferentiated Callisto. *Nature*, 387:264–266.
- ANDERSON, J. D., NULL, G. W., BILLER, E. D., WONG, S. K., HUBBARD, W. B. et MACFARLANE, J. J. (1980). Pioneer Saturn celestial mechanics experiment. *Science*, 207:449–453.
- ANDERSON, J. D., SCHUBERT, G., JACOBSON, R. A., LAU, E. L., MOORE, W. B. et SJOGREN, W. L. (1998). Europa's Differentiated Internal Structure: Inferences from Four Galileo Encounters. *Science*, 281:2019.
- ANDERSON, J. D., SJOGREN, W. L. et SCHUBERT, G. (1996b). Galileo Gravity Results and the Internal Structure of Io. *Science*, 272:709–712.
- ARFKEN, G. B. et WEBER, H. J. (1985). *Mathematical methods for physicists, 3rd ed.* Academic Press, Orlando.
- ATREYA, S. K., DONAHUE, T. M. et KUHN, W. R. (1978). Evolution of a nitrogen atmosphere on Titan. *Science*, 201:611–613.

- BALAND, R.-M., TOBIE, G., LEFÈVRE, A. et VAN HOOLST, T. (2014). Titan's internal structure inferred from its gravity field, shape, and rotation state. *Icarus*, 237:29–41.
- BALAND, R.-M., VAN HOOLST, T., YSEBOODT, M. et KARATEKIN, Ö. (2011). Titan's obliquity as evidence of a subsurface ocean? *Astron. Astrophys.*, 530:A141.
- BARNES, J. W., BROWN, R. H., RADEBAUGH, J., BURATTI, B. J., SOTIN, C., LE MOUÉLIC, S., RODRIGUEZ, S., TURTLE, E. P., PERRY, J., CLARK, R., BAINES, K. H. et NICHOLSON, P. D. (2006). Cassini observations of flow-like features in western Tui Regio, Titan. *Geophys. Res. Lett.*, 33:16204.
- BARR, A. C. et MCKINNON, W. B. (2007). Convection in Enceladus' ice shell: Conditions for initiation. *Geophys. Res. Lett.*, 34:9202.
- BÉGHIN, C., RANDRIAMBOARISON, O., HAMELIN, M., KARKOSCHKA, E., SOTIN, C., WHITTEN, R. C., BERTHELIER, J.-J., GRARD, R. et SIMÕES, F. (2012). Analytic theory of Titan's Schumann resonance: Constraints on ionospheric conductivity and buried water ocean. *Icarus*, 218:1028–1042.
- BILLS, B. G. et NIMMO, F. (2008). Forced obliquity and moments of inertia of Titan. *Icarus*, 196:293–297.
- BROWN, R. H., BAINES, K. H., BELLUCCI, G., BIBRING, J.-P., BURATTI, B. J., CAPACCIONI, F., CERRONI, P., CLARK, R. N., CORADINI, A., CRUIKSHANK, D. P., DROSSART, P., FORMISANO, V., JAUMANN, R., LANGEVIN, Y., MATSON, D. L., MCCORD, T. B., MENNELLA, V., MILLER, E., NELSON, R. M., NICHOLSON, P. D., SICARDY, B. et SOTIN, C. (2004). The Cassini Visual And Infrared Mapping Spectrometer (Vims) Investigation. *Space Sci. Rev.*, 115:111–168.
- BROWN, R. H., SODERBLOM, L. A., SODERBLOM, J. M., CLARK, R. N., JAUMANN, R., BARNES, J. W., SOTIN, C., BURATTI, B., BAINES, K. H. et NICHOLSON, P. D. (2008). The identification of liquid ethane in Titan's Ontario Lacus. *Nature*, 454:607–610.
- BURŠA, M. et PĚČ, K. (1993). *Gravity field and dynamics of the earth*. Berlin, New York: Springer.

- BĚHOUNKOVÁ, M., TOBIE, G., CHOBLET, G. et ČADEK, O. (2012). Tidally-induced melting events as the origin of south-pole activity on Enceladus. *Icarus*, 219:655–664.
- CADEK, O., RICARD, Y., MARTINEC, Z. et MATYSKA, C. (1993). Comparison between Newtonian and non-Newtonian flow driven by internal loads. *Geophysical Journal International*, 112:103–114.
- CAMPBELL, D. B., BLACK, G. J., CARTER, L. M. et OSTRO, S. J. (2003). Radar Evidence for Liquid Surfaces on Titan. *Science*, 302:431–434.
- CARR, M. H., BELTON, M. J. S., CHAPMAN, C. R., DAVIES, M. E., GEISSLER, P., GREENBERG, R., MCEWEN, A. S., TUFTS, B. R., GREELEY, R., SULLIVAN, R., HEAD, J. W., PAPPALARDO, R. T., KLAASEN, K. P., JOHNSON, T. V., KAUFMAN, J., SENSKE, D., MOORE, J., NEUKUM, G., SCHUBERT, G., BURNS, J. A., THOMAS, P. et VEVERKA, J. (1998). Evidence for a subsurface ocean on Europa. *Nature*, 391:363.
- CASTILLO-ROGEZ, J. C. et LUNINE, J. I. (2010). Evolution of Titan's rocky core constrained by Cassini observations. *Geophys. Res. Lett.*, 37:20205.
- CHOUKROUN, M. et GRASSET, O. (2007). Thermodynamic model for water and high-pressure ices up to 2.2 GPa and down to the metastable domain. *J. Chem. Phys.*, 127(12):124506.
- CHOUKROUN, M. et GRASSET, O. (2010). Thermodynamic data and modeling of the water and ammonia-water phase diagrams up to 2.2 GPa for planetary geophysics. *J. Chem. Phys.*, 133(14):144502.
- CHOUKROUN, M. et SOTIN, C. (2012). Is Titan's shape caused by its meteorology and carbon cycle? In COTTINI, V., NIXON, C. et LORENZ, R., éditeurs : *Titan Through Time; Unlocking Titan's Past, Present and Future*, page 34.
- COLLINS, G. C. et GOODMAN, J. C. (2007). Enceladus' south polar sea. *Icarus*, 189:72–82.
- COMAS SOLÁ, J. (1908). Observations des satellites principaux de Jupiter et de Titan. *Astronomische Nachrichten*, 179:289.
- CONSOLMAGNO, G. J. et LEWIS, J. S. (1976). Structural and thermal models of icy Galilean satellites. In *Jupiter*, pages 1035–1051.

- CORNET, T., BOURGEOIS, O., LE MOUÉLIC, S., RODRIGUEZ, S., LOPEZ GONZALEZ, T., SOTIN, C., TOBIE, G., FLEURANT, C., BARNES, J. W., BROWN, R. H., BAINES, K. H., BURATTI, B. J., CLARK, R. N. et NICHOLSON, P. D. (2012). Geomorphological significance of Ontario Lacus on Titan: Integrated interpretation of Cassini VIMS, ISS and RADAR data and comparison with the Etosha Pan (Namibia). *Icarus*, 218:788–806.
- DESCHAMPS, F. et SOTIN, C. (2000). Inversion of two-dimensional numerical convection experiments for a fluid with a strongly temperature-dependent viscosity. *Geophys. J. Int.*, 143:204–218.
- DUMOULIN, C., DOIN, M.-P. et FLEITOUT, L. (1999). Heat transport in stagnant lid convection with temperature- and pressure-dependent Newtonian or non-Newtonian rheology. *J. Geophys. Res.*, 104:12759.
- DUMOULIN, C., ČADEK, O. et CHOBLET, G. (2013). Predicting surface dynamic topographies of stagnant lid planetary bodies. *Geophys. J. Int.*, 195:1494–1508.
- DURHAM, W. B., KIRBY, S. H. et STERN, L. A. (1997). Creep of water ices at planetary conditions: A compilation. *J. Geophys. Res.*, 102:16293–16302.
- DURHAM, W. B., PRIETO-BALLESTEROS, O., GOLDSBY, D. L. et KARGEL, J. S. (2010). Rheological and Thermal Properties of Icy Materials. *Space Sci. Rev.*, 153:273–298.
- DURHAM, W. B., STERN, L. A. et KIRBY, S. H. (2001). Rheology of ice I at low stress and elevated confining pressure. *J. Geophys. Res.*, 106:11031–11042.
- DUVAL, P. et MONTAGNAT, M. (2006). *Physical Deformation Modes of Ice in Glaciers and Ice Sheets*. In: Knight P (ed) *Glaciology and Earth's changing environment*. Blackwell, Oxford.
- ELACHI, C., ALLISON, M. D., BORGARELLI, L., ENCRENAZ, P., IM, E., JANSSEN, M. A., JOHNSON, W. T. K., KIRK, R. L., LORENZ, R. D., LUNINE, J. I., MUHLEMAN, D. O., OSTRO, S. J., PICARDI, G., POSA, F., RAPLEY, C. G., ROTH, L. E., SEU, R., SODERBLOM, L. A., VETRELLA, S., WALL, S. D., WOOD, C. A. et ZEBKER, H. A. (2004). Radar: The Cassini Titan Radar Mapper. *Space Sci. Rev.*, 115:71–110.
- ELACHI, C., WALL, S., ALLISON, M., ANDERSON, Y., BOEHMER, R., CALLAHAN, P., ENCRENAZ, P., FLAMINI, E., FRANCESCHETTI, G., GIM, Y., HAMILTON, G., HENSLEY, S.,

- JANSSEN, M., JOHNSON, W., KELLEHER, K., KIRK, R., LOPES, R., LORENZ, R., LUNINE, J., MUHLEMAN, D., OSTRO, S., PAGANELLI, F., PICARDI, G., POSA, F., ROTH, L., SEU, R., SHAFFER, S., SODERBLOM, L., STILES, B., STOFAN, E., VETRELLA, S., WEST, R., WOOD, C., WYE, L. et ZEBKER, H. (2005). Cassini Radar Views the Surface of Titan. *Science*, 308:970–974.
- ELACHI, C., WALL, S., JANSSEN, M., STOFAN, E., LOPES, R., KIRK, R., LORENZ, R., LUNINE, J., PAGANELLI, F., SODERBLOM, L., WOOD, C., WYE, L., ZEBKER, H., ANDERSON, Y., OSTRO, S., ALLISON, M., BOEHMER, R., CALLAHAN, P., ENCRENAZ, P., FLAMINI, E., FRANCESCETTI, G., GIM, Y., HAMILTON, G., HENSLEY, S., JOHNSON, W., KELLEHER, K., MUHLEMAN, D., PICARDI, G., POSA, F., ROTH, L., SEU, R., SHAFFER, S., STILES, B., VETRELLA, S. et WEST, R. (2006). Titan Radar Mapper observations from Cassini's T₃ fly-by. *Nature*, 441:709–713.
- FLASAR, F. M. (1983). Oceans on Titan? *Science*, 221:55–57.
- FORTES, A. D. et GRINDROD, P. M. (2006). Modelling of possible mud volcanism on Titan. *Icarus*, 182:550–558.
- FORTES, A. D., GRINDROD, P. M., TRICKETT, S. K. et VOČADLO, L. (2007). Ammonium sulfate on Titan: Possible origin and role in cryovolcanism. *Icarus*, 188:139–153.
- FULCHIGNONI, M., FERRI, F., ANGRILLI, F., BALL, A. J., BAR-NUN, A., BARUCCI, M. A., BETTANINI, C., BIANCHINI, G., BORUCKI, W., COLOMBATTI, G., CORADINI, M., COUSTENIS, A., DEBEI, S., FALKNER, P., FANTI, G., FLAMINI, E., GABORIT, V., GRARD, R., HAMELIN, M., HARRI, A. M., HATHI, B., JERNEJ, I., LEESE, M. R., LEHTO, A., LION STOPPATO, P. F., LÓPEZ-MORENO, J. J., MÄKINEN, T., MCDONNELL, J. A. M., MCKAY, C. P., MOLINACUBEROS, G., NEUBAUER, F. M., PIRRONELLO, V., RODRIGO, R., SAGGIN, B., SCHWINGENSCHUH, K., SEIFF, A., SIMÕES, F., SVEDHEM, H., TOKANO, T., TOWNER, M. C., TRAUTNER, R., WITHERS, P. et ZARNECKI, J. C. (2005). In situ measurements of the physical characteristics of Titan's environment. *Nature*, 438:785–791.
- GAO, P. et STEVENSON, D. J. (2013). Nonhydrostatic effects and the determination of icy satellites' moment of inertia. *Icarus*, 226:1185–1191.

- GOLDSBY, D. L. et KOHLSTEDT, D. L. (2001). Superplastic deformation of ice: Experimental observations. *J. Geophys. Res.*, 106:11017.
- GOLLE, O., DUMOULIN, C., CHOBLET, G. et ČADEK, O. (2012). Topography and geoid induced by a convecting mantle beneath an elastic lithosphere. *Geophysical Journal International*, 189: 55–72.
- GRASSET, O. et SOTIN, C. (1996). The Cooling Rate of a Liquid Shell in Titan's Interior. *Icarus*, 123:101–112.
- GRASSET, O., SOTIN, C. et DESCHAMPS, F. (2000). On the internal structure and dynamics of Titan. *Plan. Space Sci.*, 48:617–636.
- HANEL, R., CONRATH, B., FLASAR, F. M., KUNDE, V., MAGUIRE, W., PEARL, J. C., PIR-RAGLIA, J., SAMUELSON, R., HERATH, L., ALLISON, M., CRUIKSHANK, D. P., GAUTIER, D., GIERASCH, P. J., HORN, L., KOPPANY, R. et PONNAMPERUMA, C. (1981). Infrared observations of the Saturnian system from Voyager 1. *Science*, 212:192–200.
- HAYES, A., AHARONSON, O., CALLAHAN, P., ELACHI, C., GIM, Y., KIRK, R., LEWIS, K., LOPES, R., LORENZ, R., LUNINE, J., MITCHELL, K., MITRI, G., STOFAN, E. et WALL, S. (2008). Hydrocarbon lakes on Titan: Distribution and interaction with a porous regolith. *Geophys. Res. Lett.*, 35:9204.
- HEMINGWAY, D., NIMMO, F., ZEBKER, H. et IESS, L. (2013). A rigid and weathered ice shell on Titan. *Nature*, 500:550–552.
- HOWETT, C. J. A., SPENCER, J. R., PEARL, J. et SEGURA, M. (2011). High heat flow from Enceladus' south polar region measured using 10–600 cm^{-1} Cassini/CIRS data. *J. Geophys. Res.*, 116:3003.
- HUYGENS, C. (1656). De Saturni luna observatorio nova.
- IESS, L., JACOBSON, R. A., DUCCI, M., STEVENSON, D. J., LUNINE, J. I., ARMSTRONG, J. W., ASMAR, S. W., RACIOPPA, P., RAPPAPORT, N. J. et TORTORA, P. (2012). The Tides of Titan. *Science*, 337:457–.

- IESS, L., RAPPAPORT, N. J., JACOBSON, R. A., RACIOPPA, P., STEVENSON, D. J., TORTORA, P., ARMSTRONG, J. W. et ASMAR, S. W. (2010). Gravity Field, Shape, and Moment of Inertia of Titan. *Science*, 327:1367–.
- IESS, L., STEVENSON, D. J., PARISI, M., HEMINGWAY, D., JACOBSON, R. A., LUNINE, J. I., NIMMO, F., ARMSTRONG, J. W., ASMAR, S. W., DUCCI, M. et TORTORA, P. (2014). The Gravity Field and Interior Structure of Enceladus. *Science*, 344:78–80.
- JAFFE, W., CALDWELL, J. et OWEN, T. (1979). The brightness temperature of Titan at 6 centimeters from the very large array. *The Astrophysical Journal*, 232:L75.
- JAUMANN, R., BROWN, R. H., STEPHAN, K., BARNES, J. W., SODERBLOM, L. A., SOTIN, C., LE MOUÉLIC, S., CLARK, R. N., SODERBLOM, J., BURATTI, B. J., WAGNER, R., MCCORD, T. B., RODRIGUEZ, S., BAINES, K. H., CRUIKSHANK, D. P., NICHOLSON, P. D., GRIFFITH, C. A., LANGHANS, M. et LORENZ, R. D. (2008). Fluvial erosion and post-erosional processes on Titan. *Icarus*, 197:526–538.
- JAUMANN, R., CLARK, R. N., NIMMO, F., HENDRIX, A. R., BURATTI, B. J., DENK, T., MOORE, J. M., SCHENK, P. M., OSTRO, S. J. et SRAMA, R. (2009). *Icy Satellites: Geological Evolution and Surface Processes*. Dougherty, M. K. and Esposito, L. W. and Krimigis, S. M.
- JAUMANN, R., KIRK, R. L., LORENZ, R. D., LOPES, R. M. C., STOFAN, E., TURTLE, E. P., KELLER, H. U., WOOD, C. A., SOTIN, C., SODERBLOM, L. A. et TOMASKO, M. G. (2010). *Geology and Surface Processes on Titan*. Brown, R. H. and Lebreton, J.-P. and Waite, J. H.
- KIVELSON, M. G., KHURANA, K. K. et VOLWERK, M. (2002). The Permanent and Inductive Magnetic Moments of Ganymede. *Icarus*, 157:507–522.
- KLIORE, A. J., ANDERSON, J. D., ARMSTRONG, J. W., ASMAR, S. W., HAMILTON, C. L., RAPPAPORT, N. J., WAHLQUIST, H. D., AMBROSINI, R., FLASAR, F. M., FRENCH, R. G., IESS, L., MAROUF, E. A. et NAGY, A. F. (2004). Cassini Radio Science. *Space Sci. Rev.*, 115:1–70.
- KUIPER, G. P. (1944). Titan: a Satellite with an Atmosphere. *The Astrophysical Journal*, 100:378.
- KUNDE, V. G., AIKIN, A. C., HANEL, R. A., JENNINGS, D. E., MAGUIRE, W. C. et SAMUELSON, R. E. (1981). C₄H₂, HC₃N and C₂N₂ in Titan's atmosphere. *Nature*, 292:686–688.

- LAVVAS, P. P., COUSTENIS, A. et VARDAVAS, I. M. (2008). Coupling photochemistry with haze formation in Titan's atmosphere, Part I: Model description. *Plan. Space Sci.*, 56:27–66.
- LE CORRE, L. (2009). *Géologie de Titan à partir des données de spectro-imagerie infrarouge et radar de la mission Cassini*. Thèse de doctorat, Université de Nantes (France).
- LE MOUÉLIC, S., CORNET, T., RODRIGUEZ, S., SOTIN, C., BARNES, J. W., BAINES, K. H., BROWN, R. H., LEFÈVRE, A., BURATTI, B. J., CLARK, R. N. et NICHOLSON, P. D. (2012). Global mapping of Titan's surface using an empirical processing method for the atmospheric and photometric correction of Cassini/VIMS images. *Plan. Space Sci.*, 73:178–190.
- LEE, S., PAPPALARDO, R. T. et MAKRIS, N. C. (2005). Mechanics of tidally driven fractures in Europa's ice shell. *Icarus*, 177:367–379.
- LEFEVRE, A., TOBIE, G., CHOBLET, G. et ČADEK, O. (2014). Structure and dynamics of Titan's outer icy shell constrained from Cassini data. *Icarus*, 237:16–28.
- LEWIS, J. S. (1971). Satellites of the Outer Planets: Their Physical and Chemical Nature. *Icarus*, 15:174–185.
- LITWIN, K. L., ZYGIELBAUM, B. R., POLITO, P. J., SKLAR, L. S. et COLLINS, G. C. (2012). Influence of temperature, composition, and grain size on the tensile failure of water ice: Implications for erosion on Titan. *J. Geophys. Res.*, 117:8013.
- LOPES, R. M. C., MITCHELL, K. L., STOFAN, E. R., LUNINE, J. I., LORENZ, R., PAGANELLI, F., KIRK, R. L., WOOD, C. A., WALL, S. D., ROBshaw, L. E., FORTES, A. D., NEISH, C. D., RADEBAUGH, J., REFFET, E., OSTRO, S. J., ELACHI, C., ALLISON, M. D., ANDERSON, Y., BOEHMER, R., BOUBIN, G., CALLAHAN, P., ENCRENAZ, P., FLAMINI, E., FRANCESCETTI, G., GIM, Y., HAMILTON, G., HENSLEY, S., JANSSEN, M. A., JOHNSON, W. T. K., KELLEHER, K., MUHLEMAN, D. O., ORI, G., OROSEI, R., PICARDI, G., POSA, F., ROTH, L. E., SEU, R., SHAFFER, S., SODERBLOM, L. A., STILES, B., VETRELLA, S., WEST, R. D., WYE, L. et ZEBKER, H. A. (2007a). Cryovolcanic features on Titan's surface as revealed by the Cassini Titan Radar Mapper. *Icarus*, 186:395–412.
- LOPES, R. M. C., MITCHELL, K. L., WALL, S. D., MITRI, G., JANSSEN, M., OSTRO, S., KIRK, R. L., HAYES, A. G., STOFAN, E. R., LUNINE, J. I., LORENZ, R. D., WOOD, C., RADEBAUGH,

- J., PAILLOU, P., ZEBKER, H. et PAGANELLI, F. (2007b). The Lakes and Seas of Titan. *EOS Transactions*, 88:569–570.
- LOPES, R. M. C., STOFAN, E. R., KIRK, R. L., MITCHELL, K. L., LEGALL, A., BARNES, J. W., HAYES, A., KARGEL, J., RADEBAUGH, J., JANSSEN, M. A., NEISH, C. D., WOOD, C., WALL, S. D., LUNINE, J. I. et MALASKA, M. J. (2013). Cryovolcanic Features on Titan. *European Planetary Science Congress 2013, held 8-13 September in London, UK. Online at: http://meetings.copernicus.org/epsc2013, id.EPSC2013-253, 8:253.*
- LOPES, R. M. C., STOFAN, E. R., PECKYNO, R., RADEBAUGH, J., MITCHELL, K. L., MITRI, G., WOOD, C. A., KIRK, R. L., WALL, S. D., LUNINE, J. I., HAYES, A., LORENZ, R., FARR, T., WYE, L., CRAIG, J., OLLERENSHAW, R. J., JANSSEN, M., LEGALL, A., PAGANELLI, F., WEST, R., STILES, B., CALLAHAN, P., ANDERSON, Y., VALORA, P., SODERBLOM, L. et THE CASSINI RADAR TEAM (2010). Distribution and interplay of geologic processes on Titan from Cassini radar data. *Icarus*, 205:540–558.
- LORENZ, R. D., LOPES, R. M., PAGANELLI, F., LUNINE, J. I., KIRK, R. L., MITCHELL, K. L., SODERBLOM, L. A., STOFAN, E. R., ORI, G., MYERS, M., MIYAMOTO, H., RADEBAUGH, J., STILES, B., WALL, S. D., WOOD, C. A. et THE CASSINI RADAR TEAM (2008). Fluvial channels on Titan: Initial Cassini RADAR observations. *Plan. Space Sci.*, 56:1132–1144.
- LORENZ, R. D., STILES, B. W., AHARONSON, O., LUCAS, A., HAYES, A. G., KIRK, R. L., ZEBKER, H. A., TURTLE, E. P., NEISH, C. D., STOFAN, E. R. et BARNES, J. W. (2013). A global topographic map of Titan. *Icarus*, 225:367–377.
- LORENZ, R. D., TURTLE, E. P., STILES, B., LE GALL, A., HAYES, A., AHARONSON, O., WOOD, C. A., STOFAN, E. et KIRK, R. (2011). Hypsometry of Titan. *Icarus*, 211:699–706.
- LORENZ, R. D., WALL, S., RADEBAUGH, J., BOUBIN, G., REFFET, E., JANSSEN, M., STOFAN, E., LOPES, R., KIRK, R., ELACHI, C., LUNINE, J., MITCHELL, K., PAGANELLI, F., SODERBLOM, L., WOOD, C., WYE, L., ZEBKER, H., ANDERSON, Y., OSTRO, S., ALLISON, M., BOEHMER, R., CALLAHAN, P., ENCRENAZ, P., ORI, G. G., FRANCESCETTI, G., GIM, Y., HAMILTON, G., HENSLEY, S., JOHNSON, W., KELLEHER, K., MUHLEMAN, D., PICARDI, G., POSA, F., ROTH, L., SEU, R., SHAFFER, S., STILES, B., VETRELLA, S., FLAMINI, E.

- et WEST, R. (2006). The Sand Seas of Titan: Cassini RADAR Observations of Longitudinal Dunes. *Science*, 312:724–727.
- LUNINE, J. I. et STEVENSON, D. J. (1987). Clathrate and ammonia hydrates at high pressure - Application to the origin of methane on Titan. *Icarus*, 70:61–77.
- LUNINE, J. I., STEVENSON, D. J. et YUNG, Y. L. (1983). Ethane ocean on Titan. *Science*, 222:1229.
- LUPO, M. J. (1982). Mass-radius relationships in icy satellites after Voyager. *Icarus*, 52:40–53.
- MAGUIRE, W. C., HANEL, R. A., JENNINGS, D. E., KUNDE, V. G. et SAMUELSON, R. E. (1981). C₃H₈ and C₃H₄ in Titan's atmosphere. *Nature*, 292:683–686.
- MATSON, D. L., SPILKER, L. J. et LEBRETON, J.-P. (2002). The Cassini/Huygens Mission to the Saturnian System. *Space Sci. Rev.*, 104:1–58.
- MCCORD, T. B., HANSEN, G. B., CLARK, R. N., MARTIN, P. D., HIBBITTS, C. A., FANALE, F. P., GRANAHAN, J. C., SEGURA, M., MATSON, D. L., JOHNSON, T. V., CARLSON, R. W., SMYTHE, W. D. et DANIELSON, G. E. (1998a). Non-water-ice constituents in the surface material of the icy Galilean satellites from the Galileo near-infrared mapping spectrometer investigation. *J. Geophys. Res.*, 103:8603–8626.
- MCCORD, T. B., HANSEN, G. B., FANALE, F. P., CARLSON, R. W., MATSON, D. L., JOHNSON, T. V., SMYTHE, W. D., CROWLEY, J. K., MARTIN, P. D., OCAMPO, A., HIBBITTS, C. A. et GRANAHAN, J. C. (1998b). Salts on Europa's Surface Detected by Galileo's Near Infrared Mapping Spectrometer. *Science*, 280:1242.
- MCCORD, T. B., HANSEN, G. B., MATSON, D. L., JOHNSON, T. V., CROWLEY, J. K., FANALE, F. P., CARLSON, R. W., SMYTHE, W. D., MARTIN, P. D., HIBBITTS, C. A., GRANAHAN, J. C. et OCAMPO, A. (1999). Hydrated salt minerals on Europa's surface from the Galileo near-infrared mapping spectrometer (NIMS) investigation. *J. Geophys. Res.*, 104:11827–11852.
- MCKINNON, W. B. (2013). The shape of Enceladus as explained by an irregular core: Implications for gravity, libration, and survival of its subsurface ocean. *J. Geophys. Res.*, 118:1775–1788.

- MEIER, R., SMITH, B. A., OWEN, T. C. et TERRILE, R. J. (2000). The Surface of Titan from NICMOS Observations with the Hubble Space Telescope. *Icarus*, 145:462–473.
- MITRI, G., BLAND, M. T., SHOWMAN, A. P., RADEBAUGH, J., STILES, B., LOPES, R. M. C., LUNINE, J. I. et PAPPALARDO, R. T. (2010). Mountains on Titan: Modeling and observations. *J. Geophys. Res.*, 115:10002.
- MITRI, G., MERIGGIOLA, R., HAYES, A., LEFEVRE, A., TOBIE, G., GENOVA, A., LUNINE, J. I. et ZEBKER, H. (2014). Shape, topography, gravity anomalies and tidal deformation of Titan. *Icarus*, 236:169–177.
- MITRI, G., SHOWMAN, A. P., LUNINE, J. I. et LORENZ, R. D. (2007). Hydrocarbon lakes on Titan. *Icarus*, 186:385–394.
- MONTAGNAT, M. et DUVAL, P. (2000). Rate controlling processes in the creep of polar ice, influence of grain boundary migration associated with recrystallization. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 183:179–186.
- MOORE, J. M., HOWARD, A. D. et SCHENK, P. M. (2013). Bedrock Denudation on Titan: Estimates of Vertical Extent and Lateral Debris Dispersion. *In Lunar and Planetary Science Conference*, volume 44 de *Lunar and Planetary Science Conference*, page 1763.
- MOORE, J. M. et PAPPALARDO, R. T. (2011). Titan: An exogenic world? *Icarus*, 212:790–806.
- MUHLEMAN, D. O., GROSSMAN, A. W., BUTLER, B. J. et SLADE, M. A. (1990). Radar reflectivity of Titan. *Science*, 248:975–980.
- NEISH, C. D., KIRK, R. L., LORENZ, R. D., BRAY, V. J., SCHENK, P., STILES, B. W., TURTLE, E., MITCHELL, K., HAYES, A. et CASSINI RADAR TEAM (2013). Crater topography on Titan: Implications for landscape evolution. *Icarus*, 223:82–90.
- NEISH, C. D. et LORENZ, R. D. (2012). Titan's global crater population: A new assessment. *Plan. Space Sci.*, 60:26–33.
- NIEMANN, H. B., ATREYA, S. K., DEMICK, J. E., GAUTIER, D., HABERMAN, J. A., HARPOLD, D. N., KASPRZAK, W. T., LUNINE, J. I., OWEN, T. C. et RAULIN, F. (2010). Composition of Titan's lower atmosphere and simple surface volatiles as measured by the Cassini-Huygens probe gas chromatograph mass spectrometer experiment. *J. Geophys. Res.*, 115:12006.

- NIMMO, F. et BILLS, B. G. (2010). Shell thickness variations and the long-wavelength topography of Titan. *Icarus*, 208:896–904.
- NIMMO, F., BILLS, B. G. et THOMAS, P. C. (2011). Geophysical implications of the long-wavelength topography of the Saturnian satellites. *J. Geophys. Res.*, 116:11001.
- PAPPALARDO, R. T., BELTON, M. J. S., BRENEMAN, H. H., CARR, M. H., CHAPMAN, C. R., COLLINS, G. C., DENK, T., FAGENTS, S., GEISSLER, P. E., GIESE, B., GREELEY, R., GREENBERG, R., HEAD, J. W., HELFENSTEIN, P., HOPPA, G., KADEL, S. D., KLAASEN, K. P., KLEMASZEWSKI, J. E., MAGEE, K., MCEWEN, A. S., MOORE, J. M., MOORE, W. B., NEUKUM, G., PHILLIPS, C. B., PROCKTER, L. M., SCHUBERT, G., SENSKE, D. A., SULLIVAN, R. J., TUFTS, B. R., TURTLE, E. P., WAGNER, R. et WILLIAMS, K. K. (1999). Does Europa have a subsurface ocean? Evaluation of the geological evidence. *J. Geophys. Res.*, 104:24015–24056.
- POCH, O., COLL, P., BUCH, A., RAMÍREZ, S. I. et RAULIN, F. (2012). Production yields of organics of astrobiological interest from H₂O-NH₃ hydrolysis of Titan's tholins. *Plan. Space Sci.*, 61:114–123.
- PORCO, C. C., BAKER, E., BARBARA, J., BEURLE, K., BRAHIC, A., BURNS, J. A., CHARNOZ, S., COOPER, N., DAWSON, D. D., DEL GENIO, A. D., DENK, T., DONES, L., DYUDINA, U., EVANS, M. W., FUSSNER, S., GIESE, B., GRAZIER, K., HELFENSTEIN, P., INGERSOLL, A. P., JACOBSON, R. A., JOHNSON, T. V., MCEWEN, A., MURRAY, C. D., NEUKUM, G., OWEN, W. M., PERRY, J., ROATSCH, T., SPITALE, J., SQUYRES, S., THOMAS, P., TISCARENO, M., TURTLE, E. P., VASAVADA, A. R., VEVERKA, J., WAGNER, R. et WEST, R. (2005). Imaging of Titan from the Cassini spacecraft. *Nature*, 434:159–168.
- PORCO, C. C., HELFENSTEIN, P., THOMAS, P. C., INGERSOLL, A. P., WISDOM, J., WEST, R., NEUKUM, G., DENK, T., WAGNER, R., ROATSCH, T., KIEFFER, S., TURTLE, E., MCEWEN, A., JOHNSON, T. V., RATHBUN, J., VEVERKA, J., WILSON, D., PERRY, J., SPITALE, J., BRAHIC, A., BURNS, J. A., DEL GENIO, A. D., DONES, L., MURRAY, C. D. et SQUYRES, S. (2006). Cassini Observes the Active South Pole of Enceladus. *Science*, 311:1393–1401.
- POSTBERG, F., KEMPF, S., SCHMIDT, J., BRILLIANTOV, N., BEINSEN, A., ABEL, B., BUCK, U. et SRAMA, R. (2009). Sodium salts in E-ring ice grains from an ocean below the surface of Enceladus. *Nature*, 459:1098–1101.

- POSTBERG, F., SCHMIDT, J., HILLIER, J., KEMPF, S. et SRAMA, R. (2011). A salt-water reservoir as the source of a compositionally stratified plume on Enceladus. *Nature*, 474:620–622.
- PRIETO-BALLESTEROS, O. et KARGEL, J. S. (2005). Thermal state and complex geology of a heterogeneous salty crust of Jupiter's satellite, Europa. *Icarus*, 173:212–221.
- RADEBAUGH, J., LORENZ, R., FARR, T., PAILLOU, P., SAVAGE, C. et SPENCER, C. (2010). Linear dunes on Titan and earth: Initial remote sensing comparisons. *Geomorphology*, 121: 122–132.
- RADEBAUGH, J., LORENZ, R. D., KIRK, R. L., LUNINE, J. I., STOFAN, E. R., LOPES, R. M. C., WALL, S. D. et THE CASSINI RADAR TEAM (2007). Mountains on Titan observed by Cassini Radar. *Icarus*, 192:77–91.
- RADEBAUGH, J., LORENZ, R. D., LUNINE, J. I., WALL, S. D., BOUBIN, G., REFFET, E., KIRK, R. L., LOPES, R. M., STOFAN, E. R., SODERBLOM, L., ALLISON, M., JANSSEN, M., PAILLOU, P., CALLAHAN, P., SPENCER, C. et THE CASSINI RADAR TEAM (2008). Dunes on Titan observed by Cassini Radar. *Icarus*, 194:690–703.
- RAGES, K. et POLLACK, J. B. (1980). Titan aerosols - Optical properties and vertical distribution. *Icarus*, 41:119–130.
- RANNOU, P., MONTMESSIN, F., HOURDIN, F. et LEBONNOIS, S. (2006). The Latitudinal Distribution of Clouds on Titan. *Science*, 311:201–205.
- ROBERTS, J. H. et NIMMO, F. (2008). Tidal heating and the long-term stability of a subsurface ocean on Enceladus. *Icarus*, 194:675–689.
- RODRIGUEZ, S., LE MOUÉLIC, S., RANNOU, P., SOTIN, C., BROWN, R. H., BARNES, J. W., GRIFFITH, C. A., BURGALAT, J., BAINES, K. H., BURATTI, B. J., CLARK, R. N. et NICHOLSON, P. D. (2011). Titan's cloud seasonal activity from winter to spring with Cassini/VIMS. *Icarus*, 216:89–110.
- RODRIGUEZ, S., LE MOUÉLIC, S., RANNOU, P., TOBIE, G., BAINES, K. H., BARNES, J. W., GRIFFITH, C. A., HIRTZIG, M., PITMAN, K. M., SOTIN, C., BROWN, R. H., BURATTI, B. J., CLARK, R. N. et NICHOLSON, P. D. (2009). Global circulation as the main source of cloud activity on Titan. *Nature*, 459:678–682.

- SAGAN, C. et DERMOTT, S. F. (1982). The tide in the seas of Titan. *Nature*, 300:731–733.
- SCHUBERT, G., ANDERSON, J. D., TRAVIS, B. J. et PALGUTA, J. (2007). Enceladus: Present internal structure and differentiation by early and long-term radiogenic heating. *Icarus*, 188: 345–355.
- SCHUBERT, G., STEVENSON, D. J. et ELLSWORTH, K. (1981). Internal structures of the Galilean satellites. *Icarus*, 47:46–59.
- SCHULSON, E. M. (2000). Brittle failure of ice. *Engineering Fracture Mechanics*, 68:1839 – 1887.
- SEIFERLIN, K., KÖMLE, N. I., KARGL, G. et SPOHN, T. (1996). Line heat-source measurements of the thermal conductivity of porous H₂O ice, CO₂ ice and mineral powders under space conditions. *Plan. Space Sci.*, 44:691–704.
- SMITH, B. A., SODERBLOM, L., BATSON, R. M., BRIDGES, P. M., INGE, J. L., MASURSKY, H., SHOEMAKER, E., BEEBE, R. F., BOYCE, J., BRIGGS, G., BUNKER, A., COLLINS, S. A., HANSEN, C., JOHNSON, T. V., MITCHELL, J. L., TERRILE, R. J., COOK, A. F., CUZZI, J. N., POLLACK, J. B., DANIELSON, G. E., INGERSOLL, A. P., DAVIES, M. E., HUNT, G. E., MORRISON, D., OWEN, T., SAGAN, C., VEVERKA, J., STROM, R. et SUOMI, V. E. (1982). A new look at the Saturn system - The Voyager 2 images. *Science*, 215:504–537.
- SMITH, B. A., SODERBLOM, L., BEEBE, R. F., BOYCE, J. M., BRIGGS, G., BUNKER, A., COLLINS, S. A., HANSEN, C., JOHNSON, T. V., MITCHELL, J. L., TERRILE, R. J., CARR, M. H., COOK, A. F., CUZZI, J. N., POLLACK, J. B., DANIELSON, G. E., INGERSOLL, A. P., DAVIES, M. E., HUNT, G. E., MASURSKY, H., SHOEMAKER, E. M., MORRISON, D., OWEN, T., SAGAN, C., VEVERKA, J., STROM, R. et SUOMI, V. E. (1981). Encounter with Saturn - Voyager 1 imaging science results. *Science*, 212:163–191.
- SMITH, P. H. (1980). The radius of Titan from Pioneer Saturn data. *J. Geophys. Res.*, 85:5943–5947.
- SMITH, P. H., LEMMON, M. T., LORENZ, R. D., SROMOVSKY, L. A., CALDWELL, J. J. et ALLISON, M. D. (1996). Titan's Surface, Revealed by HST Imaging. *Icarus*, 119:336–349.

- SOHL, F., CHOUKROUN, M., KARGEL, J., KIMURA, J., PAPPALARDO, R., VANCE, S. et ZOLOTOV, M. (2010). Subsurface Water Oceans on Icy Satellites: Chemical Composition and Exchange Processes. *Space Sci. Rev.*, 153:485–510.
- SOHL, F., HUSSMANN, H., SCHWENTKER, B., SPOHN, T. et LORENZ, R. D. (2003). Interior structure models and tidal Love numbers of Titan. *J. Geophys. Res.*, 108:5130.
- SOHL, F., SPOHN, T., BREUER, D. et NAGEL, K. (2002). Implications from Galileo Observations on the Interior Structure and Chemistry of the Galilean Satellites. *Icarus*, 157:104–119.
- SOTIN, C., JAUMANN, R., BURATTI, B. J., BROWN, R. H., CLARK, R. N., SODERBLOM, L. A., BAINES, K. H., BELLUCCI, G., BIBRING, J.-P., CAPACCIONI, F., CERRONI, P., COMBES, M., CORADINI, A., CRUIKSHANK, D. P., DROSSART, P., FORMISANO, V., LANGEVIN, Y., MATSON, D. L., MCCORD, T. B., NELSON, R. M., NICHOLSON, P. D., SICARDY, B., LE MOUELIC, S., RODRIGUEZ, S., STEPHAN, K. et SCHOLZ, C. K. (2005). Release of volatiles from a possible cryovolcano from near-infrared imaging of Titan. *Nature*, 435:786–789.
- SOTIN, C. et TOBIE, G. (2004). Internal structure and dynamics of the large icy satellites. *C. R. Physique*, 5:769–780.
- SPENCER, J. R. et NIMMO, F. (2013). Enceladus: An Active Ice World in the Saturn System. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 41:693–717.
- STENGEL, K. C., OLIVER, D. S. et BOOKER, J. R. (1982). Onset of convection in a variable viscosity fluid. *J. Fluid Mech.*, 120:411–431.
- STILES, B. W. (2008a). Cassini Radar Basic Image Data Records SIS, Version 2.0.
- STILES, B. W. (2008b). Cassini Radar Burst Ordered Data Product SIS, Version 2.0.
- STILES, B. W., HENSLEY, S., GIM, Y., BATES, D. M., KIRK, R. L., HAYES, A., RADEBAUGH, J., LORENZ, R. D., MITCHELL, K. L., CALLAHAN, P. S., ZEBKER, H., JOHNSON, W. T. K., WALL, S. D., LUNINE, J. I., WOOD, C. A., JANSSEN, M., PELLETIER, F., WEST, R. D., VEERAMACHENENI, C. et THE CASSINI RADAR TEAM (2009). Determining Titan surface topography from Cassini SAR data. *Icarus*, 202:584–598.

- STILES, B. W., KIRK, R. L., LORENZ, R. D., HENSLEY, S., LEE, E., OSTRO, S. J., ALLISON, M. D., CALLAHAN, P. S., GIM, Y., IESS, L., PERCI DEL MARMO, P., HAMILTON, G., JOHNSON, W. T. K., WEST, R. D. et CASSINI RADAR TEAM (2008). Determining Titan's Spin State from Cassini RADAR Images. *Astrophys. J.*, 135:1669–1680.
- STOFAN, E. R., ELACHI, C., LUNINE, J. I., LORENZ, R. D., STILES, B., MITCHELL, K. L., OSTRO, S., SODERBLUM, L., WOOD, C., ZEBKER, H., WALL, S., JANSSEN, M., KIRK, R., LOPES, R., PAGANELLI, F., RADEBAUGH, J., WYE, L., ANDERSON, Y., ALLISON, M., BOEHMER, R., CALLAHAN, P., ENCRENAZ, P., FLAMINI, E., FRANCESCETTI, G., GIM, Y., HAMILTON, G., HENSLEY, S., JOHNSON, W. T. K., KELLEHER, K., MUHLEMAN, D., PAILLOU, P., PICARDI, G., POSA, F., ROTH, L., SEU, R., SHAFFER, S., VETRELLA, S. et WEST, R. (2007). The lakes of Titan. *Nature*, 445:61–64.
- THOMAS, P. C. (2010). Sizes, shapes, and derived properties of the saturnian satellites after the Cassini nominal mission. *Icarus*, 208:395–401.
- TOBIE, G., CHOBLET, G. et SOTIN, C. (2003). Tidally heated convection: constraints on europa's ice shell thickness. *J. Geophys. Res.*, 108:5124.
- TOBIE, G., GRASSET, O., LUNINE, J. I., MOCQUET, A. et SOTIN, C. (2005a). Titan's internal structure inferred from a coupled thermal-orbital model. *Icarus*, 175:496–502.
- TOBIE, G., LUNINE, J. I. et SOTIN, C. (2006). Episodic outgassing as the origin of atmospheric methane on Titan. *Nature*, 440:61–64.
- TOBIE, G., MOCQUET, A. et SOTIN, C. (2005b). Tidal dissipation within large icy satellites: Applications to Europa and Titan. *Icarus*, 177:534–549.
- TOBIE, G., ČADEK, O. et SOTIN, C. (2008). Solid tidal friction above a liquid water reservoir as the origin of the south pole hotspot on Enceladus. *Icarus*, 196:642–652.
- TOMASKO, M. G. (1980). Preliminary results of polarimetry and photometry of Titan at large phase angles from Pioneer 11. *J. Geophys. Res.*, 85:5937–5942.
- TOMASKO, M. G., ARCHINAL, B., BECKER, T., BÉZARD, B., BUSHROE, M., COMBES, M., COOK, D., COUSTENIS, A., DE BERGH, C., DAFOE, L. E., DOOSE, L., DOUTÉ, S., EIBL, A.,

- ENGEL, S., GLIEM, F., GRIEGER, B., HOLSO, K., HOWINGTON-KRAUS, E., KARKOSCHKA, E., KELLER, H. U., KIRK, R., KRAMM, R., KÜPPERS, M., LANAGAN, P., LELLOUCH, E., LEMMON, M., LUNINE, J., MCFARLANE, E., MOORES, J., PROUT, G. M., RIZK, B., ROSIEK, M., RUEFFER, P., SCHRÖDER, S. E., SCHMITT, B., SEE, C., SMITH, P., SODERBLOM, L., THOMAS, N. et WEST, R. (2005). Rain, winds and haze during the Huygens probe's descent to Titan's surface. *Nature*, 438:765–778.
- TOMASKO, M. G. et SMITH, P. H. (1982). Photometry and polarimetry of Titan - Pioneer 11 observations and their implications for aerosol properties. *Icarus*, 51:65–95.
- TYLER, G. L., ESHLEMAN, V. R., ANDERSON, J. D., LEVY, G. S., LINDAL, G. F., WOOD, G. E. et CROFT, T. A. (1981). Radio science investigations of the Saturn system with Voyager 1 - Preliminary results. *Science*, 212:201–206.
- VANCE, S. et BROWN, J. M. (2013). Thermodynamic properties of aqueous MgSO_4 to 800 MPa at temperatures from -20 to 100 °C and concentrations to 2.5 mol kg^{-1} from sound speeds, with applications to icy world oceans. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 110:176–189.
- VARSHALOVICH, D. A., MOSKALEV, A. N. et KHERSONSKII, V. K. (1988). *Quantum theory of angular momentum*. World Scientific.
- VEVERKA, J. (1973). Titan: Polarimetric evidence for an optically thick atmosphere? *Icarus*, 18:657–660.
- WAITE, J. H., COMBI, M. R., IP, W.-H., CRAVENS, T. E., MCNUTT, R. L., KASPRZAK, W., YELLE, R., LUHMANN, J., NIEMANN, H., GELL, D., MAGEE, B., FLETCHER, G., LUNINE, J. et TSENG, W.-L. (2006). Cassini Ion and Neutral Mass Spectrometer: Enceladus Plume Composition and Structure. *Science*, 311:1419–1422.
- WAITE, J. H., YOUNG, D. T., CRAVENS, T. E., COATES, A. J., CRARY, F. J., MAGEE, B. et WESTLAKE, J. (2007). The Process of Tholin Formation in Titan's Upper Atmosphere. *Science*, 316:870–.
- WAITE, Jr., J. H., LEWIS, W. S., MAGEE, B. A., LUNINE, J. I., MCKINNON, W. B., GLEIN, C. R., MOUSIS, O., YOUNG, D. T., BROCKWELL, T., WESTLAKE, J., NGUYEN, M.-J., TEOLIS,

- B. D., NIEMANN, H. B., MCNUTT, R. L., PERRY, M. et IP, W.-H. (2009). Liquid water on Enceladus from observations of ammonia and ^{40}Ar in the plume. *Nature*, 460:487–490.
- WICHT, J. (2002). Inner-core conductivity in numerical dynamo simulations. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 132:281–302.
- WOOD, C. A., LORENZ, R., KIRK, R., LOPES, R., MITCHELL, K., STOFAN, E. et CASSINI RADAR TEAM (2010). Impact craters on Titan. *Icarus*, 206:334–344.
- WYE, L. C., ZEBKER, H. A. et LORENZ, R. D. (2009). Smoothness of Titan's Ontario Lacus: Constraints from Cassini RADAR specular reflection data. *Geophys. Res. Lett.*, 36:16201.
- ZEBKER, H. A., GIM, Y., CALLAHAN, P., HENSLEY, S., LORENZ, R. et CASSINI RADAR TEAM (2009a). Analysis and interpretation of Cassini Titan radar altimeter echoes. *Icarus*, 200:240–255.
- ZEBKER, H. A., STILES, B., HENSLEY, S., LORENZ, R., KIRK, R. L. et LUNINE, J. (2009b). Size and Shape of Saturn's Moon Titan. *Science*, 324:921–.
- ZHONG, S. (2002). Effects of lithosphere on the long-wavelength gravity anomalies and their implications for the formation of the Tharsis rise on Mars. *J. Geophys. Res.*, 107:5054.

STRUCTURE ET DYNAMIQUE DES COUCHES DE GLACE DE TITAN ET D'ENCELADE

L'observation de la surface des satellites de glace, en particulier Titan et Encelade, montre la présence de nombreuses structures tectoniques et de variations topographiques à grande échelle signe d'une dynamique de la couche de glace. Cette dynamique joue un rôle majeur dans les processus d'échanges entre l'intérieur de ces satellites, riche en eau liquide, et leur surface. Les données acquises par la mission *Cassini-Huygens* permettent d'apporter des contraintes sur la structure interne de ces deux satellites. La forme de Titan et son champ de gravité impliquent des variations d'épaisseur de la couche de glace externe et/ou des variations latérales de densité en surface. Afin de quantifier l'amplitude de ces variations, des modèles de structure interne satisfaisant à la fois le champ de gravité et la topographie ont été développés dans cette thèse. L'étude de la stabilité mécanique de ces variations a montré la présence d'un océan interne relativement froid et au dessous d'une couche externe conductive. La modélisation de la réponse viscoélastique de la couche de glace externe en réponse à la formation d'une charge topographique à sa base a permis de quantifier l'amplitude des taux cristallisation nécessaires à la formation de la topographie en surface. En outre, les modèles viscoélastiques développés ont permis également d'estimer l'amplitude du champ de contrainte en surface associée à la formation de cette topographie. Sur Encelade, les premières analyses du champ de gravité et de la forme permettent d'apporter des contraintes sur la forme du réservoir interne liquide. Les méthodes développées pourront être appliquées par la suite à d'autres corps tels Ceres et Ganymède.

Mots clés : Satellites de glace - Titan - Encelade - Topographie - Champ de gravité - Structure interne - Evolution - Viscosité - Viscoélasticité - Champ de contraintes

STRUCTURE AND DYNAMICS OF TITAN AND ENCELADUS'S ICE SHELLS

The surface of icy satellites, especially Titan and Enceladus, displays many tectonic features and long wavelength topographic variations indicative of the outer ice shell dynamics. These dynamics play a key role in exchange processes between the water-rich interior, and their surface. Data collected by *Cassini-Huygens* provided essential constraints on the dynamic and internal structure of these two satellites : Titan's shape and gravity field imply thickness variations of the outer ice shell and/or subsurface lateral density variations. In order to quantify the amplitude of these variations, interior structure models satisfying simultaneously gravity and topography data sets were developed during this thesis. The analysis of the mechanical stability of such variations revealed the presence of a relatively cold internal ocean under a conductive outer ice shell. Modeling the viscoelastic response of the outer ice shell to topographic loads allows us to quantify the amplitude of crystallization rates at the origin of the surface topography. Moreover, the developed models, allow the estimation of the amplitude of the near surface stress field associated to the topography development. In the case of Enceladus, preliminary analysis of the gravity field and shape provides constraints on the shape of the internal liquid reservoir. The tools developed in this work may be applied afterward on the cases of Ceres and Ganymede.

Keywords : Icy satellites - Titan - Enceladus - Topography - Gravity field - Internal structure - Evolution - Viscosity - Viscoelasticity - Stress field