



**HAL**  
open science

# Dynamique troposphérique et évolution climatique de Titan et de la Terre primitive

Benjamin Charnay

► **To cite this version:**

Benjamin Charnay. Dynamique troposphérique et évolution climatique de Titan et de la Terre primitive. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014. Français. NNT : 2014PA066034 . tel-00987546

**HAL Id: tel-00987546**

**<https://theses.hal.science/tel-00987546v1>**

Submitted on 6 May 2014

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

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

**THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ  
PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité : **Astronomie - Astrophysique**  
Ecole Doctorale : **École Doctorale de Sciences de l'Environnement de  
Paris (ED129)**

présentée par  
**Benjamin CHARNAY**

pour obtenir le titre de  
**DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

---

**DYNAMIQUE TROPOSPHÉRIQUE ET  
ÉVOLUTION CLIMATIQUE  
DE TITAN ET DE LA TERRE PRIMITIVE.**

---

Thèse soutenue le 8 Janvier 2014 devant le jury composé de :

*Rapporteurs :* M. Gerhard KRINNER  
M. Jonathan LUNINE  
*Examineurs :* Mme Athéna COUSTENIS  
M. Pierre DROSSART  
M. Sébastien RODRIGUEZ  
M. Franck SELSIS  
*Directeur de thèse :* M. François FORGET  
*Directeur de thèse :* M. Sébastien LEBONNOIS

**Laboratoire de Météorologie Dynamique, Paris, France**  
Centre National de la Recherche Scientifique - Institut Pierre Simon Laplace  
Université Pierre et Marie Curie - Ecole Polytechnique - Ecole Normale Supérieure



# RÉSUMÉ

Cette thèse porte sur l'étude des atmosphères de Titan et de la Terre primitive avec des modèles de circulation générale (GCM). Tout d'abord, j'ai analysé la structure thermique et la dynamique de la basse troposphère de Titan. Cette étude a abouti à une caractérisation complète de la couche limite et a révélé l'existence d'une circulation de couche limite, qui impacte tous les aspects de la météorologie titanienne (régimes de vents, ondes, formation des dunes et des nuages, échanges de moment cinétique avec la surface et développement de la superrotation). A partir de cette analyse, j'ai proposé une nouvelle hypothèse pour expliquer l'orientation vers l'est des dunes de Titan grâce à un couplage entre les orages tropicaux et la superrotation. Ceci a été validé par des simulations méso-échelles et a permis de proposer un schéma global expliquant la formation des dunes et leurs différentes caractéristiques. J'ai ensuite participé au développement d'un GCM générique, conçu pour étudier tout type d'atmosphère. Je l'ai appliqué aux paléoclimats de Titan pour simuler une période où l'atmosphère a pu être dépourvue de méthane. Dans ce cas, le climat devait être différent d'aujourd'hui avec potentiellement des conséquences géologiques fondamentales notamment pour l'érosion et l'âge de la surface. Finalement, j'ai appliqué ce GCM générique au cas de la Terre primitive. J'ai montré que, malgré un soleil moins lumineux qu'aujourd'hui et des quantités de gaz à effet de serre contraintes par les archives minéralogiques, le climat de la Terre Archéenne a pu être tempérée. En particulier, grâce à une rétro-action nuageuse, la Terre aurait pu éviter une glaciation globale et rester propice au développement de la vie même en supposant un effet de serre du CO<sub>2</sub> à peine plus élevé qu'aujourd'hui.

# ABSTRACT

This thesis focuses on the study of the atmospheres of Titan and the early Earth with Global Climate Models (GCM). First, I analysed the thermal structure and the dynamics of Titan's lower troposphere. This analysis allowed a full characterization of the planetary boundary layer and revealed the existence of a boundary layer circulation which impacts every aspect of Titan's weather (wind patterns, atmospheric waves, dune and cloud formation, exchange of momentum with the surface, and development of the superrotation). Thanks to this study, I proposed a new hypothesis to explain the eastward orientation of Titan's dunes that implies a coupling between tropical storms and the superrotation. This has been validated with mesoscale simulations and provided a general framework to explain Titan's dune formation and features. Then, I participated to the development of a generic GCM, designed to study any kind of atmosphere. I applied it to Titan's paleoclimates, when the atmosphere was depleted of methane. In such a case, the climate should have been different from today, with potentially fundamental geological consequences, in particular for the erosion and the age of the surface. Finally, I applied this GCM to the case of the early Earth using greenhouse gas abundances constrained by mineralogical data. I showed that despite a weaker solar insolation, the Archean Earth's climate may have been temperate. In particular, the Earth may have avoided a full glaciation and remained suitable for the development of life thanks to cloud feedback, even assuming a amount of CO<sub>2</sub> just a little larger than today.



# REMERCIEMENTS

Au moment où j'écris ces lignes, il ne me reste plus que quelques jours à passer en France avant de m'envoler pour un postdoc de 2 ans à Seattle. C'est donc avec une forte émotion que je m'attaque à ces remerciements.

Avec ma thèse et mon stage de M2, j'ai passé précisément 4 ans au LMD, ça en fait des souvenirs ! La recherche, c'est vraiment une aventure passionnante : des rencontres, des échanges, des voyages pour assister à des conférences à l'étranger et une liberté incroyable pour faire ce qui nous plaît le plus. Que demander de plus ? Maintenant que je sais avoir trouvé ma vocation, je souhaite remercier les différentes personnes qui m'ont accompagné et soutenu durant ces 4 années.

Je voudrais commencer bien évidemment par François Forget et Sébastien Lebonnois, mes deux directeurs de thèse. J'aimerais leur exprimer ma profonde gratitude pour m'avoir permis de faire cette thèse et de l'avoir encadrée avec patience et attention. Je remercie François de m'avoir accueilli au sein de cette belle équipe planéto pour mon stage de M2 et de m'avoir convaincu de rester faire ma thèse ici. Je remercie Sébastien pour m'avoir proposé ce sujet de thèse passionnant ainsi que pour la très grande liberté qu'il m'a accordée, je me suis vraiment éclaté ! Je les remercie tous les deux profondément pour leur aide, leurs conseils avisés et pour m'avoir appris tant de choses. J'ai vraiment apprécié de les côtoyer, tant au niveau professionnel que personnel. J'espère pouvoir collaborer avec eux encore longtemps.

Je souhaite ensuite dire un grand merci à tous les membres de mon jury de thèse : Pierre Drossart, Gerhard Krinner, Jonathan Lunine, Athéna Coustenis, Sébastien Rodriguez et Franck Selsis qui m'ont fait le plaisir et l'honneur d'accepter de présider, de rapporter et d'examiner cette thèse. Merci à Sébastien et Athéna, membres de mon comité de thèse, pour leurs conseils et les très bonnes discussions que l'on a eues. Merci à Franck pour tous les échanges que l'on a pu avoir sur les climats d'exoplanètes et de la Terre primitive.

Je voudrais remercier aussi toutes les différentes personnes avec qui j'ai eu la chance de pouvoir collaborer durant ma thèse : toute la bande exo-dunaire avec en particulier Clément Narteau, Sébastien Rodriguez, Sylvain Courrech du Pont et Antoine Lucas, les titaniens avec Scot Rafkin, Erika Barth, Gabriel Tobie, Christophe Sotin, Andy Richard, Nicolas Rambaux, Ralph Lorenz, Pascal Rannou et Jérémie Burgalat et les paléo-climato avec Guillaume le Hir et Frédéric Fluteau.

Un très grand merci aussi à toute l'équipe planéto du LMD : Ehouarn Millour, Aymeric Spiga, Jean-Baptiste Madeleine, Jérémy Leconte, Robin Wordsworth, Laura Kerber, Mélanie Vangvichith, Marine Tort, Thomas Navarro, Tanguy Bertrand, Arnaud Colaitis, Sandrine Guerlet, Mélodie Sylvestre, Isaac Smith, Alizée Pottié et Mikel Indurain. Équipe jeune, dynamique et chaleureuse qui grossit d'année en année et au sein de laquelle l'ambiance est top.

Je remercie aussi toutes les autres personnes du LMD. Je n'arriverai pas à tous les citer

mais je pense en particulier à Francis Codron, Jean-Yves Grand-Peix, Jean-Louis Dufresnes et Frédéric Hourdin pour de nombreuses discussions, à Martine Maherou pour toute son aide précieuse et pour sa gentillesse légendaire, à Robert Franchisseur, Franck Gyon pour leur aide en informatique, à Catherine Douineau, Stéphanie Lekieffre et Laurence Touchon pour leur aide pour les démarches administratives.

Merci aussi à tous les thésards, post-doc et autres compagnons de route du LMD qui procurent cette si bonne ambiance. Tout d'abord à la dream team BBMNS (Benjamin-Bijoy-Mélanie-Nathalie-Sarvesh) avec qui j'ai partagé plus de deux ans le bureau 312. Je retiendrai notre défi retard-pompe : pour une arrivée au bureau après 10h, 1 minute de retard= 1 pompe, on a dû abandonner rapidement ! Ainsi que la déco du bureau en mode ado (Nat, tes photos de Cantona sont toujours là !) et nos mythiques 10 km de l'Équipe avec Sarvesh en jean... Il y a ensuite tous ceux que je n'ai pas encore cités : Madeleine-Sophie, Nicolas, Ara, Rodrigo, Romain, Isabelle, Florent, Thomas, Alberto, Anaïs, Solange, Sonia, David, Aude, Obbe, Boutheina, Luis, Fuxing, Chuhui...

Je voudrais aussi remercier tous mes amis pour tous ces bons moments passés pendant ces 3 années, même s'ils continuent de me demander quel temps il va faire demain matin sur Titan ou si pour eux la frontière entre planétologie et astrologie est floue. Je pense à Loulou, Belen, Sophie, Fred, Dany, Lulu, Zabeth, Turtur, Chris, Kat, Yann, Loïc, Alex, PB, Bob, Renaud, Audinette, Polo, Bapt, Marine, Lances, Anaïs, Charles, Marin, Laurent, Nathalie, Pef et Sam. Une ptite dédicace à la team BAMCK du RED 12 (Amaury, Coralie, Kafila, Marie Cat), notre mission volera un jour, j'en suis sûr ! Autre dédicace à tout le groupe théâtre de la Maison de l'Europe ("Insensé ! Vous voulez être père ! En connaissez vous les devoirs ?") avec qui il y a eu des voyages sympas et des grands moments de rire.

Merci enfin à ma famille. A mes frères et ma sœur pour tous nos bons moments passés ensemble et à mes parents pour m'avoir toujours encourager à faire ce qui m'intéressait, pour leur intérêt, leur soutien et leur aide en particulier durant ces quelques mois où j'ai eu la jambe cassée.

Enfin, merci à toi ma Bibi, qui m'apporte tant et me rend si heureux...

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Présentation de Titan</b>	<b>1</b>
1	Découverte et exploration de Titan	2
1.1	Découverte de Titan	2
1.2	Place de Titan dans le système saturnien	3
1.3	Exploration de Titan par Voyager et Cassini/Huygens	3
2	Atmosphère	10
2.1	Composition et structure thermique	10
2.2	Cycle du méthane, brumes et nuages	10
2.3	Dynamique stratosphérique	14
2.4	Dynamique troposphérique	16
3	Surface et intérieur	20
3.1	Composition de la surface	21
3.2	Montagnes, cryovolcans et cratères	21
3.3	Vallées fluviales	23
3.4	Lacs polaires	24
3.5	Dunes équatoriales	25
3.6	Intérieur de Titan	27
4	Les grandes problématiques actuelles de la recherche sur Titan	29
4.1	Origine et évolution de l'atmosphère	29
4.2	Cycle du méthane : formation des nuages, des vallées fluviales et des lacs	30
4.3	Dynamique troposphérique et formation des dunes	31
4.4	Chimie et brumes organiques : formation, interaction avec la surface et intérêt astrobiologique	31
4.5	Objectifs de la thèse	32
<b>2</b>	<b>Structure thermique et dynamique de la basse troposphère de Titan</b>	<b>35</b>
1	Le GCM Titan de l'IPSL	36
1.1	Description générale d'un GCM	36
1.2	Spécificité du GCM Titan	36
2	Caractérisation de la couche limite de Titan	42
2.1	Observations de la structure thermique et motivations	42
2.2	Article : Two boundary layers in Titan's lower troposphere inferred from a climate model	46

2.3	Analyses supplémentaires sur les variations saisonnières de la couche limite . . . . .	52
2.4	Conclusion . . . . .	58
3	Circulation de couche limite . . . . .	61
3.1	Vents, ondes et formation de nuages dans la basse troposphère . . . . .	61
3.2	Échanges de moment cinétique . . . . .	74
4	Effets des marées gravitationnelles . . . . .	80
4.1	Expression du potentiel de marée . . . . .	81
4.2	Effets atmosphériques des marées gravitationnelles . . . . .	83
5	Effets de la topographie . . . . .	90
5.1	Création de cartes de topographie pour Titan . . . . .	90
5.2	Vents de pentes . . . . .	94
6	Discussion et conclusions . . . . .	96
<b>3</b>	<b>Formation des dunes de Titan</b>	<b>97</b>
1	Motivations . . . . .	98
2	Formation des dunes de Titan par les orages tropicaux . . . . .	101
2.1	Article : Methane storms control Titan's dune orientation . . . . .	101
2.2	Document supplémentaire . . . . .	107
3	Discussion et conclusions . . . . .	114
<b>4</b>	<b>Évolution climatique de Titan</b>	<b>117</b>
1	Motivations . . . . .	118
2	Article : Titan's past and future : 3D modeling of a pure nitrogen atmosphere and geological implications . . . . .	119
2.1	Introduction . . . . .	120
2.2	Method . . . . .	121
2.3	Effects of nitrogen clouds . . . . .	122
2.4	Simulations of paleo- and future climates . . . . .	126
2.5	Precipitations . . . . .	131
2.6	Possible implications for erosion, and crustal exchanges . . . . .	135
2.7	Conclusion . . . . .	137
3	Discussion et conclusions . . . . .	138
<b>5</b>	<b>Évolution climatique de la Terre primitive</b>	<b>141</b>
1	Évolution de l'atmosphère terrestre, lien entre Titan et la Terre primitive . . . . .	142
1.1	Une brève histoire de la Terre . . . . .	142
1.2	Evolution de l'atmosphère terrestre . . . . .	143
1.3	Lien entre Titan et la Terre primitive . . . . .	144
2	Motivations et développement du LMDZ Générique . . . . .	146
3	Article : Exploring the faint young Sun problem and the possible climates of the Archean Earth with a 3D GCM . . . . .	148
3.1	Introduction and background . . . . .	148

---

3.2	Description of the model . . . . .	152
3.3	Model verification on modern Earth . . . . .	157
3.4	Simulation of the Archean Earth . . . . .	159
3.5	Additional warming processes . . . . .	167
3.6	Summary and discussion . . . . .	175
3.7	Perspectives . . . . .	176
4	Cas d'une Terre primitive chaude . . . . .	177
4.1	Modélisation d'une Terre primitive chaude . . . . .	178
4.2	Climats de la Terre Hadéenne : cycle du carbone et effet du LHB . . . . .	180
5	Discussion et conclusions . . . . .	184
	<b>Bibliographie</b>	<b>201</b>



---

# CHAPITRE 1

---

## PRÉSENTATION DE TITAN

Le plus beau sentiment du monde, c'est le sens du mystère.  
Celui qui n'a jamais connu cette émotion, ses yeux sont fermés.  
Albert Einstein

### Sommaire

---

1	Découverte et exploration de Titan . . . . .	2
2	Atmosphère . . . . .	10
3	Surface et intérieur . . . . .	20
4	Les grandes problématiques actuelles de la recherche sur Titan . . . . .	29

---

# 1 Découverte et exploration de Titan

## 1.1 Découverte de Titan

Titan fut découvert par hasard le 25 mars 1655 par l'astronome hollandais Christian Huygens. Ce dernier cherchait à étudier les anneaux de Saturne lorsqu'il observa un astre lumineux à 3 minutes d'arc de la planète. Pour s'assurer qu'il ne s'agissait pas d'une étoile, il répéta l'observation quelques jours plus tard et vérifia que l'astre avait bien bougé. Il appela cette nouvelle lune de Saturne simplement Saturni Luna. De par sa taille, on comprit vite qu'il s'agissait d'un objet important. On le pensait même plus gros que Ganymède mais c'était sans savoir qu'il était entouré d'une épaisse atmosphère. John Herschel (fils de William Herschel qui découvrit notamment Encelade et Mimas) proposa de rebaptiser cette lune Titan en référence aux Titans de la mythologie grecque, les frères et soeurs de Cronos (Saturne en grec). En 1908, l'astronome catalan Josep Comas i Solà observa un assombrissement centre-bord sur Titan. Il interpréta cette observation comme la présence possible d'une atmosphère. Celle-ci fut vraiment confirmée en 1944 par Gerard Kuiper qui réalisa une analyse spectroscopique de Titan et révéla la présence de méthane (Kuiper, 1944). Titan fut alors considéré comme le seul satellite du système solaire à posséder une atmosphère, ce qui faisait de lui un objet unique.



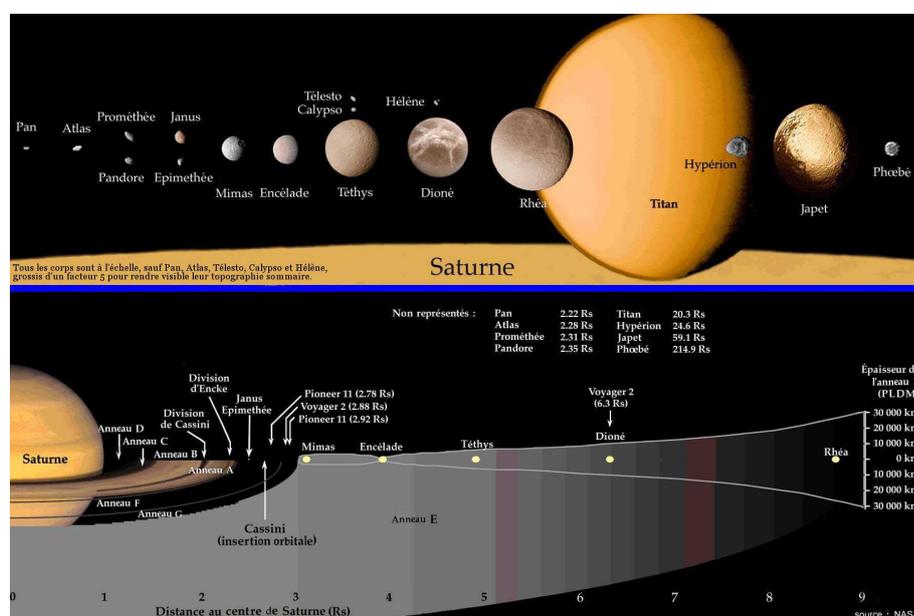
**FIGURE 1.1** – Portrait de Christian Huygens.

## 1.2 Place de Titan dans le système saturnien

Titan est le plus gros des 62 satellites de Saturne. Il s'agit du deuxième plus gros dans le système solaire après Ganymède. Les paramètres astronomiques et physiques de Saturne et de Titan sont donnés dans la table 1.1 et la table 1.2. La durée d'un jour solaire sur Titan vaut :

$$T_{\text{Titan}}^{\text{solaire}} = \frac{1}{\frac{1}{T_{\text{Titan}}^{\text{sidéral}}} - \frac{1}{T_{\text{Saturne}}}} \approx T_{\text{Titan}}^{\text{sidéral}} \quad (1.1)$$

avec  $T_{\text{Titan}}^{\text{sidéral}}$  la durée du jour sidéral de Titan et  $T_{\text{Saturne}}$  la période de révolution de Saturne autour du Soleil (29,45 ans). Par l'effet des forces de marées, Titan tourne en rotation synchrone autour de Saturne, présentant toujours la même face comme la Lune autour de la Terre. La durée du jour sidéral de Titan est donc égale à la période de révolution de Titan autour de Saturne (15,95 jours terrestres) et la durée du jour solaire vaut 15,97 jours terrestres.



**FIGURE 1.2** – Principales lunes de Saturne et leur distance à Saturne. Crédits : NASA/JPL/David Seal

## 1.3 Exploration de Titan par Voyager et Cassini/Huygens

Les observations de Titan depuis le sol ont permis d'obtenir des informations importantes sur la composition atmosphérique, les brumes organiques et les nuages de méthane ainsi que sur l'albédo de la surface. Cependant, la connaissance et la compréhension de Titan ont subi leurs plus grands bonds en avant grâce aux missions d'exploration spatiale. D'abord avec les sondes Voyager (en particulier Voyager 1) puis avec la mission Cassini-Huygens qui est encore en activité.

Paramètres de Saturne	Valeurs
Demi-grand axe	$1,421 \times 10^9$ km
Excentricité	0.05415
Obliquité	$26,7^\circ$
Période de révolution	29,45 ans
Masse	$5,685 \times 10^{26}$ kg
Rayon	58232 km

**TABLE 1.1** – Paramètres astronomiques et physiques de Saturne.

Paramètres de Titan	Valeurs
Demi-grand axe	$1,222 \times 10^6$ km
Excentricité	0.0292
Obliquité/plan de Saturne	$0,3^\circ$
Période de révolution	15,95 jours
Période de rotation	15,95 jours
Masse	$1,345 \times 10^{23}$ kg
Rayon équatorial	2575,15 km
Rayon polaire	2574,47 km
Gravité de surface	$1.354 \text{ m s}^{-2}$

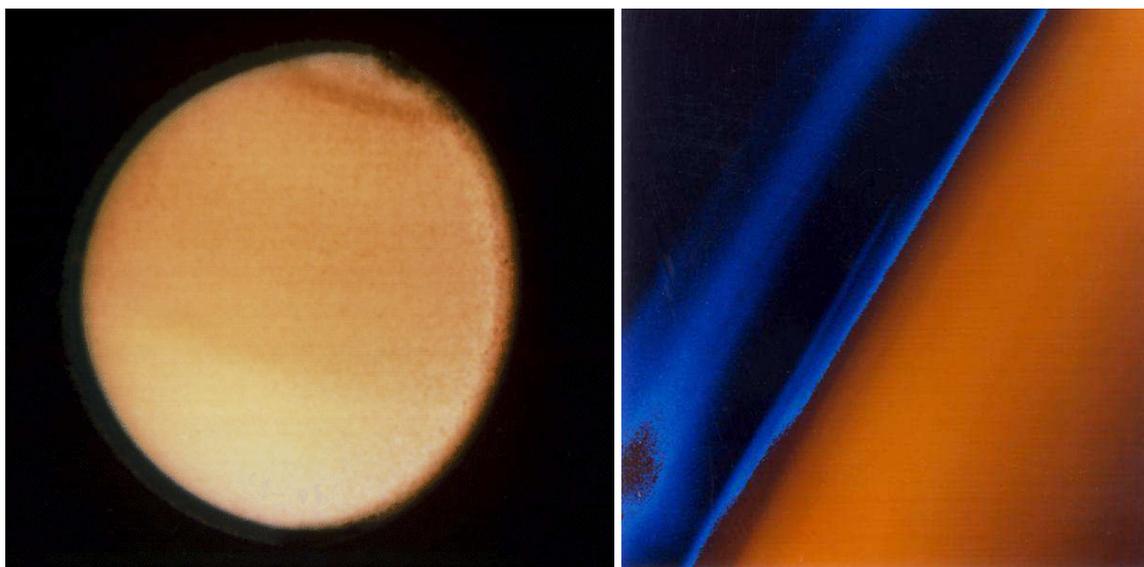
**TABLE 1.2** – Paramètres astronomiques et physiques de Titan.

### 1.3.a Les sondes Voyager

Le programme Voyager est certainement le programme d'exploration spatial qui a le plus fait progresser notre connaissance du système solaire. L'objectif était l'exploration des planètes extérieures du système solaire grâce à deux sondes spatiales identiques Voyager 1 et Voyager 2 lancées en 1977. Ces sondes ont profité d'une conjonction des planètes géantes exceptionnelle qui leur a permis, grâce à l'assistance gravitationnelle, de survoler Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune ainsi que 48 de leurs lunes. Les observations obtenues ont permis de mieux connaître la composition et la dynamique des atmosphères de planètes géantes. Elles ont permis aussi de découvrir 33 nouvelles lunes, des détails dans la structure des anneaux de Saturne et le volcanisme par les forces de marées sur Io. La sonde Voyager 2 a survolé toutes les planètes géantes alors que la sonde Voyager 1 n'a exploré que Jupiter et Saturne afin de réaliser un survol proche de Titan. Les deux sondes ont atteint la vitesse de libération du Soleil et continueront leur course indéfiniment. Voyager 1 a franchi l'héliopause autour du 25 août 2012 (Gurnett et al., 2013) et se trouve maintenant dans le milieu interstellaire.

Les deux sondes ont réalisé un survol de Titan permettant de le photographier (voir figure 1.3). Voyager 1 effectua un survol très proche (à 3900 km d'altitude) en novembre 1980 et permit de réaliser une occultation radio. Celle-ci a permis d'obtenir un profil de température et de méthane (Lindal et al., 1983; Lellouch et al., 1989) et d'évaluer la pression atmosphérique (environ 1.5 bar) et la température de surface (environ 94 K). Les sondes Voyager ont profondément amélioré la connaissance des brumes organiques de Titan, à la fois pour leurs propriétés physiques et optiques (Rages et al., 1983; West and Smith, 1991; Cabane et al., 1993) que pour leurs distribution spatiale (Rages and Pollack, 1983; Rannou et al., 1997) avec notamment une couche détachée vers 350 km (voir Fig. 1.3 droite). Les images de Voyager ont également révélé une asymétrie nord-sud (Sromovsky et al., 1981) (voir Fig. 1.3 gauche) qui est reliée à des variations saisonnières de la composition atmosphérique ou des propriétés des brumes organiques (Coustenis and Bezaud, 1995). Les analyses spectroscopiques de l'atmosphère de Titan par Voyager 1 et 2 ont confirmé la présence de méthane ( $\text{CH}_4$ ), de di-

hydrogène ( $H_2$ ), d'acétylène ( $C_2H_2$ ), d'éthylène ( $C_2H_4$ ) et d'éthane ( $C_2H_6$ ). Elles ont aussi révélée la présence de nitriles ( $HCN$ ,  $HC_3N$  et  $C_2N_2$ ), de monoxyde et dioxyde de carbone ( $CO$  et  $CO_2$ ) ainsi que de molécules d'hydrocarbures plus complexes (Kunde et al., 1981; Maguire et al., 1981; Samuelson et al., 1981; Courtin, 1982; Samuelson et al., 1983; Coustenis et al., 1989; Letourneur and Coustenis, 1993; Coustenis and Bevard, 1995; Coustenis et al., 1999).



**FIGURE 1.3** – Gauche : photographie de Titan par Voyager 2. Droite : photographie de la couche détachée par Voyager 1. Crédits : NASA/JPL

### 1.3.b La mission Cassini-Huygens

La mission Cassini-Huygens (en référence à Jean-Dominique Cassini, astronome français qui étudia la structure des anneaux de Saturne et à Christian Huygens qui découvrit Titan) est une mission d'exploration du système saturnien développée par la NASA (National Aeronautic and Space Agency) en collaboration avec l'ESA (European Space Agency) et l'ASI (Agenzia Spaziale Italiana). L'objectif était d'envoyer une sonde interplanétaire (l'orbiteur Cassini) en orbite autour de Saturne avec une trajectoire complexe afin de survoler les différents corps du système saturnien (Saturne, ses anneaux et ses lunes) ainsi que de déposer un module (le module Huygens) à la surface de Titan. Les objectifs initiaux de la mission en ce qui concerne Titan était (Coustenis and Taylor, 2008) :

- Déterminer les abondances des constituants de l'atmosphère (dont les gaz nobles).
- Etablir les rapports isotopiques des éléments les plus abondants, ce qui permet de mieux contraindre les différents scénarios de formation et d'évolution de l'atmosphère de Titan.
- Obtenir la distribution verticale et horizontale des gaz minoritaires.
- Rechercher des molécules organiques complexes.
- Etudier les sources d'énergie pour la chimie atmosphérique.

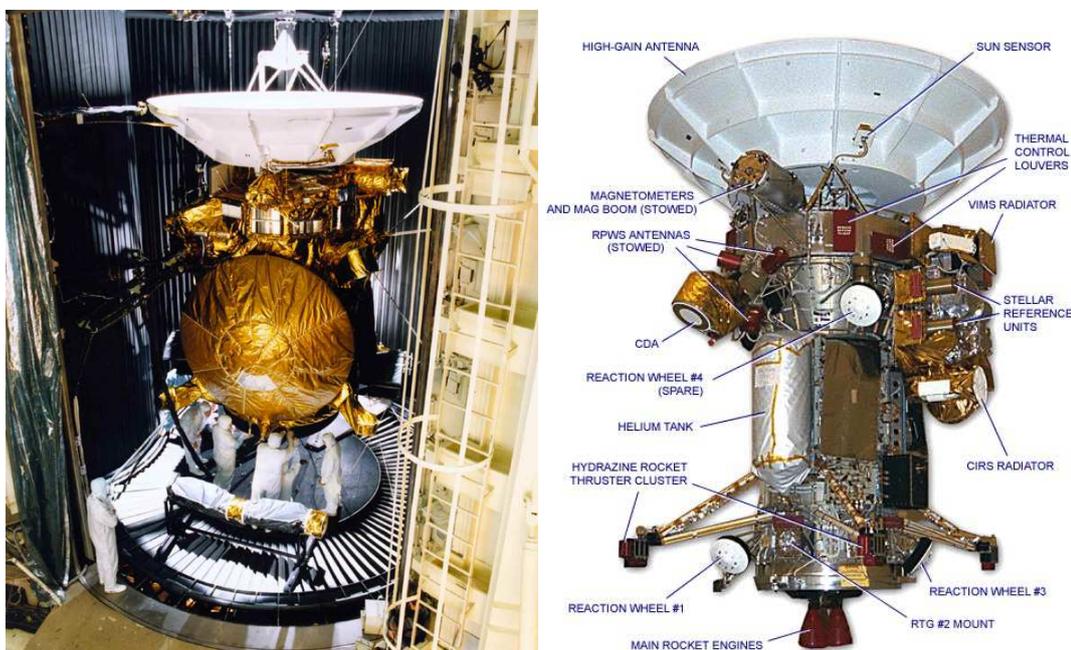
- Modéliser la photochimie stratosphérique.
- Etudier la formation, composition et distribution des aérosols.
- Déterminer les vents et obtenir des cartes globales de température, étudier la physique des nuages, la circulation générale et les effets saisonniers de l'atmosphère.
- Rechercher la présence d'éclairs.
- Déterminer la nature, la composition et la topographie de la surface.
- Déterminer la structure interne.
- Etudier la haute atmosphère, l'ionisation et son rôle comme source de matériaux neutres et ionisés pour la magnétosphère de Saturne.

Cassini-Huygens a été lancé en octobre 1997 avec une fusée Titan. Pour atteindre Saturne, la sonde a dû utiliser l'assistance gravitationnelle de Vénus (deux fois), la Terre et Jupiter. Après 7 ans de voyage, la sonde pénètre dans le système saturnien et s'insère en orbite autour de Saturne le 1 juillet 2004. Le 25 décembre 2004, le module Huygens se détache et plonge vers Titan qu'il atteint le 14 janvier 2005.

**Cassini** La sonde Cassini a été construite au Jet Propulsion Laboratory. Elle mesure 6.8 mètres de haut pour 4 mètres de large et pèse 2150 kg auxquels il faut ajouter les 3123 kg de carburant. Elle comporte en tout 12 instruments scientifiques. Les instruments permettant l'étude de l'atmosphère et de la surface de Titan sont ([Coustenis and Taylor, 2008](#)) :

- *CAPS* (Cassini Plasma Spectrometer) est un spectromètre de masse d'ions. Il mesure les flux d'ions en fonction de leur masse et de leur énergie et permet d'étudier la ionosphère et la magnétosphère de Titan.
- *INMS* (Ion and Neutral Mass Spectrometer) collecte les ions et particules neutres de la haute atmosphère de Titan (au-delà de 950 km d'altitude) et détermine leur nature et composition.
- *UVIS* (Ultraviolet Imaging Spectrograph) est un spectromètre ultraviolet fonctionnant entre 0.2 et 0.5 nm. Il permet d'étudier la composition chimique et la température de la haute atmosphère.
- *ISS* (Imaging Science Subsystem) consiste en une caméra grand angle et une à ouverture plus étroite mais avec une meilleure résolution. Elles fonctionnent entre 0.2 et 1.1  $\mu\text{m}$ . En observant dans une des fenêtre optiques du méthane (vers 0.94  $\mu\text{m}$ ), cet instrument permet d'observer les nuages et la surface de Titan.
- *VIMS* (Visual et Infrared Mapping Spectrometer) est un spectromètre fonctionnant dans le visible et le proche l'infrarouge (entre 0.3 et 5  $\mu\text{m}$ ). Cet instrument permet d'observer l'atmosphère de Titan, les aérosols et les nuages, ainsi que d'étudier la composition de la surface et la signature thermique de cryo-volcans.
- *CIRS* (Composite Infrared Spectrometer) est un spectromètre fonctionnant dans l'infrarouge thermique (entre 7 et 1000  $\mu\text{m}$ ). Il permet d'étudier la structure thermique et la composition chimique de l'atmosphère ainsi que déterminer la température de surface.
- *RSS* (Radio Science Subsystem) est le système de communication radio de Cassini. Il permet lors d'occultation-radio, de sonder l'atmosphère afin d'obtenir des profils de température, vent ou d'espèces chimiques.

- *Cassini Radar* est un radar multimode. Il possède un mode passif radiométrique qui mesure l'émission radiométrique de la surface de Titan (pour mesurer l'émissivité de la surface) et 3 modes actifs (diffusimètre, radiomètre et SAR). Il permet d'étudier le relief et la présence de surface liquide sur Titan.

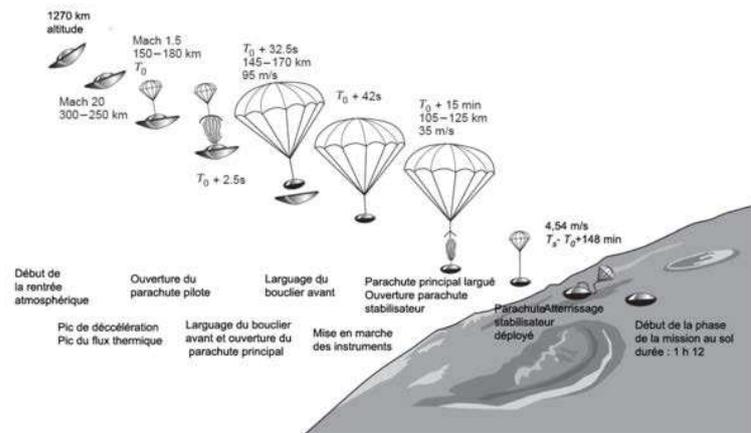


**FIGURE 1.4** – Photographie de l'orbiteur Cassini avec la sonde Huygens (à gauche) et schéma de ses différents instruments (à droite). Crédits : NASA/JPL

**Huygens** Le module Huygens a été développé par l'Agence Spatiale Européenne. Il pèse 318 kg et possède un bouclier thermique de 2.7 m de diamètre. Les instruments embarqués sont (Coustenis and Taylor, 2008) :

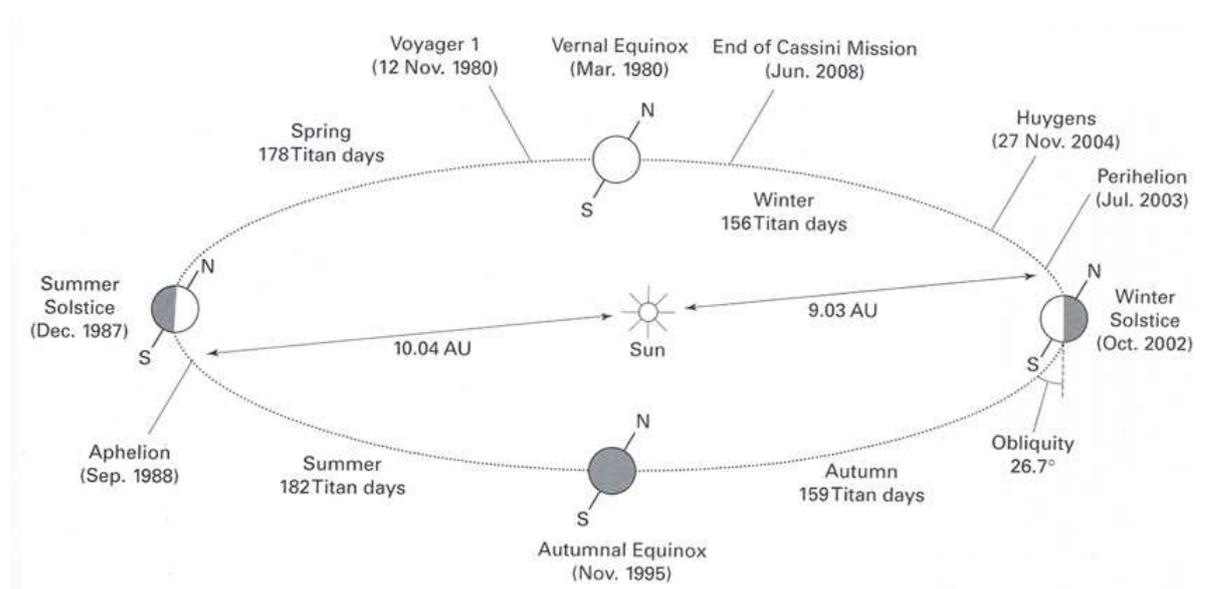
- *ACP* (Aerosol Collector Pyrolyser) qui collecte les aérosols durant la descente et réalise une pyrolyse avant de les transférer au GCMS.
- *GCMS* (Gas Chromatograph/Mass Spectrometer) permet de mesurer la composition chimique de l'atmosphère et l'abondance des espèces ainsi que d'analyser les aérosols.
- *DISR* (Descent Imager/Spectral Radiometer) est un ensemble de capteurs et d'imagerieurs visible et infrarouge. Il permet de mesurer les flux montants et descendants (et donc l'absorption du milieu dans le visible et le proche infrarouge) et de photographier la surface.
- *HASI* (Huygens Atmospheric Structure Instrument) est un ensemble d'instruments et de capteurs mesurant la température, la pression, densité et la conductivité atmosphériques. Il permet aussi de mesurer l'activité électrique et de rechercher des éclairs.
- *DWE* (Doppler Wind Experiment) est un instrument contenant une horloge atomique très précise qui permet de mesurer par effet doppler la vitesse des vents et de reconstruire la trajectoire de la sonde.

- *SSP* (Surface Science Package) est un instrument conçu pour étudier la surface (solide ou liquide) lors de l'atterrissage d'Huygens. Il permet de mesurer les propriétés thermiques et mécaniques de la surface.



**FIGURE 1.5** – Photographie du module Huygens (à gauche) et schéma de sa descente dans l'atmosphère de Titan (droite). Crédits : ESA

Le figure 1.6 correspond à la chronologie des mission Voyager 1 et Cassini-Huygens jusqu'en juin 2008 par rapport à l'année titaniennne. L'exploration par Cassini a été prolongée jusqu'en 2017 avec pour titre Cassini Solstice Mission.



**FIGURE 1.6** – Chronologie de la mission Voyager 1 et de la mission Cassini-Huygens par rapport à l'année titannienne. Figure issue de [Tokano et al. \(1999\)](#).

## 2 Atmosphère

### 2.1 Composition et structure thermique

Titan est entouré d'une atmosphère épaisse et opaque composée essentiellement de diazote (entre 94 et 98 % en fonction de l'altitude). Elle contient également une proportion importante de méthane variant avec l'altitude entre environ 5.65% proche de la surface et 1.48 % dans la stratosphère (Niemann et al., 2010). La table 1.3 récapitule quelques données de composition dans la basse stratosphère et proche de la surface. La photodissociation du méthane et du diazote atmosphérique provoque la formation d'un grand nombre de molécules organiques (hydrocarbures et nitriles) (Atreya, 2010). La croissance de ces molécules dans l'atmosphère conduit à la formation de brumes organiques qui donnent cette couleur orange à l'atmosphère de Titan et la rendent opaque. Durant la descente de la sonde Huygens vers Titan, l'accéléromètre détecta des forces de frottements aérodynamiques causées par l'atmosphère à environ 1500 km d'altitude. L'atmosphère titaniaque est ainsi environ 10 fois plus étendue que l'atmosphère terrestre. Les mesures de composition chimique et de température lors de la descente de Huygens sont les seules mesures in situ dont nous disposons et sont de loin les plus précises. La table 1.3 récapitule quelques données de composition et température mesurées par Huygens au niveau de la surface (Niemann et al., 2010; Fulchignoni et al., 2005). Proche de la surface, la pression est d'environ 1.47 bar et la température d'environ 93.6 K, la densité de l'air est donc environ 4,5 fois plus élevée que sur Terre. La figure 1.7 correspond au profil de température mesuré par l'instrument HASI durant la descente de Huygens (Fulchignoni et al., 2005). Comme sur Terre, on peut diviser l'atmosphère de Titan en une troposphère (entre 0 et 40 km), une stratosphère (entre 40 et 250 km), une mésosphère (entre 250 et 500 km) et une thermosphère (entre 500 et environ 1500 km).

Le température dans la troposphère diminue avec l'altitude d'environ 93.6 K à la surface à environ 70 K à la tropopause (40 km ou 115 hPa). Le gradient de température y est plus faible que le gradient adiabatique sec d'environ -1.31 K/km (gradient à partir duquel l'air plus chaud en dessous, s'élève dans l'atmosphère) et est donc assez stable. Dans la stratosphère, la température augmente avec l'altitude de 70 K à 186 K (altitude de 250 km). L'inversion de température stratosphérique est provoquée par l'absorption du rayonnement solaire par les brumes organiques.

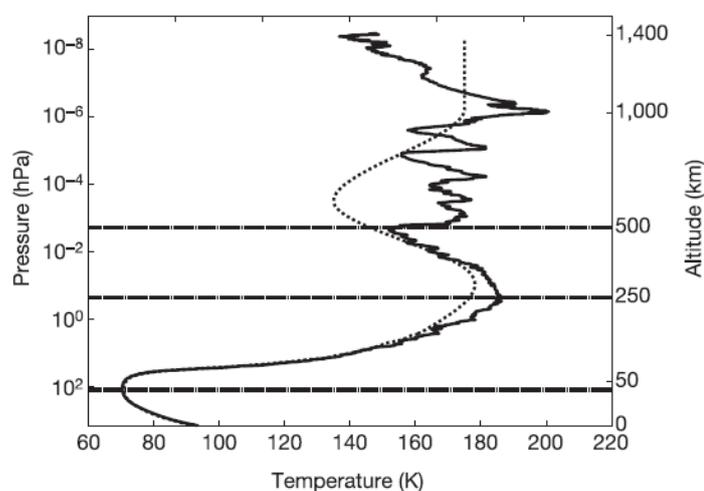
L'albédo planétaire (albédo de Bond) de Titan est d'environ 0.26 (Tomasko and Smith, 1982; Younkin, 1974), c'est-à-dire qu'environ 70% du rayonnement solaire est réfléchi par Titan (essentiellement par les brumes et la diffusion Rayleigh de l'atmosphère). Parmi les 30 % restant, les deux tiers sont absorbés par l'atmosphère. Il n'y a donc qu'environ 10% du rayonnement solaire incident qui atteint la surface (McKay et al., 1989).

### 2.2 Cycle du méthane, brumes et nuages

Le méthane avec le diazote est la source de tous les composés organiques (molécules et aérosols) dans l'atmosphère de Titan. De plus, les conditions de températures et de pression sont telles qu'ils peuvent condenser dans l'atmosphère. Il y a donc un véritable cycle du mé-

Composition atmosphérique dans la basse stratosphère :	
N <sub>2</sub>	98.4%
CH <sub>4</sub>	1.48%
H <sub>2</sub>	0.101%
Ar ( <sup>40</sup> Ar + <sup>36</sup> Ar)	0.003%
Composition atmosphérique proche de la surface :	
N <sub>2</sub>	94.3%
CH <sub>4</sub>	5.6%
H <sub>2</sub>	0.099%
Ar ( <sup>40</sup> Ar + <sup>36</sup> Ar)	0.003%
Température de la surface	93.65K
Pression à la surface	1.467 bar

**TABLE 1.3** – Composition atmosphérique dans la basse stratosphère (75.5-139.8 km) et proche de la surface (0-6.7 km) pour les gaz principaux et température/pression à la surface (Niemann et al., 2010; Fulchignoni et al., 2005).

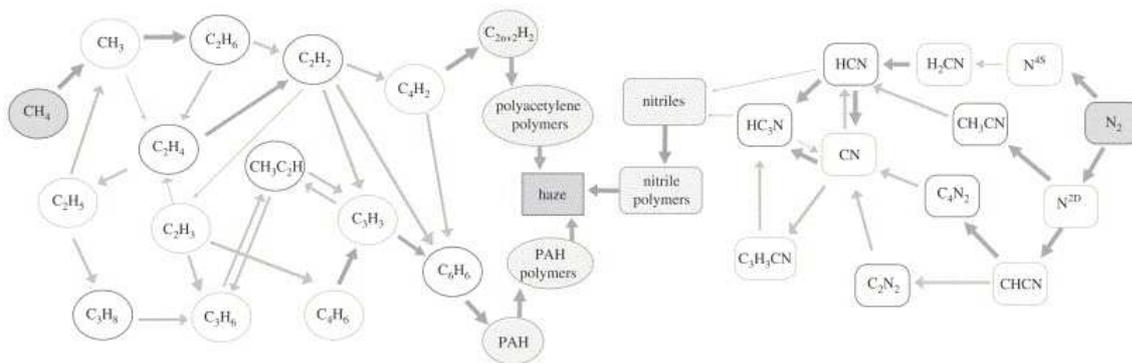


**FIGURE 1.7** – Profil vertical de température de l'atmosphère de Titan. Le trait plein correspond au profil mesuré par Huygens (Fulchignoni et al., 2005). Le trait pointillé correspond au profil de température prédit avec le modèle atmosphérique de Yelle et al. (1997).

thane sur Titan qui peut se séparer en un cycle de production des composés organiques et en un cycle thermodynamique du méthane (et de l'éthane), passant de l'état gazeux à l'état liquide/solide.

### Cycle du méthane : formation des brumes organiques

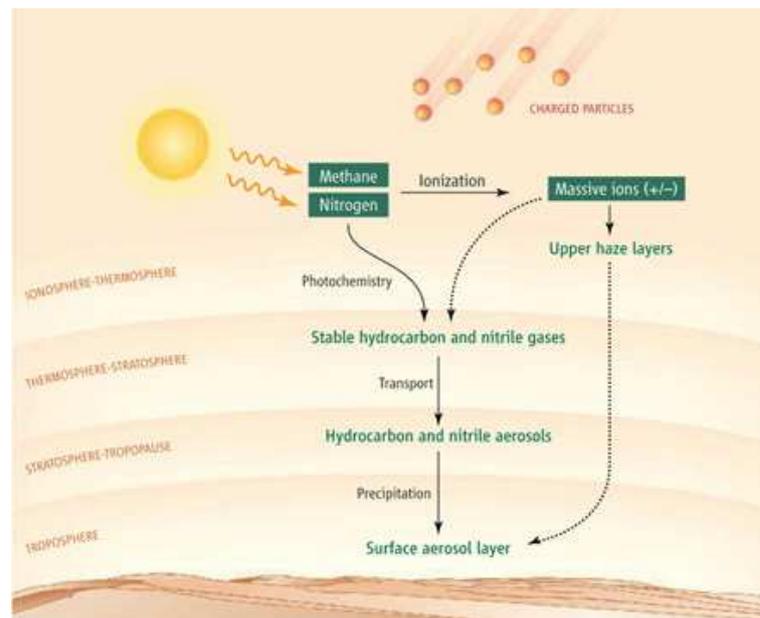
Sous l'action du rayonnement ultraviolet solaire et de particules chargées venant de la magnétosphère de Saturne,  $N_2$  et  $CH_4$  peuvent être ionisés ou dissociés. Il s'en suit toute une succession de possibles réactions photochimiques qui conduisent à la croissance de polymères d'hydrocarbures ou de nitriles et d'hydrocarbures polyaromatiques 1.8. Les aérosols de Titan seraient constitués de ces polymères. L'analyse des aérosols récoltés par Huygens a montré qu'ils sont constitués essentiellement d'atomes de carbone, d'azote et d'hydrogène (Israël et al., 2005). Les observations d'INMS et de CAPS suggèrent une production de molécules de benzène et d'ions (positifs et négatifs) lourds directement dans la ionosphère ( $\sim 1000$  km). Ces grosses molécules permettraient ensuite la formation d'aérosols d'hydrocarbures, de nitriles et d'hydrocarbures polyaromatiques soit directement dans la haute atmosphère, soit en condensant dans la stratosphère (Waite et al., 2007). Une partie des aérosols devraient sédimenter ensuite jusqu'à la surface de Titan. Le schéma 1.9 illustre les différentes étapes de la production de molécules d'hydrocarbures ou de nitriles puis d'aérosols dans l'atmosphère de Titan.



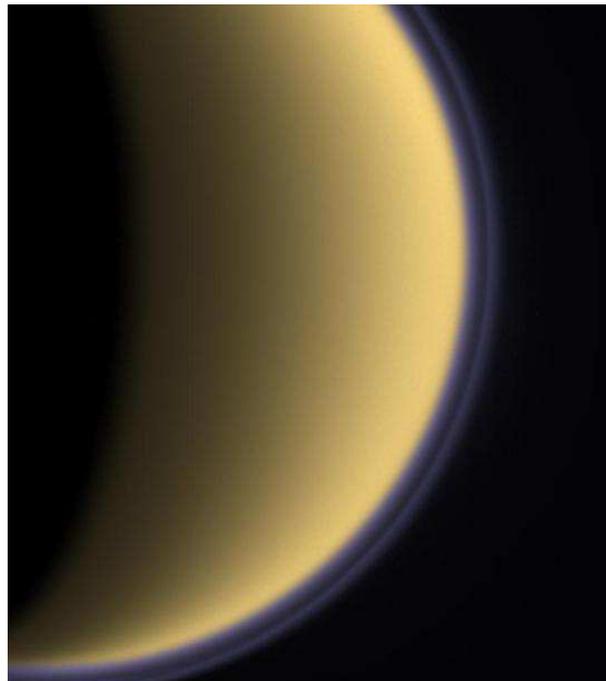
**FIGURE 1.8** – Schéma simplifié de la photochimie du méthane et de l'azote dans l'atmosphère de Titan conduisant à la formation de brume. Figure issue de [Atreya et al. \(2006\)](#).

Les brumes organiques forment une couche principale vers 250 km et une couche détachée vers 400-500 km (voir figure 1.10). Cette couche détachée serait causée par la circulation méridienne stratosphérique ([Rannou et al., 2002](#)) ou par la microphysique des aérosols, dont la croissance, l'épaisseur optique et les différences de vitesses de sédimentation pourraient conduire à l'apparition d'une couche à haute altitude ([Lavvas et al., 2009](#)). Il est tout à fait possible que les deux mécanismes interviennent ([Cours et al., 2011](#)).

La couche détachée a été observée par Voyager 2 à une hauteur de 300-350 km en 1981 (un peu après l'équinoxe de printemps nord) ([Rages and Pollack, 1983](#)), puis par Cassini vers 500 km en 2005 (été sud) ([Porco et al., 2005](#)) et vers 380 km en 2009 (de nouveau l'équinoxe de printemps nord) ([West et al., 2011](#)). Il semble donc que son altitude subisse des variations saisonnières qui peuvent s'expliquer grâce à la dynamique stratosphérique ([West et al., 2011](#); [Rannou et al., 2002](#)).



**FIGURE 1.9** – Cycle du méthane, figure issue de [Atreya \(2007\)](#).



**FIGURE 1.10** – Photographie de Titan prise par Cassini faisant apparaître la couche détachée. Figure issue de [Porco et al. \(2005\)](#).

### Cycle du méthane : formation des nuages

Les conditions de température et de pression dans la troposphère de Titan sont telles que le méthane et l'éthane peuvent condenser sous forme liquide ou solide. Les profils de méthane

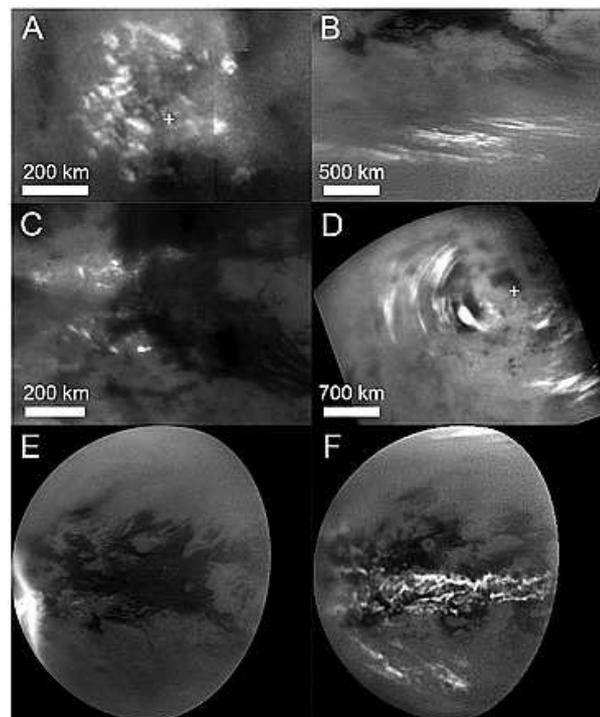
obtenus par la mission Voyager 1 (Lellouch et al., 1989) ont fait penser que la condensation de nuages troposphériques de méthane devait avoir lieu. La première détection de nuages de méthane eu lieu 1995 avec des observations depuis le sol (Griffith et al., 1998). Ils ont été interprétés comme des nuages convectifs de méthane qui se seraient développés dans la basse troposphère de Titan, près de l'équateur et durant l'équinoxe d'automne. Par la suite de nombreux autres nuages de méthane ont été observés par Cassini (Roe et al., 2005; Griffith et al., 2005; Porco et al., 2005; Rodriguez et al., 2009; Griffith et al., 2009; Turtle et al., 2011b,a; Rodriguez et al., 2011) et par des télescopes au sol (Brown et al., 2002; Schaller et al., 2009). De plus, des nuages d'éthane (Griffith et al., 2006) ont été détectés au pôle Nord durant l'hiver nord. Les différents nuages de Titan peuvent être classés en 4 catégories (Coustenis and Taylor, 2008) :

- Des nuages ou une brume permanents d'éthane dans la basse stratosphère et la troposphère dans les régions polaires (au delà de 60° de latitude). Ils sont formés par la subsidence de la circulation stratosphérique au pôle d'hiver.
- Des nuages de méthane sporadiques entre 15 et 30 km d'altitude à basse latitude. Il s'agit généralement de nuages convectifs apparaissant durant l'équinoxe (voir figure 1.11 C, E et F).
- Des nuages de méthane sporadiques mais fréquents vers 15 km d'altitude aux moyennes latitudes de l'hémisphère d'été (voir figure 1.11 B).
- Des nuages de méthane fréquents aux deux pôles, plutôt dans la haute troposphère et au pôle d'été (voir figure 1.11 A et D).

Pour le gros événement observé en septembre 2010 (voir figure 1.11E), des précipitations de méthane ont été identifiées, causant un assombrissement temporaire de la surface (Turtle et al., 2011a). Ces événements intenses sont suspectés d'être à l'origine des vallées fluviales observées dans la bande équatoriale de Titan (voir partie 1.3.3. sur les vallées fluviales). L'analyse des profils de température et de méthane obtenus durant la descente de Huygens semblent indiquer que la sonde a traversé un nuage stratiforme de glace de méthane entre 30 et 20 km, puis un nuage optiquement fin (non observé par DISR) entre 16 et 8 km d'un mélange de méthane et de diazote liquide (Tokano et al., 2006b). Ce dernier nuage pourrait correspondre à une brume permanente recouvrant peut-être la moitié de Titan. Cette très légère pluie continue pourrait expliquer pourquoi le sol où Huygens a atterri était mou et légèrement humide (Zarnecki et al., 2005; Niemann et al., 2005). Il n'est cependant pas certain que cette brume atteigne la surface avant de s'évaporer (Graves et al., 2008). Des observations au sol ont confirmé au premier abord cette brume (Ádámkóvics et al., 2007) mais ont ensuite été réfutées (Kim et al., 2008). La présence de brume autour de Titan reste donc controversée.

### 2.3 Dynamique stratosphérique

La dynamique de la stratosphère de Titan est contrôlée par l'absorption du rayonnement solaire. Les modèles de circulation générale prédisent une importante circulation stratosphérique (Hourdin et al., 1995; Lebonnois et al., 2012a). La circulation méridienne correspond à une grande cellule de Hadley allant du pôle d'hiver au pôle d'été. Au moment de l'équinoxe,



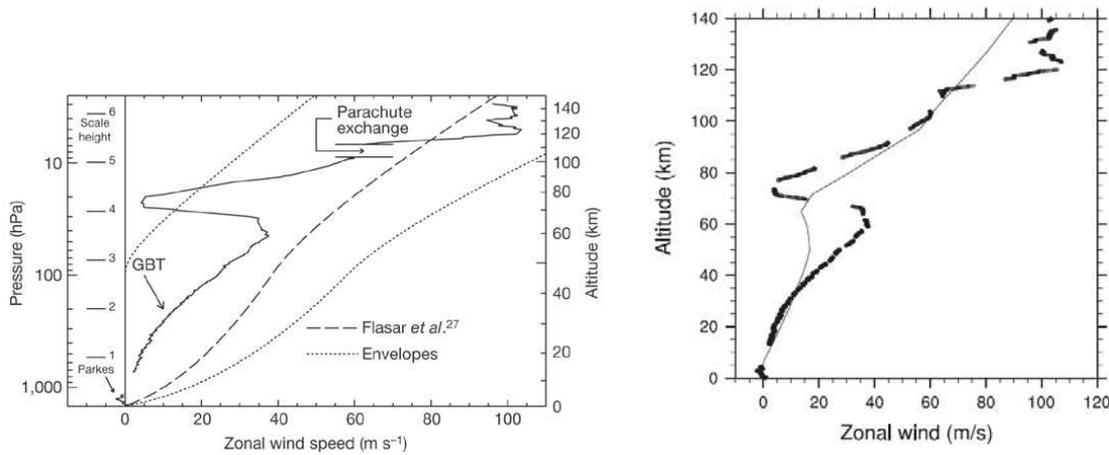
**FIGURE 1.11** – Nuages de méthane observé par ISS sur Cassini. A : nuages sporadiques au pôle Sud (juillet 2004 ou été sud sur Titan). B : nuages de moyenne latitude dans l’hémisphère sud (décembre 2009 ou équinoxe sur Titan). C : nuages sporadiques à basse latitude (juin 2006 ou été sud sur Titan). D : nuages aux pôle Nord (septembre 2009 ou équinoxe sur Titan). E : énorme nuage convectif à basse latitude (septembre 2010 ou équinoxe sur Titan). F : nuages à basses et moyennes latitudes (octobre 2010 ou équinoxe sur Titan). Figure issue de [Turtle et al. \(2011b\)](#).

la circulation s’inverse et durant un moment assez court, deux cellules sont présentes. La couche détachée de Titan a été expliquée par [Rannou et al. \(2002\)](#) comme étant causée par les vents méridiens à haute altitude, qui transportent les aérosols au pôle d’hiver avant qu’ils aient pu sédimenter et produisent une couche d’aérosols sur une large extension latitudinale. La stratosphère présente une forte super-rotation, c’est-à-dire que l’atmosphère tourne plus vite que la surface de Titan. Le vent zonal souffle vers l’est à toutes les latitudes. La super-rotation a été révélée par les occultations radio de la sonde Voyager 1 ([Flasar et al., 1981](#)), puis confirmée par des occultations stellaires ([Sicardy et al., 1990](#); [Hubbard et al., 1993](#)), l’instrument CIRS sur Cassini ([Flasar et al., 2005](#)), le tracking de nuage ([Porco et al., 2005](#)) et la sonde Huygens ([Bird et al., 2005](#); [Tomasko et al., 2005](#)). La figure 1.12 correspond au profil de vent zonal mesuré par la sonde Huygens durant sa descente grâce à l’instrument DWE. On voit que le vent zonal atteint 100 m/s à 120 km. A partir de la section méridienne du champ de température  $T$ , il est possible de dériver le vent zonal  $u$  par l’équation du vent thermique :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( 2\Omega u \sin \lambda + \frac{u^2 \tan \lambda}{a} \right) \approx -\frac{g}{T} \frac{1}{a} \left( \frac{\partial T}{\partial \lambda} \right) \quad (1.2)$$

où  $a=2575\text{km}$  est le rayon de Titan,  $\lambda$  la latitude,  $g=1.35\text{m/s}^2$  la gravité et  $\Omega=4.56 \times 10^{-6}\text{rad/s}$  la vitesse de rotation de Titan. Les sections latitudinales de température mesurées par CIRS dans la stratosphère permettent alors de déduire l'existence d'un jet d'hiver où le vent zonal atteint près de 200 m/s (Achterberg et al., 2008) (voir figure 1.13).

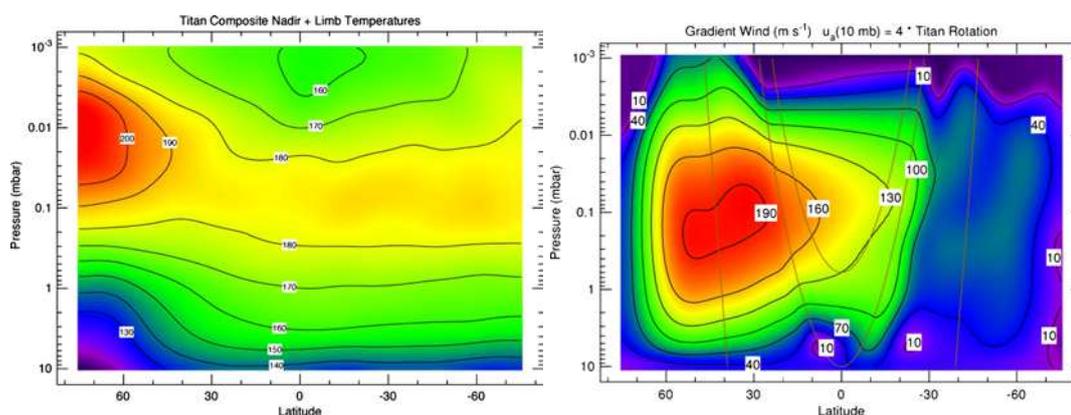
Le développement de la super-rotation est lié à une accumulation de moment cinétique à l'équateur, causé probablement par un transport de moment par des ondes barotropes suivant le mécanisme de Gierasch (Gierasch, 1975). Hourdin et al. (1995) ont été les premiers à simuler la super-rotation de Titan avec un GCM et ont révélé en effet un transport méridien de moment cinétique par des ondes transitoires. Le nouveau GCM Titan de l'IPSL (Lebonnois et al., 2012a) reproduit correctement la super-rotation (voir figure 1.12).



**FIGURE 1.12** – à gauche : en trait plein, profil de vent zonal mesuré par Huygens (Figure issue de (Bird et al., 2005)). à droite : profil de vent zonal Huygens (points) et simulé par le GCM Titan de l'IPSL (Figure issue de Lebonnois et al. (2012a)).

## 2.4 Dynamique troposphérique

La circulation dans la troposphère de Titan est contrôlée par l'absorption du rayonnement solaire par la surface (effet dominant dans la basse troposphère) et l'atmosphère (effet dominant dans la haute troposphère). Comme pour la stratosphère, les modèles climatiques prédisent que la circulation dans la troposphère est caractérisée par une grande cellule de Hadley, s'inversant à l'équinoxe pour former deux cellules de Hadley (Hourdin et al., 1995; Tokano et al., 1999; Rannou et al., 2002; Mitchell et al., 2006; Tokano, 2009; Friedson et al., 2009; Lebonnois et al., 2012a; Charnay and Lebonnois, 2012). La zone où se trouvent les deux branches ascendantes des cellules de Hadley s'appelle la zone de convergence inter-tropical ou ITCZ. Par rapport à la Terre, cette circulation méridienne possède deux différences fondamentales. La première est l'extension en latitude de la cellule de Hadley, bien supérieure

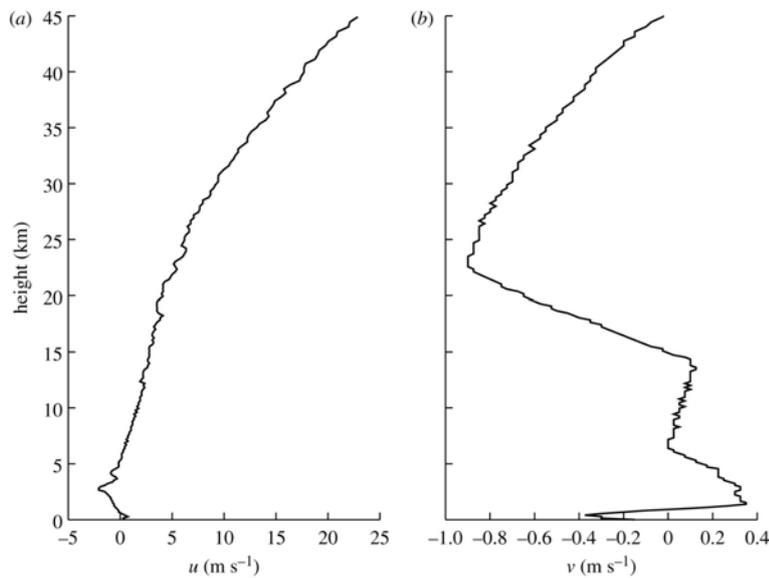


**FIGURE 1.13** – Section méridienne de température (à gauche) obtenue par CIRS et vent zonal dérivé à partir de ces températures avec l'équation du vent thermique (à droite). Figures issues de [Achterberg et al. \(2008\)](#).

sur Titan. La cellule (qu'elle soit unique ou double au moment de l'équinoxe) doit atteindre les hautes latitudes voire les pôles sur Titan. Ceci est lié à la vitesse de rotation de Titan environ 16 fois plus faible que celle de la Terre. La force de Coriolis est alors plus faible ce qui limite la formation d'un jet de moyenne latitude instable. Ensuite, la circulation troposphérique de Titan subit un renversement saisonnier. Sur Terre deux cellules restent toujours présentes et l'ITCZ varie peu en latitude avec les saisons. Ceci s'explique par la forte inertie thermique des océans qui maintiennent une température de surface maximale dans la bande équatoriale, confinant l'ITCZ à cet endroit. La conservation du moment cinétique implique que les vents de surface soufflent en moyenne vers l'ouest dans la bande équatoriale et vers l'est aux moyennes latitudes ([Zhu et al., 2008](#)) comme sur Terre où on appelle les vents d'est les alizés.

La figure 1.14 correspond aux profils de vent zonal et méridien mesuré durant la descente de Huygens. On y voit que le vent zonal est positif au dessus de 5 km. C'est à partir d'ici que commence la superrotation et la vitesse du vent zonal augmente continûment avec l'altitude. Le vent zonal est orienté vers l'est entre 0 et 700 m et vers l'ouest entre 700 m et 5 km. Ces changements d'orientation seront expliqués au chapitre 2. Le vent méridien est plus complexe à analyser. On remarque qu'il est orienté vers le Sud dans le premier km et vers le Nord entre 1 et 5 km. Ces orientations sont compatibles avec la circulation méridienne pour cette saison (été de l'hémisphère sud). Les orientations du vent méridien au dessus de 5 km pourraient être liées à des ondes ou à l'effet des nuages qu'a traversés Huygens durant sa descente. Enfin, la vitesse du vent mesurée par Huygens près de la surface (dans le premier km) est très faible (inférieure à 1 m/s). Tous les GCMs prédisent en effet de très faibles vents de surface sur Titan ([Tokano, 2008](#); [Friedson et al., 2009](#); [Charnay and Lebonnois, 2012](#)).

A cause de la densité atmosphérique élevée, de la forte absorption atmosphérique du rayonnement solaire et du faible chauffage de la surface, la troposphère de Titan est très stable. Le cycle diurne y est nécessairement très peu marqué. De plus la troposphère de Titan doit être essentiellement barotrope (les isobares sont parallèles aux isothermes), ce qui empêche la possibilité d'avoir des instabilités baroclines qui sont la principale source de



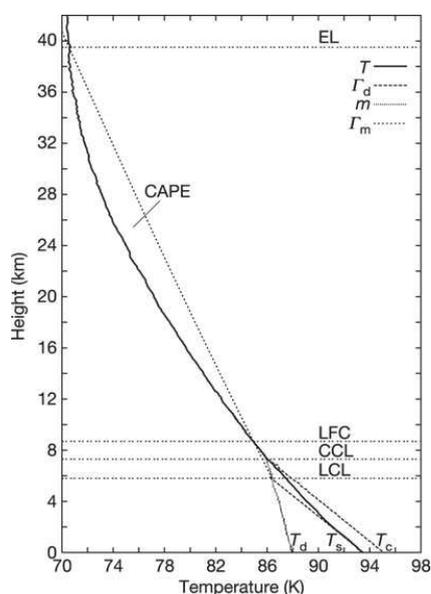
**FIGURE 1.14** – Profils de vent zonal (gauche) et méridien (droite) dans la troposphère de Titan construits à partir de la trajectoire de la sonde Huygens durant sa descente (Kazeminejad et al., 2007). Figure issue de Tokano (2009).

systèmes météorologiques (anticyclones, dépressions et tempêtes) aux moyennes latitudes sur Terre et sur Mars. Il a été prédit que les marées gravitationnelles causées par Saturne pourraient avoir un impact sur la dynamique troposphérique (Müller-Wodarg et al., 2000; Tokano and Neubauer, 2002). Tokano and Neubauer (2002) ont simulé leurs effets avec un GCM. Ils ont obtenu un effet très fort sur la pression et un impact sur les vents de surface avec l'apparition de vents tournants avec des vitesses d'environ 1 m/s et une période d'un jour Titan.

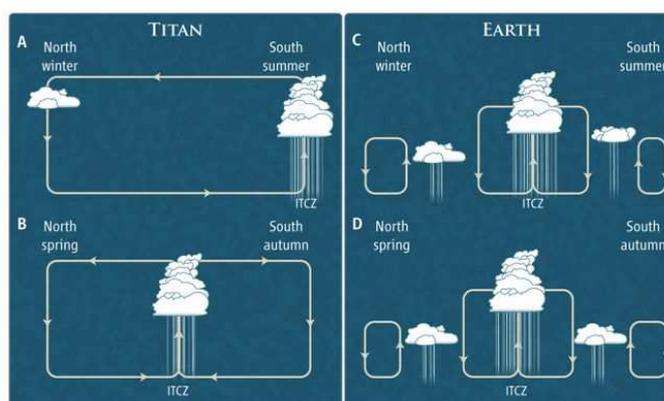
Le cycle du méthane peut apporter une certaine variabilité à la dynamique troposphérique. Les nuages convectifs de méthane produisent de forts vents verticaux (Hueso and Sánchez-Lavega, 2006) et peuvent générer des ondes planétaires (Schaller et al., 2009). Cependant, les profils de température et d'humidité relative mesurée par Huygens (Fulchignoni et al., 2005; Niemann et al., 2005) ne permettent pas de former facilement des nuages convectifs à la saison et au niveau du site de Huygens (Tokano et al., 2006b; Griffith et al., 2008). L'humidité relative mesurée au sol par Huygens vaut 45%. Ceci implique un niveau de condensation vers 6 km (altitude à partir de laquelle une parcelle d'air venant de la surface condense) et un niveau de convection libre vers 9 km (altitude à partir de laquelle une parcelle d'air devient instable vis-à-vis de la convection humide et s'élève à travers toute la troposphère) (Tokano et al., 2006b; Griffith et al., 2008) (voir figure 1.15). Le déclenchement de la convection profonde nécessite alors une augmentation de la température de surface de l'ordre de 2 K, bien supérieure aux variations prédites par les GCMs. Seule une augmentation de l'humidité peut permettre de déclencher des nuages convectifs au niveau du site Huygens.

Ainsi, la bande équatoriale est dépourvue de nuages optiquement épais durant la majorité de l'année titaniaque (Rodriguez et al., 2009; Rodriguez et al., 2011). Cependant, il se

produit au moment de l'équinoxe une convergence d'humidité vers l'équateur qui permet le déclenchement de la convection profonde (Tokano, 2011; Mitchell et al., 2011; Schneider et al., 2012) (voir figure 1.16). Les régions équatoriales subissent à ce moment une saison de pluie, qui reste cependant peu intense et avec des précipitations épisodiques.



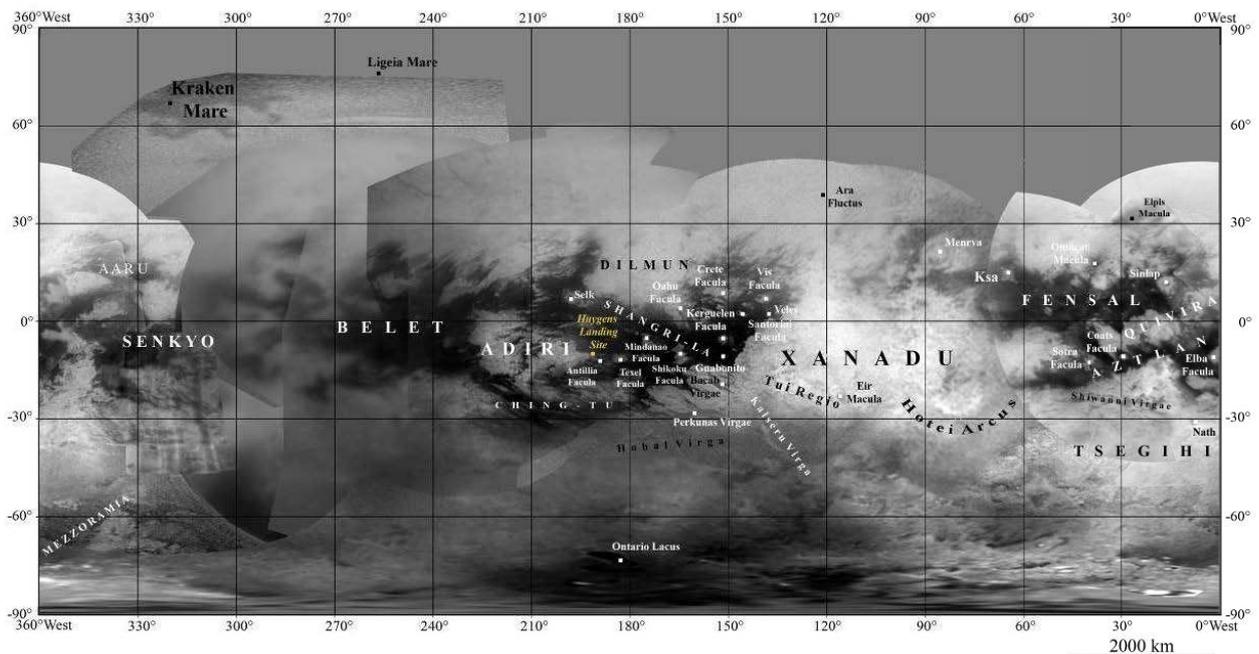
**FIGURE 1.15** – Diagramme thermodynamique de la troposphère mesurée durant la descente de Huygens.  $T_s$  (=93.6 K) est la température de surface,  $T_d$  (=88 K) est la température du point de rosée à la surface,  $T_c$  (=95 K) est le seuil de température de surface pour déclencher la convection humide. LCL (= 6 km) est le niveau de condensation et FCL (=9 km) est le niveau de convection libre. Figure issue de Tokano et al. (2006b).



**FIGURE 1.16** – Schéma de la circulation méridienne sur Titan et sur la Terre et des zones/périodes de précipitations. Figure issue de Tokano (2011).

### 3 Surface et intérieur

Avant l'arrivée de Cassini-Huygens, on pensait que la surface de Titan devait être complètement recouverte d'un grand océan de méthane/éthane liquide pour permettre la présence du méthane atmosphérique (Lunine et al., 1983). Des observations avec des télescopes ont ensuite montré des variations longitudinales d'albédo de la surface explicables seulement par la présence de continents (Griffith, 1993; Smith et al., 1996). La sonde Huygens a été conçue pour pouvoir se poser sur une étendue liquide. Elle a atterri finalement sur un sol légèrement mou (Zarnecki et al., 2005). Les premières images par Cassini n'ont révélé aucune surface liquide (Porco et al., 2005), éliminant alors la possibilité d'avoir des grandes mers d'éthane/méthane sur Titan. Cependant, durant les premiers survols polaires de Titan, le radar de Cassini a permis de trouver ces réservoirs liquides tant espérés, sous la forme de lacs a priori de méthane ou d'éthane (Stofan et al., 2007). La surface de Titan présente en réalité une diversité étonnante avec des plaines, des montagnes, des cryo-volcans, des cratères d'impact, d'immenses champs de dunes, des réseaux de vallées fluviales et des lacs polaires. Le cycle de méthane joue un rôle capital dans cette diversité de terrains. La figure 1.17 correspond à une carte globale de la surface de Titan. On peut y voir au pôle Nord Kraken Mare (la plus grande mer de Titan), à l'équateur des zones sombres qui correspondent essentiellement à des champs de dunes et une grande zone brillante (Xanadu) dont l'origine est encore inconnue. Le site d'atterrissage de Huygens y est indiqué en jaune.



**FIGURE 1.17** – Carte globale de la surface de Titan à partir d'images de ISS à  $0.94 \mu\text{m}$ . Figure issue de [Stephan et al. \(2009\)](#)

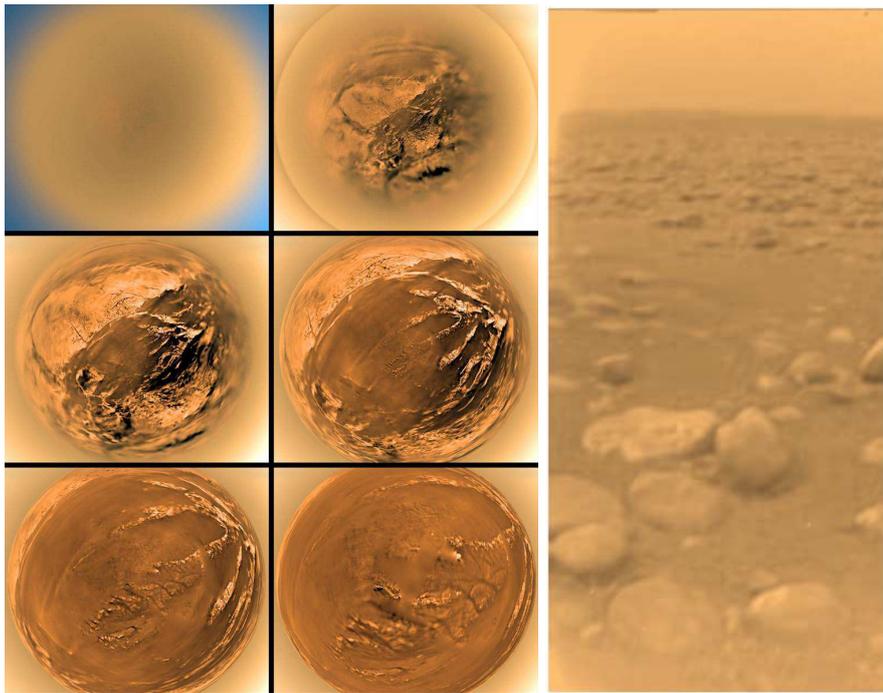
### 3.1 Composition de la surface

Les images de DISR et les données de SSP ont révélé que la surface au site d'atterrissage de Huygens était solide et assez plate avec quelques rochers et galets (Tomasko et al., 2005; Zarnecki et al., 2005) (voir figure 1.18). Les mesures de l'accéléromètre du SSP lors du choc de l'atterrissage ont indiqué que la surface est solide mais légèrement molle (Zarnecki et al., 2005). La sonde a fonctionné pendant environ 2 h après l'atterrissage et le GCMS a révélé une augmentation de la teneur en méthane de près de 40% pendant 50 min avant de rediminuer (Niemann et al., 2005). Cette augmentation a été interprétée comme l'évaporation de méthane contenu dans le sol à cause du choc lors de l'atterrissage ou à cause de la chaleur du tube d'entrée du GCMS (porté à près de 80°C). Ces différentes observations sont compatibles avec un sol composé d'un matériau mou et contenant un peu de méthane liquide comme du sable humide. Ce sable ou ce matériau sombre pourrait avoir pour origine les hydrocarbures et aérosols organiques produits par la photodissociation du méthane atmosphérique. Les rochers et galets ont été interprétés comme des morceaux de glace d'eau assombris par des hydrocarbures. Ce sol humide avec ces galets ressemble à ce qu'on observe dans des lits de rivière ou des marais asséchés. De plus, lors de la descente de Huygens, des rivages et des vallées fluviales sèches ont été repérés. Ceci fait penser que le site de Huygens est une zone qui a été assez récemment inondée et qu'un écoulement liquide a transporté et érodé les blocs de glace.

Ces mesures de terrain par Huygens ne correspondent qu'à une zone ponctuelle sur Titan. Cependant on s'attend à ce que la nature de la surface soit assez similaire ailleurs. Les observations infrarouge par VIMS ne semblent indiquer nulle part la présence de glace d'eau pure qui est pourtant commune sur les autres lunes glacées (Hirtzig et al., 2013). Il semblerait que toute la surface de Titan soit recouverte par de la matière organique en plus ou moins grande quantité. De la glace d'eau peut être présente, mais toujours mélangée avec des hydrocarbures ou des aérosols organiques (Rodriguez et al., 2006; McCord et al., 2006, 2008; Hirtzig et al., 2013).

### 3.2 Montagnes, cryovolcans et cratères

La surface de Titan est globalement plate avec très peu de relief. L'hypsométrie de la surface obtenue avec les mesures altimétriques du radar de Cassini (Lorenz et al., 2011) indique qu'elle est l'une des plus plates du système solaire (planètes telluriques et lunes). Les cartes de topographie globale obtenues par interpolation, indiquent que la surface suit globalement le géopotentiel qui inclut les effets de rotation et les marées gravitationnelles de Saturne (Zebker et al., 2009; Lorenz et al., 2013). Les régions polaires ainsi que Xanadu sont légèrement plus basses que le reste de la surface (Zebker et al., 2009). Quelques montagnes et chaînes montagneuses ont cependant été observées. Les plus hautes atteignent 2000 m d'altitude et les chaînes montagneuses sont pour la plupart linéaires (Radebaugh et al., 2007). Le mécanisme de formation de ces reliefs est encore inconnu. Il pourrait s'agir d'une formation par compression crustale (causée en particulier par les forces de marées de Saturne), par extension crustale (en particulier par l'épaississement de la croûte glacée de Titan), par des

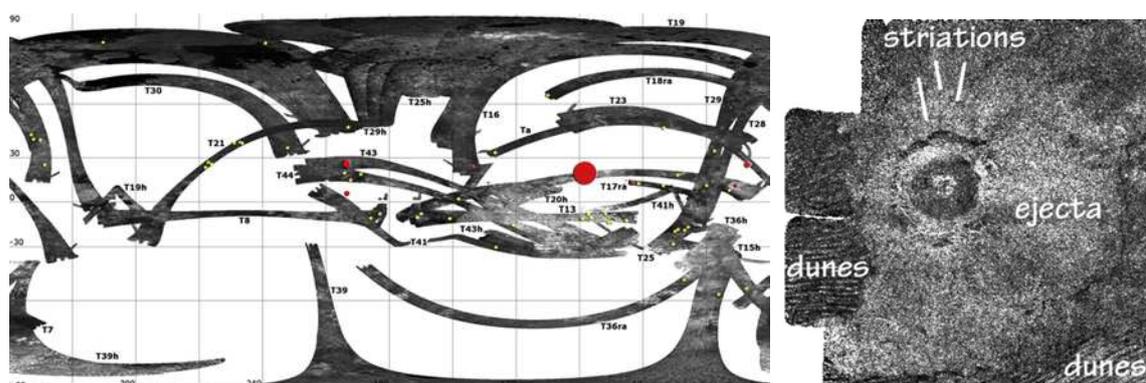


**FIGURE 1.18** – à gauche : photographies de la descente de la sonde Huygens. à droite : photographie au sol après l’atterrissage de Huygens. Crédits : ESA

éjectas d’impacts météoritiques ou par l’érosion d’une couche de surface subissant les pluies de méthane (Radebaugh et al., 2007).

A cause de l’absence d’océan de méthane, il a été proposé que le méthane atmosphérique soit libéré depuis des sources souterraines par des cryovolcans qui sont aussi prédits par les modèles de structure interne de Titan (Sotin et al., 2005; Tobie et al., 2006). La détection de tels cryovolcans est donc un objectif important dans l’observation de la surface de Titan. Quelques dômes et structure géologiques qui pourraient être des cryovolcans ont été repérés mais ils sont manifestement rares (Sotin et al., 2005; Barnes et al., 2006; Soderblom et al., 2009; Le Corre et al., 2009; Lopes et al., 2007, 2013).

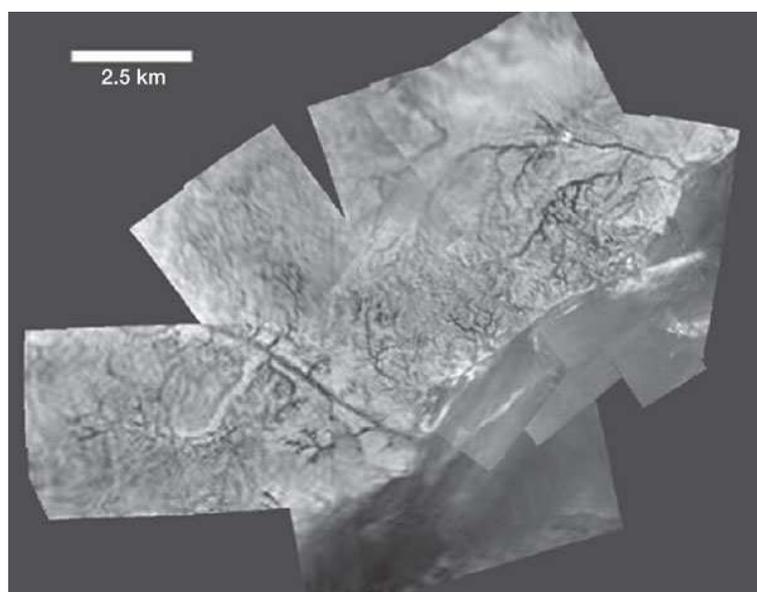
Contrairement aux autres lunes du système solaire, Titan possède peu de cratères à sa surface. L’atmosphère épaisse agit comme un filtre qui élimine la très grande majorité des météorites. Seuls les plus gros impacteurs atteignent la surface. On observe donc très peu de petits cratères (moins de 5 km de diamètre) sur Titan (Lorenz et al., 2007). La faible densité de cratères de taille moyenne ou grande indique que la surface de Titan est relativement jeune, avec un âge estimé entre 200 millions et 1 milliard d’années (Lorenz et al., 2007; Wood et al., 2010; Neish and Lorenz, 2012). Ceci s’expliquerait soit par un resurfaçage de Titan durant le dernier milliard d’année ou par une érosion éolienne ou fluviale continue. On observe moins de cratères dans les régions polaires (voir figure 1.19), ceci serait compatible avec l’érosion par le méthane liquide, stable à ces latitudes.



**FIGURE 1.19** – à gauche : Carte des cratères observés sur Titan. Les points correspondent à des cratères d'impact certains (en rouge) ou probables (en jaune). La taille des points est proportionnelle au diamètre des cratères. A droite : exemple d'un cratère d'impact certain. Figures issues de [Wood et al. \(2010\)](#), réalisées avec des données RADAR/SAR.

### 3.3 Vallées fluviales

Des vallées fluviales et des réseaux hydrologiques ont très rapidement été découverts par l'instrument ISS et le radar de Cassini ([Porco et al., 2005](#); [Elachi et al., 2005](#)) ainsi que dans les images DISR prises durant la descente de Huygens ([Tomasko et al., 2005](#)). La figure 1.20 correspond à un composite d'images prises par DISR près du site d'atterrissage d'Huygens montrant des réseaux de vallées fluviales. Elles se jettent dans un hypothétique lac asséché dont on devine le rivage.



**FIGURE 1.20** – Réseaux de vallées fluviales et rivages observés durant la descente de Huygens. Figure issue de [Tomasko et al. \(2005\)](#).

De nombreuses autres vallées fluviales ont été par la suite détectées à quasiment toutes les

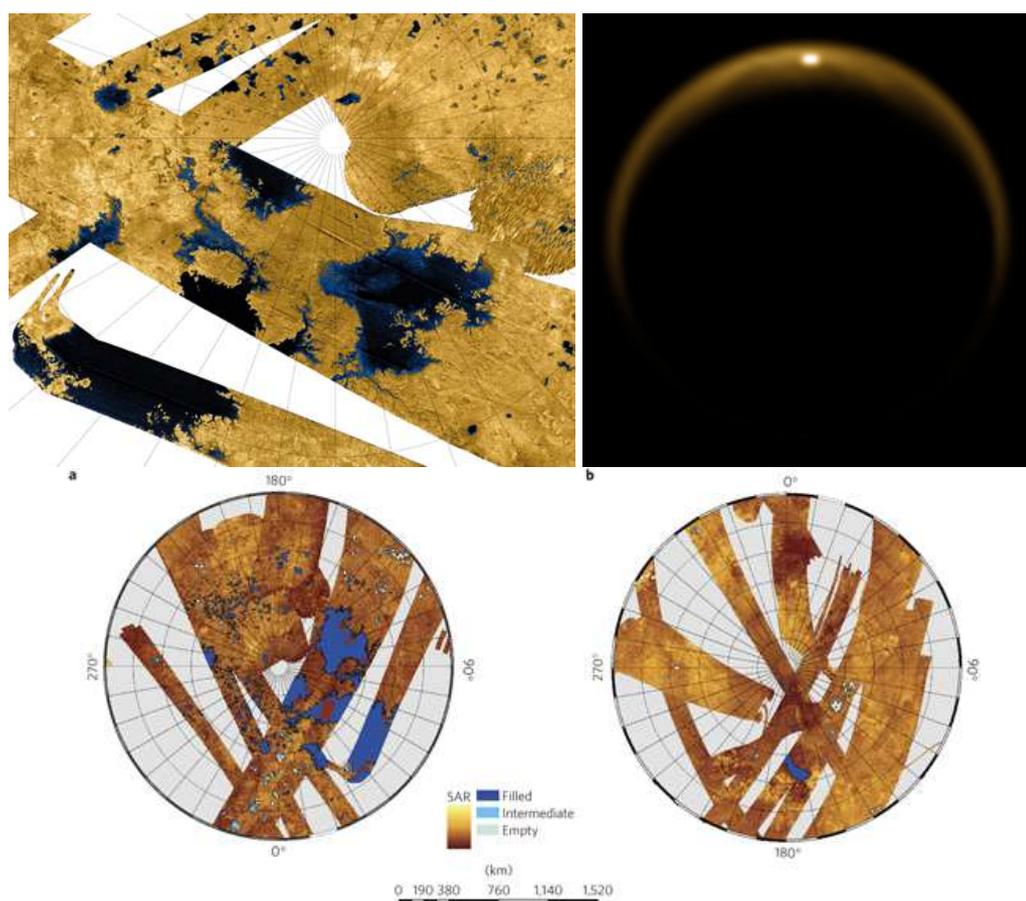
latitudes (Langhans et al., 2012). Ces réseaux hydrologiques sont particulièrement nombreux aux hautes latitudes près des lacs. On en trouve également beaucoup dans les régions équatoriales. Cependant, seuls ceux à hautes latitudes semblent être en activité avec sans doute des écoulements d'hydrocarbures. Les autres auraient donc été créés durant des climats passés ou récemment par des pluies torrentielles épisodiques.

### 3.4 Lacs polaires

Durant les survols des pôles de Titan, Cassini a détecté des grandes étendues sombres vis-à-vis de la réflexion radar, impliquant qu'elles sont soit très lisses, soit très absorbantes (Stofan et al., 2007). Ces propriétés radiométriques et leur géomorphologie avec de nombreux réseaux hydrologiques indiquent assez clairement qu'il s'agit de lacs d'hydrocarbures, sans doute un mélange de méthane, d'éthane et de diazote (Brown et al., 2008). Par la suite une réflexion spéculaire a été observée sur Kraken Mare (le plus grand lac de méthane, situé au pôle Nord) avec VIMS, confirmant la présence d'une surface liquide (Stephan et al., 2010) (voir figure 1.21). Le pôle Nord possède un très grand nombre de lacs qui recouvrent près de 40% de la surface pour les latitudes supérieures à 70°N. Les deux plus grands s'appellent Kraken Mare et Ligeia Mare. Ils ont une taille respectivement comparable à la mer Caspienne et au Lac Supérieur. Le pôle Sud possède au contraire très peu de lacs. Le plus grand, Ontario Lacus, est bien plus petit que les grands lacs du pôle Nord. Il y a donc une asymétrie au niveau de la distribution des lacs (Lunine and Atreya, 2008; Hayes et al., 2008; Aharonson et al., 2009) (voir figure 1.21 en bas). Cette asymétrie pourrait être due à l'excentricité de l'orbite de Saturne qui rend l'été sud plus court mais plus chaud que l'été nord (Aharonson et al., 2009). Un modèle climatique a montré qu'il y a en fait une accumulation de méthane privilégié au pôle Nord, parce que l'été (qui correspond à la saison des pluies) y est plus long (Schneider et al., 2012). Avec la précession de équinoxes (période de 45000 ans) et les variations d'excentricité (période de 270000 ans) cette asymétrie a dû s'inverser de façon périodique par le passé, réalisant un transfert des espèces condensables d'un pôle à l'autre.

La présence de vagues sur ces lacs se traduirait par un scintillement dans les images radar. Mais ceci n'a jamais été observé. Ils sembleraient donc que les vents au dessus des lacs ne soufflent pas assez fort, au moins actuellement, pour former des vagues (Lorenz et al., 2010; Barnes et al., 2011; Hayes et al., 2013).

Le spectromètre VIMS a repéré quelques surfaces très sombres dans les régions équatoriales. Il pourrait s'agir de lacs tropicaux de méthane (Griffith et al., 2012). Ceci impliquerait l'existence d'une source souterraine pour permettre de maintenir ces lacs à basse latitude malgré l'évaporation.



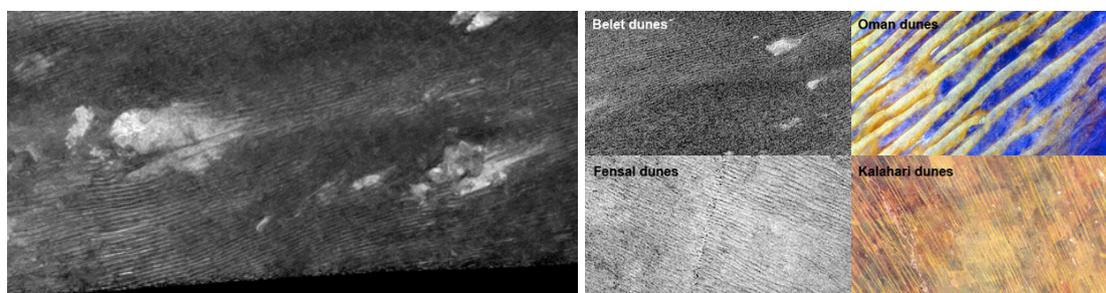
**FIGURE 1.21** – En haut à gauche : image radar des lacs du pôle Nord (crédits : NASA/JPL). En haut à droite : réflexion spéculaire sur Kraken Mare observée par VIMS. Figure issue de [Stephan et al. \(2010\)](#). En bas : distribution des lacs au pôle Nord (à gauche) et Sud (à droite). Figure issue de [Aharonson et al. \(2009\)](#).

### 3.5 Dunes équatoriales

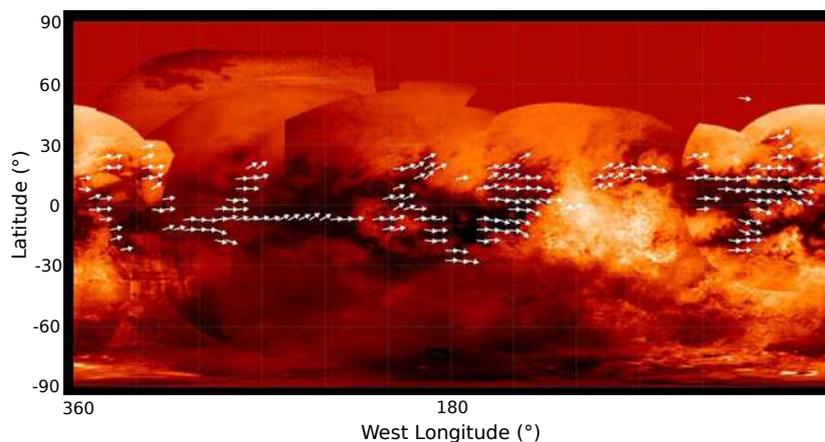
Avant l'arrivée de la sonde Cassini, des estimations théoriques sur le transport éolien aboutissaient à la conclusion que la présence de dunes et autres structures éoliennes sur Titan était peu probable ([Lorenz et al., 1995](#)). Les premières images ISS de la surface de Titan ont fait apparaître des zones sombres près de l'équateur ([Porco et al., 2005](#)). Durant le survol T3, le SAR a révélé des traits longs et sombres qui ont été surnommés des "griffures de tigre" et interprétés comme ayant une origine éolienne ([Elachi et al., 2006](#)). C'est avec le survol T8 que ces marques ont pu être vraiment identifiées en tant que dunes ([Lorenz et al., 2006](#)). Il s'agit de dunes longitudinales parallèles à l'équateur. Elles ressemblent aux dunes longitudinales terrestres que l'on trouve en Arabie Saoudite, en Namibie ou en Egypte ([Lorenz et al., 2006](#); [Radebaugh et al., 2008](#); [Zimelman et al., 2013](#)) (voir figure 1.22). Ces grandes mers de sable équatoriales recouvrent 15-20 % de la surface de Titan et jusqu'à 50% des basses latitudes ([Lorenz and Radebaugh, 2009](#); [Le Gall et al., 2011](#); [Rodriguez et al., 2013](#)). Elles constituent le plus grand champ de dunes du système solaire. Les dunes font

une centaine de mètres de haut, environ 1-1,5 km de large, sont espacées d'environ 2-3 km et appartiennent à la catégorie des dunes géantes (Lorenz et al., 2006; Lorenz et al., 2010; Savage et al., 2013). Cet espacement est globalement identique pour toutes les dunes de Titan, ce qui pourrait indiquer qu'elles appartiennent à la même population qui se serait formée avec des conditions climatiques stables sur une très longue durée (Savage et al., 2013). L'observation de la déviation des dunes autour des obstacles et de leurs terminaisons indique que les dunes de Titan se propagent vers l'est (Lorenz et al., 2006; Lorenz and Radebaugh, 2009). La figure 1.23 montre l'orientation des dunes estimée à partir des images radar de Titan. On remarque que toutes les dunes sont orientées vers l'est, par contre il y a des variations pour la composante nord-sud. Statistiquement, il y a une corrélation entre la latitude et la direction nord-sud. Les dunes dans l'hémisphère nord (en particulier au dessus de 15°) tendent à s'orienter vers le nord-est. Au contraire, les dunes de l'hémisphère sud (surtout en dessous de 15°) tendent à s'orienter vers le sud-est (Lorenz and Radebaugh, 2009). La composition des dunes est inconnue. Il pourrait s'agir d'un sable ou d'un sédiment organique issu des aérosols photochimiques (Lorenz et al., 2006) ce qui semble être conforme avec les observations spectroscopiques de VIMS (Rodriguez et al., 2013). Cependant, aucun processus permettant de former des grains de sable à partir des aérosols n'est encore connu. Les précipitations et évaporations successives de méthane liquide pourraient peut-être entraîner une agglomération des aérosols. Les analyses spectroscopiques VIMS indiquent que le terrain entre les dunes n'a souvent pas la même composition que les dunes elles-mêmes et semble être compatible avec un sol de glace d'eau avec plus ou moins de sable/sédiment organique par dessus (Rodriguez et al., 2013). Cet interdune apparaît plus large dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud (Le Gall et al., 2011). Il y aurait donc plus de sédiments au sud. Cette asymétrie pourrait être due à l'excentricité de Saturne (comme pour les lacs polaires) avec plus d'humidité à la surface dans l'hémisphère nord ce qui réduirait le transport de sédiment.

Si les dunes sont issues des aérosols photochimiques, elles constitueraient le plus grand réservoir de matière organique à la surface de Titan, de l'ordre de  $2.5 \times 10^5 \text{ km}^3$  de matière, bien supérieur aux lacs polaires ou au méthane atmosphérique (Lorenz et al., 2008a; Le Gall et al., 2011; Sotin et al., 2012; Rodriguez et al., 2013). Avec un taux de photodissociation du méthane constant, il faudrait environ 500 millions d'années pour produire cette quantité de matière organique (Sotin et al., 2012).



**FIGURE 1.22** – à gauche : image débruitée des dunes de Titan, produite par Antoine Lucas. à droite : analogie entre dunes de Titan et dunes terrestres. Figure issue de Zimbleman et al. (2013).



**FIGURE 1.23** – Carte d’orientation des dunes de Titan. Figure issue de (Lorenz and Radebaugh, 2009).

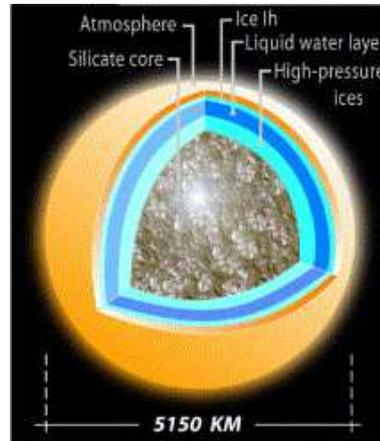
### 3.6 Intérieur de Titan

La structure de l’intérieur de Titan n’est bien évidemment pas accessible directement. La seule indication vraiment contraignante est la densité moyenne estimée à  $1880 \text{ kg/m}^{-3}$  (Lindal et al., 1983). Une petite contrainte supplémentaire est donnée par la valeur assez élevée de l’excentricité de l’orbite de Titan. Ces valeurs sont compatibles avec un intérieur différencié possédant un noyau de silicate (de 1700 à 1800 km) entouré d’un manteau (de 800-900 km) d’un mélange d’eau et de  $\text{NH}_3$  avec sans doute une couche solide et une couche liquide puis une croûte de glace d’eau d’environ 50-100 km (Tobie et al., 2005, 2009) (voir figure 1.24).

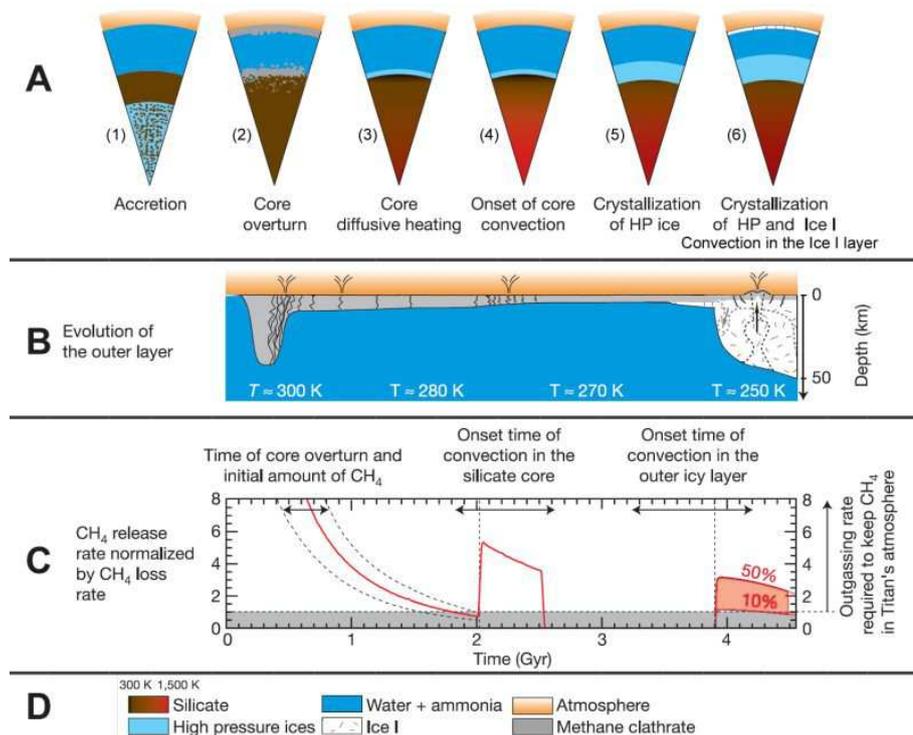
Tobie et al. (2006) ont développé un modèle d’évolution de la structure interne et du dégazage de méthane sur Titan. Ils considèrent comme état initial un intérieur chaud avec un océan d’eau et d’ammoniaque au dessus d’un coeur de silicate. Le méthane incorporé durant l’accrétion est libéré dans l’atmosphère durant trois épisodes (voir figure 1.25). D’abord initialement à cause de la faible solubilité du méthane dans l’océan interne. Le méthane libéré forme alors des clathrates (structure cristalline de la glace d’eau dans laquelle des gaz peuvent être piégés). Puis lorsque la convection se déclenche dans le noyau (dans lequel était piégé du méthane). Et enfin quand la convection se déclenche dans la croûte de glace libérant le méthane piégé dans les clathrates. Le second événement n’apparaît pas forcément (Tobie et al., 2009). Dans ce modèle, l’évolution de l’atmosphère apparaît complètement couplée à celle de l’intérieur de Titan.

La présence d’océan souterrain sous une croûte de glace d’une centaine de km semble confirmée par les analyses d’ondes électromagnétiques enregistrées durant la descente de Huygens (Béghin et al., 2012), l’amplitude des déformations causées par les marées gravitationnelles de Saturne (Iess et al., 2012), les variations de topographie grande échelle (Nimmo and Bills, 2010) et la rotation asynchrone de Titan (Lorenz et al., 2008b). Connaissant la

quantité de matière organique présente sur Titan, la présence d'un océan interne constitue un grand intérêt astrobiologique, tout comme c'est le cas pour Europe, l'une des lunes de Jupiter.



**FIGURE 1.24** – Schéma de la structure interne de Titan. Figure issue de [Tobie et al. \(2005\)](#).



**FIGURE 1.25** – Evolution de la structure interne de Titan et dégazage du méthane. Figure issue de [Tobie et al. \(2006\)](#).

## 4 Les grandes problématiques actuelles de la recherche sur Titan

Titan est un objet vraiment étrange qui révèle l'immense diversité que peut nous offrir la nature. Les sondes Voyager et la mission Cassini-Huygens ont permis de faire un bond énorme dans la connaissance de Titan mais elles ont apporté plus de questions qu'elles n'ont apporté de réponses. Les caractéristiques les plus frappantes de l'atmosphère et de la surface de Titan restent encore des énigmes irrésolues.

### 4.1 Origine et évolution de l'atmosphère

Le plus grand mystère de Titan est certainement la présence de cette épaisse atmosphère de  $N_2$  riche en  $CH_4$ . Comment cette atmosphère s'est-elle formée ?

La faible valeur du rapport isotopique  $^{36}Ar/N_2$  mesuré par Huygens indique que le  $N_2$  atmosphérique ne provient pas de la nébuleuse primordiale mais a une origine secondaire (Niemann et al., 2005). L'idée communément admise est que le  $N_2$  a été produit à partir de  $NH_3$  sans doute présent initialement en quantité importante. La conversion de  $NH_3$  a pu se faire très rapidement après la formation de Titan par photodissociation d'une atmosphère primitive de  $NH_3$  (Atreya et al., 1978), par les impacts durant les derniers stades de l'accrétion (McKay et al., 1988) ou par hydrothermalisme (Glein et al., 2009). Cependant ces processus requièrent un Titan primitif chaud avec pour les deux premiers une épaisse atmosphère primitive de  $NH_3$ . Les mesures gravimétriques semblent indiquer que Titan n'est pas complètement différencié (Iess et al., 2010) ce qui est incompatible avec un état primitif très chaud. Sekine et al. (2011) ont proposé que Titan était initialement plutôt froid et que le  $N_2$  a été produit à partir du  $NH_3$  vers 3,9 milliards d'années durant le Grand Bombardement Tardif (LHB) grâce aux impacts cométaires particulièrement énergétiques. D'autres modèles prédisent au contraire une érosion atmosphérique dominante durant le LHB (Marounina et al., 2013). Une compréhension claire des impacts durant le LHB sur l'atmosphère de Titan est donc nécessaire pour déterminer le scénario le plus probable.

Après le  $N_2$  se pose la question de l'origine du  $CH_4$ . Comment s'est-il formé et comment est-il libéré dans l'atmosphère ? Le rapport isotopique D/H du  $CH_4$  atmosphérique semble compatible avec une origine primordiale (Glein et al., 2009), contrairement au cas du  $N_2$ . Le  $CH_4$  a pu facilement être apporté directement durant l'accrétion. Il aurait ensuite été emprisonné dans les clathrates de la croûte glacée de Titan. Sous l'effet de la photodissociation, le méthane atmosphérique a une durée de vie courte aux échelles de temps géologiques, d'environ 20 millions d'années (Krasnopolsky, 2009). Ainsi du méthane doit être régulièrement injecté dans l'atmosphère de Titan pour le maintenir. Tobie et al. (2006) ont développé un modèle couplant l'évolution de la structure interne de Titan à la libération de méthane (voir la partie 3.6). Ce modèle suggère qu'un épisode de dégazage du méthane a commencé il y a environ 0,2-1 milliard d'années causé par le déclenchement de la convection dans la croûte glacée. Cet âge est compatible avec celui d'environ 500 millions d'années obtenu à partir du rapport  $C^{12}/C^{13}$  (Mandt et al., 2012) et avec celui de 50-600 millions d'années obtenu à partir

de l'inventaire du carbone sur Titan (Sotin et al., 2012). D'après le modèle de Tobie et al. (2006), le méthane piégé dans les clathrates serait libéré par des cryovolcans. Cependant, très peu de cryovolcans ont été découverts (voir partie 3.2), bien trop peu pour expliquer la quantité actuelle de méthane. De plus les mesures de topographie grande échelle indiquent que la croûte de Titan est rigide et non convective (Nimmo and Bills, 2010; Hemingway et al., 2013). Des hypothèses alternatives ont été proposées, comme un dégazage par impact ou par diffusion de l'éthane dans les clathrates polaires (Choukroun and Sotin, 2012), mais aucun de ces mécanismes n'est suffisant pour générer toute la masse de méthane atmosphérique et de matière organique présente actuellement. Il y a eu une possible observation de lacs tropicaux de méthane (Griffith et al., 2012). Si ces lacs sont confirmés, alors ils impliqueraient la présence de sources souterraines de méthane liquide comme de grandes nappes phréatiques. Celles-ci permettraient alors de remplir l'atmosphère en méthane et de compenser sa destruction. Cependant la présence de ces lacs n'a pas du tout été confirmée et donc la recherche d'autres mécanismes de libération du méthane reste une priorité.

## 4.2 Cycle du méthane : formation des nuages, des vallées fluviales et des lacs

Trois axes de recherches se dégagent autour du cycle du méthane : comprendre la formation des différents nuages, comprendre la formation des vallées fluviales et connaître la composition et l'évolution de lacs polaires. Au début de la mission Cassini-Huygens, un paradoxe est apparu. Les conditions atmosphériques des basses latitudes indiquaient un climat particulièrement sec avec peu d'orages et de précipitations alors que la surface, avec ses vallées fluviales et ses rivages, témoignaient plutôt d'un climat humide. La compréhension de la formation des nuages tropicaux de méthane a connu un grand progrès durant les 3 dernières années. Tout d'abord grâce aux observations par Cassini d'orages tropicaux et de pluies de méthane durant l'équinoxe (Turtle et al., 2011b,a), ensuite grâce au développement des GCMs simulant le cycle du méthane et les pluies de méthane (Mitchell et al., 2011; Schneider et al., 2012). Ces différents travaux ont levé un voile sur la formation des orages précipitant et sur leurs impacts potentiels pour former les vallées fluviales. Il apparaît clairement que l'équinoxe est une période d'importance capitale pour les basses latitudes. Cependant il n'est pas du tout certain que les conditions actuelles sur Titan permettent vraiment la formation de vallées fluviales aux basses latitudes. Ces épisodes sont peut-être trop rares. Le modèle de Schneider et al. (2012) qui prédit des pluies tropicales surestime de 40% la quantité de méthane atmosphérique. L'un des grands défis est donc de pouvoir expliquer la formation des différents nuages (nuages d'éthane, nuages stratiformes et convectifs de méthane) et pouvoir affirmer si les vallées que l'on observe actuellement ont été formées récemment et sous les mêmes conditions. Sinon, quel climat a-t-il fallu pour les former ? Il s'agit donc de faire le lien entre la surface de Titan et son climat actuel ou passé. Une analyse approfondie des lacs polaires et de leur composition (pourcentage de méthane, éthane, diazote ou autre hydrocarbure et rapports isotopiques) apporterait sans doute de nombreux indices sur le cycle du méthane et les climats passés de Titan. Plusieurs projets de missions

ont été imaginés pour étudier les lacs polaires de Titan en y déposant une sonde, comme par exemple la mission TiME (Titan Mare Explorer). Il est possible qu'une mission similaire soit sélectionnée par la NASA ou l'ESA durant la prochaine décennie.

### 4.3 Dynamique troposphérique et formation des dunes

L'observation des dunes de Titan peut fournir de très précieux renseignements sur la dynamique de la troposphère, en particulier de la basse troposphère qui est une région quasiment inaccessible aux instruments de la sonde Cassini. L'orientation des dunes constitue une excellente source d'informations sur l'orientation et la force des vents de surface alors que l'espacement des dunes peut fournir des contraintes sur la structure thermique et la hauteur de la couche limite (Andreotti et al., 2009). Les modèles climatiques de Titan prédisent tous des vents d'est près de la surface dans les régions équatoriales, comme les alizés sur Terre. Cela découle de principes fondamentaux en météorologie, basés sur la conservation du moment cinétique (Zhu et al., 2008). Si les vents étaient d'ouest à l'équateur, alors ils le seraient pour toutes les autres latitudes ce qui accélérerait la rotation de Titan indéfiniment. Cependant les dunes de Titan semblent se propager vers l'est (voir partie 3.5), dans la direction contraire aux vents GCM. Ceci constitue l'une des plus grandes énigmes de la météorologie titaniennne. Ce paradoxe apparent implique que soit il manque un ingrédient fondamental pour la formation des dunes dans les modèles climatiques, soit le mécanisme de formation des dunes de Titan n'est pas du tout relié à un transport éolien de sédiment. Par exemple, les dunes glacées de la calotte polaire martienne se déplacent par sublimation/condensation de la glace d'eau et remontent au vent (Howard et al., 1982). Cependant ce mécanisme ne fonctionne que pour des dunes transverses et aucune observation ne suggère que les dunes de Titan ne sont pas d'origine éolienne.

A côté de l'aspect dynamique de la formation des dunes, de nombreuses questions se posent sur le sédiment/sable qui les compose. Quelle est sa composition chimique ? S'il provient des aérosols organiques, quel processus a permis d'en faire des grains ? Il serait intéressant aussi de savoir pourquoi les dunes ne sont présentes qu'à l'équateur. Est-ce dû au transport de sédiment par la cellule de Hadley vers l'équateur, ou bien aux conditions d'humidité du sol, qui modifient la cohésion des grains et limite le transport en dehors des basses latitudes ? On ne pourra sans doute répondre à ces questions qu'avec des mesures in-situ.

### 4.4 Chimie et brumes organiques : formation, interaction avec la surface et intérêt astrobiologique

Un grand nombre d'interrogations se posent encore sur les brumes organiques de Titan. Des pistes prometteuses ont été trouvées pour expliquer les étapes clés de la formation de brumes dans la haute atmosphère (voir partie 2.2) mais celle-ci est encore loin d'être parfaitement comprise. Il se pourrait également que des brumes soient produites également dans la basse atmosphère (basse stratosphère ou troposphère) (Gudipati et al., 2013), ce qui pourrait impliquer des mécanismes de formation et des compositions différents pour les aérosols en

fonction de leur altitude. Le devenir des brumes organiques est encore moins bien connu. Les brumes devraient sédimenter jusqu'à atteindre la surface, mais que se passe-t-il alors ? Les aérosols peuvent-ils s'agglomérer à la surface pour former du sédiment organique, à la base des dunes ? Quelles sont les réactions chimiques qui peuvent se produire à la surface et en particulier pour les aérosols qui sont tombés dans les lacs ?

La dernière problématique, qui est sans doute celle qui motive le plus la recherche sur Titan, c'est l'intérêt astrobiologique de la chimie organique et des brumes titaniennes. La chimie atmosphérique de Titan permet la formation de nombreuses molécules organiques complexes. Des expériences de laboratoire montre que cette chimie permet sans doute la formation d'acides aminés et de bases azotées, c'est-à-dire les constituants de base des protéines et de l'ADN (Hörst et al., 2012). Même si la vie sur Titan reste très peu probable (sauf peut-être dans l'océan interne), cette chimie prébiotique peut nous donner des informations sur comment la vie est apparue sur Terre. On considère souvent Titan comme une petite Terre primitive gelée. En effet la composition de son atmosphère (principalement  $N_2$  avec du  $CH_4$  en quantité importante) ressemble beaucoup à celle que l'on estime pour la Terre primitive quand la vie est apparue (principalement  $N_2$  avec du  $CO_2$  et du  $CH_4$  en quantité importante, voir l'introduction du chapitre 5). Il a pu se produire dans l'atmosphère de la Terre primitive une chimie organique complexe similaire à celle qui se produit actuellement sur Titan. La photochimie du méthane et du diazote dans l'atmosphère de la Terre primitive a pu produire une "pluie" de matière organique qui a pu ensemençer la surface et permettre l'apparition de la vie. L'étude de la chimie atmosphérique et des brumes organiques sur Titan et sur la Terre primitive est donc d'un intérêt majeur pour comprendre comment la vie est apparue sur Terre et si elle a des chances d'être présente sur d'autres planètes.

## 4.5 Objectifs de la thèse

Cette thèse a pour but d'améliorer notre connaissance globale de l'atmosphère et du climat de Titan et de la Terre primitive en apportant de nouveaux éléments de réponse aux quatre grandes problématiques de recherche énoncées plus haut. Les Modèles de Climat Globaux sont les outils de bases de ce travail. Ils permettent de reproduire et d'expliquer des observations météorologiques, ainsi que de simuler les possibles environnements passés et d'en déduire leurs conséquences.

Le chapitre 2 est consacré à la dynamique de la basse troposphère de Titan. J'y explique notamment la structure de la couche limite de Titan et son impact sur la dynamique atmosphérique et les vents troposphériques. En me basant sur cette description de la basse troposphère, je propose au chapitre 3 un nouveau mécanisme de formation des dunes de Titan, faisant intervenir les orages tropicaux de méthane. Le cycle du méthane se retrouve alors intrinsèquement lié à la formation des dunes. Le chapitre 4 est consacré à l'évolution climatique de Titan. Je montre qu'un cycle de l'azote a pu exister par le passé sur Titan avec peut-être d'importantes conséquences pour la géologie et l'évolution atmosphérique. Enfin, le chapitre 5 est consacré aux climats de la Terre primitive. J'y présente une étude assez complète des climats possibles sur la Terre Archéenne et Hadéenne avec un nouveau GCM, qui

permet de simuler à peu près tout type d'atmosphère. Ces travaux sont aussi un premier pas vers l'étude de la formation des brumes organiques sur la Terre primitive.



---

## CHAPITRE 2

---

# STRUCTURE THERMIQUE ET DYNAMIQUE DE LA BASSE TROPOSPHÈRE DE TITAN

**Tout le succès d'une opération réside dans sa préparation.**  
**Sun Tzu**  
**(L'Art de la guerre)**

### Sommaire

---

1	Le GCM Titan de l'IPSL . . . . .	36
2	Caractérisation de la couche limite de Titan . . . . .	42
3	Circulation de couche limite . . . . .	61
4	Effets des marées gravitationnelles . . . . .	80
5	Effets de la topographie . . . . .	90
6	Discussion et conclusions . . . . .	96

---

# 1 Le GCM Titan de l'IPSL

## 1.1 Description générale d'un GCM

Les Modèles de Climat Global, appelés simplement GCMs, sont des modèles qui reproduisent le climat d'une planète dans sa globalité en résolvant les équations de la dynamique des fluides en 3 dimensions pour la circulation atmosphérique. Ces modèles incluent également des paramétrisations des phénomènes physiques essentiels pour obtenir une représentation correcte du climat (le transfert radiatif, les espèces condensables, la turbulence atmosphérique, la diffusion thermique dans le sol,...). Les GCMs sont des outils extrêmement puissants avec une très vaste gamme d'applications pour des échelles spatiales suffisamment grandes. Cette thèse est aussi l'occasion de montrer des exemples d'applications de GCM sur différents thèmes :

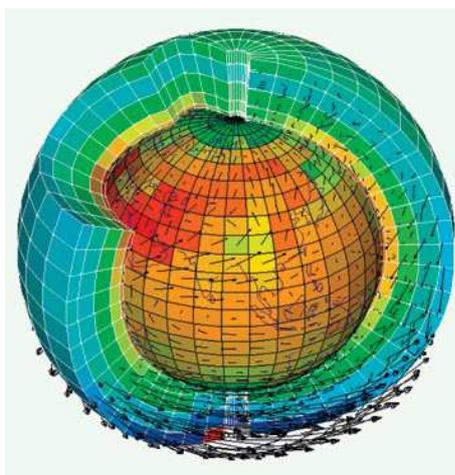
- météorologie globale
- météorologie régionale
- processus éoliens et formation de dunes
- processus d'érosions fluviales
- mécanique céleste et rotation des planètes
- paléoclimats et habitabilité
- production d'observables

Actuellement, les GCMs sont constitués de deux parties : une partie dynamique qui intègre les équations de la dynamique des fluides en 3D et une partie physique où sont traités les différentes paramétrisations en 1D (par colonne) qui forcent la dynamique. Le GCM Titan de l'IPSL, tout comme les autres GCMs du LMD, utilise la méthode des différences finies (appelée aussi modèle en points de grille) pour résoudre les équations discrétisées. Le modèle utilise comme maillage une grille 3D latitude/longitude/altitude. Au niveau horizontal, la grille utilise un système de coordonnées (x,y) avec x le long des parallèles Ouest-Est et y le long des méridiens Sud-Nord. La discrétisation verticale correspond aux coordonnées  $\sigma = P/P_s$  (avec  $P$  la pression et  $P_s$  la pression de surface),  $\sigma$  allant de 1 à 0. Dans l'approximation hydrostatique, les altitudes de ces niveaux  $\sigma$  ne varient presque pas au cours du temps et en fonction de la position. Lorsque l'on tourne le modèle avec de la topographie, nous utilisons des coordonnées hybrides qui correspondent aux coordonnées sigma proches de la surface et à des coordonnées de pression à plus haute altitude. Ceci permet que les niveaux à hautes altitudes (où la circulation n'est pas impactée par le relief) ne soient pas modifiés par le relief. La figure 2.1 montre l'aspect du maillage pour le GCM.

## 1.2 Spécificité du GCM Titan

### 1.2.a Historique du GCM Titan

La première étude de la dynamique de l'atmosphère de Titan avec un GCM 3D fut faite en 1995 au LMD (Hourdin et al., 1995). Le modèle était basé sur le GCM terrestre du LMD et utilisait le code radiatif de McKay et al. (1989) avec une composition fixe pour les sources



**FIGURE 2.1** – Maillage du LMDZ. Crédits : Laurent Fairhead.

d'opacité (gaz, particules et aérosols). Ce modèle fut le premier à produire une super-rotation proche des mesures de l'époque par occultations stellaires, validant au passage le mécanisme de Gierasch permettant le développement de la super-rotation (Gierasch, 1975) (voir chapitre 1 section 2.3). Cependant, le profil de brume était pris uniforme dans ce modèle, alors qu'il varie en fonction de la latitude et de la saison. Cette simplification devait alors avoir un impact sur la structure thermique latitudinale et la vitesse des vents.

Afin d'améliorer ces derniers et pour pouvoir expliquer la couche détachée de Titan, une microphysique de brumes organiques a été ajoutée au GCM (Rannou et al., 2002, 2004), se basant sur le modèle microphysique de Cabane et al. (1993) et Rannou et al. (1995). Cependant, les ressources numériques de l'époque ne permettaient pas de faire tourner, en un temps acceptable, un GCM 3D avec un modèle microphysique sophistiqué, qui implique un grand nombre de traceurs. Une version 2D (latitude/altitude) du GCM a donc été développée permettant d'inclure la microphysique des aérosols de Titan. Ce modèle contenait une paramétrisation du transport méridien de moment cinétique causées par les ondes barotropes (absentes en 2D) afin de reproduire la super-rotation. Cette version 2D du modèle a permis d'étudier le couple aérosols/dynamique et de proposer notamment une explication à la couche détachée de Titan, produite par la circulation de Hadley allant d'un pôle à l'autre (Rannou et al., 2002). Parallèlement à la microphysique des aérosols, un modèle photochimique a été ajouté (Lebonnois et al., 2001; Crespin et al., 2008), qui a permis d'étudier le couple chimie/dynamique. Finalement, un modèle de microphysique des nuages de méthane et d'éthane, couplé aux aérosols a été développé et ajouté au GCM 2D (Rannou et al., 2006).

En 2007, Sébastien Lebonnois a lancé le projet ANR exoclimats dont l'un des buts était la mise au point d'une nouvelle version 3D du GCM Titan incluant tout les développements faits depuis 1995, et se basant sur le LMDZ5, la version la plus récente du GCM terrestre du LMD.

La description complète de ce nouveau GCM, qui inclue la microphysique des aérosols et la photochimie (mais pas encore les nuages), se trouve dans Lebonnois et al. (2012a). Une grande partie de ma thèse s'est basée sur l'analyse des résultats obtenus avec ce nouveau

GCM. Nous donnons ci-dessous une description assez brève de la physique du GCM.

### 1.2.b Physique du GCM Titan actuel

#### – Transfert radiatif

Le transfert radiatif utilise le code de [McKay et al. \(1989\)](#) avec 24 bandes dans le visible et 46 dans l'infrarouge. Des profils de CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> et H<sub>2</sub> fixés ([Lellouch et al., 1989](#)) sont utilisés pour le transfert radiatif. De faibles variations latitudinales et temporelles pour les hydrocarbures sont attendues mais leurs impacts sur la structure thermique et la dynamique troposphérique devraient être limités.

Le modèle calcule la diffusion Rayleigh par l'atmosphère ainsi que l'absorption et la diffusion de Mie par les aérosols (en prenant en compte leur forme fractale), selon le schéma de [Toon et al. \(1989\)](#). Le cycle diurne est pris en compte.

#### – Microphysique et photochimie

Nous utilisons la microphysique et la photochimie du modèle 2D ([Rannou et al., 2004](#); [Crespin et al., 2008](#)). Cependant l'abondance des aérosols et des espèces chimiques est moyennée longitudinalement à chaque pas de temps. Ceci permet de faire les calculs de production, de croissance et de photochimie en 2D. La variation longitudinale observée de ces quantités est très faible, ce qui autorise cette simplification. Ma thèse étant focalisée sur la troposphère de Titan, j'ai utilisé le modèle sans photochimie mais avec la production des aérosols en considérant 10 tailles d'aérosols. La production des aérosols a lieu à 1 Pa (environ 400 km d'altitude). La fonction de production ne dépend ni de la latitude ni de la longitude. Les aérosols produits ont une taille fixée de 0.07  $\mu\text{m}$ . Ils subissent ensuite une croissance par agglomération, le transport par la circulation et la sédimentation. Dans la troposphère (en dessous de 40 km), on considère qu'ils sont éliminés par le cycle du méthane et leur abondance est nulle. L'absence de photochimie impliquait que la composition atmosphérique ne pouvait pas varier (en latitude et en temps) dans mes simulations, mais ceci n'a pas d'impact sur la dynamique troposphérique.

#### – Cycle du méthane

Le modèle utilisé dans cette thèse ne contient pas le cycle du méthane. Un profil de méthane et d'éthane de [Lellouch et al. \(1989\)](#) est fixé pour le transfert radiatif.

#### – Couche limite

Pour la couche limite, nous utilisons le schéma de Mellor-Yamada ([Mellor and Yamada, 1982](#)) qui est utilisé aussi pour le LMDZ5 ([Hourdin et al., 2002](#)). La friction avec la surface est calculé avec le coefficient de frottement au sol  $C_d = \left( \frac{\kappa}{\ln(1+z_1/z_0)} \right)^2$ , où  $\kappa = 0.4$ ,  $z_1 = 30$  m est l'altitude du premier niveau et  $z_0 = 5$  mm est la longueur de rugosité. Le GCM possède aussi un schéma d'ajustement sec représentant l'effet des thermiques. Lorsque le gradient thermique dépasse le gradient adiabatique sec,

un ajustement instantané vers est effectué avec conservation de l'énergie et mélange vertical des vents.

#### – Conduction dans le sol

La conduction thermique dans le sol est calculé avec un modèle à 11 couches (Hourdin et al., 1993). L'inertie thermique du sol est fixée à 400 ou 2000 J m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>. La hauteur des couches est choisie pour bien calculer le cycle diurne et le cycle saisonnier.

### 1.2.c Paramètres utilisés

Les paramètres principaux utilisés pour la grille et le pas de temps sont :

- *Résolution horizontale* : 32x48
- *Résolution verticale* : 55-73 niveaux
- *Altitude du premier niveau* : 30 m
- *Nombre d'appel de la physique* : 40/ jour Titan
- *Nombre d'appel du transfert radiatif* : généralement 10/ jour Titan. Une fréquence élevée (200/ jour Titan) a été utilisée pour étudier précisément le cycle diurne de la couche limite.

La grille correspond donc à des mailles de 11.3° en longitude et 3.67° en latitude, soit à l'équateur des mailles de 500 km en longitude sur 168 km en latitude. Nous utilisons une meilleure résolution en latitude pour mieux résoudre le transport méridien par les ondes. Au niveau vertical, le GCM monte jusqu'à 500 km. Il y a 17 ou 35 niveaux dans la troposphère selon que l'on utilise 55 ou 73 niveaux. Le premier niveau est vers 30 m.

Les principales constantes physiques utilisées pour la surface sont :

- *Albédo* = 0.15
- *Inertie thermique* = 400-2000 J m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>
- *Emissivité* = 0.95
- *Longueur de rugosité* = 0.005 m

Le modèle peut utiliser des cartes d'albédo mais ce paramètre étant très mal connu sur Titan, j'ai gardé un albédo constant sur toute la surface pour toutes les simulations montrées dans cette thèse. J'ai généralement utilisé pour cette thèse un albédo de 0.15 qui correspond à peu près à celui mesuré par la sonde Huygens. Avec un albédo de 0.3, la température de surface est un peu plus basse d'environ 0.3 K mais la dynamique de la troposphère reste la même. J'ai aussi fait des tests en utilisant des contrastes d'albédo, par exemple un albédo valant 0.15 sur la bande équatoriale, 0.4 au niveau de Xanadu et 0.3 ailleurs. De tels contrastes modifient juste localement les vents au niveau des interfaces. L'inertie thermique de Titan est encore moins bien connue que l'albédo. Tokano (2005) l'a estimée à 334 J m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup> si le sol est constitué de régolites glacés poreux et à 2700 J m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup> si le sol est constitué d'un mélange de glace d'eau et de roche. Dans le GCM, j'ai donc utilisé une valeur basse à 400 J m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup> et une valeur haute à 2000 J m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup>. On verra par la suite que l'inertie thermique impacte assez peu la structure thermique et la dynamique de la troposphère de Titan. Pour

l'émissivité, j'ai utilisé une valeur de 0.95, assez standard en modélisation. Pour la longueur de rugosité, j'ai utilisé la valeur de 0.005 m estimée par [Tokano et al. \(2006a\)](#) au niveau du site d'atterrissage de Huygens. Il s'agit d'une valeur assez standard pour un terrain solide sans végétation.

#### 1.2.d Comparaison avec les autres GCMs dédiés à Titan

Il existe aujourd'hui 6 GCMs dans le monde dédiés à l'atmosphère de Titan :

- le GCM Titan de l'IPSL ([Lebonnois et al., 2012a](#))
- le Köln GCM ([Tokano et al., 1999](#); [Tokano, 2005](#))
- le Titan CAM GCM ([Friedson et al., 2009](#))
- le TitanWRF GCM du Ashima Research ([Newman et al., 2011](#))
- le UCLA GCM ([Mitchell et al., 2011](#))
- le Caltech GCM ([Schneider et al., 2012](#)).

Actuellement, seuls les deux derniers (UCLA et Caltech GCM) simulent le cycle du méthane (le GCM Titan de l'IPSL devrait être opérationnel sur ce point prochainement). Le GCM Titan de l'IPSL, le TitanWRF GCM, le Köln GCM et le Titan CAM GCM utilisent le code radiatif de [McKay et al. \(1989\)](#), alors que les deux autres utilisent un code de transfert radiatif simplifié et sont limités à l'étude de la troposphère. Une étude comparative des vents troposphériques produits par 4 de ces GCMs (IPSL, TitanWRF, Köln et UCLA) a été réalisée dans le cadre de la préparation de la mission TiME (Titan Mare Explorer) ([Lorenz et al., 2012](#)). Seuls 3 d'entre eux produisent une super-rotation (IPSL, TitanWRF et UCLA) et le GCM Titan de l'IPSL apparaît comme celui reproduisant le mieux le profil de vent (à la fois pour la troposphère et la stratosphère, voir [Fig. 1.12](#)) et la structure thermique (voir partie suivante) mesurés par Huygens. A l'exception du cycle du méthane, il est aussi le GCM le plus évolué en incluant le cycle diurne, les marées gravitationnelles et la photochimie et c'est aussi le seul à incorporer des brumes dynamiques, qui sont advectées par la circulation, permettant d'expliquer notamment la couche détachée. Ce GCM a été développé en se basant sur la dernière version du LMDZ5 terrestre ([Hourdin et al., 2002](#)), utilisant les dernières paramétrisations en particulier pour la couche limite. Comme nous le verrons dans la partie suivante, la couche limite de Titan a une hauteur généralement inférieure à 300 m. Une bonne résolution dans ces 300 premiers mètres est alors nécessaire pour simuler proprement la couche limite, les flux et les vents de surface. Le GCM Titan de l'IPSL peut utiliser un premier niveau à 30 m voire moins, alors que les autres GCM Titan ont un premier niveau bien plus haut (300 m pour le Köln GCM, 500 m pour le UCLA GCM et 90 m pour le TitanWRF). Il est alors bien plus précis que les autres GCMs pour représenter les phénomènes de surface.

#### 1.2.e Développements effectués

Mon travail de thèse avec le GCM Titan a surtout été un travail d'analyse. J'ai fait cependant quelques développements. Le plus important a été l'ajout des marées gravitationnelles causées par Saturne dans le coeur dynamique du GCM, puis l'ajout de cartes de topographie.

Ceci sera détaillé dans les deux dernières sections de ce chapitre. Mon stage de M2 et une partie de ma thèse ont porté sur le développement du LMDZ Générique (voir le chapitre sur la Terre primitive). La connaissance que j'ai acquise alors sur la physique du LMDZ terrestre m'a permis de corriger quelques erreurs dans le GCM Titan. De plus, j'ai modifié le code pour pouvoir utiliser des cartes d'albédo et inclure les effets des ondes de gravité orographiques causées par la topographie sous-maille (non résolue avec la grille du modèle). Ces deux derniers points n'ayant pas procuré de résultats intéressants, je n'en discute pas dans le reste de ce manuscrit.

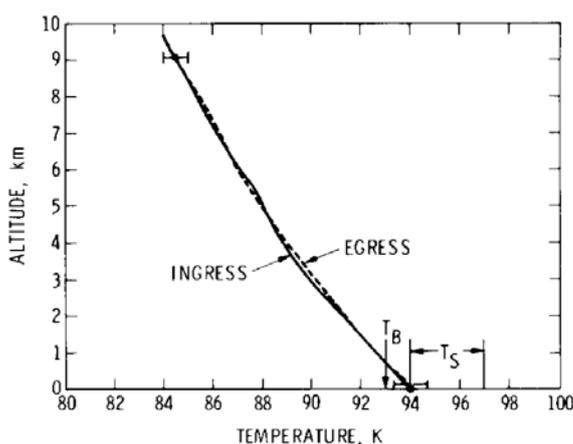
## 2 Caractérisation de la couche limite de Titan

Il est indispensable de connaître et de comprendre la structure thermique d'une atmosphère pour analyser correctement la circulation atmosphérique et pouvoir faire certaines prédictions. Un GCM qui ne reproduit pas bien la structure thermique d'une atmosphère a peu de chance de reproduire correctement toute la dynamique qui s'y produit. Ainsi, nous allons voir dans cette partie que la structure thermique de la basse atmosphère de Titan joue un rôle fondamental pour toute la dynamique troposphérique. C'est après avoir réussi à reproduire la structure thermique observée et à l'analyser, grâce au GCM Titan, que j'ai pu comprendre la dynamique de la troposphère de Titan, qui sera détaillée dans la partie suivante.

### 2.1 Observations de la structure thermique et motivations

#### 2.1.a Profils thermiques obtenus par radio-occultations

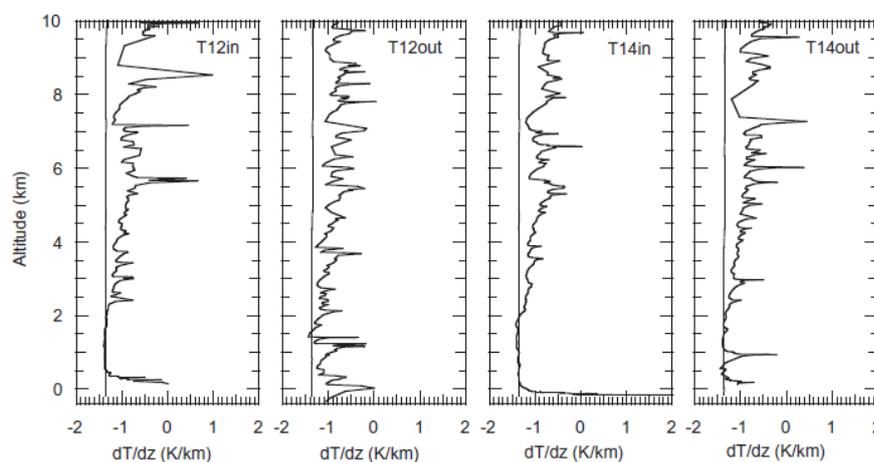
La première mesure du profil thermique de l'atmosphère de Titan a été réalisée par la sonde Voyager 1. Lors de son survol le 12 novembre 1980, elle a pu réaliser deux sondages par radio-occultations (Lindal et al., 1983). Le premier, le profil ingress, fut réalisé à 6.2°N du côté soir de Titan. Le deuxième, le profil egress, fut réalisé à 8.5°S du côté matin de Titan (voir figure 2.2). Ces deux profils ont donc été pris dans la bande équatoriale de Titan, proche de l'équinoxe de printemps. Ils indiquent que sous 3.5 km, le profil de température est proche du profil adiabatique sec (-1.31 K/km) et devient beaucoup plus stable au-dessus avec un gradient thermique d'environ -0.9 K/km. La résolution en altitude étant faible (500 m), il n'est pas possible d'analyser plus finement la couche limite avec ce profil.



**FIGURE 2.2** – Profils de température mesurés par Voyager 1. Figure issue de Lindal et al. (1983)

Grâce à ses nombreux survols de Titan, la sonde Cassini a permis de réaliser plusieurs radio-occultations dont ont pu être extraits des profils thermiques jusqu'à la surface avec

une bonne résolution verticale (Schinder et al., 2011, 2012). Des profils ont pu être mesurés dans la bande équatoriale de Titan durant la fin de l'été sud. Durant le survol T12 (19 mars 2006), le profil ingress a été mesuré à 31.4°S au matin et le profil egress à 52.8°S au soir. Durant le survol T14 (20 mai 2006), le profil ingress a été mesuré à 32.7°S au matin et le profil egress à 34.3°S au soir. Ainsi ces quatre profils ont été pris dans l'hémisphère d'été vers 30°S, sauf l'un d'entre eux (T12out), pris plus au sud. La figure 2.3 montre les profils de gradients verticaux de température obtenus. On voit que sur T12in, T14in et T14out, l'atmosphère est adiabatique jusqu'à 2 km. T12out qui a été pris plus au sud présente un profil thermique plus stable. Au dessus de 2km, le gradient augmente continûment pour les différents profils jusqu'à 10 km où il vaut environ -0.7 K/km. On remarque une inversion thermique pour les profils pris le matin T12in et T14in, ainsi qu'une couche bien marquée vers 1 km dans le profil T14out pris le soir. Toutes ces couches pourront être expliquées après l'analyse effectuée dans la section suivante (article Charnay and Lebonnois (2012)).



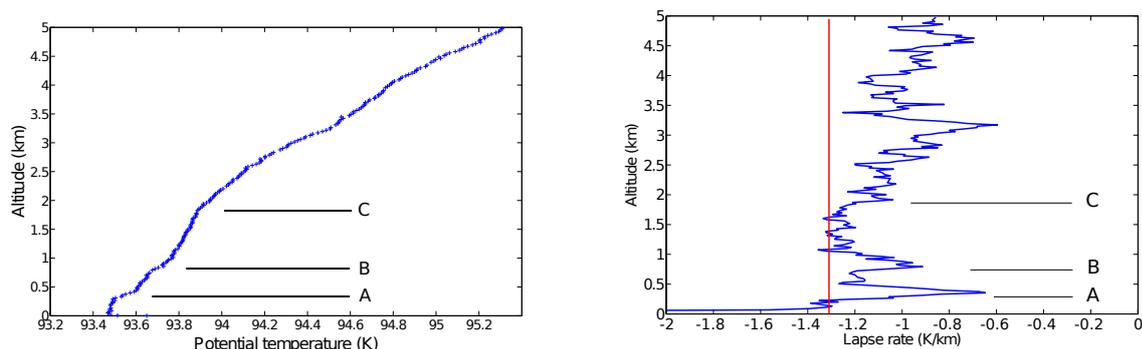
**FIGURE 2.3** – Gradients verticaux de température pour les survols T12 et T14. Le gradient adiabatique est indiqué par une ligne verticale. Figure issue de Schinder et al. (2011)

### 2.1.b Profil thermique mesuré par Huygens

La seule mesure in situ du profil thermique de l'atmosphère de Titan provient de la sonde Huygens qui s'est posée le 15 janvier 2005. Il s'agit de la mesure la plus précise dont nous disposons, qui nous sert de référence. Les mesures par radio-occultations permettent d'avoir le profil thermique moyen, éliminant ainsi certains effets régionaux. Cependant une mesure locale permet de révéler certaines particularités plus fines.

La figure 2.4 correspond au profil de température potentielle et au gradient thermique mesurés dans les 5 derniers kilomètres de l'atmosphère. La température potentielle est définie comme :

$$\theta = T \left( \frac{P_0}{P} \right)^\kappa \quad (2.1)$$

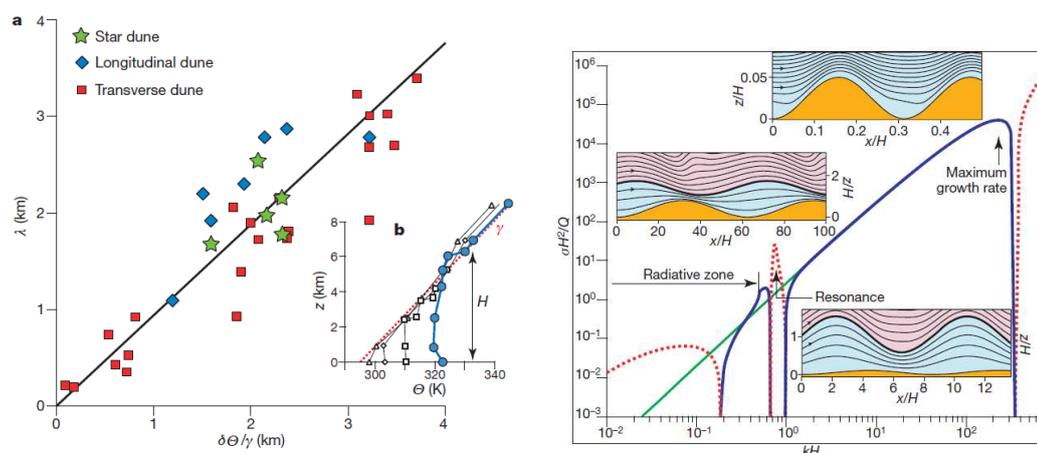


**FIGURE 2.4** – Profil de température potentielle (gauche) et gradient thermique vertical (en bleu à droite) dans les 5 premiers km de l’atmosphère de Titan mesuré par l’instrument HASI de la sonde Huygens. Le gradient adiabatique est tracé en rouge.

où  $T$  est la température,  $P_0$  la pression de référence (généralement la pression moyenne au sol),  $P$  la pression à l’altitude considérée,  $\kappa = r/c_p$  avec  $c_p$  la chaleur spécifique massique et  $r$  la constante spécifique des gaz parfaits. On prend  $P_0=1.467$  bar,  $\kappa=0.31$  pour les mesures d’Huygens. Si la température potentielle est constante sur une couche, ceci signifie que l’air y est mélangé verticalement par de la convection sèche. La température au sein de cette couche suit alors le gradient adiabatique sec qui vaut environ  $-1.31\text{K/km}$  dans la basse troposphère de Titan. Si le gradient thermique dépasse ce gradient adiabatique, alors de la convection sèche se développe et le profil se réajuste sur l’adiabatique sec. Sur la figure 2.4, on remarque 3 couches caractéristiques notée A, B et C (Griffith et al., 2008; Lorenz et al., 2010). La première (A) de 300 m est convective. Elle a été assimilée à la couche limite de Titan par Fulchignoni et al. (2005); Tokano et al. (2006a). On remarque ensuite que l’atmosphère est un peu plus stable jusqu’à 800 m où une discontinuité apparaît (B). Au dessus de 800 m et jusqu’à 2 km, le profil thermique redevient proche de l’adiabatique sec et de la convection se produit. Au dessus de 2 km, l’air devient plus stable et il n’y a plus du tout de convection. La basse troposphère de Titan apparaît alors comme stratifiée au niveau du site Huygens, avec une structure thermique complexe présentant 3 couches principales. Bien que la couche limite convective semble limitée au 300 premiers mètres, on observe de la convection jusqu’à 2 km alors que ces différentes couches devraient être isolées thermiquement. Différents processus sont alors nécessaires pour expliquer cette convection étendue.

### 2.1.c Lien entre espacement des dunes et hauteur de la couche limite

Le dernier indice sur la structure thermique de la basse atmosphère de Titan est une estimation indirecte de la hauteur de la couche limite par l’observation des dunes de Titan. D’après les observations radar de Cassini, les dunes linéaires de la bande équatoriale de Titan présentent des hauteurs et des espacements caractéristiques avec peu de variations sur l’ensemble de la surface de Titan. Ces dunes linéaires sont espacées d’environ 2-3 km (Lorenz, 2010). Andreotti et al. (2009) ont montré qu’au sein d’un champ de dunes géantes de n’importe quel type (dunes linéaires, dunes transverses, dunes étoiles et barchanes), l’espacement



**FIGURE 2.5** – A gauche, longueur d’onde (espacement) de différentes dunes sur Terre en fonction de la hauteur de la couche limite. A droite, résonance apparaissant pour une longueur d’onde proche de la hauteur de la couche limite. Les cadres de couleurs montrent les lignes de courant du vent au dessus des dunes. Figures de [Andreotti et al. \(2009\)](#)

entre les dunes est contrôlé par la hauteur de la couche limite atmosphérique (voir figure 2.5). En effet, le sommet de la couche limite constitue une surface sur laquelle se développe des ondes de gravité interfaciales. Les dunes perturbent l’écoulement du vent, produisant ces ondes de gravité. Lorsque l’espacement entre les dunes est proche de la hauteur de la couche limite, une résonance se produit qui limite la croissance des dunes (voir figure 2.5). Dans un champ de dunes géantes, l’espacement tend donc naturellement vers la hauteur de la couche limite. Ce processus de contrôle de croissance des dunes étant très général, il doit se produire également sur les dunes extra-terrestres et donc sur les dunes titaniennes. Par conséquent, la hauteur de la couche limite sur Titan devrait valoir environ 2-3km. Cette valeur est incompatible avec la couche convective A de 300 m révélée par Huygens mais pourrait être compatible avec la couche C de 2 km et les mesures par radio-occultations donnant une couche limite de 2 ou 3 km.

### 2.1.d Motivations

Ces différentes observations de la hauteur de la couche limite de Titan semblaient difficilement réconciliables. La couche limite de Titan apparaissait ainsi assez complexe.

La caractérisation de la couche limite a un intérêt crucial pour comprendre toute la dynamique et les phénomènes troposphériques. Elle passe souvent par l’utilisation de modèles méso-échelle car les variations régionales sont généralement très fortes, comme c’est le cas sur Terre ou sur Mars. Cependant, le climat de Titan présente, pour un modélisateur, le grand avantage d’être très stable. Il n’y a pas sur Titan la même activité météorologique que sur Terre, où on a de fortes dépressions et anticyclones, ou que sur Mars où le cycle diurne est très marqué. La circulation atmosphérique est proche de la circulation moyenne et ce sont donc généralement les vents moyens que l’on observe sur Titan. De plus, peu de rayonnement

solaire atteint la surface. Celle-ci est essentiellement chauffée par le rayonnement infrarouge atmosphérique qui subit très peu de variations. par conséquent le cycle diurne est très faible sur Titan et les contrastes de surface (albédo, inertie thermique, rugosité,...) affectent peu la circulation. Toutes ces raisons font qu'un GCM peut reproduire très correctement des mesures météorologiques locales sur Titan. Ceci est très dur voire impossible sur Terre ou sur Mars. Pourtant, aucun GCM n'avait été utilisé jusqu'à présent pour réaliser une étude fine de la couche limite de Titan. La plupart des GCMs Titan ont une faible résolution verticale près de la surface, les empêchant d'analyser correctement la couche limite. Par exemple, le premier niveau est à 200 m pour le modèle de Tokano et à 500 m pour le modèle de Mitchell.

Notre GCM Titan permet au contraire d'avoir une bonne résolution verticale près de la surface. J'ai donc augmenté le nombre de niveaux près de la surface dans le GCM (18 niveaux dans les deux premiers km et le premier niveau à 30 m), pour l'utiliser comme un outil d'analyse de la couche limite de Titan. Mon travail a consisté, dans un premier temps, à essayer de reproduire avec le GCM la structure thermique mesurée par la sonde Huygens. Une fois cette tâche accomplie, j'ai pu en comprendre l'origine ainsi que l'évolution diurne et saisonnière de la couche limite pour finalement reconcilier les différentes observations.

## 2.2 Article : Two boundary layers in Titan's lower troposphere inferred from a climate model

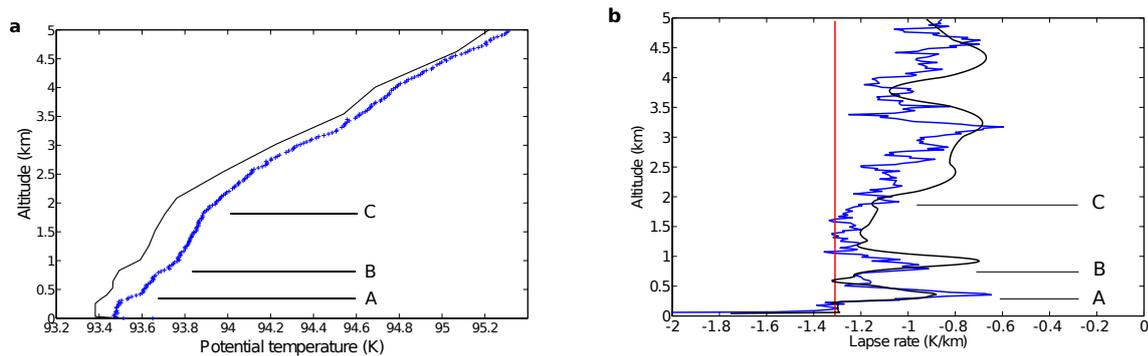
L'article qui suit a été publié en janvier 2012 dans *Nature Geoscience*. La référence complète est : Charnay, B. and S. Lebonnois, **Two boundary layers in Titan's lower troposphere inferred from a climate model**, *Nature Geoscience*, 2012 Le profil de température potentielle (figure 2.6) a été corrigé par rapport à l'article original. La valeur de  $\kappa$  pour tracer profil GCM avait été prise égale à celle du profil Huygens (0.31) alors qu'elle est en réalité plus faible dans le modèle (0.286).

**Introductory paragraph** Saturn's moon Titan has a dense atmosphere, but its thermal structure is poorly known. Conflicting information has been gathered on the nature, extent and evolution of Titan's planetary boundary layer—the layer of the atmosphere that is influenced by the surface—from radio-occultation observations by the Voyager 1 spacecraft (Lindal et al., 1983) and the Cassini orbiter (Schinder et al., 2011), measurements by the Huygens probe (Fulchignoni et al., 2005; Tokano et al., 2006a; Griffith et al., 2008) and by dune-spacing analyses (Lorenz et al., 2010). Specifically, initial analyses of the Huygens data suggested a boundary layer of 300 m depth with no diurnal evolution (Tokano et al., 2006a), incompatible with alternative estimates of 2–3 km (Lindal et al., 1983; Schinder et al., 2011; Lorenz et al., 2010). Here we use a three-dimensional general circulation model (Lebonnois et al., 2012a), albeit not explicitly simulating the methane cycle, to analyse the dynamics leading to the thermal profile of Titan's lowermost atmosphere. In our simulations, a convective boundary layer develops in the course of the day, rising to an altitude of 800 m. In addition, a seasonal boundary of 2 km depth is produced by the reversal of the Hadley cell

at the equinox, with a dramatic impact on atmospheric circulation. We interpret fog that had been discovered at Titan's south pole earlier (Brown et al., 2009) as boundary layer clouds. We conclude that Titan's troposphere is well structured, featuring two boundary layers that control wind patterns, dune spacing and cloud formation at low altitudes.

The planetary boundary layer (PBL) is the atmospheric layer located between the surface (land or sea), where friction slows down air motion, and the free atmosphere, where it becomes negligible (Parlange et al., 1995). The PBL is not restricted to Earth and should exist on any planet or moon with an atmosphere. The main differences between PBLs originate from their diurnal or seasonal evolution. On Earth, the height of the PBL (generally between 500 m and 3 km) is essentially controlled by solar heating and therefore by the diurnal cycle. A convective boundary layer appears during the morning when the ground is heated (Parlange et al., 1995), and the associated rise of warm air leads to the formation of cumuli that disappear in the evening. Because of its distance from the Sun and its thick and opaque atmosphere, Titan has a much weaker diurnal cycle than Earth (the insolation on Titan's surface is about 0.1% of that on Earth). The impact of this difference on the PBL has remained largely unexplored.

The thermal structure of Titan's lower troposphere (Titan's troposphere rises up to 40 km) is difficult to measure. The first observations were obtained during the Voyager 1 flyby with two radio occultation temperature profiles (at dawn and dusk). Both profiles gave a thermal lapse rate close to the dry adiabatic value (-1.31 K/km) below 3.5 km, followed by a slope change to -0.9 K/km above this altitude (Lindal et al., 1983). It was concluded that the PBL should correspond to this 3.5 km layer. A more precise temperature profile was obtained by the Huygens probe during its descent (Fulchignoni et al., 2005). The probe landed on Titan on January 14, 2005 at 9 :47 a.m local true solar time (LTST). The landing site was located at  $10.3^\circ \pm 0.4^\circ\text{S}$ ,  $167.7^\circ \pm 0.5^\circ\text{E}$  in southern midsummer ( $L_s = 300.5^\circ$ ). It was possible to derive the potential temperature profile and the atmospheric composition there (Niemann et al., 2005; Tokano et al., 2006a). The potential temperature decreased from 93.65 K at the ground to 93.48 K in the first 10 meters and then remained approximately constant in the next 300 m. Above 300 m, the potential temperature gradient becomes positive (Fig. 2.6 a). An analytical calculation based on these measurements led to the conclusion that this layer, interpreted as a convective layer, would not evolve by more than a few centimeters during Titan's day in this season (Tokano et al., 2006a). In the thermal profile, a lapse rate change at around 2 km altitude, together with a discontinuity at 800 m have also been noticed, complicating the understanding of the PBL (Griffith et al., 2008). Recent measurements by Cassini radio occultations (Schinder et al., 2011) show adiabatic profiles up to 2 km for latitudes of around  $30^\circ\text{S}$  and a more stable profile at  $53^\circ\text{S}$ . Another piece of information on Titan's PBL can be derived from observations of its giant linear dunes in the equatorial band (Titan has the largest dune fields in the Solar System) (Lorenz et al., 2006). The formation of giant dunes is a complex phenomenon depending on both surface winds and the PBL. The latter controls the height of the dunes and the spacing by

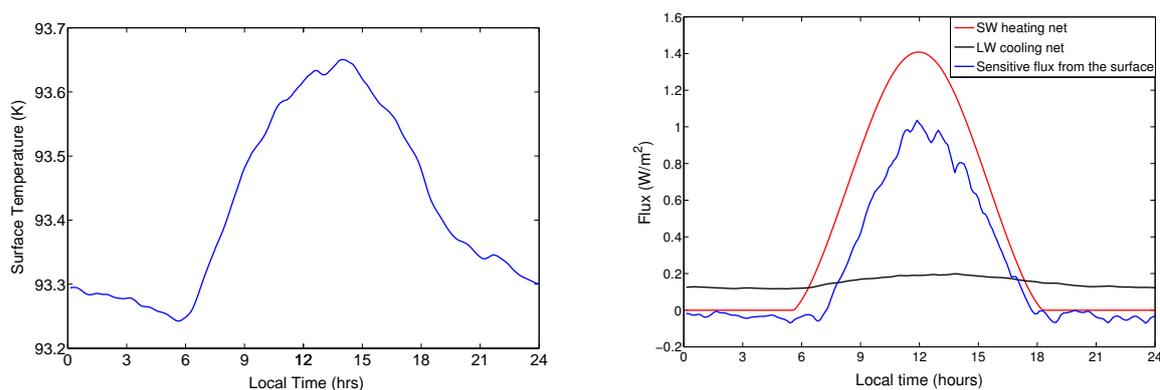


**FIGURE 2.6** – Thermal structure of the first kilometers at the Huygens’ landing site, measured by HASI and simulated by the GCM. **a**, Potential temperature observed during the Huygens probe descent (blue crosses ; the temperature uncertainty is 0.25 K) and simulated with our GCM (black line). **b**, Temperature lapse rate observed during the Huygens probe descent (blue) and simulated with our GCM (black). The red line indicates the adiabatic lapse rate. Note that the model faithfully predicts the major features in the thermal structure (level A, B and C). The characteristic peaks A and B are related to the diurnal evolution of the PBL, while the slope change C is related to the seasonal evolution of the PBL.

promoting the growth of dunes with wavelength of the order of magnitude of the PBL height (Andreotti et al., 2009). Thus, observation of dune spacing of around 3 km suggests the presence of a PBL 2-3 km thick (Lorenz et al., 2010).

To clarify the situation concerning Titan’s PBL and its evolution during the diurnal cycle, we used a 3-dimensional general circulation model (GCM, see Methods Summary). As the radiative time constant in Titan’s troposphere is larger than 2.5 Titan years (Tokano et al., 1999), direct solar heating of the troposphere is unable to generate a diurnal or even seasonal cycle. However, solar heating of the surface can induce diurnal variations in the lower troposphere through the sensible heat flux. The temperature lapse rate profile simulated by the GCM for the Huygens site at the time of landing is in agreement with the measured profile and features three particular levels, noted A, B and C (Fig. 2.6 b).

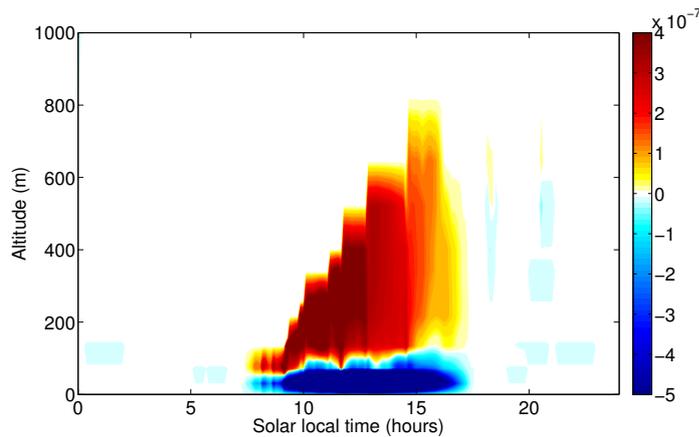
Level A corresponds to the top of a convective boundary layer (also called mixed layer) developed at 10 a.m. by ground heating. For the Huygens landing site, the solar flux at the top of the atmosphere reaches a maximum of  $15 \text{ W/m}^2$  with a diurnal average value of  $4.8 \text{ W/m}^2$ , 10% of which reaches the surface. The modelled ground temperature varies by 0.4 K over one Titan day (Fig. 2.7), so less than Cassini CIRS observations (Cottini et al., 2011) (1-1.5 K). The sensible flux at ground level varies from  $-0.05 \text{ W/m}^2$  in the night to  $+1.1 \text{ W/m}^2$  at midday (Fig. 2.7), with an average value of  $+0.23 \text{ W/m}^2$ . This represents approximately 5% of the solar flux at the top of the atmosphere and around 60% of the solar flux absorbed by the surface. The modelled wind is about 0.3 m/s at 30 m. In the convective layer, the temperature profile follows the adiabatic lapse rate. According to our



**FIGURE 2.7** – Effect of the diurnal cycle on temperature and flux budget at the surface. **left**, Diurnal surface temperature variation during one typical day at the Huygens’ site. **right**, Diurnal variation of fluxes at the surface at the Huygens’ site. The shortwave solar heating (in red), the infrared cooling (in black) and the sensible flux from surface to atmosphere (in blue) are shown.

simulations, dry convection starts after 7 a.m. LTST in the southern hemisphere (Fig. 2.8). Then, the convective boundary layer rises, reaching a maximal altitude of approximately 800 m at 3 p.m. and disappears after 5 p.m. After sunset, the air cools close to the ground, producing a stable 100 m layer (observed in the Cassini radio occultation dawn profiles (Schinder et al., 2011)). Due to low turbulent heat diffusion and strong atmospheric stability, the structure at 800 m (called residual layer, level B) remains observable throughout the day, with the temperature lapse rate slightly below the adiabatic value. A similar layer has been observed at 900 m in one of the Cassini radio occultation profiles (Schinder et al., 2011).

Above 1 km and up to 2 km (level C), the thermal profile of the troposphere is again close to the adiabatic lapse rate. This involves a physical process different from the diurnal boundary layer (limited to the first 800 m) mixing the air along this height. We explain this phenomenon by the seasonal cycle (Jennings et al., 2011; Friedson et al., 2009) producing a seasonal boundary layer. For most of the time, Titan’s circulation is controlled by a pole-to-pole Hadley cell. The circulation of this cell reverses at the equinox, but this transition is not instantaneous : the Intertropical Convergence Zone (ITCZ, where the air rises) runs through all latitudes from one pole to the other, with the formation of two Hadley cells during the transition (Mitchell, 2008). Thus, twice a Titan year, the ITCZ crosses the equatorial band and warm air rises up to the free atmosphere at 2 km. The potential temperature in the free atmosphere shows little seasonal or latitudinal variations and follows a linear profile. The 2 km height is then fixed by the constant lapse rate in the free atmosphere (around  $-0.8$  K/km) and the ground temperature (Fig. 2.9). The layer remains as a residual layer after the passage of the ITCZ. For example, the layer at the Huygens’ site was produced 10 terrestrial years before the landing. Moreover, sporadic convection is maintained, due to global circulation. In our simulation, the slope change at 2 km has a dramatic consequence

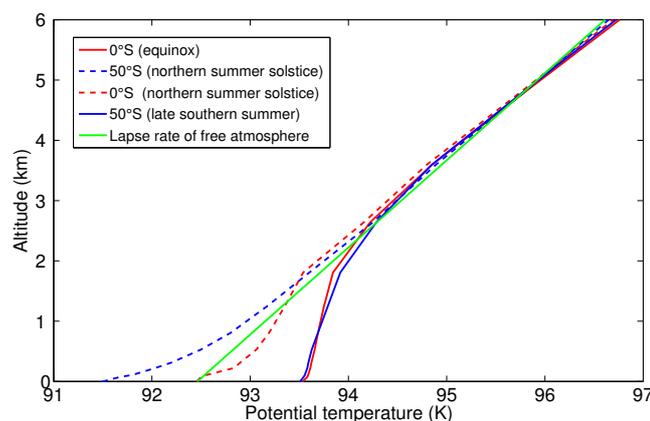


**FIGURE 2.8** – **Simulated diurnal evolution of dry convection in the first kilometer during one typical Titan’s day at the Huygens’ site.** Temperature tendencies (in  $10^{-7}$  K/s) due to dry convection, illustrating the vertical extension of the convective layer during one typical Titan’s day at the Huygens probe landing site and season. The steps in the figure are caused by the vertical discretization of our model.

on meridional circulation. It acts as a cap layer, blocking most of the vertical rising (weak on Titan). Therefore most of the meridional circulation is confined in the first two kilometers, leading to heating and convection in this layer at all latitudes covered by this circulation. The seasonal cycle enforces a higher stability in winter (Fig. 2.9) or at high latitude except for the summer solstice as observed (Schinder et al., 2011). This trapped Hadley circulation controls winds in the lower troposphere. Zonal winds in the 2.5 first km of the Huygens profile (Tokano, 2009) correspond to summer monsoon winds (Fig. 2.10). The free atmosphere begins above this level : the temperature, controlled by direct solar heating, is maximal at the equator, causing an increase of zonal winds with altitude. In conclusion, although Titan’s Hadley circulation reaches the tropopause and above, its strength is mainly confined to the first two kilometers. The thermal structure is thus based on two boundary layers : a diurnal layer produced by ground heating and a seasonal layer produced by the ITCZ displacement at the equinox, weaker the rest of the year, but maintained by the global circulation.

Averaged over more than one day, only a weak PBL signature remains at level B. The slope change (level C) becomes the largest significant feature in the thermal structure (Fig. 2.9). In this respect, it is equivalent to a permanent boundary layer of around 2 km for all in the equatorial band ( $30^{\circ}\text{S}$  to  $30^{\circ}\text{N}$ ). Interfacial waves can appear on the top of this layer, controlling giant dune size (Andreotti et al., 2009). The height of 2 km is consistent with the observed dune spacing of 3 km (Lorenz et al., 2010). Furthermore, at these latitudes, this layer is particularly marked at the equinox, in agreement with a scenario proposed for the preferential formation of the dunes during this period (Tokano, 2010).

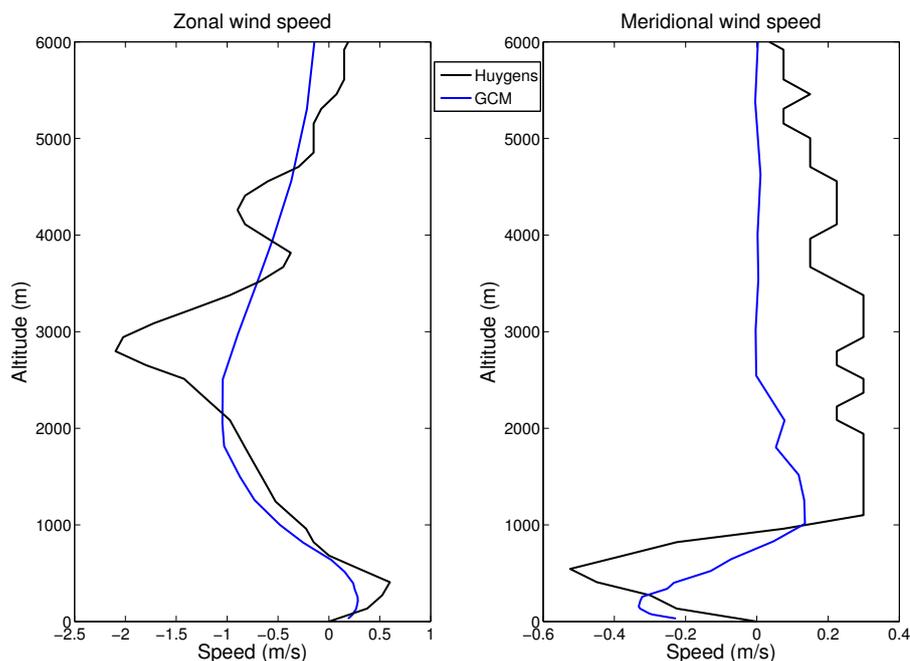
Since our model does not take into account clouds and methane cycle, all results cor-



**FIGURE 2.9** – Simulated averaged potential temperature profiles giving the seasonal evolution of the thermal structure for the first kilometers. Averaged potential temperature profile over ten Titan’s days for different latitudes (red at the equator, blue at 50°S) and at different seasons : solid line at the ITCZ crossing (equinox for the equator and late southern summer for 50°S) and dashed line in the coldest period (northern summer solstice for both). The green line corresponds to the lapse rate of the free atmosphere (above 2 km).

respond to a dry case. Episodic deep convection can happen (Turtle et al., 2011b; Mitchell et al., 2011) when the atmosphere is saturated. In such a case, its lapse rate is reajusted to the moist adiabtic lapse rate (around  $-0.6$  K/km (Griffith et al., 2008; Mitchell, 2008)). Such events might leave footprints in the thermal profile, but they remain rare. Furthermore deep convection is expected to be mainly restricted to the middle troposphere (Griffith et al., 2008). Over an area of liquid methane (e.g. the polar lakes), methane evaporation and the associated latent flux will strongly modify the development of the diurnal PBL. However, for lands with limited moisture at the ground (this includes areas surrounding lakes), the diurnal PBL should remain close to the dry case.

Clouds are observed in Titan’s middle or higher troposphere. Most of them are produced by large-scale ascending motion of methane up to altitudes where the air is saturated (Rodriguez et al., 2009; Rannou et al., 2006; Mitchell et al., 2006). Clouds have also been detected at 750 m, below the usual altitude of tropospheric clouds (higher than 10 km). They have been interpreted as fog formed above the ground in high humidity conditions (Brown et al., 2009), but have not yet been explained, diurnal temperature variations being too limited to generate fog by cooling. In our simulations, the top of the diurnal PBL reaches 700-800 m for all summer latitudes (5°S-80°S, excepted at the ITCZ where it rises up to 2 km), precisely the altitude of the fog. Therefore we propose this fog corresponds to boundary layer clouds, produced by the same mechanism as fair weather cumuli on Earth. During summer in polar regions (where lakes and pools of methane are present), humidity close to the ground may reach high values. In the morning, dry convection is triggered and methane-rich air close to the ground rises to the top of the PBL. For an air parcel close to saturation near the



**FIGURE 2.10** – Averaged zonal and meridional winds for the first kilometers at the Huygens' site. On the left : zonal wind, on the right : meridional wind. In blue : wind profiles from the GCM, averaged over one day. In black : instantaneous wind profiles derived from the Huygens probe (Tokano, 2009).

ground that rises to 750 m, the relative humidity can increase up to 8%, which is sufficient to trigger condensation. These clouds could appear during the morning at high latitudes in summer, but also after precipitations in other regions (Turtle et al., 2011b; Mitchell et al., 2011), in particular at the ITCZ, where they could form up to 2 km. Mesoscale simulations, including cloud formation schemes, will be required to fully validate our conclusions.

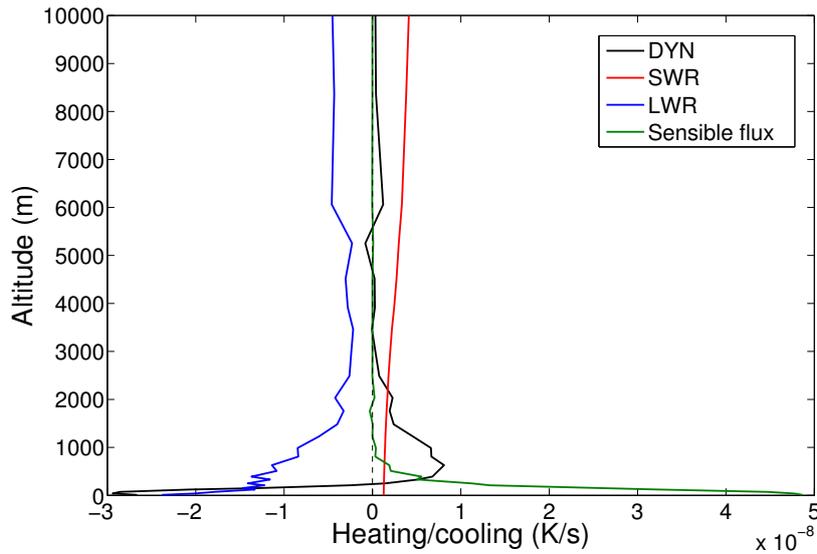
Our simulations provide a general framework that explains a number of various meteorological observations and features on Titan. They reveal that, despite the limited solar insolation, the diurnal cycle on Titan is an active and observable phenomenon. In this matter, Titan therefore appears closer to an Earth-like world than previously anticipated (Tokano et al., 2006a).

### 2.3 Analyses supplémentaires sur les variations saisonnières de la couche limite

Nous apportons ici des analyses et précisions supplémentaires, par rapport à la section précédente, sur la couche limite de Titan et son évolution saisonnière.

### 2.3.a Chauffage, refroidissement et temps de réponse atmosphérique

Nous avons donc montré qu'il existe une transition fondamentale dans la troposphère de Titan vers 2 km. En dessous de 2 km, l'atmosphère subit l'influence de la surface et subit des variations saisonnières importantes. Au dessus de 2 km, l'atmosphère est presque découplée de la surface et répond très faiblement au cycle saisonnier. La figure 2.11 illustre cette transition en indiquant la valeur des différents termes de chauffage et refroidissement (moyennés sur une année Titan et sur toute la surface de Titan) pour les 10 premiers km de l'atmosphère. On voit que le flux sensible, correspondant à la couche limite, ne réchauffe l'atmosphère que sur le premier km de l'atmosphère en moyenne. La circulation atmosphérique est limitée essentiellement aux deux premiers km, refroidissant en moyenne les 200 premiers mètres et réchauffant au dessus. L'émission infrarouge refroidit l'atmosphère à toutes les altitudes et en particulier proche de la surface. Au dessus de 2 km, le chauffage par le rayonnement solaire devient plus important que celui causé par la dynamique atmosphérique et est équilibré avec le refroidissement par l'émission infrarouge. Ainsi, au dessus de 2 km, l'atmosphère est contrôlée essentiellement radiativement (rayonnement infrarouge et visible).



**FIGURE 2.11** – Chauffages et refroidissements moyens causés par la circulation générale (DYN en noir), l'absorption du rayonnement solaire (SWR en rouge), l'absorption et l'émission infrarouge (LWR en bleu) et le mélange vertical (flux sensible en vert).

La constante de temps radiative de la troposphère (temps caractéristique de réponse de l'atmosphère pour se refroidir radiativement vers l'état d'équilibre) est :

$$\tau_{rad} = \frac{c_p p_s}{\sigma g T_e^3} \quad (2.2)$$

où  $c_p$ ,  $p_s$ ,  $g$  et  $T_e$  sont la capacité calorifique spécifique de l'atmosphère, la pression de surface, la gravité et la température effective ( $\approx 82$  K). On a alors  $\tau_{rad} \approx 3.8$  années Titan (bien supérieur à une saison de Titan).

La constante de temps dynamique de la troposphère (temps caractéristique de réponse à la circulation atmosphérique) est :

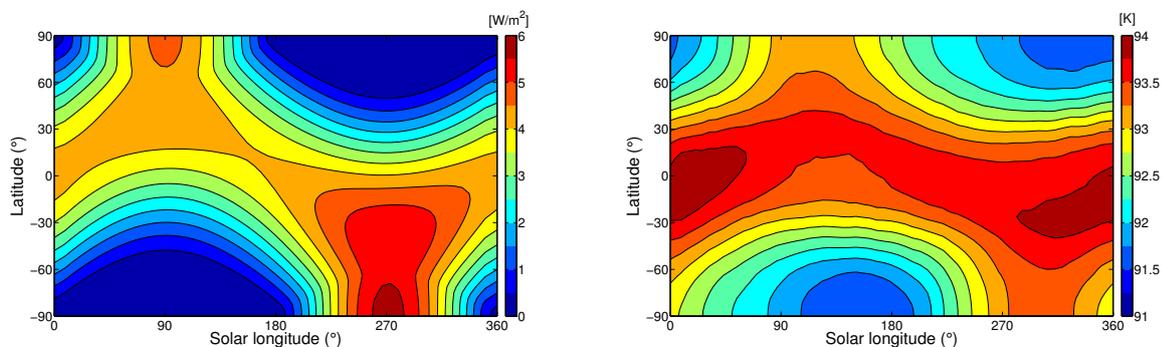
$$\tau_{dyn} = \frac{R_T}{v} \quad (2.3)$$

avec  $R_T$  le rayon de Titan et  $v$  la vitesse méridienne moyenne. Dans les 2 premiers km de l'atmosphère on a  $v \approx 0.2$  m/s, d'où  $\tau_{dyn} \approx 0.01$  année Titan (bien inférieur à une saison de Titan). Au dessus de 2 km  $\tau_{dyn} > 0.1$  année Titan.

Nous pouvons alors conclure que dans les 2 premiers km, la troposphère, qui est contrôlée par la circulation atmosphérique, répond efficacement au cycle saisonnier. Au dessus de 2 km, la troposphère, qui est contrôlée par le radiatif, ne possède presque plus de cycle saisonnier.

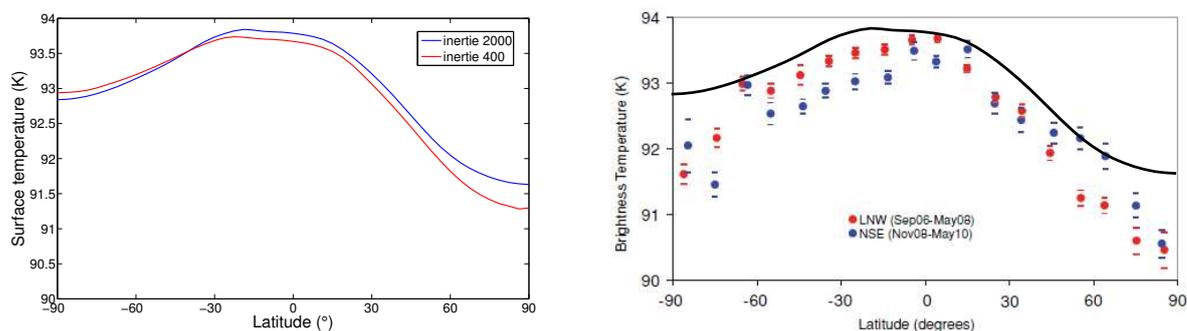
### 2.3.b Variations saisonnières de la température de surface

La figure 2.12 montre les variations saisonnières du flux solaire au sommet de l'atmosphère et de la température du sol (moyennée en longitude) pour une inertie thermique de  $2000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . La température du sol répond ainsi aux variations d'insolation même avec une valeur assez haute d'inertie thermique. Le maximum de température reste cependant dans la bande équatoriale, même aux solstices. La saison la plus chaude correspond à l'équinoxe d'automne, soit 5-6 ans après que Saturne soit passée par son périhélie.



**FIGURE 2.12** – Variations saisonnières du flux solaire au sommet de l'atmosphère (gauche) et du profil latitudinal de température moyennée en longitude (droite). Simulations faites avec une inertie thermique de  $2000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

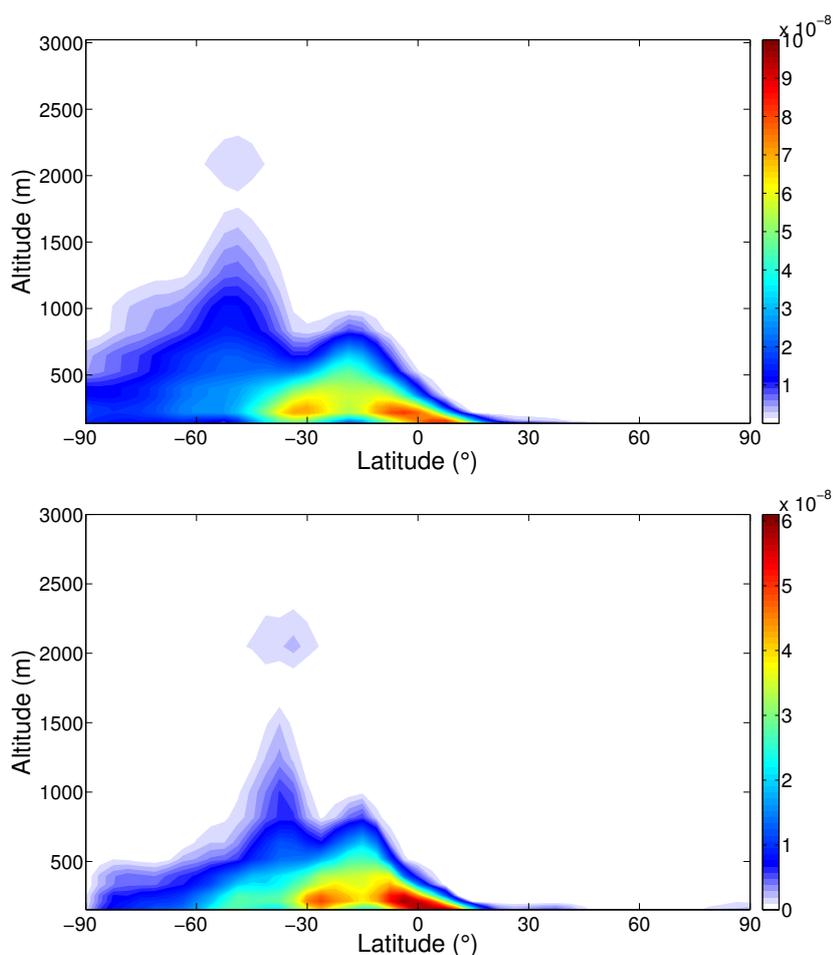
La figure 2.13 de gauche montre le profil de température latitudinal à l'équinoxe d'automne pour une inertie thermique de 400 et de  $2000 \text{ s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . Les variations sont très proches. Avec l'inertie la plus faible, le gradient thermique équateur-pôle sud est un peu plus marqué. La figure 2.13 de droite correspond aux observations par Cassini des variations latitudinales de température de surface obtenues par Jennings et al. (2011). Le profil du GCM (pour l'inertie de 2000 à l'équinoxe d'automne) y est superposé. Dans ce cas-ci, la température est plus élevée avec le GCM de 0.5-1 K mais le gradient thermique latitudinal est correct.



**FIGURE 2.13** – A gauche : profil latitudinal de température moyennée en longitude au moment de l'équinoxe d'automne pour une inertie de 400 SI (rouge) et 2000 SI (bleu). A droite : profil de température latitudinal mesuré par Cassini entre septembre 2006 et mai 2008 (rouge) et entre novembre 2008 et mai 2010 (bleu) (Jennings et al., 2011). Le profil GCM à l'équinoxe d'automne et pour l'inertie de 2000 SI est inséré en noir.

### 2.3.c Variations saisonnières de la hauteur de la couche limite convective

Dans la section précédente (article Charnay and Lebonnois (2012)), nous avons caractérisé la hauteur de la couche limite au niveau du site Huygens, qui comprend donc une couche limite convective diurne et une couche légèrement convective au dessus et jusqu'à 2 km causée par le piégeage de la circulation de Hadley au niveau de l'ITCZ. Nous appelons cette circulation **la circulation de couche limite**. Maintenant, nous appliquons la méthode utilisée pour caractériser la couche diurne convective au niveau du site Huygens (figure 2.8) afin de déterminer l'altitude de cette couche pour les autres latitudes de l'hémisphère d'été. La figure 2.14 correspond aux tendances causées par la convection sèche dans le GCM en fonction de l'altitude et de la latitude (moyennées sur 10 jours Titan et en longitude) pour la saison de Huygens et pour une inertie thermique de 400 ou 1000  $\text{J s}^{-1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$ . La hauteur maximale de la couche limite diurne correspond alors à la hauteur maximale où la tendance causée par la convection sèche est non nulle. Avec l'inertie à 400  $\text{J s}^{-1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$ , la hauteur maximale est plus élevée. Cette différence reste limitée pour les basses latitudes. Par contre, pour les hautes latitudes de l'hémisphère d'été, la couche limite diurne peut monter jusqu'à deux fois plus haut avec la basse inertie thermique. Ceci s'explique par les plus hautes températures de surface, pour les hautes latitudes de l'hémisphère d'été, obtenues avec une plus faible inertie thermique. Les variations saisonnières des températures polaires sont beaucoup plus sensibles à la valeur de l'inertie thermique et donc impactent fortement la couche limite à ces endroits. Sur la figure 2.14, nous observons deux maxima. Un vers 15°S et l'autre vers 35°S et 50°S, (pour l'inertie de 400 et 1000 respectivement). Le premier pic correspond à la latitude où les variations journalières d'ensoleillement sont les plus importantes. Le second correspond à la branche montante de la cellule de Hadley, il s'agit aussi de la latitude où la température de surface est la plus élevée. Ce second pic dépend donc de l'inertie thermique contrairement au premier. Comme attendu, il est plus proche de l'équateur pour la valeur d'inertie la plus élevée. C'est au niveau de ce second pic que se produit le piégeage de la



**FIGURE 2.14** – Tendances en température (en  $10^{-8}$  K/s) causées par la convection sèche à  $L_s=300^\circ$ , en moyenne diurne et zonale. Simulations faites avec une inertie de 400 (en haut) et de 1000 (en bas)  $\text{J s}^{-1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$ .

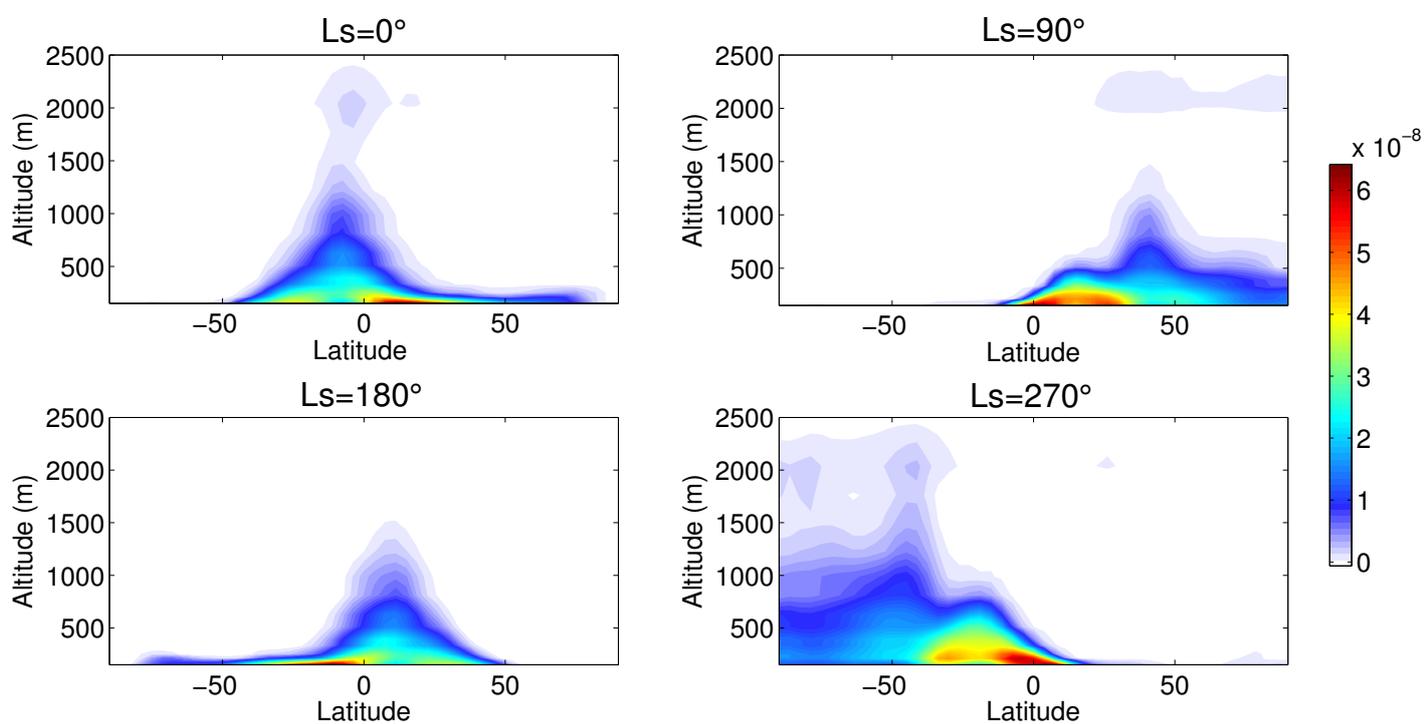
circulation de Hadley, et la convection sèche atteint alors 2 km.

La figure 2.15 correspond à la même analyse mais pour différentes saisons (les deux équinoxes et les deux solstices) avec l'inertie de  $400 \text{ J s}^{-1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$ . On remarque que la convection est plus intense durant le solstice d'été sud ( $L_s=270^\circ$ ) et l'équinoxe suivant ( $L_s=0^\circ$ ). Ceci est en accord avec le fait que Saturne passe par son aphélie au début de l'été sud.

### 2.3.d Structure thermique hivernale

Les études précédentes ont été focalisées surtout sur la couche limite estivale et le passage de l'ITCZ qui contrôle la circulation de couche limite. Nous décrivons dans ce paragraphe la structure thermique moyenne en hiver et l'impact de cette circulation à cette saison.

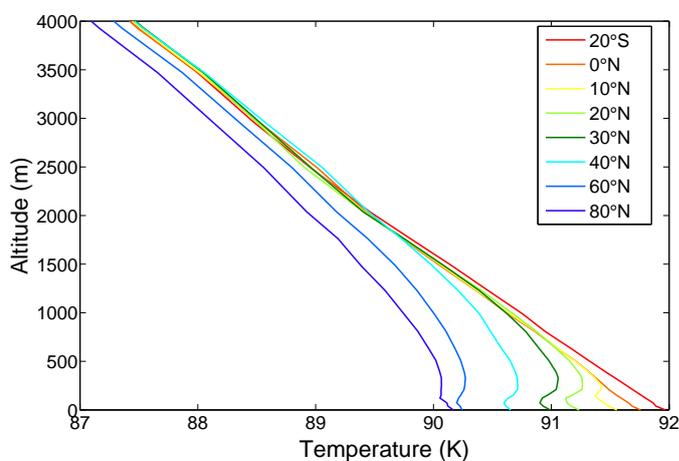
La figure 2.16 correspond aux profils thermiques moyens pour différentes latitudes du-



**FIGURE 2.15** – Similaire à la figure 2.14 mais pour d'autres saisons (équinoxes de printemps et d'automne et solstice d'été et d'hiver Nord). Simulation faite avec une inertie de  $400 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

rant le solstice d'hiver Nord, obtenus avec le GCM et une inertie de 1000 SI. Le profil de température à 20°S est adiabatique dans les 2 premiers km. On s'aperçoit que les profils de températures aux autres latitudes sont tous très proches au dessus de 2 km comme pour la figure 2.9. Sauf pour les très hautes latitudes (60° N et au delà), les écarts ont lieu seulement dans les 2 premiers km. C'est dans cette région qu'ont lieu les échanges thermiques entre la surface et l'atmosphère. Pour les moyennes et hautes latitudes, le profil de température est proche de l'isotherme pour le premier km. On voit en particulier une inversion thermique vers 100-200 m au dessus de la surface. Cette inversion thermique est produite par la circulation de couche limite. Jusqu'à 100 m au dessus de la surface, la circulation méridienne se fait vers l'hémisphère d'été (ici l'hémisphère sud). De l'air froid venant des hautes latitudes s'écoule ainsi juste au dessus de la surface. Cette dernière étant plus chaude, il y a apparition d'une petite couche limite convective, donc jusqu'à environ 100 m. La branche de retour de la circulation de couche limite se trouve au-dessus, entre 200 m et 2 km. Cet air chaud venant de l'hémisphère d'été produit alors une inversion thermique entre environ 100 et 200 m.

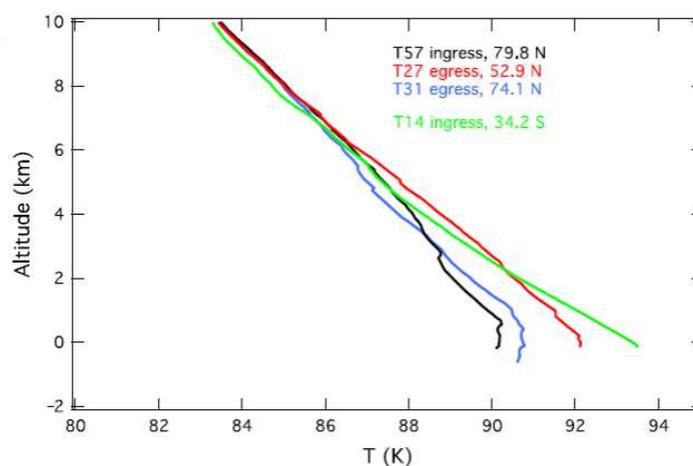
Ces résultats sont en bon accord avec les radio-occultations réalisées dans l'hémisphère d'hiver par Cassini (Schinder et al., 2012) peu avant l'équinoxe. Ces profils thermiques (Figure 2.17) ne descendent pas suffisamment bas et ne sont pas suffisamment précis pour pouvoir déceler la subtile inversion thermique, cependant ils présentent une atmosphère isotherme sur environ 0.5-1.5 km pour les latitudes de l'hémisphère d'hiver.



**FIGURE 2.16** – Profils de température pour différentes latitudes (en moyenne zonale) durant le solstice d'hiver Nord. Simulation avec inertie à  $1000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

## 2.4 Conclusion

En utilisant le GCM Titan nous avons réussi à reproduire la structure thermique mesurée par la sonde Huygens, qui présentait 3 couches dans la basse troposphère. L'analyse des simulations nous a permis d'expliquer l'origine de ces 3 couches : deux sont reliées au cycle diurne et la troisième est reliée au cycle saisonnier et au piégeage de la circulation dans les 2 premiers km. Ceci nous a permis ensuite de réaliser une caractérisation complète de

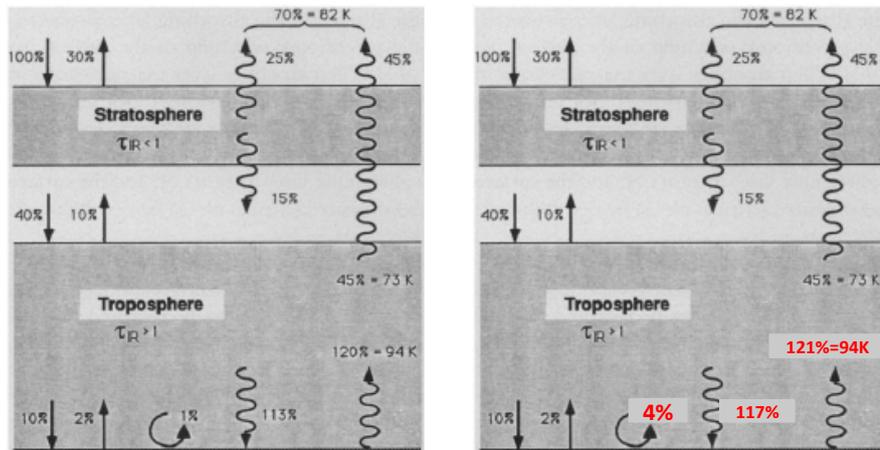


**FIGURE 2.17** – Profils de température pour différentes latitudes et pour les 10 premiers km de l'atmosphère, obtenus par des radio-occultations (Schinder et al., 2012). T14 a été pris le 20/06/2006, T27 le 26/03/2007, T31 le 28/06/2007 et T57 le 22/07/2009.

la structure thermique et de la couche limite de Titan. Nous avons alors pu réconcilier les observations par radio-occultations de Voyager 1 et Cassini avec les mesures de Huygens et l'observation de l'espacement des dunes de Titan. Nous avons également pu expliquer la structure des vents observés dans la basse troposphère de Titan par Huygens et prédit l'existence de nuages de couche limite de méthane.

La troposphère de Titan possède ainsi une structure unique dans le système solaire. Elle peut être découpée en deux parties principales. La première partie, qui correspond aux deux premiers km de l'atmosphère, est soumise à l'influence des cycles diurne et saisonnier. Dedans se développe une couche limite convective forcée par le cycle diurne. De plus, cette couche produit un piégeage de la circulation atmosphérique. La plupart de la circulation de Hadley est confinée dans les 2 premiers km formant une circulation de couche limite. La seconde partie, qui correspond au reste de la troposphère (de 2 km à 43 km), est beaucoup plus stable et contrôlée essentiellement par le chauffage par l'absorption du rayonnement solaire et le refroidissement par l'émission thermique. Dans cette partie, la circulation méridienne est affaiblie. Cependant il s'agit d'une région où les nuages de méthane se forment et où la convection profonde peut se déclencher. Les nuages de méthane peuvent ainsi influencer la dynamique atmosphérique à cet endroit. Si il n'y avait pas de convection profonde par les nuages de méthane, la troposphère de Titan au sens "zone où l'atmosphère est convective", se limiterait donc aux deux premiers km.

Cette analyse, nous a permis de montrer que les échanges thermiques entre la surface et l'atmosphère sont beaucoup plus importants que les études 1D ne le prévoyaient. Ces échanges sont grandement facilités par la circulation de couche limite. Nous avons trouvé qu'environ 50% du rayonnement absorbé par la surface est converti en flux sensible. Ceci correspond à environ 4% du flux solaire arrivant au sommet de l'atmosphère de Titan, soit



**FIGURE 2.18** – Bilan des flux dans l’atmosphère et à la surface de Titan obtenus par le modèle 1D de [McKay et al. \(1991\)](#) et par le GCM Titan

quatre fois plus que les estimations 1D précédentes de [McKay et al. \(1991\)](#) (voir figure 2.18). Le 3D apparaît alors comme indispensable pour prédire correctement la structure thermique et les flux de surface. Bien que nous n’ayons pas fait d’étude avec le cycle du méthane, cette nouvelle évaluation du flux sensible augmente aussi le flux latent possible sur Titan. Par la circulation de couche limite, l’évaporation doit être plus forte que prédite par une étude 1D, augmentant la possibilité de former des nuages de méthane. Ceci va dans le même sens que l’étude théorique de [Mitchell \(2012\)](#) qui propose que le cycle du méthane et la formation de nuage, en particulier les nuages convectifs, sont renforcés par la circulation globale et la convergence d’humidité qui y est associée.

Enfin, par cette analyse nous avons mis en lumière que la structure thermique et la dynamique globale de la basse troposphère de Titan sont indissociables, l’une agissant sur l’autre et réciproquement. Nous comprenons alors que tous les processus de surface (échange de moment cinétique, formation des dunes et formation des nuages bas) vont être contrôlés par cette circulation de couche limite qui joue donc un rôle capital dans la météorologie tita-nienne. L’étude de cette circulation et de ses impacts constitue l’objet de la partie suivante.

### 3 Circulation de couche limite

Nous décrivons dans cette partie l'impact de la circulation de couche limite, qui se produit dans les 2 premiers km de l'atmosphère, sur les vents de basse altitude, la formation de nuages de méthane ainsi que les échanges de moments cinétiques entre l'atmosphère et la surface.

#### 3.1 Vents, ondes et formation de nuages dans la basse troposphère

##### 3.1.a Circulation méridienne dans la basse troposphère

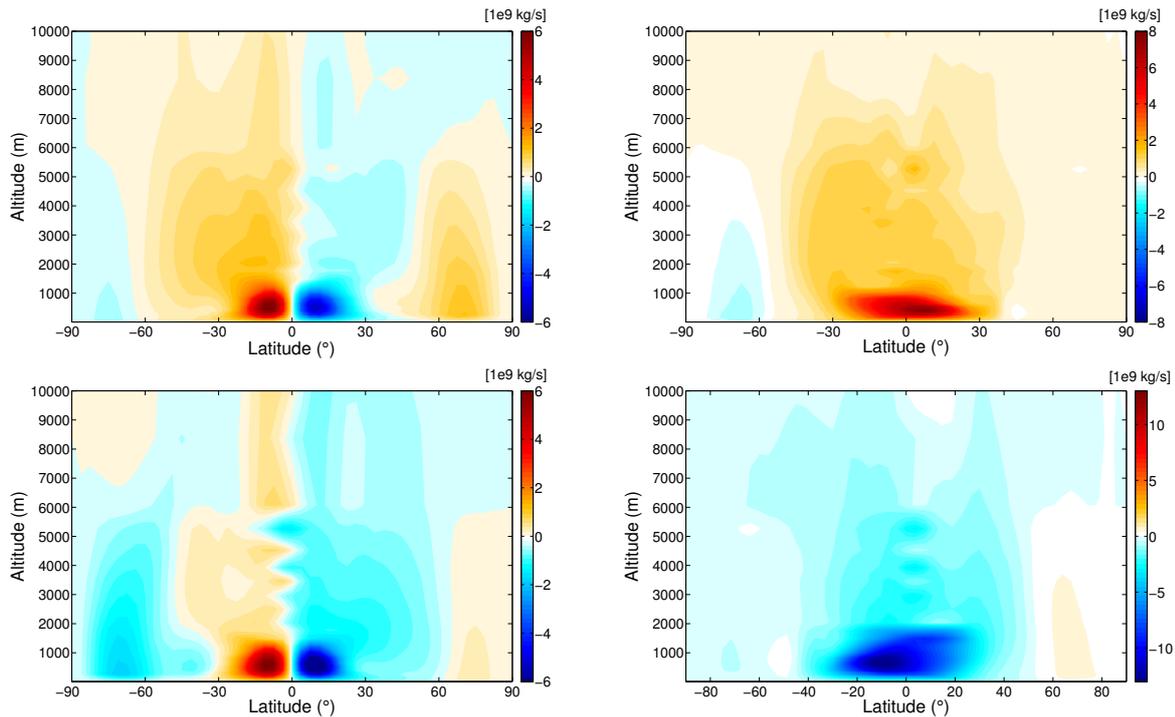
Nous avons vu dans la partie précédente que la circulation de Hadley est essentiellement confinée dans les deux premiers km de l'atmosphère, formant une circulation de couche limite. La figure 2.19 correspond à la fonction de courant intégrée  $\Psi$  de l'atmosphère de Titan pour les différentes saisons. Par définition :

$$\Psi(\lambda, z) = 2\pi R_T \cos \lambda \int_0^z v \rho dz \quad (2.4)$$

avec  $\lambda$  la latitude,  $z$  l'altitude,  $R_T$  le rayon de Titan,  $v$  la vitesse méridienne et  $\rho$  la masse volumique de l'air.

Les longitudes solaires ont été prises un peu décalées (d'environ  $15^\circ$ ) par rapport à l'équinoxe solaire, pour correspondre à l'équinoxe météorologique, c'est à dire le moment où l'ITCZ est à l'équateur. Les courbes pour lesquelles la fonction de courant est constante correspondent aux lignes de courant de la circulation atmosphérique (le trajet que suit une particule d'air en moyenne). De ces figures, on aperçoit deux régimes principaux de la circulation. D'abord au moment de l'équinoxe où la circulation est axi-symétrique avec deux cellules de Hadley dont les branches montantes sont au niveau de l'équateur, ainsi que deux cellules polaires (au dessus de  $60^\circ$  de latitude en moyenne). Puis au moment des solstices où la circulation est non axi-symétrique avec une seule cellule de Hadley dont la branche montante est dans l'hémisphère d'été, ainsi qu'une cellule polaire au delà de  $60^\circ$  de latitude dans l'hémisphère d'hiver. En réalité, la circulation axisymétrique équinoxiale n'a lieu que durant un instant assez court (autour de 2 ans terrestres comparés aux 30 ans de l'année titaniennne). La transition vers la circulation de solstice est rapide et c'est cette circulation, avec une seule cellule de Hadley, qui a lieu durant la majorité de l'année titaniennne.

En regardant l'intensité de la fonction de courant, on voit qu'elle est particulièrement intense entre  $30^\circ\text{S}$  et  $30^\circ\text{N}$  et dans les deux premiers km. Ceci est en accord avec le piégeage de la circulation décrit dans la partie précédente. En dehors de cette zone, une circulation est toujours présente et s'étend jusqu'à la troposphère, mais elle est beaucoup plus faible. En changeant l'inertie thermique de la surface nous ne modifions pas la structure de la circulation. Seule l'extension latitudinale de la circulation de couche limite est légèrement modifiée : elle est augmentée avec une faible inertie thermique. La figure 2.20 correspond aux vents méridiens obtenus pour les saisons décrites ci-dessus. On aperçoit bien un piégeage des vents méridiens dans les deux premiers km. Au moment de l'équinoxe, les vents méridiens



**FIGURE 2.19** – Fonctions de courant en masse et en moyenne zonale pour différentes saisons. En haut à gauche : à l'équinoxe de printemps Nord ( $L_s=14^\circ$ ). En haut à droite : au solstice d'été Nord ( $L_s=90^\circ$ ). En bas à gauche : à l'équinoxe d'automne Nord ( $L_s=200^\circ$ ). En bas à droite : au solstice d'hiver Nord ( $L_s=270^\circ$ ). La barre de couleurs indique l'intensité de la circulation qui se produit dans le sens des aiguilles d'une montre (en bleu) et dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (en rouge). Simulation avec inertie à  $1000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

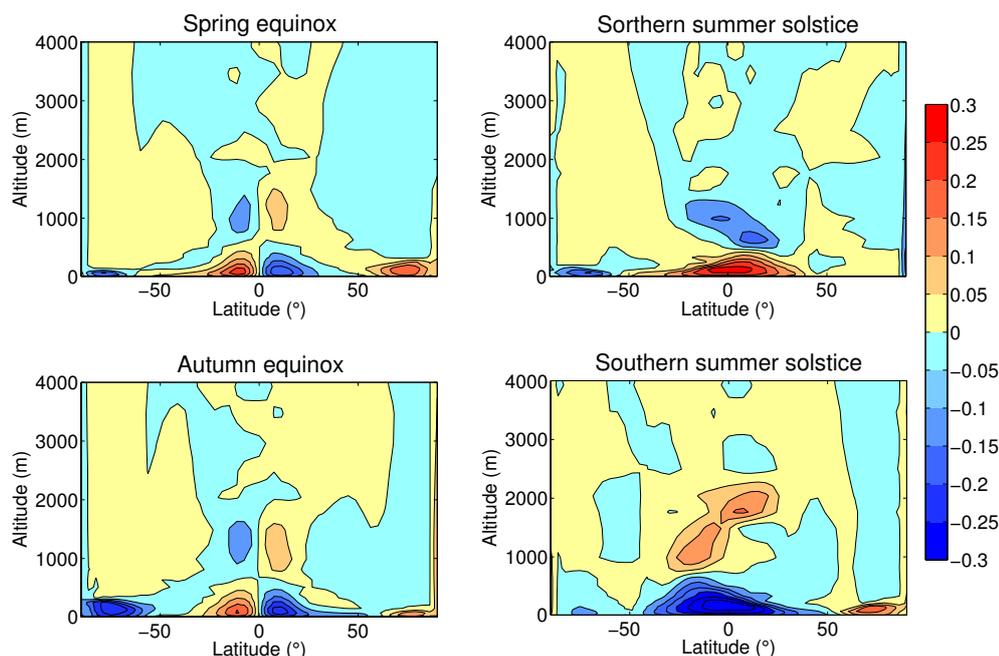
convergent vers l'équateur en dessous de 700 m, et divergent de l'équateur entre 700 et 2000 m.

Pour conclure sur la circulation méridienne, nous avons montré avec notre GCM que la cellule de Hadley ne s'étend pas d'un pôle à l'autre (ou de l'équateur au pôle pour l'équinoxe). De plus, la circulation de couche limite qui correspond au transport le plus efficace est encore plus limitée en extension latitudinale (environ de  $30^\circ \text{S}$  à  $30^\circ \text{N}$ ).

### 3.1.b Vent zonal dans la basse troposphère

Nous avons vu qu'au dessus de 2-3 km, l'atmosphère est stable et contrôlée par le radiatif. Le vent zonal augmente avec l'altitude produisant la super-rotation orientée vers l'est. En dessous, le vent zonal est lié à la conservation du moment cinétique au sein de la circulation de couche limite.

La figure 2.21 montre le vent zonal moyen obtenu avec le GCM Titan. On voit qu'au dessus d'environ 8 km le vent zonal est prograde (vers l'est) pour toutes les latitudes et présente peu de variations en latitudinal. En dessous de 8 km, le vent zonal est rétrograde

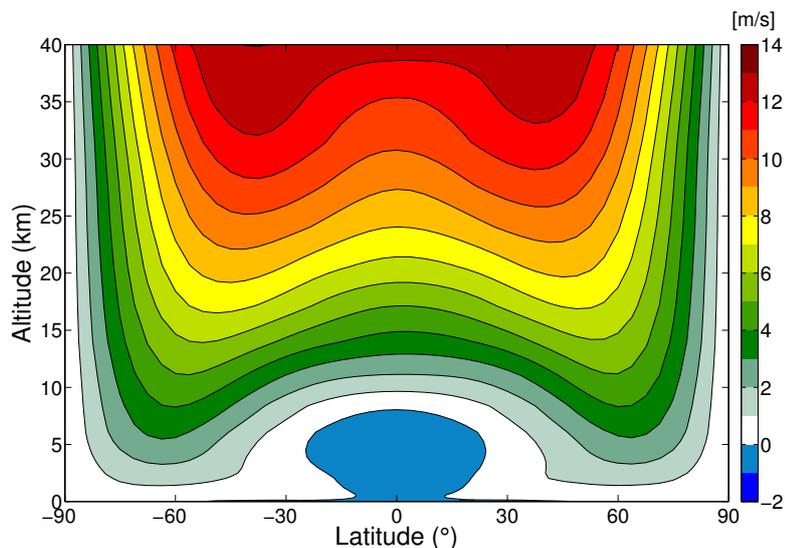


**FIGURE 2.20** – Vent méridien (en m/s) pour les différentes saisons dans les 4 premiers km de l’atmosphère. Les valeurs positives (négatives) correspondent à un vent allant vers le nord (le sud). Simulation avec inertie à  $1000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

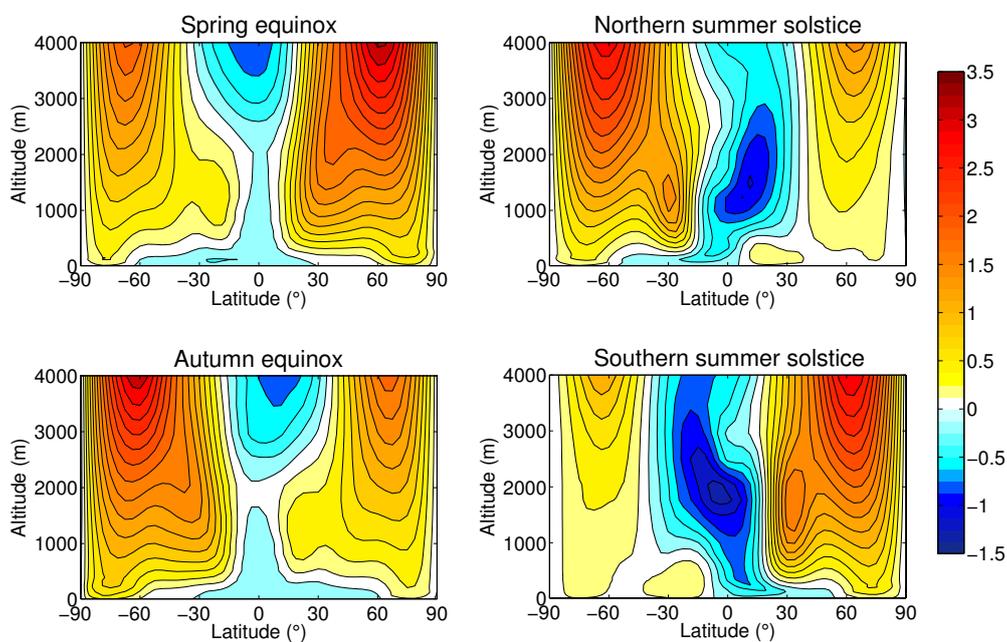
dans la bande équatoriale et proche de la surface entre  $30^{\circ}\text{S}$  et  $30^{\circ}\text{N}$ . Le maximum du vent zonal se trouve vers  $60^{\circ}$  dans ces 8 premiers km, présentant une structure de jets de moyenne latitude comme sur Terre.

La figure 2.22 correspond au vent zonal pour les différentes saisons dans les 4 premiers km de l’atmosphère. On voit que c’est au sein de la circulation de couche limite qu’ont lieu les plus grandes variations. En particulier le vent zonal s’inverse entre  $5^{\circ}$  et  $40^{\circ}$  dans l’hémisphère d’été. C’est une caractéristique très bien connue des circulations non-axisymétriques (Lindzen and Hou, 1988). Elle provient de la déformation de la cellule de Hadley en présence d’un chauffage non symétrique. Pour une telle circulation, le moment cinétique est à peu près constant le long des lignes de courant (il y a moins de perte de moment cinétique par les ondes baroclines que pour une circulation axisymétrique). Vu que le moment cinétique est maximal à l’équateur et que la cellule de Hadley d’été est étirée vers le point au dessus de laquelle se trouve la branche ascendante de la cellule (vers  $30^{\circ}$  sur Titan), le vent zonal devient positif proche de la surface et entre  $5^{\circ}$  et  $40^{\circ}$  dans l’hémisphère d’été. Le vent zonal à la surface devient au contraire rétrograde jusqu’à  $50\text{--}60^{\circ}$  dans l’hémisphère d’hiver. Cette circulation avec des vents de surface progrades en été correspond à un régime de mousson.

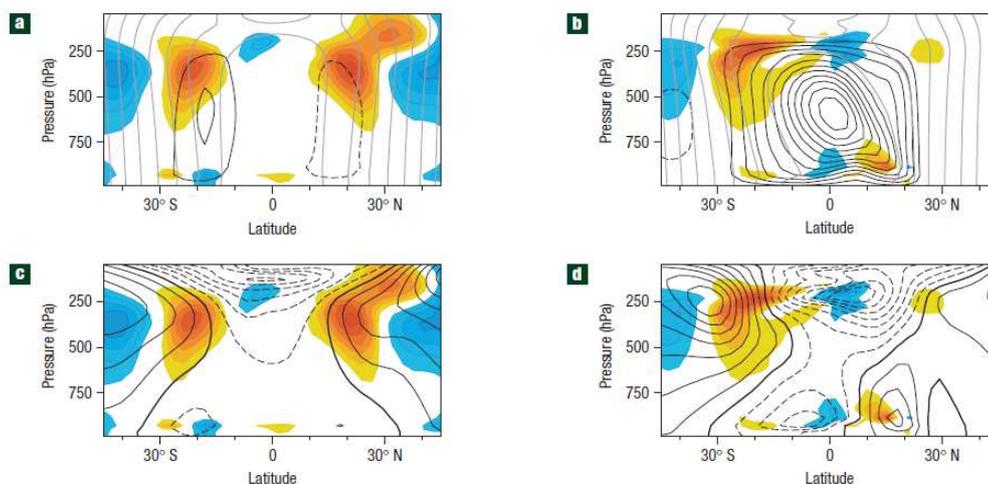
La figure 2.23, issue de Bordoni and Schneider (2008), présente la structure de la cellule de Hadley, du moment cinétique et du vent zonal à l’équinoxe et une fois le régime de mousson estival établi, pour une aqua-planète (atmosphère terrestre au dessus d’un océan global)



**FIGURE 2.21** – Vent zonal moyen dans la troposphère (moyenne annuelle). Les valeurs positives (négatives) correspondent à un vent soufflant vers l’est (l’ouest). Simulation avec inertie à  $1000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .



**FIGURE 2.22** – Vent zonal (en m/s) pour les différentes saisons dans les 4 premiers km de l’atmosphère. Simulation avec inertie à  $1000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

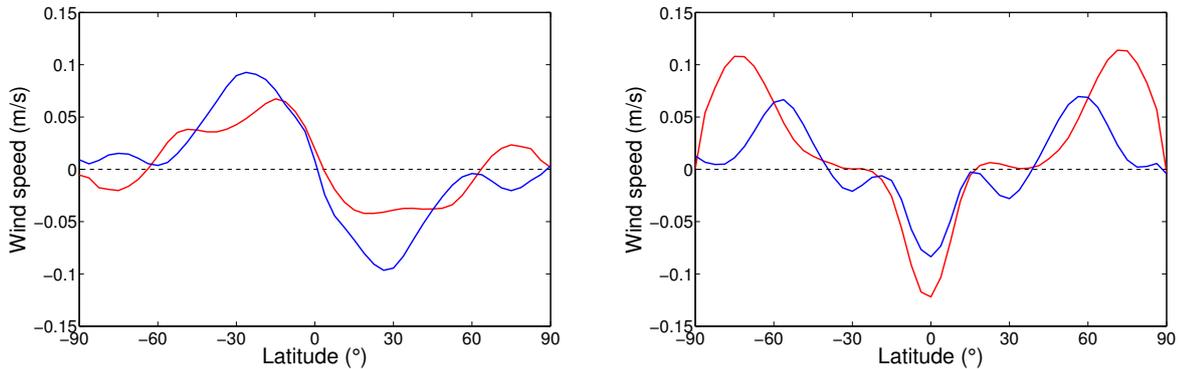


**FIGURE 2.23** – Circulation avant (gauche) et après (droite) la transition vers le régime de mousson. En haut, les contours en noir correspondent à la fonction de courant. Les contours gris correspondent au moment atmosphérique angulaire par unité de masse. Les contours correspondent en bas au vent zonal (trait plein : prograde, tirets : rétrograde). Les couleurs correspondent à la divergence du flux de moment cinétique par les ondes (divergence positive en rouge et négative en bleu). Simulation pour une aqua-planète avec une couche mélangée océanique de 1 m correspondant à une faible inertie thermique [Bordoni and Schneider \(2008\)](#).

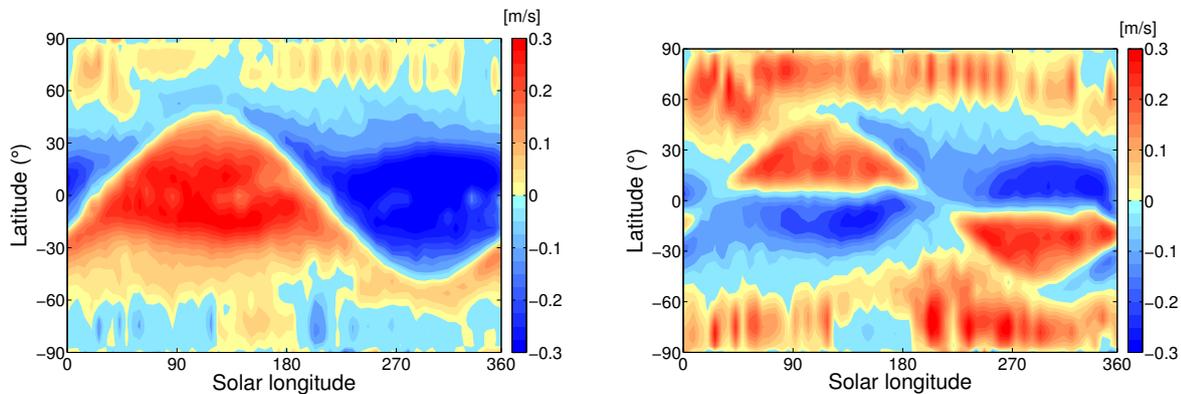
avec une couche mélangée océanique de 1 m (contre 50-100 pour un océan réaliste), correspondant à une faible inertie thermique comme sur Titan. [Bordoni and Schneider \(2008\)](#) ont montré que le régime de mousson s'établit naturellement si l'inertie de la surface est suffisamment faible. Au dessus d'un vaste océan, le régime de mousson ne peut s'établir et la circulation reste du type axi-symétrique. Par contre avec la présence de continents, la circulation bascule vers une circulation de mousson. La transition entre les deux types de circulations est très rapide et contrôlée par les ondes baroclines ([Bordoni and Schneider, 2008](#)). Un régime de mousson similaire est aussi présent sur Mars ([Forget et al., 1999](#))

On voit alors que la circulation de couche limite (Figures 2.19 et 2.22) est qualitativement très similaire à la circulation troposphérique du modèle idéalisé de [Bordoni and Schneider \(2008\)](#) (Figure 2.23), que ce soit pour la circulation méridienne ou zonale.

Ainsi, nous pouvons alors réaliser une analogie complète entre la circulation de couche limite sur Titan et la circulation de toute la troposphère sur une Terre idéalisée avec une faible inertie thermique. Ceci nous permet d'expliquer toute la structure des vents de la basse troposphère de Titan par simple comparaison avec la Terre. Ceci nous permet aussi d'expliquer la formation d'ondes baroclines dans la basse troposphère de Titan que nous détaillons un peu après.



**FIGURE 2.24** – Vent méridien (à gauche) et zonal (à droite) moyens à 35 m de la surface. L’inertie thermique a été fixée à 400 (rouge) et 2000 (bleu)  $\text{J s}^{-1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$ .



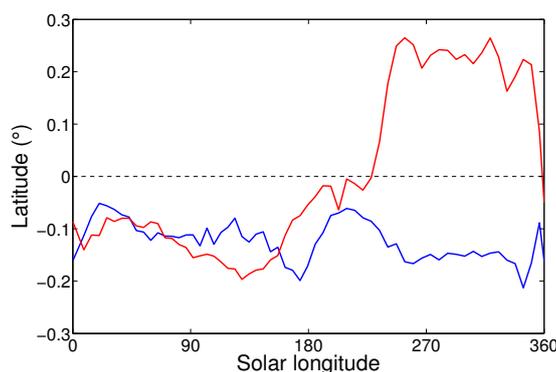
**FIGURE 2.25** – Vent méridien (à gauche) et zonal (à droite) à 35 m de la surface en fonction de la latitude et de la longitude solaire. L’inertie thermique a été fixée à 400  $\text{J s}^{-1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$ .

### 3.1.c Vents de surface

L'évolution saisonnière des vents moyens de la basse troposphère de Titan est donc caractérisée par le renversement de la cellule de Hadley à l'équinoxe produisant des régimes de mousson dans l'hémisphère d'été. La figure 2.24 présente les vents de surface moyen à 35 m au dessus du sol. On remarque qu'avec la faible inertie, le vent zonal rétrograde est plus fort à l'équateur par contre le vent zonal devient plus vite prograde (dès  $\pm 20^\circ \text{N}$  contre  $\pm 40^\circ \text{N}$  avec la forte inertie) grâce aux vents d'été de mousson qui sont plus forts avec la faible inertie. On remarque aussi que l'inertie thermique impacte assez fortement les vents méridiens et zonaux aux hautes latitudes.

La figure 2.25 montre les vents méridiens et zonaux à la surface (à 35 m) et en moyenne zonale en fonction de la latitude et de la longitude solaire pour l'inertie de 400  $\text{J s}^{-1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$ . Ces deux figures montrent bien le renversement de la circulation et le trajet de l'ITCZ au cours de l'année Titan.

La figure 2.26 montre le vent zonal à la surface, à l'équateur et à  $20^\circ \text{S}$  au cours d'une année Titan. On voit que le vent zonal à l'équateur est toujours rétrograde en moyenne, alors



**FIGURE 2.26** – Vent zonal à 35 m de la surface à l'équateur (bleu) et à 20°S (rouge) en fonction de la longitude solaire. L'inertie thermique a été fixée à  $400 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

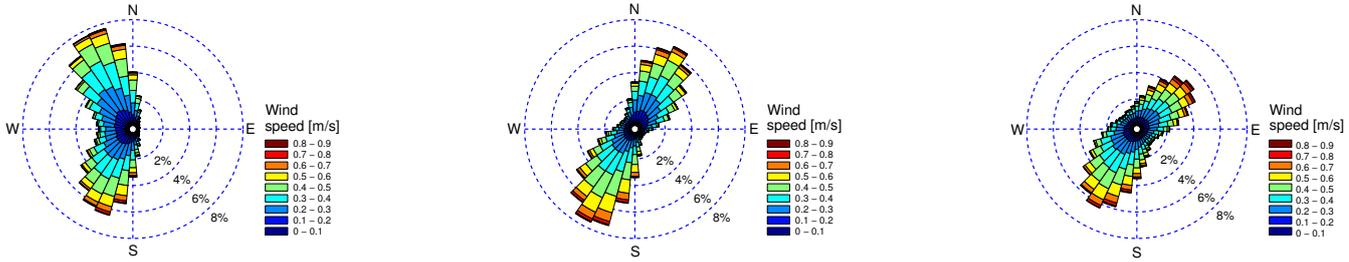
qu'à 20°S il bascule rapidement en été pour devenir prograde. Ce vent de mousson est plus rapide que durant le reste de l'année.

La figure 2.27 correspond aux roses des vents obtenues avec les vents instantanés produits par le GCM (20 sorties par jour Titan) à 35 m de la surface et pour les latitudes : 0°N, 10°N et 20°N. Les roses des vents aux mêmes latitudes mais dans l'hémisphère sud en sont les symétriques par rapport à l'équateur. A l'équateur (latitudes comprises entre 5°S et 5°N) le vent souffle du Nord-Est et du Sud-Est. Pour les latitudes comprises entre 5°N et 40°N, il souffle du Nord-Est (en hiver) et du Sud-Ouest (en été). Et pour les latitudes comprises entre 5°S et 40°S, il souffle du Sud-Est (en hiver) et du Nord-Ouest (en été). Le vent de surface aux basses latitudes sur Titan possède ainsi un régime bimodal. On peut remarquer sur ces roses des vents que le vent instantanés proche de la surface ne dépasse jamais 0.9 m/s dans nos simulations. De plus, à l'équateur, le vent venant du Sud est un peu plus fréquent que celui venant du Nord. Cependant, celui venant du Nord (au moment de l'été Sud) est légèrement plus fort. Cette asymétrie est due à l'excentricité de l'orbite de Saturne autour du Soleil. Saturne passe par son périhélie au moment de l'été Sud sur Titan, qui dure donc moins longtemps que l'été Nord. Puisque Titan est plus proche du Soleil à ce moment là, les vents sont un peu plus forts.

### 3.1.d Ondes baroclines

Sur Terre des ondes baroclines se développent dans la troposphère aux moyennes et hautes latitudes, où le gradient latitudinal de température et le cisaillement vertical de vent sont importants. Le maximum d'amplitude de ces ondes se trouve au niveau de la tropopause. Si nous poursuivons l'analogie effectuée entre la circulation de couche limite de Titan et la troposphère terrestre, nous pouvons donc nous attendre à voir des ondes baroclines aux moyennes et hautes latitudes dans les 2 premiers km de l'atmosphère et avec un maximum à 2 km. Comme sur Terre, ces ondes seraient responsables aussi de la transition vers le régime de mousson décrit auparavant (Bordoni and Schneider, 2008).

En regardant les sorties du GCM Titan, nous avons trouvé de telles ondes qui se trouvent



**FIGURE 2.27** – Roses des vents de surface à 35 m à l'équateur (gauche), à 10°N (milieu) et 20°N (droite). Les roses donnent la probabilité que le vent vienne de telle direction avec telle vitesse (comprise entre 0 et 0.9 m/s). Simulation faite avec l'inertie de 400 SI.

essentiellement dans les 2 premiers km. Elle correspondent à de grands tourbillons mais sont peu visibles dans les sorties GCM à cause des autres perturbations. La figure 2.28 montre le vent méridien au niveau de la surface pour  $L_s=233^\circ$ . Nous voyons entre 30°S et 60°S des oscillations longitudinales du vent méridien correspondant à une onde barocline de nombre d'onde 4 ici. Dans l'hémisphère Nord, nous voyons une onde barocline de nombre d'onde 2.

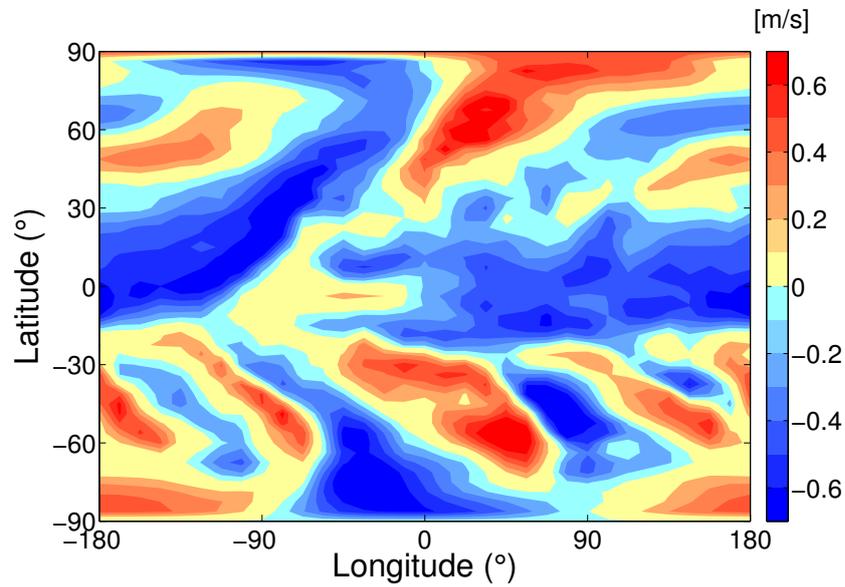
Les deux premiers kilomètres de l'atmosphère de Titan constituent la zone de la troposphère où apparaissent les plus forts gradients latitudinaux de température. L'atmosphère dans les 2 premiers km est de type barocline (les isothermes croisent les isobares) alors qu'elle barotrope au dessus (les isothermes sont parallèles aux isobares). Pour qu'une instabilité barocline se développe, il faut de plus que l'atmosphère vérifie par endroit le critère de Charney-Stern. Selon ce critère, si sur une bande de latitude la quantité :

$$\beta - \frac{d^2u}{dy^2} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_0 f_0}{N_B(z)^2} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.5)$$

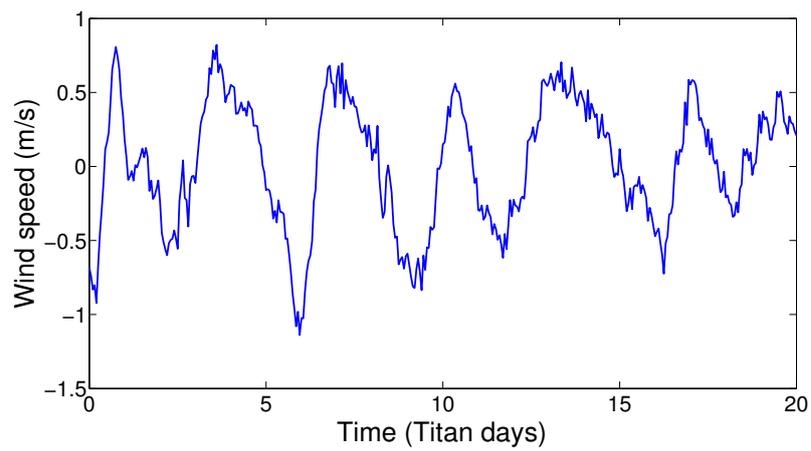
change de signe, une instabilité barocline peut alors se développer. Les différents termes de cette quantité ont les plus grandes variations dans les deux premiers km de l'atmosphère de Titan et donc c'est seulement ici que des ondes baroclines peuvent se développer.

Dans nos simulations, le rayon de déformation de Rossby  $L_D = N_B H / F_0$  vaut entre 2000 et 11000 km à 40°, respectivement en été et en hiver. Le rayon de déformation étant plus petit en été qu'en hiver, les ondes baroclines doivent avoir un plus grand nombre d'onde en été qu'en hiver, comme observé sur Terre et sur la figure 2.28. Les ondes baroclines se déplacent toujours vers l'est avec une vitesse de phase égale à la vitesse moyenne au milieu de la couche. Nous avons vérifié que les ondes observées avec le GCM Titan avaient une vitesse de phase égale à la vitesse zonale moyenne dans les 2 premiers km. La figure 2.29 montre les vents méridiens autour de  $L_s=233^\circ$  et à 52°S. La période des ondes est d'environ 50 jours terrestres. Avec un nombre d'onde valant 4 (voir figure 2.28), ceci correspond à une vitesse de phase d'environ 0.6 m/s, identique à la vitesse zonale moyenne à 1 km à cet endroit.

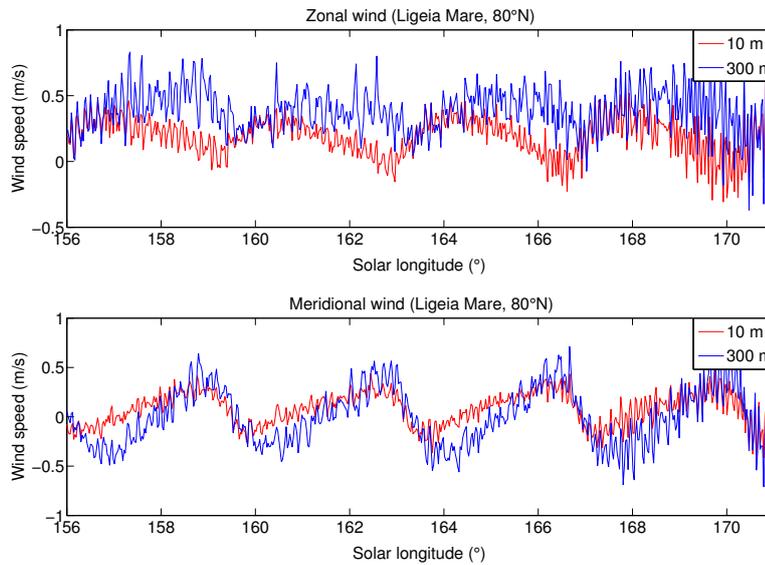
Cependant, d'après le modèle d'Eady, le taux de croissance des ondes baroclines est



**FIGURE 2.28** – Vents méridiens instantanés à 35 m pour  $L_s=233^\circ$ .



**FIGURE 2.29** – Vents méridiens instantanés à 35 m à une latitude de  $52^\circ\text{S}$  vers  $L_s=233^\circ$



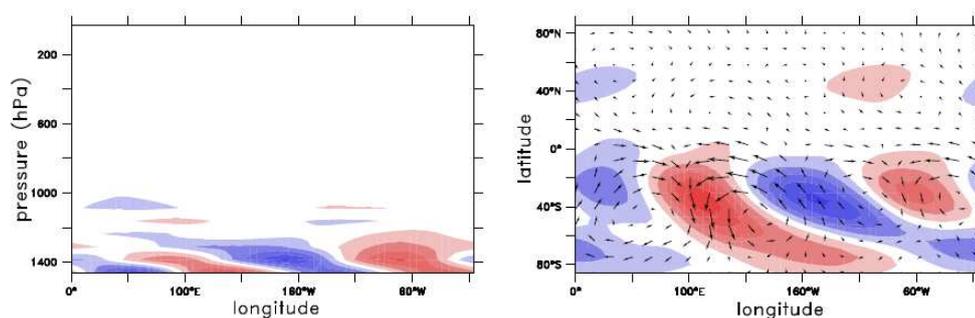
**FIGURE 2.30** – Vents zonaux et méridiens instantanés près de la surface (à 10 m en rouge et à 300 m en bleu) autour de  $L_s=164^\circ$

maximal pour la longueur d'onde  $L_{Bcl} \approx 5.5L_D$ . Avec les valeurs de  $L_D$  données ci-dessus (2000 et 11000 km), ceci donne une longueur d'onde égale ou supérieure au contour de Titan à  $40^\circ (=40/180\pi R_T)$ . Dans ce cas, on ne devrait jamais avoir un nombre d'onde supérieur à 1 sur Titan. Une analyse plus poussée est donc requise pour expliquer pourquoi ces ondes se développent dans le GCM avec un tel nombre d'onde.

Plusieurs idées de missions ont été proposées afin de poser un lander sur l'un des lacs de Titan. La mission Time prévoyait d'en poser un sur Ligeia Mare ou Kraken Mare vers 2022-2023 ( $L_s \approx 150^\circ - 170^\circ$ ) pour environ 3 mois. La figure 2.30 montre les vents de surface (à 10 m et 300 m) au cours du temps au niveau de Ligeia Mare ( $80^\circ N$ ) durant la période de la mission Time. On voit le passage d'une onde barocline avec une période ici d'environ 120 jours terrestres. Donc une période aurait pu être observée durant le temps de la mission Time. Ainsi, la compréhension de ces ondes sera essentielle pour interpréter les mesures de vent d'un futur lander sur Titan.

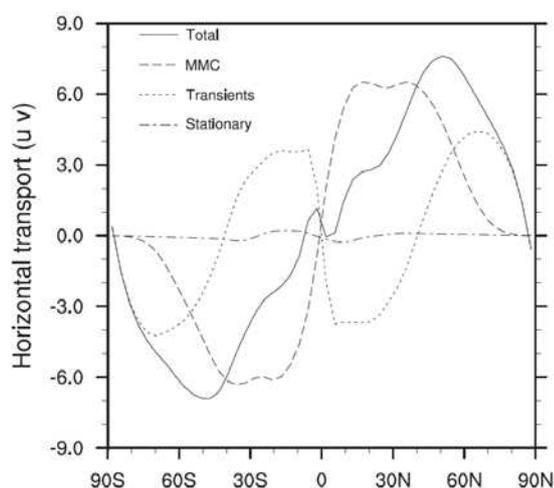
Les ondes baroclines que nous obtenons semblent assez semblables aux ondes de moyennes latitudes obtenues par Mitchell et al. (2011), produisant des nuages convectifs (voir section suivante). Les ondes obtenues par Mitchell et al. (2011) sont notamment confinées dans les 2-3 premiers km de l'atmosphère (voir figure 2.31), en accord avec nos résultats et la présence d'ondes baroclines uniquement dans la couche limite. Cependant, elles se propagent vers l'ouest dans son modèle, ce qui est incompatible avec des ondes baroclines. Il s'agirait peut-être plutôt d'ondes de Rossby couplée à la convection profonde.

Enfin, Mitchell and Vallis (2010) ont montré qu'une atmosphère ne peut développer de super-rotation qu'en cas d'absence d'ondes baroclines aux hautes latitudes. En effet, les ondes baroclines transportent du moment cinétique vers les pôles, limitant l'accumulation équatoriale de moment cinétique nécessaire pour le développement de la super-rotation. Ce-



**FIGURE 2.31** – Anomalie de vent zonal à un instant où une onde de moyenne latitude est présente obtenue par Mitchell et al. (2011). Coupe longitude/altitude (gauche) et longitude/latitude à 1400 hPa (droite).

pendant, les ondes baroclines que nous avons décrites sont confinées dans les 2 premiers km de l’atmosphère. Elles n’influent donc pas sur la super-rotation qui ne se développe qu’au dessus de 2 km. Leur piégeage dans la circulation de couche limite apparaît alors une condition nécessaire pour le développement de la super-rotation sur Titan. Sébastien Lebonnois a réalisé une étude du transport latitudinal de moment cinétique avec le GCM Titan (Lebonnois et al., 2012a). Un transport de moment cinétique des moyennes latitudes vers les pôles produit par des ondes de très basse fréquence (dont la période est inférieure à une journée Titan) apparaît (voir figure 2.32). Sébastien a remarqué que les ondes responsables de ce transport étaient présentes dans la troposphère près de la surface, et a émis l’hypothèse qu’il s’agissait d’ondes baroclines. Mon travail tend alors à confirmer cette hypothèse.



**FIGURE 2.32** – Moyenne annuelle du transport latitudinal de moment cinétique par la circulation méridienne (MMC, tirets), les ondes transitoires (pointillés) et stationnaires (tiret-pointillés). La somme des contribution est indiquée par la ligne continue. Valeurs exprimées en  $10^3 \text{ m}^3/\text{s}^2$ , le transport vers le nord correspond aux valeurs positives. Figure issue de Lebonnois et al. (2012a)

### 3.1.e Formation de nuages et déclenchement de la convection profonde

La couche limite et la circulation de couche limite peuvent impacter la formation de nuages sur Titan de trois manières.

Tout d'abord, par la formation de nuages de couche limite produit par le cycle diurne. Ceci a été discuté dans la partie (2.2) (article [Charnay and Lebonnois \(2012\)](#)). Une parcelle d'air proche de la saturation voit son humidité relative  $RH = \frac{P_{vap}}{P_{sat}}$  augmenter avec l'altitude comme (voir la section 4.2.e "effets sur la température et la formation de nuages" dans la partie marées gravitationnelles) :

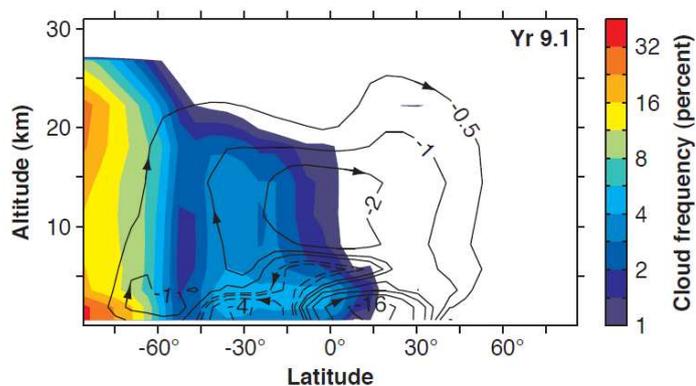
$$\frac{1}{RH} \frac{dRH}{dz} = \frac{1}{H} \left( \frac{L_{CH_4} R^*}{C_p R_{CH_4} T} - 1 \right) \quad (2.6)$$

avec  $L_{CH_4}$  la chaleur latente d'évaporation du méthane,  $H$  la hauteur d'échelle,  $C_p$  la capacité calorifique massique de l'air,  $T$  la température,  $R^* = R/M_{air}$  et  $R_{CH_4} = R/M_{CH_4}$ . Ceci donne  $\frac{1}{RH} \frac{dRH}{dz} = +10.5 \text{ \%/km}$ . Par intégration de l'équation (2.6), si l'humidité à la surface est supérieure à 81% au niveau de l'ITCZ, alors l'élévation à 2 km par le cycle diurne pourra être suffisante pour atteindre la saturation et former un nuage.

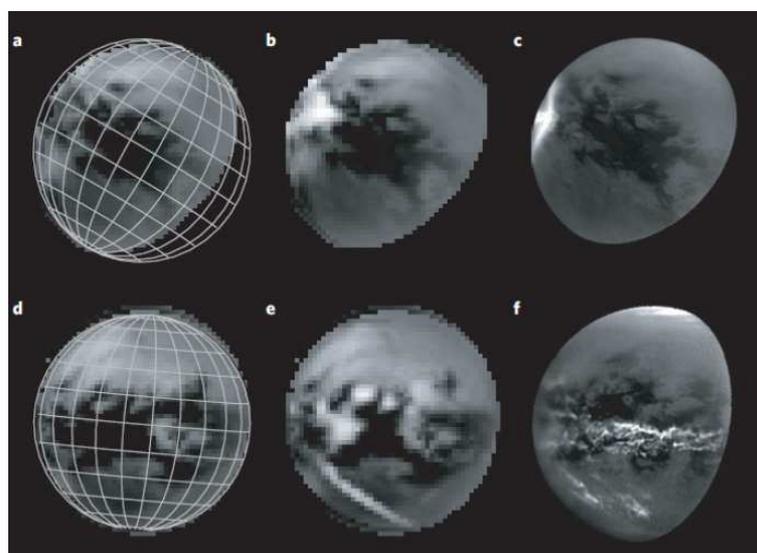
La circulation de couche limite peut ensuite naturellement former des nuages à 2 km. L'air est donc élevé à 2 km au niveau de la zone ascendante de la cellule de Hadley et transporté vers les plus hautes latitudes (30°-40°) de l'hémisphère d'hiver ou des deux hémisphères à l'équinoxe. Durant ce transport latitudinal, la température d'une parcelle d'air va diminuer. Si l'air était suffisamment chargé en humidité au moment de l'ascension, alors de la condensation peut se produire durant son transport. Ainsi, même à des latitudes où la couche limite ne peut atteindre 2 km, il va y avoir une formation privilégiée de nuages vers 2 km. Cette condensation pourrait déclencher de la convection profonde si le profil de température et d'humidité l'autorise dès 2 km. Ceci apparaît très clairement dans les simulations produites par [Schneider et al. \(2012\)](#). On voit sur la figure 2.33 (provenant de leur article) un maximum de fréquence de nuage vers 2-3 km, coïncidant avec le sommet d'une circulation de couche limite. La circulation de couche limite obtenue avec leur GCM semble différente de la nôtre. Ceci est peut-être dû à l'impact du cycle du méthane, sans doute trop actif dans leur modèle.

Enfin, la circulation de couche limite pourrait entraîner la formation de nuages et le déclenchement de convection profonde grâce aux ondes baroclines de moyennes et hautes latitudes. [Mitchell et al. \(2011\)](#) a réussi à reproduire la forme des nuages de méthane observés par Cassini en septembre et octobre 2009 ([Turtle et al., 2011a](#)) grâce à des ondes de moyennes latitudes produites par son modèle sous 3 km (voir figure 2.35 et 2.34). Ces ondes ont une structure assez similaires aux ondes baroclines décrites à la section précédente. Nous sommes donc tentés de les confondre et de prédire que les ondes baroclines produites par notre GCM pourraient déclencher de la convection profonde.

Ces comparaisons avec des GCMs simulant le cycle du méthane montrent l'impact que devrait avoir la circulation de couche limite sur la formation de nuages de basse altitude et de nuages convectifs. De plus, elles semblent indiquer que d'autres GCMs de Titan présentent une circulation de couche limite bien qu'elle n'ait pas été vraiment relevée par leurs auteurs.



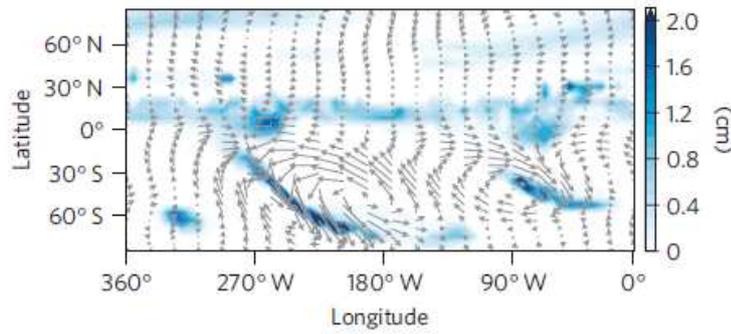
**FIGURE 2.33** – Circulation atmosphérique (représentée par les contours de la fonction de courant en masse) 9.1 ans après l'équinoxe d'automne (correspond au mois de janvier 2005). Les couleurs correspondent à la fréquence de présence de nuage. Figure issue de [Schneider et al. \(2012\)](#)



**FIGURE 2.34** – à droite : nuages sur Titan observés par Cassini le 27 September 2010 (c) et le 18 October 2010 (f).

à gauche : simulations d'observations de Titan sans nuage avec les lignes de latitude et longitude.

au centre : simulations d'observations de Titan avec nuages produit par le GCM. Ces nuages sont organisés dans le GCM par des ondes planétaires. Figure issue de [Mitchell et al. \(2011\)](#)



**FIGURE 2.35** – Vents de surface et précipitations correspondant à la figure 2.34 e. Figure issue de [Mitchell et al. \(2011\)](#)

## 3.2 Échanges de moment cinétique

L'atmosphère de Titan est épaisse et soumise à des retournements saisonniers de sa circulation méridienne. Ceci produit des échanges de moment cinétique importants entre la surface et l'atmosphère. Il a été proposé que la rotation de Titan était influencée par ces échanges de moment cinétique et qu'elle pouvait être accélérée ou ralentie selon la saison ([Tokano and Neubauer, 2005](#); [Lorenz et al., 2008b](#)). Nous avons vu dans les sections précédentes que la circulation de couche limite isole la surface de la troposphère se trouvant au dessus de 2 km, où la super-rotation se développe. Nous comprenons alors que la circulation de couche limite doit avoir un impact majeur sur les échanges de moment cinétique entre l'atmosphère et la surface et donc sur toutes les études précédentes liées à ces échanges et à la rotation asynchrone de Titan.

### 3.2.a Échanges de moment cinétique entre la surface et la circulation de couche limite

Le moment cinétique  $dM$  d'une parcelle d'air de masse  $dm$  dans l'atmosphère de Titan s'écrit comme :

$$dM = R_T(\Omega R_T \cos \lambda + u) \cos \lambda dm \quad (2.7)$$

avec  $R_T$  le rayon de Titan,  $\Omega=4.56 \times 10^{-6}$  rad s<sup>-1</sup> la vitesse de rotation angulaire de Titan,  $u$  la vitesse du vent zonal et  $\lambda$  la latitude.

On peut écrire :

$$M_{atm} = M_{atm}^0 + L_{atm} \quad (2.8)$$

$M_{atm}$  est le moment cinétique total de l'atmosphère de Titan :

$$M_{atm} = \frac{2\pi R_T^3}{g} \int_0^{p_s} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (\Omega R_T \cos \lambda + u) \cos^2 \lambda d\lambda dp \quad (2.9)$$

où  $g$  est la gravité et  $p$  est la pression,  $M_{atm}^0$  est le moment cinétique de l'atmosphère si elle tournait en rotation solide avec Titan ( $u = 0$ ) :

$$M_{atm}^0 = \frac{2\pi R_T^3}{g} \int_0^{p_s} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \Omega R_T \cos^3 \lambda d\lambda dp = \frac{8\pi R_T^4 \Omega p_s}{3g} \quad (2.10)$$

On a supposé ici que  $p_s$  est constante sur toute la surface. Enfin,  $L_{atm}$  est le moment atmosphérique angulaire total (AAM) de l'atmosphère de Titan (Tokano and Neubauer, 2005) :

$$L_{atm} = \frac{2\pi R_T^3}{g} \int_0^{p_s} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} u \cos^2 \lambda d\lambda dp \quad (2.11)$$

Les variations du moment cinétique total de l'atmosphère correspondent donc aux variations du AAM. Le moment cinétique étant conservé dans l'atmosphère, les variations du AAM sont causées par l'interaction avec la surface. C'est-à-dire par la friction atmosphérique et le couple produit par les montagnes. Il peut ainsi y avoir des échanges de moment cinétique entre la surface et l'atmosphère, vérifiant la conservation du moment cinétique total du système atmosphère+planète/lune solide. Le couple atmosphérique exercé par l'atmosphère sur la surface s'écrit :

$$\Gamma_a = -\frac{dL_{atm}}{dt} . \quad (2.12)$$

Si il n'y a pas de topographie (juste l'effet de friction), on a :

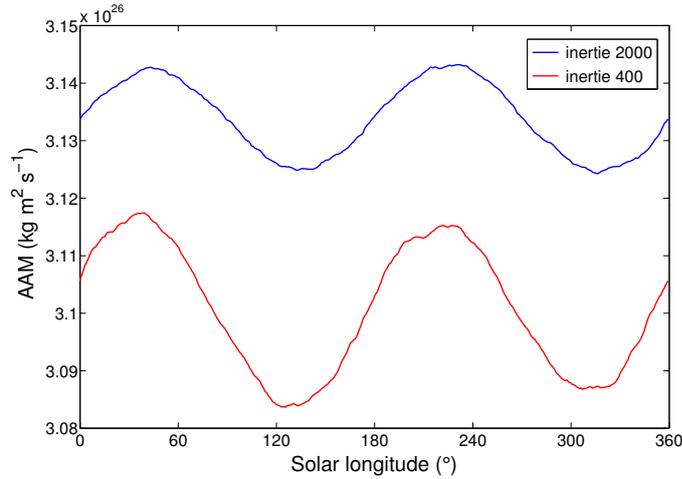
$$\Gamma_a = \iint_{Titan} \rho C_D |\vec{v}_s| R_T \cos \lambda u_s dS \quad (2.13)$$

Avec  $\vec{v}_s$  le vent à la surface,  $u_s$  le vent zonal à la surface et  $C_D$  le coefficient de traînée. On a généralement  $C_D = 0.4/\ln(z/z_0)$  (avec  $z$  la hauteur où est mesuré le vent de surface et  $z_0$  la longueur de rugosité).

Sur Titan, le AAM est maximal à l'équinoxe et minimal au solstice (Tokano and Neubauer, 2005). Au niveau de l'ITCZ, la friction avec le sol et le mélange vertical sont particulièrement forts donc le vent zonal est proche de 0, même en altitude. Le moment cinétique d'une parcelle d'air avec une vitesse zonale fixée est maximal à l'équateur, car alors la distance à l'axe de rotation est maximale. Puisque le moment cinétique est conservé durant le transport méridien en altitude vers les pôles, c'est donc lorsque l'ITCZ est au niveau de l'équateur, c'est-à-dire au moment de l'équinoxe, que le moment cinétique est maximal. La figure 2.36 montre les variations du AAM durant une année Titan, obtenue avec le GCM et une inertie thermique de 400 ou 2000  $J s^{-1/2} m^{-2} K^{-1}$ . Le maximum est décalé d'environ  $40^\circ$  par rapport à l'équinoxe. On remarque que le AAM est un peu plus élevé avec la forte inertie thermique et que ses variations sont alors plus faibles. On obtient des variations pic à pic d'environ  $3 \times 10^{24}$  et  $1.5 \times 10^{24} kg m^2 s^{-1}$  pour les inerties de 400 et 2000 respectivement, soit des variations 10 fois et 20 fois plus faibles que celles obtenues par (Tokano and Neubauer, 2005).

Nous pouvons expliquer ces différences grâce à l'extension en altitude et latitude de la circulation de couche limite. Si nous considérons que la circulation par laquelle ont lieu les échanges de moment cinétique est efficace sur une couche d'épaisseur  $\Delta p_a$  et s'étend entre  $\pm \lambda_a$  en latitude, alors le calcul de  $L_{atm}$  se limite sur cette zone où le vent zonal vaut, par la conservation du moment cinétique (2.7) :

$$u(\lambda) = \Omega R_T \frac{(\cos^2 \lambda_{ITCZ} - \cos^2 \lambda)}{\cos \lambda} \quad (2.14)$$



**FIGURE 2.36** – Moment atmosphérique angulaire calculé par le GCM avec une inertie de 400 (rouge) et de 2000 (bleu)  $\text{J s}^{-1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$ .

avec  $\lambda_{ITCZ}$  la latitude de l'ITCZ. On obtient alors :

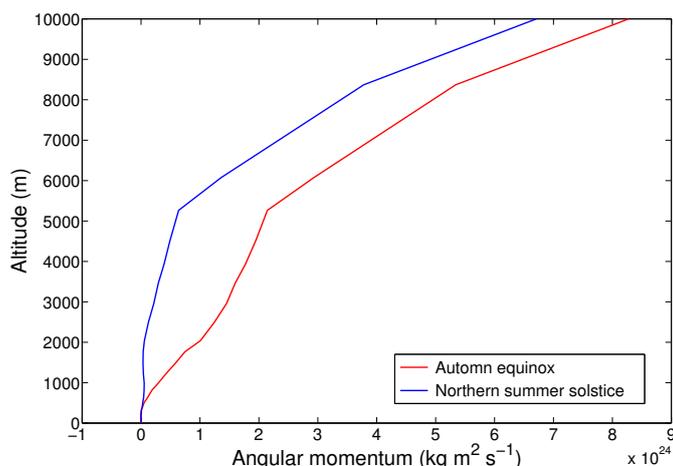
$$L_{atm} = \frac{2\pi R_T^4 \Omega \Delta p_a}{g} \left( 2 \cos^2 \lambda_{ITCZ} \sin \lambda_a - 2 \sin \lambda_a + \frac{2}{3} \sin^3 \lambda_a \right) \quad (2.15)$$

qui est maximal à l'équinoxe ( $\lambda_{ITCZ} = 0^\circ$ ) et minimal aux solstices ( $\lambda_{ITCZ} = \lambda_a$ ). L'écart maximal vaut alors :

$$\Delta L_{atm} = 4\pi \frac{\Delta p_a}{g} R_T^4 \Omega \sin^3 \lambda_a \quad (2.16)$$

Cette formule a été donnée par [Mitchell \(2009\)](#) mais en considérant seulement le cas d'une cellule s'étendant jusqu'aux pôles ( $\lambda_a=90^\circ$ ). Je l'ai donc étendue à un cas plus général. Si nous prenons  $\Delta p_a=140$  hPa (valeur pour une hauteur de 2 km) et  $\lambda_a=30^\circ$  (approximativement l'extension latitudinale de la circulation de couche limite), nous obtenons  $\Delta L_{atm}=3.3 \times 10^{24} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ , en accord avec les résultats du GCM pour l'inertie de 400. Les valeurs de [Tokano and Neubauer \(2005\)](#) et [Mitchell \(2009\)](#) (environ  $2-3 \times 10^{25} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) sont reproduites avec  $\lambda_a=90^\circ$  et une extension verticale d'environ 5 km.

La figure 2.37 correspond à l'intégration verticale (depuis le sol jusqu'à une altitude  $z$ ) du moment atmosphérique angulaire, lorsqu'il est maximal (en rouge, à l'équinoxe) et minimal (en bleu au solstice été nord) pour l'inertie de 2000. On voit que dans les 500 premiers mètres, le moment angulaire est nul : l'atmosphère subissant la friction avec la surface tourne globalement en rotation solide. La majorité de l'écart entre les deux courbes apparaît entre 500 et 2000 m donc dans la couche limite. L'écart augmente ensuite légèrement jusqu'à 5 km puis devient constant. Cette figure prouve bien que l'essentiel des échanges de moment cinétiques se font à travers la circulation de couche limite. Au dessus de 5 km, l'atmosphère devient isolée de la surface et le moment atmosphérique angulaire augmente fortement du fait de la super-rotation.



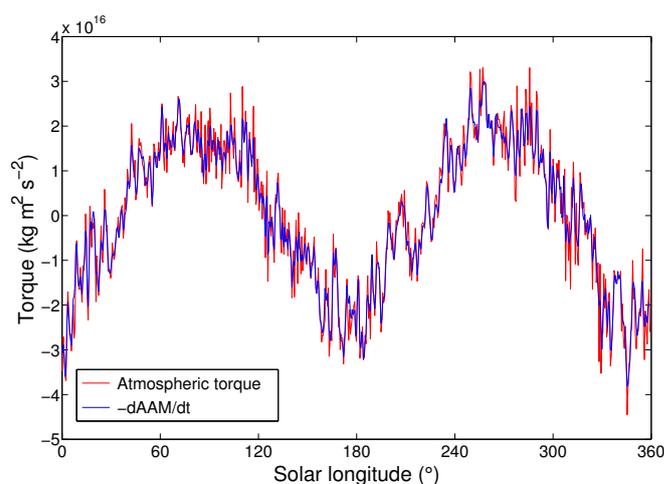
**FIGURE 2.37** – Moment atmosphérique angulaire intégré depuis la surface à l'équinoxe (rouge) et au solstice d'été Nord (bleu) avec une inertie de  $2000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

La circulation de couche limite impacte alors fortement les échanges de moment cinétique, en les réduisant d'un facteur 10 par rapport à une grande circulation pôle-à-pôle et s'étendant haut dans la troposphère. Le couple atmosphérique qui s'exerce sur Titan est donc lui aussi réduit d'un facteur 10. La figure 2.38 montre le couple atmosphérique et la dérivée temporelle du AAM calculé avec le GCM pour une inertie de 400. Le couple est calculé avec les tendances sur le vent zonal produites par le schéma de couche limite réalisant les échanges de moment cinétique entre l'atmosphère et la surface dans le GCM. La dérivée du AAM est calculé à partir du AAM sorti par le GCM. J'ai retiré la composante continue à chacune de ces courbes (pour avoir une moyenne temporelle nulle). On voit que les deux courbes sont bien similaires ce qui montre que les variations de moment cinétique sont causées par les échanges avec la surface.

Les quelques différences (dont le décalage supprimé sur la figure 2.38) qui existent entre les deux courbes sont dues à la conservation non parfaite du moment cinétique par le GCM, en particulier par le schéma de dissipation et d'autres erreurs numériques (Lebonnois et al., 2012b).

### 3.2.b Impact sur la rotation de Titan

Un décalage de  $0.36^\circ/\text{an}$  pour la rotation de Titan par rapport à une rotation synchrone a été observé avec le radar de Cassini (Lorenz et al., 2008b), ce décalage se traduit par une réduction de la durée du jour sur Titan. Il a été interprété comme l'effet du retournement saisonnier de la cellule de Hadley en considérant que Titan est constitué d'une croûte glacée (de 50-100 km d'épaisseur) au-dessus d'un océan interne et en se basant sur le couple atmosphérique obtenu par Tokano and Neubauer (2005). Si Titan était entièrement solide, ce couple serait trop faible pour produire un tel décalage, d'où la nécessité d'une croûte glacée ayant un faible moment d'inertie au-dessus d'un océan interne pour expliquer ce résultat.



**FIGURE 2.38** – Couple atmosphérique (rouge) et dérivée temporelle du AAM (bleu) pour une inertie de 400 SI.

L'océan interne est prévu par les modèles d'évolution interne de Titan (Tobie et al., 2006). La mesure du décalage a été revue à la baisse vers  $0.12^\circ/\text{an}$  (Stiles et al., 2010). Le premier modèle réalisé pour expliquer cette anomalie (Tokano and Neubauer, 2005; Lorenz et al., 2008b) était très simple, négligeant la déformation de marée sur la croûte, le couplage entre la croûte et l'océan interne, l'élasticité de la croûte et la libration (oscillations autour de la rotation synchrone) de Titan. Plusieurs études ont été faites en ajoutant ces différents effets (Karatekin et al., 2008; van Hoolst et al., 2009; Goldreich and Mitchell, 2010). La conclusion générale est que plus le modèle est complexifié, moins le couple atmosphérique a un impact important comparé à la libration naturelle de Titan causée par les effets gravitationnels.

Le couple atmosphérique obtenu par Tokano and Neubauer (2005) a servi de référence pour tous les calculs sur la rotation asynchrone de Titan qui ont été faits jusqu'à présent. Or le couple atmosphérique produit par notre GCM est bien plus faible, modifiant ainsi plusieurs des conclusions obtenues.

Andy Richard et Nicolas Rambaux ont réalisé une étude plus fine de la libration de Titan en utilisant des éphémérides pour obtenir les couples gravitationnels exercés par les différents astres du système solaire sur Titan (Saturne, le Soleil, Jupiter,...) ainsi que le couple atmosphérique produit par notre GCM en comparaison avec celui de Tokano and Neubauer (2005). Ils ont fait une analyse en fréquence de notre couple sorti à haute fréquence. La fréquence principale est la fréquence semi-annuelle (par rapport à l'année titaniaque) due au renversement saisonnier de la circulation. Ils ont obtenu un couple de  $2 \times 10^{16} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-2}$  pour l'inertie de 400 SI et de  $1.1 \times 10^{16} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-2}$  pour l'inertie de 2000 SI. Les autres fréquences notables correspondent à 1, 1/3 et 1/4 année titaniaque. La fréquence 1 est liée à l'excentricité de l'orbite de Saturne. Les fréquences 1/3 et 1/4 sont probablement dues aux harmoniques d'ordre supérieur de l'équation de l'insolation. La table 2.1 donne les amplitudes des couples pour ces différentes fréquences pour l'inertie de 400 SI. Si l'élasticité de la croûte est négligée, les couples gravitationnels (en particulier celui causé par le Soleil)

**TABLE 2.1** – Amplitude des différents termes du couple atmosphérique

Période (année Titan)	Amplitude ( $\times 10^{16} \text{kg m}^2 \text{s}^{-2}$ )
1	0.166
1/2	1.995
1/3	0.450
1/4	0.250

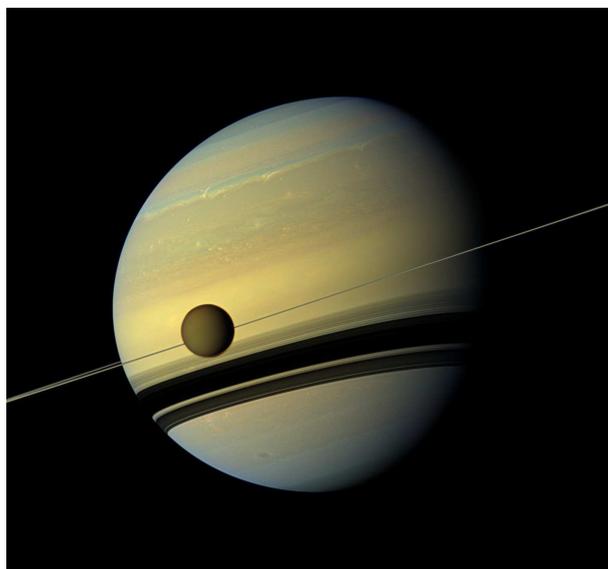
sont dominants. A la fréquence semi-annuelle, le couple gravitationnel produit une libration d'environ 560 m. Le couple atmosphérique de notre modèle contribue à juste quelques % de l'amplitude de la libration à cette fréquence. Le couple de [Tokano and Neubauer \(2005\)](#) contribue à environ 10%. La rotation de Titan ne devrait donc qu'être très peu affectée par les échanges de moment cinétique entre la surface et l'atmosphère.

### 3.2.c Impact sur la super-rotation

La circulation de couche limite, par sa faible extension en latitude et altitude, échange assez peu de moment cinétique avec la surface et isole le reste de la troposphère. Si la cellule de Hadley était efficace jusque dans la moyenne troposphère, alors la friction de surface et les mélanges verticaux détruiraient la super-rotation. En limitant les échanges de moment cinétique et en confinant les ondes baroclines dans la basse troposphère, la circulation de couche limite apparaît ainsi comme une condition nécessaire au développement d'une forte super-rotation. [Lebonnois et al. \(2012b\)](#) ont montré que la conservation du moment cinétique par les GCM était un critère clé pour permettre le développement de la super-rotation et que les différences entre GCM provenaient souvent de différences de conservation dans les coeurs dynamiques des modèles. Par notre étude, nous montrons qu'une bonne représentation de la couche limite est un paramètre clé pour permettre de bien simuler l'ensemble de la dynamique atmosphérique. Le fait que certains GCMs ne produisent pas une bonne super-rotation sur Titan comme celui de [Tokano and Neubauer \(2005\)](#) est probablement dû à une moins bonne représentation de la couche limite dans ces GCMs.

## 4 Effets des marées gravitationnelles

Les marées océaniques causées par la Lune sont connues de tous. Mais la Lune produit également des marées sur l'atmosphère terrestre. Les marées lunaires correspondent cependant à des variations de pression de moins de 0.1 hPa, beaucoup plus faibles que les variations de pression produites par les systèmes météorologiques (dépression, anticyclone,...) de l'ordre de 10-30 hPa. La masse de Saturne est environ 10000 fois plus élevée que celle de la Lune et la distance Titan-Saturne est seulement 3 fois plus grande que la distance Terre-Lune. On peut alors s'attendre à ce que Saturne produise des marées atmosphériques sur Titan beaucoup plus importantes. De plus, l'atmosphère de Titan est très stable, sans toute la variabilité que l'on a sur Terre qui nous masque les marées lunaires. On peut alors imaginer que les marées saturniennes ont un gros impact sur la météorologie titanienne et qu'elles sont potentiellement observables.



**FIGURE 2.39** – Titan devant Saturne. Photo prise par Cassini (NASA/JPL).

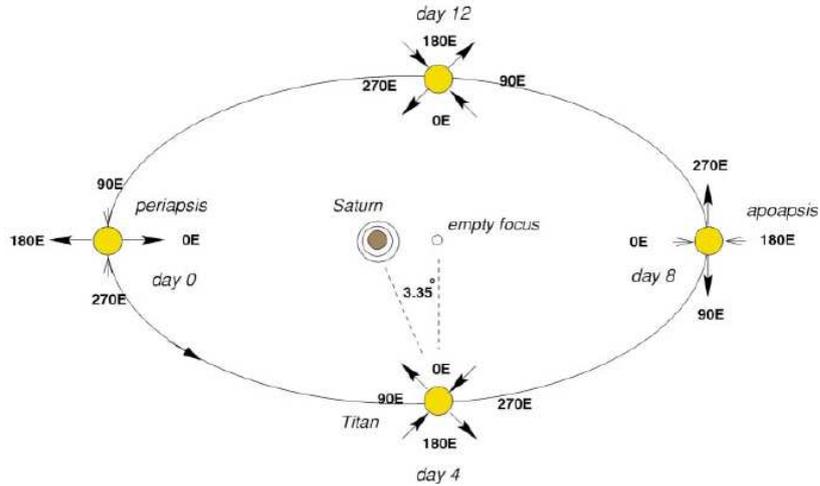
Nous nous intéressons donc dans cette partie aux effets atmosphériques des marées gravitationnelles causées par Saturne sur Titan. Titan est en rotation synchrone, donc elle présente toujours la même face à Saturne. Cependant son orbite est excentrique. Par conséquent, la distance entre Titan et Saturne évolue au cours d'une journée titanienne de même que la position de Saturne dans le ciel titanien. C'est cet effet d'excentricité qui va produire les marées atmosphériques sur Titan. Nous commençons donc par une étude théorique des marées de Titan afin d'en déterminer l'expression du potentiel de marée et la manière de l'ajouter dans le GCM Titan. Nous présentons ensuite les effets obtenus avec le GCM Titan sur la pression et les vents. Les marées gravitationnelles apparaissent alors comme l'effet dominant sur les variations de pression. Nous discutons ensuite de l'impact possible sur la formation de nuages de méthane et des marées atmosphériques sur d'autres lunes ou planètes.

#### 4.1 Expression du potentiel de marée

Le potentiel de marée causé par Saturne s'écrit en un point de Titan (Sanchez-Lavega, 2011) :

$$V = -\frac{GM_S}{r} \left(\frac{R_T}{r}\right)^2 \frac{1}{2}(3 \cos^2 \beta - 1) \quad (2.17)$$

avec  $G = 6.673 \times 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$  la constante de gravitation universelle,  $M_S = 5.685 \times 10^{26} \text{ kg}$  la masse de Saturne,  $r$  la distance du centre de gravité de Titan à Saturne,  $R_T = 2575 \text{ km}$  le rayon de Titan et  $\beta$  l'angle zénithal de Saturne au point considéré.



**FIGURE 2.40** – Mouvement orbital de Titan autour de Saturne (Figure tirée de Tokano and Neubauer (2002)). Les flèches correspondent aux effets de marée dynamique

En prenant en compte l'orbite elliptique de Titan autour de Saturne (voir Fig. 2.40) et le fait que Titan a une rotation synchrone avec Saturne (due aux effets de marées), le potentiel peut s'écrire en fonction du temps comme (Tokano and Neubauer, 2002) :

$$V = -\frac{GM_S}{a} \left(\frac{R_T}{a}\right)^2 \left[ \left( \frac{3}{2} \cos^2 \lambda \cos^2 \phi - 1 \right) + 3e \left( \frac{1}{2} (3 \cos^2 \lambda \cos^2 \phi - 1) \cos nt + \cos^2 \lambda \sin 2\phi \sin nt \right) \right] \quad (2.18)$$

avec  $\phi$  la longitude depuis le point subsaturnien moyen,  $\lambda$  la latitude,  $e = 0.0292$  l'excentricité de Titan autour de Saturne,  $a = 1.22185 \times 10^9 \text{ m}$  le demi grand axe de l'orbite de Titan,  $t$  le temps (mesuré depuis le périastre, le moment où Titan est le plus près de Saturne) et  $n = 4.56 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$  la vitesse angulaire orbitale de Titan. Les marées sont dues au fait que la distance entre Saturne et Titan, ainsi que la position de Saturne dans le ciel titanien, varient au cours du temps.

Le premier terme dans la partie droite de l'équation (2.18) est indépendant du temps. Il produit une modification permanente du géoïde de Titan, déformant la surface de Titan et la distribution en masse de l'atmosphère mais n'a aucun effet sur la dynamique atmosphérique. Nous pouvons imaginer que la croûte de Titan s'est déformée pour correspondre approximativement à un isopotential où la pression atmosphérique est constante. En prenant cet isopotential comme référence, nous ne nous intéressons plus qu'au terme dépendant du temps dans l'équation (2.18) qui est lié à l'excentricité de l'orbite de Titan. Si l'orbite était circulaire, les marées n'auraient aucun effet dynamique sur l'atmosphère. Le potentiel des marées atmosphériques s'écrit alors :

$$V_{MG} = -V_0 \left[ \frac{1}{2} (3 \cos^2 \lambda \cos^2 \phi - 1) \cos nt + \cos^2 \lambda \sin 2\phi \sin nt \right] \quad (2.19)$$

avec :

$$V_0 = -\frac{GM_S}{a} \left( \frac{R_T}{a} \right)^2 3 e \quad (2.20)$$

On a  $V_0 = -12.08 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . Ce potentiel peut s'écrire sous deux autres formes. Tout d'abord, sous la forme de superposition d'onde :

$$V_{MG} = -V_0 \left[ \frac{7}{8} \cos^2 \lambda \cos(2\phi - nt) - \frac{1}{8} \cos^2 \lambda \cos(2\phi + nt) + \left( \frac{3}{4} \cos^2 \lambda - \frac{1}{2} \right) \cos(nt) \right] \quad (2.21)$$

On voit alors que le potentiel est la superposition d'une onde se propageant vers l'est avec un nombre d'onde 2 (terme de gauche), d'une onde se propageant vers l'ouest aussi avec un nombre d'onde 2 (terme du milieu) et d'une onde stationnaire (terme de droite). On remarquera que l'onde se propageant vers l'est domine à basse latitude et l'onde stationnaire domine à haute latitude.

Le potentiel de marée peut aussi s'écrire sous la forme :

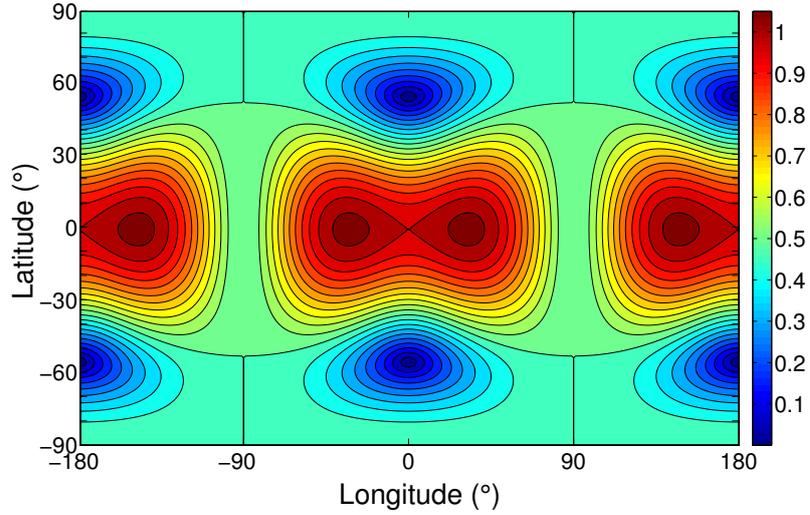
$$V_{MG} = -V_0 \sqrt{\frac{1}{4} (3 \cos^2 \lambda \cos^2 \phi - 1)^2 + \cos^4 \lambda \sin^2 2\phi} \cos(nt - \psi) \quad (2.22)$$

avec

$$\psi = \arctan \left[ \frac{2 \cos^2 \lambda \sin 2\phi}{3 \cos^2 \lambda \cos^2 \phi - 1} \right] \quad (2.23)$$

Cette expression permet de calculer plus facilement l'amplitude locale de l'onde. La Figure 2.41 correspond à l'amplitude de cette onde divisée par  $V_0$ , en fonction de la latitude et de la longitude.

L'amplitude est maximale pour  $\lambda = 0^\circ \text{ N}$  et  $\phi = \pm 32^\circ$  (modulo  $180^\circ$ ) et elle est nulle pour  $\lambda = \pm 60^\circ \text{ N}$  et  $\phi = 0^\circ / 180^\circ$ . Au niveau du point subsaturnien, elle est égale à  $V_0$ .



**FIGURE 2.41** – Amplitude relative de l’onde de marée (amplitude divisée par  $V_0$ ) en fonction de la longitude et latitude

## 4.2 Effets atmosphériques des marées gravitationnelles

### 4.2.a Implémentation

Les marées gravitationnelles causées par Saturne vont alors générer un déplacement des masses d’air vers les minimums du potentiel de marée. La dynamique de l’atmosphère peut être calculée et rajoutant un terme de marée à l’équation de Navier-Sokes pour le vent horizontal :

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} + \text{Diffusion} - \frac{\vec{\nabla}P}{\rho} - \vec{\nabla}V_{MG} \quad (2.24)$$

Les équations pour le vent zonal et méridien s’écrivent :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_0 + \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_1 \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \left( \frac{\partial v}{\partial t} \right)_0 + \left( \frac{\partial v}{\partial t} \right)_1 \quad (2.26)$$

avec

$$\left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_1 = -\frac{1}{R_T \cos \lambda} \frac{\partial V_{MG}}{\partial \phi} = \frac{V_0}{R_T} (3 \sin \lambda \cos \lambda \cos \phi \cos nt - 2 \cos \phi \cos 2\lambda \sin nt) \quad (2.27)$$

$$\left( \frac{\partial v}{\partial t} \right)_1 = -\frac{1}{R_T} \frac{\partial V_{MG}}{\partial \lambda} = \frac{V_0}{R_T} (3 \sin \phi \cos \phi \cos^2 \lambda \cos nt + 2 \cos \phi \sin \phi \sin 2\lambda \sin nt) \quad (2.28)$$

L'équation hydrostatique devrait s'écrire alors :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g - \rho \frac{\partial V_{MG}}{\partial z} = -\rho \left( g + \frac{2V_{MG}}{R_T} \right) \quad (2.29)$$

Cependant on néglige ici l'effet des marées sur la pression, car il est un ordre de grandeur plus faible que celui causée par le gradient horizontal de potentiel.

J'ai donc implémenté les marées gravitationnelles en ajoutant les termes (2.27) et (2.28) dans les équations de la dynamique du GCM LMDZ Titan.

#### 4.2.b Effets sur la pression

Avec le LMDZ Titan, l'effet des marées gravitationnelles apparaît comme l'effet dominant sur la pression atmosphérique. Rapidement, le champ de pression s'ajuste de façon à contrebalancer le gradient de potentiel de marée. On a alors, globalement, formation d'une onde de pression (nombre d'onde 2) se déplaçant vers l'est. Si l'ajustement de la pression était instantané on aurait, d'après l'équation (2.24) :

$$\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} = -\vec{\nabla} V_{MG} \quad (2.30)$$

Au niveau du point subsaturnien, le potentiel de marée vaut :

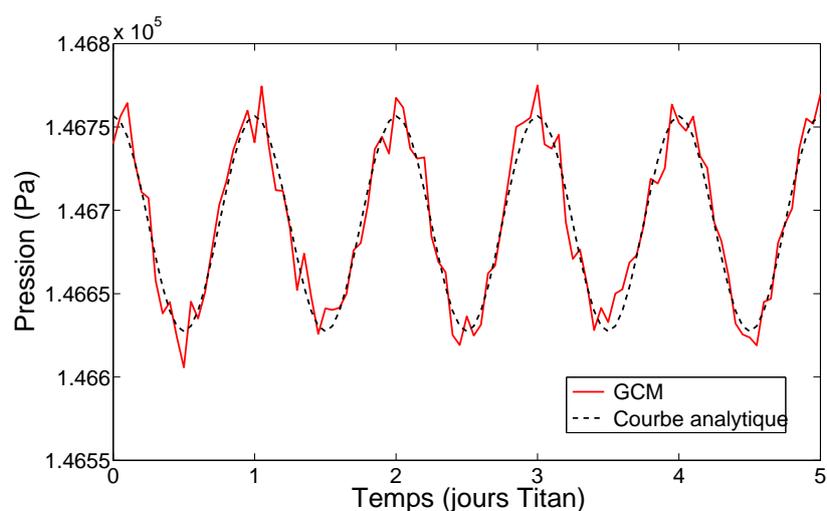
$$V_{MG} = -V_0 \cos nt \quad (2.31)$$

A cet endroit, on s'attend donc dans ce cas à voir la pression varier au cours du temps comme :

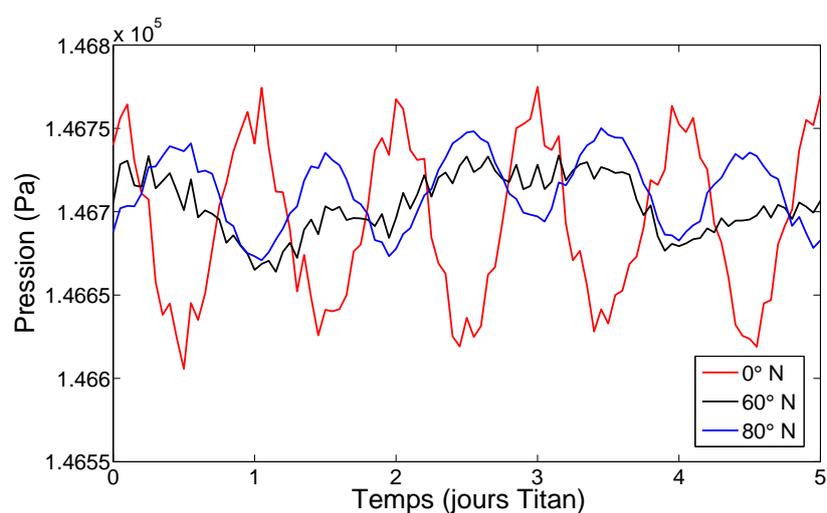
$$P(t) = P_0 + P_1 \cos nt \quad (2.32)$$

avec  $P_1 = \rho V_0 = 64 \text{ Pa}$

La figure 2.42 montre l'évolution de la pression durant plusieurs jours Titan au niveau du point subsaturnien obtenu par le GCM (en rouge) et prédit par l'équation (2.32) (en noir). On remarque que l'onde de pression suit parfaitement la courbe prédite. Nous en concluons que la champ de pression s'ajuste quasiment instantanément pour contrebalancer complètement le gradient de potentiel de marée. Par conséquent, l'amplitude de l'onde de pression est connue en tout point de la surface par l'équation (2.22). Sa variation relative correspond à la figure 2.41. Ceci est vérifié d'après la figure 2.43 montrant l'évolution de la pression durant plusieurs jours Titan pour la longitude  $0^\circ$  et pour différentes latitudes. En particulier, l'amplitude journalière de l'onde de pression calculée avec le GCM est à peu près nulle à la latitude  $60^\circ \text{ N}$  comme attendue. D'après les sorties du GCM, les marées gravitationnelles apparaissent comme l'effet dominant sur la pression atmosphérique sur Titan, devant les ondes libres et le cycle diurne (voir Fig 2.42 et Fig. 2.43).



**FIGURE 2.42** – Variation de pression à l'équateur et à la longitude  $0^\circ$ .



**FIGURE 2.43** – Variation de pression à la longitude  $0^\circ$  et à différentes latitudes ( $0^\circ\text{N}$ ,  $60^\circ\text{N}$  et  $80^\circ\text{N}$ ).

#### 4.2.c Effets sur les vents

Puisque le champ de pression s'ajuste très vite pour contrebalancer le gradient de potentiel de marée, les deux termes s'annulent dans l'équation de Navier-Stokes (2.24). Les vents ne subissent donc qu'une accélération très faible. Nous n'obtenons pas de forts vents de marée comme ceux obtenus par Tokano and Neubauer (2002), qui atteignaient de l'ordre de 1 m/s avec une amplitude de l'onde de pression plus faible. Dans notre modèle, les vents de marée sont présents mais extrêmement faibles, de l'ordre de 0.01 m/s. Ce signal est alors complètement noyé dans les autres ondes et la turbulence qui sont beaucoup plus fortes. Nos variations de pression et de vitesse des vents sont similaires à celles obtenues par Friedson

et al. (2009) (vents de l'ordre de 0.05 m/s). Les différences obtenues entre les différents GCMs résultent peut-être de l'interaction entre les ondes de marées et l'écoulement moyen. Peut-être que les vents obtenus par Tokano and Neubauer (2002) proviennent du forçage d'autres ondes comme des ondes de Kelvin ou des ondes de Rossby-gravité par les marées gravitationnelles.

#### 4.2.d Résolution analytique de l'onde de marée

Nous proposons ici d'estimer l'amplitude de l'onde de marée pour la pression et les vents pour vérifier les résultats obtenus avec le GCM. Au niveau de l'équateur les équations décrivant le champ perturbé ( $u', v', w', T', P'$ ) avec un écoulement zonal moyen  $\bar{u}$  s'écrivent :

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} - \beta_y v' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial x} = -\frac{\partial V_{MG}}{\partial x} \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} + \beta_y u' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial y} = -\frac{\partial V_{MG}}{\partial y} \quad (2.34)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P'}{\partial z} = \frac{R^* T'}{H} \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial(\rho_0 w')}{\partial z} = 0 \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial T'}{\partial x} + S_T w' = 0 \quad (2.37)$$

avec  $\beta = 2\Omega/R_T$ ,  $x$  la position suivant la longitude,  $y$  la position suivant la latitude et  $R^* = 297 \text{ J/K/kg}$ .  $S_T = N_B^2 T_0/g$  est la stabilité statique de l'atmosphère, avec  $N_B = \sqrt{(g/T)(\Gamma_d - \Gamma)}$  la fréquence de Brünt-Väisälä. Pour la troposphère de Titan on a  $N_B \approx 2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .  $H = 17 \text{ km}$  est la hauteur d'échelle.

On suppose la variation de température comme adiabatique. On a alors :  $P' = -\alpha \rho_0 R^* T'$  avec  $\alpha = \frac{\gamma}{1-\gamma}$  ( $\gamma \approx 7/5$ )

Nous posons  $\bar{u} = 0$ , en considérant que le vent zonal moyen est faible (ce qui est vrai dans les 10 premiers km de l'atmosphère de Titan). Nous supposons de plus que l'onde de marée est purement zonale (ce qui est vrai au niveau de l'équateur) et nous utilisons les notations complexes pour une onde ayant une pulsation  $\omega$  et un nombre d'onde  $k$  selon  $x$  (ici  $k = \frac{2}{R_T}$ ) et pas de dépendance en  $z$ . La structure complète de l'onde n'est bien évidemment pas aussi simple, mais ces simplifications permettent d'obtenir un bon ordre de grandeur de son amplitude près de la surface.

$$u' = U e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.38)$$

$$w' = W e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.39)$$

$$P' = P e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.40)$$

$$V_{MG} = V_0 e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.41)$$

Le système d'équations se réduit à :

$$-\omega U + k \frac{P}{\rho_0} = -kV_0 \quad (2.42)$$

$$ikU - \frac{W}{H} = 0 \quad (2.43)$$

$$-\omega \frac{P}{\rho_0} = \alpha R^* S_T W \quad (2.44)$$

Soit :

$$-\omega U + k \frac{P}{\rho_0} = -kV_0 \quad (2.45)$$

$$P = -\frac{\rho_0 V_0}{1 + A} \quad (2.46)$$

avec  $A = \frac{\omega^2}{k^2 R^* S_T H} \approx 3.4 \times 10^{-3}$

Avec  $V_0 = 12.08 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ , on a alors :  $P \approx -\rho_0 V_0 = -64 \text{ Pa}$  et  $U \approx \frac{kA V_0}{\omega} = 7 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ . La pression s'ajuste donc au potentiel de marée et l'impact sur le vent est donc très faible, en accord avec les résultats de nos simulations. Cependant, les marées peuvent forcer des ondes libres qui pourraient provoquer des vents plus forts.

#### 4.2.e Effets sur la température et la formation de nuages

La variation de pression causée par les marées gravitationnelles est également associée à un chauffage ou un refroidissement adiabatique avec :

$$dT = -\frac{R^* T}{C_p P} dP \quad (2.47)$$

L'onde de pression est donc associée à une onde de température d'amplitude  $\approx 1.2 \times 10^{-2} \text{ K}$ . Cet effet est bien inférieur à l'effet du cycle diurne qui produit près de la surface des variations de température de l'ordre de  $0.3 \text{ K}$ .

On peut se poser ensuite la question de savoir si les ondes de marées gravitationnelles ne peuvent pas provoquer la condensation de nuages de méthane. Dans ce cas, les marées gravitationnelles pourraient favoriser la formation de nuages près du point subsaturnien et du point anti-subsaturnien d'après la figure 2.41. Ceci a été proposé pour expliquer la distribution de nuages sur Titan observés par Cassini, qui semble indiquer un pic à  $0^\circ$  et  $180^\circ$  de longitude (Rodriguez et al., 2009). Cependant, ces nuages ont été observés essentiellement à des latitudes supérieures à  $30^\circ$ . A ces latitudes les marées gravitationnelles devraient produire plus de nuages vers  $\pm 90^\circ$ . Elles ne peuvent donc pas être à l'origine des variations longitudinales de nuages observées.

Nous pouvons estimer l'impact des marées gravitationnelles sur la condensation du méthane en calculant leur impact sur l'humidité relative  $RH = \frac{P_{vap}}{P_{sat}}$ . On a :

$$\frac{dRH}{RH} = \frac{dP_{vap}}{P_{vap}} - \frac{dP_{sat}}{P_{sat}}, \quad (2.48)$$

$$\frac{dP_{vap}}{P_{vap}} = \frac{dP}{P} \quad (2.49)$$

et avec la loi de Clausius-Clapeyron :

$$\frac{dP_{sat}}{dT} = \frac{L_{CH_4} P_{sat}}{R_{CH_4} T^2} \quad (2.50)$$

En utilisant les relations (4.12), (2.48), (2.49) et (2.50), la variation d'humidité relative est donnée par

$$\frac{dRH}{RH} = \frac{dP}{P} \left( 1 - \frac{L_{CH_4} R^*}{C_p R_{CH_4} T} \right) \quad (2.51)$$

On a  $\frac{L_{CH_4} R^*}{C_p R_{CH_4} T} \approx 3.1$ . Ainsi, c'est lorsque la pression diminue que l'humidité augmente et donc que la condensation peut être favorisée. Si l'humidité relative est proche de 100% et  $\Delta P = 64$  Pa (proche de la surface) on a  $\Delta RH \approx 0.1$  %. La variation d'humidité relative causée par les marées est donc faible. Il y a peu de chance qu'elle puisse provoquer la formation de nuages de marées sauf dans le cas d'une atmosphère très saturée en méthane. De plus, dans le climat actuel de Titan, la formation de nuages de méthane a lieu essentiellement aux moyennes et hautes latitudes (les nuages tropicaux restant rares) où les effets de marées sont plus faibles. Nous présenterons dans le chapitre 4 le cas de Titan entouré d'une atmosphère pure d'azote. Dans ce cas, la formation de nuages d'azote par les marées gravitationnelles est possible.

#### 4.2.f Cas des marées gravitationnelles sur d'autres lunes du système solaire ou des exoplanètes

Toute l'analyse que nous avons faite sur l'impact des marées gravitationnelles causées par Saturne sur l'atmosphère de Titan peut être généralisée à toutes les lunes et planètes possédant une atmosphère et tournant en rotation synchrone autour d'un autre astre (planète ou étoile).

Il a été suggéré que Charon pourrait produire des marées atmosphériques observables sur Pluton. Ces deux corps orbitent de façon synchrone l'un autour de l'autre avec une excentricité de 0.0035. On a  $M_{Charon} = 1.5 \times 10^{21}$  kg,  $a = 1.96 \times 10^4$  km,  $R_{Pluton} = 1.15 \times 10^3$  km. En appliquant la formule (2.20), nous trouvons que l'amplitude du potentiel de marée vaut  $V_0 = 0.18 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . La pression atmosphérique sur Pluton vaut approximativement 0.15 Pa avec une température à la surface d'environ 45 K. L'onde de pression produite par Charon vaut alors  $2 \times 10^{-6}$  Pa et l'amplitude des vents de marées est inférieure à  $10^{-2}$  m/s (en supposant le cas idéal où le gradient de pression ne compense pas le potentiel de marée). De si faibles

effets ne pourront pas être observés par la sonde New Horizons qui survolera Pluton durant l'été 2015.

Dans le système solaire, les effets des marées gravitationnelles sur les atmosphères planétaires restent donc très limités. Il n'y a que sur Titan où les effets pourraient être observables. Par contre dans le domaine des exoplanètes, beaucoup de planètes possédant de fortes excentricités et orbitant près de leurs étoiles ont été détectées. Les marées atmosphériques, bien plus importantes que sur Titan, peuvent alors se produire. Par exemple, la super-Terre Gliese 581c a une excentricité estimée entre 0 et 0.05. En supposant son orbite en résonance 1 : 1 avec son étoile, on obtient une amplitude de potentiel valant jusqu'à  $640 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ . En supposant la température aux alentours de 300 K (Leconte et al., 2013b), ceci correspond à une variation de la pression d'environ 0.7 %. Pour GJ 1214b, une super-Terre entourée d'une atmosphère épaisse et dont l'excentricité peut aller jusqu'à 0.27, on trouve que l'amplitude du potentiel vaut jusqu'à  $5 \times 10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  (données prises sur <http://exoplanet.eu/catalog/gj-1214-b/>). Une telle onde produirait de fortes variations de pression et de puissants vents de marées. On peut imaginer que les marées gravitationnelles pourraient avoir un gros impact sur la formation de nuage autour de telles planètes et pourraient être observées avec les futurs télescopes. Ainsi, une analyse avec un GCM des marées atmosphériques sur des exoplanètes mérite d'être menée.

## 5 Effets de la topographie

Dans cette partie nous nous intéressons aux effets de la topographie sur la dynamique atmosphérique de Titan. La topographie peut exciter des ondes atmosphériques et produire des vents de pentes qui peuvent impacter fortement les vents de surface. Nous présentons d'abord la méthode utilisée pour obtenir des cartes de topographie globale puis l'impact de la topographie sur les vents de surface obtenus avec le GCM Titan.

### 5.1 Création de cartes de topographie pour Titan

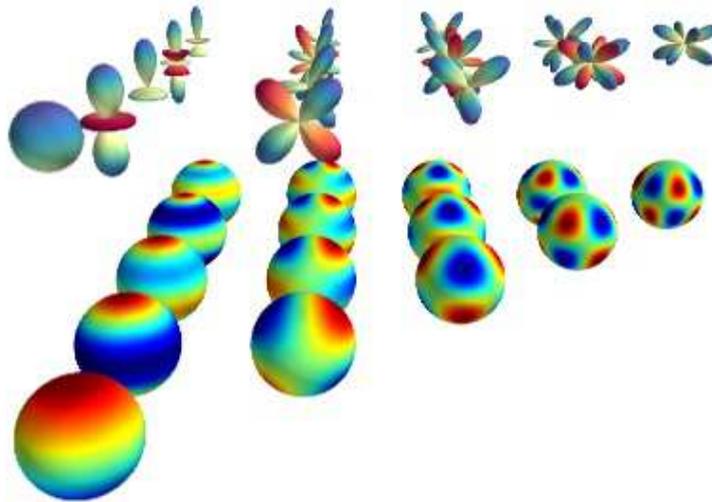
Vu que moins de 10 % de la surface de Titan a été analysée par le radar de Cassini pour déterminer l'élévation, nous avons recours à des cartes interpolées. J'ai d'abord reconstruit des cartes de topographie à partir de la décomposition en harmoniques sphériques obtenue par [Zebker et al. \(2009\)](#). La décomposition s'écrit :

$$H(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \left( A_{l,0} Y_{l,0} + 2Re \left( \sum_{m=1}^l A_{l,m} Y_{l,m} \right) \right) \quad (2.52)$$

avec  $A_{l,m}$  les coefficients harmoniques normalisés donnés par [Zebker et al. \(2009\)](#) et  $Y_{l,m}$  les fonctions harmoniques sphériques (voir figure 2.44) de degré  $l$  et d'ordre  $m$  :

$$Y_{l,m}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}} P_l^m(\cos\theta) e^{im\phi} \quad (2.53)$$

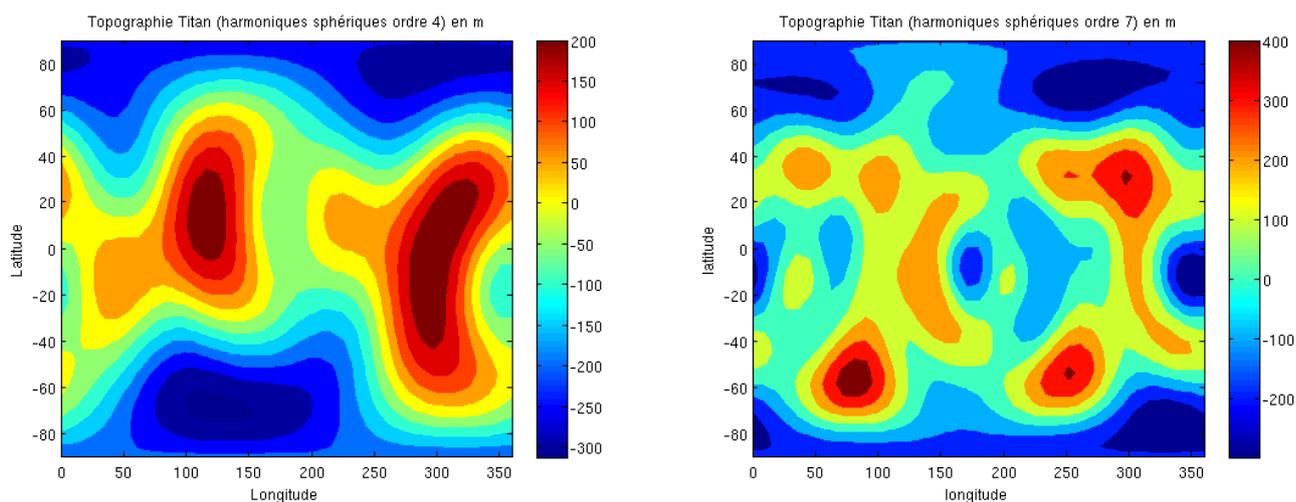
avec  $P_l^m(\cos\theta) e^{im\phi}$  les polynômes de Legendre associés.



**FIGURE 2.44** – Illustration des fonctions harmoniques sphériques jusqu'à l'ordre 5

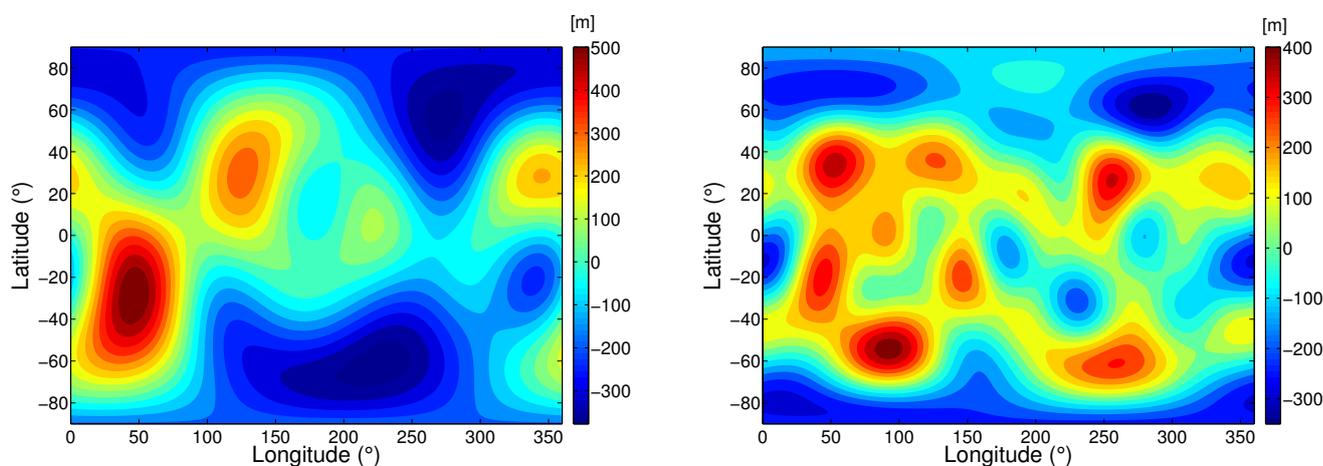
Avec les coefficients de [Zebker et al. \(2009\)](#), j'ai construit les cartes de topographie à l'ordre 4 et 7. Cependant ces valeurs d'altitude sont reliées à la distance au centre de Titan. Or pour la dynamique atmosphérique, c'est l'altitude par rapport au géoïde qui est importante.

J'ai donc soustrait le géoïde de référence calculé par [Iess et al. \(2010\)](#) qui correspond à un ellipsoïde avec comme demi-axes :  $a = 2575.239$  km,  $b = 2574.932$  km et  $c = 2574.829$  km. J'ai réduit le rayon moyen de cet ellipsoïde de 270 m pour obtenir une altitude moyenne nulle. La figure 2.45 correspond aux cartes obtenues avec les coefficients de [Zebker et al. \(2009\)](#) à l'ordre 4 et 7. La topographie d'ordre 4 est similaire à celle employée par [Tokano \(2010\)](#)



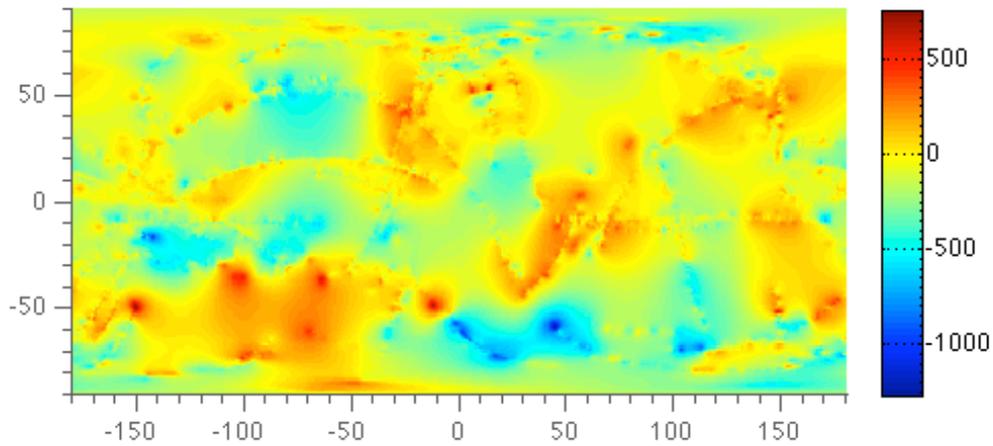
**FIGURE 2.45** – Carte de topographie obtenues avec les coefficients de [Zebker et al. \(2009\)](#) à l'ordre 4 (à gauche) et 7 (à droite).

J'ai appris durant ma troisième année de thèse que les tables de coefficients donnés par [Zebker et al. \(2009\)](#) était erronées. Gabriel Tobie m'a fourni les bons coefficients (Tables 2.2 et 2.3) avec lesquels j'ai retracé les nouvelles cartes de topographie (figure 2.46) mais j'ai conservé l'analyse GCM effectuée avec les autres cartes (paragraphe suivant).



**FIGURE 2.46** – Carte de topographie obtenues avec les nouveaux coefficients de [Zebker et al. \(2009\)](#) à l'ordre 4 (à gauche) et 7 (à droite).

Finalement, en juillet 2013, [Lorenz et al. \(2013\)](#) ont publié une nouvelle carte de topographie (Figure 2.47), plus précise, obtenue avec une interpolation par spline. La aussi, près de 90% de la topographie est fictive et due à l'interpolation. Par contre, les points dont l'altitude a été mesurée sont beaucoup mieux représentés par cette méthode que par celle de [Zebker et al. \(2009\)](#). J'ai quand même pu tester les effets atmosphériques avec cette carte bien que disponible seulement à la fin de ma thèse.



**FIGURE 2.47** – Carte de topographie (en mètres) obtenue par interpolation avec spline sur les données radar de Cassini. Le géoïde de référence de [Iess et al. \(2010\)](#) a été soustrait. La carte m'a été procurée par Antoine Lucas.

m	l	Re( $A_{l,m}$ )	Im( $A_{l,m}$ )
0	0	9127179	0
1	0	3	0
1	1	-85	-222
1	1	-85	-222
2	0	-568	0
2	1	153	34
2	1	153	34
2	2	246	59
2	2	246	59
3	0	-59	0
3	1	-55	-64
3	1	-55	-64
3	2	56	-177
3	2	56	-177
3	3	16	-26
3	3	16	-26
4	0	-17	0
4	1	102	-14
4	1	102	-14
4	2	80	-33
4	2	80	-33
4	3	-140	86
4	3	-140	86
4	4	-79	21
4	4	-79	21

**TABLE 2.2** – Coefficients (parties réelles et imaginaires) à l'ordre 4 de la décomposition en harmoniques sphériques de [Zebker et al. \(2009\)](#).

m	l	Re( $A_{l,m}$ )	Im( $A_{l,m}$ )
0	0	9127375	0
1	0	-71	0
1	1	31	-203
2	0	-429	0
2	1	-20	11
2	2	219	84
3	0	-151	0
3	1	-11	-36
3	2	22	-7
3	3	55	-78
4	0	-157	0
4	1	47	-113
4	2	-48	-7
4	3	-52	48
4	4	-103	-86
5	0	130	0
5	1	101	72
5	2	87	-25
5	3	-20	-41
5	4	10	-72
5	5	49	32
6	0	19	0
6	1	-12	20
6	2	-83	51
6	3	25	-76
6	4	53	-5
6	5	29	10
6	6	-49	15
7	0	81	0
7	1	37	68
7	2	148	-12
7	3	-41	140
7	4	-125	-33
7	5	38	82
7	6	53	19
7	7	-69	73

**TABLE 2.3** – Coefficients (parties réelles et imaginaires) à l'ordre 7 de la décomposition en harmoniques sphériques de [Zebker et al. \(2009\)](#).

## 5.2 Vents de pentes

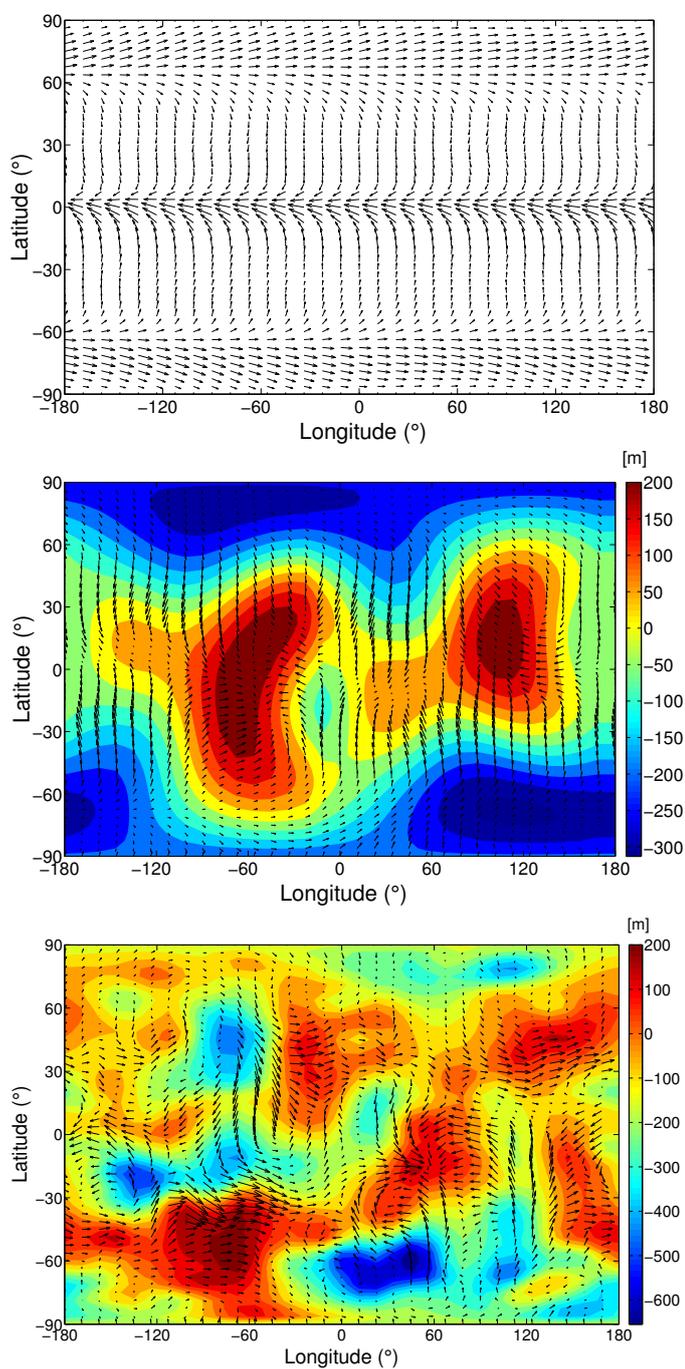
Nous nous intéressons maintenant aux effets de la topographie sur la dynamique atmosphérique. J'ai donc effectué des simulations avec les cartes de topographie de Titan décrites au paragraphe précédent. Ces cartes donnent une altitude incorrecte pour la plupart des points de la surface de Titan, en faisant apparaître des montagnes ou des bassins fictifs à cause des résidus des interpolations. Cependant, ces cartes représentent assez correctement la topographie globale de Titan comme par exemple l'aplatissement aux pôles et la distribution en taille des montagnes (l'hypsométrie) observée. Les simulations avec ce genre de topographie permettent en plus d'avoir une bonne idée de l'impact de la topographie sur les vents de surface.

La figure 2.48 montre les vents de surface obtenus sans topographie, avec la topographie de Zebker et al. (2009) à l'ordre 4 et avec la topographie de Lorenz et al. (2013). Ces simulations montrent l'effet très important de la topographie qui modifie profondément la direction des vents de surface. Avec celle-ci, il y a apparition de vents anabatiques qui remontent les pentes.

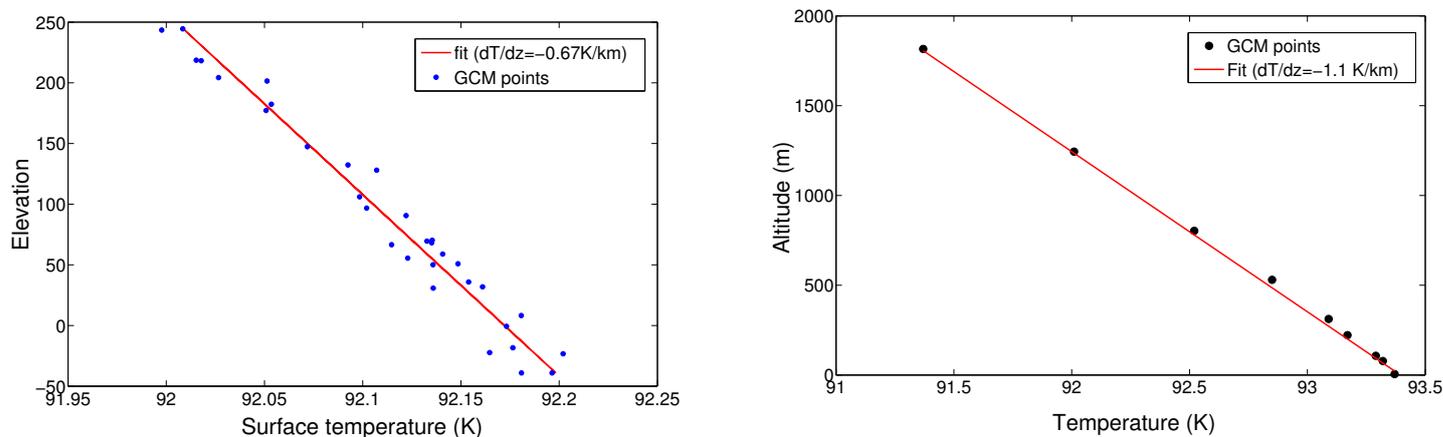
La figure 2.49 gauche montre la variation moyenne de la température du sol en fonction de l'altitude à l'équateur. On voit que le gradient de la température du sol vaut  $-0.67$  K/km. Ceci est plus élevé que le gradient thermique de l'atmosphère à cette latitude qui vaut en moyenne  $-1.1$  K/km (figure 2.49 droite), proche du gradient adiabatique ( $-1.31$  K/km). La température au sommet des montagnes de Titan est donc en moyenne plus élevée que l'air ambiant. Ceci s'explique simplement par le fait que le sol est chauffé par le faible rayonnement solaire et donc il est plus chaud que l'air ambiant en altitude. Par conséquent, l'air tend à remonter les pentes où il est chauffé, créant des vents anabatiques. D'après notre GCM, quelque soit la latitude, on observe en moyenne ces vents anabatiques. Le régime de vent reste bimodal mais avec des orientations modifiées par les pentes.

Les vents de surface semblent ainsi dominés en grande partie par la topographie. Il faut cependant garder à l'esprit que les cartes de topographie sont des interpolations qui tendent à produire de longues pentes, bien que faibles. Si nous prenons, par exemple, une plaine avec une altitude fixe et une montagne à côté, les vents de pentes devraient être très locaux, n'impactant pas la circulation sur la plaine. Au contraire, si nous faisons une interpolation, la plaine va alors posséder une pente douce sur laquelle vont se développer les vents anabatiques. On peut ainsi prédire que les vents sur Titan devraient être globalement plus proches du cas sans topographie mais avec un effet encore plus prononcé au voisinage des montagnes.

Finalement, la topographie pourrait avoir d'autres conséquences, en particulier sur les échanges de moment cinétique entre l'atmosphère et la surface (par le couple des montagnes qui peut se substituer à la friction de surface) et donc sur le développement de la super-rotation, mais je n'ai pas eu le temps d'étudier suffisamment en détails ces autres aspects.



**FIGURE 2.48** – Vents de surface moyennés sur une année obtenus sans topographie à 35 m (haut), avec la topographie de Zebker et al. (2009) ordre 4 à 4 m (milieu) et avec la topographie de Lorenz et al. (2013) à 35 m (bas). La topographie est représentée par les couleurs et la directions des vents par les vecteurs.



**FIGURE 2.49** – Gauche : corrélation entre température du sol et altitude. Les points bleus correspondent aux températures de surface moyenne pour les différentes longitudes à la latitude  $0^\circ$  N avec topographie. La droite rouge correspond à la droite moyenne passant par ces points. Droite : variation de la température atmosphérique en fonction de l'altitude. Les points noirs correspondent aux températures moyennes pour les différentes altitudes à la latitude  $0^\circ$  N. La droite rouge correspond à la droite moyenne passant par ces points.

## 6 Discussion et conclusions

Les GCMs sont de formidables outils d'étude des atmosphères planétaires. Le GCM Titan de l'IPSL est sans conteste le GCM le plus en pointe pour Titan actuellement et celui qui reproduit le mieux les observations. Grâce à la stabilité de l'atmosphère titaniennne, nous avons pu réaliser une étude fine de la couche limite, que nous avons caractériser complètement. Ceci a permis de révéler la présence d'une circulation de couche limite, unique dans le système solaire. Celle-ci impacte tous les aspects de la météorologie titaniennne et une analogie avec la troposphère terrestre permet d'en comprendre facilement les subtilités. Cependant, ce GCM n'inclut pas le cycle du méthane. Ce dernier ne devrait pas modifier la circulation moyenne de la basse troposphère aux basses et moyennes latitudes, où les nuages et le méthane à la surface sont absents la majeure partie de temps. A haute latitude, la présence des lacs de méthane/éthane pourrait modifier la circulation de la basse troposphère par les échanges de chaleur latente et l'existence de brises de mer. Seul un GCM possédant un cycle du méthane pourra faire des prédictions fiables sur les vents de surface au dessus de lacs polaires. Concernant les dunes équatoriales, aucun des processus étudiés dans ce chapitre (cycle diurne/saisonnier, marées gravitationnelles, topographie, ondes,...) ne permet d'expliquer une orientation globale vers l'est. Un processus capital pour la formation des dunes n'est donc pas pris en compte dans notre GCM. Dans le chapitre suivant, nous proposons que ce processus manquant est l'effet local sur les vents de surface des orages tropicaux de méthane.

---

# CHAPITRE 3

---

## FORMATION DES DUNES DE TITAN

**J'ai toujours aimé le désert. On s'assoit sur une dune de sable. On ne voit rien.  
On n'entend rien. Et cependant quelque chose rayonne en silence.**

**Antoine de Saint-Exupéry  
(Le Petit Prince)**

### Sommaire

---

1	Motivations . . . . .	98
2	Formation des dunes de Titan par les orages tropicaux . . . . .	101
3	Discussion et conclusions . . . . .	114

---

## 1 Motivations

La formation des dunes de Titan et leur orientation opposée aux vents prédits par les GCMs constitue l'un des principaux mystères de Titan et est une énigme passionnante (voir chapitre 1 partie 4.3).

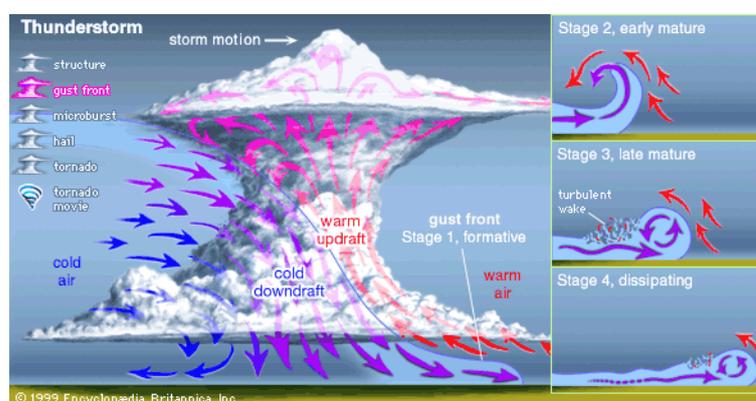
Les dunes longitudinales sur Terre se forment souvent avec un régime de vent bimodal (deux directions privilégiées). Il s'agit du mécanisme le mieux connu pour former des dunes linéaires et nécessite un angle supérieur à  $90^\circ$  entre les deux directions de vents. Un régime de vent uni-directionnel forme des barchanes (dune isolé ayant une forme de croissant) ou des dunes transverse sauf quand le sable ou le sédiment est cohésif. Dans ce cas des dunes linéaires peuvent se former (Rubin and Hesp, 2009) mais leurs espacement n'est plus contrôlé par la couche limite et n'a plus de raison d'être constant. Ce mode de formation n'est donc pas privilégié pour Titan où l'espacement semble remarquablement constant. Peut-être que les dunes se sont formées sous un climat différent. Cependant la présence d'interdunes avec peu de sédiment (donc d'aérosols atmosphériques) semble indiquer que les dunes sont toujours actives (Barnes et al., 2008; Rodriguez et al., 2013).

Le défi de la formation des dunes de Titan est donc double. Il faut trouver un mécanisme qui permette à la fois de propager les dunes vers l'est et qui soit compatible avec la formation de dunes longitudinales, ce qui nécessite un régime de vent multidirectionnel. Il a tout d'abord été proposé que les vents formant les dunes de Titan soient les vents tournants des marées gravitationnelles (Lorenz et al., 2006). Cependant ces vents n'ont pas de direction est-ouest privilégiée. Il a ensuite été proposé que la formation de dunes soit contrôlée par les vents de circulation générale (Tokano, 2008). Ces vents sont bien bimodaux mais orientés vers l'ouest. Il a aussi été proposé que l'orientation soit causée par la topographie grande échelle (Tokano, 2008), mais ceci ne résout le problème que localement. Tokano (2010) a obtenu avec son modèle des pics de vents forts vers l'est à l'équateur durant l'équinoxe. Cependant aucun autre GCM n'a obtenu ce résultat. De plus, son modèle ne reproduit ni la structure thermique de la basse troposphère (voir chapitre précédent) ni la super-rotation, ce qui pose des questions sur la validité de ces résultats. Le mécanisme permettant la formation des dunes est nécessairement assez subtil et n'opère sans doute que rarement. Il faut de plus un mécanisme robuste, qui ne soit pas dépendant des paramétrisations d'un GCM.

Réussir à expliquer la formation des dunes de Titan était l'un des grands objectifs de ma thèse. Je me suis servi de ce problème comme d'un fil conducteur pour mon étude de la troposphère de Titan. Pour chaque processus atmosphérique étudié (marées gravitationnelles, cycle diurne, topographie,...), j'ai essayé de voir s'il ne pouvait pas permettre de propager les dunes dans la bonne direction. J'ai également fait de nombreux tests en changeant par exemple l'obliquité de Titan ou en mettant des contrastes d'albédo entre la bande équatoriale et le reste de la surface. Avec ces différents tests, j'ai pu constater que l'on pouvait obtenir facilement des vents orientés en moyenne vers l'est localement mais jamais sur tout l'équateur. La super-rotation vers l'est de l'atmosphère de Titan est très frappante quand on s'intéresse à l'orientation des dunes. On peut se demander si ces deux phénomènes ne sont pas connectés. Après l'étude de la couche limite de Titan, j'ai cependant compris que la circulation générale ne permet pas à elle toute seule de puiser dans la super-rotation pour produire des vents

d'ouest à la surface. J'ai alors eu la conviction qu'un GCM sans cycle du méthane ne pouvait pas produire des dunes se propageant vers l'est sur toute la bande équatoriale.

Partant de ce principe, j'ai développé l'idée d'un couplage entre la super-rotation et les dunes par l'intermédiaire des orages tropicaux se produisant à l'équinoxe. Je m'attendais en particulier à ce que les orages de Titan produisent des poches froides et des fronts de rafales soufflant vers l'est. La figure 3.1 correspond au schéma classique des courants produits par un orage terrestre. L'air environnant derrière le nuage, plus froid, a tendance à plonger vers la surface formant une poche froide. En traversant le nuage et en passant dessous, il se refroidit d'autant plus à cause de l'évaporation de la pluie et s'écoule à la surface formant un front de rafale. Ce front est naturellement orienté dans la direction du vent à haute altitude.



**FIGURE 3.1** – Schéma classique des vents dans un orage terrestre et de la formation d'un front de rafale. Figure provenant de l'Encyclopedia Britannica.

Pour étudier cet impact potentiel des nuages de méthane sur les dunes de Titan, j'ai contacté Erika Barth et Scot Rafkin (SWRI, Boulder) et je leur ai proposé de simuler le développement d'un orage avec comme état initial et comme conditions aux limites le profil de vent zonal produit par le GCM Titan à l'équateur et durant l'équinoxe. Erika Barth et Scot Rafkin m'ont envoyé ces simulations que j'ai analysées. J'ai alors découvert qu'un puissant front de rafale apparaissait pour chaque simulation, avec des vents bien supérieurs à ce que j'espérais. Un seul front de rafale par équinoxe est suffisant pour dominer totalement le transport de sable et propager les dunes vers l'est. La question suivante était de savoir si avec ce flux de sable, il était possible de former des dunes linéaires. Comme énoncé plus haut, les dunes linéaires sont fréquemment observées sur Terre avec un régime de vent bimodal dont l'angle est supérieur à  $90^\circ$ . Ces dunes se propagent selon la direction du flux de sable moyen. Ceci est expliqué par la théorie et reproduit expérimentalement. Mais on observe aussi des dunes linéaires avec un régime de vent quasi-unidirectionnel se propageant elle aussi selon la direction du flux de sable moyen. La formation de dunes linéaires sous ces conditions n'était pas encore expliquée. Le projet d'ANR EXO-DUNE conduit par Sébastien Rodriguez avait pour but de rassembler des compétences diverses (théorie et expérience sur la formation des dunes, observations des dunes martiennes et titaniennes, modélisation climatique de Mars et Titan) pour l'étude des dunes extra-terrestres. Ce projet m'a permis de rencontrer Clément

Narteau et Sylvain Courrech du Pont, spécialistes de la formation des dunes terrestres. En prologant le travail expérimental de [Reffet et al. \(2010\)](#) sur la formation de dunes longitudinales ou transverses sous l'influence d'un vent unidirectionnel ou bidirectionnel symétrique, Sylvain Courrech du Pont, Clément Narteau et Xin Gao avaient justement démontré la possibilité d'avoir des dunes linéaires avec un flux de sable quasi-unidirectionnel et se propageant selon la direction du flux de sable moyen ([Courrech du Pont et al., 2013](#)). La conjonction du GCM Titan, du modèle meso-échelle de nuage de méthane et des analogies avec les dunes terrestres nous a permis de proposer un schéma global pour la formation des dunes de Titan expliquant leur forme, direction, taille et espacement ainsi que la convergence/divergence vers l'équateur/les pôles.

## 2 Formation des dunes de Titan par les orages tropicaux

### 2.1 Article : Methane storms control Titan's dune orientation

L'article qui suit a été soumis en octobre 2013 à *Nature*. La référence complète est : Charnay, B., Barth, E., Rafkin, S., Nartean, C., Lebonnois, S., Rodriguez, S., Courrech du pont, S. and Lucas, A., **Methane storms control Titan's dune orientation**, *Nature*, soumis.

**Introductory paragraph** Titan's equatorial regions are covered by eastward oriented linear dunes (Lorenz et al., 2006; Lorenz and Radebaugh, 2009; Rodriguez et al., 2013). This direction is opposite to mean surface winds simulated by Global Climate Models (GCMs) at these latitudes, oriented westward, similar to trade winds on Earth (Lorenz et al., 2006; Tokano, 2008). Different hypotheses have been proposed to address this apparent contradiction, involving Saturn's gravitational tides (Lorenz et al., 2006), large scale topography (Tokano, 2008) or wind statistics (Tokano, 2010), but none of them can explain a global eastward dune propagation in the equatorial band. Here we analyse the impact of equinoctial tropical methane storms developing in the superrotating atmosphere (i.e. the westerlies at high altitude) on Titan's dune orientation. Using mesoscale simulations of convective methane clouds (Barth and Rafkin, 2007, 2010) with a GCM wind profile featuring the superrotation (Lebonnois et al., 2012a), we show that Titan's storms should produce fast westerly gust fronts above the surface. Such gusts dominate the aeolian transport allowing dunes to extend eastward. This analysis therefore reveals an unexpected coupling between superrotation, tropical methane storms and dune formation on Titan.

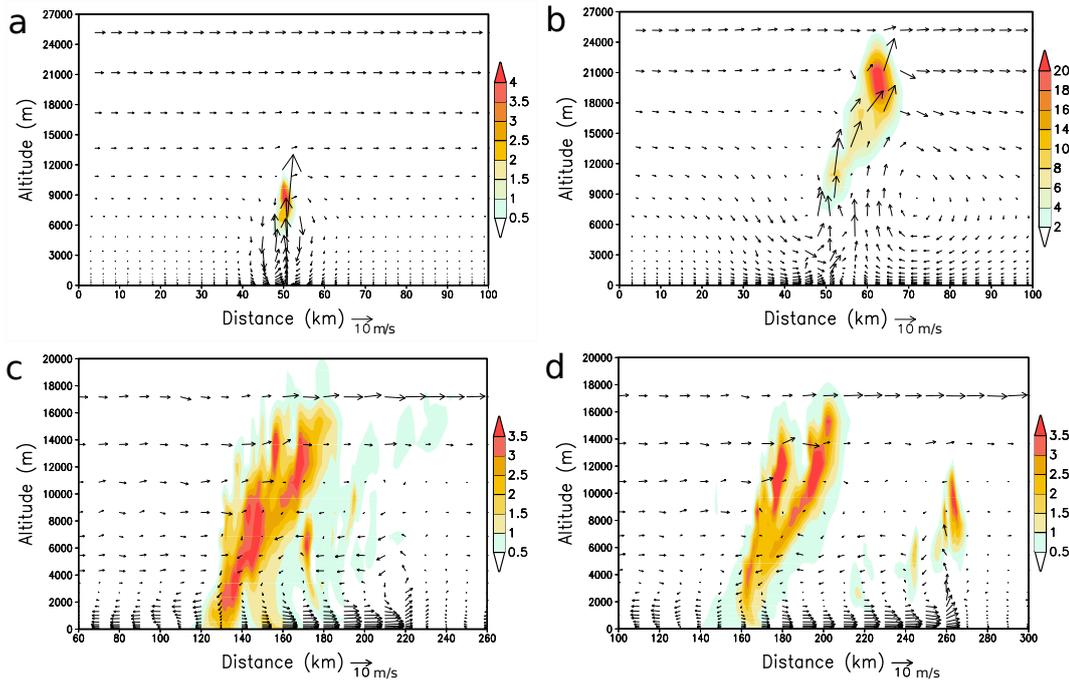
A major surprise in the exploration of Titan by Cassini was the discovery of large dune fields in the equatorial regions, which cover close to 15% of Titan's surface (Lorenz et al., 2006; Lorenz and Radebaugh, 2009; Rodriguez et al., 2013). These giant dunes are linear and parallel to the equator, and are probably composed of hydrocarbon material. The analysis of dune morphology around obstacles and dune terminations indicates an eastward dune propagation with some regional variations (Lorenz et al., 2006; Lorenz and Radebaugh, 2009) (see Fig. 3.8). However, Global Climate Models (GCMs) predict easterly (westward) equatorial surface winds on Titan (Tokano, 2008). Indeed, for a world with a prograde rotation like Titan, the meridional circulation implies that annual mean winds close to the surface are westerlies at mid/high latitudes and easterlies at low latitudes, as trade winds on Earth (Zhu et al., 2008). Therefore, Titan's dune orientation is opposite to predicted mean winds, raising a major enigma.

Given the non-linear dependence of sediment transport on wind speed, the only way to propagate dunes eastward would be the occurrence of episodic fast westerly gusts (Tokano, 2010). Above 5 km, Titan's troposphere is in superrotation with fast westerlies at any latitude. Pumping momentum from this superrotation down to the surface might provide a solution. However, Titan's tropospheric circulation is essentially confined into a 2 km boundary layer

(Charnay and Lebonnois, 2012). Incidentally, this boundary layer circulation may explain the dune spacing of around 2 km (Charnay and Lebonnois, 2012; Lorenz et al., 2010). Dry convection is therefore limited to the first 2 km and unable to reach the superrotating winds (Charnay and Lebonnois, 2012). A GCM generated episodic fast westerlies at the equator during Titan's equinoxes (Tokano, 2010). However, this model was not able to reproduce the superrotation nor the thermal structure and the boundary layer circulation, rising legitimate questions about the validity of these results. We therefore conclude that Titan's atmospheric general circulation is not likely to produce fast westerlies at the equator.

Similar to the water cycle on Earth, Titan's weather is characterized by a methane cycle producing methane clouds. These clouds are rare over the equatorial region and probably absent during most of Titan's year (Rodriguez et al., 2011). However, during the equinox, the atmospheric circulation is divided into two Hadley cells with an Inter-Tropical Convergence Zone (ITCZ) at the equator. This circulation leads to a methane convergence at the equator, sufficient to trigger deep convection (Mitchell et al., 2011; Schneider et al., 2012). Tropical convective clouds have been detected during the equinoctial season (Turtle et al., 2011a,b; Rodriguez et al., 2011; Griffith et al., 2009) with top altitude between 10 and 30 km (Griffith et al., 2009). Huge storm systems covering a large part of the equatorial band have been observed, one of them associated with methane precipitations (Turtle et al., 2011a,b). On Earth, storms frequently generate gust fronts above the surface. They occur when downdrafts, generally cooled by rain evaporation, reach the ground below the storm, producing cold surface currents, also called cold pools (Mahoney et al., 2009). The gust front is the leading edge of the cold pool, and its propagation is mostly controlled by the direction of upper winds.

To investigate whether Titan's storms might lead to the production of such gusts with a preferential direction, we analysed their formation under the wind-shear produced by Titan's superrotation, with a mesoscale (i.e. regional) model (Barth and Rafkin, 2007, 2010). We ran 2-dimensional (longitude-altitude) simulations. For the initial conditions, we used the temperature profile measured by Huygens (Fulchignoni et al., 2005) and a wind profile from a GCM (Lebonnois et al., 2012a). Huygens' measurements indicated a methane humidity of 40% at the surface (Niemann et al., 2005). These conditions do not allow the development of convective clouds but were measured at the end of the southern summer. For our simulations at the equinoctial season, we used a methane profile with a surface humidity of  $\sim 50\%$  or  $60\%$ , which is necessary to form convective clouds and corresponds to a convective available potential energy (CAPE) of 250 or 500 J/kg. The deep convection was triggered by a warm bubble of +2 K (i.e. the air temperature is increased in the first km). In our simulations, convective clouds reach an altitude of 25 km where flow fast westerlies, and the storm dynamics leads to the formation of a westerly gust front above the surface. Fig. 3.2 shows the development of a gust front in one of our simulations. The triggering of the convection is associated with symmetric convergence of air below the cloud (Fig. 3.2a). The cloud develops obliquely because of the wind-shear (Fig. 3.2b). The storm is associated with warming of the middle troposphere. The colder air following the storm falls down to the surface, and is accelerated by rain evaporation, producing the gust front (Fig. 3.2b). Subsequently, the gust front ends up beyond the weakening cloud (Fig. 3.2c). It raises surrounding air from the

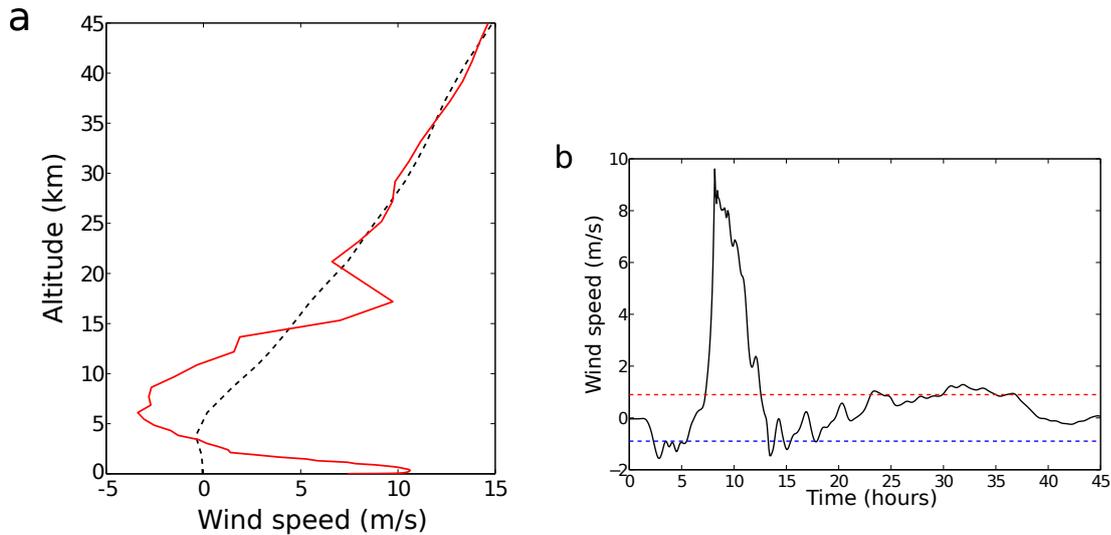


**FIGURE 3.2** – 2D (altitude/longitude) simulation of the evolution of a storm under Titan’s conditions at equator during equinox. (a), (b), (c) and (d) are taken 1h, 1h40, 10h35 and 12h30 after the start of the simulation, respectively. The initial wind profile was derived from the GCM. The initial humidity corresponds to a CAPE of 500 J/kg. Color bars indicate the mixing ratio of condensed methane in g/kg. The wind vectors are scaled to the axis. A reference vector of 10 m/s for zonal wind is shown. In (c) and (d), the vertical winds are reduced by 80 % to better see the gust front.

surface to 3-4 km, producing secondary convective clouds that can increase its energy and life-time (Fig. 3.2d). The gust front also produces a local peak of westerly surface wind (Fig. 3.3a), travelling over large distances (in the order of 500 km in our simulations). In the gust front, wind speeds are typically one order of magnitude higher than usual winds close to the surface, and can reach 10 m/s during up to 9 hours (Fig. 3.3a and b).

Our 2D simulations are representative of large storms or mesoscale convective systems. Individual small storms (e.g. less than 30 km in diameter) should produce weaker gust fronts with more isotropic winds than in our simulations. Yet, multiple small storms should interact with each other and organize the convection to form large storm or mesoscale convective systems, associated to strong gust fronts with an eastward propagation. The giant cloud systems observed in September and October 2010 (Turtle et al., 2011a) are likely to have been associated with large gust fronts, probably longer than those generated in our simulations. We estimate that each region of the equator might statistically undergo in the order of one gust front every equinox (i.e. 0.068 gust front per terrestrial year, see Methods).

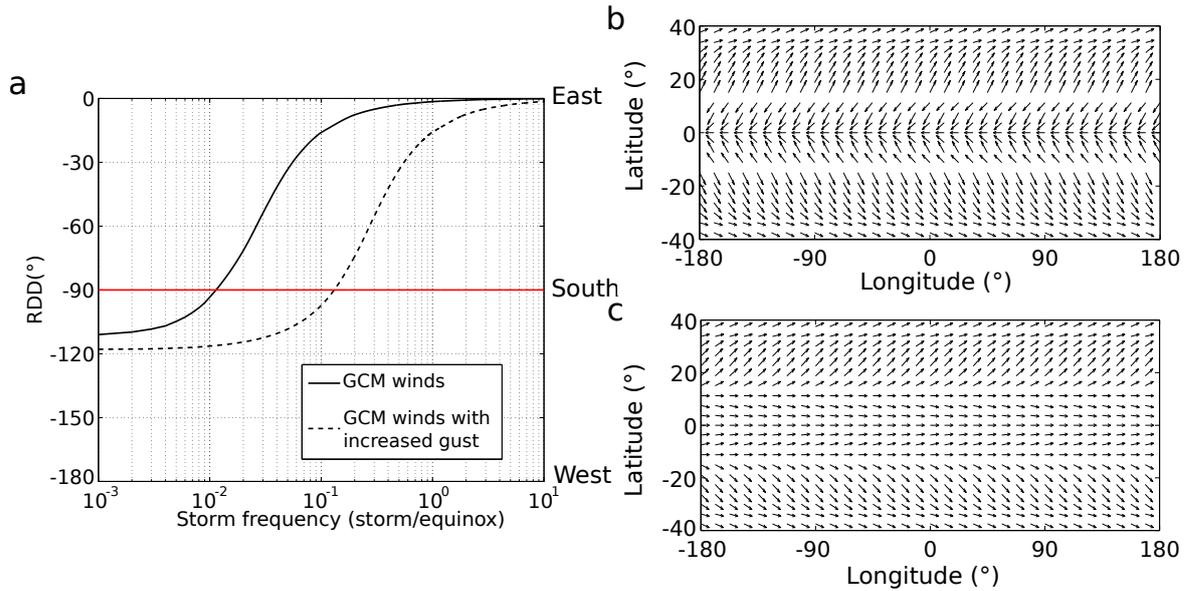
The full nature of the sand on Titan is not well constrained. The optimum grain size for saltation is estimated to be around 300  $\mu\text{m}$  (Lorenz, 2013). For this size, the threshold friction



**FIGURE 3.3 – Wind speed in the gust front.** (a) Wind profiles in the gust front (red) and without storm (black dashed line). (b) Evolution of the zonal wind at 40 m (black line) during the passage of a gust front. Westerly winds are positive. The red (blue) dashed line corresponds to the threshold friction speed of 0.04 m/s, i.e. 0.9 m/s at 40 m, for westerly (easterly) winds.

speed is around 0.04 m/s (Lorenz, 2013), corresponding to a wind speed around 0.9 m/s at 35 m above the surface (see Methods). The wind speed below 300 m was estimated to be around 0.3 m/s at the Huygens' site (Tokano, 2009). In our GCM, winds at 35 m and at the equator are generally below 0.5 m/s and do not exceed 1 m/s (see Fig. 2.27 and supplementary Fig. 3.6). Thus, usual winds on Titan are likely to generate only limited sand transport. Our GCM winds follow a Weibull distribution (see Methods). They exceed the threshold friction speed of 0.04 m/s only 0.06% of the time, producing a westward sand flux at the equator of only  $0.0015 \text{ m}^2/\text{yr}$  (see Methods for the sand flux calculation). However, GCMs tend to underestimate sand flux as they miss local gusts (Bridges et al., 2012). To compensate for this, although Titan's surface winds are not expected to have a strong variability because of the weak turbulence (Tokano et al., 2006b), we also calculated GCM sand flux upon a significant increase of wind speed by 20%. In this case the westward sand flux at the equator increases but remains limited (i.e.  $0.018 \text{ m}^2/\text{yr}$ ). In contrast, gust fronts produced by storms largely exceed the wind threshold by an order of magnitude and, according to our mesoscale simulations, one storm per equinox produces an eastward sand flux, on average around  $0.15 \text{ m}^2/\text{yr}$ . Although tropical storms are episodic, they should therefore dominate the sand transport.

Many linear dunes on Earth align with the direction of the average sand flux, the resultant drift direction (RDD), and propagate over long distances with regular spacing and with a limited amount of sediment in interdune areas (Pye and Tsoar, 1990). When dunes cannot grow in height from an erodible bed, they extend linearly and their orientation becomes primarily controlled by the mean transport direction (Courech du Pont et al., 2013). This



**FIGURE 3.4 – Storm impact on the resultant drift direction (RDD).** (a) the RDD as a function of the storm frequency per equinox with a saltation threshold of 0.04 m/s, using GCM winds (black solid line) or GCM winds with increased gust (black dashed line). Angles are measured anti-clockwise from the East (i.e.  $-180^\circ$  is westward,  $-90^\circ$  is southward and  $0^\circ$  is eastward). The red line symbolizes the passage from westward to eastward dune growth. (b) is the map of RDD obtained with the GCM (with increased gust) for low latitudes with a threshold of 0.04 m/s and no storm effect. (c) is same as (b) but with the storm effect. We assume that the storm frequency decreases with latitude, following a gaussian statistic (i.e.  $f \propto e^{-\left(\frac{lat}{20^\circ}\right)^2}$ ).

mechanism may explain the formation and the evolution of Titan’s dunefields. It requires neither cohesion (Rubin and Hesp, 2009) nor complex secondary flows, but relies on the presence of sedimentary reservoirs and multidirectional wind regimes producing an overall sediment flux over a non-erodible ground. Given the spectroscopic properties of the interdune areas (Rodriguez et al., 2013), all geological conditions are likely to be met on Titan, so that the only unknown factor remains the orientation of the RDD.

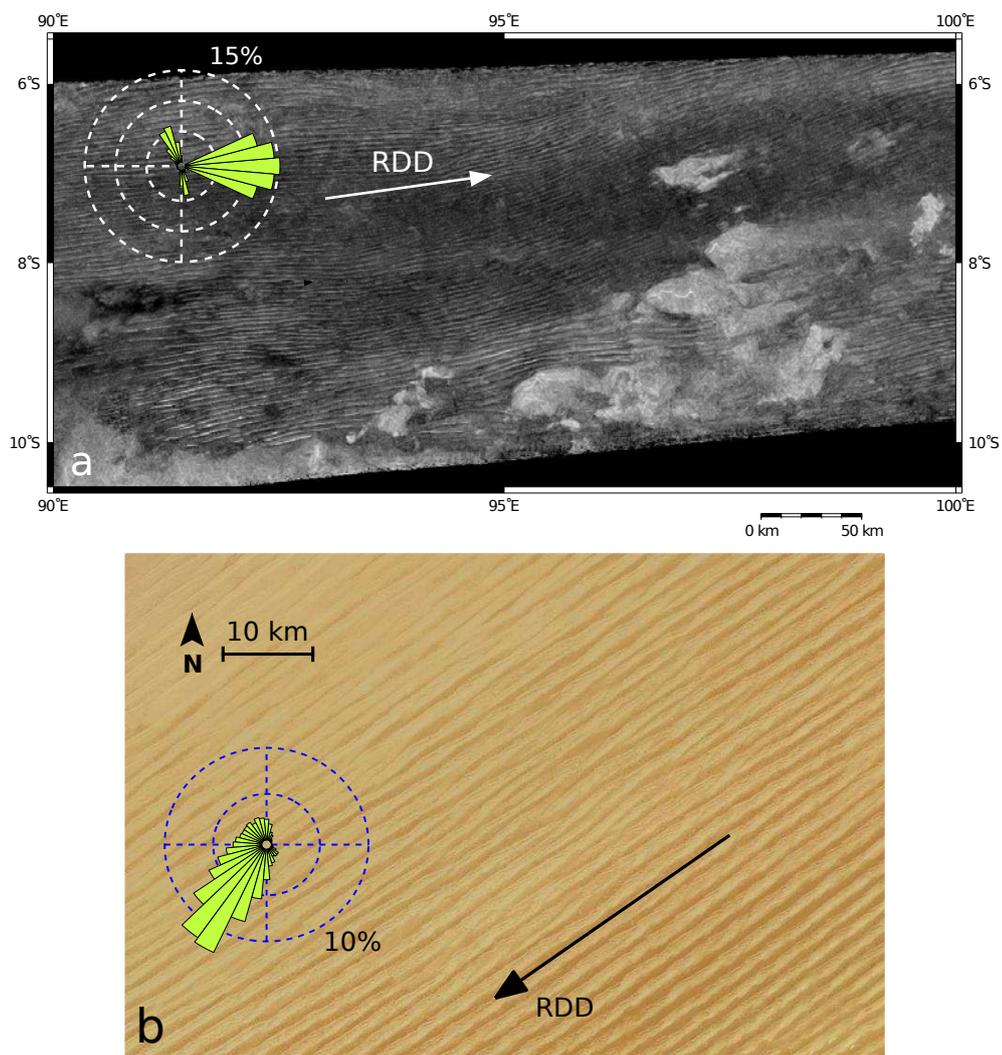
Fig. 3.4a shows the RDD combining GCM winds and gust fronts with respect to the storm frequency. With no storm or a very small frequency of storm (e.g. 0.01 storm per equinox or  $6.8 \times 10^{-3}$  storm per terrestrial year) the RDD is oriented westward with a southward component due to Saturn’s eccentricity. With around one storm per equinox, the sand transport produced by equinoctial storms dominates and the RDD is oriented eastward. With such a frequency, the storm control remains efficient even for the GCM winds with increased gust.

For a 100-m high dune, the eastward sand flux produced by one storm per equinox (i.e.  $0.15 \text{ m}^2/\text{yr}$ ) corresponds to an extension rate of 3 mm/yr (see Methods). According to the typical length of Titan’s dunes (i.e. 30-50 km) (Radebaugh et al., 2008), this implies a minimum formation time of around 15 Myr. This time is longer than the period of Saturn’s perihelion precession (i.e. 45 kyr). Thus the southward component due to Saturn’s eccentricity

city should vanishes in dune orientation. Fig. 3.4a and Fig. 3.4b shows the RDD map in the equatorial band by averaging the effect of Saturn's eccentricity without or with the effect of one storm per equinox. In the latter case, we added a decrease with latitude for the storm impact as predicted by previous modelling of the methane cycle (Schneider et al., 2012). Our GCM predicts a RDD slightly converging to the equator for latitudes lower than  $15^\circ$  N/S and diverging from the equator for latitudes higher than  $15^\circ$  N/S. The divergence is due to faster poleward summer winds. This may explain the observed poleward orientation of dunes for latitudes higher than  $15^\circ$  N/S (see Fig. 1.23) (Lorenz and Radebaugh, 2009). These poleward sand fluxes also imply that Titan's sand cannot be transported from polar regions to the equatorial band. The sand of Titan's dunes must therefore have been produced in equatorial regions. This may reveal a profound link between tropical methane storms and dunes. The sand may have been produced in equatorial valleys formed by methane storms or by agglomeration of organic aerosols at the surface after successions of methane precipitation and evaporation (Lorenz, 2013). The absence of dunes outside of the equatorial band could be explained by the decrease of storms and a stronger sand cohesion due to the higher methane humidity in the ground.

The sand flux pattern that we estimate for Titan's dunes is similar to those implicated in the formation of longitudinal dunes in the Rub'al-Kali desert (southern Arabia) and in the Great Sand Sea (Egypt). In these deserts subject to a dominant wind with high directional variability, linear dunes are parallel to the RDD (see Fig. 3.5b and supplementary Fig 3.9). We can therefore establish an analogy with Titan's dune formation (see Fig. 3.5). In terrestrial deserts, gust fronts formed by convective clouds can produce dust storms, also called haboobs (Miller et al., 2008). Similarly, gust fronts generated by Titan's storms could produce dust storms. Indeed, their friction speed might exceed the threshold for micrometric particles (around 4 m/s at 35 m for a  $10 \mu\text{m}$  diameter particles, see Methods). Such dust storms may have been observed by Cassini (Rodriguez et al., 2012). Gust fronts could also transport centimetric pebbles (the threshold speed is around 4-9 m/s at 35 m for 1-5 cm diameter pebbles, see Methods), explaining the diffuse material trailing out to the east around many mountains (Radebaugh et al., 2008).

In conclusion, the combination of GCM and mesoscale simulations, together with analogies with terrestrial dune formation, provides a comprehensive scheme to explain the major features of Titan's dunes (i.e. linear shape, eastward orientation, poleward divergence and 2 km spacing). This analysis highlights the importance of storms and mesoscale phenomena on aeolian processes. Such rare and strong events may play or have played a major role in some dune fields on Earth and Mars.



**FIGURE 3.5** – Analogy between linear dunes on Titan and in Rub'al-Kali desert on Earth. (a) denoised image of Titan's dunes from Cassini's radar SAR (see Supplementary information). The inset shows the sand flux rose similar to Fig. 3.4b, but calculated at  $7.5^{\circ}\text{S}$  and averaging the effect of Saturn's eccentricity. (b) longitudinal dunes in Rub'al-Kali desert ( $18^{\circ}\text{N}$ ,  $48^{\circ}\text{E}$ ) with the sand flux roses calculated from winds at 10 m. For both images, the arrow corresponds to the resultant drift direction calculated with the sand flux rose.

## 2.2 Document supplémentaire

### Methods

#### 2.2.a Calculation of general circulation winds

##### Description of the IPSL Titan GCM

For this study, we used a 3-dimensional GCM (Lebonnois et al., 2012a; Charnay and Lebonnois, 2012). A horizontal resolution of  $32 \times 48$ , corresponding to resolutions of  $3.75^{\circ}$

latitude by  $11.25^\circ$  longitude, is used for the simulations. This GCM covers altitudes from the ground (first level at 35 m) to 500 km. The dynamical core is based on the most up-to-date version of the LMDZ (Hourdin et al., 2006). It is a finite-difference discretization scheme that conserves both potential enstrophy for barotropic nondivergent flows, and total angular momentum for axisymmetric flows. The version used in this study includes gravitational tides (Tokano et al., 2006a), though the impact in the troposphere does not influence the effects described in this work. We found tidal effects on the pressure similar to previous works (Tokano et al., 2006a), but tidal winds are far much weaker with our model. We use a fully coupled aerosol microphysics calculated in 2D (zonally averaged) (Rannou et al., 2004). The present model is dry and does not take into account the methane cycle. The profile of methane is fixed (close to the HASI profile (Niemann et al., 2005)) for the radiative transfer. The latter is based on the McKay radiative code (McKay et al., 1989) and includes the diurnal cycle. The radiative transfer is called 200 times per Titan day. For the surface, we use an albedo of 0.3, a rugosity length of 0.005 m, an emissivity of 0.95 and a thermal inertia of  $400 \text{ J/m}^2/\text{K}$ . In this study, we run the GCM with a flat topography.

To calculate the friction speed  $u_*$  from the GCM wind  $u$  at an altitude  $z$ , we use the relation :

$$u_* = \frac{\kappa}{\ln(z/z_0)} u \quad (3.1)$$

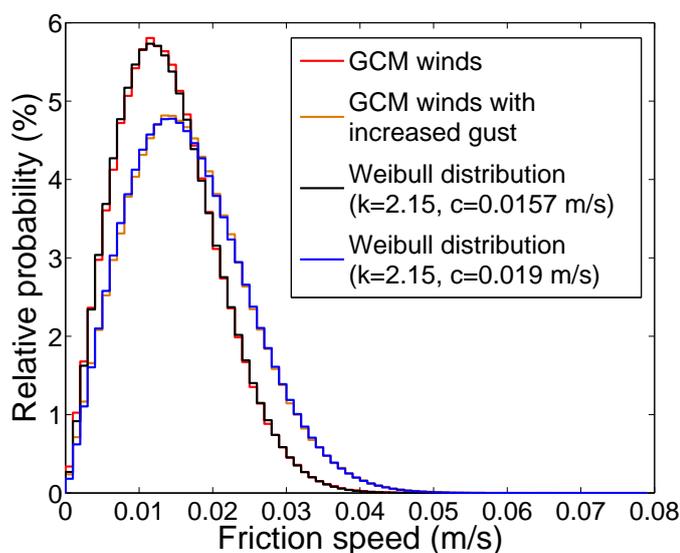
with  $\kappa = 0.4$  the Von-Karman constant and  $z_0 = 0.005 \text{ m}$  the rugosity length. The threshold  $u_{*f} = 0.04 \text{ m/s}$  corresponds to a wind speed of  $0.89 \text{ m/s}$  at  $35 \text{ m}$ .

### GCM wind statistics :

For all calculation implying the GCM wind statistics (e.g. sand fluxes), we use instantaneous GCM winds with 20 outputs per Titan day.

Fig. 2.27 shows the surface wind roses produced by the GCM in the equatorial band. Surface winds are essentially bimodal. At the equator, they blow from NE to SW in northern winter and from SE to NW in northern summer. For latitudes higher than  $5^\circ \text{ N/S}$ , the summer winds are westerly. Because of Saturn's eccentricity, the southern summer is shorter and hotter than the northern summer. This implies that northerly winds are less frequent but stronger than southerly winds.

Fig. 3.6 shows the relative probability of the friction speed from the GCM (in red) at the equator and per bin of  $0.001 \text{ m/s}$ . Wind speed exceeds the threshold friction speed of  $0.04 \text{ m/s}$  only around  $0.06 \%$  of the time. The GCM wind statistics are well described by a Weibull distribution (in black in the figure), for which the probability of exceeding a friction speed  $U$  is  $P(> U) = \exp(-(U/c)^k)$ , with  $c = 0.0157 \text{ m/s}$  the scale parameter and  $k = 2.15$  the shape parameter. In order to represent the higher variability of Titan's winds due to local gusts that are not captured with the low-resolution GCM grid (typical size of the spatial grid :  $500 \text{ km} \times 170 \text{ km}$ ), we have also considered the case of a significant increase of wind speed by  $20\%$  (in orange in the figure). This is equivalent to an increase of the scale parameter of the Weibull distribution by  $20\%$  (in blue in the figure). In these conditions, the wind speed exceeds the threshold of  $0.04 \text{ m/s}$  around  $0.7 \%$  of the time.



**FIGURE 3.6 – Statistics of GCM winds at the equator.** The different lines correspond to the relative probability of friction wind speed per bin of 0.001 m/s for the GCM winds (in red) and the GCM winds with increased gust (in orange) at the equator. The black line corresponds to the Weibull distribution fitting the GCM wind statistics (coefficient  $k=2.15$  and  $c=0.0157$  m/s) and the blue line corresponds to the distribution fitting the GCM wind statistics with increased gust (coefficient  $k=2.15$  and  $c=0.019$  m/s).

## 2.2.b Simulation of methane storms

### Description of the TRAMS model

The Titan Regional Atmospheric Modeling System (TRAMS) is a coupled, regional-scale dynamics and column microphysics model (Barth and Rafkin, 2007, 2010). The governing equations for the dynamical core are the standard non-hydrostatic Reynolds-averaged primitive equations (Rafkin et al., 2001). The microphysics package was adapted from Barth et al. (2006) (Barth and Toon, 2006) and operates independently on each column. Methane cloud particles form through nucleation onto submicron-sized haze particles. Through condensation and coalescence, methane particles can grow up to millimeter sizes. Depending on the temperature of the surrounding environment, the methane clouds form as either ice particle or droplets; melting and freezing of cloud particles is also included. Liquid droplets are treated as a mixture of  $N_2/CH_4$  following the work of Thompson et al. (1992) (Thompson et al., 1992).

TRAMS is run here as a 2-D model. The 2-D simulations are run with a horizontal grid spacing of 1 km, and a total horizontal extent of 1000 km. Cyclic horizontal boundary conditions are employed. The vertical grid extends up to about 50 km; vertical layers are more compact near the surface, starting at about 15 m spacing and extend to constant 2 km spacing above 15 km altitude. The atmosphere is initialized horizontally homogeneously

using the temperature-pressure profile measured by the HASI instrument on the Huygens probe (Fulchignoni et al., 2005). An initial horizontal wind is included using the  $u$ -velocity component from the GCM simulations. For methane, we construct profiles using a fixed amount of convective available potential energy (CAPE); we look at cases with CAPE=250 and CAPE=500 (equivalent to a methane mixing ratio of 5 g/kg, or 10 g/kg, respectively, near the surface). Cloud formation is initially triggered by perturbing the atmosphere with a warm bubble (the air is locally warmed in the first km), which has a maximum atmospheric temperature increase of 2 K.

### Dynamics of convective cloud systems

Our idealized 2D simulations of methane storms and gust fronts are representative of large storms or mesoscale convective systems. 3D small isolated convective clouds, as the ones simulated in 3D by Hueso and Sanchez-Lavega 2006 (Hueso and Sánchez-Lavega, 2006), should produce weaker gust fronts than in our simulations and with a more isotropic direction. However, multiple small convective clouds should merge into larger storms (see supplementary figure 2 in Hueso and Sanchez-Lavega 2006) associated with stronger gust fronts (Hueso and Sánchez-Lavega, 2006). We also expect that large storms or mesoscale convective systems on Titan evolve to produce squall lines or bow echos as they generally do on Earth (Bluestein and Jain, 1985; Weisman et al., 1988). On Earth, a mesoscale convective system has a 3D structure, yet it becomes mostly 2D when the wind shear is essentially 2D (Weisman et al., 1988; Parker and Johnson, 2004; Mahoney et al., 2009). On Titan, the meridional wind shear is very weak compared to the longitudinal wind shear corresponding to the superrotation. We therefore expect Titan's storm dynamics to be essentially 2D. This implies that surface winds produced by Titan's storms are primarily oriented east-west and that gust fronts should be qualitatively well represented by our idealized 2D simulations.

### 2.2.c Estimation of storm frequency

If we consider only the giant storm which was observed on 27 September 2009 (Turtle et al., 2011b), and if we assume that the same event occurs every equinox, we can evaluate a lower limit for the storm frequency as :

$$f_{min} = \frac{A_{storm}}{A_{equator} T_h} \quad (3.2)$$

$A_{storm}$  is the area covered by the passage of the storm,  $A_{equator} \approx 4 \times 10^7 \text{ km}^2$  is the area of the equatorial band (30° S to 30° N) and  $T_h$  is the half Titan's year ( $\approx 15$  terrestrial years). The width of the storm was around 2000 km and it travelled at least 5000 km to produce the observed surface changes (Turtle et al., 2011b). This gives a storm frequency of 0.4 per Titan's year or 0.2 storm per equinox. It seems reasonable to consider this value as a lower limit for the storm frequency. Other large cloud systems have been observed during this equinox (Schaller et al., 2009; Griffith et al., 2009; Turtle et al., 2011b; Rodriguez et al., 2011). Moreover, Titan has only been observed during a short period of the equinox and not globally. Possible observations of liquid ethane on Titan's surface suggest that moderate and

small rainstorms are quite common during the equinoctial season at the equator (Dalba et al., 2012). We therefore expect that the mean storm frequency should rather be in the order of one storm per equinox (i.e. 0.068 storms per terrestrial year).

## 2.2.d Sand flux calculations

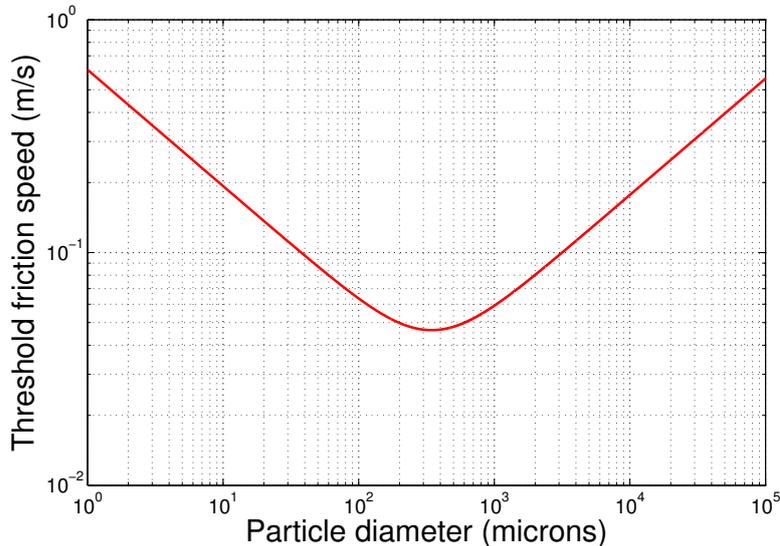
### Saltation threshold

The saltation threshold corresponds to the minimal friction speed for which the wind stress is sufficient to lift particle (Kok et al., 2012). It has been estimated to be around 0.04 m/s for Titan (Greeley and Iversen, 1985; Lorenz et al., 1995; Kok et al., 2012; Lorenz, 2013) for an optimum particle diameter of 200-300  $\mu\text{m}$  and a sediment density of around 1000  $\text{kg}/\text{m}^3$ . A simple expression of the threshold friction speed for saltation is (Shao and Lu, 2000) :

$$u_{*t} = A_N \sqrt{\frac{\rho_{\text{sed}} - \rho_{\text{air}}}{\rho_{\text{air}}} g D + \frac{\gamma}{\rho_{\text{air}} D}} \quad (3.3)$$

with  $A_N=0.111$  a dimensionless parameter,  $\rho_{\text{air}}$  the air density,  $\rho_{\text{sed}}$  the sediment density,  $D$  the particle diameter,  $g$  Titan's gravity,  $\gamma$  a parameter scaling the strength of the interparticle forces.

Fig. 3.7 shows the threshold friction speed according to particle diameter for  $g = 1.35 \text{ m s}^{-2}$ ,  $\rho_{\text{sed}}=1000 \text{ kg}/\text{m}^3$ ,  $\rho_{\text{air}}=5.3 \text{ kg}/\text{m}^3$  and  $\gamma=1.5 \times 10^{-4} \text{ N}/\text{m}$ . For these values, the minimal threshold friction speed is 0.045 m/s for an optimum diameter of 350  $\mu\text{m}$ .



**FIGURE 3.7** – Threshold friction speed for saltation as a function of the particle diameter. The saltation speed has been calculated using relation (3.3) for Titan's conditions (Lorenz, 2013), with a sediment density of 1000  $\text{kg}/\text{m}^3$  and a parameter  $\gamma=1.6 \times 10^{-4} \text{ N}/\text{m}$ .

For pebbles with a diameter of 1-5 cm, the threshold friction speed is 0.18-0.4 m/s. This corresponds to a wind speed at 35 m of 4-9 m/s (see below). For dust particles with a diameter of 10  $\mu\text{m}$ , the threshold friction speed is 0.19 m/s. This corresponds to a wind speed at 35 m of around 4 m/s. General circulation winds never reach such high thresholds. In contrast, gust fronts produced by methane storms may be strong enough to transport centimetric pebbles and dust particles. In the latter case, this could lead to the formation of dust storms that could persist in the lower atmosphere several hours or days after the passage of the methane storm.

### Sand transport law

For calculating sand transport, we use the law from White (1979) (White, 1979; Lorenz et al., 1995) :

$$Q = 2.6 \left( \frac{\rho_{\text{air}}}{g\rho_{\text{sed}}} \right) (u_* - u_{*t})(u_* + u_{*t})^2 \quad (3.4)$$

with  $Q$  the sand flux per unit of width in  $\text{m}^2/\text{s}$ ,  $\rho_{\text{air}} = 5.3 \text{ kg/m}^3$  the air density,  $\rho_{\text{sed}} = 1000 \text{ kg/m}^3$  the sediment density,  $g = 1.35 \text{ m s}^{-2}$  Titan's gravity,  $u_*$  the friction speed and  $u_{*t}$  the threshold friction speed for transport.

To calculate  $u_*$  from  $u$ , the GCM or meso-scale wind at an altitude  $z$ , we use the relation (3.1).

### Calculation of the storm impact on the sand flux

To calculate the impact of storms on the sand flux, we integrate formula (4) for the sand flux produced by the passage of one storm in our simulation and averaged it over all the domain (1000 km). In our simulations, storms are around 40 km width and travel around 200 km. Thus, we multiply the previous value by 5 (1000 km/200 km) to get the average impact of one storm. Finally, we divide this value by a period of half a Titan year. This yields to the mean sand flux produced by one storm per equinox (typically  $0.15 \text{ m}^3/\text{m}/\text{year}$ ).

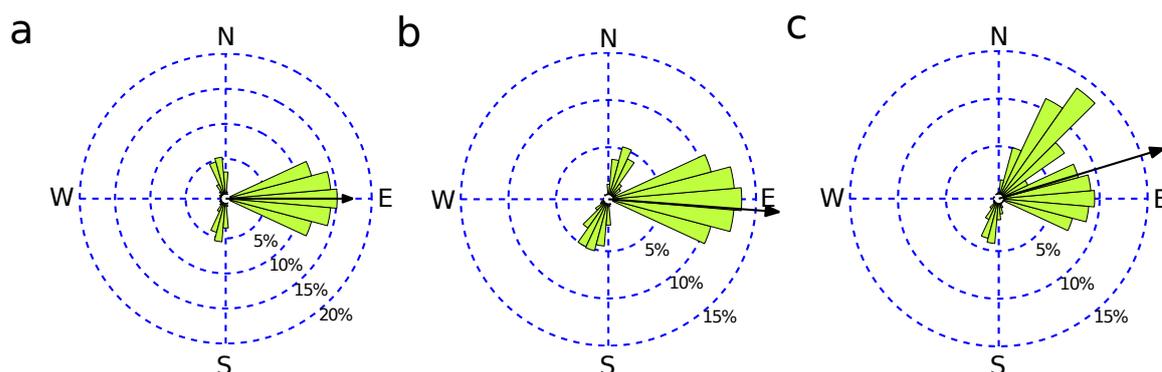
To obtain the total sand flux rose, we add this sand flux, multiplied by the storm frequency per equinox, to the rose obtained with the GCM. The direction of surface winds produced by storms is not likely to be purely west-east as in our 2D simulations. However, the favoured direction is eastward. Thus, the sand flux and the RDD are eastward on average. To get more realistic figures, we added a small ad hoc angular dispersion, for the sand flux rose produced by storms :  $Q \propto e^{-(\frac{\theta}{70^\circ})^2}$  and  $Q = 0$  for  $|\theta| > 20^\circ$  where  $\theta$  is the direction. Fig. 3.8 shows to the sand flux roses for different latitudes, with averaged effect Saturn's eccentricity.

### Longitudinal dune extension rate

The extension rate of a longitudinal dune can be expressed as :

$$c = Q_{\text{RDP}} \times \frac{W}{S} \quad (3.5)$$

$c$  the extension rate (in m/s),  $Q_{\text{RDP}}$  is the norm of the mean flux, also called the resultant drift potential (in  $\text{m}^2/\text{s}$ ),  $W$  is the width of the dune (in m) and  $S$  is the cross section (in  $\text{m}^2$ ). For a linear dune,  $S = W \times H/2$  (i.e. the surface of an isocèle triangle) where  $H$  is the height of the dune. We have then  $c = 2Q_{\text{RDP}}/H$ .



**FIGURE 3.8** – Sand flux roses obtained by combining the GCM winds with winds produced during one typical gust front every equinox. The arrows correspond to the resultant drift directions. a, b and c correspond to  $0^\circ$ ,  $10^\circ$  and  $20^\circ$  N latitudes, respectively, with GCM winds (speed increased by 20 %) and a threshold of 0.04 m/s, and averaging the effect of Saturn’s eccentricity.

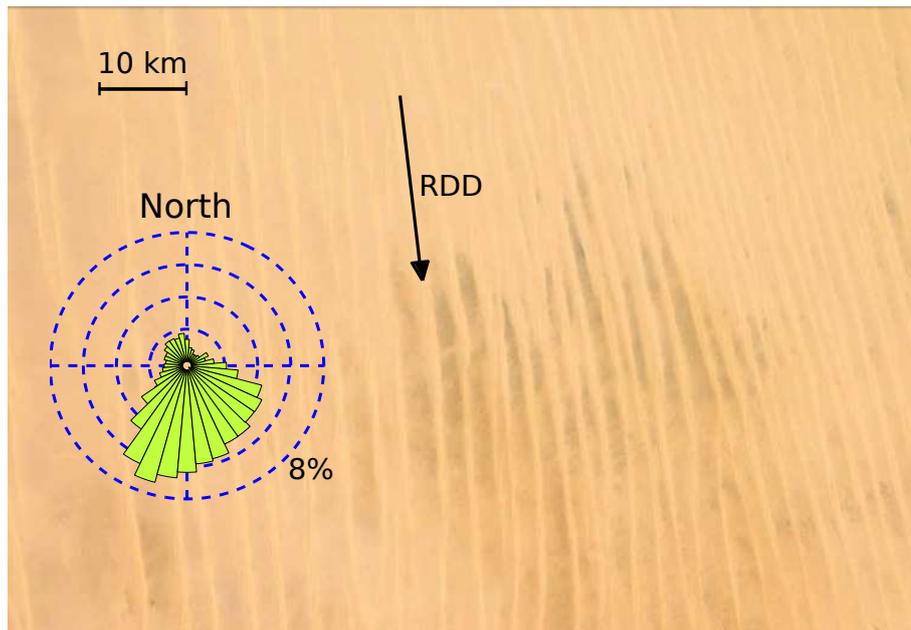
For Titan’s dunes,  $H \approx 100$  m. If we consider the impact of one storm every equinox,  $Q_{\text{RDP}} = 0.15 \text{ m}^2/\text{yr}$  and the extension rate is around 3 mm/yr.

#### Sand flux in southern Arabia and in Egypt

To calculate the sand flux in Rub’al-Kali desert (Fig. 3.5b) and in the Great Sand Sea (Fig. 3.9), we use the wind outputs of the ERA-Interim-project, a reanalysis from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (Simmons et al., 2006). We analyze the 10 m wind data for the period between the 1/1/1979 and the 31/12/2012, at  $18^\circ\text{N}$  and  $48^\circ\text{E}$ .

#### Image of Titan’s dune

Images of Titan’s surface obtained by the Cassini’s radar SAR (Synthetic Aperture Radar) suffer from errors from a variety of sources, the most prominent being speckle noise. This noise refers to the constructive and destructive interference of scattered energy from roughness elements on a scale smaller than the size of a SAR pixel. The result is a multiplicative noise, which hinders interpretation. An advanced denoising algorithm has been adapted to Cassini SAR data (Lucas et al., 2011, 2013). It has been applied to the original image of Fig. 3.5a to significantly reduce the noise.



**FIGURE 3.9 – Longitudinal dunes in Egypt.** Dune field in Egypt ( $25.5^{\circ}$  N,  $26.25^{\circ}$  E) with the sand flux roses calculated from winds at 10 m. The arrow corresponds to the resultant drift direction calculated with the sand flux rose.

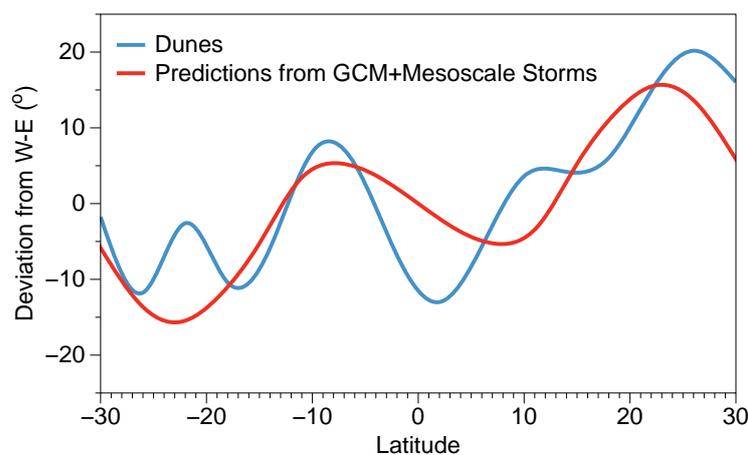
### 3 Discussion et conclusions

Le mécanisme de formation des dunes par les orages tropicaux et les vents de circulation générale nous procure un scénario global expliquant toutes les grandes caractéristiques des dunes de Titan. Bien que cette étude reste avant tout qualitative (on ne connaît pas bien le seuil de saltation, la fréquence des orages, la véritable vitesse des front de rafales,...), elle explique de façon remarquable des observations pointues comme l'espacement des dunes ou le changement d'orientation nord/sud.

Antoine Lucas (AIM, Université Paris-Diderot) a utilisé un programme de traitement du signal pour éliminer du bruit dans les observations radar de Cassini (Lucas et al., 2011, 2013). Les images radar obtenues des dunes de Titan sont d'une grande précision (voir figure 3.5a comme exemple). A partir de ces images, il a réalisé une étude statistique de l'orientation des dunes de Titan afin d'obtenir l'orientation moyenne et fonction de la latitude. La figure 3.10 correspond à une comparaison entre ces analyses statistiques et les orientations prédites par le GCM avec les orages méso-échelles (figure ??). Il y a quelques différences entre les deux courbes sans doute dues aux effets régionaux et de topographie qui n'apparaissent pas avec notre modèle, cependant l'accord entre les deux courbes reste très bon. Dans les observations, deux régimes apparaissent très clairement : une divergence vers les pôles qui apparaît pour les latitudes supérieures à  $8^{\circ}$  N dans l'hémisphère nord et  $12^{\circ}$  dans l'hémisphère sud (cette divergence apparaît pour les latitudes supérieures à  $13^{\circ}$  avec notre modèle) ainsi qu'une convergence vers l'équateur entre ces deux zones. Dans les observations, les dunes

convergent vers une latitude d'environ  $-4^{\circ}\text{S}$ . Ce décalage par rapport au modèle doit aussi être causé par les effets locaux. De plus, on remarque que l'amplitude des variations d'orientations de notre modèle est proche des observations.

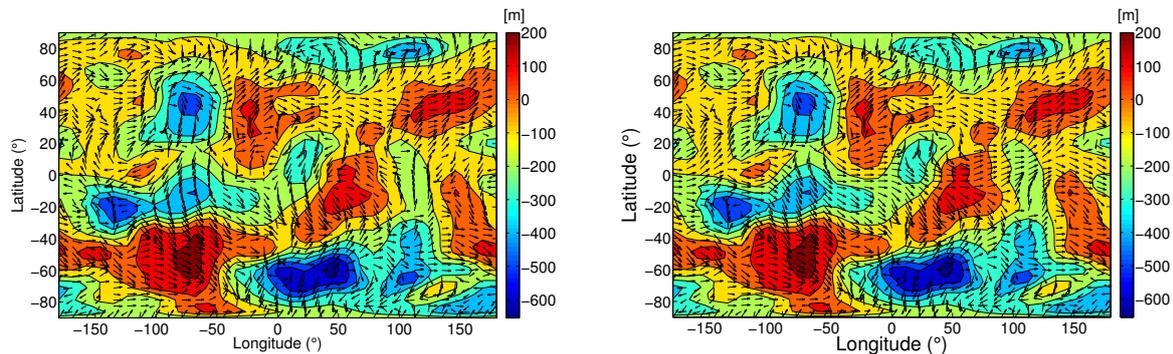
Ces observations de déviation de l'orientation apportent ainsi de bonnes contraintes sur le seuil de saltation et le flux de sable produit par les orages de méthane qui devrait alors être de l'ordre de  $0.15 \text{ m}^2/\text{an}$ . Alors que les vents sont orientés en moyenne vers l'équateur, la divergence des dunes vers les pôles témoigne de l'aspect non linéaire du flux de sable. Il est étonnant de réaliser à quel point les champs de dunes de Titan témoignent d'effets aussi subtils.



**FIGURE 3.10** – Evolution de la RDD avec la latitude à partir des observations radar de Cassini (en bleu) et à partir des vents GCM avec l'impact d'un orage par équinoxe en rouge, similaire à la Fig. 3.4c). Figure réalisée par Antoine Lucas.

Cette étude montre aussi que la topographie globale joue un rôle plutôt mineur dans l'orientation des dunes de Titan. La figure 3.11 montre la RDD calculée avec une carte de topographie globale et avec ou sans impact des orages. Sans orages, la RDD part un peu dans toutes les directions, totalement incompatible avec les observations. Avec orages, les directions obtenues sont assez proches du cas sans topographie (voir figure 3.4c) mais sont plutôt moins bonnes. La topographie globale a sans doute un impact sur les dunes, mais je pense qu'il devrait être plus faible que celui qui apparaît ici. L'étalement des montagnes causé par l'interpolation avec les cartes de topographie actuelles de Titan produit des vents sur des distances bien supérieures. De plus, les dunes ne devraient pas remonter les pentes assez fortes même en présence de vents de pente adiabatiques. En aplatissant les pentes, on fait alors monter les dunes de façon irréaliste. Enfin, les analyses d'Antoine Lucas ne semblent pas faire apparaître une corrélation entre l'orientation des dunes et la carte de topographie de Lorenz et al. (2013). La connaissance de la topographie de Titan n'est donc peut-être pas suffisante aujourd'hui pour la prendre vraiment en compte.

Après la question de savoir comment se forment les dunes, se pose la question de savoir pourquoi les dunes ne se trouvent qu'à l'équateur et d'où vient le sable qui les compose.



**FIGURE 3.11** – Cartes de RDD (similaires aux figures ?? B et C) avec la topographie de [Lorenz et al. \(2013\)](#), sans impact des orages à gauche et avec impact des orages à droite. Les couleurs correspondent à l'altitude de la surface.

Nous avons montré que les dunes titaniennes sont façonnées par les orages tropicaux. On peut pousser le raisonnement plus loin en se demandant si le sable ou le matériel organique composant les dunes n'est pas lui aussi produit par les orages tropicaux.

On pense que le sable de Titan provient des aérosols organiques produits dans la haute atmosphère et formant une couche organique à la surface. On peut alors imaginer que les précipitations et les écoulements de méthane puisse arracher des morceaux de matière organique du sol. Le vent peut ensuite polir ces morceaux pour former des grains de sable. Les dunes de Titan sont supposées apparaître à l'équateur car il s'agit de la zone avec le climat le moins humide ([Mitchell, 2008](#)). Au contraire, avec le scénario de formation du sable par les pluies de méthane, les dunes apparaîtraient à l'équateur parce qu'il s'agit de la seule région où se produisent les orages et les fortes précipitations.

La possibilité d'avoir des "orages faiseurs de dunes" (ou "dunemaker storms") ouvrent des perspectives fascinantes sur le climat actuel de Titan mais aussi sur son climat passé. La surface de Titan, le climat et le cycle du méthane apparaissent encore plus liés. Les dunes n'auraient pu se former qu'après l'apparition du méthane dans l'atmosphère que l'on estime à environ 0.5-1 milliard d'années (voir chapitre suivant). Le temps de formation des dunes estimé avec nos calculs (15 millions d'années au minimum) est compatible avec cet âge. Deux questions majeures se posent ensuite : d'où vient le méthane sur Titan et pourquoi observe-t-on des vallées fluviales sur des plateaux à l'équateur, proches des dunes de Titan. Si ces vallées se sont formées en même temps que les dunes, pourquoi ces dernières ne sont-elles pas détruites par les précipitations ? Deux solutions sont possibles, soient les vallées fluviales sont produites par les précipitations actuelles mais ces pluies ne réussissent pas à détruire les champs de dunes ou bien les vallées fluviales sont apparues avant la formation des dunes et les précipitations actuelles sont incapables d'éroder efficacement la surface et les dunes. Une formation ancienne des vallées semblent plus appropriée pour expliquer les grands réseaux hydrologiques et les rivages observés au site de Huygens. Une nouvelle hypothèse sur l'évolution de l'atmosphère de Titan, l'apparition du méthane et la formation ancienne des vallées fluviales est proposée dans la partie suivante.

---

# CHAPITRE 4

---

## ÉVOLUTION CLIMATIQUE DE TITAN

Qui contrôle le passé contrôle l'avenir.

Aldous Huxley

(Le meilleur des mondes)

### Sommaire

---

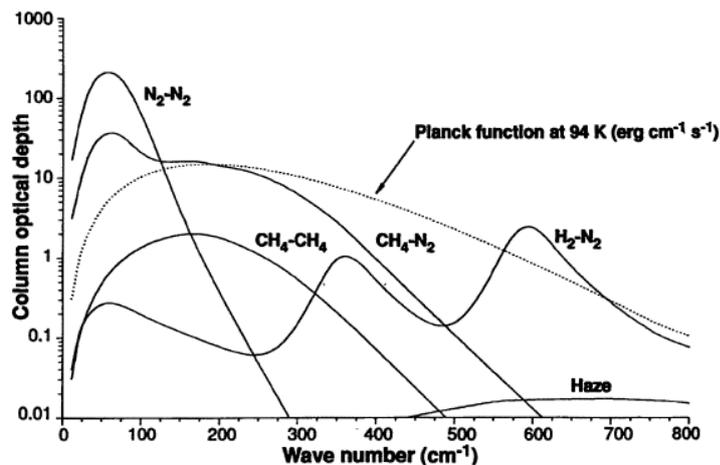
1	Motivations . . . . .	118
2	Article : Titan's past and future : 3D modeling of a pure nitrogen atmosphere and geological implications . . . . .	119
3	Discussion et conclusions . . . . .	138

---

## 1 Motivations

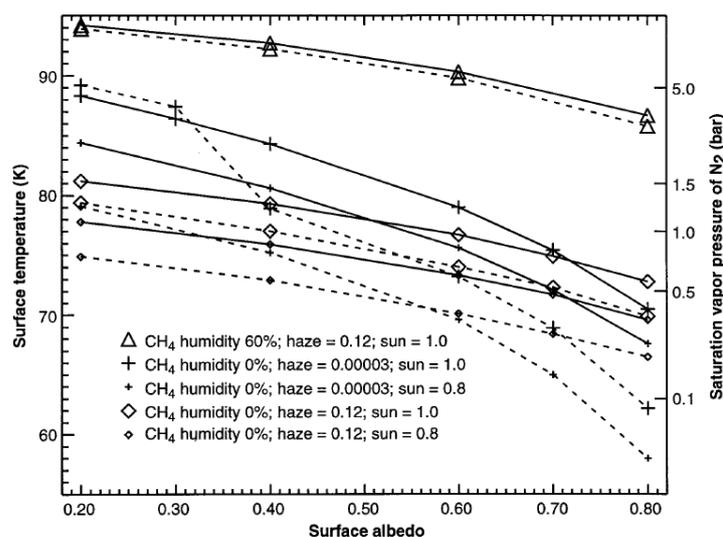
La surface de Titan possède de nombreuses structures géologiques témoins de ses climats actuels ou passés comme les vallées fluviales et les rivages asséchés observés à l'équateur par Huygens et Cassini, ou les bassins et lacs vides aux pôles (Stofan et al., 2007; Aharonson et al., 2009). De plus, plusieurs indices comme la masse de carbone à la surface de Titan ou le rapport isotopique  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  indiquent que le méthane a une origine assez récente (0.5-1 milliard d'années) (Mandt et al., 2012). Le climat et l'atmosphère de Titan ont dû donc évoluer au cours du temps. Le cycle du méthane et la géologie de Titan (lacs, dunes, vallées,...) ne peuvent être appréhendés qu'en ayant une compréhension suffisante de son évolution climatique.

Les principales études sur l'évolution climatique de Titan en fonction des changements de la composition atmosphérique et du flux solaire sont décrites dans les articles de McKay et al. (1991); Lorenz et al. (1997) et Lorenz et al. (1999). La surface de Titan subit un effet de serre généré par les absorptions induites par collision ( $\text{N}_2\text{-N}_2$ ,  $\text{CH}_4\text{-N}_2$ ,  $\text{H}_2\text{-N}_2$  et  $\text{CH}_4\text{-CH}_4$ , voir figure 4.1) et un refroidissement par anti-effet de serre causé par l'absorption du rayonnement solaire par les brumes organiques et plus modestement par le méthane.



**FIGURE 4.1** – Épaisseur optique totale dans l'infrarouge thermique pour l'atmosphère de Titan. L'absorption est causée par les transitions induites par collision et par les brumes. Les pointillés correspondent à l'émission du corps noir à 94 K. Figure issue de McKay et al. (1991).

En l'absence de méthane et des produits de la photo-dissociation du méthane, l'atmosphère perd l'essentiel de son effet de serre, se refroidit et peut se condenser à la surface sous forme d'azote liquide. Lorenz et al. (1997) ont étudié l'impact de la disparition du méthane sur la température de surface et la condensation de l'atmosphère avec un modèle 1D (voir figure 4.2). Selon leur modèle, cette condensation pourrait laisser des traces géologiques (formation de vallées glacières, augmentation des petits cratères d'impact sous une pression atmosphérique plus basse).



**FIGURE 4.2** – Température de surface et pression de vapeur saturante au sol pour Titan avec ou sans méthane et en fonction de l'albédo de surface et de la constante solaire. Figure issue de Lorenz et al. (1997).

Mon objectif a été de reproduire cette étude mais avec un modèle 3D. J'ai utilisé ici le LMDZ Générique (décrit dans la section suivante et au chapitre suivant) pour décrire la physique et l'évolution d'une atmosphère condensable composée de  $N_2$  pure autour de Titan. En utilisant les développements effectués pour simuler la condensation du  $CO_2$  avec le GCM Mars du LMD, il m'a été facile d'appliquer le modèle Générique à ce cas pourtant très exotique. Les simulations effectuées incluent un cycle du  $N_2$  complet avec formation des nuages, précipitations, évaporation et écoulement horizontal de l'azote liquide. Cette étude permet une compréhension bien plus fine du climat de Titan sans méthane et révèle des conséquences potentiellement fondamentales pour la géologie de Titan et l'origine du méthane.

## 2 Article : Titan's past and future : 3D modeling of a pure nitrogen atmosphere and geological implications

L'article qui suit a été soumis en septembre 2013 à *Icarus*. La référence complète est : Charnay, B., Forget, F., Tobie, G., Sotin, C., Wordsworth, R., **Titan's past and future : 3D modeling of a pure nitrogen atmosphere and geological implications**, *Icarus*, soumis.

**Abstract** Several clues indicate that Titan's atmosphere has been depleted in methane during some period of its history, possibly as recently as 0.5-1 billion years ago. It could also happen in the future. Under these conditions, the atmosphere becomes only composed of ni-

trogen with a range of temperature and pressure allowing liquid or solid nitrogen to condense. Here, we explore these exotic climates throughout Titan's history with a 3D Global Climate Model (GCM) including the nitrogen cycle and the radiative effect of nitrogen clouds. We show that for the last billion years, only small polar nitrogen lakes should have formed. Yet, before 1 Ga, a significant part of the atmosphere could have condensed, forming deep nitrogen polar seas, which could have flowed and flooded the equatorial regions. Alternatively, Nitrogen could be frozen on the surface like on Triton, but this would require an initial surface albedo higher than 0.65 at 4 Ga. Such a state could be stable even today if nitrogen ice albedo is higher than this value. According to our model, nitrogen flows and rains should be particularly efficient to erode the surface. Thus, a paleo-nitrogen cycle may explain the erosion and the age of Titan's surface, and may have produced some of the present valley networks and shorelines. Moreover, by diffusion of liquid nitrogen in the crust, a paleo-nitrogen cycle could be responsible of the flattening of the polar regions and be at the origin of the methane outgassing on Titan.

## 2.1 Introduction

Titan's atmosphere is thick ( $\sim 1.47$  bar), essentially composed of  $N_2$  (more than 95 %) and methane ( $\sim 5$  % close to the surface and  $\sim 1.5$  % above the tropopause) (Niemann et al., 2010). Methane photodissociation generates a complex chemistry, leading to the formation of  $H_2$ , organic molecules and haze. Currently, Titan's surface temperature is around 93 K (Jennings et al., 2011). It is controlled by a greenhouse effect dominated by collision-induced absorption (CIA) of  $N_2$ - $N_2$ ,  $CH_4$ - $N_2$  and  $H_2$ - $N_2$ , and by the absorption of sunlight by  $CH_4$  and haze in the upper atmosphere, generating an anti-greenhouse effect (McKay et al., 1991).

The inventory of total carbon (atmospheric methane, lakes, sand dunes,...) present on the surface of Titan seems far smaller (2-3 orders of magnitude) than the amount estimated to have been produced throughout Titan's history, as estimated from the present rate of methane photolysis (Lorenz et al., 2008b; Sotin et al., 2012). Hence, this carbon might have a recent origin. Tobie et al. (2006) suggested that Titan's atmospheric methane originated from episodic outgassing, which released methane from clathrates, starting approximately 0.5-1 billion years ago. This is consistent with the dating derived from isotopic analysis of  $C^{12}/C^{13}$ , which provides an upper limit of no more than 470 Ma for methane outgassing (Mandt et al., 2012), as well as with the time required for the formation of the dunes, estimated to range between 50 and 630 Ma (Sotin et al., 2012). Before this outgassing, Titan's atmosphere might therefore have been depleted in methane and its photochemical products. In such conditions, the greenhouse effect was limited to the CIA of  $N_2$ - $N_2$ , and the atmosphere was colder and could have condensed (Lorenz et al., 1997), forming liquid nitrogen on the surface.

This state could also occur in the future. Indeed, atmospheric  $CH_4$  has a lifetime of about 20 million years (Krasnopolsky, 2009). Thus, if it is not resupplied, it disappears, together with all its photoproducts. In such a case, haze particles are no more produced and  $H_2$  molecules escape from the atmosphere. The atmosphere is therefore exclusively composed of nitrogen after approximately 10 million years. Currently, no source of methane, able to maintain the present-day level in Titan's atmosphere has been identified. There might be a sub-

surface source of methane explaining the possible detection of tropical lakes (Griffith et al., 2012). Half of the methane could be resupplied by ethane diffusion in polar clathrates (Choukroun and Sotin, 2012), but it would not be sufficient. Titan could therefore end up in the liquid nitrogen state within a few million years.

## 2.2 Method

Simulations were performed using a new type of GCM, the Generic LMDZ, specifically developed for exoplanet and paleoclimate studies (Wordsworth et al., 2011, 2013; Forget et al., 2013; Leconte et al., 2013b; Charnay et al., 2013). The radiative scheme was based on the correlated-k model, with the absorption data calculated directly from high resolution spectra computed by a line-by-line model from the HITRAN 2008 database (Rothman et al., 2009). Rayleigh scattering by N<sub>2</sub> is included, using the method described in Hansen and Travis (1974), and using the Toon et al. (1989) scheme to compute the radiative transfer. The N<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> continuum from the HITRAN database, fundamental for this study, was included. We used 16 spectral bands in the thermal infrared and 18 at solar wavelengths.

The nitrogen cycle and cloud modeling is based on physical principles. We used the same method as CO<sub>2</sub> clouds on early Mars in Forget et al. (2013). The nitrogen condensation is assumed to occur when atmospheric temperature drops below the saturation temperature from Armstrong (1954). Local mean N<sub>2</sub> cloud particle sizes are determined from the amount of condensed nitrogen and the number density of cloud condensation nuclei (CCN) by :

$$r = \left( \frac{4q}{3N_c \pi \rho_{N_2}} \right)^{1/3} \quad (4.1)$$

with  $r$  the mean cloud particle radius,  $q$  the mass mixing ratio of condensed nitrogen,  $N_c$  the number density of CCN per mass unit of air, and  $\rho_{N_2}$  the volumic mass of condensed nitrogen.

The values used for the mixing ratio of CCN are discussed in the next section. We did not make any distinction between liquid and icy particles for the radiative transfer. Single scattering properties were calculated considering spherical particle Mie theory with the optical properties of nitrogen ice of Quirico et al. (1996). As for Rayleigh scattering, the radiative transfer for nitrogen cloud in the GCM uses the Toon et al. (1989) scheme. Liquid and icy particles were assumed to sediment according to Stokes law (Forget et al., 1999) and evaporate during their fall. No coalescence of liquid droplets is taken into account because the mixing ratio of CCN in our simulations is too small to allow this process (see next section).

No ground infiltration for liquid nitrogen is taken into account. Therefore, liquid nitrogen from precipitation or surface condensation is conserved on the surface. Surface condensation (evaporation) of N<sub>2</sub> occurs when the surface temperature goes below (above) the saturation temperature. It is calculated from energy conservation principles, using a latent heat for N<sub>2</sub> of 198 kJ/kg. When condensation or evaporation occurs on the ground or in the atmosphere, the atmospheric pressure is adjusted in consequence. In this study, all simulations were initiated with a surface pressure of 1.47 bar, similar to present-day pressure on Titan. The lack of methane should slightly reduce the pressure, but the change is too small to affect our results. We

used a surface emissivity of 1 and a thermal inertia for the ground of  $400 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , a value estimated by Tokano and Neubauer (2005). We have run the model with a higher inertia of  $2000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ , and did not notice any change on the mean surface temperature at any latitude. We also implemented a diffusion scheme for the liquid nitrogen at the surface, representing slow surface flows. We used a realistic diffusivity of  $100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , equal to the one used by Schneider et al. (2012) for liquid methane. Most of our simulations have been run without such a diffusivity, but we discuss its impact.

Our model includes the diurnal cycle as well as the gravitational tides produced by Saturn. The latter are computed using the method described in Tokano and Neubauer (2002).

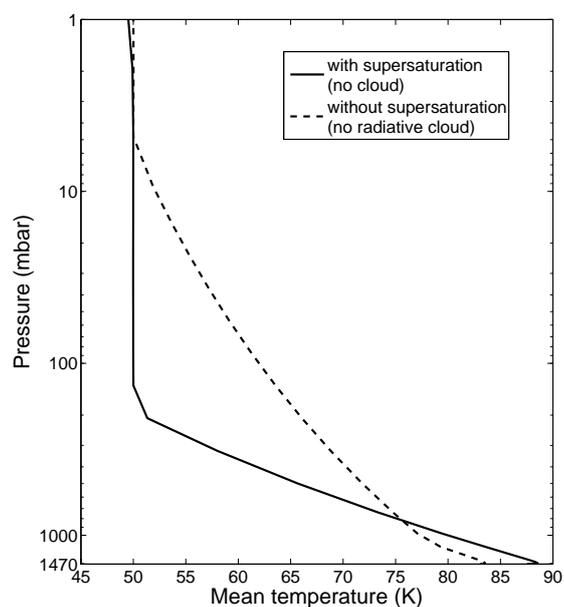
One of the main parameters in this study is the surface albedo. For simplicity, we assumed a constant value over all Titan. We neglected a change of the surface albedo by liquid nitrogen. Indeed, liquid nitrogen is not radiatively active at visible wavelengths and so its impact on the albedo should be limited. The present surface albedo should be around 0.2-0.3 (Schröder and Keller, 2008), pretty small compared to other saturnian moons (i.e.  $\sim 0.4$ - $0.6$  (Howett et al., 2010)). Enceladus has a very high albedo around 0.95, but it is a particular case with a permanent resurfacing produced by a geological activity. The Galilean moons have an albedo similar or higher than Titan (around 0.2 for Callisto, 0.3 for Ganymede, and 0.5 for Io and Europa). Triton, which is covered by ices of water, nitrogen and methane, has a high albedo around 0.7. Before the methane outgassing the surface albedo on Titan was certainly higher than today because of the lower amount of dark organic material on the surface. Thus, it was likely between 0.3 and 0.5, closer to Bond albedo values of the other saturnian and Galilean moons. In this study, most of the simulations were run with different values of albedo, varying from 0.2 to 0.5. Yet, we took an albedo of 0.3 as reference, in particular to estimate the impact of nitrogen clouds (next section).

The simulations were run with a mean solar insolation at top of Titan's atmosphere of  $3.77 \text{ W/m}^2$  for the present-day Sun. For paleo-climates we use the Gough (1981) law to calculate past insolation. We used the present-day values for astronomical parameters (i.e. Saturn's distance to the Sun, Saturn's eccentricity and obliquity). We neglect the fact that Saturn's distance to the Sun could have been different at 4 Ga, before the Late Heavy Bombardment (Tsiganis et al., 2005).

In the early Solar System, Saturn was warmer. According to the thermal evolution model from Leconte et al. (2013b), Saturn's effective temperature was between 130 and 200 K at 4 Ga (compared to  $\sim 96 \text{ K}$  today), corresponding to an additional infrared warming of Titan between  $0.01$  and  $0.06 \text{ W/m}^2$ . Yet, this remains small compared to the solar flux on Titan ( $3.8 \text{ W/m}^2$  for the present Sun and  $2.8 \text{ W/m}^2$  at 4 Ga) and we therefore neglected it.

### 2.3 Effects of nitrogen clouds

We first ran the GCM for a pure nitrogen atmosphere with no radiative cloud to analyze the possibility for nitrogen cloud formation. Two cases were considered, when the atmosphere can condense, producing clouds, and when nitrogen condensates cannot nucleate, even at high supersaturation. Figure 4.3 shows the mean vertical temperature profile for both cases with a surface albedo of 0.3. Condensation occurs between 1000 and 6 mb (i.e. 6 km and 70



**FIGURE 4.3** – Profiles of mean temperature for a supersaturated atmosphere with no  $N_2$  condensation (solid line) and a saturated atmosphere with no radiative cloud (dashed line). Simulations were performed with the present solar irradiance and a surface albedo of 0.3.

km). The surface temperature is 4.5 K higher with no nucleation. In both cases, the temperature in the stratosphere becomes close to 50 K, as compared to 180 K for the present stratosphere. In the middle troposphere, the temperature with no nucleation is lower, inducing a stronger greenhouse effect. The maximum difference is reached at 200 mb (i.e. at  $\sim 30$  km), with a value of 15 K. This corresponds to a huge supersaturation of 2500 %. Such a level of supersaturation could not be maintained. Condensation would quickly occur on any CCN. Moreover, homogeneous nucleation would probably happen. We therefore conclude that a fully supersaturated atmosphere cannot exist. Moderate supersaturation may happen (e.g. up to 50 % corresponding to less than 2 K of difference), producing a small change of the surface temperature. Nevertheless, for simplicity, we will assume in following analyzes that the atmosphere condenses when saturation is reached (no supersaturation). A sudden change from the supersaturated profile to the saturated profile would correspond to a condensation of around  $2000 \text{ kg/m}^2$  (a depth of 2.5 m of liquid nitrogen).

Now, we investigate the radiative effect of nitrogen clouds. Liquid or solid nitrogen is very transparent at most thermal infrared wavelengths. Therefore, unlike water clouds on Earth, nitrogen clouds do not absorb thermal radiation. They can scatter the upcoming thermal flux if the cloud particles are large enough, and induce a "scattering greenhouse effect", as described by [Forget and Pierrehumbert \(1997\)](#) for  $CO_2$  clouds.

If we assume a fully scattering nitrogen cloud layer in the atmosphere and a surface emissivity of 1, by neglecting the Rayleigh scattering and the greenhouse effect of  $N_2$ , we

have the next three equations :

$$F_{s\uparrow}^{vis} = A_s F_{s\downarrow}^{vis} \quad (4.2)$$

$$F_{s\downarrow}^{vis} = (1 - A_c^{vis}) F_0 + A_c^{vis} F_{s\uparrow}^{vis} \quad (4.3)$$

$$\sigma T_s^4 = (1 - A_s^{vis}) F_{s\downarrow}^{vis} + \sigma T_s^4 A_c^{ir} \quad (4.4)$$

with  $F_0$  the solar flux at the top of the atmosphere,  $F_{s\uparrow}^{vis}$  and  $F_{s\downarrow}^{vis}$  the upward and downward visible fluxes at the surface,  $\sigma$  the constant of Stefan-Boltzman,  $T_s$  the surface temperature,  $A_s$  the surface albedo,  $A_c^{vis}$  the visible albedo of clouds,  $A_c^{ir}$  the infrared albedo of clouds.

Using these three equations, we can express the warming produced by nitrogen clouds :

$$\Delta T_s = \left( \left[ \frac{1}{(1 - A_s A_c^{vis})} \frac{(1 - A_c^{vis})}{(1 - A_c^{ir})} \right]^{1/4} - 1 \right) T_s^0 \quad (4.5)$$

where  $T_s^0 = \left( \frac{(1 - A_s) F_0}{\sigma} \right)^{1/4}$  is the surface temperature without cloud. Thus, the warming effect increases with the surface albedo.

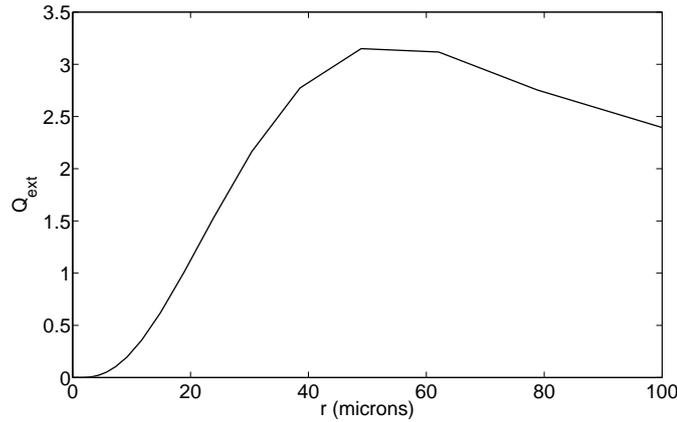
In reality, the calculation is far more complicated because of the Rayleigh scattering and the greenhouse effect of nitrogen. Yet, if the clouds are high in the atmosphere (a reasonable approximation in our simulations), the warming effect of clouds is approximately given by equation (1), replacing  $A_s$  by the planetary albedo (without cloud) and  $T_s^0$  by the effective temperature (without cloud).

The albedo of a cloud is linked to the optical depth given by :

$$\tau = \frac{3 Q_{ext} w}{4 \rho r_e} \quad (4.6)$$

with  $Q_{ext}$  the single scattering extinction coefficient,  $r_e$  the effective radius of the cloud particles,  $\rho$  the volumic mass of the particles and  $w$  the mass column of the cloud.  $Q_e$  is typically equal to 2 at visible wavelengths for the cloud particle radii we used (10-100  $\mu m$ ). At infrared wavelengths,  $Q_e$  strongly depends on the radius. For a surface temperature of 77 K (what we expect for a surface albedo of 0.5), the peak of the thermal emission is at 38  $\mu m$ . Figure 4.4 shows the extinction coefficient dependence on the radius at this wavelength. For a radius above 30  $\mu m$ ,  $Q_e$  is larger than 2. Under these conditions, nitrogen clouds lead to warming. When the radius becomes smaller than 30  $\mu m$ ,  $Q_e$  rapidly decreases and the cloud becomes transparent to infrared radiation. The visible albedo effect of the clouds therefore dominates, resulting in surface cooling.

In our model, the radius of cloud particles is controlled by  $N_c$ , the number of CCN per mass of air. This parameter has therefore a strong impact on the surface temperature. Table 4.1 gives the surface temperature, the surface pressure and the planetary albedo for value of  $N_c$  from  $10^2$  to  $10^7$  CCN/kg, in the case when there is no radiative cloud and in the supersaturated case. Clouds can lead to a warming up to +7.8 K. This warming increases with the density of CCN up to  $N_c \sim 10^5$   $kg^{-1}$ . We noticed a strong cooling for  $N_c \geq 10^6$ . The clouds become transparent to infrared radiation and the planetary albedo is so high that a dramatic collapse of the atmosphere happens. Such a density of CCN is of the same order of

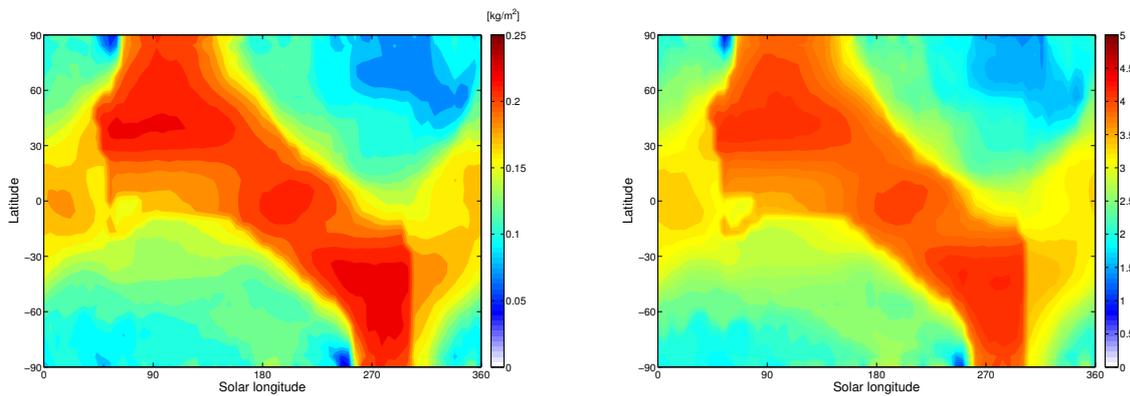


**FIGURE 4.4** – Dependence on radius of the efficiency factor of scattering at 38 microns

**TABLE 4.1** – Dependence on the CCN concentration for surface temperature, pressure, planetary albedo and cloud optical depth in visible. Simulations done with the present solar irradiance and a surface albedo of 0.3.

CCN ( $\text{kg}^{-1}$ )	$T_s$ (K)	$P_s$ (bar)	Albedo	Cloud optical depth
Supersaturation	88.3	1.47	0.48	0
No radiative cloud	83.8	1.47	0.48	0
$10^2$	85.1	1.47	0.51	0.9
$10^3$	87.3	1.47	0.55	2.7
$10^4$	90.8	1.47	0.62	6.9
$10^5$	91.6	1.47	0.71	16
$10^6$	74.7	0.72	0.88	75
$10^7$	63.9	0.14	0.9	95

magnitude as on present Titan ( $\sim 10^7$ - $10^8 \text{ kg}^{-1}$ ) (Tomasko et al., 2005), where CCN originate essentially from organic haze. A cooling effect by nitrogen clouds is therefore impossible for an atmosphere depleted in methane. The amount of CCN should also be small compared to Earth ( $\sim 10^5$ - $10^{10} \text{ kg}^{-1}$ ) and Mars ( $\sim 10^5 \text{ kg}^{-1}$ ) (Forget et al., 2013), because of the absence of CCN source and of a very weak dust transport. Nevertheless, micro-meteorites and icy particles from Enceladus plumes may act as CCN. For paleo- and future climate simulations, we used the case with no radiative cloud as a reference. This corresponds to a very small density of CCN. We also ran simulations with radiative clouds and  $N_c=10^3 \text{ kg}^{-1}$ . We consider this as an upper limit for the density of CCN, corresponding to a flux of CCN by precipitation of around  $10^3 \text{ particles/m}^2/\text{s}$ . With this value, cloud particle radii are up to  $100 \mu\text{m}$ . Figure 4.5 shows the zonally averaged column of condensed nitrogen (liquid or solid) and the optical depth depending on the season, for  $N_c=10^3 \text{ kg}^{-1}$ , the present insolation, a surface albedo of 0.3 and with radiative clouds. Clouds are present at any latitude and at any season. The longitudinal variations are small. Then, there is a 100% cloud covering.



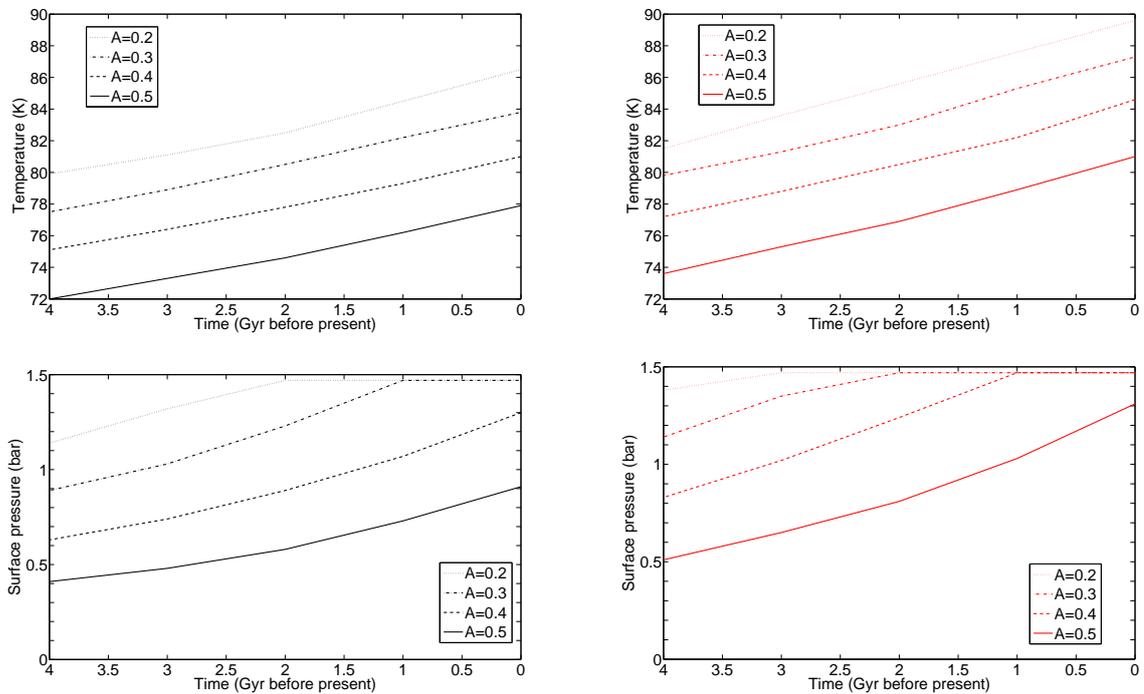
**FIGURE 4.5** – Zonally averaged column of condensed nitrogen (top) and visible optical depth (bottom) depending on the solar longitude. Simulation performed with the present insolation, a surface albedo of 0.3,  $N_c=10^3$  particles/kg and with radiative clouds

## 2.4 Simulations of paleo- and future climates

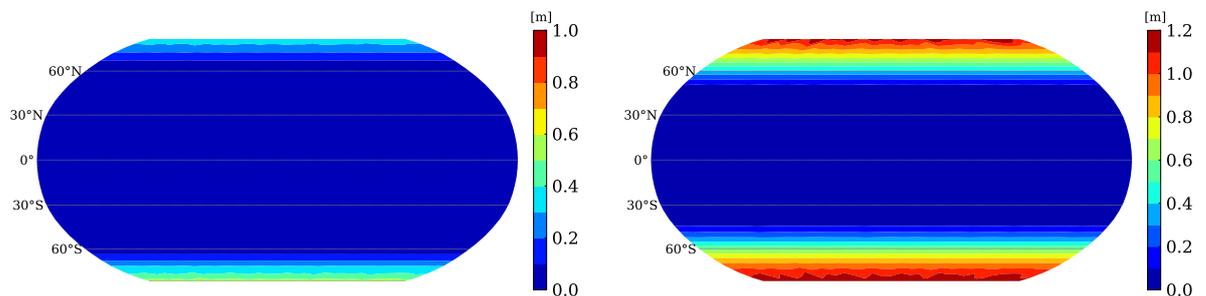
To explore paleo- and future climates on Titan, we ran simulations with and without radiative clouds, with albedo varying from 0.2 to 0.5, and at 4 Ga, 3 Ga, 2 Ga, 1 Ga and nowadays, corresponding respectively to a mean solar insolation at top of the atmosphere of 2.79, 3.99, 3.21, 3.47, 3.77 W/m<sup>2</sup> (Gough, 1981). Figure 4.6 shows the surface temperature and pressure for these different conditions. The radiative clouds produce a warming of 2-4 K. Thus, the impact of radiative clouds remains limited and does not change the main conclusions of our analysis. We also ran a few simulations with a higher number of density of CCN (i.e.  $N_c=10^5$  kg<sup>-1</sup>). In this case, the climate is a little warmer than with  $N_c=10^3$  kg<sup>-1</sup> for the present-day insolation. Yet, with a weaker Sun, the climate is a little colder than with  $N_c=10^3$  kg<sup>-1</sup>, because there are more lower clouds, which have a cooling effect. We can therefore limit our study to the cases with  $N_c=10^3$  kg<sup>-1</sup>, with or without radiative clouds. We now detail these simulations for future, "recent" (1 Ga or less) and early Titan.

### 2.4.a Future climates

We consider here the case where Titan loses its methane in the next millions of years. This corresponds to the simulations with the present solar constant and a surface albedo of 0.2, close to the present one. Without radiative cloud, a small amount of liquid nitrogen appears in the polar regions, corresponding to an average depth of 0.5 m (see figure 4.7). With radiative cloud, no liquid nitrogen is maintained on the surface. The mean temperature is 86.5 K (89.5 K) without (with) radiative cloud. Nitrogen clouds still condense in the atmosphere, yet precipitations evaporate before reaching the surface. Thus, in the future, Titan should be surrounded by thin nitrogen clouds for millions of years, until the solar insolation becomes too strong to sustain nitrogen clouds. Its surface should however remain very dry with no liquid nitrogen or only episodically at poles.



**FIGURE 4.6** – Surface temperature (top) and pressure (down) during Titan’s history with surface albedo of 0.2, 0.3, 0.4 or 0.5 (dotted lines, dashed-dotted lines, dashed lines and fill lines respectively) with (right) or without (left) radiative clouds.



**FIGURE 4.7** – Mean depth of liquid nitrogen (in m) on the surface. Left (right), simulation done with present insolation (at 1 Ga), the surface albedo at 0.2 (0.3) and with no radiative cloud

### 2.4.b Recent climates

We consider here Titan's climate before the outgassing of methane, 0.5-1 Gyrs ago. This corresponds to simulations with the solar constant at 1 Ga with or without radiative clouds. We explored climates with albedo from 0.2 to 0.5, so higher than today due to the lower amount of dark organic material on the surface.

For a small albedo (e.g. 0.2 and 0.3), liquid nitrogen appears in the polar regions during winter. This episodic liquid nitrogen corresponds to a typical average depth of 0.5-1 m for latitudes higher than  $70^\circ$ , rising up to 2 m in winter. This case, is similar to simulations for future climates (discussed in the previous section). Because of the topography and craters, smaller but deeper liquid nitrogen lakes would form. They should be able to resist to full evaporation during the summer, like current lakes and seas on the North pole. Hence, if Titan was depleted in methane during the last billion of years but with a small albedo (0.3 or less), the condensation should have been limited with essentially polar nitrogen lakes.

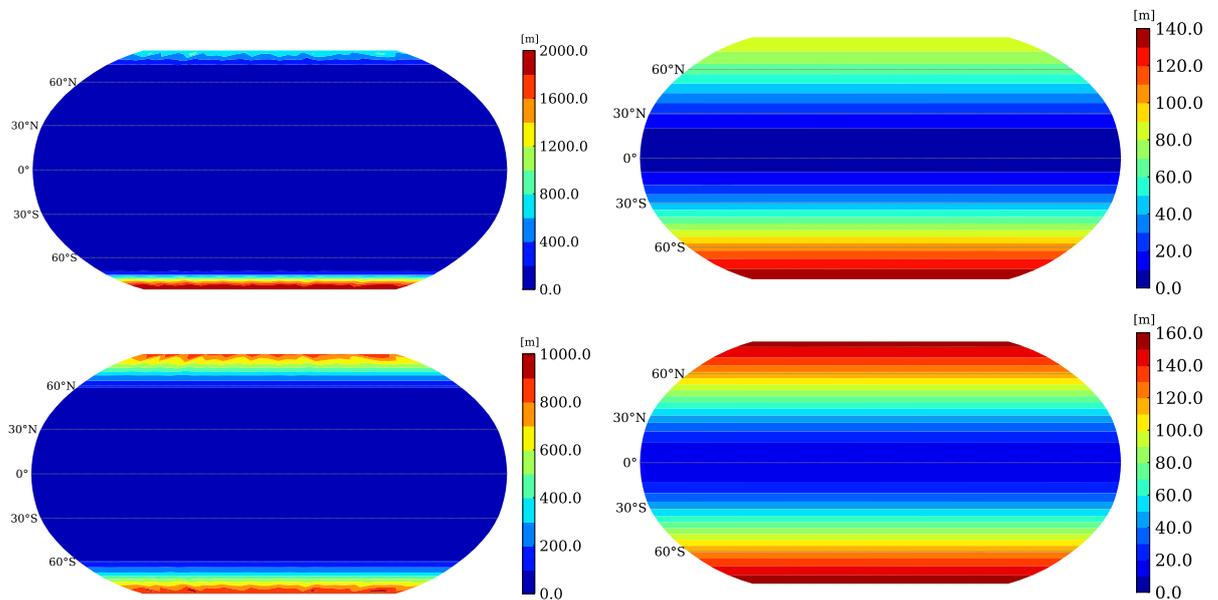
For higher values of albedo (0.4 without radiative cloud or 0.5 with/without radiative cloud), nitrogen remains permanently condensed at high latitude, forming permanent large seas. A decrease by 0.1 bar of the surface pressure corresponds to an average depth of around 9 m of liquid nitrogen. Since modeled surface pressure can be as low as 0.7 bar, large amounts of nitrogen could have condensed. Figure 4.8 shows the depth of liquid nitrogen on the surface at 1 Ga for the albedo of 0.4, without radiative cloud. It corresponds to a decrease of the surface pressure by 0.4 bar. Here also, precipitations evaporate before reaching the surface at low latitude. However, the large condensation in the polar regions could be sufficient to flood low latitudes (see paragraph "Liquid nitrogen flows and wet climates").

In all our simulations, we notice an asymmetry, in the distribution of condensed nitrogen in the polar regions. More liquid nitrogen is maintained in the south. This is due to the colder winters in the southern pole because of Saturn's eccentricity. This is opposite to the current distribution of methane lakes (Aharonson et al., 2009) explained by the longer northern summer, associated with more precipitations in the northern polar regions (Schneider et al., 2012). Such a difference with the current methane cycle is expected since the nitrogen cycle operates differently, with all the atmosphere in equilibrium with the coldest region. In the polar regions, our model produces an accumulation in winter (see Figure 4.9), this is the exact opposite of the model of Schneider et al. (2012). However, this asymmetry has to disappear if averaged over long periods of time (i.e. higher than 45000 years).

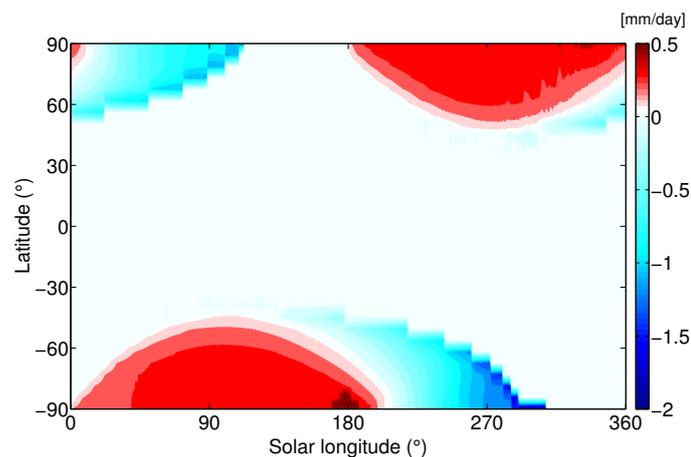
### 2.4.c Early climates

By reducing the solar constant, a significant change in surface pressure occurs for any surface albedo and with or without radiative clouds.

If we assume that Titan's albedo was likely between 0.3 and 0.5, closer to Bond albedo values of the other saturnian moons, Titan's atmosphere would have undergone a partial collapsing during its past with a surface pressure between 0.4 and 0.9 bar at 4 Ga (see Figure 4.6). Thus large amounts of nitrogen could have condensed during Titan's history, forming deep seas at high latitudes (see Figure 4.8), which could have flooded low latitudes (see next



**FIGURE 4.8** – Mean depth of liquid nitrogen (in m) on the surface. Simulations performed at 1 Ga with the surface albedo at 0.4 (top) and at 4 Ga with the surface albedo at 0.3 (down). They have been run with no radiative cloud and with (right) or without (left) horizontal diffusion for liquid nitrogen.



**FIGURE 4.9** – Zonally averaged accumulation (precipitation and surface condensation) or evaporation of liquid nitrogen depending on latitude and solar longitude. Simulation performed at 1 Ga with the surface albedo at 0.3 and with no radiative cloud

Surface albedo	$P_s$ (bar)	$T_s$ (K)
0.2	1.14	79.9
0.3	0.89	77.5
0.4	0.63	75.1
0.5	0.41	72.0
0.6	0.21	67.2
0.7	0.09	61.7
0.8	0.03	56.5

**TABLE 4.2** – Surface pressure and temperature at 4 Ga depending on the surface albedo (no radiative cloud).

paragraph).

We can also imagine a case where the surface albedo was higher than 0.5 on early Titan. Table 4.2 shows the mean surface temperature and pressure at 4 Ga with no radiative cloud and for a surface albedo varying from 0.2 to 0.8. According to our model, an albedo higher than 0.65 is required at 4 Ga to reach a pressure of 0.125 bar (i.e. the pressure at the triple point of  $N_2$ ) where nitrogen starts to freeze at the surface. With nitrogen ice on the surface, the albedo could rise to  $\sim 0.7$ -0.8, as on Triton, stabilizing this frozen state. According to our model, an albedo of 0.8 is sufficient to get a frozen state even today.

#### 2.4.d Liquid nitrogen flows and wet climates

In all the simulations, condensation happens at latitudes higher than  $50^\circ$  corresponding to cold traps. In most cases, the polar nitrogen seas have a depth up to 1 km (see Figure 4.8). Such depths cannot be maintained because of the small topography, and liquid nitrogen would naturally flow to lower latitudes where it would evaporate. To mimic this scenario, we also ran simulations with horizontal diffusion of liquid nitrogen. Figure 4.8 shows the depth of liquid nitrogen on the surface at 1 Ga for the albedo of 0.4, and at 4 Ga with the albedo of 0.3, without radiative cloud and with or without horizontal diffusion. With diffusion, the nitrogen cycle is strengthened and liquid nitrogen reaches lower latitudes. Under these conditions, the mean surface temperature is reduced because of a cooling by evaporation at low latitude, and precipitations reach the ground everywhere. The impact on the surface pressure remains small. It is just a little bit higher.

However, because of the topography it is unlikely that Titan was fully covered by liquid nitrogen (Zebker et al., 2009). It would require an amount of condensed nitrogen larger than present-day atmospheric nitrogen amount. Moreover, if Titan was fully covered by liquid, Saturn's tides would have produced a strong dissipation incompatible with the current eccentricity of Titan's orbit. A non global ocean or disconnected seas could be acceptable (Dermott and Sagan, 1995). According to the results by Larsson and McKay (2013) for a paleo-ocean of methane with current Titan's topography, a decrease of 0.3 bar of the surface pressure (e.g. a mean depth of around 30 m of liquid nitrogen) would correspond to a coverage of liquid of

around 25% and would produce a southern polar ocean flooding the equator. According to our model, these conditions are reproduced at 3 Ga with an albedo of 0.3 and a 1 Ga with an albedo of 0.4.

## 2.5 Precipitations

In this section, we analyze in detail the effect of evaporation for a dry climate (e.g. with no liquid nitrogen at low latitude), and the effect of Saturn's gravitational tides for a wet climate (e.g. with liquid nitrogen at low latitude).

### 2.5.a Dry climate : effect of evaporation

As mentioned before, when no horizontal diffusion is used, the equatorial regions are warmer by a few kelvins than the polar regions. In the lowest 6 km for future climates and the last 1-4 km for paleoclimates at low latitude, the air is not saturated and evaporation occurs. The smallest drops could evaporate while the largest raindrops could survive and reach the surface. Therefore, we have done a theoretical analysis of the fate of a nitrogen raindrop, following the analysis performed by (Lorenz, 1993) and (Graves et al., 2008) for methane raindrops.

The size of a raindrop is limited by the fragmentation with the maximal terminal velocity given by (Lorenz, 1993) :

$$V_{term}^2 d = \frac{8\gamma}{\rho_{atm} n C_d} \quad (4.7)$$

with  $V_{term}$  the terminal velocity,  $d$  the raindrop diameter,  $\gamma$  the surface tension of nitrogen,  $C_d$  the drag coefficient and  $n$  a factor due to the shape of the raindrop. For raindrops,  $V_{term}^2 \propto \rho_{liq} d$ , with  $\rho_{liq}$  the volumic mass of the liquid.  $d_{CH_4}$ , the maximal diameter for  $CH_4$  raindrops has been estimated to 9.5 mm (Lorenz, 1993). The maximal size for  $N_2$  raindrop,  $d_{N_2}$ , on Titan is then :

$$d_{N_2} = d_{CH_4} \sqrt{\frac{\gamma_{N_2} \rho_{CH_4}}{\gamma_{CH_4} \rho_{N_2}}} \quad (4.8)$$

With  $\gamma$  equal to 17 N/m for  $CH_4$  and 8.85 N/m for  $N_2$ , we estimate the maximal diameter for nitrogen raindrop at 5 mm.

The change of mass for a nitrogen raindrop is given by (Graves et al., 2008) :

$$\frac{dM}{dt} = \frac{f_v 4\pi a_0 D_{N_2} m_{N_2}}{RT_f} (P_{atm} - P_{sat}(T_d)) \quad (4.9)$$

where  $\frac{dM}{dt}$  is the change of mass over a time interval  $dt$ ,  $a_0$  is the initial drop radius,  $D_{N_2}$  is the molecular diffusivity for  $N_2$ ,  $m_{N_2}$  is molecular mass of  $N_2$ ,  $R$  is the universal gas constant,  $P_{atm}$  is the atmospheric pressure,  $P_{sat}(T_d)$  is the pressure of saturation at the temperature of the drop  $T_d$ ,  $T_f = (T_{atm} + T_d)/2$  and  $f_v$  the ventilation coefficient which depend on the Reynolds number (Graves et al., 2008). We have  $D_{N_2} = \frac{2\mu_{N_2}}{\rho_{atm}}$  with  $\mu_{N_2}$  the viscosity of  $N_2$ .

During the fall, the drop temperature changes because of heat transfers due to conduction and evaporation (latent heat). The effects of radiation are negligible (Graves et al., 2008). Then, the drop temperature evolution is given by (Graves et al., 2008) :

$$Mc_p \frac{dT_d}{dt} = L \frac{dM}{dt} + 4\pi\kappa a_0 f_v (T_{atm} - T_d) \quad (4.10)$$

With  $c_p$  the specific-heat capacity of liquid nitrogen,  $L$  the nitrogen latent heat of vaporization and  $\kappa$  is the thermal conductivity for nitrogen.

We solved these coupled equations following the method of Graves et al. (2008) for drop radii ranging from 0.5 mm to 2.5 mm considering the case where the atmosphere is saturated above 3.3 km and that below this level, the atmospheric temperature follows the adiabatic lapse rate (e.g. -1.31 K/km). This temperature profile corresponds to the equatorial region at 1 Ga with a surface albedo of 0.3. Figure 4.10 shows the evolution of the radii for the different initial drops and the evolution of the drop temperature for an initial radius of 2.5 mm. Drops with an initial radius of 1.5 mm or less do not reach the surface. Even the initial raindrops of 2.5 mm undergo a significant mass loss, with a final mass reduced by a factor 3. During the fall, the drop temperature remains close to the saturated temperature because of the evaporation cooling.

According to our model, if the mixing ratio of CCN is larger than  $10^3/\text{kg}$ , then cloud droplets cannot reach radius larger than 200 microns. The coalescence is too weak to get raindrops with a millimetric radius. Such drops would necessary evaporate in unsaturated regions. For a very small mixing ratio of CCN (e.g. a flux of around 1 particles/m<sup>2</sup>/s), cloud droplets could quickly grow during their fall reaching millimetric size and then resist partially evaporation. However, having arrived on the warmers surface, they would evaporate quickly.

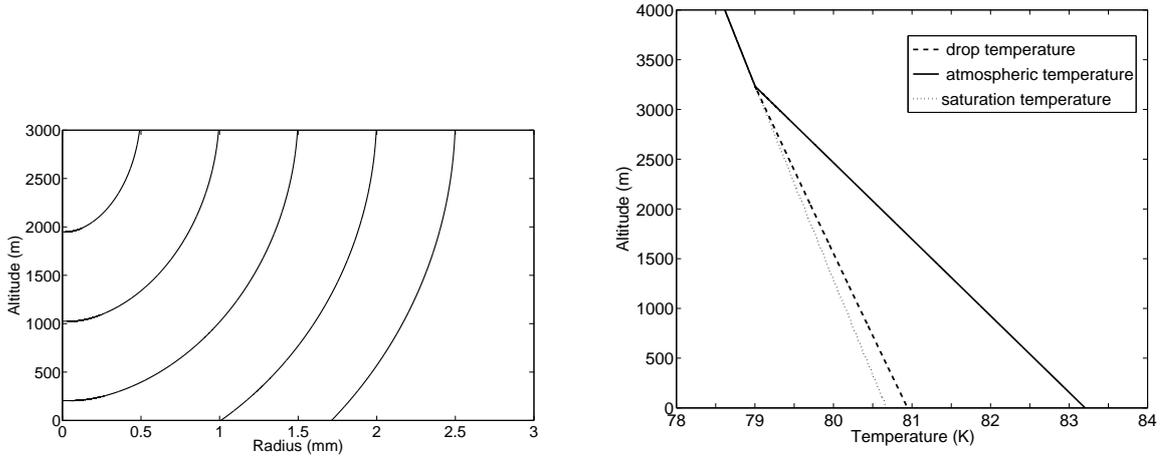
### 2.5.b Wet climate : effect of gravitational tides

Titan's orbit around Saturn has a significant eccentricity. This produces strong tides which affect also the atmosphere. In fact, the variations of Titan's atmospheric pressure are dominated by Saturn's gravitational tides (Tokano and Neubauer, 2002), which produce a pressure wave with a period of one Titan's day and with a wave number of 2 (e.g. with a eastward propagation). At the equator (the region where the tides are the strongest), the amplitude of the surface pressure wave is approximately equal to :

$$\Delta P = \frac{GM_s}{a} \left( \frac{R_t}{a} \right)^2 3e\rho_0 \quad (4.11)$$

with  $G=6.67259 \times 10^{-11}$  N m<sup>2</sup> kg<sup>-2</sup> is the universal gravitational constant,  $M_s=5.685 \times 10^{26}$  kg is the mass of Saturn,  $a=1.22185 \times 10^9$  m is the semimajor axis of Titan,  $R_t=2575$  km is Titan's radius,  $e=0.0292$  is Titan's orbital eccentricity, and  $\rho_0$  is the air volumic mass. For the present conditions ( $\rho_0=5.3$  kg/m<sup>3</sup>), the amplitude of this pressure wave is 64 Pa. This wave is associated to an adiabatic warming/cooling :

$$dT = -\frac{R^* T}{c_p P} dP \quad (4.12)$$



**FIGURE 4.10** – Left panel corresponds to the evolution of nitrogen raindrop radius in the lowest 3 km of the atmosphere assuming saturation above 3.3 km and a dry adiabatic lapse rate below. Initial radii goes from 0.5 to 2.5 mm. Right panel corresponds to the evolution of the atmospheric temperature (solid line), the drop temperature for an initial radius of 2.5 mm (dashed line) and the saturation temperature (dotted line).

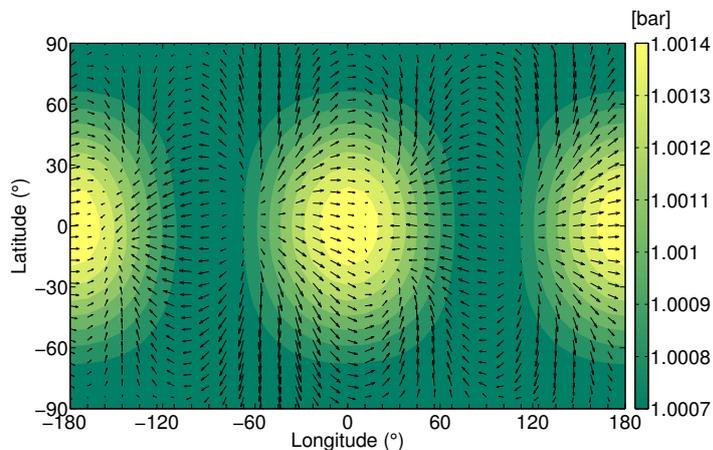
with  $R^*$  the specific gas constant,  $c_p$  the specific heat capacity of  $N_2$ ,  $T$  the temperature and  $P$  the pressure.

The humidity for this pure atmosphere is defined as  $RH = \frac{P}{P_{sat}(T)}$ . The pressure wave produces a change in the humidity given by :

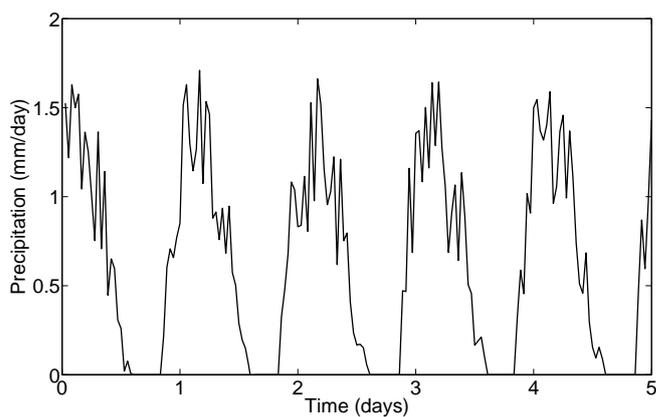
$$\frac{dRH}{RH} = \frac{dP}{P} \left( 1 - \frac{L_{N_2}}{c_p T} \right) \quad (4.13)$$

The term on the right is negative for Titan's conditions. Thus the condensation is triggered when the pressure is minimum. Close to the surface with  $dP = \pm 65$  Pa and for an atmosphere close to the saturation, we have  $dRH \approx \pm 0.06\%$ , sufficient to trigger condensation or evaporate clouds.

Therefore, for Titan depleted in methane, a new kind of clouds, induced by gravitational tides, could form in the atmosphere. For case with liquid nitrogen covering all the surface, the diurnal cycle is negligible and all the formation of clouds is controlled by gravitational tides. Figure 4.11 shows the field of surface pressure and winds at 2 km for a case with liquid nitrogen over all the surface. Figure 4.12 shows the diurnal variations of precipitations at the equator for the same case. The precipitations are very regular with a period of one Titan day due to Saturn's tides. The intensity of precipitations reach 1.5 mm/day. During one Titan's day around 10-15 mm of liquid nitrogen appears on the surface by precipitation and surface condensation. The implications of these precipitations are discussed in the next section.



**FIGURE 4.11** – Instantaneous surface pressure with gravitational tides. Winds vector at 2 km are plotted, the mean zonal component is subtracted (maximal speed corresponds to 6 mm/s). Simulation performed at 3 Ga with the surface albedo at 0.3 and with no radiative cloud, with horizontal diffusion for liquid nitrogen



**FIGURE 4.12** – Variations of precipitations at the equator (longitude=0°E) during 5 Titan's days. Simulation performed at 3 Ga with the surface albedo at 0.3 and with no radiative cloud, with horizontal diffusion for liquid nitrogen and with gravitational tides.

## 2.6 Possible implications for erosion, and crustal exchanges

### 2.6.a Possible impact on erosion and the age of the surface

According to our model, the nitrogen cycle for a methane depleted atmosphere is much stronger than the present methane cycle on Titan. Hence, more rains are produced under the nitrogen cycle. When the surface is covered by liquid nitrogen, 0.5 mm/day of liquid nitrogen falls globally. This is much larger than what is expected with present methane rains.

They are three reasons for this difference. First, nitrogen is far more volatile than methane. A variation of temperature produces condensation larger by one order of magnitude for nitrogen than for methane. Secondly, the evaporation is increased with a pure nitrogen atmosphere. This can be explained by the higher solar heating on the surface with the absence of methane and haze (around 5 times higher) and the lower latent heat of nitrogen (200 kJ/kg vs 510 kJ/kg for methane). The maximal globally averaged evaporation is given by :

$$E_{max} = F_s/L \quad (4.14)$$

with  $F_s$  the solar flux absorbed by the surface and  $L$  the latent heat of nitrogen/methane. This leads to a maximal globally averaged evaporation/precipitation of 1 mm/day for nitrogen and 0.12 mm/day for methane with current conditions. Then the maximal evaporation is around 10 times higher for the nitrogen cycle. In our model, up to 45% of the mean solar flux absorbed by the surface is converted into latent heat flux (around 0.8 W/m<sup>2</sup>). This percentage is necessarily smaller for methane on present Titan because of the limited surface covered by liquid methane. Finally, the thermal structure of a pure nitrogen atmosphere is extremely favorable to the formation of clouds. With no absorber (e.g. methane and haze), the temperature in the troposphere is colder. Without condensation, the temperature at the tropopause is 20 K lower with a pure nitrogen atmosphere than with the current conditions. This leads to an easy formation of clouds in the first 70 km of the atmosphere (see figure 4.3). Since the density of liquid nitrogen (0.81) is close to the density of water ice (0.92), unlike methane (0.45), nitrogen flows are very efficient to transport ice rocks and then to erode the surface of Titan. The precipitation rate threshold to transport a water ice rock is around 21 times lower for liquid nitrogen than for liquid methane (Perron et al., 2006). This higher erosion ability added to the higher precipitation rate likely makes the nitrogen cycle far more efficient than the present methane cycle to erode Titan' surface and produce valley networks.

The surface of Titan is young, between 200 million and 1 billion years, according to impact crater counting (Wood et al., 2010; Neish and Lorenz, 2012). This age is similar to the starting of methane outgassing from the model of Tobie et al. (2006). If Titan was depleted in methane before this time, the nitrogen cycle could have eroded the surface until the outgassing of methane, unable to erode efficiently the surface. The measured age would be directly linked to the end of the nitrogen cycle. In addition, if liquid nitrogen could have flowed to low latitudes, nitrogen rains and seas could have produced the valley networks and shorelines seen near the equator by the Huygens probe and the Cassini orbiter (Tomasko et al., 2005; Moore and Howard, 2010). These fluvial features are still not easily explained because of the limited strong methane precipitation events on present Titan (Larsson and

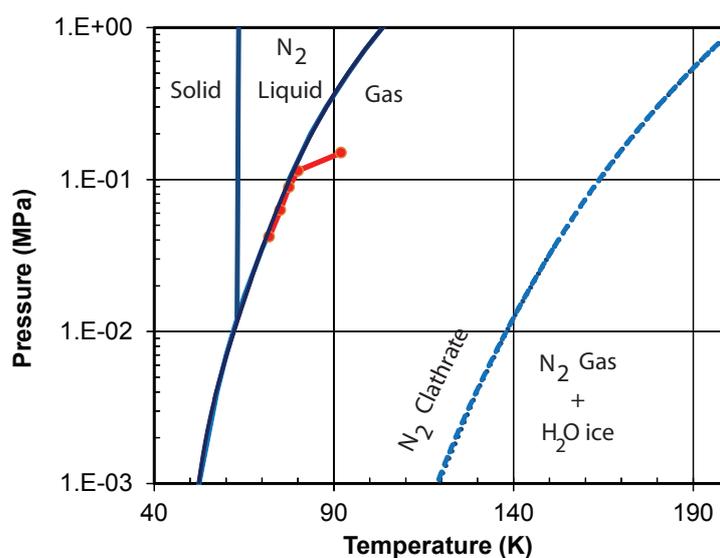
McKay, 2013). The dune fields seem devoid of valley networks, in contrast to the bright elevated plateaus present as patches in the dune fields (Langhans et al., 2012). To explain this, a first possibility could be that the properties of the dune field do not allow the running fluids to carve valley networks. A second possibility is the networks formed before dune fields formed. Since the dune material is believed to be one end-product of the methane cycle, one possibility is that the precipitations that caused the valley networks happened before methane was present in Titan's atmosphere. Therefore, these old precipitations could correspond to a paleo-nitrogen cycle.

### 2.6.b Crustal exchanges and consequences for Titan's shape and methane outgassing

During wet periods, a significant fraction of liquid nitrogen may also infiltrate in the crust, as it has been suggested for liquid methane and ethane (Kossacki and Lorenz, 1996; Hayes et al., 2008; Choukroun and Sotin, 2012). A crust with about 10% porosity could easily accommodate the equivalent of 0.5 bar of nitrogen as liquid. A global "aquifer" consisting of liquid nitrogen may therefore have been present on Titan, especially during the earliest epoch. Although not explicitly included in our simulations, the presence of such a subsurface reservoir may have strengthened the nitrogen cycle, increasing the precipitation rate at lower latitudes, as shown for simulations with horizontal diffusion of liquid nitrogen.

The presence of liquid nitrogen in crustal pores, down to depth of about 1 km, may also affect the chemical evolution of the crustal materials, especially in the polar regions where liquid nitrogen accumulates in our models. Similarly to what has been predicted by Choukroun and Sotin (2012) for ethane, nitrogen may be progressively sequestered in the form of clathrate hydrate, either by transformation of crustal ice into clathrate hydrates (see figure 4.13 for the stability of N<sub>2</sub> clathrates) or by substitution between methane and nitrogen molecules in clathrate hydrate structures. The methane released by this mechanism could either stay in the crust or go into the atmosphere producing a methane outgassing. Yet, the surface would be too cold (likely lower than 81 K at poles) to have methane in a liquid state. It would concentrate in the polar regions, frozen or dissolved in the nitrogen lakes until the surface is warmed by, for example, a sufficient amount of greenhouse gases, a major impact, or the increase of solar irradiance. This deglaciation could have suddenly released large amount of methane in the atmosphere, switching from a nitrogen cycle to the present methane cycle.

Another consequence of the nitrogen sequestration in the form of clathrate would be an increase of crust density. Indeed, water ice and/or methane clathrate has density of about 930-940 kg.m<sup>-3</sup>, whereas nitrogen-dominated clathrate has a density of about 1000 kg.m<sup>-3</sup> (Sloan, 1998). The sequestration of nitrogen should therefore lead to a progressive increase of crust density. By considering ethane, which has similar consequences on density, Choukroun and Sotin (2012) showed that the observed excess polar flattening of 270 m compared to the hydrostatic reference case may be explained by accumulation of dense clathrate at the poles. They estimated that 300-1200 million years at the present ethane production rate were required to produce the observed flattening. N<sub>2</sub> having a molecular mass similar to ethane, a sequestration of 0.25-1 bar of nitrogen in the clathrate crust in the polar regions would



**FIGURE 4.13** – Phase diagram of N<sub>2</sub> (solid lines) and N<sub>2</sub>-clathrate (dash lines). The red points correspond to first four values in Table 4.2 except for the higher pressure one that corresponds to present conditions on Titan’s surface. It shows that the surface conditions are controlled by the liquid-vapor stability line. It also shows that N<sub>2</sub> clathrate are very stable under Titan’s surface conditions.

produce a similar effect. This implies that a significant fraction of the primordial nitrogen may be trapped in the polar crust, the observed 1.47 bar in today atmosphere would therefore be the remnant of a more massive nitrogen inventory. However, as the atmospheric pressure is limited by the saturation pressure, most of the excess nitrogen would be in the form of liquid at the surface or in the subsurface, and this would not change significantly the results of our model. When Titan’s climate switched to the present methane cycle, all remaining liquid nitrogen would have been released to the atmosphere as gaseous nitrogen, whereas nitrogen incorporated in clathrate structure would remain trapped in the crust.

## 2.7 Conclusion

This study constitutes a detailed analysis of a pure nitrogen atmosphere on Titan. We have shown that if Titan was methane depleted during some periods of its history, a strong nitrogen cycle with nitrogen seas, clouds and precipitations could have happened. Titan could fall into this state in the future. A pure nitrogen atmosphere is more complex than it appears. Our analysis of nitrogen clouds show that they would likely be pretty optically thin, not able to warm efficiently the surface. Therefore, this 3D modeling validates the previous 1D study by [Lorenz et al. \(1997\)](#) but also reveals new major implications.

Concerning last couple of billion years of Titan’s history, the present study suggests that a paleo-nitrogen cycle could have eroded the surface, explaining its age and the formation of most of the valley networks and the paleo-shorelines observed at present. One of the

main features is the stability of liquid nitrogen at the poles and its very short lifetime at the equator where it evaporates quickly. The polar nitrogen seas could be at the origin of the excess flattening, because liquid nitrogen in contact with water ice forms nitrogen clathrates that are denser. This transformation being more efficient at polar areas than at low latitudes where nitrogen evaporates, it induces a lateral density change that can explain the observed excess flattening. Experimental data are required to investigate the timescales involved in the formation of nitrogen clathrates in the crust. If the crust was made of methane clathrates, not only nitrogen would replace methane in clathrates but also methane would be outgassed. Simulating such a process and its climatic consequences requires 3D models similar to our GCM, but including methane, hydrogen and haze acting as CCN.

Concerning the early history of Titan, we showed that, under the faint Sun, a substantial part of Titan's atmosphere could have condensed forming deep nitrogen seas. A collapse into a Triton-like solid nitrogen frozen state would have required a surface albedo higher than 0.65. With a surface albedo of 0.8 or more, this state would be stable even today. However, a surface albedo higher than 0.65 seems unlikely considering the albedo of icy satellites. The pressure is likely to have remained above the triple point of nitrogen. Thus, our analysis gives constraints on the minimal atmospheric pressure for the past of Titan. Such constraints provide clues to understand the formation, evolution and escape of the atmosphere during Titan's history.

Finally, even if a paleo-nitrogen cycle remains speculative, its implications for Titan's geology and evolution are potentially so profound that it deserves attention.

### 3 Discussion et conclusions

Titan est considéré comme un objet très exotique avec son cycle du méthane. Nous avons montré dans ce chapitre, que Titan sans méthane est tout aussi exotique, avec l'apparition d'un cycle de l'azote produisant des nuages, les pluies et des lacs/mers d'azote liquide. Un cycle de l'azote passé a pu façonner Titan produisant peut-être certaines vallées et rivages secs observés et éroder la surface expliquant son âge d'environ 0.5-1 milliard d'années. Dans un tel cas, des échanges entre les mers d'azote liquide et la croûte glacée de Titan ont pu avoir lieu expliquant l'aplatissement des pôles. Si la substitution du méthane par l'azote dans les clathrates est possible, de nombreuses perspectives s'ouvrent alors avec une explication potentielle de l'origine du méthane actuel.

Titan est un objet encore incompris. Le cycle du méthane actuel ou passé reste la meilleure explication de l'origine des structures hydrologiques asséchées, mais il est intéressant de savoir qu'un cycle de l'azote a peut-être pu produire des structures similaires. Concernant la formation de l'atmosphère d'azote ou sur l'origine du méthane, aucune des théories actuelles sur n'est pleinement convaincante (voir la partie 4.1. du chapitre 1). Toutes les pistes doivent donc être explorées. Il semble certain qu'une compréhension des climats passés possibles de Titan est nécessaire pour avancer sur ce problème. Mon travail constitue la première étude 3D des paléoclimats de Titan. Le niveau de sophistication et de précision obtenu avec notre modèle (GCM 3D avec condensation au sol et dans l'atmosphère

sous forme de nuages du  $N_2$  + transfert radiatif incluant la diffusion Rayleigh, les collisions induites  $N_2$ - $N_2$  et l'effet radiatif des nuages + cycle de l'azote complet avec précipitation, évaporation et écoulement horizontal + cycle diurne et marées gravitationnelles causées par Saturne) est actuellement inégalable. Cette étude devrait donc servir de référence pendant de nombreuses années.

L'étape suivante sera bien évidemment d'étudier les paléoclimats de Titan pour différentes quantités de méthane dans l'atmosphère. Deux cas seront particulièrement intéressants. Tout d'abord, le cas d'une atmosphère avec peu de méthane. Il s'agira de comprendre l'évolution du climat après un faible dégazage de méthane. Selon la pression atmosphérique, un faible niveau de méthane va-t-il réchauffer ou refroidir la surface par anti-effet de serre ? Comment le cycle de l'azote sera-t-il modifié ? Ensuite, le cas d'une atmosphère très riche en méthane. Peut-on avoir un effet de serre divergent (runaway greenhouse) comme prédit par [Lorenz et al. \(1999\)](#) ? Obtient-on des précipitations à l'équateur suffisamment intenses et fréquentes pour former lacs, rivages et autres vallées fluviales ?



---

# CHAPITRE 5

---

## ÉVOLUTION CLIMATIQUE DE LA TERRE PRIMITIVE

La Terre est une mère qui ne meurt jamais.  
(proverbe mauri)

### Sommaire

---

1	Évolution de l'atmosphère terrestre, lien entre Titan et la Terre primitive . . . .	142
2	Motivations et développement du LMDZ Générique . . . . .	146
3	Article : Exploring the faint young Sun problem and the possible climates of the Archean Earth with a 3D GCM . . . . .	148
4	Cas d'une Terre primitive chaude . . . . .	177
5	Discussion et conclusions . . . . .	184

---

# 1 Évolution de l'atmosphère terrestre, lien entre Titan et la Terre primitive

## 1.1 Une brève histoire de la Terre

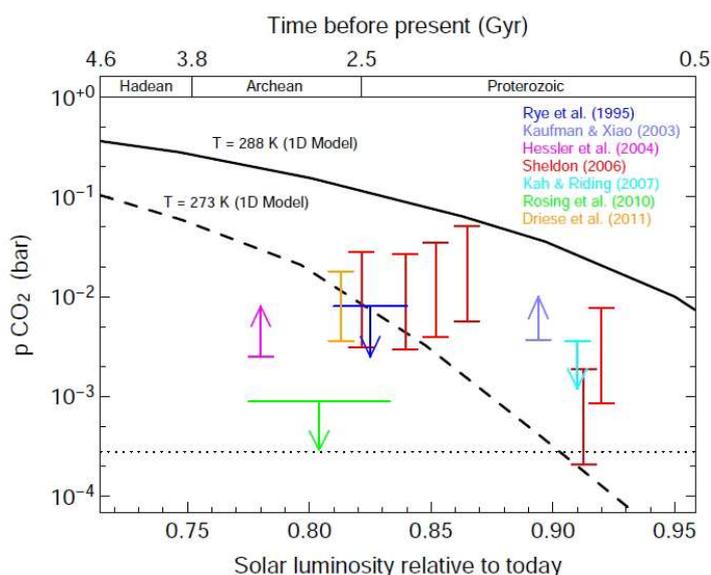
Selon l'échelle des temps géologiques basée sur la stratigraphie, l'histoire de la Terre est divisée en 4 éons : l'Hadéen, l'Archéen, le Protérozoïque et le Phanérozoïque que l'on nomme aussi le Cambrien. Les trois premiers éons constituent le pré-Cambrien.

L'Hadéen commence avec la formation de la Terre, il y a 4,56 Ga et se termine à 3.8 Ga. Cet éon est de très loin le moins bien connu. Juste après sa formation, la Terre devait être recouverte d'un océan de magma. Cet océan s'est ensuite refroidi et solidifié, ce qui a entraîné une libération de gaz (CO<sub>2</sub>, vapeur d'eau,...) pour former l'atmosphère primitive. La vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère a alors pu se condenser pour former les océans. La fin de l'Hadéen est marqué par le Grand Bombardement Tardif (LHB pour Late Heavy Bombardment) estimé entre 4.1 et 3.9 Ga. Durant cette période, la Terre et la plupart des astres du système solaire ont connu un pic de bombardement météoritique. Les grands bassins lunaires sont des vestiges de ce cataclysme. Cet événement a été attribué à l'entrée en résonance de l'orbite de Saturne avec l'orbite de Jupiter qui a entraîné un éloignement de Saturne et des géantes glacées, déviant sur leur passage des astéroïdes et d'autres petits corps glacés vers le centre du système solaire (Gomes et al., 2005). Le LHB et les autres formes de resurfaçage (tectonique des plaques, volcanisme et érosion) ont effacé la plupart des traces de l'Hadéen. Très peu de roches datant d'avant 3.8 Ga ont pu être trouvées.

L'Archéen commence il y a 3.8 Ga, à la fin du LHB. La vie y était certainement présente. Les roches archéennes présentent des indices isotopiques de vie jusqu'à 3.7 Ga (Rosing, 1999; Shen et al., 2001; Philippot et al., 2007) et des possibles fossiles de bactérie entre 3.2 et 3.5 Ga (Javaux et al., 2010; Wacey et al., 2011). Mais la vie a aussi pu apparaître durant l'Hadéen. En particulier, Bousseau et al. (2008) ont montré que le LHB n'a probablement pas pu stériliser toute la Terre. Quoiqu'il en soit, l'Archéen fut une période où la vie s'est fortement développée. L'Archéen se termine à 2.5 Ga. La transition entre l'Archéen et le Protérozoïque coïncide avec la Grande Oxydation de l'atmosphère (vers 2.4 Ga) causée par la libération d'oxygène dans l'atmosphère par les organismes photosynthétiques comme les cyanobactéries.

Le protérozoïque commence il y a 2.5 Ga et se termine il y a 540 Ma. Durant cette très longue période, la vie s'est complexifiée avec l'apparition des eucaryotes puis des premiers organismes multicellulaires (algues, plantes, champignons,...).

Le Phanérozoïque commence il y a 540 Ma avec ce que l'on appelle l'Explosion Cambrienne. La vie s'est très rapidement (en quelques dizaines de millions d'années) complexifiée et diversifiée avec l'apparition des organismes à coquilles et à carapaces puis des poissons. La vie a ensuite colonisé les continents avec l'apparition des plantes et des vertébrés terrestres.



**FIGURE 5.1** – Contraintes géologiques sur la pression partielle de CO<sub>2</sub> obtenues pour l’Archéen et le Protérozoïque (Feulner, 2012)

## 1.2 Evolution de l’atmosphère terrestre

L’atmosphère de la Terre a évolué en composition et en masse au cours de son histoire sous l’action de processus géologiques (ex : dégazage volcanique, stockage de gaz dans les océans et au fond des océans), biologiques (ex : production d’oxygène par la photosynthèse) et astrophysiques (ex : dégazage par impact météoritique, échappement atmosphérique). On estime qu’après la formation de la Terre (au début de l’Hadéen), la Terre était très chaude, recouverte d’un océan de magma. La solidification de cet océan de magma a provoqué un fort dégazage et conduit à la formation d’une épaisse atmosphère composée surtout d’eau (~300 bars), de CO<sub>2</sub> (~60 bars), de N<sub>2</sub> (~2-3 bars) et de H<sub>2</sub> (0.1-1 bar). La Terre s’est ensuite refroidi, ce qui a entraîné la condensation de la vapeur d’eau et la formation des océans. Une partie de l’eau des océans a aussi été apportée par les impacts météoritiques. Après la formation des océans, la Terre possédait une atmosphère composée principalement de CO<sub>2</sub>. Ce dernier aurait ensuite précipité en quelques dizaines de millions d’années sous forme de carbonates au fond des océans, ramenant la pression atmosphérique aux alentours de 1-2 bars à la fin de l’Hadéen. La pression partielle en CO<sub>2</sub> a dû cependant continuer à diminuer après l’Hadéen. Par des analyses minéralogiques, plusieurs estimations ou limites de cette pression ont été obtenues pour l’Archéen et le Protérozoïque. Elles aboutissent généralement à une pression partielle de CO<sub>2</sub> d’environ 10 mbars pour la fin de l’Archéen (voir figure 5.1). Certaines limites ne sont pas compatibles entre elles (comme celle de Rosing et al. (2010) avec les autres pour l’Archéen), elles restent donc encore très incertaines.

L’oxygène n’est apparu sur Terre en quantité significative qu’au début du Protérozoïque. Dénuée d’oxygène, l’atmosphère archéenne devait être plus réductrice et autorisait la présence de H<sub>2</sub> et CH<sub>4</sub> en plus grandes quantités qu’aujourd’hui. Le dihydrogène libéré par les volcans et les sources hydrothermales a pu être consommé par des bactéries méthanogènes

pour former du méthane.

La transition entre l'Archéen et le Protérozoïque est marquée par la Grande Oxydation de l'atmosphère. Le dioxygène, qui n'était présent que sous forme de traces durant l'Archéen, atteint quelques pourcents vers 2 milliards d'années. Ce dioxygène est produit par des bactéries photosynthétiques telles que les cyanobactéries, présentes durant l'Archéen bien avant la Grande Oxydation. Cette transition est sans doute due à un changement de l'état d'oxydation de l'atmosphère, peut-être lié à l'émergence des continents (Gaillard et al., 2011). Cette oxygénation de l'atmosphère a probablement produit l'une des plus grandes crises biologiques que la Terre ait connues, le dioxygène constituant un poison pour la plupart des formes de vie de l'époque. De plus, la chimie atmosphérique a été bouleversée entraînant la disparition rapide du méthane. Cette disparition du méthane, qui est un important gaz à effet de serre, a pu provoquer les glaciations Huroniennes du début du Protérozoïque (Kasting and Ono, 2006; Selsis, 2000). La proportion d'oxygène a augmenté à la fin du protérozoïque avec l'apparition des algues et des plantes et atteindre alors environ 10%. Cette quantité a continué à augmenter pendant le Cambrien, notamment durant le carbonifère où la Terre s'est recouverte de forêts.

Contrairement au  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  et  $\text{O}_2$ , la quantité de  $\text{N}_2$  atmosphérique n'a dû que peu varier au cours du temps. L'évolution de la pression partielle de  $\text{N}_2$  au cours du temps est cependant très mal contrainte. Une étude basée sur la mesure du diamètre des cratères produits par des gouttes de pluies sur des cendres volcaniques datant d'il y a 2,7 milliards d'années (voir figure 5.2) tend à montrer que la pression atmosphérique et donc la pression de  $\text{N}_2$  étaient proches des valeurs actuelles (Som et al., 2012). Ce résultat est en accord avec une analyse géochimique récente de roches datant de 3.5 milliards d'années (Marty et al., 2013). Il a été proposé au contraire que l'atmosphère de la Terre Hadéenne et Archéenne ait pu contenir 2-3 bars de  $\text{N}_2$  (Goldblatt et al., 2009). En effet, certaines estimations suggèrent qu'environ 2 bars de  $\text{N}_2$  sont présents dans le manteau terrestre (Goldblatt et al., 2009). Ce diazote aurait été initialement dans l'atmosphère et aurait été piégé dans le manteau notamment par fixation biologique.

### 1.3 Lien entre Titan et la Terre primitive

On a souvent assimilé Titan à une petite Terre primitive gelée. L'atmosphère de la Terre primitive devait en effet être assez réductrice avec une chimie atmosphérique proche de celle se produisant sur Titan mais à une température bien plus élevée.

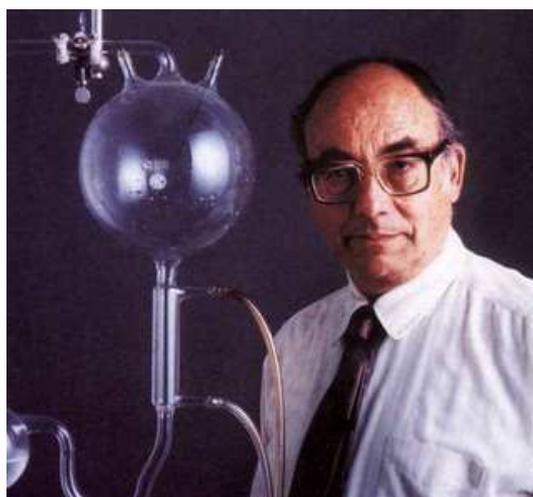
Stanley Miller et Harold Urey réalisèrent en 1953 une expérience qui visait à simuler la formation de molécule organique dans l'atmosphère primitive (Miller, 1953). Ils considérèrent une atmosphère très réductrice composée de  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{H}_2$ . Ils mirent ce mélange de gaz dans un ballon et le soumirent à des décharges électriques reproduisant les éclairs atmosphériques. Un très grand nombre de molécules organiques furent produites dont des acides aminés, c'est-à-dire les constituants de base des protéines.

L'expérience de Miller-Urey a marqué le début de l'étude moderne de l'apparition de la vie et de l'exobiologie. Cependant on pense maintenant que l'atmosphère primitive était beaucoup moins réductrice et ne contenait que très peu de  $\text{NH}_3$  qui est photo-dissocié rapi-



**FIGURE 5.2** – Suricate sur une roche couverte de cratères de gouttes de pluie en Afrique du Sud et datant de 2,7 milliards d’années. Photo de Wlady Altermann/University of Pretoria.

dement. Il s’agissait donc plutôt d’une atmosphère composée majoritairement de  $N_2$  avec du  $CO_2$  et du  $H_2$ . [Tian et al. \(2005\)](#) a montré que pour la composition de l’atmosphère primitive (absence de  $O_2$  mais concentration élevée en  $CO_2$ ), la température de l’exobase devrait être bien plus faible (500-600 K contre 1000 K aujourd’hui) grâce au refroidissement par le  $CO_2$ . Avec cette exosphère plus froide, le  $H_2$  devait s’échapper lentement, ce qui a permis à l’atmosphère de la Terre primitive de conserver une grande quantité de  $H_2$  (probablement 10-30%) dégazé par le volcanisme. Une telle atmosphère permet la formation de molécules organiques, dont du  $CH_4$ . Lorsque le rapport de  $CH_4/CO_2$  dépasse environ 0.1, des brumes organiques comme sur Titan doivent se former ([Trainer et al., 2006](#)). A ses débuts, la Terre primitive a ainsi pu ressembler très fortement à Titan et ces brumes organiques ont pu déposer à la surface les acides aminés et base azotés (voir la partie 4.4 du chapitre 1) qui ont peut-être permis l’apparition de la vie. La formation de brume organique a aussi pu être renouvelée par les bactéries méthanogènes, qui libéraient du méthane. Des variations des émissions biologiques de méthane ont pu faire osciller l’atmosphère entre un état sans brume et un état contenant des brumes organiques ([Zerke et al., 2012](#)). De nouvelles observations géologiques seront nécessaires pour savoir si la Terre a vraiment été couverte de brumes organiques à un moment de son histoire.



**FIGURE 5.3** – Stanley Miller

## 2 Motivations et développement du LMDZ Générique

Connaître le climat de la Terre primitive est fondamental pour savoir dans quel environnement la vie est apparue et s'est développée. Je me suis intéressé principalement aux climats de l'Archéen, pour lequel nous avons quelques contraintes géologiques, et un peu aux climats de l'Hadéen, pour lequel nous n'avons que très peu de contraintes. L'objectif est double : essayer de résoudre le paradoxe du Soleil faible (voir ci-dessous) et explorer les climats possibles de la Terre primitive.

L'intensité du Soleil a augmenté au cours de l'histoire de la Terre. Il y a 4 milliards d'années (soit à peu près quand la vie est apparue), il était près de 26% plus faible. La Terre avec l'atmosphère actuelle et soumise à cette faible insolation gèlerait complètement en quelques siècles, et resterait encore gelée avec le Soleil actuel. Pourtant, les analyses minéralogiques indiquent que l'eau liquide a existé sur Terre aussi loin qu'on puisse regarder. Ceci constitue le célèbre paradoxe du Soleil faible formulé par Carl Sagan en 1972 (Sagan and Mullen, 1972). Comment la Terre primitive a-t-elle donc échappé à la glaciation globale ? Plusieurs solutions ont été proposées pour résoudre ce problème. Cependant, elles ont été testées essentiellement qu'avec des modèles 1D, c'est-à-dire des modèles uni-colonne simplifiés qui calculent la température moyenne de la planète en n'utilisant que des grandeurs (flux solaire, albédo, température, quantité de vapeur d'eau,...) moyennées sur toute la planète. Ces modèles ne prennent donc pas en compte les rétroactions fondamentales du climat comme la rétroaction des nuages et de l'albédo de la glace ainsi que le transport d'énergie par l'atmosphère et l'océan. Le but de mon étude a donc été de simuler les climats de la Terre primitive et de tester les hypothèses émises pour résoudre le paradoxe du Soleil faible avec un GCM 3D, le LMDZ Générique.

Le LMDZ Générique est un GCM développé pour étudier les atmosphères primitives et les exoplanètes. Il est basé sur des équations générales de la physique, évitant au maximum

les paramétrisations terrestres, ce qui lui permet d'être robuste dans des conditions différentes de la Terre actuelle ou même exotiques. Il a de plus été pensé pour être flexible et capable de simuler n'importe quel type d'atmosphère. Le transfert radiatif est basé sur la méthode des *k*-corrélés. Les coefficients *k* sont calculés à partir de spectre à hautes résolutions utilisant la base de données spectroscopiques HITRAN (Rothman et al., 2009). Des compositions variées peuvent être utilisées. Durant cette thèse, j'ai utilisé différents mélanges de N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O et CH<sub>4</sub>. Des espèces condensables formant des nuages peuvent aussi être utilisées. J'ai utilisée le LMDZ Générique avec des nuages d'eau pour l'étude de la Terre primitive et des nuages de N<sub>2</sub> pour les paléoclimats de Titan (voir chapitre précédent).

Durant mon stage de Master 2, j'ai participé au développement du LMDZ Générique qui avait été initié par François Forget, Ehouarn Millour et Robin Wordsworth. Durant ma thèse, j'ai continué à contribuer à ce développement. En particulier, j'ai testé le modèle pour reproduire la Terre actuelle, avant de l'utiliser pour étudier la Terre primitive. Le modèle est décrit dans la partie suivante. Les développements que j'ai réalisés ont concerné le cycle de l'eau, le transfert radiatif à travers les nuages, l'ajout d'un modèle océanique et l'ajout des cartes de topographie et d'albédo pour la Terre actuelle.

Pour le cycle de l'eau, j'ai travaillé sur les routines de formation et d'évaporation des nuages pour les imbriquer correctement dans le code. J'ai travaillé sur la routine de précipitation en y ajoutant la paramétrisation de conversion des gouttes nuageuse en gouttes de pluies de Boucher et al. (1995) et la paramétrisation de vitesse de chute de la neige de Sekhon and Srivastava (1970). J'ai écrit les routines d'hydrologie concernant la conservation de l'eau à la surface, son élimination par écoulement (runoff), les changements d'albédo et de phase de l'eau à la surface. J'ai aussi modifié le schéma de couche limite pour bien prendre en compte l'effet de la chaleur latente lors de l'évaporation.

Pour les nuages, j'ai écrit une routine calculant la couverture nuageuse globale d'une colonne du GCM en fonction des couvertures nuageuse dans chaque maille. L'hypothèse de recouvrement des nuages que j'ai fini par choisir correspond à un recouvrement maximal par rapport à la plus grande fraction nuageuse mais en ne prenant pas en compte les nuages de haute altitude (fins et ayant souvent une fraction nuageuse de 100% dans la cas d'une Terre sans ozone). J'ai ensuite modifié le code pour inclure un calcul radiatif dans la partie ciel clair et un calcul dans la partie ciel nuageux.

Pour l'océan et la glace de mer, j'ai couplé le modèle océanique dynamique développé par Francis Codron (Codron, 2012) au GCM. Ce modèle correspond à un modèle d'océan à 2 couches utilisant le maillage horizontal du GCM. Il calcule les flux de chaleur causés par le transport d'Ekman (calculés avec les vents de surface produits par le GCM) et prend en compte les upwellings et downwelling entre les deux couches océaniques. Ce modèle inclut un schéma de diffusion horizontale pour représenter l'effet des tourbillons océaniques. Enfin, ce modèle calcule la formation de la glace de mer et donne sa couverture, son épaisseur et l'albédo de la maille. Ce modèle océanique simplifié est particulièrement adapté aux études paléoclimatiques car il calcule rapidement le transport de chaleur et la formation de banquise tout en étant suffisamment précis pour ce type d'étude.

### 3 Article : Exploring the faint young Sun problem and the possible climates of the Archean Earth with a 3D GCM

L'article qui suit a été accepté en septembre 2013 dans *Journal of Geophysical Research Atmosphere*. La référence complète est : Charnay, B., Forget, F., Wordsworth, R., Leconte, J., Millour, E., Codron, F. and Spiga, A. , **Exploring the faint young Sun problem and the possible climates of the Archean Earth with a 3D GCM**, *Journal of Geophysical Research Atmosphere*, 2013.

**Abstract** Different solutions have been proposed to solve the 'faint young Sun problem', defined by the fact that the Earth was not fully frozen during the Archean despite the fainter Sun. Most previous studies were performed with simple 1D radiative convective models and did not account well for the clouds and ice-albedo feedback or the atmospheric and oceanic transport of energy. We apply a Global Climate Model (GCM) to test the different solutions to the faint young Sun problem. We explore the effect of greenhouse gases (CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub>), atmospheric pressure, cloud droplet size, land distribution and Earth's rotation rate. We show that, neglecting organic haze, 100 mbars of CO<sub>2</sub> with 2 mbars of CH<sub>4</sub> at 3.8 Ga and 10 mbars of CO<sub>2</sub> with 2 mbars of CH<sub>4</sub> at 2.5 Ga allow a temperate climate (mean surface temperature between 10°C and 20°C). Such amounts of greenhouse gases remain consistent with the geological data. Removing continents produces a warming lower than +4°C. The effect of rotation rate is even more limited. Larger droplets (radii of 17  $\mu\text{m}$  versus 12  $\mu\text{m}$ ) and a doubling of the atmospheric pressure produce a similar warming of around +7°C. In our model, ice-free waterbelts can be maintained up to 25° N/S with less than 1 mbar of CO<sub>2</sub> and no methane. An interesting cloud feedback appears above cold oceans, stopping the glaciation. Such a resistance against full glaciation tends to strongly mitigate the faint young Sun problem.

#### 3.1 Introduction and background

##### 3.1.a The faint young Sun problem

The Archean is the geological era following the Hadean (starting with Earth formation 4.56 Ga ago) and preceding the Proterozoic. It starts at 3.8 Ga, after the Late Heavy Bombardment (LHB), and ends at 2.5 Ga with the Great Oxidation Event. The first reported fossils of bacteria date back 3.5 Ga ago (Schopf, 2006) and there is possibly evidence for life from carbon isotopes up to 3.8 Ga (Mojzsis et al., 1996; Rosing, 1999). The emergence of life is believed to have occurred before 3.5 Ga, and maybe even before the LHB (Nisbet and Sleep, 2001). Thus studying the climates of the Archean Earth is of prime interest to understand the environment in which life emerged and evolved.

According to the standard model of stellar evolution, the Sun was 20 to 25 % weaker during the Archean (Gough, 1981). With such a weaker Sun, the Earth with the present-day atmospheric composition would fall into a full glaciation, hardly reconcilable with the evidence of

liquid water and life during the whole Archean (Sagan and Mullen, 1972; Feulner, 2012). This has been named the 'faint young Sun problem' or the 'faint young Sun paradox'.

While the Earth was unfrozen during most of the Archean, there is geological evidence for glaciations at the end of the Archean (the Huronian glaciations), between 2.45 and 2.22 Ga (Evans et al., 1997). These have been linked to the rise of oxygen in the atmosphere (Kasting and Howard, 2006; Kasting and Ono, 2006) and the destruction of atmospheric methane. There was also a possible glaciation at 2.9 Ga (Young et al., 1998) but it would have been regional, not global, and its origin remains unknown (Kasting and Ono, 2006). The Archean Earth therefore seems to have experienced very few glaciations, implying that there were temperate or hot climates during most of the Archean. However, the Archean rock record is extremely sparse and the latitudes of these geological data are unknown. Sea ice and continental ices could have existed at high latitudes, and other glaciations may have occurred.

Paleotemperatures were estimated from the isotopic composition of marine cherts (Knauth and Lowe, 2003; Robert and Chaussidon, 2006) and indicate hot oceans (between 60°C and 80 °C) during the Archean. This makes the faint young Sun problem even more challenging. The validity of these measurements has been questioned, however, because of the possible variation of the isotopic composition of oceans during the time (Kasting and Howard, 2006; Kasting et al., 2006; Jaffrés et al., 2007) and because of the impact of hot hydrothermal circulation on chert formation (van den Boorn et al., 2007). The most recent analyzes obtained an upper limit at 40°C (Hren et al., 2009; Blake et al., 2010).

Estimating the temperature of the oceans is also controversial as far as biological evidence is concerned. Genetic evolution models suggest that the ancestors of bacteria, eukaryota and archaea were thermophilic during the Archean (Gaucher et al., 2008; Bousseau et al., 2008) consistent with the oceans at 60°C to 80°C. The environment of the last universal common ancestor (LUCA) has been estimated to be more temperate (around 20°C), suggesting an adaptation to high temperatures (Bousseau et al., 2008) possibly in response either to a change in the climate of the early Earth, or to the strong impacts during the LHB. Yet these trends do not necessary correspond to the climate of the Archean Earth, but maybe just reflect the environment where life was thriving. To avoid glaciation and allow such temperate or hot climates, the early Earth must have experienced warming processes.

### 3.1.b Solutions to the faint young Sun problem

A different atmospheric composition with a larger amount of greenhouse gases was first proposed as the key to get a habitable Earth under a fainter Sun. The first studies examined ammonia (NH<sub>3</sub>) (Sagan and Mullen, 1972), a strong greenhouse gas. However, ammonia would have had a short lifetime (less than 40 years) due to photolysis in the high atmosphere. It would therefore not have been present in sufficient amounts unless there was a large, permanent surface source (Kuhn and Atreya, 1979). Yet, such a permanent source would have produced so much N<sub>2</sub> (compared to present inventory) by photolysis of ammonia that it could not happen.

Current thinking is that the early Earth had a CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> rich atmosphere. The amount

of CO<sub>2</sub> in the atmosphere is controlled by the carbonate-silicate cycle (Walker et al., 1981), which acts as a thermostat on the climate, preserving Earth from a full glaciation by injecting CO<sub>2</sub> from volcanoes in the atmosphere. CO<sub>2</sub> may have reached large amounts during the early Earth, although the maximum is not well known (between 0.1 and 10 bars (Walker, 1985; Sleep and Zahnle, 2001)). According to 1D models (von Paris et al., 2008; Pavlov et al., 2000), with a 20 % weaker Sun, ~0.03 bar of CO<sub>2</sub> is required to raise the temperature above the frost point, and ~0.2 bar to get present-day temperatures. However, geochemical data from paleosols constrain the maximum partial pressure of CO<sub>2</sub> to around 0.02 bar for the end of the Archean (Rye et al., 1995; Sheldon, 2006; Driese et al., 2011; Feulner, 2012), 10 times lower to what is required to get a temperate climate. A stronger constraint of 0.9 mbar of CO<sub>2</sub> has been obtained (Rosing et al., 2010) based on the coexistence of siderite and magnetite in archean banded iron formations. However, this contradicts other measurements (Hessler et al., 2004; Sheldon, 2006; Driese et al., 2011) and is currently debated (Reinhard and Planavsky, 2011).

Methane has been suggested as an important complement to CO<sub>2</sub> to warm the early Earth (Kiehl and Dickinson, 1987). It can absorb thermal radiation at 7-8 μm, thus at the edge of the atmospheric window (8-12 μm), where CO<sub>2</sub> cannot. It can therefore produce an efficient warming. In an anoxic atmosphere, the lifetime of methane is 1000 times higher than today (Zahnle, 1986; Kasting and Howard, 2006). During the Archean, methane would have been released by methanogenic bacteria through the reaction :



where H<sub>2</sub> comes from hydrothermal sources and volcanoes, or from the primitive atmosphere (Tian et al., 2005).

With the present day biological flux, the archean atmosphere would contain around 3 mbar of methane (Kasting and Howard, 2006). Based on the biological flux and the escape rate of hydrogen, the amount of methane is estimated to be of the order of 1 mbar during the Archean, with a plausible range between 0.1 mbar and 35 mbar (Kharecha et al., 2005). However, the time when methanogens appeared and diversified is still highly uncertain. Attempts to determine this time have been made using genomic evolution models (Battistuzzi et al., 2004; House et al., 2003) but the resulting times range from the beginning to the end of the Archean.

Before methanogens appeared or when they were confined to hydrothermal vents, methane was present in the atmosphere but in lower amounts. Tian et al. (2011) estimate around  $0.5-5 \times 10^{-3}$  of methane for the prebiotic atmosphere, based on emanations from the Lost City hydrothermal vent field studied by Kelley et al. (2005).

If the mixing ratio of methane is large, an organic haze forms. This is expected to happen when the CH<sub>4</sub>/CO<sub>2</sub> ratio becomes higher than 0.1-0.3 according to photochemical models and experimental data (Zerle et al., 2012; Trainer et al., 2006). In addition to limiting the amount of methane, the formation of haze could produce an anti-greenhouse effect (McKay et al., 1991; Haqq-Misra et al., 2008; Kasting and Ono, 2006), and hence cool the Earth. The impact of this anti-greenhouse effect on surface temperature is unknown, mostly because

the fractal nature of haze particles is unconstrained. Fractal particles produce a limited anti-greenhouse effect, compared to spherical particles. Moreover, they act as a UV shield, like the ozone layer, protecting both life and photolytically unstable reduced gases (Wolf and Toon, 2010). Under this shielding, ammonia may have been maintained in sufficient amount to solve the faint young Sun problem.

In any event, measurements of carbon isotopes appear consistent with a methane-rich atmosphere at the end of the Archean with possible episodic formation of haze (Zerkle et al., 2012). According to the 1D model of Haqq-Misra et al. (2008), which includes haze formation, 1 mbar of methane in an atmosphere containing 20 mbar of CO<sub>2</sub> allows to reach present-day temperatures at the end of the Archean. However, an ice-free Earth cannot be maintained with only a CO<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> greenhouse warming consistent with the geological constraints for CO<sub>2</sub>.

Given the difficulties in reconciling the warm temperatures estimated for the Archean with geological constraints for CO<sub>2</sub>, other mechanisms of warming than greenhouse gases have been explored. Clouds both warm the surface by absorbing and reemitting infrared radiation and cool it by reflecting sunlight in the visible. Through these mechanisms, lower clouds tend to globally cool the Earth, while higher clouds tend to warm it. A negative feedback, increasing the amount of cirrus (higher clouds), was considered to keep the climate clement : the "Iris hypothesis" (Lindzen et al., 2001; Rondanelli and Lindzen, 2010) but remains controversial (Lin et al., 2002; Goldblatt and Zahnle, 2011a). A more plausible hypothesis is that lower clouds were optically thinner during the Archean, owing to the lack of cloud condensation nuclei from biological sources, which yields a decrease of the planetary albedo, and hence a warming ( $\sim +10^{\circ}\text{C}$ ) (Rosing et al., 2010).

The planetary albedo has been suggested to be lower in the Archean because of the reduced surface of emerged continents (Rosing et al., 2010). It has also been proposed that the pressure was higher in the past, because the equivalent of around 2 bars of nitrogen is present in the Earth's mantle (Goldblatt et al., 2009). That nitrogen, initially in the atmosphere, should have been incorporated by subduction (probably by biological fixation). Therefore, it is plausible that the partial pressure of nitrogen reached 2 to 3 bars during the Archean. According to 1D modeling, doubling the amount of present-day atmospheric nitrogen would cause a warming of 4-5 °C (Goldblatt et al., 2009). Besides, hydrogen could have been abundant in the early Earth's atmosphere. The lack of O<sub>2</sub> would have led to a cooler exosphere limiting the hydrogen escape. Thus, the balance between hydrogen escape and volcanic outgassing could have maintained a hydrogen mixing ratio of more than 30 % (Tian et al., 2005).

The combination of an hydrogen-rich atmosphere with a higher atmospheric pressure (2 to 3 bars) would produce an important greenhouse effect by collision absorption of H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>, sufficient to get present-day temperatures with a limited amount of CO<sub>2</sub> (Wordsworth and Pierrehumbert, 2013). These mechanisms remain to be further explored. They might not be sufficient to solve the faint young Sun problem alone, although they probably played a role in maintaining a clement climate, complementing the greenhouse effect by CO<sub>2</sub> and methane.

### 3.1.c Previous modeling studies

Given the paucity of available data for the early Earth, climate modelling is particularly useful to explore and understand the evolution of the atmosphere and the climate. 1D radiative-convective models allow different hypotheses to solve the faint young Sun problem to be tested (Owen et al., 1979; Kasting et al., 1984; Kiehl and Dickinson, 1987; Kasting and Ackerman, 1986; Haqq-Misra et al., 2008; von Paris et al., 2008; Domagal-Goldman et al., 2008; Goldblatt et al., 2009; Rosing et al., 2010). However, such models calculate the mean surface temperature below a single atmospheric column with averaged solar flux. Clouds are often omitted, or widely fixed (altitude, optical depth and covering). Furthermore, the transport of energy by the atmosphere and the ocean is not taken into account in 1D modeling. The continental and oceanic ice formation is not accounted for either. Thus, 1D radiative-convective models fail to capture both cloud and ice-albedo feedbacks, and transport processes, which are fundamental to determine the climate sensitivity under different conditions. Moreover, the lack of clouds in 1D radiative-convective models can lead to overestimates of the radiative forcing of greenhouse gases (Goldblatt and Zahnle, 2011a). The most accurate way to simulate the climate is to use 3D Global Climate Models (GCM), including more of the fundamental processes which control climate sensitivity (e.g. clouds, oceanic transport, continental and oceanic sea ice). Studies of the Archean Earth using GCMs are rare. However, preliminary GCM studies showed that the absence of an ozone layer, continent, and a faster rotation rate could modify cloud coverage and hence the surface temperature (Jenkins, 1993; Jenkins et al., 1993; Jenkins, 1995, 1999). Using a 3D oceanic model coupled to a parametrized atmospheric model, Kienert et al. (2012) explored the key role of the ice-albedo feedback and found that 0.4 bar of CO<sub>2</sub> is required to avoid full glaciation. This illustrates the key role of ice-albedo feedback.

We describe below the application of a new generic GCM recently developed in our team to Archean climates. The versatility of this model allowed us to explore the climates of the Archean Earth under many conditions discussed in the literature (such as greenhouse gases, atmospheric pressure and rotation rate). Our goal is to test different warming processes suggested by 1D models to better constraint the Archean climate and address key questions left unresolved by 1D models.

## 3.2 Description of the model

### 3.2.a Generalities

We use a new "generic" version of the LMD Global Climate Model recently developed to simulate a complete range of planetary atmospheres. This model has been used to study early climates in the solar system (Forget et al., 2013; Wordsworth et al., 2013) as well as climates on extrasolar planets (Wordsworth et al., 2011; Leconte et al., 2013b). The model is derived from the LMDZ Earth GCM (Hourdin et al., 2006), which solves the primitive equations of meteorology using a finite difference dynamical core on an Arakawa C grid. This dynamical core has been used in a variety of atmospheres such as the present Earth

(Hourdin et al., 2006), Mars (Forget et al., 1999), Venus (Lebonnois et al., 2010), and Titan (Lebonnois et al., 2012a; Charnay and Lebonnois, 2012).

In this paper, simulations were performed with a horizontal resolution of 64x48 (corresponding to resolutions of 3.75° latitude by 5.625° longitude). In the vertical, the model uses hybrid coordinates, that is, a terrain-following  $\sigma$  coordinate system ( $\sigma$  is pressure divided by surface pressure) in the lower atmosphere, and pressure levels in the upper atmosphere. In this work, we used 20 layers, with the lowest mid-layer level at 4 m and the top level at 3 hPa (> 50 km). Non-linear interactions between explicitly resolved scales and subgrid-scale processes are parametrized by applying a scale-selective horizontal dissipation operator based on an  $n$  time iterated Laplacian  $\Delta^n$ . This can be written as  $\partial q / \partial t = ([-1]^n / \tau_{diss}) (\delta x)^{2n} \Delta^n q$  where  $\delta x$  is the smallest horizontal distance represented in the model and  $\tau_{diss}$  is the dissipation time-scale for a structure of scale  $\delta x$ . Subgrid-scale dynamical processes (e.g. turbulent mixing and convection) are parametrized as in (Forget et al., 1999). In practice, the boundary layer dynamics are accounted for by Mellor and Yamada (1982) unstationary 2.5-level closure scheme, plus a “convective adjustment” which rapidly mixes the atmosphere in the case of dry unstable temperature profiles. Turbulence and convection mix energy (potential temperature), momentum (wind), and water vapor. A standard roughness coefficient of  $z_0 = 10^{-2}$  m is used for both rocky and ocean surfaces for simplicity. The evolution of surface temperature is governed by the balance between radiative fluxes (direct solar insolation, and thermal radiation from the atmosphere and the surface), turbulent and latent heat fluxes, and thermal conduction in the soil. The parametrization of this last process is based on an 18-layer soil model solving the heat diffusion equation using finite differences. The depth of the layers were chosen to capture diurnal thermal waves as well as the deeper annual thermal wave. A vertically homogeneous soil is assumed. The thermal inertia for ground is set to  $2000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$  everywhere.

In equilibrium, the globally averaged difference between the outgoing longwave radiation (OLR) and the absorbed solar radiation (ASR) was found to be lower than  $2 \text{ W/m}^2$ . Simulations were typically run for 40 years for temperate climates. For cold climates, the equilibrium is reached after a longer time. We ran simulations for 80 years to be sure not to miss a full glaciation.

### 3.2.b Radiative transfer

Our radiative scheme is based on the correlated-k model as in Wordsworth et al. (2011), with absorption for  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  and  $\text{CH}_4$  calculated directly from high resolution spectra obtained by a line-by-line model that uses of the HITRAN 2008 database (Rothman et al., 2009). At a given pressure and temperature, correlated-k coefficients in the GCM are interpolated from a matrix of coefficients stored in a 7 x 9 temperature and log-pressure grid :  $T = 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400 \text{ K}$ ,  $p = 10^1, 10^0, 10^1, \dots, 10^7 \text{ Pa}$ . We used 36 spectral bands in the thermal infrared and 38 at solar wavelengths. Sixteen points were used for the  $g$ -space integration, where  $g$  is the cumulated distribution function of the absorption data for each band.

The radiative transfer code used the two stream scheme from Toon et al. (1989). Rayleigh

scattering by  $N_2$  and  $CO_2$  molecules was included using the method described in Hansen and Travis (1974). The water vapor continuum from Clough et al. (1992) is included. This is important essentially for hot climates. An improved collision induced absorption (CIA) for  $CO_2$  is used Wordsworth et al. (2010). This effect is important in the case of a high  $CO_2$  partial pressure, but remains small for the simulation presented in this paper. The sublorentzian profiles of Perrin and Hartmann (1989) are used for the  $CO_2$  far line absorption.

The model predicts the cloud cover at each grid mesh. For each column, a global cloud cover is fixed equal to the cover of the optically thicker cloud. This allows not to be biased by thin stratospheric clouds, more present without ozone. Then, we assume that each individual cloud cover is equal to this global cover with a maximum overlap. Radiative transfer is therefore computed twice : in a clear sky column, and in a cloudy sky column whose area is equal to the global cloud cover.

### 3.2.c Water cycle

**Cloud formation.** Cloud formation is computed through a moist convective scheme (Manabe and Wetherald, 1967) and a large-scale condensation scheme (Le Treut and Li, 1991). We have chosen the Manabe and Wetherald scheme rather than the Betts-Miller scheme because it is more robust for a wide range of pressure, at the cost of giving enhanced precipitation at the equator (Frierson, 2007). The large-scale condensation scheme predicts a cloud cover for every cell in the atmosphere. The latent heat between icy and liquid phase for cloud is not taken into account. Supercooling is taken into account, allowing liquid droplet down to  $-18^\circ C$ . The percentage of liquid water in the condensed phase is given by :

$$R_{liq/condensed} = \frac{T - (273.15 - 18)}{18} \quad (5.2)$$

with T the temperature in K. For temperature higher (lower) than 273.15 K (255.15 K), clouds are only composed of liquid (ice) droplets.

The radius of cloud droplet is fixed ( $12 \mu m$  for liquid droplet and  $35 \mu m$  for icy droplet for modern Earth).

**Precipitation.** Water precipitation is divided into rainfall and snowfall. We consider for both cases that precipitation is instantaneous (i.e. it goes directly to the surface) but can evaporate while falling through sub-saturated layers.

Rainfall is parametrized using the scheme from Boucher et al. (1995). Conversion of cloud liquid droplets to raindrops occurs by coalescence with other droplets. The variations of cloud liquid water mixing ratio is given by :

$$\frac{dq_l}{dt} = -c\alpha\rho_{air}q_l^2 r_l \quad (5.3)$$

where  $c$  is a coefficient smaller than unity (we take  $c = 0.6$  to match the observations on present-day Earth),  $\alpha = 1.3 \times 10^5 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ,  $\rho_{air}$  is the air volumic mass and  $r_l$  is the cloud droplet radius.

Snowfall is calculated using the falling velocity  $v_i$  of icy particles. The variation of the cloud ice water mixing ratio is given by

$$\frac{dq_i}{dt} = -\frac{q}{\Delta z} v_i \quad (5.4)$$

where  $\Delta z$  is the depth of the layer in the model. Thus, we assume that what exits in a layer, falls to the ground instantaneously.  $v_i$  is taken equal to the terminal velocity for ice crystals (Langleben, 1954; Sekhon and Srivastava, 1970) :

$$v_i = 10.6 \times r_i^{0.31} \quad (5.5)$$

with  $v_i$  in m/s and  $r_i$ , the ice crystal radius, in m. We chose this parametrization fine-tuned for the terrestrial case rather than a more general Stokes sedimentation scheme because the particular shape of snowflakes are better accounted for. This parametrization is only valid for the Earth with a background mean molar mass pretty similar to the present day, which is the case in our simulations.

For evaporation of rain and snow during the fall in the atmosphere, we use the following formula (Gregory, 1995) :

$$e = 2. \times 10^{-5} (1 - RH) \sqrt{P} \quad (5.6)$$

where  $e$  is the evaporation rate (in  $\text{kg/m}^3/\text{s}$ ),  $RH$  is the relative humidity and  $P$  the precipitation flux (in  $\text{kg/m}^2/\text{s}$ ).

**Hydrology and evaporation.** The ground is modeled as a simple bucket model with a maximum water capacity of  $150 \text{ kg/m}^2$ . When the water quantity exceeds this limit, the surplus is regarded as runoff and added to the ocean. Snow/ice over ground are treated the same way, though with maximal limit of  $3000 \text{ kg/m}^2$ . The melting (formation) of snow/ice are computed with latent heat exchange when the surface temperature is lower (higher) than  $273.15 \text{ K}$ .

The ground albedo  $A$  rises with the quantity of snow/ice up to a maximum value ( $A_{max}=0.55$ ) as

$$A = A_{initial} + (A_{max} - A_{initial}) \times q_{ice}/q_* \quad (5.7)$$

with  $q_{ice}$  the amount of snow/ice on the surface and  $q_*=33 \text{ kg/m}^2$  (corresponding to a uniform layer of approximately 3.5 cm thickness (Le Treut and Li, 1991)).

Evaporation  $E$  is computed within the boundary layer scheme, using a bulk aerodynamic formula multiplied by a dryness coefficient  $\beta$  :

$$E = \beta \rho_{air} C_d V (a_s - a_a) \quad (5.8)$$

$$\beta = \min\left(1, 2 \frac{q}{150}\right) \quad (5.9)$$

$$C_d = \frac{\kappa}{\ln(1 + z_1/z_0)} \quad (5.10)$$

with  $V$  the wind speed at the first level,  $\rho$  the air density,  $a_s$  and  $a_a$  the absolute humidity at the surface and at the first level,  $q$  the mass of water (liquid + solid) at the surface (in kg/m<sup>2</sup>),  $\kappa$  the constant of Von Karman (=0.4),  $z_0$  the roughness and  $z_1$  the altitude of the first level.  $\beta=1$  over the ocean.

### 3.2.d Oceanic transport and sea ice

The ocean and the sea ice are important components of the Earth's climate. A full ocean general circulation model would however be too expensive for our study, because of the long integrations required for complete adjustment to the many different conditions imposed (changing luminosity, continental extent, atmospheric composition, and so on). Moreover such precision is not required given the large number of unknown parameters. We therefore use a simplified ocean model with fast adjustment, concentrating on a representation of the essential components for the global climate : the oceanic heat transport and the sea ice extent.

We use the ocean model from [Codron \(2012\)](#), which uses the same horizontal grid as the GCM. This model is composed of two layers. The first layer (50 m depth), represents the surface mixed layer, where the exchanges with the atmosphere take place. The second layer (150 m depth) represents the deep ocean. The transport of heat by the ocean circulation is given by two components. First, the impact of sub-grid scale eddies is represented by horizontal diffusion, with a uniform diffusivity in both layers. Then, the mean wind-driven circulation is computed by calculating the Ekman mass fluxes in the surface layer from the surface wind stress, and taking an opposite return flow at depth. These mass fluxes are then used to advect the ocean temperature horizontally. In the case of divergent horizontal mass fluxes, the upwelling or downwelling mass flux is obtained by continuity. Other components of the ocean circulation – density-driven circulations and horizontal gyres – are not present in the model. Although they can play an important role regionally on the present-Earth, they are weaker on global average, and gyres would be absent in the case of a global ocean. This simplified model reproduces the global meridional oceanic heat transport quite closely compared to a full GCM, both for actual Earth and for a simulated global ocean case ([Marshall et al., 2007](#)).

The oceanic model also computes the formation of oceanic ice. Sea ice forms when the ocean temperature falls below -1.8°C, and melts when its temperature rises above freezing. The changes in ice extent and thickness are computed based on energy conservation, keeping the ocean temperature at -1.8°C as long as ice is present. A layer of snow can be present above the ice. The surface albedo is then that of snow, or for bare ice

$$A = A_{ice}^{max} - (A_{ice}^{max} - A_{ice}^{min}) \exp(-h_{ice}/h_{ice}^0) \quad (5.11)$$

with  $A$  the albedo,  $A_{ice}^{max}=0.65$  the maximal albedo,  $A_{ice}^{min}=0.2$  the minimal albedo,  $h_{ice}$  the ice thickness (in m) and  $h_{ice}^0 = 0.5$  m. The albedo over the ice-free ocean is taken to be equal to 0.07. The value for the maximal sea ice albedo we used (i.e. 0.65) is classical for GCMs. It is a pretty high value for studies of snowball Earth ([Abbot et al., 2011](#)), making our results concerning cold climates pretty robust.

The transport of sea ice is not taken into account. This has a small impact for the present-day conditions, but it may be more important for different conditions (e.g. a colder climate with more sea ice) (Lewis et al., 2003).

### 3.3 Model verification on modern Earth

#### 3.3.a Simulation of the modern Earth

Before starting to investigate Earth's early climates, it is important to check the model's performance by simulating the present Earth. For verification, we compare the simulations we get with NCEP/NCAR reanalysis ([www.esrl.noaa.gov/psd/data](http://www.esrl.noaa.gov/psd/data)).

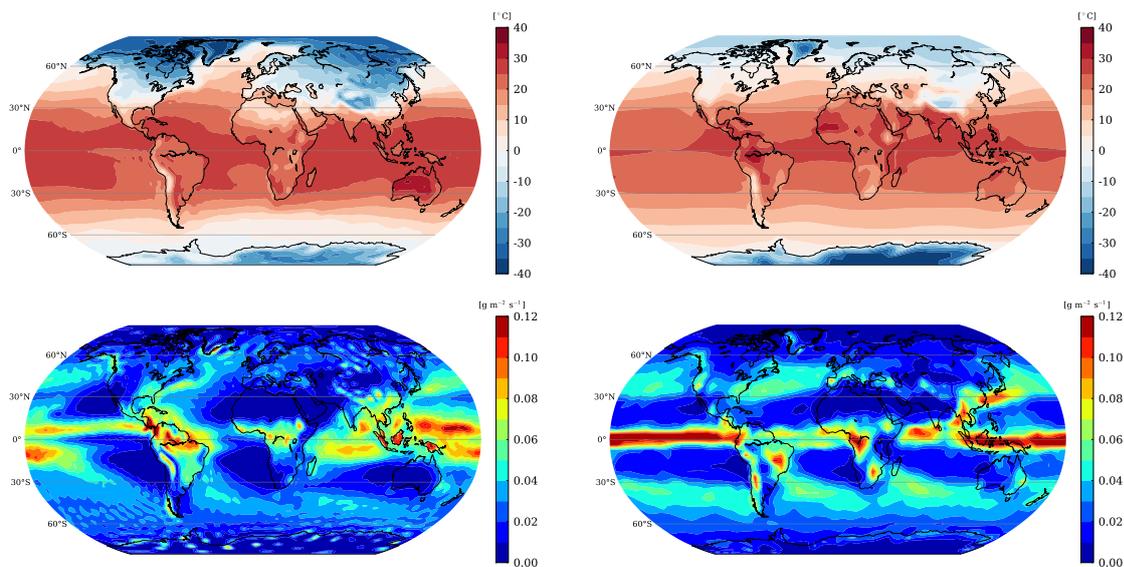
We use 360x180 resolution maps for topography and ground albedo which are interpolated on the GCM grid. The average surface pressure is 1013 mbars, so a little higher than the reality because of the topography. Yet, the impact of this small change is negligible.

The atmosphere is composed of N<sub>2</sub> with CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> at present-day levels (0.375 mbar of CO<sub>2</sub> and  $1.75 \times 10^{-3}$  mbar of CH<sub>4</sub>). We do not include O<sub>2</sub> and ozone for simplicity in the radiative transfer calculation. The absence of O<sub>2</sub> has no strong impact (changes in Rayleigh scattering and heat capacity are small). The absence of ozone implies the absence of a temperature inversion in the stratosphere. The consequences of this assumption are discussed briefly in the next section. As far as astronomical parameters are concerned, we use the present-day obliquity (23.44°), eccentricity (0.0167) and solar constant (1366 W/m<sup>2</sup>).

In our Earth-like simulation, we find an average surface temperature of 14.9°C (compared to 15.0°C in NCEP reanalyzes) and an average planetary albedo of 0.36 (compared to 0.33). This higher albedo in our model is due to a higher amount of clouds produced at the Inter-Tropical Convergence Zone (ITCZ) and the absence of ozone, which decreases solar atmospheric absorption and increases the higher clouds (see next paragraph). Since higher clouds are enhanced, their greenhouse effect increases and compensates the albedo cooling. Thus the surface temperature is not affected much. The top panel in figure 5.4 shows the annual average surface temperature simulated by our model and from the NCEP/NCAR reanalysis. The tropical seas are a little colder (0.8°C colder at the equator and 1.9°C over all the tropics) in our model and the northern polar regions are warmer (15°C warmer). Therefore, our GCM produces higher temperatures at high latitudes, maybe due to too strong a meridional transport or a cloud effect. In the northern polar region, this is strongly amplified by sea ice which disappears in summer. If the sea ice was still present in summer, the temperatures would be far lower as in the southern hemisphere. Our model also produces a colder western Pacific warm pool. The difference of sea surface temperature is around 2-3°C between western and eastern Pacific at the equator, thus less than the ~5°C observed.

The bottom panel in figure 5.4 shows the annual average precipitation simulated by our model and from the NCEP/NCAR reanalysis. Our model produces too much precipitation over the ITCZ in Pacific Ocean. This is certainly due to our moist convection scheme, as explained in Frierson (2007). The precipitation over the tropics and mid-latitudes is accurate with rain over Amazonia and very little rain over the Saharan and Arabian deserts.

To conclude, the temperatures and precipitations are globally close to the NCEP/NCAR



**FIGURE 5.4** – Annually averaged surface temperature (top) and precipitation (bottom) on the Earth from NCEP/NCAR reanalysis (left) and from our GCM (right).

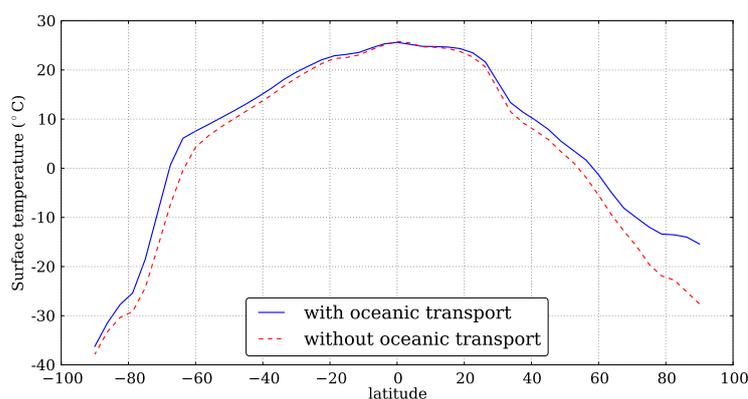
reanalysis. Even if our model does not reproduce perfectly the latitudinal gradient and regional temperatures, it simulates the terrestrial climate with sufficient accuracy for the goals of this study (i.e. to simulate global climates, 3D effects and good trends for paleoclimates). Indeed, having prognostic equations for the cloud properties and distribution, the predictive capability of 3D models is enhanced when compared to 1D models, even when looking only at the global scale.

### 3.3.b Effect of the ozone and the oceanic transport

The present ozone layer absorbs around  $7 \text{ W/m}^2$  of the solar flux at UV wavelengths, producing the stratospheric thermal inversion. This absorption tends to cool the surface but it is compensated by the greenhouse effect of the ozone. For radiative-convective models, the presence of ozone yields a warming of the surface (Francois and Gerard, 1988). The presence of ozone impacts the tropospheric dynamics (Kiehl and Boville, 1988), and also leads to a warmer higher troposphere, which could result in a decrease of the amount of cirrus clouds, reducing their greenhouse effect (Jenkins, 1995). If ozone is added, both effects (the increase of solar atmospheric absorption and the decrease of amount of higher clouds) should decrease the planetary albedo without changing surface temperature very much. This should partially explain the bias for the albedo in our model.

Other 3D simulations with and without ozone will be required to estimate precisely the impact of ozone.

The heat transport by the ocean can impact the mean global surface temperature. Under present-day conditions, the oceanic transport limits the spreading of sea ice and thus the ice-albedo feedback. This leads to a global warming of the Earth. Figure 5.5 shows the effect of the oceanic transport for Earth. Without oceanic transport, sea ice cover rises, yielding a



**FIGURE 5.5** – Zonally averaged surface temperature on the modern Earth with (blue) and without (red) oceanic transport.

decrease of  $\sim 2^{\circ}\text{C}$  for the mean surface temperature and a decrease of  $12^{\circ}\text{C}$  at the northern pole. Thus, the oceanic transport has a moderate impact in our model.

### 3.4 Simulation of the Archean Earth

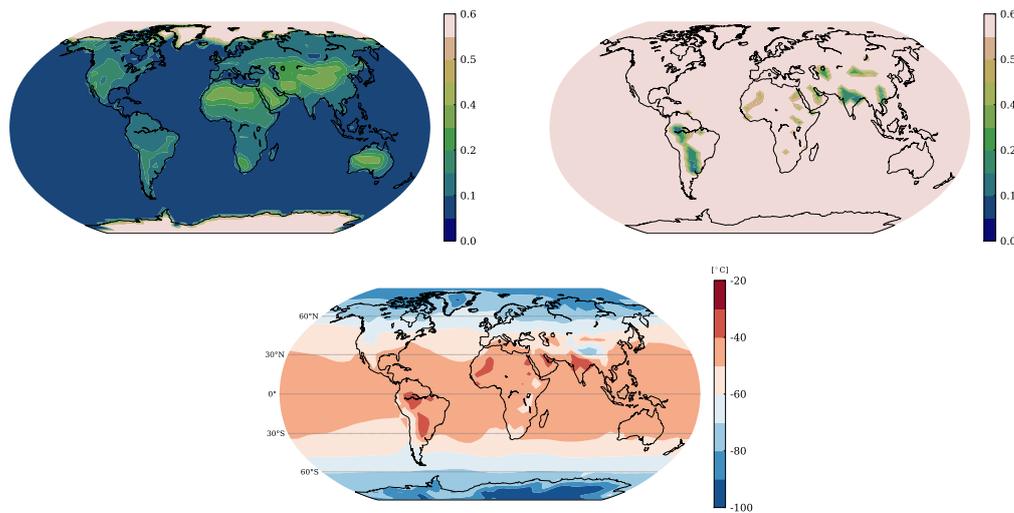
In this section, we apply our model to the Archean Earth under a fainter Sun. We explore the effects of land distribution and greenhouse gases over the whole duration of the Archean.

#### 3.4.a Testing the faint young Sun problem

First, we ran the model with the present-day continents and atmosphere under a 20% weaker Sun (corresponding to the Sun 3 Ga ago) to illustrate the faint young Sun problem. Figure 5.6 shows the resulting glaciation with the spreading of sea ice from the polar region to the equator. A full "snowball Earth" is produced after only 23 years. The equilibrium mean surface temperature is  $-54^{\circ}\text{C}$ . Moreover, if we reset the solar insolation to its modern value, the Earth does not exit from the snowball state and remains entirely frozen.

#### 3.4.b Choice of land distribution, greenhouse gases and solar irradiances

The fraction of the Earth covered by land was different during the Archean than at the present time. The continental crust volume was lower and has increased during the Archean (Belousova et al., 2010; Dhuime et al., 2012). Thermal modeling and hypsometry indicate that most continents were flooded throughout the Archean (Flament et al., 2008). In addition, the ocean volume may have been up to 25% greater than today (Pope et al., 2012). Thus, it is realistic to believe that the fraction of emerged land was low. Lands could have emerged essentially at the end of the Archean (Flament et al., 2008). This has been suggested as the key element triggering the Great Oxidation Event, associated with the change in the oxidation state of volcanic gases transiting from submarine to aerial volcanism (Kump and Barley, 2008; Gaillard et al., 2011). In this study, we consider three periods of the Archean for which



**FIGURE 5.6** – Surface albedo at the beginning (top left) and after 23 years (top right) of simulation of the present-day Earth under a 20% weaker Sun and leading to a full snowball Earth. The bottom panel corresponds to mean surface temperature after 23 years of simulation.

we run simulations : the beginning at 3.8 Ga, the middle at 3 Ga and the end at 2.5 Ga. For simplicity, we make the hypothesis that land appears after 3 Ga and that there was little land before. Thus we run the model with no land for 3.8 and 3 Ga and with a flat equatorial super-continent covering 20 % of the Earth at 2.5 Ga. An equatorial super-continent is the ideal case to keep ice-free land. If ice-free land cannot be maintained with a super-continent at the equator, then it would be the same at any location. The boundaries of the super-continent are  $\pm 38^\circ$  in latitude and  $\pm 56^\circ$  in longitude, and the altitude is zero for simplicity. The albedo of Archean land is unknown. We have chosen an albedo of 0.3, which is relatively large even for a surface without vegetation (for comparison, the Moon's albedo is under 0.15). This maximizes the cooling effect of land and gives us robust conclusions concerning the impact of land distribution. We discuss this in the next section.

Concerning the atmosphere, most of the simulations are performed with one of the following 3 atmospheric compositions :

- Composition A : a low level of  $\text{CO}_2$  (0.9 mbar of  $\text{CO}_2$  and  $\text{CH}_4$ ) corresponding to the composition from [Rosing et al. \(2010\)](#)
- Composition B : an intermediate level of  $\text{CO}_2$  (10 mbars of  $\text{CO}_2$  and 2 mbars of  $\text{CH}_4$ ) corresponding approximately to the maximal amount of  $\text{CO}_2$  and  $\text{CH}_4$  consistent with the geological constraints at the end of the Archean (see introduction)
- Composition C : a high level of  $\text{CO}_2$  (0.1 bar of  $\text{CO}_2$  and 2 mbars of  $\text{CH}_4$ )

Composition A and B could lead to the formation of organic hazes, yet we ignore their impact. The mean surface pressure is taken equal to 1 bar for simplicity in all cases, so completing the rest of the atmosphere with  $\text{N}_2$ . Hence, we use a partial pressure of  $\text{N}_2$  higher than today (0.8 bar). This may have been the case, yet the impact of 0.2 additional bar of  $\text{N}_2$

remains limited (see section 5.2.).

Concerning the astronomical parameters, we used the present-day obliquity but no eccentricity for the orbit. The solar luminosity  $L$  of the Archean Sun has been fixed in our simulation by the formula of [Gough \(1981\)](#) :

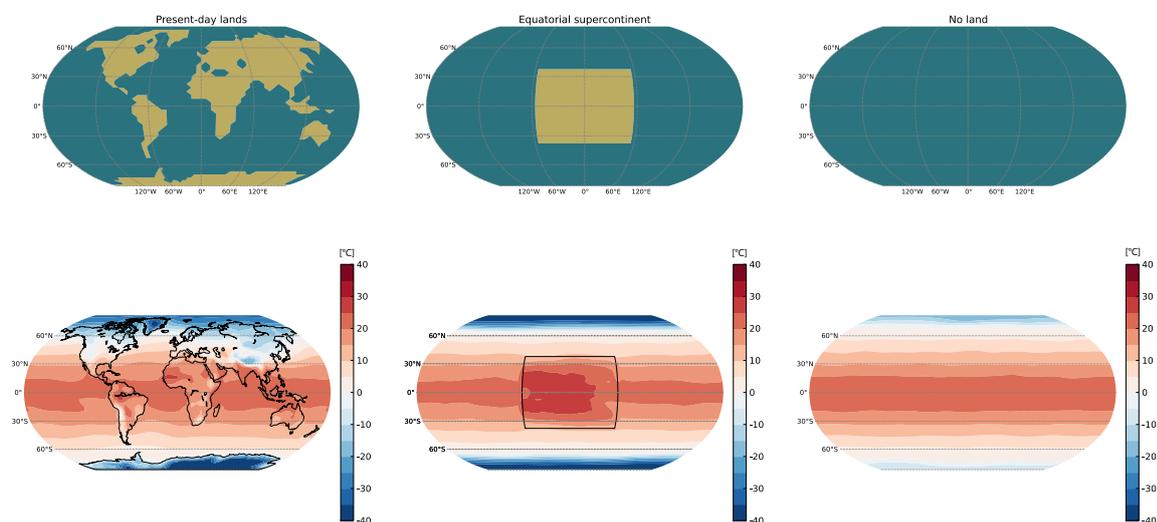
$$L(t) = \left[ 1 + \frac{2}{5} \left( 1 - \frac{t}{t_{\odot}} \right) \right]^{-1} L_{\odot} \quad (5.12)$$

where  $t$  is the time before today,  $t_{\odot}=4.57$  Gyr is the age of the solar system and  $L_{\odot}=3.85 \times 10^{26}$  W is the modern solar luminosity. If we use a solar constant of  $1366 \text{ W/m}^2$  for the modern Sun, we get a solar constant for the Archean Sun of 1120.8, 1081.9 and  $1025.1 \text{ W/m}^2$  at 2.5, 3 and 3.8 Ga respectively.

### 3.4.c Effect of lands

According to 1D models, in the absence of organic haze, composition B is sufficient to get a temperate climate at 2.8 Ga ([Haqq-Misra et al., 2008](#)). Therefore, we chose this composition to assess the influence of emerged land at the end of the Archean at 2.5 Ga. Figure 5.7 shows the annually averaged surface temperatures obtained with either present-day land, the equatorial super-continent or no land. We get a mean surface temperature of  $10.5^{\circ}\text{C}$  with present-day land,  $11.6^{\circ}\text{C}$  with the equatorial supercontinent and  $13.8^{\circ}\text{C}$  with no land (see table 5.1). In all cases, we get colder climates than today. For the present-day land, we get more continental ice at high latitudes. Although no traces of glaciation have been observed for most of the Archean, that could be acceptable given the few data available and the impossibility of determining their latitudes. In the simulation with the supercontinent, we get a desert climate with very little precipitation and warm temperatures on the continent. This case would be consistent with the absence of glaciation for most of the Archean ([Kasting and Ono, 2006](#)). For the Earth with no land, we get a warmer ocean than in the other cases and less sea ice at the poles. We can conclude that land, regardless of its location, has a limited impact on the mean surface temperature. The removal of all land compared to present-day leads to a global warming of  $3.3^{\circ}\text{C}$  (see table 5.1). The mean tropical oceanic temperature is even less affected (a difference of less than  $1.5^{\circ}\text{C}$ ). We found a planetary albedo of 0.34 with present-day land and 0.33 for the supercontinent and no land. The removal of land produces a radiative forcing of  $\sim 10 \text{ W/m}^2$  for present-day land and only  $\sim 2 \text{ W/m}^2$  for the supercontinent. Thus the planetary albedo is approximately the same with the equatorial supercontinent than with no land, even assuming a high ground albedo of 0.3.

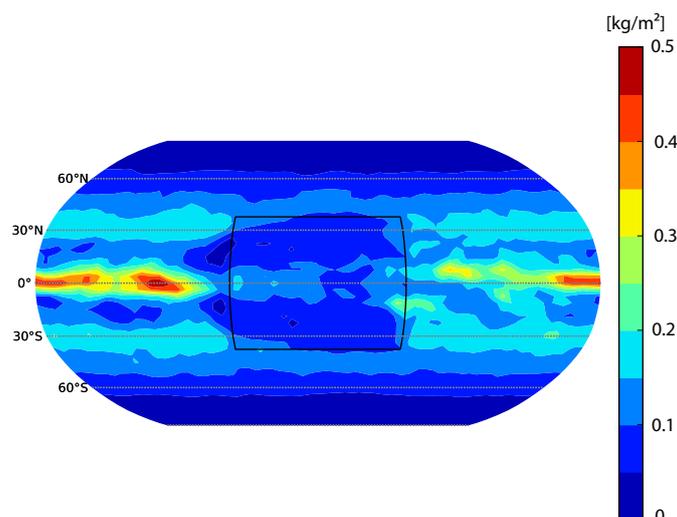
Contrary to what was deduced from 1D models ([Rosing et al., 2010](#)), the presence of land, not covered with ice, does not necessary increase the planetary albedo. There are generally less clouds over lands than over oceans. This is observed on the present-day Earth with less clouds in the northern hemisphere than in the southern hemisphere, and this is clear in our simulations in the case of the supercontinent. Figure 5.8 shows the lack of clouds over the supercontinent. This is caused by the lower evaporation over lands and the subsidence zones forming over them. Yet, even with a similar planetary albedo, the absence of land leads to a higher mean surface temperature owing to the larger amount of water vapor in



**FIGURE 5.7** – Continents (top) and mean surface temperature (bottom) for present-day lands (left), an equatorial supercontinent (middle) and no land at 2.5 Ga (atmospheric composition : 10 mb of CO<sub>2</sub> and 2 mb of CH<sub>4</sub>).

Land distribution	Mean surface temperature	Tropical oceanic temperature	Planetary albedo	Precipitable water	Condensed water
Modern Earth (present Sun)	14.8° C	23.7° C	0.36	18.15 kg/m <sup>2</sup>	0.16 kg/m <sup>2</sup>
Present-day land	10.5° C	20.0° C	0.34	14 kg/m <sup>2</sup>	0.135 kg/m <sup>2</sup>
Equatorial supercontinent	11.6° C	19.4° C	0.33	13.2 kg/m <sup>2</sup>	0.12 kg/m <sup>2</sup>
No land	13.8° C	20.8° C	0.33	16 kg/m <sup>2</sup>	0.15 kg/m <sup>2</sup>

**TABLE 5.1**



**FIGURE 5.8** – Column of condensed water (liquid and icy clouds) with an equatorial supercontinent at 2.5 Ga (atmospheric composition : 10 mb of CO<sub>2</sub> and 2 mb of CH<sub>4</sub>).

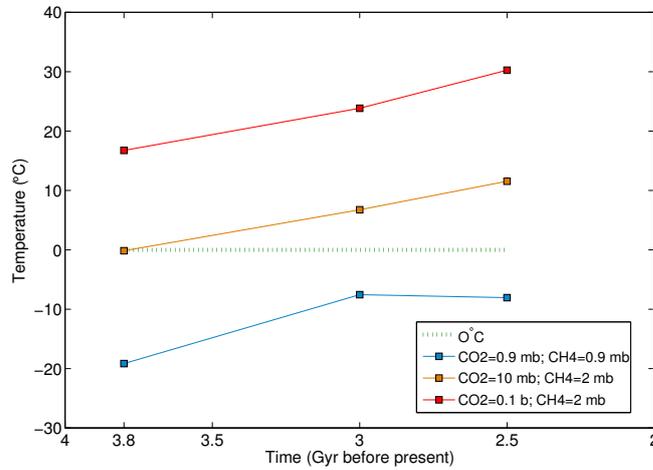
the atmosphere resulting from more evaporation (see table 5.1). This larger amount of water vapor also enhanced transport of energy to the poles which become warmer (compare surface temperatures for the case with the supercontinent and the case with no land in Figure 5.7).

#### 3.4.d Effect of greenhouse gases

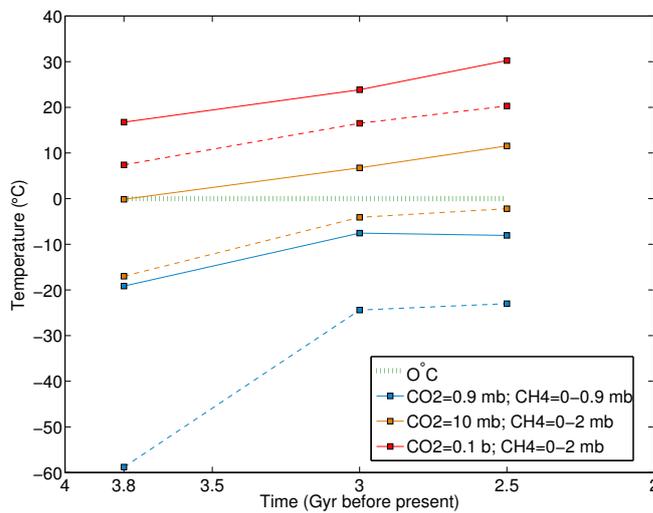
Figure 5.9 shows the mean surface temperature obtained with our model throughout the Archean with the three atmospheric compositions defined previously. The simulations have been run with the hypothesis for lands from section 4.3., so no land at 3.8 and 3 Ga, and a supercontinent at 2.5 Ga. Composition B, which gives climates close to the present-day for the end of the Archean, is clearly not sufficient to get temperate climates at the beginning of the Archean (mean surface temperature around 0°C at 3.8 Ga). A stronger greenhouse effect is required. Composition C, with 0.1 bar of CO<sub>2</sub>, allows for a temperate climate, even warmer than today, in the early Archean (mean surface temperature around 17°C at 3.8 Ga). Composition A yields mean surface temperature below the freezing point and will be studied in the next section.

At 2.5 Ga, the lack of methane produces a cooling of 10°C for composition C and 14°C with a mean surface temperature of -2.2°C for composition B (Figure 5.10).

These results provide new estimates for the composition of Archean atmosphere. If the climate was temperate (mean surface temperature between 10°C and 20°C) and if no other warming process was present, a minimum of 0.1 bar (0.01 bar) of CO<sub>2</sub> with CH<sub>4</sub> at the beginning (the end) of the Archean should have been present in the atmosphere, according to our simulations. Such amounts of CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> remain acceptable given the current geological constraints and are consistent with amounts determined by 1D models (Haqq-Misra et al., 2008; Kasting and Howard, 2006). The presence of methane allows a temperate cli-



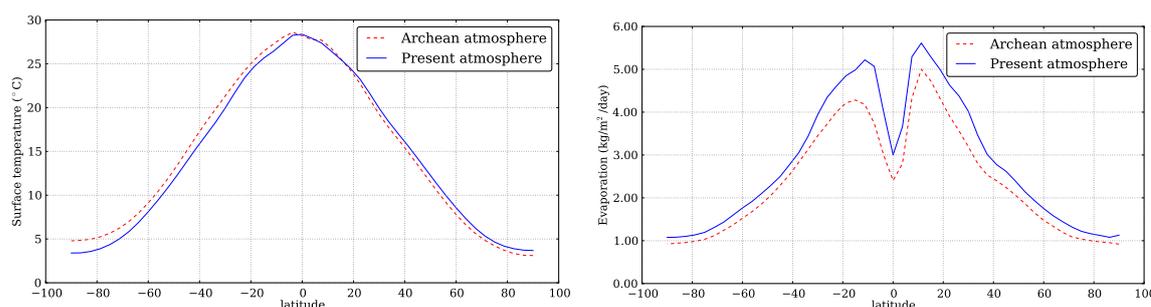
**FIGURE 5.9** – Mean surface temperature during the Archean with 0.9 mb of CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> (red line), 10 mb of CO<sub>2</sub> and 2 mb of CH<sub>4</sub> (orange line), and 0.1 bar of CO<sub>2</sub> and 2 mb of CH<sub>4</sub> (red line). Dotted green line corresponds to the freezing point of water.



**FIGURE 5.10** – Same as figure 6. Dashed lines correspond to atmospheric composition without methane

Case	Mean surface temperature	Planetary albedo	Condensed water	Precipitation
Aqua-planet (present Sun)	19° C	0.36	0.19 kg/m <sup>2</sup>	4.0e-5 kg/m <sup>2</sup> /s
Earth at 3.8 Ga	18.7° C	0.30	0.16 kg/m <sup>2</sup>	3.4e-5 kg/m <sup>2</sup> /s

TABLE 5.2



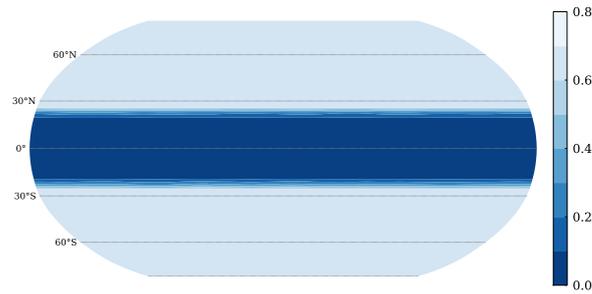
**FIGURE 5.11** – Zonally averaged surface temperature (left) and evaporation rate (right) for an aqua-planet with present-day atmospheric composition and Sun (red) and for an aqua-planet with 0.1 bar of CO<sub>2</sub>, 2 mb of CH<sub>4</sub> and the archean Sun at 3.8 Ga (red).

mate in the absence of haze cooling effect. If methane was present in large quantities (around 2 mbars) at the end of the Archean, the oxidation of the atmosphere in the early Proterozoic and the destruction of methane would have produced a strong glaciation with a mean surface temperature possibly below the freezing point, but not necessarily a full glaciation (see next section). This scenario could explain the evidence for glaciation in the early Proterozoic (Kasting and Ono, 2006).

To better understand the differences between the present-day climate and the archean climates, we need to compare simple cases (with no land) with the same mean surface temperature. Thus, we ran the model for an aqua-planet with the modern atmospheric composition and solar irradiance. This case has approximately the same mean surface temperature as the Earth at 3.8 Ga (still no land) with the atmospheric composition C (see table 5.2 and Figure 5.11). The comparison between the two emphasizes the key characteristics of archean climates, with reduced Sun and enhanced greenhouse effect.

Our simulations predict a strong decrease in the planetary albedo for the Archean Earth (passing from 0.36 to 0.3 in table 5.2). This occurs for two reasons. First, the enhancement of greenhouse gases, in particular methane, increases the shortwave solar radiation absorbed by the atmosphere. ~25% of the incoming solar flux is absorbed by the atmosphere for the Earth at 3.8 Ga with composition C versus 19% for modern Earth. It contributes to approximately half the decrease in the planetary albedo and warms the planet.

Second, the lower solar radiation absorbed by the oceans leads to less clouds. The hydrological cycle is weakened with less evaporation across the planet (see Figure 5.11). Less clouds are produced (both lower and higher clouds), thereby reducing the planetary albedo.



**FIGURE 5.12** – Surface albedo at 3 Ga with no land (atmospheric composition : 0.9 mb of  $\text{CO}_2$  and no  $\text{CH}_4$ ).

The column mass of clouds is reduced by  $\sim 16\%$  and the cloud cover by  $\sim 10\%$ . This tends to globally warm the planet. Precipitation is also reduced by  $\sim 15\%$ , which would diminish a little the weathering for the Archean Earth.

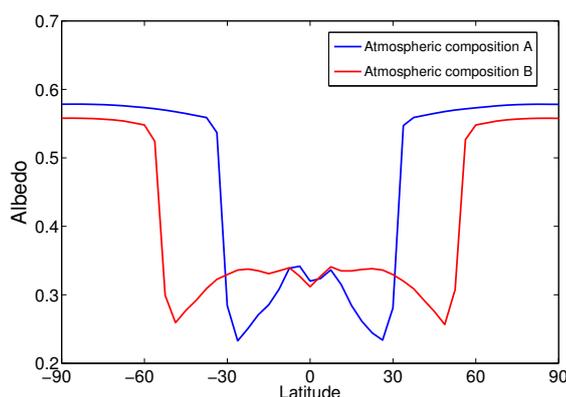
These differences (warmer poles, a reduced planetary albedo, less clouds and precipitation) are very general and have to appear in any temperate climate of the early Earth.

### 3.4.e Case of a cold climate

Here, we provide more details on the Archean climates for which the mean surface temperature is below the freezing point. That corresponds to very cold climates with the atmospheric composition B without methane, and composition A with or without methane (Figure 5.10). According to 1D models, all these cases should correspond to a full glaciation, while in our simulations, only composition A without methane at 3.8 Ga produces a full snowball Earth. The mean surface temperature can be as low as  $-25^\circ\text{C}$  keeping an ice-free waterbelt at the equator (see figure 5.12). The sea ice can spread down to  $25^\circ$  N/S without triggering the runaway glaciation. In the coldest case that is not fully frozen (0.9 mbar of  $\text{CO}_2$  at 3 Ga), the polar temperatures vary between  $-45^\circ\text{C}$  and  $-95^\circ\text{C}$  and the equatorial oceanic temperature is around  $6^\circ\text{C}$ .

In our simulations, we notice a decrease of the albedo above the waterbelt. In a cold climate, the humidity decreases, leading to thinner clouds and hence a lower albedo. This process appears particularly efficient close to the frozen line. The latter corresponds to a cloud-free zone of subsidence. The closer the frozen line goes to the equator, the more the albedo of the tropics decreases. Since this region receives 50% of Earth's solar insolation, a powerful cloud-albedo feedback counteracts the ice-albedo feedback and stops the glaciation. Figure 5.13 shows the albedo for two cold climates at 3.8 Ga, the first with atmospheric composition A (mean surface temperature= $-18^\circ\text{C}$ ) and the second with atmospheric composition B (mean surface temperature= $0^\circ\text{C}$ ). In the coldest case, the albedo is reduced by 31% corresponding to 30 additional  $\text{W}/\text{m}^2$  absorbed by the ocean at  $25^\circ$  N/S, close to the freezing line.

Thus our model shows that, while a full snowball Earth is reached with present-day atmospheric composition (see subsection 4.1.), the Earth appears very resistant to full glacia-



**FIGURE 5.13** – Top of the atmosphere albedo at 3.8 Ga with no land with the atmospheric composition A (blue) and B (red).

tion if it has a sufficient amount of greenhouse gases (0.9 mbar of  $\text{CO}_2$  and  $\text{CH}_4$  or even without  $\text{CH}_4$  after 3 Ga) thanks to the cloud feedback. Simulations with a coupled climate/ice-sheet model, considering a cloud feedback similar to ours, have also shown that equatorial waterbelts can be maintained under cold climates providing a solution to the Neo-Proterozoic glaciations and keeping a refugium for multicellular animals (Hyde et al., 2000).

Our GCM is rather simplified, especially as far as the ocean is concerned. Our oceanic model includes diffusion and Ekman transport for heat but no transport of oceanic ice. Lewis et al. (2003) showed that winds, through Ekman transport, could advect sea ice close to the equator helping to trigger the full glaciation. Kienert et al. (2012) gets the exact opposite result to ours. They found a strong sensitivity of full glaciation to the ice-albedo feedback. In their model, 0.4 bar of  $\text{CO}_2$  is required to avoid a full glaciation. This is far larger than with 1D models or than with our model where 0.9 mbar of  $\text{CO}_2$  are sufficient to avoid full glaciation and 0.1 bar of  $\text{CO}_2$  yields a warmer climate than today. However, while Kienert et al. (2012) use a full oceanic general circulation model, they use a highly simplified atmospheric model with parametrizations of meridional transport. This approach used by these authors does not include cloud feedback effects on their simulated climate.

Thus, studies with other GCMs and in particular GCMs coupled to full oceanic models will be required to estimate more accurately the limit of runaway glaciation for the Archean Earth. But it is still probable that the Earth could have kept waterbelts with a mean surface temperature below  $0^\circ\text{C}$  and with a low amount of greenhouse gases, which mitigates the faint young Sun problem.

### 3.5 Additional warming processes

In the previous section, we explored conditions for a temperate climate, by changing only the land distribution and the atmospheric composition. However, it appears difficult to reach or exceed the present-day temperatures with the geological constraints on greenhouse gas partial pressure. Other mechanisms such as the microphysics of clouds, the atmospheric

pressure, or Earth's rotation rate have been suggested to warm the early Earth. In this section, we study these additional warming processes with our 3D model.

### 3.5.a Effect of the cloud droplet size

Clouds have a strong impact on the terrestrial radiative budget and a change in their cover or thickness could have had an important effect for the climate of the early Earth (Goldblatt and Zahnle, 2011a). We will focus on the lower clouds, which have a strong impact on the quantity of shortwave radiation arriving on the surface. The removal of all lower clouds compared to the present-day cover would lead to a radiative forcing of  $25\text{W/m}^2$  (Goldblatt and Zahnle, 2011a), i.e. about half of the deficit of radiative forcing due to the weaker Sun during the late Archean. The quantity of cloud condensation nuclei (CCN) is an important factor for cloud microphysics and can control the size of cloud droplets. For the same mass of condensed water, larger amounts of CCN leads to smaller droplets. On the modern Earth an important fraction of the total amount of CCN comes from biomass burning and human-generated pollution. These anthropic aerosols are more concentrated over land, leading to a smaller cloud droplet radius over land (6-10  $\mu\text{m}$ ) than over ocean (10-14  $\mu\text{m}$ ) (Breon et al., 2002).

On the prehuman Earth, the quantity of CCNs should have been controlled by biological activity (Andreae, 2007), particularly from the dimethylsulfide by algae and biological particles (including pollen, microbes, and plant debris). Variations of those biological emissions of CCN could have had an impact on the climate, because a reduction of the amount of CCN lead to thinner clouds and so to a lower planetary albedo. That has been suggested to be an explanation of the warm climates of Cretaceous (Kump and Pollard, 2008). During the Archean, those biological emissions should have been strongly reduced, which should have led to an important warming (Rosing et al., 2010). Rosing et al. (2010) suggested that the cloud droplet radius could have reached 17  $\mu\text{m}$  or larger, leading, for their 1D model, to a radiative forcing of  $22\text{W/m}^2$  and a warming of about  $+10^\circ\text{C}$ . The possibility of reaching such large radii has been debated (Goldblatt and Zahnle, 2011b,a) along with the radiative forcing, because of the large uncertainty on the evolution of the precipitation rate with droplet radius.

The visible optical depth of water clouds is given by (Sanchez-Lavega, 2011) :

$$\tau = \frac{3}{2} \frac{w}{\rho r_e} \quad (5.13)$$

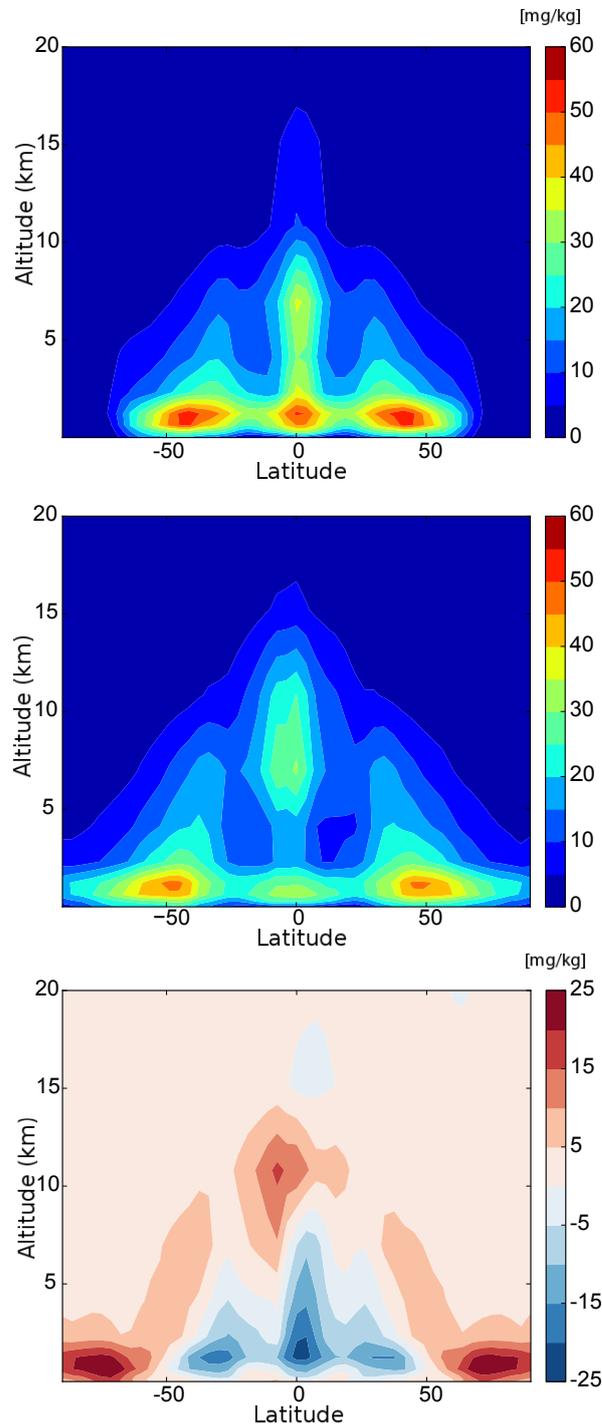
where  $w$  is the column of liquid water (mass per unit area within the cloud),  $\rho$  is the volumic mass of water and  $r_e$  is the effective radius of the cloud droplets. Thus larger cloud droplets lead to a lower optical depth in two ways. First, by directly increasing  $r_e$  (Twomey effect) (Twomey, 1977), and second, by decreasing  $w$  due to enhanced precipitation at larger radius (Albrecht effect) (Albrecht, 1989). The first way is very robust while the second is very unclear. Larger droplets should naturally increase precipitation, due to larger cross sections of collisions between droplets yielding a larger autoconversion into raindrops (Boucher et al., 1995). However, the magnitude of this increase in precipitation is not well known. Moreover, unclear feedbacks could occur, limiting this effect. For instance, precipitation changes

the number of CCN locally and hence the radius of droplets. Moreover, a change in clouds impacts surface wind speeds and thus the emission of CCN. Such subtle feedbacks are not taken into account in GCMs, which use fixed radii or fixed amounts of CCN, and simplified parametrization for rain. This remains an open question.

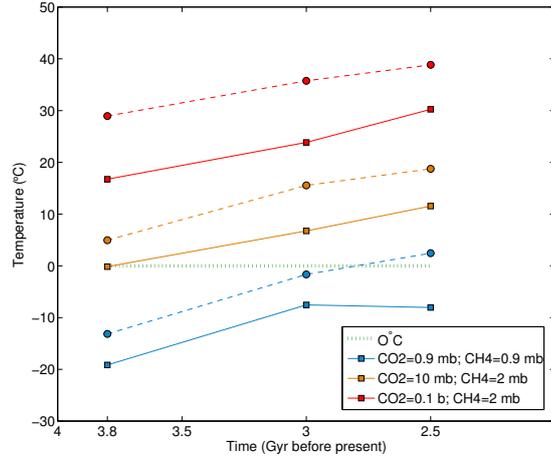
Parametrizations of enhanced rain-out vary from proportional to  $r/r_0$  to proportional to  $(r/r_0)^{5.37}$  (Kump and Pollard, 2008; Penner et al., 2006; Goldblatt and Zahnle, 2011b). Kump and Pollard (2008) and Rosing et al. (2010) used an exponent 3, an intermediate value. In our model, we use an exponent 1. This value is in the lower range compared to the literature. However, we believe using a physically-based parameterization such as Boucher et al. (1995) (see equation (5.3)) is important to get robust results. That is why we take it as a reference. A comparison using our model with different exponents is given later.

Here, we compare simulations with the radius for liquid clouds fixed at  $17\ \mu\text{m}$  to simulations with the radius fixed at  $12\ \mu\text{m}$  (present-day value used before). Figure 5.14 shows the mixing ratio of water condensed in the atmosphere (i.e. the mass of cloud per mass of air) at 2.5 Ga with the atmospheric composition B for both radii, and the difference between both. There are less lower clouds (i.e. lower than 5 km) for low and mid latitudes in the case of  $17\ \mu\text{m}$  due to the increase in precipitation rate. There are more lower clouds at high latitudes and more higher clouds (i.e. higher than 5 km) at low and mid latitudes. This is due to the warmer surface and to the Hadley cell, which extends deeper in the troposphere. We find a reduction by 10 to 20 % of the amount of low and mid latitude lower clouds, in agreement with equation (5.3) to maintain the same precipitation rate. In the tropics (i.e. latitudes between  $30^\circ\text{N}$  and  $30^\circ\text{S}$ ), the mean optical depth of clouds decreases by around 30% (from 37.2 to 26.9). Because of the larger droplets and the lower amount of lower clouds, the net solar absorption increases by  $10.3\ \text{W/m}^2$  and the planetary albedo changes from 0.33 to 0.29. The mean surface temperature changes from  $11.6\ ^\circ\text{C}$  to  $18.8\ ^\circ\text{C}$  with the larger radius, which corresponds to a warming of  $+7.2^\circ\text{C}$ . Around  $4.8^\circ\text{C}$  of warming are due to the direct effect of larger droplets on optical depth (Twomey effect) and around  $2.4^\circ\text{C}$  of warming are due to the enhanced precipitations (Albrecht effect). We conclude that the first effect is dominant with our model (see next paragraph). Fig. 5.15 presents the mean surface temperature throughout the Archean for our 3 different atmospheric compositions and with radii of 12 and  $17\ \mu\text{m}$ . The warming for every case due to the larger droplets is significant, between  $+5^\circ\text{C}$  and  $+12^\circ\text{C}$ .

We now investigate the impact of the change in the exponent on the dependence of radius in the precipitation rate. Figure 5.16 shows the mean surface temperature for the late Archean with the atmospheric composition B, radius of  $17\ \mu\text{m}$  and the exponent varying from 0 to 5 for cold (atmospheric composition A) and temperate climates (atmospheric composition B). The warming is stronger starting from a cold climate owing to the higher climate sensitivity linked to the ice-albedo feedback under such conditions. Even with no change of the precipitation rate (exponent 0), the warming is significant (between  $+4.5^\circ\text{C}$  and  $+6^\circ\text{C}$ ). The warming obtained with the exponent 3 ( $\sim+10^\circ\text{C}$ ) is consistent with the model from Rosing et al. (2010). Yet, even with the highest exponent, which still remains rather unrealistic, we cannot reach present-day temperatures with the atmospheric composition A. This analysis



**FIGURE 5.14** – Zonally averaged mixing ratio (in mg/kg of air) of condensed water (liquid and icy clouds) at 2.5 Ga (atmospheric composition : 10 mb of CO<sub>2</sub> and 2 mb of CH<sub>4</sub>) for liquid droplet radius of 12 μm (top) and 17 μm (middle). The bottom panel is the difference between both (17 μm minus 12 μm).



**FIGURE 5.15** – Same as Figure 6 with liquid droplet radius of 12  $\mu\text{m}$  (fill lines) and 17  $\mu\text{m}$  (dashed lines).

also reveals that the Twomey effect is dominant for exponents lower than 3, and the Albrecht effect is dominant for exponents higher than 3.

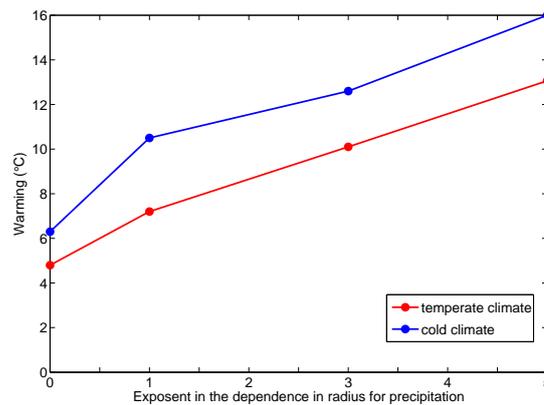
To conclude, larger cloud droplets produce a very efficient warming, even if a large uncertainty remains on the impact of cloud precipitation. That could have helped the Archean Earth to reach a temperate or warm climate but it is not sufficient, according to our model, to solve the faint young Sun problem alone. A significant amount of greenhouse gases is still required. Moreover, the possibility to have droplets reaching 17  $\mu\text{m}$  is still speculative.

### 3.5.b Effect of the atmospheric pressure

With the lack of oxygen, the  $\text{N}_2$  mixing ratio was probably larger in the Archean than it is presently, making nitrogen the main gas governing atmospheric pressure. Nitrogen is an inert gas with a negligible direct greenhouse effect in terrestrial conditions. However, an increase in atmospheric pressure reinforces the effect of other greenhouse gases through pressure broadening. In the troposphere, the temperature profile is globally often determined by the moist adiabatic lapse rate corresponding to the stability limit of air against moist convection. The moist adiabatic lapse rate given by (Sanchez-Lavega, 2011)

$$\Gamma_s = - \left( \frac{dT}{dz} \right)_s = \frac{g}{c_p} \left( \frac{1 + \frac{L_V x_S}{R_d T}}{1 + \frac{L_V^2 x_S}{c_p R_d T^2}} \right) \quad (5.14)$$

where  $g$  is the gravity,  $c_p$  is the heat capacity of dry air,  $L_V$  is the latent heat of vaporization of water,  $T$  is the temperature,  $R_d$  and  $R_v$  are the gas constants for dry air and water vapor  $x_S = \varepsilon \frac{P_{VS}(T)}{P}$  is the saturation mixing ratio where  $P_{VS}(T)$  is the saturation vapor pressure,  $P$  is the pressure and  $\varepsilon = M_w/M_d$  is the ratio of molar masses of water and dry air. An increase in the atmospheric pressure necessarily increases the moist adiabatic lapse rate (going closer



**FIGURE 5.16** – Warming produced by the increase of liquid droplet radius from 12 to 17  $\mu\text{m}$  as a function of the exponent  $n$  for the assumption that the precipitation rate is proportional to  $(r/r_0)^n$ . Simulations at 2.5 Ga with 10 mb of  $\text{CO}_2$  and 2 mb of  $\text{CH}_4$  (red), and 0.9 mb of  $\text{CO}_2$  and  $\text{CH}_4$  (blue).

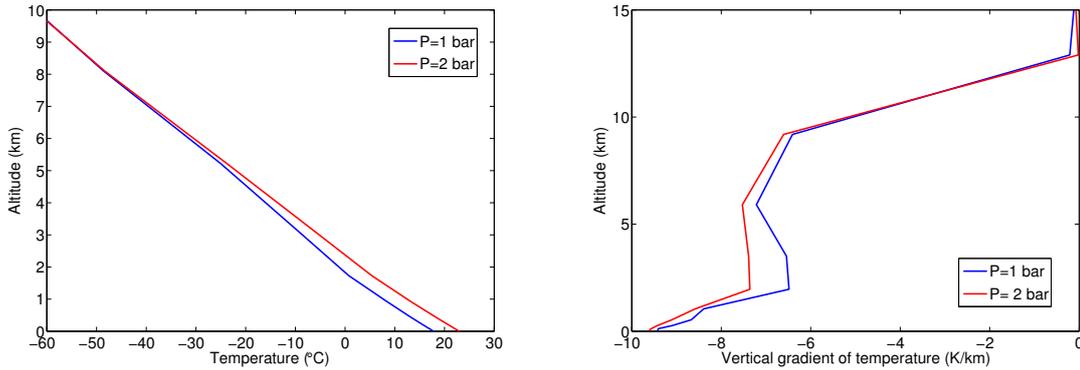
to the dry adiabatic lapse rate  $\frac{g}{c_p} = -9.8 \text{ K/km}$ ). This leads to an additional warming. In return, an increased pressure leads to enhanced Rayleigh scattering by the atmosphere, increasing the planetary albedo, and cooling the surface.

It has been suggested that the pressure was higher in the past (Goldblatt et al., 2009). The equivalent of about 2 bars of nitrogen is present in the Earth's mantle. That nitrogen was likely initially present in the atmosphere and later fixed by surface organisms and incorporated into the mantle by subduction. This is corroborated by the correlation between  $\text{N}_2$  and radiogenic  $^{40}\text{Ar}$  contrary to primordial  $^{36}\text{Ar}$  in bubbles in oceanic basalt (Goldblatt et al., 2009; Marty and Dauphas, 2003). Nitrogen fixation is biological and would have increased strongly with the appearance of photosynthetic life. That process would have led to a decrease of the amount of nitrogen in the atmosphere (Goldblatt et al., 2009).

Thus the partial pressure of nitrogen may have reached 2 to 3 bars during the Archean. According to 1D modeling, a doubling of the present-day atmospheric nitrogen amount could cause a warming of 4-5  $^\circ\text{C}$  (Goldblatt et al., 2009). The change in the moist adiabatic lapse rate impacts the formation of convective clouds, and hence the quantity of clouds in the atmosphere. Moreover, a higher atmospheric pressure impacts the transport of heat to poles. Neither are taken into account in 1D models.

We have run a simulation for the end of the Archean with the atmospheric composition B and 2 bars of nitrogen. Figure 5.17 illustrates the change in the atmospheric lapse rate. In the troposphere, the temperature lapse rate increases when pressure is doubled. However, we do not notice particular changes in clouds. With the atmospheric composition B we get a warming of +7 $^\circ\text{C}$  so 2-3 $^\circ\text{C}$  more than the warming obtained by Goldblatt et al. (2009). The difference is probably related to the higher amount of  $\text{CH}_4$  in our simulation (2 mb versus 0.1 mb). The accumulated effects of larger droplets and doubling pressure produce a warming of around 10.5 $^\circ\text{C}$ , less than the sum of both effects taken separately ( $\sim 14^\circ\text{C}$ ).

A higher surface pressure produces an efficient warming of the same magnitude as larger



**FIGURE 5.17** – Zonally averaged vertical temperature profiles (left) and temperature lapse rate (right) at the equator at 2.5 Ga (atmospheric composition : 10 mb of  $\text{CO}_2$  and 2 mb of  $\text{CH}_4$ ) with an atmospheric pressure of 1 bar (blue) and 2 bars (red).

droplets. Yet, an analysis of raindrop impact sizes suggest that the air density at 2.7 Ga was close to the modern value and limited to less than twice the modern value (Som et al., 2012). Thus, the surface pressure was probably close to 0.8-1 bar at the end of the Archean, even if up to 2 bars remain plausible. The pressure may have been higher at older periods, in particular at the beginning of the Archean. Yet recent data of nitrogen isotopes at 3.5 Ga (Marty et al., 2012) seems not go that way. This implies questions about when was the nitrogen incorporated into the mantle and by what means.

### 3.5.c Effect of the rotation rate

The Moon's tides produce friction which tends to slow down Earth's rotation. By conservation of angular momentum, the Moon tends to move away from Earth (Williams, 2000; Walker and Zahnle, 1986). Thus, the Earth was rotating faster in the past. Earth's rotation period is estimated to be around 14 hours at 4 Ga (Zahnle and Walker, 1987). A faster rotation rate impacts the climate by reducing the meridional transport (Stone, 1972; Hunt, 1979; Kuhn et al., 1989; Feulner, 2012). The meridional transport at mid-latitudes is mainly produced by baroclinic eddies, whose size is scaled to the Rossby deformation radius  $L_D$ , which is linked to the rotation rate  $\Omega$  by (Sanchez-Lavega, 2011)

$$L_D = \frac{N_B H}{f_0} \quad (5.15)$$

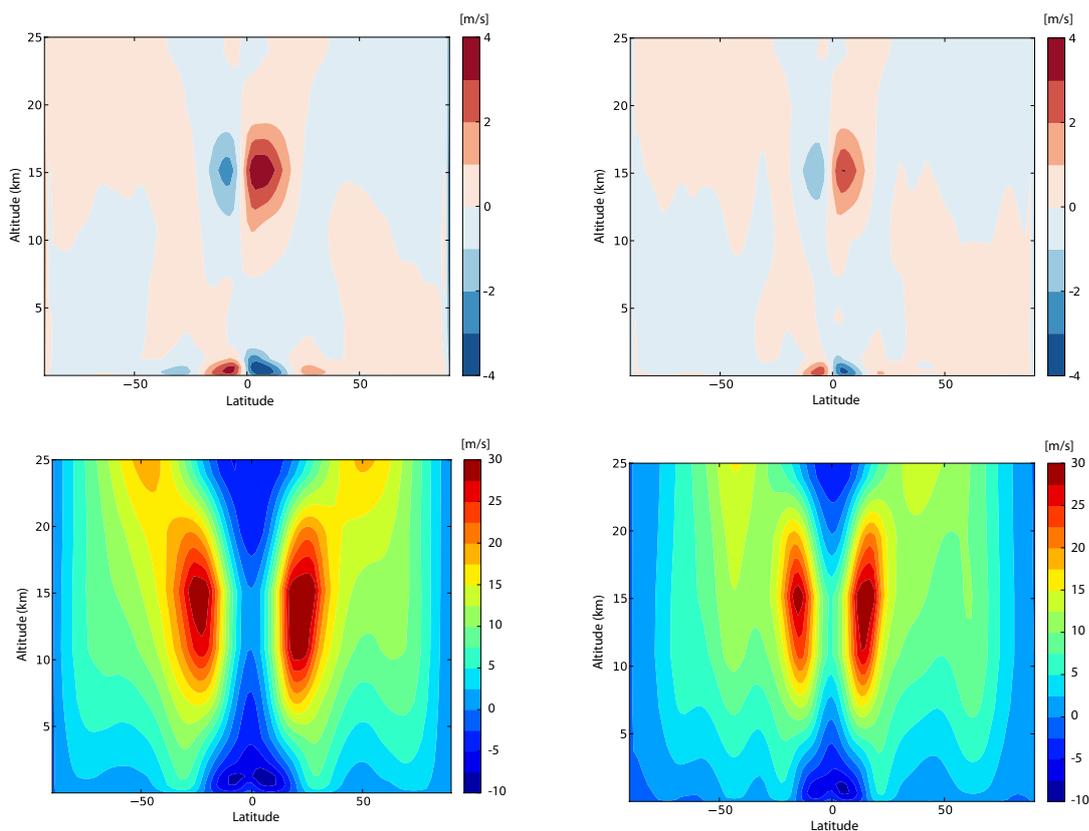
where  $N_B$  is the Brunt-Väisälä frequency,  $H$  is the scale height and  $f = 2\Omega \sin\phi$  (with  $\phi$  the latitude) is the Coriolis parameter.

A faster rotation rate limits the size of eddies, which decreases the efficiency of meridional transport. Under such conditions, the equator-pole thermal gradient is enhanced with a warmer equator and cooler poles.

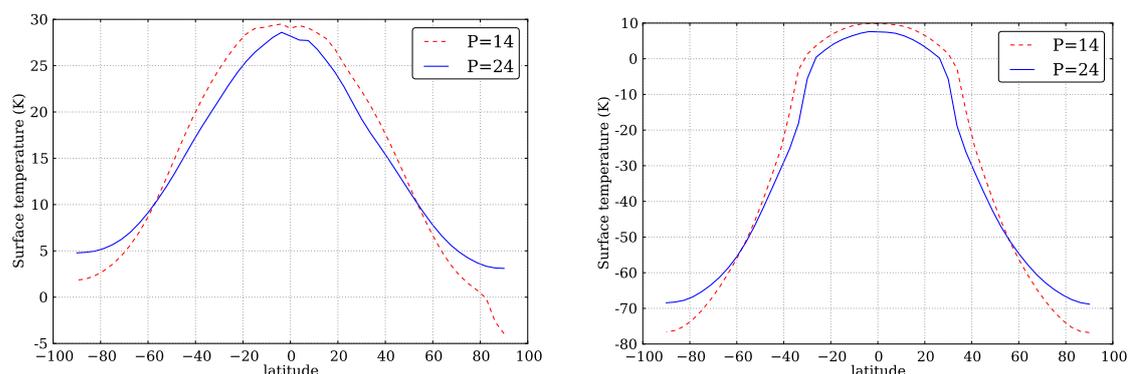
We ran the model at 3.8 Ga with a rotation rate of 14 hours for different conditions : a temperate, a warm and a cold climate. For the temperate climate (10 mb of  $\text{CO}_2$ , 2 mb of

CH<sub>4</sub> and droplet radius of 17 microns), we found a limited impact of the faster rotation rate. The mean surface temperature in the temperate climate is 1°C lower with the faster rotation rate, and sea ice is more extended, but no significant change in cloud covering and planetary albedo is observed. Figure 5.18 shows the winds for both rotation rates for the temperate climate. With the faster rotation rate, the latitudinal extension and the strength of the Hadley cells is reduced, and the jets are closer to the equator.

In contrast, for a cold and a warm climate (climate with no oceanic ice), a faster rotation rate produces a warming with our model. Figure 5.19 shows the surface temperature at 3.8 Ga for a warm and a cold climate with a rotation rate of either 24 or 14 hours. The mean surface temperature in the warm climate is 1.5°C higher with the faster rotation rate while the mean tropical oceanic temperature is around 2°C higher. Since no ice-albedo happens in this case, the mean temperature increases due to the water vapor feedback, which is enhanced in the tropics. In the case of a cold climate, the faster rotation and the reduced meridional transport limit the propagation of sea ice to the equator since the removal of heat from the tropics is less efficient. Waterbelts are larger (Figure 5.19) and the triggering of full glaciation is weakened. To summarize, the rotation rate seems to have a very limited impact on the climate of the early Earth. The only notable impact is to make a full glaciation a little bit more difficult.



**FIGURE 5.18** – Zonally averaged meridional (top) and zonal (bottom) winds for a rotation period of 24 hours (left) or 14 hours (right). Simulations at 3.8 Ga with 10 mb of CO<sub>2</sub>, 2 mb of CH<sub>4</sub> and droplet radius of 17 μm.



**FIGURE 5.19** – Zonally-averaged surface temperature at 3.8 Ga with 100 mb of CO<sub>2</sub>, 2 mb of CH<sub>4</sub> (left), and 0.9 mb of CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> (right). The rotation period is either 14 hours (red dashed line) or 24 hours (blue fill line).

### 3.6 Summary and discussion

In this paper, we have tested a range of hypotheses to solve the faint young Sun problem and we have obtained new estimates for the greenhouse gases required for a temperate climate for the Archean Earth. We have shown that a CO<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> rich atmosphere is a viable solution to the faint young Sun problem. A composition of 10 mb of CO<sub>2</sub> with 2 mb of CH<sub>4</sub> allows us to get a temperate climate (mean surface temperature between 10°C and 14°C, so just a little colder than today) at the end of the Archean while satisfying the geological constraints on the CO<sub>2</sub> partial pressure. At the beginning of the Archean, a partial pressure of around 0.1 bar of CO<sub>2</sub> with 2 mb of CH<sub>4</sub> is required to get temperate climates if no other warming mechanism occurred. However, no geological constraints for the CO<sub>2</sub> partial pressure at this period currently exist. The presence of only CO<sub>2</sub> would not provide a sufficient greenhouse warming to get temperate climates. The removal of methane at 2.5 Ga produced by the oxidation of the atmosphere in the early Proterozoic yields a cooling of 14°C. This strong glaciation is not global according to our model. This could be a good scenario for the glaciations of the early Proterozoic and preserving life in the ice-free waterbelt.

The Archean Earth most likely featured less emerged land than today. However a change in land distribution has only a small influence on the ocean temperatures (less than 3°C over the whole Earth and less than 1.5°C over the tropics). The lack of evidence of glaciation during most of the Archean can be interpreted as being caused by a hotter climate than today but also as another distribution of land for a similar or colder climate. An Earth with little emerged land that is essentially concentrated at the equator will only keep geological evidence of full glaciations. The faster rotation of the Archean Earth seems to have a very small impact on the global climate. However, it can limit the triggering of a full snowball Earth a little. Larger cloud droplets appear to be a very efficient way to warm the Archean earth. The uncertainty in the precipitation rate implies a large uncertainty in the warming, but it remains strong in any case in our simulations (warming between +5°C and +13°C). A better understanding of the different processes and feedbacks implied in precipitation will be required to

Warming process	Warming
Methane (2 mb)	+14° C
Less land	≤ +3.5° C
Larger droplet	+7° C
Doubling pressure	+7° C
Larger droplet + Doubling pressure	+10.5° C
Faster rotation rate	-1° C

TABLE 5.3

refine this effect. Moreover, a reduced number of CCN could impact the formation of higher clouds. This could amplify or diminish the warming. However, larger droplets during the Archean have yet to be confirmed through geological data, which will be challenging. A higher atmospheric pressure also appears to be an efficient warming process. However, analyses of raindrops imprints (Som et al., 2012) along with recent data (Marty et al., 2012) challenge this process for most of the Archean. These last two hypotheses are not sufficient to solve the faint young Sun problem but they may have played a significant role in complementing the greenhouse effect to CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub>. Table 5.3 summarizes the different warming processes at 2.5 Ga with 10 mb of CO<sub>2</sub> with 2 mb of CH<sub>4</sub>.

Our GCM supports some of the main conclusions of 1D models, but it also reveals some interesting 3D behavior of the climate. There is a decrease in clouds above continents that compensates for their higher surface albedo and there is especially an important cloud feedback. For the same surface temperature, there are less clouds during the Archean due to the weaker evaporation. This leads to a lower planetary albedo. In our model, another strong cloud feedback appears in cold climates. The decrease of clouds particularly close to the freezing line counteracts the ice-albedo feedback and allows waterbelts to exist with a mean surface temperature far below the frozen point. Such a resistance against glaciation mitigates the faint young Sun problem.

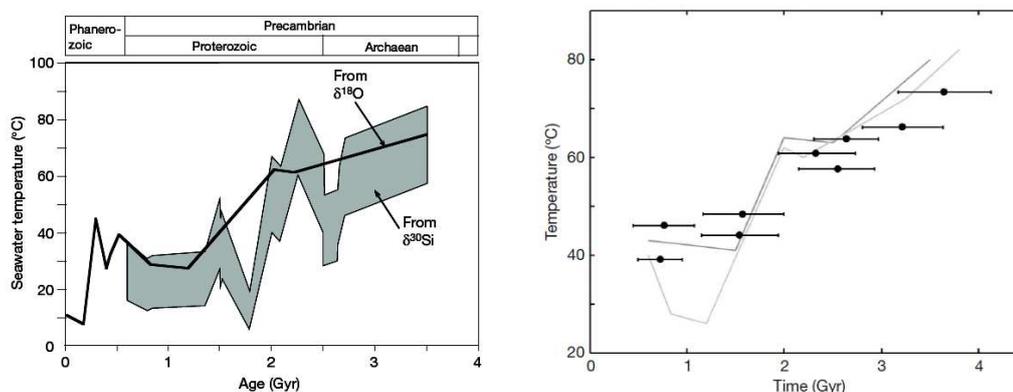
### 3.7 Perspectives

This article constitutes the first full study of the Archean Earth with a 3D GCM coupled to a dynamic oceanic model. Coupled 3D models applied to the early Earth provide new tools for achieving progress in a field where there is still a lot to understand. 3D GCMs have to be as general (less tuned) as possible. As for global warming, comparison between several GCMs will be required to refine predictions. Our study consolidates many results obtained with 1D radiative-convective models and emphasizes some particular behaviors inherent to 3D as well. There are many ways to solve the faint young Sun problem. According to our results, it is not so difficult a task, particularly if cold climates with waterbelts can be maintained. New geological constraints for the early Archean on CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub> partial pressures, as well as the H<sub>2</sub> abundance of the atmosphere, are necessary to have a good picture of the atmospheric composition.

There are many perspectives for future research with our new modeling tool. First, the levels of  $\text{CH}_4$  we used could lead to the formation of organic haze, in particular at the end of the Archean, where some geological data could be interpreted as the episodic formation of haze (Zerle et al., 2012). The study of the formation, dynamics and anti-greenhouse effect of organic haze with a 3D model would constitute major progress on this topic. Finally, although it appears possible to get a temperate climate during the Archean, producing a hot early Earth with oceans at  $60^\circ\text{C}$  to  $80^\circ\text{C}$ , as suggested from oceanic cherts (Robert and Chaussidon, 2006), requires a far stronger warming. Although this idea is controversial, it is interesting to see what pressure of  $\text{CO}_2$ , in addition to other warming processes (higher absolute pressure, larger cloud droplets, methane) would be required, more precisely than with 1D models. Such a study would also be applicable to the Hadean Earth.

## 4 Cas d'une Terre primitive chaude

Les rapports isotopiques de l'oxygène et du silicium provenant de roches formées au fond des océans semblent indiquer que les océans étaient très chauds à l'Archéen avec une température entre  $60$  et  $80^\circ\text{C}$  (Knauth and Lowe, 2003; Robert and Chaussidon, 2006) (voir la figure 5.20 de gauche). Ceci semble confirmé par les modèles d'évolution moléculaire qui prédisent que toutes les formes de vie actuelles descendent d'ancêtres thermophiles datant de l'Archéen (Gaucher et al., 2008; Bousseau et al., 2008). Les températures obtenues par ces modèles d'évolution moléculaire sont en bon accord avec les mesures isotopiques (Gaucher et al., 2008) (voir la figure 5.20 de droite).



**FIGURE 5.20** – Indices d'une Terre primitive chaude. à gauche : températures des océans archéens obtenues par des analyses isotopique de l'oxygène (Robert and Chaussidon, 2006). à droite : températures des océans primitifs obtenues par les analyses de protéines (les points) et les analyses isotopiques (les lignes, cf figure de gauche) (Gaucher et al., 2008).

Cependant, un grand débat existe sur ces estimations de la température des océans primitifs qui semblent très peu compatibles avec les glaciations du paléo-protérozoïque (Kasting and Howard, 2006). Les rapports isotopiques des océans ont pu varier au cours du temps, de même que la circulation hydrothermale au dessus du plancher océanique, modifiant les

conditions de formation des roches (Kasting and Howard, 2006; Kasting et al., 2006; Jaffrés et al., 2007; van den Boorn et al., 2007). De plus, les analyses obtenues avec les modèles d'évolution génétique ne représentent que la température de l'environnement dans lequel évoluait la vie (par exemple des sources hydrothermales) et non pas la température moyenne des océans. Des analyses géochimiques plus récentes donnent une valeur maximale à la température des océans archéens vers 40°C (Hren et al., 2009; Blake et al., 2010). La question de la température des océans archéens n'est donc pas encore tranchée.

Quoiqu'il en soit, l'obtention d'océans primitifs chauds est, du point de vue de la modélisation climatique, un défi très intéressant. Les seules études sur la modélisation des climats chauds de la Terre primitive sont les articles de James Kasting (Kasting and Ackerman, 1986; Kasting and Howard, 2006). Mon objectif a été ici d'utiliser le LMDZ Générique pour explorer les climats chauds de la Terre primitive et de trouver à quelles conditions on peut obtenir des océans à 60-70°C.

#### 4.1 Modélisation d'une Terre primitive chaude

Le LMDZ Générique est l'outil idéal pour étudier ce genre de climat extrême. Le modèle a été développé pour pouvoir fonctionner avec de hautes températures et de grandes quantités de vapeur d'eau dans l'atmosphère, notamment grâce au travail de Jérémy Leconte. Le modèle a été utilisé pour étudier le futur de la Terre exposée à un soleil de plus en plus lumineux et l'effet de serre divergent qui aura lieu dans un milliard d'année (Leconte et al., 2013a). Pour obtenir des climats chauds (>40°C) il est nécessaire d'avoir une très grande quantité de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère. Les autres processus de chauffage décrits dans la partie précédente (CH<sub>4</sub>, taille des gouttes, pression en N<sub>2</sub>) peuvent jouer un rôle important, mais ils restent limités par rapport au chauffage que peut produire le CO<sub>2</sub>.

J'ai donc utilisé le LMDZ Générique avec de plus grandes pressions partielles de CO<sub>2</sub> que dans la partie précédente (jusqu'à 1 bar de CO<sub>2</sub>). Pour des climats très différents de la Terre actuelle, il n'est plus très réaliste de fixer la taille des gouttes nuageuse. Dans ces cas-ci, nous fixons  $N_c$ , le nombre de noyaux de nucléation par unité de masse d'air. Le rayon des gouttes est alors donné par :

$$r = \left( \frac{3q}{4\pi\rho N_c} \right)^{1/3} \quad (5.16)$$

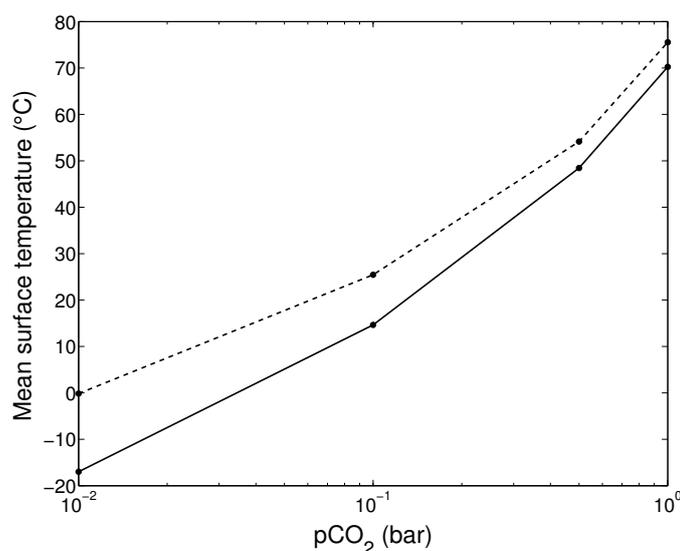
avec  $q$  le rapport de mélange massique d'eau condensée et  $\rho$  la masse volumique de l'eau.

Nous faisons une distinction entre les nuages d'eau liquide et les nuages de glace, avec  $N_c=2.5 \times 10^7$  particules/kg pour l'eau liquide et  $N_c=10^5$  particules/kg pour la glace. Ceci traduit le fait qu'il y a sur Terre beaucoup moins de noyaux glaciogènes. Ces valeurs permettent de reproduire correctement le climat actuel avec une température moyenne de 15°C, proche du cas avec rayon fixé (figure 5.4).

Les simulations de climats chauds sont bien moins stables et nécessitent un plus grand nombre d'appel du transfert radiatif. Pour que la durée des simulations reste tolérable, je n'ai pas utilisé le modèle océanique dynamique. L'océan a été remplacé par une surface avec une

forte inertie thermique ( $20000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ). Le transport océanique est donc négligé. Cette approximation reste correcte dans le cas d'un climat chaud car alors le fort effet de serre diminue le gradient thermique latitudinal et la glace de mer, qui est très sensible au transport océanique, n'est plus présente.

Pour cette étude, j'ai considéré la Terre au début de l'Archéen (3.8 Ga), sans continent et avec une période de rotation de 14 h. La figure 5.21 correspond à la température de surface moyenne pour différentes pressions partielles de  $\text{CO}_2$ , avec et sans  $\text{CH}_4$ . On voit qu'avec 0.5 bar de  $\text{CO}_2$ , les océans atteignent  $50^\circ\text{C}$  et  $70^\circ\text{C}$  avec 1 bar. Avec du méthane ou une pression partielle de  $\text{N}_2$  plus élevée, il est possible d'atteindre des températures supérieures. Selon le modèle de Kasting (Kasting and Howard, 2006), 3 bar de  $\text{CO}_2$  sont nécessaires à 3.3 milliards d'années pour atteindre une température de surface de  $60^\circ\text{C}$ . C'est donc plus que 3 fois plus qu'avec notre GCM. Cette différence est due tout d'abord à l'albédo de surface qui est fixé à la valeur actuelle pour l'étude de Kasting (Kasting and Howard, 2006), alors que nous considérons une Terre avec très peu de continent, ce qui est plus réaliste pour l'Hadéen. De plus les nuages ont une rétroaction positive avec notre modèle d'après l'étude concernant l'effet de serre divergent sur Terre par Jérémy Leconte (Leconte et al., 2013a). Cette rétroaction devra être étudiée en détail pour le cas de la Terre primitive chaude.



**FIGURE 5.21** – Température de surface moyenne à 3.8 Ga en fonction de la pression partielle de  $\text{CO}_2$ . La ligne pleine correspond au cas sans méthane, les tirets au cas avec méthane. Les compositions atmosphériques utilisées sont : 1 bar de  $\text{N}_2$  + 10 mbar de  $\text{CO}_2$  (+ 2 mbar de  $\text{CH}_4$ ) ; 0.9 bar de  $\text{N}_2$  + 0.1 bar de  $\text{CO}_2$  (+ 2 mbar de  $\text{CH}_4$ ) ; 0.5 bar de  $\text{N}_2$  + 0.5 bar de  $\text{CO}_2$  (+ 1 mbar de  $\text{CH}_4$ ) et 1 bar de  $\text{N}_2$  + 1 bar de  $\text{CO}_2$  (+ 2 mbar de  $\text{CH}_4$ )

La table 5.4 indique des valeurs (température, albédo planétaire, colonne en vapeur d'eau et précipitations) moyennées sur toute la Terre pour les compositions atmosphériques de la figure 5.21. On remarque que l'albédo planétaire chute en augmentant le  $\text{CO}_2$ . Ceci est principalement dû à l'augmentation de la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère, qui

absorbe une grande partie de rayonnement solaire incident. Pour les cas les plus chauds (1 bar de CO<sub>2</sub>) quasiment tout le rayonnement solaire absorbé par la surface est converti en évaporation et en flux latent. Les précipitations ne peuvent pas dépasser en moyenne 6.7 mm/jour (l'équivalent en chaleur latente du flux solaire absorbé). La figure 5.22 montre les profils latitudinaux de température de surface pour différentes pressions partielles de CO<sub>2</sub> (0.1/0.5/1 bar). On remarque que pour les cas chauds, le gradient latitudinal en température est inférieur à 10°C, à cause du puissant effet de serre qui redistribue la chaleur. Les profils ne sont pas parfaitement symétriques. Ceci est dû à l'utilisation d'une inertie thermique qui réagit beaucoup plus aux variations d'insolation qu'un modèle d'océan. La figure 5.23 montre les profils moyens de température, de vapeur d'eau et d'eau condensée (nuages) pour les trois mêmes cas. On remarque que le rapport de mélange massique en eau condensée pour le cas CO<sub>2</sub>=1 bar apparaît plus faible que pour CO<sub>2</sub>=0.5 bar car la pression est deux fois plus élevée, mais la masse d'eau condensée est du même ordre. On remarque aussi quand dans le cas d'une Terre chaude, les nuages de basses altitudes disparaissent alors que d'épais nuages apparaissent à haute altitude. Ce résultat est similaire aux simulations de [Leconte et al. \(2013a\)](#) concernant le futur de la Terre et l'effet de serre divergent, où une plus grande insolation conduit également une augmentation des nuages hauts et une diminution des nuages bas. Il sera intéressant d'étudier l'évolution du forçage radiatif des nuages lorsque l'on augmente aussi fortement la concentration en gaz à effet de serre et la comparer à celle obtenue pour l'étude du futur de la Terre ([Leconte et al., 2013a](#)).

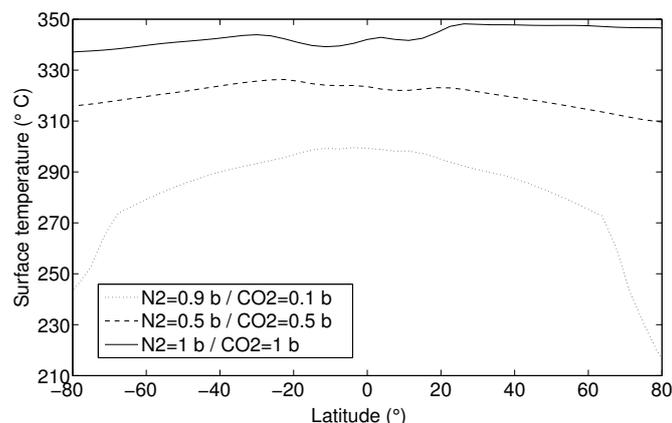
N <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	Température de surface	Albedo planétaire	Colonne en vapeur d'eau	Précipitations
0.9 bar	0.1 bar	0	14.6°C	0.3	18.5 kg/m <sup>2</sup>	2.9 mm/jour
0.9 bar	0.1 bar	2 mb	19.6°C	0.27	25.9 kg/m <sup>2</sup>	2.8 mm/jour
0.5 bar	0.5 bar	0	48.3°C	0.28	136.7 kg/m <sup>2</sup>	5.2 mm/jour
0.5 bar	0.5 bar	1 mb	54.2°C	0.24	186 kg/m <sup>2</sup>	5.3 mm/jour
1 bar	1 bar	0	71.2°C	0.23	373 kg/m <sup>2</sup>	6.2 mm/jour
1 bar	1 bar	2 mb	74.5°C	0.23	508 kg/m <sup>2</sup>	6.1 mm/jour

**TABLE 5.4** – Valeurs climatiques intégrées pour différentes compositions atmosphériques.

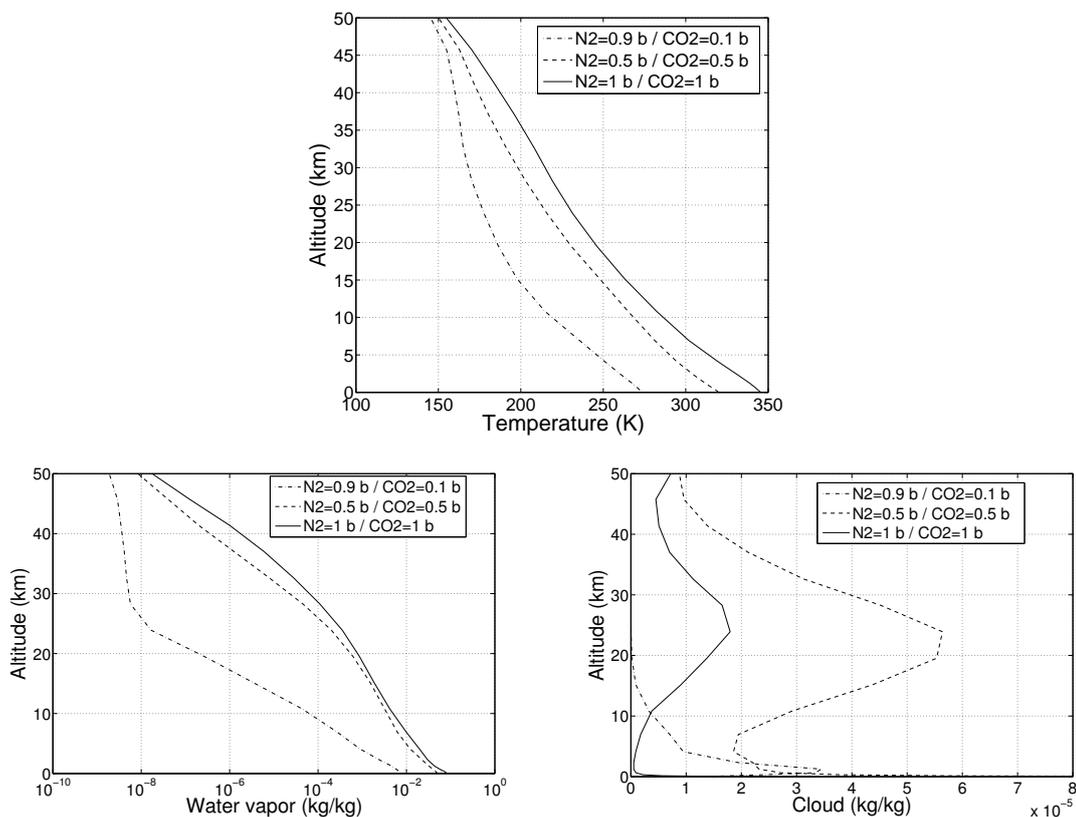
Cependant, pour que ces résultats soient plus fiables, les simulations devront être relancées avec le modèle océanique de [Codron \(2012\)](#) (comme dans les études de la partie précédente), pour avoir un océan plus réaliste incluant le transport. Le temps de calcul est malheureusement beaucoup plus long dans ce cas-ci.

## 4.2 Climats de la Terre Hadéenne : cycle du carbone et effet du LHB

Dans la partie précédente, nous avons vu que le LMDZ Générique prédit une température moyenne des océans à 3.8 Ga de 50-70°C pour une pression partielle en CO<sub>2</sub> de 0.5-1 bar. Ceci représente tout de même une forte pression partielle de CO<sub>2</sub> qui semble difficilement



**FIGURE 5.22** – Profils latitudinaux de la température de surface pour différentes pressions partielles en  $\text{CO}_2$  (0.1, 0.5, 1 bar).



**FIGURE 5.23** – Profils verticaux de température (en haut), de vapeur d'eau (en bas à gauche) et d'eau condensée (en bas à droite) pour plusieurs pressions partielles en  $\text{CO}_2$  (0.1, 0.5, 1 bar).

atteignable. Les modèles géochimiques, pour lesquels le  $\text{CO}_2$  est à l'équilibre avec le cycle carbonate-silicate, ne permettent généralement pas de dépasser plus de 0.1-0.2 bar de  $\text{CO}_2$  même avec peu de continents et des hypothèses réalistes sur l'activité volcanique ([Sleep and](#)

Zahnle, 2001). Des pressions de l'ordre du bar de CO<sub>2</sub> ne peuvent être atteintes que si le CO<sub>2</sub> n'est plus à l'équilibre comme par exemple durant les premières dizaines de millions d'années de la Terre où tout le CO<sub>2</sub> était dans l'atmosphère et commençait à précipiter dans les océans, où si l'érosion continentale est très faible.

Avec Guillaume le Hir et Frédéric Fluteau de l'Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP), nous nous sommes intéressés à ces climats chauds de l'Hadéen pour savoir si le cycle du carbone et les impacts météoritiques durant le Grand Bombardement Tardif ont pu permettre d'atteindre les hautes teneurs en CO<sub>2</sub> requises. Les résultats présentés ci-dessous sont encore très préliminaires.

#### 4.2.a Cycle du carbone durant l'Hadéen

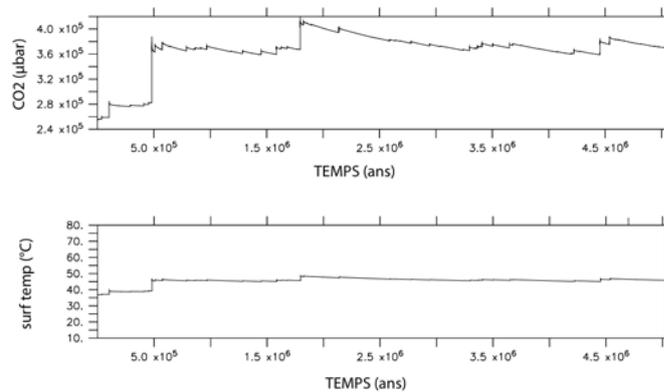
Guillaume le Hir et Frédéric Fluteau ont développé un modèle géochimique prenant en compte le dégazage de CO<sub>2</sub> par le volcanisme et l'érosion continentale avec la formation de carbonate sous-marin. Ils ont calculé la pression partielle en CO<sub>2</sub> d'équilibre en se basant sur la dépendance Température-pCO<sub>2</sub> et le P-E (précipitations-évaporations) calculés par notre modèle (figure 5.21). Ils ont obtenu une pCO<sub>2</sub> d'environ 0.26 bar pour la Terre à 3.8 Ga avec 10% de la surface continentale actuelle et 2 mbars de méthane et 0.83 bar pour la Terre à 3.8 Ga sans continent et sans méthane. Ceci correspond à une température moyenne des océans (en surface) de 36°C et 65°C respectivement. Avec notre GCM et le modèle géochimique de l'IPGP, on voit que l'on peut obtenir assez naturellement des climats chauds voire très chauds en cas d'absence complète de continent. Une fois que les nouvelles simulations avec le modèle océanique auront été obtenues, une étude précise de la pression partielle de CO<sub>2</sub> d'équilibre sera effectuée pour différentes valeurs de distribution continentale (0, 1 et 10% de la couverture actuelle), d'intensité du volcanisme (1, 2 ou 5 fois la valeur actuelle) et présence/absence de méthane. Ceci permettra d'avoir une vision plus claire du climat qu'a pu connaître la Terre Hadéenne mais aussi de savoir à quelles conditions un climat très chaud a pu exister durant tout l'Archéen.

#### 4.2.b Climats chauds durant le LHB

Durant le Grand Bombardement Tardif estimé entre 4.1 et 3.8 Ga, la Terre a subi de nombreux impacts avec une masse totale d'impacteurs de l'ordre de 10<sup>20</sup> à 10<sup>22</sup> kg (Abramov and Mojzsis, 2009). Les gros impacts ont dû entraîner un chauffage soudain des océans et de la croûte terrestre, et stériliser de grandes surfaces de la Terre. Il est possible que la Terre ait connu un impact stérilisateur vaporisant tous les océans, ce qui nécessite un impacteur ayant un diamètre supérieur à 400 km (Sleep and Zahnle, 1998). Si un tel événement ne s'est pas produit, alors le LHB n'a sans doute pas pu stériliser toute la Terre et la vie a pu survivre durant cette période inhospitalière en s'adaptant (Abramov and Mojzsis, 2009). Bousseau et al. (2008) ont montré, en utilisant des modèles d'évolution génétique, que le dernier ancêtre commun (le LUCA) de toutes les formes de vie actuelles vivait sans doute dans un environnement tempéré, puis ses descendants sont devenus thermophiles. Cette évolution a pu être provoquée par le LHB et les climats chauds qui ont suivi les grands impacts

(Bousseau et al., 2008). Sur une Terre sans ozone et donc sans stratosphère, il ne peut pas y avoir un grand refroidissement météoritique par injection de poussière dans la stratosphère. On s'attend donc à ce que les impacts météoritiques aient eu un effet de chauffage seul durant le LHB. La température sur Terre a pu atteindre de très hautes températures par l'effet direct des gros impacteurs, mais ces climats très chauds n'ont pas pu durer plus que quelques siècles et la Terre a dû revenir à son équilibre. Cependant, les impacteurs ont pu vaporiser les carbonates sous-marins voire une partie du manteau et libérer alors du CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère. On peut se demander alors si le LHB n'a pas entraîné une augmentation continue de la concentration en CO<sub>2</sub> jusqu'à une valeur élevée et produisant un climat très chaud durant des dizaines de millions d'années, avec des conséquences pour l'évolution de la vie.

Avec Guillaume le Hir et Frédéric Fluteau, nous avons commencé à nous intéresser aux climats de la Terre durant le LHB et à estimer la pression partielle en CO<sub>2</sub> qui a pu être atteinte par les impacts. Nous avons considéré comme conditions initiales que le fond des océans était tapissé de l'équivalent de 10 bars de CO<sub>2</sub> de carbonates (contre 50-60 bars aujourd'hui). Nous avons d'abord choisi comme hypothèse que la Terre a reçu 10<sup>22</sup> kg d'impacteurs durant 10 millions d'années suivant la statistique de taille donnée dans Abramov and Mojzsis (2009). Cette statistique ne prend cependant pas en compte les impacts cométaires mais l'ordre de grandeur doit rester correct. Avec ces paramètres, nous avons calculé l'évolution de la pression en CO<sub>2</sub> avec le modèle géochimique de l'IPGP en prenant en compte les dégazages par les impacts et l'érosion continentale. La figure 5.24 correspond à l'évolution de la pression partielle de CO<sub>2</sub> et de la température de surface moyenne durant 5 millions d'années pour le cas avec 10% de la surface continentale actuelle et du méthane (2 mbar). La pression partielle en CO<sub>2</sub> vaut 0.26 bar à l'équilibre et atteint 0.37 bar en moyenne durant le bombardement. Ces valeurs correspondent respectivement à une température de surface moyenne de 36°C et 46°C. Le LHB produit ici un chauffage indirect de 10°C en moyenne. Les impacts ont donc un rôle important dans cette situation. Cependant, il s'agit d'un cas assez extrême avec un bombardement très intense sur une durée courte. Nous allons continuer cette étude avec le cas d'un bombardement plus modéré pour voir si le LHB peut aussi y jouer un rôle non négligeable.



**FIGURE 5.24** – Evolution de la pression partielle en  $\text{CO}_2$  et de la température de surface en supposant que la Terre a reçu  $0.5 \times 10^{22}$  kg d’impacteurs durant 5 millions d’années.

## 5 Discussion et conclusions

Les climats de la Terre primitive ont été étudiés auparavant essentiellement avec des modèles 1D. Le passage à la modélisation 3D constitue une étape importante en permettant une bien meilleure compréhension des processus physiques intervenant dans le climat. Depuis peu, plusieurs études de la Terre primitive ont été réalisées avec des GCMs 3D (Wolf and Toon, 2013; Le Hir et al., 2013; Kunze et al., 2013; Charnay et al., 2013). Parmi ces nouveaux GCMs, le LMDZ Générique occupe une place toute particulière. En effet, il est le premier à avoir été conçu pour pouvoir fonctionner avec des conditions vraiment différentes de celles du climat actuel. Il peut notamment fonctionner avec de hautes pressions partielles en  $\text{CO}_2$  ou avec une pression totale différente d’aujourd’hui, alors que les autres modèles n’utilisent pas un code de transfert radiatif supportant de trop haute concentration en  $\text{CO}_2$  et conservent encore trop de paramétrisations terrestres pour pouvoir changer la pression totale. L’étude des climats de la Terre primitive présentée dans ce chapitre est de très loin la plus complète réalisée jusqu’à présent avec un modèle 3D. Il s’agit de la seule à explorer l’effet d’une pression partielle en  $\text{CO}_2$  de 0.1 bar ou plus et d’une pression totale supérieure (2 bars). Ceci permet d’avoir une vision assez claire des solutions au paradoxe du Soleil faible et privilégie l’hypothèse d’une atmosphère riche en  $\text{CO}_2$  (entre 10 et 100 mbars) et  $\text{CH}_4$  (près de 1 mbar) compatible avec les contraintes géologiques. Concernant les climats froids, les autres études 3D (Wolf and Toon, 2013; Le Hir et al., 2013; Kunze et al., 2013) montrent aussi une résistance à la glaciation sans indiquer le rôle majeur de la rétroaction des nuages que nous avons trouvée. On la voit apparaître dans l’article de Wolf and Toon (2013) au niveau de l’évolution du forçage radiatif des nuages qui diminue quand la pression partielle en  $\text{CO}_2$  augmente. Cette résistance à la glaciation grâce à la rétroaction nuageuse constitue sans doute le résultat le plus important de cette étude 3D de la Terre primitive, avec des implications potentielles pour les glaciations qui ont eu lieu plus tard dans l’histoire de la Terre, en particulier les glaciations du néo-Protérozoïque. L’étude des climats de la Terre primitive

peut avoir aussi un grand intérêt dans le contexte du réchauffement climatique afin de mieux cerner le forçage radiatif du CO<sub>2</sub> et des nuages. Les nouvelles simulations avec le LMDZ Générique couplé au modèle océanique pour les hautes pressions partielles en CO<sub>2</sub> (0.5-1 bar) et l'étude du cycle du carbone avec nos collègues de l'IPGP devraient apporter de nouvelles indications précieuses sur les possibilités que la Terre primitive ait pu posséder des océans chauds à plus de 50°C mais aussi sur les climats les plus probables durant l'Hadéen ou l'Archéen. L'utilisation du GCM pour étudier l'impact climatique des brumes organiques (voir les "perspectives" dans la partie suivante) sera aussi une grande avancée dans ce domaine. Cependant, la compréhension des climats de la Terre primitive s'améliorera surtout avec de nouvelles contraintes géologiques ou géochimiques. De nouvelles mesures qui contraignent la composition atmosphérique de la Terre Archéenne sont publiées régulièrement, comme par exemple l'étude récente de [Marty et al. \(2013\)](#) qui indique une pression partielle en N<sub>2</sub> à 3.5 Ga similaire à aujourd'hui. On peut espérer que de nouvelles roches archéennes et de nouvelles techniques de mesure permettront d'ici quelques années d'avoir une idée bien plus précise de la composition atmosphérique de la Terre primitive.



# CONCLUSION

## CONCLUSION : RÉSUMÉ

L'objectif de cette thèse était de mieux comprendre la dynamique de la troposphère de Titan ainsi que l'évolution climatique de Titan et de la Terre primitive. Ce travail est basé sur le développement et l'utilisation de Modèles de Climat Global qui permettent de multiples applications variées allant de l'échelle régionale à l'échelle globale.

Concernant le climat actuel de Titan, j'ai réalisé une étude assez complète de la dynamique et de la structure thermique de la troposphère en l'absence d'un cycle du méthane. J'ai commencé par essayer d'expliquer la structure thermique mesurée par Huygens dans la basse troposphère qui fait apparaître 3 couches caractéristiques. Avec le GCM Titan, j'ai réussi à reproduire cette structure thermique particulière avec une grande précision. En analysant les simulations GCM, j'ai montré que deux de ces couches sont liées au cycle diurne d'une couche limite convective alors que la troisième est liée au piégeage de la cellule de Hadley dans les deux premiers kilomètres de l'atmosphère, produisant une circulation de couche limite. Cette dernière a des conséquences sur tous les aspects de la météorologie titaniennne. Elle impacte les régimes de vents, la formation des nuages et des dunes, les échanges de moment cinétique et le développement de la super-rotation. En me basant sur cette circulation de couche limite, j'ai développé une description globale de la structure thermique et de la dynamique de la basse troposphère de Titan. Ceci m'a permis d'expliquer notamment l'orientation des vents dans la basse troposphère mesurés par Huygens. J'ai également étudié l'effet des marées gravitationnelles causées par Saturne sur la dynamique atmosphérique. J'ai ajouté pour cela des termes de marées dans les équations de Navier-Stokes. Les marées ont alors un effet dominant sur la pression mais très peu d'effet sur les vents. J'ai ensuite étudié l'effet de la topographie globale sur la dynamique troposphérique et j'ai montré que des vents anabatiques (remontant les pentes) se développent facilement.

En me basant sur cette description de la dynamique troposphérique, j'ai développé une nouvelle théorie pour expliquer la formation des dunes équatoriales de Titan qui semblent se propager dans la direction contraire des vents moyens soufflant vers l'ouest. J'ai proposé que les nuages tropicaux de méthane apparaissant durant l'équinoxe produisent des fronts de rafales se déplaçant vers l'est, du fait d'un couplage avec la super-rotation. Cette hypothèse a été explorée avec des simulations méso-échelles simulant le développement de nuages convectifs dans la troposphère en super-rotation. Ces fronts de rafales dominent le transport de sable et propagent les dunes vers l'est. En s'appuyant sur la théorie récente de [Courrech du Pont et al. \(2013\)](#) selon laquelle les dunes linéaires s'orientent selon la direction du flux de sable moyen quand le sédiment vient à manquer, nous avons proposé un mécanisme général pour la formation des dunes de Titan. Ce mécanisme combine l'effet des orages tropicaux et de la circulation générale et explique la forme, l'orientation et l'espacement des dunes de Titan.

La seconde moitié de mon travail de thèse portait sur le développement du GCM Générique et sur son application aux paléoclimats de Titan et de la Terre primitive. Je me suis d'abord intéressé aux climats de Titan lorsque l'atmosphère est dépourvue de méthane. Ceci a pu se produire par le passé et se produira sans doute dans le futur. Dans ce cas, l'atmosphère perd tous les produits issus de la photochimie du méthane et se réduit à une simple atmosphère de  $N_2$ . En simulant ces conditions avec le GCM Générique, j'ai montré que l'atmosphère de  $N_2$  peut se condenser (au sol ou en altitude), produisant un cycle de l'azote avec des nuages, des pluies et des lacs ou des mers d'azote liquide. J'ai étudié plusieurs aspects de ce climat exotique comme l'effet radiatif des nuages de  $N_2$ , l'impact des marées gravitationnelles sur la formation des nuages et l'évaporation des pluies. Ce cycle de l'azote a pu se produire par le passé sur Titan et se serait arrêté après le dégazage du méthane il y a 0.5 à 1 milliard d'années environ. Les écoulements et les précipitations de diazote ont un fort pouvoir d'érosion. Ils pourraient être à l'origine de certains réseaux hydrologiques asséchés et expliquer l'âge de la surface de Titan qui semble coïncider avec l'âge du dégazage du méthane. De plus, la diffusion du diazote liquide dans la croûte et les clathrates polaires pourraient être à l'origine de l'aplatissement des pôles de Titan et du dégazage de méthane.

Je me suis enfin intéressé aux climats de la Terre primitive et au paradoxe du Soleil faible. J'ai réalisé une étude assez complète des climats possibles durant l'Archéen en testant les principaux mécanismes de chauffage qui ont été proposés pour résoudre le paradoxe du Soleil faible. J'ai montré qu'avec une atmosphère contenant 100 mbars de  $CO_2$  à 3.8 Ga et 10 mbars à 2.5 Ga associés à 2 mbars de  $CH_4$ , la Terre a pu posséder un climat tempéré avec des températures proches d'aujourd'hui. Ces concentrations en gaz à effet de serre sont compatibles avec les contraintes géochimiques pour l'Archéen. J'ai montré que les autres mécanismes de chauffage (réduction de la surface continentale, gouttes nuageuses plus grosses, pression atmosphérique plus élevée et vitesse de rotation de la Terre supérieure) ont pu contribuer significativement au chauffage mais n'ont pas pu permettre à eux seuls d'obtenir un climat tempéré. Avec le GCM, j'ai obtenu cependant qu'avec peu de gaz à effet de serre (0.9 mbar de  $CO_2$  contre 0.4 mbar actuellement) la Terre parvient à maintenir une bande d'océan non gelé autour de l'équateur durant l'Archéen. Il se produit en effet une rétroaction par les nuages dont la couverture et l'épaisseur optique diminue au dessus des océans froids, entraînant un chauffage. Cette résistance à la glaciation atténue fortement le paradoxe du Soleil faible et a pu permettre de maintenir durablement un environnement propice au développement de la vie. Enfin, j'ai appliqué le GCM Générique au cas d'une Terre primitive chaude. Avec 0.5 à 1 bar de  $CO_2$ , les océans terrestres peuvent atteindre 50-70°C. De telles quantités de  $CO_2$  ont peut-être été présentes durant l'Archéen ou l'Hadéen, en particulier durant le Grand Bombardement Tardif lorsque les impacts ont pu vaporiser les carbonates sous-marins et libérer de grandes quantités de  $CO_2$ .

## CONCLUSION : PERSPECTIVES

Ce travail de thèse a permis de mieux comprendre le climat de Titan et de la Terre primitive en apportant un éclairage nouveau sur certains aspects comme la formation des dunes ou les paléoclimats de Titan sans méthane. Les perspectives de recherches sont axées sur l'approfondissement de ces études notamment par l'utilisation du GCM Titan avec le cycle du méthane et par l'ajout d'aérosols organiques dans le modèle générique afin de mieux décrire l'évolution climatique de Titan et de la Terre primitive. Par ailleurs, l'application du modèle générique aux exoplanètes conduit à un nombre quasiment illimité d'études possibles, permettant de mieux comprendre le climat, l'habitabilité et les signatures observationnelles des planètes tournant autour d'autres étoiles.

### CLIMAT ACTUEL DE TITAN

L'étude sur la troposphère de Titan présentée au chapitre 1 a été réalisée en négligeant l'impact du cycle du méthane. Bien que l'on ne s'attende pas à ce que son ajout bouleverse complètement la dynamique troposphérique, il pourrait avoir quelques conséquences. La principale avancée concernant le climat actuel de Titan sera donc l'utilisation du GCM Titan avec un cycle du méthane complet. La microphysique du modèle 2D de [Rannou et al. \(2006\)](#) a été adaptée pour le passage en 3D par Jérémie Burgalat durant son travail de thèse. Une version 3D est maintenant disponible mais elle ne sera vraiment efficace qu'après la parallélisation du code (sur laquelle travaille Sébastien Lebonnois) car extrêmement coûteuse en temps de calcul. Cette version correspondra au premier GCM 3D complet de Titan. On peut s'attendre à ce que ses prévisions soit bien plus fiable que celles des autres GCM Titan simulant le cycle du méthane mais qui négligent la variation des aérosols stratosphériques ([Schneider et al., 2012](#); [Mitchell, 2012](#)). Ce modèle simulera aussi les nuages d'éthane, ce que les autres modèles ne font pas. L'un des développements importants sera d'ajouter un schéma de convection profonde afin de simuler les nuages convectifs tropicaux. Les autres modèles utilisent des schémas de Betts-Miller. Un schéma de Betts-Miller ([Betts and Miller, 1986](#)) et un schéma Manabe ([Manabe and Wetherald, 1967](#)) pourront être ajoutés afin de tester les différences. Par la suite, un schéma plus sophistiqué incluant le mélange de vent et l'effet des poches froides pourra être ajouté. Il sera développé en se basant sur les avancées au niveau des schémas convectifs du LMD ([Rio et al., 2009](#); [Grandpeix and Lafore, 2010](#)). Ce GCM avec cycle du méthane et nuages convectifs permettra de vérifier ou non les prédictions (asymétrie polaire de l'accumulation de méthane et formation des vallées fluviales par les orages tropicaux actuels) faites par [Schneider et al. \(2012\)](#) avec une trop grande quantité de méthane atmosphérique. Un tel modèle permettra de tester l'impact sur la formation de nuages des marées gravitationnelles et de la circulation de couche limite ou encore l'impact sur le déclenchement de la convection profonde du cycle diurne et des ondes baroclines. Enfin, les schémas de convection profonde sophistiqués incluant l'effet des fronts de rafales et du mélange vertical de vent pourraient permettre de mieux quantifier l'effet des orages tropicaux et de son couplage avec la super-rotation sur la formation des dunes.

## PALÉOCLIMATS DE TITAN

Concernant les paléoclimats de Titan, le GCM Titan et le LMDZ Générique peuvent apporter encore de nouveaux éléments de réponse à ce sujet fondamental pour la compréhension de Titan.

Tout d'abord, le GCM Titan incluant les nuages permettra de faire une étude précise des climats récents de Titan. Il s'agit des climats après le dégazage du méthane, il y a moins de un milliard d'années, pour lesquels les conditions atmosphériques devaient être proches d'aujourd'hui. L'objectif est d'étudier le climat (températures et vents) et le cycle du méthane modifiés par les changements périodiques d'excentricité et obliquité, pour analyser le transport d'un pôle à l'autre des espèces condensées. Il s'agit également d'étudier le climat avec plus ou moins de méthane. Ceci permettra de mieux comprendre l'origine des réseaux hydrologiques sur Titan. Il sera aussi très intéressant d'étudier l'évolution de la hauteur de la couche limite sous un climat plus chaud (avec plus de méthane). Ceci pourrait avoir des conséquences sur l'espacement observé des dunes de Titan.

Ensuite, l'étude présentée au chapitre 4 correspond au cas (passé ou futur) de Titan sans méthane. Il est possible d'ajouter les effets radiatifs du méthane et ses dérivés ( $H_2$ ,  $C_2H_6$  et brumes organiques) dans le LMDZ Générique. Ceci permettra d'étudier la transition entre une atmosphère dénuée de méthane et une atmosphère riche en méthane. Des études similaires ont été effectués par le passé avec un modèle 1D (Lorenz et al., 1997, 1999). Il serait bon de les remettre au goût du jour avec un modèle 3D après les découvertes de la mission Cassini-Huygens. Il s'agit de savoir comment évolue le climat suite à un dégazage de méthane. La transition entre un climat dominé par le cycle de l'azote et un climat dominé par le cycle du méthane était-elle continue ou discrète et brutale ? Il sera aussi intéressant d'étudier le cas de Titan avec un très grand réservoir de méthane liquide à la surface. A quelles conditions un effet de serre divergent par l'évaporation du méthane peut-il avoir lieu ? Si Titan a subit récemment un dégazage massif de méthane alors il a peut-être pu passer par cet état.

Enfin, dans le chapitre 4, nous avons indiqué qu'il pouvait y avoir une diffusion du diazote dans les clathrates de Titan. Ce diazote pourraient remplacer le méthane et entraîner sa libération. Des expériences de formation de clathrates d'azote et de remplacement dans des clathrates de méthane sont actuellement menées par Mathieu Choukroun et Christophe Sotin au Jet Propulsion Laboratory. Des résultats devraient donc être obtenus d'ici peu et pourront préciser si ce mécanisme est possible ou non.

## VERS UNE TERRE TITANIENNE

Nous avons réalisé au chapitre 5 une étude assez complète des climats de la Terre primitive et des solutions au paradoxe du Soleil faible. Nous avons montré qu'avec une atmosphère contenant 10 mbars de  $CO_2$  et 2 mbars de  $CH_4$ , la Terre avait pu connaître un climat assez tempéré à la fin de l'Archéen avec des températures proches des valeurs actuelles. Cette composition est compatible avec la plupart des contraintes géologiques sur le  $CO_2$  et semble tout à fait réaliste. Par contre, la concentration en  $CH_4$  utilisée conduirait sans doute à la formation de brumes organiques. Des mesures géochimiques de la fin de l'Archéen semblent compatibles avec une atmosphère oscillant entre un état sans brume et un état avec brumes (Zerkle

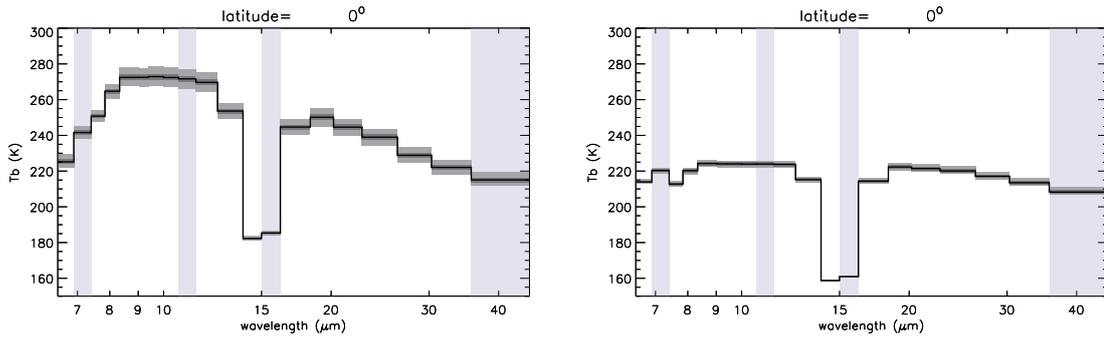
et al., 2012). De plus, l'hypothèse d'une atmosphère primitive riche en hydrogène conduirait aussi vers une formation de molécules organiques et peut-être d'aérosols (Tian et al., 2005) avec des implications potentielles pour l'origine de la vie. Cependant, les brumes organiques devraient entraîner un refroidissement de la surface par anti-effet de serre similaire à celui se produisant sur Titan (McKay et al., 1991). Ceci pourrait conduire à une glaciation globale. A la différence de Titan, les produits de la photodissociation de méthane (éthane et autres molécules organiques) ne condenseraient pas dans l'atmosphère et pourraient agir en tant que gaz à effet de serre. De plus ce refroidissement pourrait rester limité si les aérosols ont une forme fractale (Wolf and Toon, 2010). Enfin, les brumes pourraient agir comme un filtre pour les rayonnements UV, protégeant les autres molécules organiques de la photodissociation, dont celles qui peuvent avoir un grand effet de serre comme  $\text{NH}_3$ . Ceci pourrait contrebalancer le refroidissement direct des brumes organiques. L'effet des brumes a été un peu étudié avec des modèles 1D (Haqq-Misra et al., 2008; Wolf and Toon, 2010) mais il ne peut être précisément quantifié qu'avec des modèles 3D. L'ajout des brumes organiques dans le LMDZ Générique est une suite logique à ce travail. L'étude de la dynamique et de l'impact climatique des brumes avec ce GCM 3D serait une avancée majeure sur ce sujet qui a un grand intérêt astrobiologique. L'étude de la formation de tholins avec des conditions terrestres est prévue avec l'expérience PAMPRE du LATMOS (Carrasco, 2013). L'analyse de ces tholins procurera des valeurs réalistes pour les propriétés physiques et optiques des brumes terrestres.

### VERS L'INFINI ET L'AU-DELÀ !

L'étude de la Terre primitive nous renseigne sur comment la vie a pu apparaître et comment l'atmosphère a évolué suite à cet apparition. Elle nous renseigne aussi sur la possibilité de trouver de la vie sur une autre Terre et sur les biosignatures (ozone, concentration en méthane non explicable par les processus abiotiques, décalage vers le rouge par la photosynthèse, ...) d'une telle vie. La prochaine génération de télescopes (JWST, ECHO, ELT) n'aura pas la précision nécessaire pour détecter ces biosignatures mais on peut imaginer que la génération suivante le permettra.

Le LMDZ Générique est un outil idéal pour étudier au niveau théorique l'habitabilité des exoplanètes et leurs observables. Plusieurs études sur ces questions ont déjà été réalisées avec ce modèle (Wordsworth et al., 2011; Leconte et al., 2013b,a; Forget and Leconte, 2013). Avec le modèle océanique qui a été ajouté, une étude fine de la limite externe de la zone habitable peut être menée. Il s'agit d'étudier la distance pour laquelle une planète entre en glaciation globale en fonction des différents paramètres (composition atmosphérique, rotation, spectre de l'étoile). La rétroaction négative des nuages que nous avons révélé pour les climats froids de la Terre primitive (chapitre 5) pourrait avoir un impact important sur la zone habitable.

Concernant les observables d'exoplanètes, le modèle peut produire les spectres d'émissions de la planète et les courbes de phase pour un observateur lointain sur les bandes larges utilisées par le code de transfert radiatif (Selsis et al., 2011). Les développements que j'ai effectués pour modéliser la Terre nous permettent de simuler les spectres de la Terre vue comme une exoplanète. J'ai fait tourner des simulations en changeant certains paramètres



**FIGURE 5.25** – Spectres en émission de la Terre (à gauche) et d’une Terre gelée (à droite) obtenues avec le GCM Générique sans ozone pour un observateur regardant l’équateur. L’intensité est tracée en température de brillance. Le trait plein correspond au spectre moyen et les zones grises correspondent à la variabilité. On repère sur les deux spectres le pic d’absorption du  $\text{CO}_2$  à  $15 \mu\text{m}$ . Pour la Terre gelée, le spectre est plat en dehors de la bande à  $15 \mu\text{m}$  à cause de la très faible quantité de vapeur d’eau dans l’atmosphère. Figures produites par Franck Selsis.

comme la rotation (rotation plus rapide ou plus lente) ou la surface (avec/sans continent ou totalement gelée). Ces simulations ont été utilisées par Illeana Gomez et Franck Selsis (Observatoire de Bordeaux) pour en simuler les spectres d’émission et faire ressortir certaines propriétés observables. La figure 5.25 montre un exemple de cette utilisation du LMDZ Générique. L’étude de l’évolution climatique de la Terre primitive nous fournit une gamme de compositions atmosphériques ( $\text{N}_2$  avec  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2$  ou  $\text{O}_2$  et avec des nuages d’eau voire des brumes organiques) typiques pour une planète de type terrestre habitable. Le GCM Générique pourrait alors être utilisé pour obtenir des spectres 3D (en émission ou transmission) de références pour des planètes habitables.



# PUBLICATIONS

## Articles en premier auteur

- **B. Charnay**, E. Barth, S. Rafkin, C. Narteau, S. Lebonnois, S. Rodriguez, S. Courrech du Pont and A. Lucas. "Methane storms control Titan's dune orientation". *soumis à Nature*.
- **B. Charnay**, F. Forget, G. Tobie, C. Sotin and R. Wordsworth. "Titan's past and future : 3D modeling of a pure nitrogen atmosphere and geological implications". *soumis à Icarus*.
- **B. Charnay**, F. Forget, R. Wordsworth, J. Leconte, E. Millour, F. Codron and A. Spiga. "Exploring the faint young Sun problem and the possible climates of the Archean Earth with a 3D GCM". *Journal of Geophysical Research Atmosphere*, 2013
- **B. Charnay** and S. Lebonnois. "Two boundary layers in Titan's lower troposphere inferred from a climate model". *Nature Geoscience*, 2012.

## Articles en co-auteur

- A. Richard, N. Rambaux and **B. Charnay**. "Librational response of a rigid three-layer Titan". *Planetary and Space Science*.
- J. Leconte, F. Forget, **B. Charnay**, R. Wordsworth and A. Pottier. "Increased insolation threshold for runaway greenhouse processes on Earth like planets". *Nature*, 2013
- J. Leconte, F. Forget, **B. Charnay**, R. Wordsworth, F. Selsis, E. Millour and A. Spiga. "3D climate modeling of close-in land planets : Circulation patterns, climate moist bistability and habitability". *Astronomy & Astrophysics*, 2013
- R. Wordsworth, F. Forget, E. Millour, J. Head, J.-B. Madeleine, and **B. Charnay** "Global modelling of the early Martian climate under a denser CO<sub>2</sub> atmosphere : Water cycle and ice evolution". *Icarus*, 2013.
- R. Lorenz, C. Newman, T. Tokano, J. Mitchell, **B. Charnay**, S. Lebonnois and R. Achterberg. "Formulation of a wind specification for Titan late polar summer exploration". *Planetary and Space Science*, 2012.
- S. Lebonnois, J. Burgalat, P. Rannou and **B. Charnay**. "Titan global climate model : A new 3-dimensional version of the IPSL Titan GCM". *Icarus*, 2012.
- R. Wordsworth, F. Forget, F. Selsis, E. Millour, **B. Charnay**, and J.-B. Madeleine. "Gliese 581d is the First Discovered Terrestrial-mass Exoplanet in the Habitable Zone". *The Astrophysical Journal Letter*, 2011.

# Table des figures

1.1	Portrait de Christian Huygens. . . . .	2
1.2	Lunes de Saturne . . . . .	3
1.3	Titan vu par les sondes Voyagers . . . . .	5
1.4	Orbiteur Cassini . . . . .	7
1.5	Module Huygens . . . . .	8
1.6	Calendrier titanien . . . . .	9
1.7	Profil vertical de température de l'atmosphère de Titan. Le trait plein correspond au profil mesuré par Huygens (Fulchignoni et al., 2005). Le trait pointillé correspond au profil de température prédit avec le modèle atmosphérique de Yelle et al. (1997). . . . .	11
1.8	Schéma simplifié de la photochimie du méthane et de l'azote dans l'atmosphère de Titan conduisant à la formation de brume. Figure issue de Atreya et al. (2006). . . . .	12
1.9	Cycle du méthane, figure issue de Atreya (2007). . . . .	13
1.10	Photographie de la couche détachée . . . . .	13
1.11	Nuages vus par ISS . . . . .	15
1.12	Vent zonal . . . . .	16
1.13	Température et vent zonal stratosphériques . . . . .	17
1.14	Profils des vents troposphériques . . . . .	18
1.15	Stabilité de la troposphère . . . . .	19
1.16	Circulation troposphérique . . . . .	19
1.17	Carte de la surface de Titan vue par ISS . . . . .	20
1.18	Descente de Huygens . . . . .	22
1.19	Cratères d'impacts . . . . .	23
1.20	Vallées fluviales au site de Huygens . . . . .	23
1.21	Lacs de Titan . . . . .	25
1.22	Dunes de Titan . . . . .	26
1.23	Orientation des dunes . . . . .	27
1.24	Schéma de la structure interne de Titan . . . . .	28
1.25	Evolution de la structure interne de Titan et dégazage du méthane . . . . .	28
2.1	Maillage du LMDZ . . . . .	37
2.2	Profils de température mesurés par Voyager 1 . . . . .	42
2.3	Gradients verticaux de température pour les survols T12 et T14 de Cassini . . . . .	43
2.4	Structure thermique mesurée par HASI . . . . .	44

2.5	Espacement des dunes et lien avec la couche limite . . . . .	45
2.6	Structure thermique au site Huygens mesurée par HASI et simulée par le GCM . . . . .	48
2.7	Flux de surface . . . . .	49
2.8	Cycle diurne de la couche limite . . . . .	50
2.9	Cycle saisonnier de la couche limite . . . . .	51
2.10	Vents mesurés et simulés au site de Huygens . . . . .	52
2.11	Chauffages et de refroidissements dans la troposphère . . . . .	53
2.12	Variations saisonnières du flux solaire au sommet de l'atmosphère de Titan . . . . .	54
2.13	Profils latitudinaux de température de surface . . . . .	55
2.14	Hauteur de la couche limite convective . . . . .	56
2.15	Evolution saisonnière de la hauteur de la couche limite convective . . . . .	57
2.16	Structure thermique hivernale simulée . . . . .	58
2.17	Structure thermique hivernale mesurée . . . . .	59
2.18	Bilan des flux dans l'atmosphère et à la surface de Titan . . . . .	60
2.19	Fonction de courant de la circulation troposphérique . . . . .	62
2.20	Vent méridien simulé . . . . .	63
2.21	Vent zonal moyen simulé . . . . .	64
2.22	Vent zonal simulé . . . . .	64
2.23	Circulation de mousson . . . . .	65
2.24	Vent de surface produit par le GCM . . . . .	66
2.25	Evolution saisonnière des vents de surface produit par le GCM . . . . .	66
2.26	Vent zonal de surface proche de l'équateur . . . . .	67
2.27	Roses des vents de surface . . . . .	68
2.28	Vents méridiens instantanés à 35 m . . . . .	69
2.29	Enregistrement temporel des vents méridiens instantanés à 35 m . . . . .	69
2.30	Enregistrement temporel des ondes baroclines . . . . .	70
2.31	Ondes dans le modèle de <a href="#">Mitchell et al. (2011)</a> . . . . .	71
2.32	Transport de moment angulaire dans le GCM . . . . .	71
2.33	Circulation atmosphérique dans le modèle de <a href="#">Schneider et al. (2012)</a> . . . . .	73
2.34	Nuages formés par des ondes planétaires . . . . .	73
2.35	Nuages et ondes planétaires dans le GCM de <a href="#">Mitchell et al. (2011)</a> . . . . .	74
2.36	Moment atmosphérique angulaire calculé par le GCM . . . . .	76
2.37	Moment atmosphérique angulaire intégré depuis la surface . . . . .	77
2.38	Couple atmosphérique . . . . .	78
2.39	Titan devant Saturne . . . . .	80
2.40	Mouvement orbital de Titan autour de Saturne . . . . .	81
2.41	Amplitude relative de l'onde de marée . . . . .	83
2.42	Variation de pression à l'équateur . . . . .	85
2.43	Variation de pression à la longitude 0° . . . . .	85
2.44	Fonctions harmoniques sphériques . . . . .	90
2.45	Carte de topographie obtenues avec les coefficients de <a href="#">Zebker et al. (2009)</a> . . . . .	91

2.46	Carte de topographie obtenues avec les nouveaux coefficients de Zebker et al. (2009) . . . . .	91
2.47	Carte de topographie issue de Lorenz et al. (2013) . . . . .	92
2.48	Vents de pente . . . . .	95
2.49	Corrélation entre température de surface et altitude . . . . .	96
3.1	Schéma orage terrestre . . . . .	99
3.2	Evolution of a methane storm . . . . .	103
3.3	Winds in the gust front . . . . .	104
3.4	Storm impact on the resultant drift direction . . . . .	105
3.5	Analogy between linear dunes on Titan and in Rub'al-Kali desert on Earth . .	107
3.6	Statistics of GCM winds . . . . .	109
3.7	Threshold friction speed for saltation . . . . .	111
3.8	Sand flux roses from the GCM . . . . .	113
3.9	Longitudinal dunes in Egypt . . . . .	114
3.10	Evolution de la RDD avec la latitude . . . . .	115
3.11	Cartes de RDD avec topographie . . . . .	116
4.1	Absorbeurs infrarouge dans l'atmosphère de Titan . . . . .	118
4.2	Température et pression pour Titan sans méthane. Figure issue de Lorenz et al. (1997) . . . . .	119
4.3	Profil de température pour une atmosphère pure de N <sub>2</sub> avec ou sans nuage . .	123
4.4	Dépendance sur le rayon du facteur d'efficacité de diffusion . . . . .	125
4.5	Colonne intégrée et épaisseur optique des nuages de N <sub>2</sub> . . . . .	126
4.6	Température et pression de surface en fonction de l'âge, de l'albédo et des nuages . . . . .	127
4.7	Profondeur des lacs de N <sub>2</sub> pour le futur ou un passé proche . . . . .	127
4.8	Profondeur des lacs de N <sub>2</sub> pour un passé proche ou ancien . . . . .	129
4.9	Bilan net précipitation/évaporation . . . . .	129
4.10	Evolution du rayon des gouttes de pluie de N <sub>2</sub> . . . . .	133
4.11	Champs de pression et de vents causés par les marées gravitationnelles . . . .	134
4.12	Variation des précipitations avec les marées gravitationnelles . . . . .	134
4.13	Diagramme de phase du N <sub>2</sub> et de stabilité des clathrates d'azote . . . . .	137
5.1	Bilan des contraintes géologiques sur la pression partielle de CO <sub>2</sub> . . . . .	143
5.2	Suricate sur une roche couverte de cratères de gouttes de pluie archéennes . .	145
5.3	Stanley Miller . . . . .	146
5.4	Simulations de la Terre actuelle . . . . .	158
5.5	Moyenne zonale de la température de surface pour Terre actuelle . . . . .	159
5.6	Glaciation globale sous le Soleil jeune . . . . .	160
5.7	Températures de surface en fonction de la distribution des continents . . . . .	162
5.8	Nuages au dessus d'un supercontinent . . . . .	163
5.9	Effet du CO <sub>2</sub> et du CH <sub>4</sub> sur les températures moyennes . . . . .	164

5.10	Effet du CO <sub>2</sub> seul sur les températures moyennes . . . . .	164
5.11	Température et évaporation pour la Terre actuelle sans continent et la Terre Archéenne . . . . .	165
5.12	Climat archéen froid . . . . .	166
5.13	Albédo au sommet de l'atmosphère pour un climat froid . . . . .	167
5.14	Masse des nuages en fonction du rayon des gouttes nuageuse . . . . .	170
5.15	Températures archéennes en fonction du rayon des gouttes nuageuse . . . . .	171
5.16	Chauffage produit par des plus grosses gouttes nuageuses . . . . .	172
5.17	Profil de température pour une pression doublée . . . . .	173
5.18	Vents zonaux et méridiens pour une Terre Archéenne tournant en 24 ou 14h . . . . .	174
5.19	Température de surface pour une Terre Archéenne tournant en 24 ou 14h . . . . .	175
5.20	Indices d'une Terre primitive chaude . . . . .	177
5.21	Température de surface moyenne en fonction de la pression partielle en CO <sub>2</sub> pour la Terre primitive . . . . .	179
5.22	Profils latitudinaux de température de surface pour une Terre primitive chaude . . . . .	181
5.23	Profils verticaux de température, de vapeur d'eau et d'eau condensée pour une Terre primitive chaude . . . . .	181
5.24	Evolution pCO <sub>2</sub> et température durant le LHB . . . . .	184
5.25	Spectres en émission de la Terre actuelle et d'une Terre gelée . . . . .	193

## Liste des tableaux

1.1	Paramètres astronomiques et physiques de Saturne. . . . .	4
1.2	Paramètres astronomiques et physiques de Titan. . . . .	4
1.3	Paramètres atmosphériques . . . . .	11
2.1	Amplitude des différents termes du couple atmosphérique . . . . .	79
2.2	Coefficients (parties réelles et imaginaires) à l'ordre 4 de la décomposition en harmoniques sphériques de Zebker et al. (2009). . . . .	93
2.3	Coefficients (parties réelles et imaginaires) à l'ordre 7 de la décomposition en harmoniques sphériques de Zebker et al. (2009). . . . .	93
4.1	Influence du nombre du mixing ratio en CCN sur le climat . . . . .	125
4.2	Température et pression de surface sur Titan primitif . . . . .	130
5.1	Valeurs climatiques intégrées pour la Terre actuelle et Archéenne . . . . .	162
5.2	Comparaison Terre actuelle sans continent et Terre Archéenne . . . . .	165
5.3	Effet des différents mécanismes de chauffage . . . . .	176
5.4	Paramètres pour les climats chauds de la Terre primitive . . . . .	180



# Bibliographie

- Abbot, D. S., Voigt, A., and Koll, D. (2011). The Jormungand global climate state and implications for Neoproterozoic glaciations. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 116 :18103. [156](#)
- Abramov, O. and Mojzsis, S. J. (2009). Microbial habitability of the Hadean Earth during the late heavy bombardment. *Nature*, 459 :419–422. [182](#), [183](#)
- Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Flasar, F. M., and Nixon, C. A. (2008). Titan’s middle-atmospheric temperatures and dynamics observed by the Cassini Composite Infrared Spectrometer. *Icarus*, 194 :263–277. [16](#), [17](#)
- Ádámkóvics, M., Wong, M. H., Laver, C., and de Pater, I. (2007). Widespread Morning Drizzle on Titan. *Science*, 318 :962–. [14](#)
- Aharonson, O., Hayes, A. G., Lunine, J. I., Lorenz, R. D., Allison, M. D., and Elachi, C. (2009). An asymmetric distribution of lakes on Titan as a possible consequence of orbital forcing. *Nature Geoscience*, 2 :851–854. [24](#), [25](#), [118](#), [128](#)
- Albrecht, B. A. (1989). Aerosols, Cloud Microphysics, and Fractional Cloudiness. *Science*, 245 :1227–1230. [168](#)
- Andreae, M. O. (2007). Aerosols before pollution. *Science*, 315(5808) :50–51. [168](#)
- Andreotti, B., Fourriere, A., Ould-Kaddour, F., Murray, B., and Claudin, P. (2009). Size of giant aeolian dunes limited by the average depth of the atmospheric boundary layer. *Nature*, 457 :1120–1123. [31](#), [44](#), [45](#), [48](#), [50](#)
- Armstrong, G. T. (1954). Vapor pressure of nitrogen. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 53. [121](#)
- Atreya, S. (2007). Titan’s Organic Factory. *Science*. [13](#), [196](#)
- Atreya, S. K. (2010). The significance of trace constituents in the solar system. *Faraday Discussions*, 147 :9. [10](#)
- Atreya, S. K., Adams, E. Y., Niemann, H. B., Demick-Montelara, J. E., Owen, T. C., Fulchignoni, M., Ferri, F., and Wilson, E. H. (2006). Titan’s methane cycle. *Planet. & Space Sci.*, 54 :1177–1187. [12](#), [196](#)
- Atreya, S. K., Donahue, T. M., and Kuhn, W. R. (1978). Evolution of a nitrogen atmosphere on Titan. *Science*, 201 :611–613. [29](#)

- Barnes, J. W., Bow, J., Schwartz, J., Brown, R. H., Soderblom, J. M., Hayes, A. G., Vixie, G., Le Mouélic, S., Rodriguez, S., Sotin, C., Jaumann, R., Stephan, K., Soderblom, L. A., Clark, R. N., Buratti, B. J., Baines, K. H., and Nicholson, P. D. (2011). Organic sedimentary deposits in Titan's dry lakebeds : Probable evaporite. *Icarus*, 216 :136–140. 24
- 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., and Nicholson, P. D. (2006). Cassini observations of flow-like features in western Tui Regio, Titan. *Geophys. Res. Lett.*, 33 :16204. 22
- Barnes, J. W., Brown, R. H., Soderblom, L., Sotin, C., Le Mouélic, S., Rodriguez, S., Jaumann, R., Beyer, R. A., Buratti, B. J., Pitman, K., Baines, K. H., Clark, R., and Nicholson, P. (2008). Spectroscopy, morphometry, and photoclinometry of Titan's dunefields from Cassini/VIMS. *Icarus*, 195 :400–414. 98
- Barth, E. L. and Rafkin, S. C. R. (2007). TRAMS : A new dynamic cloud model for Titan's methane clouds. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :3203. 101, 102, 109
- Barth, E. L. and Rafkin, S. C. R. (2010). Convective cloud heights as a diagnostic for methane environment on Titan. *Icarus*, 206 :467–484. 101, 102, 109
- Barth, E. L. and Toon, O. B. (2006). Methane, ethane, and mixed clouds in Titan's atmosphere : Properties derived from microphysical modeling. *Icarus*, 182 :230–250. 109
- Battistuzzi, F. U., Feijao, A., and Hedges, S. B. (2004). A genomic timescale of prokaryote evolution : insights into the origin of methanogenesis, phototrophy, and the colonization of land. *BMC evolutionary biology*, 4(1) :44+. 150
- Béghin, C., Randriamboarison, O., Hamelin, M., Karkoschka, E., Sotin, C., Whitten, R. C., Berthelier, J.-J., Grard, R., and Simões, F. (2012). Analytic theory of Titan's Schumann resonance : Constraints on ionospheric conductivity and buried water ocean. *Icarus*, 218 :1028–1042. 27
- Belousova, E. A., Kostitsyn, Y. A., Griffin, W. L., Begg, G. C., O'Reilly, S. Y., and Pearson, N. J. (2010). The growth of the continental crust : Constraints from zircon Hf-isotope data. *Lithos*, 119 :457–466. 159
- Betts, A. K. and Miller, M. J. (1986). A new convective adjustment scheme, Part II : Single column tests using GATE wave, BOMEX, ATEX and arctic air-mass data sets. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112 :693–709. 190
- Bird, M. K., Allison, M., Asmar, S. W., Atkinson, D. H., Avruch, I. M., Dutta-Roy, R., Dzierma, Y., Edenhofer, P., Folkner, W. M., Gurvits, L. I., Johnston, D. V., Plettemeier, D., Pogrebenko, S. V., Preston, R. A., and Tyler, G. L. (2005). The vertical profile of winds on Titan. *Nature*, 438 :800–802. 15, 16

- Blake, R. E., Chang, S. J., and Lepland, A. (2010). Phosphate oxygen isotopic evidence for a temperate and biologically active Archaean ocean. *Nature*, 464 :1029032. 149, 178
- Bluestein, H. B. and Jain, M. H. (1985). Formation of Mesoscale Lines of Precipitation : Severe Squall Lines in Oklahoma during the Spring. *Journal of Atmospheric Sciences*, 42 :1711–1732. 110
- Bordoni, S. and Schneider, T. (2008). Monsoons as eddy-mediated regime transitions of the tropical overturning circulation. *Nature Geoscience*, 1 :515–519. 63, 65, 67
- Boucher, O., Le Treut, H., and Baker, M. B. (1995). Precipitation and radiation modeling in a general circulation model : Introduction of cloud microphysical processes. *J. Geophys. Res.*, 100 :16395–16414. 147, 154, 168, 169
- Bousseau, B., Blanquart, S., Necsulea, A., Lartillot, N., and Manolo, G. (2008). Parallel adaptations to high temperatures in the Archaean eon. *Nature*, 456 :942–945. 142, 149, 177, 182, 183
- Breon, F. M., Tanré, D., and Generoso, S. (2002). Aerosol Effect on Cloud Droplet Size Monitored from Satellite. *Science*, 295 :834–838. 168
- Bridges, N. T., Ayoub, F., Avouac, J.-P., Leprince, S., Lucas, A., and Mattson, S. (2012). Earth-like sand fluxes on Mars. *Nature*, 485 :339–342. 104
- Brown, M. E., Bouchez, A. H., and Griffith, C. A. (2002). Direct detection of variable tropospheric clouds near Titan’s south pole. *Nature*, 420 :795–797. 14
- Brown, M. E., Smith, A. L., Chen, C., and Ádámkóvics, M. (2009). Discovery of Fog at the South Pole of Titan. *ApJL*, 706 :L110–L113. 47, 51
- Brown, R. H., Soderblom, L. A., Soderblom, J. M., Clark, R. N., Jaumann, R., Barnes, J. W., Sotin, C., Buratti, B., Baines, K. H., and Nicholson, P. D. (2008). The identification of liquid ethane in Titan’s Ontario Lacus. *Nature*, 454 :607–610. 24
- Cabane, M., Rannou, P., Chassefiere, E., and Israel, G. (1993). Fractal aggregates in Titan’s atmosphere. *Planet. & Space Sci.*, 41 :257–267. 4, 37
- Carrasco, N. (2013). Habilitation à diriger des recherches. In *Chimie des atmosphères planétaires : de la Terre à Titan, de Titan à la Terre primitive*. 192
- Charnay, B., Forget, F., Wordsworth, R., Leconte, J., Millour, E., Codron, F., and Spiga, A. (2013). Exploring the faint young Sun problem and the possible climates of the Archean Earth with a 3-D GCM. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 118 :10414. 121, 184
- Charnay, B. and Lebonnois, S. (2012). Two boundary layers in titan’s lower troposphere inferred from a climate model. *Nature Geoscience*, 5 :106–109. 16, 17, 43, 55, 72, 102, 107, 153

- Choukroun, M. and Sotin, C. (2012). Is Titan's shape caused by its meteorology and carbon cycle? *Geophys. Res. Lett.*, 39 :4201. 30, 121, 136
- Clough, S. A., Iacono, M. J., and Moncet, J.-L. (1992). Line-by-Line Calculations of Atmospheric Fluxes and Cooling Rates : Application to Water Vapor. *J. Geophys. Res.*, 97 :15761. 154
- Codron, F. (2012). Ekman heat transport for slab oceans. *Climate Dynamics*, 38 :379–389. 147, 156, 180
- Cottini, V., Nixon, C. A., Jennings, D. E., de Kok, R., Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., and Flasar, F. M. (2011). Spatial and temporal variations in titan's surface temperatures from cassini cirs observations. *Planet. & Space Sci.* 48
- Courrech du Pont, S., Narteau, C., and Gao, X. (2013). Two modes for dune crest orientation. *submitted to Nature geoscience.* 100, 104, 188
- Cours, T., Burgalat, J., Rannou, P., Rodriguez, S., Brahic, A., and West, R. A. (2011). Dual Origin of Aerosols in Titan's Detached Haze Layer. *ApJL*, 741 :L32. 12
- Courtin, R. (1982). The spectrum of Titan in the far-infrared and microwave regions. *Icarus*, 51 :466–475. 5
- Coustenis, A. and Bezar, B. (1995). Titan's atmosphere from Voyager infrared observations. 4 : Latitudinal variations of temperature and composition. *Icarus*, 115 :126–140. 4, 5
- Coustenis, A., Bezar, B., and Gautier, D. (1989). Titan's atmosphere from Voyager infrared observations. I - The gas composition of Titan's equatorial region. *Icarus*, 80 :54–76. 5
- Coustenis, A., Schmitt, B., Khanna, R. K., and Trotta, F. (1999). Plausible condensates in Titan's stratosphere from Voyager infrared spectra. *Planet. & Space Sci.*, 47 :1305–1329. 5
- Coustenis, A. and Taylor, F. W. (2008). *Titan. Exploring an Earth-like World (second edition)*. 5, 6, 7, 14
- Crespin, A., Lebonnois, S., Vinatier, S., Bézard, B., Coustenis, A., Teanby, N. A., Achterberg, R. K., Rannou, P., and Hourdin, F. (2008). Diagnostics of Titan's stratospheric dynamics using Cassini/CIRS data and the IPSL General Circulation Model. 197 :556–571. 37, 38
- Dalba, P. A., Buratti, B. J., Brown, R. H., Barnes, J. W., Baines, K. H., Sotin, C., Clark, R. N., Lawrence, K. J., and Nicholson, P. D. (2012). Cassini VIMS Observations Show Ethane is Present in Titan's Rainfall. *Astrophys. J.l*, 761 :L24. 111
- Dermott, S. F. and Sagan, C. (1995). Tidal effects of disconnected hydrocarbon seas on Titan. *Nature*, 374 :238–240. 130

- Dhuime, B., Hawkesworth, C. J., Cawood, P. A., and Storey, C. D. (2012). A Change in the Geodynamics of Continental Growth 3 Billion Years Ago. *Science*, 335 :1334–. 159
- Domagal-Goldman, S. D., Kasting, J. F., Johnston, D. T., and Farquhar, J. (2008). Organic haze, glaciations and multiple sulfur isotopes in the Mid-Archean Era. *Earth and Planetary Science Letters*, 269 :29–40. 152
- Driese, S. G., Jirsa, M. A., Ren, M., Brantley, S. L., Sheldon, N. D., Parker, D., and Schmitz, M. (2011). Neoproterozoic paleoweathering of tonalite and metabasalt : Implications for reconstructions of 2.69 ga early terrestrial ecosystems and paleoatmospheric chemistry. *Precambrian Research*, 189(1–2) :1 – 17. 150
- 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., and Zebker, H. (2005). Cassini Radar Views the Surface of Titan. *Science*, 308 :970–974. 23
- 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., Franceschetti, 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., and West, R. (2006). Titan Radar Mapper observations from Cassini's T<sub>3</sub> fly-by. *Nature*, 441 :709–713. 25
- Evans, D. A., Beukes, N. J., and Kirschvink, J. L. (1997). Low-latitude glaciation in the Palaeoproterozoic era. *Nature*, 386 :262–266. 149
- Feulner, G. (2012). The faint young Sun problem. *Reviews of Geophysics*, 50 :2006. 143, 149, 150, 173
- Flament, N., Coltice, N., and Rey, P. F. (2008). A case for late-Archaean continental emergence from thermal evolution models and hypsometry. *Earth and Planetary Science Letters*, 275 :326–336. 159
- Flasar, F. M., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Kunde, V. G., Nixon, C. A., Bjoraker, G. L., Jennings, D. E., Romani, P. N., Simon-Miller, A. A., Bézard, B., Coustenis, A., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Brasunas, J., Pearl, J. C., Segura, M. E., Carlson, R. C., Mamoutkine, A., Schinder, P. J., Barucci, A., Courtin, R., Fouchet, T., Gautier, D., Lellouch, E., Marten, A., Prangé, R., Vinatier, S., Strobel, D. F., Calcutt, S. B., Read, P. L., Taylor, F. W., Bowles, N., Samuelson, R. E., Orton, G. S., Spilker, L. J., Owen, T. C., Spencer, J. R., Showalter, M. R., Ferrari, C., Abbas, M. M., Raulin, F., Edgington, S., Ade, P., and Wishnow, E. H. (2005). Titan's Atmospheric Temperatures, Winds, and Composition. *Science*, 308 :975–978. 15

- Flasar, F. M., Samuelson, R. E., and Conrath, B. J. (1981). Titan's atmosphere - Temperature and dynamics. *Nature*, 292 :693–698. 15
- Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Collins, M., Lewis, S. R., Read, P. L., and Huot, J.-P. (1999). Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km. *J. Geophys. Res.*, 104 :24155–24176. 65, 121, 153
- Forget, F. and Leconte, J. (2013). Possible climates on terrestrial exoplanets. *ArXiv e-prints*. 192
- Forget, F. and Pierrehumbert, R. T. (1997). Warming Early Mars with Carbon Dioxide Clouds That Scatter Infrared Radiation. *Science*, 278 :1273. 123
- Forget, F., Wordsworth, R., Millour, E., Madeleine, J.-B., Kerber, L., Leconte, J., Marcq, E., and Haberle, R. M. (2013). 3D modelling of the early martian climate under a denser CO<sub>2</sub> atmosphere : Temperatures and CO<sub>2</sub> ice clouds. *Icarus*, 222 :81–99. 121, 125, 152
- Francois, L. M. and Gerard, J.-C. (1988). Ozone, climate and biospheric environment in the ancient oxygen-poor atmosphere. *Planet. & Space Sci.*, 36 :1391–1414. 158
- Friedson, A. J., West, R. A., Wilson, E. H., Oyafuso, F., and Orton, G. S. (2009). A global climate model of Titan's atmosphere and surface. *Planet. & Space Sci.*, 57 :1931–1949. 16, 17, 40, 49, 85
- Frierson, D. M. W. (2007). The Dynamics of Idealized Convection Schemes and Their Effect on the Zonally Averaged Tropical Circulation. *Journal of Atmospheric Sciences*, 64 :1959. 154, 157
- Fulchignoni, M. et al. (2005). In situ measurements of the physical characteristics of Titan's environment. *Nature*, 438 :1–7. 10, 11, 18, 44, 46, 47, 102, 110, 196
- Gaillard, F., Scaillet, B., and Arndt, N. T. (2011). Atmospheric oxygenation caused by a change in volcanic degassing pressure. *Nature*, 478(7368) :229–232. 144, 159
- Gaucher, E. A., Govindarajan, S., and Ganesh, O. K. (2008). Palaeotemperature trend for Precambrian life inferred from resurrected proteins. *Nature*, 452 :704–707. 149, 177
- Gierasch, P. J. (1975). Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation. *Journal of Atmospheric Sciences*, 32 :1038–1044. 16, 37
- Glein, C. R., Desch, S. J., and Shock, E. L. (2009). The absence of endogenic methane on Titan and its implications for the origin of atmospheric nitrogen. *Icarus*, 204 :637–644. 29
- Goldblatt, C., Claire, M. W., Lenton, T. M., Matthews, A. J., Watson, A. J., and Zahnle, K. J. (2009). Nitrogen-enhanced greenhouse warming on early Earth. *Nature Geoscience*, 2 :891–896. 144, 151, 152, 172

- Goldblatt, C. and Zahnle, K. J. (2011a). Clouds and the Faint Young Sun Paradox. *Climate of the Past*, 7 :203–220. [151](#), [152](#), [168](#)
- Goldblatt, C. and Zahnle, K. J. (2011b). Faint young Sun paradox remains. *Nature*, 474. [168](#), [169](#)
- Goldreich, P. M. and Mitchell, J. L. (2010). Elastic ice shells of synchronous moons : Implications for cracks on Europa and non-synchronous rotation of Titan. *Icarus*, 209 :631–638. [78](#)
- Gomes, R., Levison, H. F., Tsiganis, K., and Morbidelli, A. (2005). Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets. *Nature*, 435 :466–469. [142](#)
- Gough, D. O. (1981). Solar interior structure and luminosity variations. , 74 :21–34. [122](#), [126](#), [148](#), [161](#)
- Grandpeix, J.-Y. and Lafore, J.-P. (2010). A Density Current Parameterization Coupled with Emanuel’s Convection Scheme. Part I : The Models. *Journal of Atmospheric Sciences*, 67 :881–897. [190](#)
- Graves, S. D. B., McKay, C. P., Griffith, C. A., Ferri, F., and Fulchignoni, M. (2008). Rain and hail can reach the surface of Titan. *Planet. & Space Sci.*, 56 :346–357. [14](#), [131](#), [132](#)
- Greeley, R. and Iversen, J. D. (1985). *Wind as a geological process on Earth, Mars, Venus and Titan*. [111](#)
- Gregory, D. (1995). A Consistent Treatment of the Evaporation of Rain and Snow for Use in Large-Scale Models. *Monthly Weather Review*, 123 :2716. [155](#)
- Griffith, C. A. (1993). Evidence for surface heterogeneity on Titan. *Nature*, 364 :511–514. [20](#)
- Griffith, C. A., Lora, J. M., Turner, J., Penteado, P. F., Brown, R. H., Tomasko, M. G., Doose, L., and See, C. (2012). Possible tropical lakes on Titan from observations of dark terrain. *Nature*, 486 :237–239. [24](#), [30](#), [121](#)
- Griffith, C. A., McKay, C. P., and Ferri, F. (2008). Titan’s Tropical Storms in an Evolving Atmosphere. *ApJl*, 687 :L41–L44. [18](#), [44](#), [46](#), [47](#), [51](#)
- Griffith, C. A., Owen, T., Miller, G. A., and Geballe, T. (1998). Transient clouds in Titan’s lower atmosphere. *Nature*, 395 :575–578. [14](#)
- Griffith, C. A., Penteado, P., Baines, K., Drossart, P., Barnes, J., Bellucci, G., Bibring, J., Brown, R., Buratti, B., Capaccioni, F., Cerroni, P., Clark, R., Combes, M., Coradini, A., Cruikshank, D., Formisano, V., Jaumann, R., Langevin, Y., Matson, D., McCord, T., Mennella, V., Nelson, R., Nicholson, P., Sicardy, B., Sotin, C., Soderblom, L. A., and Kursinski, R. (2005). The Evolution of Titan’s Mid-Latitude Clouds. *Science*, 310 :474–477. [14](#)

- Griffith, C. A., Penteado, P., Rannou, P., Brown, R., Boudon, V., Baines, K. H., Clark, R., Drossart, P., Buratti, B., Nicholson, P., McKay, C. P., Coustenis, A., Negrao, A., and Jaumann, R. (2006). Evidence for a Polar Ethane Cloud on Titan. *Science*, 313 :1620–1622. [14](#)
- Griffith, C. A., Penteado, P., Rodriguez, S., Le Mouélic, S., Baines, K. H., Buratti, B., Clark, R., Nicholson, P., Jaumann, R., and Sotin, C. (2009). Characterization of Clouds in Titan's Tropical Atmosphere. *Astrophys. J.*, 702 :L105–L109. [14](#), [102](#), [110](#)
- Gudipati, M., Jacovi, R., Couturier-Tamburelli, I., Lignell, A., and Allen, M. (2013). Photochemical activity of Titan low-altitude condensed haze. *Nature Communications*. [31](#)
- Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Burlaga, L. F., and Ness, N. F. (2013). In situ observations of interstellar plasma with voyager 1. *Science*, 341(6153) :1489–1492. [4](#)
- Hansen, J. E. and Travis, L. D. (1974). Light scattering in planetary atmospheres. , 16 :527–610. [121](#), [154](#)
- Haqq-Misra, J. D., Domagal-Goldman, S. D., Kasting, P. J., and Kasting, J. F. (2008). A Revised, Hazy Methane Greenhouse for the Archean Earth. *Astrobiology*, 8 :1127–1137. [150](#), [151](#), [152](#), [161](#), [163](#), [192](#)
- 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., and Wall, S. (2008). Hydrocarbon lakes on Titan : Distribution and interaction with a porous regolith. *Geophys. Res. Lett.*, 35 :9204. [24](#), [136](#)
- Hayes, A. G., Lorenz, R. D., Donelan, M. A., Manga, M., Lunine, J. I., Schneider, T., Lamb, M. P., Mitchell, J. M., Fischer, W. W., Graves, S. D., Tolman, H. L., Aharonson, O., Encrenaz, P. J., Ventura, B., Casarano, D., and Notarnicola, C. (2013). Wind driven capillary-gravity waves on Titan's lakes : Hard to detect or non-existent ? *Icarus*, 225 :403–412. [24](#)
- Hemingway, D., Nimmo, F., Zebker, H., and Iess, L. (2013). A rigid and weathered ice shell on Titan. *Nature*, 500 :550–552. [30](#)
- Hessler, A. M., Lowe, D. R., Jones, R. L., and Bird, D. K. (2004). A lower limit for atmospheric carbon dioxide levels 3.2 billion years ago. *Nature*, 428 :736–738. [150](#)
- Hirtzig, M., Bézard, B., Lellouch, E., Coustenis, A., de Bergh, C., Drossart, P., Campargue, A., Boudon, V., Tyuterev, V., Rannou, P., Cours, T., Kassi, S., Nikitin, A., Mondelain, D., Rodriguez, S., and Le Mouélic, S. (2013). Titan's surface and atmosphere from Cassini/VIMS data with updated methane opacity. *Icarus*, 226 :470–486. [21](#)
- Hörst, S. M., Yelle, R. V., Buch, A., Carrasco, N., Cernogora, G., Dutuit, O., Quirico, E., Sciamma-O'Brien, E., Smith, M. A., Somogyi, Á., Szopa, C., Thissen, R., and Vuitton, V.

- (2012). Formation of Amino Acids and Nucleotide Bases in a Titan Atmosphere Simulation Experiment. *Astrobiology*, 12 :809–817. 32
- Hourdin, F., Couvreur, F., and Menut, L. (2002). Parameterization of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals. *J. of Atm. Sci.*, 59 :1105–1123. 38, 40
- Hourdin, F., Le van, P., Forget, F., and Talagrand, O. (1993). Meteorological Variability and the Annual Surface Pressure Cycle on Mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 50 :3625–3640. 39
- Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.-L., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.-Y., Krinner, G., Levan, P., Li, Z.-X., and Lott, F. (2006). The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27 :787–813. 108, 152, 153
- Hourdin, F., Talagrand, O., Sadourny, R., Courtin, R., Gautier, D., and McKay, C. P. (1995). Numerical simulation of the general circulation of the atmosphere of Titan. *Icarus*, 117 :358–374. 14, 16, 36
- House, C. H., Runnegar, B., and Fitz-Gibbon, S. T. (2003). Geobiological analysis using whole genome-based tree building applied to the bacteria, archaea, and eukarya. *Geobiology*, 1(1) :15–26. 150
- Howard, A. D., Cutts, J. A., and Blasius, K. R. (1982). Stratigraphic relationships within Martian polar CAP deposits. *Icarus*, 50 :161–215. 31
- Howett, C. J. A., Spencer, J. R., Pearl, J., and Segura, M. (2010). Thermal inertia and bolometric Bond albedo values for Mimas, Enceladus, Tethys, Dione, Rhea and Iapetus as derived from Cassini/CIRS measurements. *Icarus*, 206 :573–593. 122
- Hren, M. T., Tice, M. M., and Chamberlain, C. P. (2009). Oxygen and hydrogen isotope evidence for a temperate climate 3.42 billion years ago. *Nature*, 462 :20508. 149, 178
- Hubbard, W. B., Sicardy, B., Miles, R., Hollis, A. J., Forrest, R. W., Nicolson, I. K. M., Appleby, G., Beisker, W., Bittner, C., Bode, H.-J., Bruns, M., Denzau, H., Nezel, M., Riedel, E., Struckmann, H., Arlot, J. E., Roques, F., Sevre, F., Thuillot, W., Hoffmann, M., Geyer, E. H., Buil, C., Colas, F., Lecacheux, J., Klotz, A., Thouvenot, E., Vidal, J. L., Carreira, E., Rossi, F., Blanco, C., Cristaldi, S., Nevo, Y., Reitsema, H. J., Brosch, N., Cernis, K., Zdanavicius, K., Wasserman, L. H., Hunten, D. M., Gautier, D., Lellouch, E., Yelle, R. V., Rizk, B., Flasar, F. M., Porco, C. C., Toublanc, D., and Corugedo, G. (1993). The occultation of 28 SGR by Titan. , 269 :541–563. 15
- Hueso, R. and Sánchez-Lavega, A. (2006). Methane storms on Saturn’s moon Titan. *Nature*, 442 :428–431. 18, 110

- Hunt, B. G. (1979). The effects of past variations of the earth's rotation rate on climate. *Nature*, 281(5728) :188–191. 173
- Hyde, W. T., Crowley, T. J., Baum, S. K., and Peltier, W. R. (2000). Neoproterozoic 'snowball Earth' simulations with a coupled climate/ice-sheet model. *Nature*, 405 :425–429. 167
- Iess, L., Jacobson, R. A., Ducci, M., Stevenson, D. J., Lunine, J. I., Armstrong, J. W., Asmar, S. W., Racioppa, P., Rappaport, N. J., and Tortora, P. (2012). The Tides of Titan. *Science*, 337 :457–. 27
- Iess, L., Rappaport, N. J., Jacobson, R. A., Racioppa, P., Stevenson, D. J., Tortora, P., Armstrong, J. W., and Asmar, S. W. (2010). Gravity Field, Shape, and Moment of Inertia of Titan. *Science*, 327 :1367–. 29, 91, 92
- Israël, G., Szopa, C., Raulin, F., Cabane, M., Niemann, H. B., Atreya, S. K., Bauer, S. J., Brun, J.-F., Chassefière, E., Coll, P., Condé, E., Coscia, D., Hauchecorne, A., Millian, P., Nguyen, M.-J., Owen, T., Riedler, W., Samuelson, R. E., Siguier, J.-M., Steller, M., Sternberg, R., and Vidal-Madjar, C. (2005). Complex organic matter in Titan's atmospheric aerosols from in situ pyrolysis and analysis. *Nature*, 438 :796–799. 12
- Jaffrés, J. B. D., Shields, G. A., and Wallmann, K. (2007). The oxygen isotope evolution of seawater : A critical review of a long-standing controversy and an improved geological water cycle model for the past 3.4 billion years. *Earth Science Reviews*, 83 :83–122. 149, 178
- Javaux, E., Marshall, C., and Bekker, A. (2010). Organic-walled microfossils in 3.2-billion-year-old shallow-marine siliciclastic deposits. *Nature*, 463(7283) :934–938. 142
- Jenkins, G. (1999). Examining the sensitivity of Earth's climate to the removal of ozone, landmasses and enhanced ocean heat transport in the GENESIS global climate model. *Global and Planetary Change*, 20 :257–279. 152
- Jenkins, G. S. (1993). A general circulation model study of the effects of faster rotation rate, enhanced CO<sub>2</sub> concentration, and reduced solar forcing : Implications for the faint young sun paradox. *J. Geophys. Res.*, 98 :20803. 152
- Jenkins, G. S. (1995). Early Earth's climate : Cloud feedback from reduced land fraction and ozone concentrations. *Geophys. Res. Lett.*, 22 :1513–1516. 152, 158
- Jenkins, G. S., Marshall, H. G., and Kuhn, W. R. (1993). Precambrian climate : The effects of land area and Earth's rotation rate. *J. Geophys. Res.*, 98 :8785–8791. 152
- Jennings, D. E., Cottini, V., Nixon, C. A., Flasar, F. M., Kunde, V. G., Samuelson, R. E., Romani, P. N., Hesman, B. E., Carlson, R. C., Gorius, N. J. P., Coustenis, A., and Tokano, T. (2011). Seasonal Changes in Titan's Surface Temperatures. *Astrophys. J.*, 737 :L15. 49, 54, 55, 120

- Karatekin, Ö., Van Hoolst, T., and Tokano, T. (2008). Effect of internal gravitational coupling on Titan's non-synchronous rotation. *Geophys. Res. Lett.*, 35 :16202. 78
- Kasting, J. F. and Ackerman, T. P. (1986). Climatic consequences of very high carbon dioxide levels in the earth's early atmosphere. *Science*, 234 :1383–1385. 152, 178
- Kasting, J. F., Howard, M. T., Wallmann, K., Veizer, J., Shields, G., and Jaffres, J. (2006). Paleoclimates, ocean depth, and the oxygen isotopic composition of seawater. *Earth and Planetary Science Letters*, 252 :82–93. 149, 178
- Kasting, J. F. and Howard, T. M. (2006). Atmospheric composition and climate on the early Earth. *Phil. Trans. R. Soc.*, 361 :1733–1742. 149, 150, 163, 177, 178, 179
- Kasting, J. F. and Ono, S. (2006). Palaeoclimates : the first two billion years. *Phil. Trans. R. Soc.*, 361 :917–929. 144, 149, 150, 161, 165
- Kasting, J. F., Pollack, J. B., and Crisp, D. (1984). Effects of high CO<sub>2</sub> levels on surface temperature and atmospheric oxidation state of the early earth. *Journal of Atmospheric Chemistry*, 1 :403–428. 152
- Kazeminejad, B., Atkinson, D. H., Pérez-Ayúcar, M., Lebreton, J.-P., and Sollazzo, C. (2007). Huygens entry and descent through Titan's atmosphere Methodology and results of the trajectory reconstruction. *Planet. & Space Sci.*, 55 :1845–1876. 18
- Kelley, D. S., Karson, J. A., Früh-Green, G. L., Yoerger, D. R., Shank, T. M., Butterfield, D. A., Hayes, J. M., Schrenk, M. O., Olson, E. J., Proskurowski, G., Jakuba, M., Bradley, A., Larson, B., Ludwig, K., Glickson, D., Buckman, K., Bradley, A. S., Brazelton, W. J., Roe, K., Elend, M. J., Delacour, A., Bernasconi, S. M., Lilley, M. D., Baross, J. A., Summons, R. E., and Sylva, S. P. (2005). A Serpentinite-Hosted Ecosystem : The Lost City Hydrothermal Field. *Science*, 307 :1428–1434. 150
- Kharecha, P., Kasting, J., and Siefert, J. (2005). A coupled atmosphere-ecosystem model of the early archaean earth. *Geobiology*, 3(2) :53–76. 150
- Kiehl, J. T. and Boville, B. A. (1988). The radiative-dynamical response of a stratospheric-tropospheric general circulation model to changes in ozone. *Journal of Atmospheric Sciences*, 45 :1798–1817. 158
- Kiehl, J. T. and Dickinson, R. E. (1987). A study of the radiative effects of enhanced atmospheric CO<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub> on early Earth surface temperatures. *J. Geophys. Res.*, 92 :2991–2998. 150, 152
- Kienert, H., Feulner, G., and Petoukhov, V. (2012). Faint young sun problem more severe due to ice-albedo feedback and higher rotation rate of the early earth. *Geophysical Research Letters*, 39(23) :n/a–n/a. 152, 167

- Kim, S. J., Trafton, L. M., and Geballe, T. R. (2008). No Evidence of Morning or Large-Scale Drizzle on Titan. *ApJL*, 679 :L53–L56. 14
- Knauth, L. P. and Lowe, D. R. (2003). High Archean climatic temperature inferred from oxygen isotope geochemistry of cherts in the 3.5 Ga Swaziland Supergroup, South Africa. *Geological Society of America Bulletin*, 115 :566–580. 149, 177
- Kok, J. F., Parteli, E. J. R., Michaels, T. I., and Karam, D. B. (2012). The physics of wind-blown sand and dust. *Reports on Progress in Physics*, 75(10) :106901. 111
- Kossacki, K. J. and Lorenz, R. D. (1996). Hiding Titan's ocean : densification and hydrocarbon storage in an icy regolith. *Planet. Space Sci.*, 44 :1029–1037. 136
- Krasnopolsky, V. A. (2009). A photochemical model of Titan's atmosphere and ionosphere. *Icarus*, 201 :226–256. 29, 120
- Kuhn, W. R. and Atreya, S. K. (1979). Ammonia photolysis and the greenhouse effect in the primordial atmosphere of the earth. *Icarus*, 37 :207–213. 149
- Kuhn, W. R., Walker, J. C. G., and Marshall, H. G. (1989). The effect on earth's surface temperature from variations in rotation rate, continent formation, solar luminosity, and carbon dioxide. *J. Geophys. Res.*, 94 :11129–11136. 173
- Kuiper, G. P. (1944). Titan : a Satellite with an Atmosphere. *Astrophys. J.*, 100 :378. 2
- Kump, L. R. and Barley, M. (2008). Increased subaerial volcanism and the rise of atmospheric oxygen 2.5 billion years ago. *Nature*, 448 :1033–1036. 159
- Kump, L. R. and Pollard, D. (2008). Amplification of Cretaceous Warmth by Biological Cloud Feedbacks. *Science*, 320 :195–. 168, 169
- Kunde, V. G., Aikin, A. C., Hanel, R. A., Jennings, D. E., Maguire, W. C., and Samuelson, R. E. (1981). C<sub>4</sub>H<sub>2</sub>, HC<sub>3</sub>N and C<sub>2</sub>N<sub>2</sub> in Titan's atmosphere. *Nature*, 292 :686–688. 5
- Kunze, M., Godolt, M., Langematz, U., Grenfell, J. L., Hamann-Reinus, A., and Rauer, H. (2013). Investigating the Early Earth Faint Young Sun Problem with a General Circulation Model. *Planet. & Space Sci.*, page in press. 184
- Langhans, M. H., Jaumann, R., Stephan, K., Brown, R. H., Buratti, B. J., Clark, R. N., Baines, K. H., Nicholson, P. D., Lorenz, R. D., Soderblom, L. A., Soderblom, J. M., Sotin, C., Barnes, J. W., and Nelson, R. (2012). Titan's fluvial valleys : Morphology, distribution, and spectral properties. *Planet. & Space Sci.*, 60 :34–51. 24, 136
- Langleben, M. P. (1954). The terminal velocity of snowflakes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 80 :174–181. 155
- Larsson, R. and McKay, C. P. (2013). Timescale for oceans in the past of Titan. *Planet. & Space Sci.*, 78 :22–24. 130, 135

- Lavvas, P., Yelle, R. V., and Vuitton, V. (2009). The detached haze layer in Titan's mesosphere. *Icarus*, 201 :626–633. [12](#)
- Le Corre, L., Le Mouélic, S., Sotin, C., Combe, J.-P., Rodriguez, S., Barnes, J. W., Brown, R. H., Buratti, B. J., Jaumann, R., Soderblom, J., Soderblom, L. A., Clark, R., Baines, K. H., and Nicholson, P. D. (2009). Analysis of a cryolava flow-like feature on Titan. *Planetary & Space Sciences*, 57 :870–879. [22](#)
- Le Gall, A., Janssen, M. A., Wye, L. C., Hayes, A. G., Radebaugh, J., Savage, C., Zebker, H., Lorenz, R. D., Lunine, J. I., Kirk, R. L., Lopes, R. M. C., Wall, S., Callahan, P., Stofan, E. R., Farr, T., and the Cassini Radar Team (2011). Cassini SAR, radiometry, scatterometry and altimetry observations of Titan's dune fields. *Icarus*, 213 :608–624. [25](#), [26](#)
- Le Hir, G., Teitler, Y., Fluteau, F., Donnadieu, Y., and Philippot, P. (2013). The faint young Sun problem revisited with a 3-D climate-carbon model - Part 1. *Climate of the Past Discussions*, 9 :1509–1534. [184](#)
- Le Treut, H. and Li, Z. X. (1991). Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed SST changes : feedback effects associated with the simulation of cloud optical properties. *Climate Dynamics*, 5 :175–187. [154](#), [155](#)
- Lebonnois, S., Burgalat, J., Rannou, P., and Charnay, B. (2012a). Titan global climate model : A new 3-dimensional version of the IPSL Titan GCM. *Icarus*, 218 :707–722. [14](#), [16](#), [37](#), [40](#), [46](#), [71](#), [101](#), [102](#), [107](#), [153](#)
- Lebonnois, S., Covey, C., Grossman, A., Parish, H., Schubert, G., Walterscheid, R., Lauritzen, P., and Jablonowski, C. (2012b). Angular momentum budget in General Circulation Models of superrotating atmospheres : A critical diagnostic. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 117 :12004. [77](#), [79](#)
- Lebonnois, S., Hourdin, F., Eymet, V., Crespin, A., Fournier, R., and Forget, F. (2010). Superrotation of Venus' atmosphere analyzed with a full general circulation model. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 115 :6006. [153](#)
- Lebonnois, S., Toublanc, D., Hourdin, F., and Rannou, P. (2001). Seasonal Variations of Titan's Atmospheric Composition. *Icarus*, 152 :384–406. [37](#)
- Leconte, J., Forget, F., Charnay, B., Wordsworth, and Pottier, A. (2013a). Increased insolation threshold for runaway greenhouse processes on Earth-like planets. *Nature (in press)*. [178](#), [179](#), [180](#), [192](#)
- Leconte, J., Forget, F., Charnay, B., Wordsworth, R., Selsis, F., and Millour, E. (2013b). 3D climate modeling of close-in land planets : Circulation patterns, climate moist bistability and habitability. *ArXiv e-prints*. [89](#), [121](#), [122](#), [152](#), [192](#)

- Lellouch, E., Coustenis, A., Gautier, D., Raulin, F., Dubouloz, N., and Frere, C. (1989). Titan's atmosphere and hypothesized ocean - A reanalysis of the Voyager 1 radio-occultation and IRIS 7.7-micron data. *Icarus*, 79 :328–349. 4, 14, 38
- Letourneur, B. and Coustenis, A. (1993). Titan's atmospheric structure from Voyager 2 infrared spectra. *Planet. & Space Sci.*, 41 :593–602. 5
- Lewis, J. P., Weaver, A. J., Johnston, S. T., and Eby, M. (2003). Neoproterozoic “snowball Earth” : Dynamic sea ice over a quiescent ocean. *Paleoceanography*, 18 :1092. 157, 167
- Lin, B., Wielicki, B. A., Chambers, L. H., Hu, Y., and Xu, K.-M. (2002). The Iris Hypothesis : A Negative or Positive Cloud Feedback ?. *Journal of Climate*, 15 :3–7. 151
- Lindal, G. F., Wood, G. E., Hotz, H. B., Sweetnam, D. N., Eshleman, V. R., and Tyler, G. L. (1983). The atmosphere of Titan : An analysis of the Voyager 1 radio occultation measurements. *Icarus*, 53 :348–363. 4, 27, 42, 46, 47
- Lindzen, R. S., Chou, M.-D., and Hou, A. Y. (2001). Does the Earth Have an Adaptive Infrared Iris ?. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 82 :417–432. 151
- Lindzen, R. S. and Hou, A. V. (1988). Hadley Circulations for Zonally Averaged Heating Centered off the Equator. *Journal of Atmospheric Sciences*, 45 :2416–2427. 63
- Lopes, R. M. C., Kirk, R. L., Mitchell, K. L., Legall, A., Barnes, J. W., Hayes, A., Kargel, J., Wye, L., Radebaugh, J., Stofan, E. R., Janssen, M. A., Neish, C. D., Wall, S. D., Wood, C. A., Lunine, J. I., and Malaska, M. J. (2013). Cryovolcanism on Titan : New results from Cassini RADAR and VIMS. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 118 :416–435. 22
- 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., and Zebker, H. A. (2007). Cryovolcanic features on Titan's surface as revealed by the Cassini Titan Radar Mapper. *Icarus*, 186 :395–412. 22
- Lorenz, R. D. (1993). The life, death and afterlife of a raindrop on Titan. *Planet. & Space Sci.*, 41 :647–655. 131
- Lorenz, R. D. (2010). Winds of change on titan. *Science*, 329(5991) :519–520. 44
- Lorenz, R. D. (2013). Physics of saltation and sand transport on titan : A brief review. *Icarus*, (0) :- 103, 104, 106, 111

- Lorenz, R. D., Claudin, P., Andreotti, B., Radebaugh, J., and Tokano, T. (2010). A 3 km atmospheric boundary layer on Titan indicated by dune spacing and Huygens data. *Icarus*, 205 :719–721. [26](#), [44](#), [46](#), [48](#), [50](#), [102](#)
- Lorenz, R. D., Lunine, J. I., Grier, J. A., and Fisher, M. A. (1995). Prediction of aeolian features on planets : Application to Titan paleoclimatology. *J. Geophys. Res.*, 100 :26377–26386. [25](#), [111](#), [112](#)
- Lorenz, R. D., McKay, C. P., and Lunine, J. I. (1997). Photochemically-induced collapse of Titan’s atmosphere. *Science*, 275 :642–644. [118](#), [119](#), [120](#), [137](#), [191](#), [198](#)
- Lorenz, R. D., McKay, C. P., and Lunine, J. I. (1999). Analytic investigation of climate stability on Titan : sensitivity to volatile inventory. *Planet. & Space Sci.*, 47 :1503–1515. [118](#), [139](#), [191](#)
- Lorenz, R. D., Mitchell, K. L., Kirk, R. L., Hayes, A. G., Aharonson, O., Zebker, H. A., Paillou, P., Radebaugh, J., Lunine, J. I., Janssen, M. A., Wall, S. D., Lopes, R. M., Stiles, B., Ostro, S., Mitri, G., and Stofan, E. R. (2008a). Titan’s inventory of organic surface materials. *Geophys. Res. Lett.*, 35 :2206. [26](#)
- Lorenz, R. D., Newman, C., and Lunine, J. I. (2010). Threshold of wave generation on Titans lakes and seas : Effect of viscosity and implications for Cassini observations. *Icarus*, 207 :932–937. [24](#)
- Lorenz, R. D., Newman, C. E., Tokano, T., Mitchell, J. L., Charnay, B., Lebonnois, S., and Achterberg, R. K. (2012). Formulation of a wind specification for Titan late polar summer exploration. *Planetary and Space Sciences*, 70 :73–83. [40](#)
- Lorenz, R. D. and Radebaugh, J. (2009). Global pattern of Titan’s dunes : Radar survey from the Cassini prime mission. *Geophys. Res. Lett.*, 36 :3202. [25](#), [26](#), [27](#), [101](#), [106](#)
- 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., and Barnes, J. W. (2013). A global topographic map of Titan. *Icarus*, 225 :367–377. [21](#), [92](#), [94](#), [95](#), [115](#), [116](#), [198](#)
- Lorenz, R. D., Stiles, B. W., Kirk, R. L., Allison, M. D., Persi del Marmo, P., Iess, L., Lunine, J. I., Ostro, S. J., and Hensley, S. (2008b). Titans Rotation Reveals an Internal Ocean and Changing Zonal Winds. *Science*, 319 :1649–1651. [27](#), [74](#), [77](#), [78](#), [120](#)
- Lorenz, R. D., Turtle, E. P., Stiles, B., Le Gall, A., Hayes, A., Aharonson, O., Wood, C. A., Stofan, E., and Kirk, R. (2011). Hypsometry of Titan. *Icarus*, 211 :699–706. [21](#)
- 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., and West, R. (2006). The Sand Seas of Titan : Cassini RADAR Observations of Longitudinal Dunes. *Science*, 312 :724–727. 25, 26, 47, 98, 101
- Lorenz, R. D., Wood, C. A., Lunine, J. I., Wall, S. D., Lopes, R. M., Mitchell, K. L., Paganelli, F., Anderson, Y. Z., Wye, L., Tsai, C., Zebker, H., and Stofan, E. R. (2007). Titan’s young surface : Initial impact crater survey by Cassini RADAR and model comparison. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :7204. 22
- Lucas, A., Aharonson, O., Deledalle, C. A., Hayes, A. G., Kirk, R. L., Howington-Kraus, A., and the Cassini RADAR Team (2013). Insights into Titan’s geology and hydrology based on enhanced image processing of Cassini RADAR data. *submitted to Journal of Geophysical Research*. 113, 114
- Lucas, A., Aharonson, O., Hayes, A. G., Deledalle, C. A., and Kirk, R. L. (2011). Enhanced Processing and Analysis of Cassini SAR Images of Titan. *AGU Fall Meeting Abstracts*. 113, 114
- Lunine, J. I. and Atreya, S. K. (2008). The methane cycle on Titan. *Nature Geoscience*, 1 :159–164. 24
- Lunine, J. I., Stevenson, D. J., and Yung, Y. L. (1983). Ethane ocean on Titan. *Science*, 222 :1229. 20
- Maguire, W. C., Hanel, R. A., Jennings, D. E., Kunde, V. G., and Samuelson, R. E. (1981). C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> and C<sub>3</sub>H<sub>4</sub> in Titan’s atmosphere. *Nature*, 292 :683–686. 5
- Mahoney, K. M., Lackmann, G. M., and Parker, M. D. (2009). The Role of Momentum Transport in the Motion of a Quasi-Idealized Mesoscale Convective System. *Monthly Weather Review*, 137 :3316. 102, 110
- Manabe, S. and Wetherald, R. T. (1967). Thermal Equilibrium of the Atmosphere with a Given Distribution of Relative Humidity. *Journal of Atmospheric Sciences*, 24 :241–259. 154, 190
- Mandt, K. E., Waite, J. H., Teolis, B., Magee, B. A., Bell, J., Westlake, J. H., Nixon, C. A., Mousis, O., and Lunine, J. I. (2012). The <sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C Ratio on Titan from Cassini INMS Measurements and Implications for the Evolution of Methane. *Astrophys. J.*, 749 :160. 29, 118, 120
- Marounina, N., Tobie, G., Monteux, J., Carpy, S., and Grasset, O. (2013). Evolution of Titan’s Atmosphere During a Late Heavy Bombardment. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 44 of *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, page 2242. 29
- Marshall, J., Ferreira, D., Campin, J.-M., and Enderton, D. (2007). Mean Climate and Variability of the Atmosphere and Ocean on an Aquaplanet. *Journal of Atmospheric Sciences*, 64 :4270. 156

- Marty, B. and Dauphas, N. (2003). The nitrogen record of crust-mantle interaction and mantle convection from Archean to Present. *Earth and Planetary Science Letters*, 206 :397–410. [172](#)
- Marty, B., Zimmermann, L., Burgess, R., Pujol, M., and Philippot, P. (2012). Nitrogen partial pressure in the archean atmosphere from analysis of hydrothermal quartz. *AGU Fall Meeting*. [173](#), [176](#)
- Marty, B., Zimmermann, L., Pujol, M., Burgess, R., and Philippot, P. (2013). Nitrogen isotopic composition and density of the archean atmosphere. *342(6154)* :101–104. [144](#), [185](#)
- McCord, T. B., Hansen, G. B., Buratti, B. J., Clark, R. N., Cruikshank, D. P., D’Aversa, E., Griffith, C. A., Baines, E. K. H., Brown, R. H., Dalle Ore, C. M., Filacchione, G., Formisano, V., Hibbitts, C. A., Jaumann, R., Lunine, J. I., Nelson, R. M., Sotin, C., and the Cassini VIMS Team (2006). Composition of Titan’s surface from Cassini VIMS. *Planetary & Space Sciences*, 54 :1524–1539. [21](#)
- McCord, T. B., Hayne, P., Combe, J.-P., Hansen, G. B., Barnes, J. W., Rodriguez, S., Le Mouélic, S., Baines, E. K. H., Buratti, B. J., Sotin, C., Nicholson, P., Jaumann, R., Nelson, R., and the Cassini VIMS Team (2008). Titan’s surface : Search for spectral diversity and composition using the Cassini VIMS investigation. *Icarus*, 194 :212–242. [21](#)
- McKay, C. P., Pollack, J. B., and Courtin, R. (1989). The thermal structure of Titan’s atmosphere. *Icarus*, 80 :23–53. [10](#), [36](#), [38](#), [40](#), [108](#)
- McKay, C. P., Pollack, J. B., and Courtin, R. (1991). The greenhouse and antigreenhouse effects on Titan. *253* :1118–1121. [60](#), [118](#), [120](#), [150](#), [192](#)
- McKay, C. P., Scattergood, T. W., Pollack, J. B., Borucki, W. J., and van Ghysseghem, H. T. (1988). High-temperature shock formation of N<sub>2</sub> and organics on primordial Titan. *Nature*, 332 :520–522. [29](#)
- Mellor, G. L. and Yamada, T. (1982). Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 20 :851–875. [38](#), [153](#)
- Miller, S. D., Kuciauskas, A. P., Liu, M., Ji, Q., Reid, J. S., Breed, D. W., Walker, A. L., and Mandoos, A. A. (2008). Haboob dust storms of the southern Arabian Peninsula. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 113 :1202. [106](#)
- Miller, S. L. (1953). A Production of Amino Acids under Possible Primitive Earth Conditions. *Science*, 117 :528–529. [144](#)
- Mitchell, J. L. (2008). The drying of Titan’s dunes : Titan’s methane hydrology and its impact on atmospheric circulation. *J. Geophys. Res.*, 113. [49](#), [51](#), [116](#)

- Mitchell, J. L. (2009). Coupling Convectively Driven Atmospheric Circulation to Surface Rotation : Evidence for Active Methane Weather in the Observed Spin Rate Drift of Titan. *Astrophys. J.*, 692 :168–173. 76
- Mitchell, J. L. (2012). Titan’s Transport-driven Methane Cycle. *Astrophys. J.*, 756 :L26. 60, 190
- Mitchell, J. L., Adamkovics, M., Caballero, R., and P., T. E. (2011). The impact of methane thermodynamics on seasonal convection and circulation in a model Titan atmosphere. *Nature Geosci.*, 4 :589–592. 19, 30, 40, 51, 52, 70, 71, 72, 73, 74, 102, 197
- Mitchell, J. L., Pierrehumbert, R. T., Frierson, D., and Caballero, R. (2006). The dynamics behind Titan’s methane cloud. *Proc. Nat. Ac. Sci.*, 103(49) :18421–18426. 16, 51
- Mitchell, J. L. and Vallis, G. K. (2010). The transition to superrotation in terrestrial atmospheres. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 115 :12008. 70
- Mojzsis, S. J., Arrhenius, G., McKeegan, K. D., Harrison, T. M., Nutman, A. P., and Friend, C. R. L. (1996). Evidence for life on Earth before 3,800 million years ago. *Nature*, 384 :55–59. 148
- Moore, J. M. and Howard, A. D. (2010). Are the basins of Titan’s Hotei Regio and Tui Regio sites of former low latitude seas ? *Geophys. Res. Lett.*, 37 :22205. 135
- Müller-Wodarg, I. C. F., Yelle, R. V., Mendillo, M., Young, L. A., and Aylward, A. D. (2000). The thermosphere of Titan simulated by a global three-dimensional time-dependent model. *J. Geophys. Res.*, 105 :20833–20856. 18
- Neish, C. D. and Lorenz, R. D. (2012). Titans global crater population : A new assessment. *Planet. & Space Sci.*, 60 :26–33. 22, 135
- Newman, C. E., Lee, C., Lian, Y., Richardson, M. I., and Toigo, A. D. (2011). Stratospheric superrotation in the TitanWRF model. *Icarus*, 213 :636–654. 40
- 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., and 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. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 115 :12006. 10, 11, 120
- Niemann, H. B. et al. (2005). The abundances of constituents of Titan’s atmosphere from the GCMS instrument on the Huygens probe. *Nature*, 438 :1–6. 14, 18, 21, 29, 47, 102, 108
- Nimmo, F. and Bills, B. G. (2010). Shell thickness variations and the long-wavelength topography of Titan. *Icarus*, 208 :896–904. 27, 30
- Nisbet, E. G. and Sleep, N. H. (2001). The habitat and nature of early life. *Nature*, 409 :1083–1091. 148

- Owen, T., Cess, R. D., and Ramanathan, V. (1979). Enhanced CO<sub>2</sub> greenhouse to compensate for reduced solar luminosity on early Earth. *Nature*, 277 :640–642. 152
- Parker, M. D. and Johnson, R. H. (2004). Structures and Dynamics of Quasi-2D Mesoscale Convective Systems. *Journal of Atmospheric Sciences*, 61 :545–567. 110
- Parlange, M. B., Eichinger, W. E., and Albertson, J. D. (1995). Regional scale evaporation and the atmospheric boundary layer. *Reviews of Geophysics*, 33 :99–124. 47
- Pavlov, A. A., Kasting, J. F., Brown, L. L., Rages, K. A., and Freedman, R. (2000). Greenhouse warming by formulaCH<sub>4</sub> in the atmosphere of early Earth. *J. Geophys. Res.*, 105 :11981–11990. 150
- Penner, J. E., Quaas, J., Storelvmo, T., Takemura, T., Boucher, O., Guo, H., Kirkevåg, A., Kristjansson, J. E., and Seland, Ø. (2006). Model intercomparison of indirect aerosol effects. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 6 :3391–3405. 169
- Perrin, M. Y. and Hartmann, J. M. (1989). Temperature-dependent measurements and modeling of absorption by CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> mixtures in the far line-wings of the 4.3-micron CO<sub>2</sub> band. , 42 :311–317. 154
- Perron, J. T., Lamb, M. P., Koven, C. D., Fung, I. Y., Yager, E., and Ádámkóvics, M. (2006). Valley formation and methane precipitation rates on Titan. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111 :11001. 135
- Philippot, P., Van Zuilen, M., Lepot, K., Thomazo, C., Farquhar, J., and Van Kranendonk, M. (2007). Early archaean microorganisms preferred elemental sulfur, not sulfate. *Science*, 317(5844) :1534–1537. 142
- Pope, E. C., Bird, D. K., and Rosing, M. T. (2012). Isotope composition and volume of Earth early oceans. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109(12) :4371–4376. 159
- 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., and West, R. (2005). Imaging of Titan from the Cassini spacecraft. *Nature*, 434 :159–168. 12, 13, 14, 15, 20, 23, 25
- Pye, K. and Tsoar, H. (1990). *Aeolian sand and sand dunes*. London. 104
- Quirico, E., Schmitt, B., Bini, R., and Salvi, P. R. (1996). Spectroscopy of some ices of astrophysical interest : SO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> and N<sub>2</sub> :CH<sub>4</sub> mixtures. *Planet. & Space Sci.*, 44 :973–986. 121

- Radebaugh, J., Lorenz, R. D., Kirk, R. L., Lunine, J. I., Stofan, E. R., Lopes, R. M. C., Wall, S. D., and the Cassini Radar Team (2007). Mountains on Titan observed by Cassini Radar. *Icarus*, 192 :77–91. 21, 22
- 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., and Cassini RADAR Team (2008). Dunes on Titan observed by Cassini Radar. *Icarus*, 194 :690–703. 25, 105, 106
- Rafkin, S. C. R., Haberle, R. M., and Michaels, T. I. (2001). The Mars Regional Atmospheric Modeling System : Model Description and Selected Simulations. *Icarus*, 151 :228–256. 109
- Rages, K. and Pollack, J. B. (1983). Vertical distribution of scattering hazes in Titan’s upper atmosphere. *Icarus*, 55 :50–62. 4, 12
- Rages, K., Pollack, J. B., and Smith, P. H. (1983). Size estimates of Titan’s aerosols based on Voyager high-phase-angle images. *Journal of Geophysical Research*, 88 :8721–8728. 4
- Rannou, P., Cabane, M., Botet, R., and Chassefiere, E. (1997). A new interpretation of scattered light measurements at Titan’s limb. *JGR*, 102 :10997–11014. 4
- Rannou, P., Cabane, M., Chassefiere, E., Botet, R., McKay, C. P., and Courtin, R. (1995). Titan’s geometric albedo : Role of the fractal structure of the aerosols. *Icarus*, 118 :355–372. 37
- Rannou, P., Hourdin, F., and McKay, C. P. (2002). A wind origin for Titan’s haze structure. *Nature*, 418 :853–856. 12, 15, 16, 37
- Rannou, P., Hourdin, F., McKay, C. P., and Luz, D. (2004). A coupled dynamics-microphysics model of Titan’s atmosphere. 170 :443–462. 37, 38, 108
- Rannou, P., Montmessin, F., Hourdin, F., and Lebonnois, S. (2006). The latitudinal distribution of clouds on Titan. *Science*, 311 :201–205. 37, 51, 190
- Reffet, E., Courrech du Pont, S., Hersen, P., and Douady, S. (2010). Formation and stability of transverse and longitudinal sand dunes. *Geology*, 38 :491–494. 100
- Reinhard, C. and Planavsky, N. (2011). Mineralogical constraints on Precambrian pCO<sub>2</sub>. *Nature*. 150
- Rio, C., Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., and Lafore, J.-P. (2009). Shifting the diurnal cycle of parameterized deep convection over land. *Geophys. Res. Lett.*, 36 :7809. 190
- Robert, F. and Chaussidon, M. (2006). A palaeotemperature curve for the Precambrian oceans based on silicon isotopes in cherts. *Nature*, 443. 149, 177

- Rodriguez, S., Garcia, A., Lucas, A., Appéré, T., Le Gall, A., Reffet, R., Le Corre, L., Le Mouélic, S., Cornet, T., Courrech du Pont, S., Narteau, C., Bourgeois, O., Radebaugh, J., Arnold, K., Barnes, J., Stephan, K., Jaumann, R., Sotin, C., Brown, R., Lorenz, R., , and Turtle, E. (2013). Global mapping and characterization of Titan's dune fields with Cassini : correlation between RADAR and VIMS observations. *Icarus*. 25, 26, 98, 101, 105
- Rodriguez, S., Le Mouélic, S., Barnes, J. W., Hirtzig, M., Rannou, P., Sotin, C., Brown, R. H., Bow, J., Vixie, G., Cornet, T., Bourgeois, O., Narteau, C., Courrech du Pont, S., Le Gall, A., Reffet, E., Griffith, C. A., Jauman, R., Stephan, K., Buratti, B. J., Clark, R. N., Baines, K. H., Nicholson, P. D., and Coustenis, A. (2012). Equinoctial Atmospheric Activity over Titan Dune Fields Revealed by Cassini/VIMS. *LPI Contributions*, 1673 :81–82. 106
- 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., and Nicholson, P. D. (2011). Titan's cloud seasonal activity from winter to spring with Cassini/VIMS. *Icarus*, 216 :89–110. 14, 18, 102, 110
- Rodriguez, S., Le Mouélic, S., Sotin, C., Clénet, H., Clark, R. N., Buratti, B., Brown, R. H., McCord, T. B., Nicholson, P. D., Baines, K. H., and the VIMS Science Team (2006). Cassini/VIMS hyperspectral observations of the HUYGENS landing site on Titan. *Planetary & Space Sciences*, 54 :1510–1523. 21
- Rodriguez, S., LeMouelic, 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., and Nicholson, P. D. (2009). Global circulation as the main source of cloud activity on Titan. *Nature*, 459 :678–682. 14, 18, 51, 87
- Roe, H. G., Brown, M. E., Schaller, E. L., Bouchez, A. H., and Trujillo, C. A. (2005). Geographic Control of Titan's Mid-Latitude Clouds. *Science*, 310 :477–479. 14
- Rondanelli, R. and Lindzen, R. S. (2010). Can thin cirrus clouds in the tropics provide a solution to the faint young Sun paradox ? *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 115 :2108. 151
- Rosing, M. T. (1999). <sup>13</sup>C-Depleted Carbon Microparticles in 3700-Ma Sea-Floor Sedimentary Rocks from West Greenland. *Science*, 283 :674. 142, 148
- Rosing, M. T., Bird, D. K., Sleep, N. H., and Bjerrum, C. J. (2010). No climate paradox under the faint early Sun. *Nature*, 464 :744–747. 143, 150, 151, 152, 160, 161, 168, 169
- Rothman, L. S., Gordon, I. E., Barbe, A., Benner, D. C., Bernath, P. F., Birk, M., Boudon, V., Brown, L. R., Campargue, A., Champion, J.-P., Chance, K., Coudert, L. H., Dana, V., Devi, V. M., Fally, S., Flaud, J.-M., Gamache, R. R., Goldman, A., Jacquemart, D., Kleiner, I., Lacome, N., Lafferty, W. J., Mandin, J.-Y., Massie, S. T., Mikhailenko, S. N., Miller, C. E., Moazzen-Ahmadi, N., Naumenko, O. V., Nikitin, A. V., Orphal, J., Perevalov, V. I., Perrin, A., Predoi-Cross, A., Rinsland, C. P., Rotger, M., Šimečková, M., Smith, M. A. H., Sung,

- K., Tashkun, S. A., Tennyson, J., Toth, R. A., Vandaele, A. C., and Vander Auwera, J. (2009). The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database. , 110 :533–572. [121](#), [147](#), [153](#)
- Rubin, D. M. and Hesp, P. A. (2009). Multiple origins of linear dunes on Earth and Titan. *Nature Geoscience*, 2 :653–658. [98](#), [105](#)
- Rye, R., Kuo, P. H., and Holland, H. D. (1995). Atmospheric carbon dioxide concentrations before 2.2 billion years ago. *Nature*, 378 :603–605. [150](#)
- Sagan, C. and Mullen, G. (1972). Earth and Mars : Evolution of Atmospheres and Surface Temperatures. *Science*, 177 :52–56. [146](#), [149](#)
- Samuelson, R. E., Hanel, R. A., Kunde, V. G., and Maguire, W. C. (1981). Mean molecular weight and hydrogen abundance of Titan’s atmosphere. *Nature*, 292 :688–693. [5](#)
- Samuelson, R. E., Maguire, W. C., Hanel, R. A., Kunde, V. G., Jennings, D. E., Yung, Y. L., and Aikin, A. C. (1983). CO<sub>2</sub> on Titan. *JGR*, 88 :8709–8715. [5](#)
- Sanchez-Lavega, A. (2011). An introduction to planetary atmosphere. *Book, CRC Press*. [81](#), [168](#), [171](#), [173](#)
- Savage, C. J., Radebaugh, J., Christiansen, E. H., and Lorenz, R. D. (2013). Implications of dune pattern analysis for titan’s surface history. *Icarus*, (0) :- [26](#)
- Schaller, E. L., Roe, H. G., Schneider, T., and Brown, M. E. (2009). Storms in the tropics of Titan. *Nature*, 460 :873–875. [14](#), [18](#), [110](#)
- Schinder, P. J., Flasar, F. M., Marouf, E. A., French, R. G., McGhee, C. A., Kliore, A. J., Rappaport, N. J., Barbini, E., Fleischman, D., and Anabtawi, A. (2011). The structure of Titan’s atmosphere from Cassini radio occultations. *Icarus*, 215 :460–474. [43](#), [46](#), [47](#), [49](#), [50](#)
- Schinder, P. J., Flasar, F. M., Marouf, E. A., French, R. G., McGhee, C. A., Kliore, A. J., Rappaport, N. J., Barbini, E., Fleischman, D., and Anabtawi, A. (2012). The structure of Titan’s atmosphere from Cassini radio occultations : Occultations from the Prime and Equinox missions. *Icarus*, 221 :1020–1031. [43](#), [58](#), [59](#)
- Schneider, T., Graves, S. D. B., Schaller, E. L., and Brown, M. E. (2012). Polar methane accumulation and rainstorms on Titan from simulations of the methane cycle. *Nature*, 481 :58–61. [19](#), [24](#), [30](#), [40](#), [72](#), [73](#), [102](#), [106](#), [122](#), [128](#), [190](#), [197](#)
- Schopf, J. W. (2006). Fossil evidence of Archaean life. *Phil. Trans. R. Soc.*, 361 :869–855. [148](#)
- Schröder, S. E. and Keller, H. U. (2008). The reflectance spectrum of Titan’s surface at the Huygens landing site determined by the descent imager/spectral radiometer. *Planet. & Space Sci.*, 56 :753–769. [122](#)

- Sekhon, R. S. and Srivastava, R. C. (1970). Snow Size Spectra and Radar Reflectivity. *Journal of Atmospheric Sciences*, 27 :299–307. 147, 155
- Sekine, Y., Genda, H., Sugita, S., Kadono, T., and Matsui, T. (2011). Replacement and late formation of atmospheric N<sub>2</sub> on undifferentiated Titan by impacts. *Nature Geoscience*, 4 :359–362. 29
- Selsis, F. (2000). Modèle d'évolution physico-chimique des atmosphère de planètes telluriques : application l'atmosphère primitive terrestre et aux planètes extrasolaires. *thèse de doctorat*. 144
- Selsis, F., Wordsworth, R. D., and Forget, F. (2011). Thermal phase curves of nontransiting terrestrial exoplanets. I. Characterizing atmospheres. *A&A*, 532 :A1. 192
- Shao, Y. and Lu, H. (2000). A simple expression for wind erosion threshold friction velocity. *Journal of Geophysical Research*, 105 :22437. 111
- Sheldon, N. (2006). Precambrian paleosols and atmospheric CO<sub>2</sub> levels. *Precambrian Research*, 147 :148–155. 150
- Shen, Y., Buick, R., and Canfield, D. (2001). Isotopic evidence for microbial sulphate reduction in the early archaean era. *Nature*, 410(6824) :77–81. 142
- Sicardy, B., Brahic, A., Ferrari, C., Gautier, D., Lecacheux, J., Lellouch, E., Roques, F., Arlot, J. E., Colas, F., Thuillot, W., Sevre, F., Vidal, J. L., Blanco, C., Cristaldi, S., Buil, C., Klotz, A., and Thouvenot, E. (1990). Probing Titan's atmosphere by stellar occultation. *Nature*, 343 :350–353. 15
- Simmons, A., Uppala, D., and Kobayashi, S. (2006). ERA-Interim : New ECMWF reanalysis products from 1989 onwards. *ECMWF newsletter*, 110 :25–35. 113
- Sleep, N. H. and Zahnle, K. (1998). Refugia from asteroid impacts on early Mars and the early Earth. *J. Geophys. Res.*, 103 :28529–28544. 182
- Sleep, N. H. and Zahnle, K. (2001). Carbon dioxide cycling and implications for climate on ancient Earth. *J. Geophys. Res.*, 106 :1373–1400. 150, 181
- Sloan, E. D. (1998). *Clathrate Hydrates of Natural Gases, second ed.* Marcel Dekker, New York. 136
- Smith, P. H., Lemmon, M. T., Lorenz, R. D., Sromovsky, L. A., Caldwell, J. J., and Allison, M. D. (1996). Titan's Surface, Revealed by HST Imaging. *Icarus*, 119 :336–349. 20
- Soderblom, L. A., Brown, R. H., Soderblom, J. M., Barnes, J. W., Kirk, R. L., Sotin, C., Jaumann, R., Mackinnon, D. J., Mackowski, D. W., Baines, K. H., Buratti, B. J., Clark, R. N., and Nicholson, P. D. (2009). The geology of Hotei Regio, Titan : Correlation of Cassini VIMS and RADAR. *Icarus*, 204 :610–618. 22

- Som, S. M., Catling, D. C., Harnmeijer, J. P., Polivka, P. M., and Buick, R. (2012). Air density 2.7 billion years ago limited to less than twice modern levels by fossil raindrop imprints. *Nature*, 484(7394) :359–362. [144](#), [173](#), [176](#)
- 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 Mouélic, S., Rodriguez, S., Stephan, K., and Scholz, C. K. (2005). Release of volatiles from a possible cryovolcano from near-infrared imaging of Titan. *Nature*, 435 :786–789. [22](#)
- Sotin, C., Lawrence, K. J., Reinhardt, B., Barnes, J. W., Brown, R. H., Hayes, A. G., Le Mouélic, S., Rodriguez, S., Soderblom, J. M., Soderblom, L. A., Baines, K. H., Buratti, B. J., Clark, R. N., Jaumann, R., Nicholson, P. D., and Stephan, K. (2012). Observations of Titan’s Northern lakes at 5  $\mu\text{m}$  : Implications for the organic cycle and geology. *Icarus*, 221 :768–786. [26](#), [30](#), [120](#)
- Sromovsky, L. A., Suomi, V. E., Pollack, J. B., Krauss, R. J., Limaye, S. S., Owen, T., Revercomb, H. E., and Sagan, C. (1981). Implications of Titan’s north-south brightness asymmetry. *Nature*, 292 :698–702. [4](#)
- Stephan, K., Jaumann, R., Brown, R. H., Soderblom, J. M., Soderblom, L. A., Barnes, J. W., Sotin, C., Griffith, C. A., Kirk, R. L., Baines, K. H., Buratti, B. J., Clark, R. N., Lytle, D. M., Nelson, R. M., and Nicholson, P. D. (2010). Specular reflection on Titan : Liquids in Kraken Mare. *Geophys. Res. Lett.*, 37 :7104. [24](#), [25](#)
- Stephan, K., Jaumann, R., Karkoschka, E., Kirk, R. L., Barnes, J., Tomasko, M. G., Turtle, E. P., Le Corre, L., Langhans, M., Le Mouélic, S., Lorenz, R. D., and Perry, J. (2009). Titan from Cassini-Huygens, chapitre Mapping products of Titan surface. *Springer*. [20](#)
- 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., and Cassini RADAR Team (2010). Erratum : ”Determining Titan’s Spin State from Cassini Radar Images”. , 139 :311. [78](#)
- Stofan, E. R., Elachi, C., Lunine, J. I., Lorenz, R. D., Stiles, B., Mitchell, K. L., Ostro, S., Soderblom, 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., and West, R. (2007). The lakes of Titan. *Nature*, 445 :61–64. [20](#), [24](#), [118](#)
- Stone, P. H. (1972). A simplified radiative-dynamical model for the static stability of rotating atmospheres. *Journal of Atmospheric Sciences*, 29 :405–418. [173](#)

- Thompson, W. R., Zollweg, J. A., and Gabis, D. H. (1992). Vapor-liquid equilibrium thermodynamics of N<sub>2</sub> + CH<sub>4</sub> - Model and Titan applications. *Icarus*, 97 :187–199. 109
- Tian, F., Kasting, J. F., and Zahnle, K. (2011). Revisiting HCN formation in Earth's early atmosphere. *Earth and Planetary Science Letters*, 308 :417–423. 150
- Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A., and De Sterck, H. (2005). A Hydrogen-Rich Early Earth Atmosphere. *Science*, 308 :1014–1017. 145, 150, 151, 192
- Tobie, G., Choukroun, M., Grasset, O., Le Mouélic, S., Lunine, J. I., Sotin, C., Bourgeois, O., Gautier, D., Hirtzig, M., Lebonnois, S., and Le Corre, L. (2009). Evolution of Titan and implications for its hydrocarbon cycle. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 367 :617–631. 27
- Tobie, G., Grasset, O., Lunine, J. I., Mocquet, A., and Sotin, C. (2005). Titan's internal structure inferred from a coupled thermal-orbital model. *Icarus*, 175 :496–502. 27, 28
- Tobie, G., Lunine, J. I., and Sotin, C. (2006). Episodic outgassing as the origin of atmospheric methane on Titan. *Nature*, 440 :61–64. 22, 27, 28, 29, 30, 78, 120, 135
- Tokano, T. (2005). Meteorological assessment of the surface temperatures on Titan : constraints on the surface type. *Icarus*, 173 :222–242. 39, 40
- Tokano, T. (2008). Dune-forming winds on Titan and the influence of topography. *Icarus*, 194 :243–262. 17, 98, 101
- Tokano, T. (2009). The dynamics of Titan's troposphere. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 367 :633–648. 16, 18, 50, 52, 104
- Tokano, T. (2010). Relevance of fast westerlies at equinox for eastward elongation of Titan's dunes. *Aeolian Res.*, 2 :113–127. 50, 91, 98, 101, 102
- Tokano, T. (2011). Precipitation Climatology on Titan. *Science*, 331 :1393–. 19
- Tokano, T., Ferri, F., Colombatti, G., Mäkinen, T., and Fulchignoni, M. (2006a). Titan's planetary boundary layer structure at the Huygens landing site. *J. Geophys. Res.*, 111(E08) :8007. 40, 44, 46, 47, 52, 108
- Tokano, T., McKay, C. P., Neubauer, F. M., Atreya, S. K., Ferri, F., Fulchignoni, M., and Niemann, H. B. (2006b). Methane drizzle on Titan. *Nature*, 442 :432–435. 14, 18, 19, 104
- Tokano, T. and Neubauer, F. M. (2002). Tidal winds on titan caused by saturn. *Icarus*, 158 :499–515. 18, 81, 85, 86, 122, 132
- Tokano, T. and Neubauer, F. M. (2005). Wind-induced seasonal angular momentum exchange at Titan's surface and its influence on Titan's length-of-day. *Geophys. Res. Lett.*, 32 :24203. 74, 75, 76, 77, 78, 79, 122

- Tokano, T., Neubauer, F. M., Laube, M., and McKay, C. P. (1999). Seasonal variation of Titan's atmospheric structure simulated by a general circulation model. *Planet. & Space Sci.*, 47 :493–520. 9, 16, 40, 48
- Tomasko, M. G., Archinal, B., Becker, T., Bézard, B., Bushroee, M., Combes, M., Cook, D., Coustenis, A., de Bergh, C., Dafeo, 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., and West, R. (2005). Rain, winds and haze during the Huygens probe's descent to Titan's surface. *Nature*, 438 :765–778. 15, 21, 23, 125, 135
- Tomasko, M. G. and Smith, P. H. (1982). Photometry and polarimetry of Titan - Pioneer 11 observations and their implications for aerosol properties. *Icarus*, 51 :65–95. 10
- Toon, O. B., McKay, C. P., Ackerman, T. P., and Santhanam, K. (1989). Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres. *J. Geophys. Res.*, 94 :16287–16301. 38, 121, 153
- Trainer, M. G., Pavlov, A. A., Dewitt, H. L., Jimenez, J. L., McKay, C. P., Toon, O. B., and Tolbert, M. A. (2006). Organic haze on Titan and the early Earth. *Proceedings of the National Academy of Science*, 103 :18035–18042. 145, 150
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., and Levison, H. F. (2005). Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System. *Nature*, 435 :459–461. 122
- Turtle, E. P., Del Genio, A. D., Barbara, J. M., Perry, J. E., Schaller, E. L., McEwen, A. S., West, R. A., and Ray, T. L. (2011a). Seasonal changes in Titan's meteorology. *Geophys. Res. Lett.*, 38 :3203. 14, 30, 72, 102, 103
- Turtle, E. P., Perry, J. E., Hayes, A. G., Lorenz, R. D., Barnes, J. W., McEwen, A. S., West, R. A., Del Genio, A. D., Barbara, J. M., Lunine, J. I., Schaller, E. L., Ray, T. L., Lopes, R. M. C., and Stofan, E. R. (2011b). Rapid and extensive surface changes near Titan's equator : evidence of April showers. *Science*, 331 :1414–1417. 14, 15, 30, 51, 52, 102, 110
- Twomey, S. (1977). The Influence of Pollution on the Shortwave Albedo of Clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 34 :1149–1154. 168
- van den Boorn, S., van Bergen, M., Nijman, W., and Vroon, P. (2007). Dual role of seawater and hydrothermal fluids in Early Archean chert formation : Evidence from silicon isotopes. *Geology*, 35 :939. 149, 178
- van Hoolst, T., Rambaux, N., Karatekin, Ö., and Baland, R.-M. (2009). The effect of gravitational and pressure torques on Titan's length-of-day variations. *Icarus*, 200 :256–264. 78

- von Paris, P., Rauer, H., Lee Grenfell, J., Patzer, B., Hedelt, P., Stracke, B., Trautmann, T., and Schreier, F. (2008). Warming the early earth CO<sub>2</sub> reconsidered. *Planet. & Space Sci.*, 56 :1244–1259. 150, 152
- Wacey, D., Kilburn, M., Saunders, M., Cliff, J., and Brasier, M. (2011). Microfossils of sulphur-metabolizing cells in 3.4-billion-year-old rocks of Western Australia. *Nature Geoscience*, 4 :698–702. 142
- Waite, J. H., Young, D. T., Cravens, T. E., Coates, A. J., Crary, F. J., Magee, B., and Westlake, J. (2007). The Process of Tholin Formation in Titans Upper Atmosphere. *Science*, 316 :870–. 12
- Walker, J. C. G. (1985). Carbon dioxide on the early earth. *Origins of Life*, 16 :117–127. 150
- Walker, J. C. G., Hays, P. B., and Kasting, J. F. (1981). A negative feedback mechanism for the long-term stabilization of the earth's surface temperature. *J. Geophys. Res.*, 86 :9776–9782. 150
- Walker, J. C. G. and Zahnle, K. J. (1986). Lunar nodal tide and distance to the moon during the Precambrian. *Nature*, 320 :600–602. 173
- Weisman, M. L., Klemp, J. B., and Rotunno, R. (1988). Structure and Evolution of Numerically Simulated Squall Lines. *Journal of Atmospheric Sciences*, 45 :1990–2013. 110
- West, R. A., Balloch, J., Dumont, P., Lavvas, P., Lorenz, R., Rannou, P., Ray, T., and Turtle, E. P. (2011). The evolution of Titan's detached haze layer near equinox in 2009. *Geophys. Res. Lett.*, 38 :6204. 12
- West, R. A. and Smith, P. H. (1991). Evidence for aggregate particles in the atmospheres of Titan and Jupiter. *Icarus*, 90 :330–333. 4
- White, B. R. (1979). Soil transport by winds on Mars. *Journal of Geophysical Research*, 84 :4643–4651. 112
- Williams, G. E. (2000). Geological constraints on the Precambrian history of Earth's rotation and the Moon's orbit. *Reviews of Geophysics*, 38 :37–60. 173
- Wolf, E. T. and Toon, O. B. (2010). Fractal Organic Hazes Provided an Ultraviolet Shield for Early Earth. *Science*, 328 :1266–. 151, 192
- Wolf, E. T. and Toon, O. B. (2013). Hospitable Archean Climates Simulated by a General Circulation Model. *Astrobiology*, 13 :656–673. 184
- Wood, C. A., Lorenz, R., Kirk, R., Lopes, R., Mitchell, K., Stofan, E., and Cassini RADAR Team (2010). Impact craters on Titan. *Icarus*, 206 :334–344. 22, 23, 135

- Wordsworth, R., Forget, F., and Eymet, V. (2010). Infrared collision-induced and far-line absorption in dense CO<sub>2</sub> atmospheres. *Icarus*, 210 :992–997. 154
- Wordsworth, R., Forget, F., Millour, E., Head, J., Madeleine, J.-B., and Charnay, B. (2013). Global modelling of the early Martian climate under a denser CO<sub>2</sub> atmosphere : Water cycle and ice evolution. *icarus*. 121, 152
- Wordsworth, R. and Pierrehumbert, R. (2013). Hydrogen-Nitrogen Greenhouse Warming in Earth's Early Atmosphere. *Science*, 339 :64–. 151
- Wordsworth, R. D., Forget, F., Selsis, F., Millour, E., Charnay, B., and Madeleine, J.-B. (2011). Gliese 581d is the First Discovered Terrestrial-mass Exoplanet in the Habitable Zone. *Astrophys. J.*, 733 :L48. 121, 152, 153, 192
- Yelle, R. V., Strobell, D. F., Lellouch, E., and Gautier, D. (1997). The Yelle Titan Atmosphere Engineering Models. In Wilson, A., editor, *Huygens : Science, Payload and Mission*, volume 1177 of *ESA Special Publication*, page 243. 11, 196
- Young, G. M., Brunn, V. V., Gold, D. J. C., and Minter, W. E. L. (1998). Earth's Oldest Reported Glaciation : Physical and Chemical Evidence From the Archean Mozaan Group (2.9 Ga) of South Africa. *Journal of Geology*, 106 :523–538. 149
- Younkin, R. L. (1974). The Albedo of Titan. *Icarus*, 21 :219–229. 10
- Zahnle, K. and Walker, J. C. G. (1987). A constant daylength during the precambrian era ? *Precambrian Research*, 37 :95–105. 173
- Zahnle, K. J. (1986). Photochemistry of methane and the formation of hydrocyanic acid (HCN) in the earth's early atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 91 :2819–2834. 150
- Zarnecki, J. C., Leese, M. R., Hathi, B., Ball, A. J., Hagermann, A., Towner, M. C., Lorenz, R. D., McDonnell, J. A. M., Green, S. F., Patel, M. R., Ringrose, T. J., Rosenberg, P. D., Atkinson, K. R., Paton, M. D., Banaszkiwicz, M., Clark, B. C., Ferri, F., Fulchignoni, M., Ghafoor, N. A. L., Kargl, G., Svedhem, H., Delderfield, J., Grande, M., Parker, D. J., Challenor, P. G., and Geake, J. E. (2005). A soft solid surface on Titan as revealed by the Huygens Surface Science Package. *Nature*, 438 :792–795. 14, 20, 21
- Zebker, H. A., Stiles, B., Hensley, S., Lorenz, R., Kirk, R. L., and Lunine, J. (2009). Size and Shape of Saturn's Moon Titan. *Science*, 324 :921–. 21, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 130, 197, 198, 199
- Zerle, A. L., Claire, M. W., Domagal-Goldman, S. D., Farquhar, J., and Poulton, S. W. (2012). A bistable organic-rich atmosphere on the Neoproterozoic Earth. *Nature Geoscience*, 5 :359–363. 145, 150, 151, 177, 191
- Zhu, X., Strobel, D. F., and Flasar, M. F. (2008). Exchange of global mean angular momentum between an atmosphere and its underlying planet. *Planet. & Space Sci.*, 56 :1524–1531. 17, 31, 101

Zimbelman, J., Bourke, M., and Lorenz, R. (2013). Recent developments in planetary aeolian studies and their terrestrial analogs. *Aeolian Research*, (0) :- 25, 26

---

## RÉSUMÉ

Cette thèse porte sur l'étude des atmosphères de Titan et de la Terre primitive avec des modèles de circulation générale (GCM). Tout d'abord, j'ai analysé la structure thermique et la dynamique de la basse troposphère de Titan. Cette étude a abouti à une caractérisation complète de la couche limite et a révélé l'existence d'une circulation de couche limite, qui impacte tous les aspects de la météorologie titaniennne (régimes de vents, ondes, formation des dunes et des nuages, échanges de moment cinétique avec la surface et développement de la superrotation). A partir de cette analyse, j'ai proposé une nouvelle hypothèse pour expliquer l'orientation vers l'est des dunes de Titan grâce à un couplage entre les orages tropicaux et la superrotation. Ceci a été validé par des simulations méso-échelles et a permis de proposer un schéma global expliquant la formation des dunes et leurs différentes caractéristiques. J'ai ensuite participé au développement d'un GCM générique, conçu pour étudier tout type d'atmosphère. Je l'ai appliqué aux paléoclimats de Titan pour simuler une période où l'atmosphère a pu être dépourvue de méthane. Dans ce cas, le climat devait être différent d'aujourd'hui avec potentiellement des conséquences géologiques fondamentales notamment pour l'érosion et l'âge de la surface. Finalement, j'ai appliqué ce GCM générique au cas de la Terre primitive. J'ai montré que, malgré un soleil moins lumineux qu'aujourd'hui et des quantités de gaz à effet de serre contraintes par les archives minéralogiques, le climat de la Terre Archéenne a pu être tempérée. En particulier, grâce à une rétro-action nuageuse, la Terre aurait pu éviter une glaciation globale et rester propice au développement de la vie même en supposant un effet de serre du CO<sub>2</sub> à peine plus élevé qu'aujourd'hui.

## ABSTRACT

This thesis focuses on the study of the atmospheres of Titan and the early Earth with Global Climate Models (GCM). First, I analysed the thermal structure and the dynamics of Titan's lower troposphere. This analysis allowed a full characterization of the planetary boundary layer and revealed the existence of a boundary layer circulation which impacts every aspect of Titan's weather (wind patterns, atmospheric waves, dune and cloud formation, exchange of momentum with the surface, and development of the superrotation). Thanks to this study, I proposed a new hypothesis to explain the eastward orientation of Titan's dunes that implies a coupling between tropical storms and the superrotation. This has been validated with mesoscale simulations and provided a general framework to explain Titan's dune formation and features. Then, I participated to the development of a generic GCM, designed to study any kind of atmosphere. I applied it to Titan's paleoclimates, when the atmosphere was depleted of methane. In such a case, the climate should have been different from today, with potentially fundamental geological consequences, in particular for the erosion and the age of the surface. Finally, I applied this GCM to the case of the early Earth using greenhouse gas abundances constrained by mineralogical data. I showed that despite a weaker solar insolation, the Archean Earth's climate may have been temperate. In particular, the Earth may have avoided a full glaciation and remained suitable for the development of life thanks to cloud feedback, even assuming a amount of CO<sub>2</sub> just a little larger than today.