



**HAL**  
open science

# Modélisation numérique des variations saisonnières de l'atmosphère de Titan

Jan Vatant d'Ollone

► **To cite this version:**

Jan Vatant d'Ollone. Modélisation numérique des variations saisonnières de l'atmosphère de Titan. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Sorbonne Université, 2020. Français. NNT : . tel-03561601

**HAL Id: tel-03561601**

**<https://theses.hal.science/tel-03561601>**

Submitted on 8 Feb 2022

**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  
SORBONNE UNIVERSITÉ



présentée par  
JAN VATANT D'OLLONE

pour obtenir le titre de :  
DOCTEUR EN SCIENCES  
Spécialité : *Planétologie*

---

MODÉLISATION NUMÉRIQUE DES VARIATIONS  
SAISONNIÈRES DE L'ATMOSPHÈRE DE TITAN

---

Thèse préparée au sein de l'École Doctorale  
SCIENCES DE L'ENVIRONNEMENT D'ÎLE-DE-FRANCE (ED 129)

Soutenue publiquement le 31 janvier 2020

Devant un jury composé de :

<i>Président du jury</i>	M. FRÉDÉRIC HOURDIN - Directeur de Recherche, CNRS Laboratoire de Météorologie Dynamique
<i>Rapporteuse</i>	MME. SARAH HÖRST - Assistant Professor, Johns Hopkins University Department of Earth & Planetary Sciences
<i>Rapporteur</i>	M. FRANCK SELSIS - Directeur de Recherche, CNRS Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux
<i>Examinatrice</i>	MME. SANDRINE VINATIER - Chargée de Recherche, CNRS Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique
<i>Examineur</i>	M. JUAN LORA - Assistant Professor, Yale University Department of Geology & Geophysics
<i>Directeur de thèse</i>	M. SÉBASTIEN LEBONNOIS - Directeur de Recherche, CNRS Laboratoire de Météorologie Dynamique
<i>Membre invité</i>	M. SÉBASTIEN RODRIGUEZ - Maître de Conférences, Université Paris-Diderot Institut de Physique du Globe de Paris

*Laboratoire de Météorologie Dynamique, Paris, France*  
*Centre National de la Recherche Scientifique - Institut-Pierre-Simon-Laplace*  
*Sorbonne Université - École Polytechnique, IP Paris - ENS, PSL Research University*



*Nous sommes faits de l'étoffe dont sont tissés les vents.  
À l'origine fut la vitesse, le pur mouvement furtif, le « vent-foudre ».  
Puis le cosmos décéléra, prit consistance et forme,  
Jusqu'aux lenteurs habitables, jusqu'au vivant, jusqu'à vous.  
Bienvenue à toi, lent homme lié, poussif tresseur des vitesses.*

ALAIN DAMASIO - LA HORDE DU CONTREVENT





## REMERCIEMENTS

Avant de commencer ces remerciements j'aimerais saluer les auteurs de quatre études concernant l'atmosphère de Titan, parues en 1995. Leurs auteurs proposaient alors - indépendamment les uns des autres - un modèle atmosphérique pionnier (par Frédéric Hourdin), les bases d'un modèle photochimique (par Dominique Toublanc), et une nouvelle approche de modélisation pour la microphysique (par Pascal Rannou et Michel Cabane), tandis que la quatrième publication (par Bruno Bézard) pointait la nécessité de coupler tout ces phénomènes entre eux pour mieux comprendre les variations saisonnières de ce mystérieux satellite. Le hasard du calendrier fait que j'ai vu le jour la même année que ces publications, et qu'un quart de siècle plus tard, c'est la convergence de ces études qui - en simplifiant à peine - ont permis de mener à cette thèse !

Pour en venir aux remerciements à proprement parler, je commencerai évidemment par Sébastien, pour m'avoir offert ces trois années d'encadrement (presque 4 avec le M2 !) sur ce passionnant sujet, pour son infinie patience, pour avoir toujours répondu à mes questions, pour m'avoir guidé dans l'univers de la recherche tout en me laissant une immense liberté d'exploration et surtout de m'avoir ré-accepté après mon premier séjour en stage de licence ! Merci à toi pour tes qualités humaines et professionnelles d'encadrant et d'avoir cru en moi et m'avoir fait confiance jusqu'au bout - même dans la sinueuse fin de rédaction du manuscrit et je sais que cela n'a pas du être facile pour toi ! Merci également de m'avoir donné la chance d'aller présenter en conférence presque aux quatre coins du globe (aïe aïe l'empreinte carbone ...) et m'avoir immerger dans la communauté titaniennne à ce moment clé qui était la fin de la mission *Cassini* !

I also would like to greatly thank the non-french members of the jury, for having accepted this task : Sarah Hörst to review this thesis even though it was written in French (Merci, donc !) and Juan Lora to have agreed to take part of the jury as well as for the various collaborations and multiple fruitful exchanges we had during these three years. Également un grand merci aux autres membres du jury, Franck Selsis pour prendre le temps de relire et évaluer ce pavé et ce, même avec les retards, et Frédéric Hourdin car c'est un immense honneur d'avoir le "papa" du modèle Titan comme président de jury ! Bien évidemment, la liste ne sera complète qu'avec Sandrine Vinatier et Sébastien Rodriguez : pour avoir été membres du comité de thèse, avoir suivi l'évolution depuis le stage de M2 jusqu'à maintenant et également pour votre soutien, je suis ravi de vous avoir dans mon jury ! J'ajouterai un mot supplémentaire pour Sandrine, qui a été comme une co-directrice de thèse, un immense merci pour tout les conseils scientifiques ou humains, j'espère énormément continuer à travailler avec toi dans le futur !

I also really want to widely thanks Leigh Fletcher, for having offered me to join his team in Leicester for the upcoming years and let me starting while I kept finishing the writing !

Une thèse ne se faisant pas sans relecteurs attentifs, j'adresse donc un immense remerciement à Michelle et Hélène pour les soirées entières de chasse à la virgule mal placée et aux phrases dythyrambiques (heureusement elles ne reliront pas cette intro), Martin pour son œil perspicace sur le chapitre III, Karine qui m'a fait "réaliser" (au sens propre !) une introduction plus compréhensible (mais quand même avec des phrases à rallonges, non mais), et Papa, sans qui Giordano Bruno serait mort beaucoup trop tôt ! Pour m'avoir aidé à répéter la soutenance, merci également à Alexandre, Christophe, Deborah, Ehouarn, Hélène, Karine, Max et Venance.

J'aimerais remercier maintenant tout les collègues avec qui j'ai pu interagir et qui ont contribué directement - de près ou de loin - à l'aboutissement de cette thèse, particulièrement :

Au LMD à Paris : Ehouarn Millour, sans qui tout est buggué (mais aussi pour les expériences culinaires extrême-orientales), Aymeric Spiga, pour sa remarquable sagacité et sa faculté à toujours voir le côté positif et encourageant des choses, Sandrine Guerlet, que je compte bien continuer d'embêter avec mes questions de transfert radiatif dans les années à venir, Jean-Louis Dufresnes, pour sa disponibilité à éclairer ces mêmes questionnements, Frédéric Hourdin, pour son épatante maîtrise du domaine et sa constante clarté des réponses aux questions les plus pointues qui ont beaucoup aidé à la compréhension globale de mon sujet, François Forget, pour avoir

---

toujours une explication à tout les problèmes, Max Popp, pour m'avoir fait comprendre que même sur Terre on sait pas trop comment fonctionne les cellules de Hadley, Ha Tran et Jean-Michel Hartmann, pour avoir très gentiment répondu à mes interrogations de spectro-néophyte.

Au GSMA à Reims : Jérémie Burgalat, avec qui c'est un plaisir de coder et avec qui j'espère retourner travailler pour que l'on aille encore plus loin dans ce modèle microphysique que l'on a enfin réussi à faire marcher (pas parfaitement mais un petit peu quand même et c'était pas gagné!), Pascal Rannou, pour son expertise, sa gentillesse, son admirable soutien et pour toujours mettre le doigt sur les questions qui fâchent (promis il y a plein d'aérosols dans le manuscrit), Daniel Cordier, qui je l'espère appréciera ce GCM une fois "passé un petit coup de polish", Benoît Seignovert, pour m'avoir fourni les sublimes images de Titan retraitées par ses soins, ainsi que Maélie Coutelier et Panayotis Lavvas.

Au LESIA à Meudon : Sandrine Vinatier, Bruno Bézard et Christophe Mathé, pour tout les inestimables échanges que l'on a pu avoir sur les données CIRS et qui sont au cœur de ce manuscrit, pour leurs avis très éclairés sans lesquels cette thèse n'en serait pas du tout arrivé là!

Parmi les anciens du LMD : Mélody Sylvestre, pour m'avoir invité à contribuer à un de ses papiers - permettant ainsi ma première contribution à une publication titaniennne - et avec qui j'ai énormément de plaisir de continuer à échanger, Martin *Turbo-King* Turbet, pour m'avoir initié aux  $k$ -corrélés en arrivant en stage et les innombrables échanges qu'y s'en sont ensuivi pendant 3 ans sur le sujet, pour ta curiosité et tes remarques toujours pertinentes qui ne laissent pas de place aux zones d'ombres et par-dessus tout pour ta bonne humeur indéfectible et ton altruisme hors pair, et enfin Maxence Lefèvre, pour le défi fou que l'on s'est lancé de percer les secrets du minimum de vent et pour me faire découvrir les arcanes du méso-échelle.

Avec qui j'ai peut-être moins interagi, mais avec tout autant de plaisir : Benjamin Charnay et Jérémie Leconte, pour les échanges autour du modèle générique, ainsi que les chimistes titaniens Nathalie Carrasco, Lisseth Gavilan, Thomas Gautier et Véronique Vuitton.

I will also add a special thanks to the members of CPS in Kobe, especially Yushiyuki Takashi for having offered us to come to this workshop - which was an amazing opportunity to interact with Japanese colleagues - as well as leading us to discover the country : I wish you all my best to get better, and hope to see you soon again to have radiative transfer and saké chat !

Je tiens également à remercier grandement les collègues du service informatique (Karine Marquois pour son professionnalisme et ses journées bien plus longues que la plupart d'entre nous au labo) ainsi que tout ceux qui maintiennent le réseau en marche 24h/24h, 365j/an (sauf lorsque la clim' finit par avoir le dernier mot), ainsi que les indispensables gestionnaires : Martine Maherou, Molyka Chea et bien sûr Evelyne François-Eloccie, sans qui, et bien on ne ferait pas grand chose!! Enfin un grand merci à Philippe Drobinski et toute l'équipe de direction du labo, pour garder le bateau LMD à flot et à pleine vapeur, ainsi qu'à l'équipe de l'ED129, d'une part pour m'avoir attribué le financement de thèse et également Laurence Amsili-Touchon pour gérer avec brio ces nuées de doctorants (et d'encadrants!).

J'ai également une attention particulière pour Bruno de Batz qui a osé effectuer son stage de licence encadré par un thésard, et dont les résultats sont significatifs pour cette thèse. Une pensée également pour Morgane Fries et Élodie Rapin, grâce à qui j'ai pu avoir un aperçu de l'encadrement d'autres stagiaires. Merci aussi aux plus jeunes, de collègue et lycée, pour leur intérêt mais aussi car on retire beaucoup à faire découvrir nos sujets simplement. Mention spéciale à Xavier Carrobourg, dont les visuels illustreront mes slides de garde pour les années à venir !

En parallèle de la thèse, il y a eu la mission doctorale, et je veux ici remercier chaleureusement les collègues de la Cité des Sciences pour tout ce qu'il m'ont apporté (j'espère savoir un peu mieux vulgariser, prendre la parole et communiquer avec le public grâce à vous!) et pour la superbe ambiance de travail à leurs côtés là bas! Merci tout d'abord à Olivier pour m'avoir embauché pour cette mission, ainsi qu'à Nadège, Julia, J-B, Anaïs, Laure, Aurélie, Soufiane, ce furent des moments inoubliables dans l'équipe. Pour m'avoir offert la possibilité d'emmener le public sur la Lune, dans les limbes de Titan, au Moyen-Âge et même à l'horizon d'un trou noir, dans ce

---

magnifique planétarium, merci à Cyril, et à tout le staff du plané avec des mentions spéciales à Florent, grâce à qui je sais qu'obtenir un rendu d'un Titan de synthèse c'est à peu près aussi galère et ça réclame autant de CPU qu'un GCM, et à J-C pour savoir maîtriser 250 collégiens surexcités en toutes circonstances ! Je n'oublie évidemment par les "vivants" : Graziela, Gilles, Valérie et Marlène grâce à qui j'en sais un peu plus sur la sieste, le microbiote et le cerveau (entre autres !) et Benjamin pour m'avoir ouvert les yeux sur les liens entre banques et climat ! Enfin les meilleurs, la dream-team d'effrayeur d'enfants : Mathieu, Louis, Victor, Hélène et Joël mais aussi tout les autres doctorants aux côtés desquels j'ai eu plaisir à animer et découvrir d'autres domaines : Alister, Beatrice, Céline, Étienne, Maëlis, Dhruv, Marina, Morgane, Christophe, Pauline B et Pauline D, Baptiste ... et bien entendu notre maître à penser à tous, le professeur Secret qui aura eu raison de "Copernic, l'Église et les grecs" et sans qui aucun savoir n'existerait sur Terre et personne ne saurait expliquer les mystères du sable et des couleurs aux enfants !

Toujours dans les activités parallèles, un grand big'up aux co-organisateurs des éditions successives d'Elbereth (vous êtes trop nombreux pour être tous cités ici), pour les heures passées à débattre du choix des goodies, porter des croissants, réaménager la cantine de l'Observatoire... Merci aussi à ceux que j'ai pu côtoyé dans les activités d'organisation de la vie du labo (mention spéciale au comité CASTOR, grâce à qui on a désormais le plus beau couloir de Jussieu).

Comment ne pas en venir aux compagnons de route de l'équipe Planéto... Aux anciens qui ont déjà soutenu (Tanguy, Martin, Maxence, Margaux), les excellents moments passés ensemble à discuter ciné-BD-SF aux pauses cafés, à se tirer la bourre au baby-foot ou en luge aux Houches, à partager une bière à l'Inévitable ou un saké au Japon ... tout cela va me manquer ! Une grande pensée pour ceux qui ont rejoins le bateau en route, Alexandre pour nos débats métaphysiques et Deb' pour nos débats éco-citoyens et également pour avoir été mon indéfectible compagne de mes pauses et craquages nerveux durant la rédaction ! Ce fut aussi un plaisir de côtoyer les post-docs venus de contrées lointaines : Gabriella, Roland, Kevin ou Itziar (je suis sûr que tu liras les remerciements pour peaufiner ton français, donc oui le pays basque et une contrée loitaine et exotique). Et puis, il y a évidemment les planétos qui gravitent autour du LMD, que l'on se soit côtoyé en conf ou en réunion, merci à vous : Sabrina (prédécessrice de galère, modèle de résilience à mes yeux, amie par dessus tout et indéfectible soutien !), Loïc (dankon kamarado !), Arnaud (tu n'as rien à faire dans cette liste sors d'ici !) ou Audrey (team Dauphins !). Sans vous tous, le quotidien de la thèse et bien entendu celui des EPSC et EGU serait beaucoup plus fade !

Mention spéciale à Christophe, compagnon d'aventure, d'écriture mais aussi de voyages en confs, qui m'a accompagné pour mon premier séjour aux *States*, averti qu'il faut dire NASA et pas NAZA pour passer la douane, et avec qui on a affronté les pluies diluviennes à Washington, les ampoules aux pieds à traverser NY, et pour les concerts en tout genre - qui sait, peut-être on sera diffusé sur radio FM 7.7 un jour !

Pour le quotidien de cette thèse, je pense que je n'aurai pas pu avoir de meilleur bureau que celui de la Team Real312, un immense merci pour l'ambiance incroyable (de travail évidemment !) et aussi pour tout nos défis relevés, photomontages, détournements de mails et autres bureaux en palettes ! Mention spéciale à - on commence par le plus ancien, faute du plus sage - Karine (*aka Mamie*) : membre d'adoption du bureau, au bout de trois ans je ne saurai pas si ton but était d'instaurer le calme ou le chaos dans ce bureau - David : promis un jour on te battra à quelque chose - Flo : (*aka ... ah bah non pas de place pour tout tes pseudos*) de tout nos duels les plus saugrenus pendant ces trois ans, un des seuls dont tu te seras finalement tiré vainqueur c'est celui de qui aura rendu le premier, ce qui t'aura permis d'échapper à mes questions le jour-J, mais je saurai me venger ... et aussi à tout ceux qui nous ont héroïquement côtoyés et supportés : Sylvain, Habib, Eleni, Yue, Ludo, Ana-Lea, Antoine (*aka Mr. Climaction*) !

Cette atmosphère chaleureuse enfin, c'est tout le couloir du LMD Jussieu qui la fait vivre, donc merci à tout les permanents qui la perpétuent : Marie-Pierre (*aka Captain LMD*), Aymeric, Ehouarn, Jean-Louis, Venance, Fred, Francois, Sandrine G et Sandrine B, André, Joséphine, Jean-Yves, Michel, J-B, Adriana, Hugo, Geneviève, Ha, Katia, Laurence, Jean-Michel ... ainsi

---

qu'à tout les thésards, post-docs, ingés ou stagiaires de passage qui se succèdent et entretiennent à chaque fois l'ambiance : Jean (quasi 312ien), Max (pour les fondues), Binta (pour ton éternelle bonne humeur!) Yuan et Can (grâce à qui je connais des virelangues en chinois), Rieke, Sofia, Maxime, Addisu, Vladimir et tout les autres, avec qui il est toujours agréable de discuter autour d'un café, au détour d'un pot, d'un repas de Noël, d'un verre, au bowling ou au laser-game!

Et que serait un labo de climat, sans individus qui pensent à celui-ci au-delà des papiers et des équations et au rôle des chercheurs dans la société? Pour leur conscience éveillée et les débats enflammés à ce propos, je remercie (à nouveau!) Venance, Karine, Flo, Aymeric, Joséphine, Sandrine, Deborah, Margaux, Antoine, Jean-Louis, Jean-Yves et Fred ainsi que les collègues du LOCEAN pour faire émerger des réflexions afin tenter de faire tourner le monde plus rond (et avec moins d'avions!). Plus globalement l'IPSL forme un cadre de travail stimulant duquel on ressort enrichi au bout des 3 ans, même en travaillant sur un sujet "annexe" en assistant à tout les débats qui y prennent place et aux initiatives qui y naissent, permettant de prendre du recul sur son sujet d'étude! D'ailleurs, je suis extrêmement reconnaissant envers Hervé Le Treut d'organiser lors des journées de l'ED des rencontres et échanges pour les thésards : le débat avec Jean-Marc Jancovici fut dans mon cas un déclic important!

En-dehors du labo, il y a ceux qui étaient là avant et seront toujours là même si les années de thèse nous ont parfois fait moins se voir, vous êtes indispensables! Je voudrais donc remercier :

Nico', pour commencer, à l'heure où j'écris ces lignes tu écris également les dernières de ton manuscrit je sais que tu vas y arriver, une fois de plus comme au bon vieux temps de nos révisions des concours!! Merci d'avoir toujours été là, jamais loin, toujours présent, compagnon de route, de paillasse, de fourneaux, de tatamis, de Aix à Paris en passant par Gif et Vars et tout ce qui suivra! どうもありがとうございます camarade!

Les copains d'Orsay et d'ailleurs : M&V, Max-Hannah, Lagahe, T'it Ben, Sabrina, Camille, Céline & Loulou, Pauline, Léo & Nina, merci à vous d'être les infaillibles sources de joies, bouffées d'oxygène et supports vitaux du quotidien, même à distance! Une pensée spéciale pour Antoine, Ben & Théo, je n'ai pas pu assister à vos soutenances, j'espère qu'on pourra se rattrapper pour la mienne! Un grand big'up aussi aux copains de prépa, la team des Cézanniens à Paris pour nos diverses activités et sorties dans la capitale : Alex & Léa, Juliette & Juliette, Marie, Marion, Maëlle, Éléa! Je pense aussi à ceux peut-être partis un peu plus loin, mais qui ont continué d'être du soutien depuis l'autre bout de la France ou même la tête en bas (Robin, KTZ, Pilu, Rachel)!

Enfin, les copains d'enfance, les membres de l'*Académie des Sciences* du lycée Honoré Romane : Arnaud, Tommy et Hugo, à qui je voudrai dire que, même si l'on a trouvé le boson de Higgs en 2011, il y avait encore une petite place dans l'univers de la recherche, et aussi vous remercier, car sans nos nuits à geeker, je ne serai pas aussi à l'aise devant un ordinateur aujourd'hui!

Pour finir, sur les bancs de l'école et à l'université, j'ai eu la chance d'avoir bénéficié de l'enseignement de plusieurs professeurs, sans qui je n'aurais pas suivi le parcours qui m'a mené ici. Du plus récent au plus ancien : Jacques Le Bourlot, qui en M2 apprend à se poser les bonnes questions pour la recherche et aussi pour avoir su me donner goût au Fortran et confirmer mon attrait pour les approches numériques - Jean-Pierre Bibring et Guillaume Pineau des Forêts à Orsay, pour leurs passionnants cours d'introduction à l'astrophysique, ainsi que Mathieu Langer pour sa pédagogie - Alain Monange, pour ses mémorables cours de physique de spé, où la physique quitte les livres et les exercices idéalisés pour se confronter au réel et aussi pour m'avoir dirigé vers le magistère de physique "*Vatant, vous n'êtes pas fait pour être ingénieur, allez donc à la fac!*" - Enfin au lycée, Roland Gassin pour les très bons cours de maths (et de guitare!) et Sophie Bernaudon, pour la passion de la physique qu'elle a su transmettre à notre classe de TS, dont moi qui était plutôt attiré par la bio, une merveilleuse enseignante que la montagne a malheureusement fait nous quitter trop tôt et à la mémoire de qui j'aimerais dédier cette thèse.

Et bien entendu mes parents, premiers professeurs qui m'ont mis sur cette voie, ce qui bien entendu me fera terminer par remercier toute ma famille, et particulièrement Hélène, sans qui réaliser tout ce travail ne trouverait pas de sens si vous n'étiez pas intemporellement à mes côtés.





# Table des matières

Remerciements	1
Table des matières	7
Avant-Propos	11
<b>I De Titan</b>	<b>15</b>
I.1 Découverte et premiers pas : Titan avant l'ère du spatial	16
I.2 De <i>Voyager</i> à <i>Cassini</i> , un monde unique se dévoile	18
I.2.1 L'apport des missions <i>Voyager</i>	18
I.2.2 Après <i>Voyager</i> , la poursuite de la compréhension de l'atmosphère	21
I.3 Titan vu par <i>Cassini-Huygens</i>	23
I.3.1 La mission <i>Cassini-Huygens</i>	23
I.3.2 Résultats phares	26
I.3.3 13 ans de mission, une demi-année Titanienne	31
I.3.4 De nombreuses questions encore en suspens	35
<b>II Des modèles de climat</b>	<b>41</b>
II.1 Les Modèles de Circulation Générale	42
II.1.1 Historique	42
II.1.2 Que faut-il pour faire un GCM?	45
II.2 Les modèles de Titan	51
II.2.1 Historique, de 1990 à nos jours	51
II.3 Le modèle de l'IPSL en détail	57
II.3.1 Caractéristiques générales	58
II.3.2 Photochimie	62
II.3.3 Microphysique	66
II.3.4 Limitations techniques	67
II.3.5 Limitations des simulations existantes	68
II.4 Enjeux & Problématiques	69
<b>III Du transfert radiatif</b>	<b>73</b>
III.1 Notions préalables	74
III.1.1 Équation du transfert de rayonnement	75
III.1.2 Interaction matière-rayonnement : les sources d'absorption	77
III.1.3 Les solveurs radiatifs	86
III.1.4 Méthode de $k$ -distribution & approximation des $k$ -corrélés	89
III.1.5 Le formalisme des Puissances Nettes Échangées (PNE)	99



III.2	Constat sur le modèle pré-existant . . . . .	100
III.2.1	Sensibilité aux aérosols . . . . .	101
III.2.2	Comparaison de l'opacité des gaz et des aérosols . . . . .	104
III.3	Un nouveau modèle radiatif pour Titan . . . . .	108
III.3.1	Paramétrisation du gaz . . . . .	109
III.3.2	Paramétrisation des brumes . . . . .	114
III.3.3	Validation . . . . .	116
III.3.4	Bilan . . . . .	117
<b>IV</b>	<b>Des couplages</b>	<b>119</b>
IV.1	Photochimie . . . . .	120
IV.1.1	Mises à jour apportées au modèle pré-existant . . . . .	120
IV.1.2	Implémentation et optimisation d'une méthode de recombinaison . . . . .	122
IV.1.3	Couplage radiatif des composés traces et validation . . . . .	128
IV.2	Microphysique . . . . .	129
IV.2.1	YAMMS, un modèle en moments : description et implémentation . . . . .	129
IV.2.2	Couplage radiatif des brumes . . . . .	131
IV.2.3	Validation et sensibilité au taux de production . . . . .	132
IV.3	Autres développements techniques . . . . .	134
IV.3.1	Topographie . . . . .	134
IV.3.2	Vers une extension verticale . . . . .	136
IV.4	Bilan des apports techniques . . . . .	137
<b>V</b>	<b>De la structure thermique et de la dynamique atmosphérique</b>	<b>141</b>
V.1	Mise en place des simulations de référence . . . . .	142
V.1.1	Du 1-D vers le 3-D - Tests de sensibilité . . . . .	143
V.1.2	Description des simulations 3-D réalisées . . . . .	146
V.2	Vue d'ensemble . . . . .	148
V.2.1	Surface et troposphère . . . . .	148
V.2.2	Variations saisonnières de la stratosphère . . . . .	150
V.2.3	Sensibilité aux couplages - Délai à l'équinoxe . . . . .	158
V.3	Régions polaires . . . . .	164
V.3.1	Renversement automnal de la circulation . . . . .	164
V.3.2	Suivi saisonnier de la basse stratosphère . . . . .	166
V.3.3	L'épaulement hivernal . . . . .	169
V.4	Le minimum de vent et la séparation des cellules méridiennes . . . . .	173
V.4.1	Le mystérieux minimum de vent zonal . . . . .	173
V.4.2	Structure et séparation des cellules méridiennes de circulation . . . . .	178
<b>VI</b>	<b>De la distribution saisonnière des composés</b>	<b>181</b>
VI.1	Vue d'ensemble des distributions de composés . . . . .	182
VI.1.1	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> et HCN : les composés intervenant dans les couplages . . . . .	182
VI.1.2	Autres composés . . . . .	184
VI.1.3	Influence des couplages . . . . .	184

VI.1.4	Les composés comme traceurs de la circulation stratosphérique . . . . .	184
VI.2	Régions polaires . . . . .	189
VI.2.1	Transition post-équinoxe dans la haute stratosphère . . . . .	189
VI.2.2	Basse stratosphère : cycle saisonnier et condensation . . . . .	193
VI.3	Aérosols et couche détachée . . . . .	197
<b>VII</b>	<b>Conclusions &amp; Perspectives</b>	<b>205</b>
VII.1	Bilan des résultats . . . . .	206
VII.1.1	Résumé global . . . . .	206
VII.1.2	Transition à l'équinoxe . . . . .	206
VII.1.3	Basse stratosphère polaire hivernale . . . . .	207
VII.1.4	Structure des cellules atmosphériques . . . . .	208
VII.2	Synthèse des apports techniques au modèle . . . . .	208
VII.3	Futurs développements et études à poursuivre . . . . .	209
VII.3.1	Défis techniques et retrait de certaines approximations . . . . .	209
VII.3.2	Raffinements et pistes d'implémentation . . . . .	210
VII.4	Perspectives au sein du modèle générique . . . . .	213
VII.4.1	Méthode de recombinaison . . . . .	213
VII.4.2	Aérosols et Terre primitive . . . . .	213
VII.5	Suivi futur des variations saisonnières . . . . .	213
	<b>Annexes</b>	<b>217</b>
<b>A</b>	<b>Annexe A - Détails du modèle</b>	<b>219</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>223</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>247</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>249</b>
	<b>Nomenclature</b>	<b>251</b>



## AVANT-PROPOS - DE LA DIFFÉRENCE ENTRE MÉTÉOROLOGIE ET CLIMAT ET DE L'INTÉRÊT DE L'ÉTUDE DES ATMOSPHÈRES PLANÉTAIRES.

*"Pourquoi étudier le climat des autres planètes, alors que l'on peut à peine prédire le temps qu'il fera sur Terre dans dix jours ?"* À cette question que l'on m'a adressée souvent au cours de ces trois années, j'aimerais proposer ici quelques éléments de réponse.

Tout d'abord pourquoi y a-t-il un climat plutôt qu'un autre ? N'en déplaise à certains, la Terre est sphérique et en rotation, elle ne reçoit pas partout à sa surface la même énergie de la part du Soleil et celle-ci doit donc être redistribuée. Admettons que la Terre soit un disque plan, sans atmosphère et faisant face au Soleil, elle aurait une face à près de 200°C et l'autre avoisinant les -200°C, ce qui serait fortement ennuyeux en plus d'être peu habitable. Cette redistribution d'énergie est ce que l'on nomme couramment "le vent" : c'est là l'essence même de l'atmosphère ("atmos-" du grec ἀτμός lui-même de ἄημι : "souffler"). D'ailleurs le mot "climat" vient de κλίμα signifiant "inclinaison, latitude" : d'un point de vue étymologique, celui-ci va dépendre de la distance aux pôles, mais aussi subir des variations saisonnières en raison de l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre (ou du corps considéré) sur son orbite.

Pour répondre à présent à la question évoquée plus haut, un premier élément de réponse réside dans la différence entre l'étude du climat et celle des phénomènes météorologiques. Bien que reposant sur des principes physiques identiques, souvent étudiés par les mêmes personnes, avec des outils très similaires, ces deux domaines ne sont pas équivalents. La science du climat s'intéresse aux régimes généraux de l'atmosphère d'une planète, en fonction de ce qui les contraint - ce que l'on appelle des forçages dans le jargon - et de leurs évolutions à moyen et long terme, par le biais de tendances globales et de grandeurs statistiques, tandis que tout l'art de la météorologie consiste à fournir la prédiction la plus exacte possible de l'évolution à partir d'un état initial donné. Seulement, même avec les meilleurs ordinateurs que l'on puisse concevoir actuellement, de part la nature chaotique intrinsèque du système, les prédictions météorologiques seront toujours limitées à quelques jours. On ne peut pas connaître de manière absolument exacte (ce qui est de toute façon physiquement impossible) les conditions de l'atmosphère en tout point du globe, ni connaître le forçage solaire, interne ou anthropique qu'elle va subir. C'est le fameux "effet papillon" démontré par Lorenz dans les années 60 : deux conditions initiales - aussi proches soient-elles - donneront inévitablement des états totalement différents au bout d'un intervalle de temps donné. Prenez une photographie d'une cour de récréation et tentez de prédire la position future des enfants : après quinze secondes c'est envisageable - celui qui est en haut du toboggan risque fort d'être arrivé en bas - au bout d'une minute c'est déjà plus incertain - sera-t-il parti vers la balançoire ou aura-t-il effectué une nouvelle descente ? Il aura suffi d'un rien pour basculer entre ces deux possibilités. Après cinq minutes, l'on conçoit bien que le pronostic devient impossible. Comme pour la météorologie, cela revient à prédire une trajectoire particulière - d'un enfant ou de l'état de l'atmosphère - dans un espace des possibles. La science climatique étudie quant à elle plutôt des grandeurs moyennes - par temps pluvieux les enfants auront tendance à jouer plus majoritairement sous le préau que par temps ensoleillé, sans que l'on sache pour autant où se trouvera tel enfant en particulier - et ce qui peut les perturber sur le long terme - de nos jours les smartphones ont remplacés les billes dans les cours de récréation.

---

Bien entendu, certains événements météorologiques transitoires peuvent avoir une influence climatique sur le moyen terme : les explosions du Krakatoa ou du Tambora ont impacté le climat global sur plusieurs années et doivent être prises en compte dans les modèles climatiques pour reproduire le climat du XIX<sup>ème</sup> siècle. Ailleurs dans le Système Solaire, la tempête de 2011 sur Saturne en est un autre bel exemple. De la même manière, si un élève se tord une cheville en jouant à la balançoire, cela influera certainement les choix d'activité de ses camarades dans les jours suivants. Réciproquement, l'étude du climat peut permettre de prévoir des événements météorologiques, de façon statistique : en région tropicale, l'intensification des ouragans est à prévoir dans une atmosphère plus chaude et plus humide, sans que l'on puisse pour autant prédire aujourd'hui le nombre exact d'ouragans présents dans le Golfe du Mexique le 6 septembre 2030. L'interface entre ces deux sciences reste donc floue et permissive. Ainsi, le Laboratoire de Météorologie Dynamique étudie en majeure partie ... le climat terrestre ! Inversement, certaines études qui y sont réalisées relèvent de la pure météorologie, comme c'est le cas grâce à la mission martienne *Insight*. Cette thèse s'inscrit plutôt dans le cadre des sciences du climat : nous ne disposons malheureusement pas de station météorologique sur Titan qui relayerait en permanence des informations sur l'état de son atmosphère. Nous avons seulement acquis, grâce à la mission *Cassini*, suffisamment de données pour commencer à saisir son climat de manière globale.

Quant à l'intérêt de l'étude des autres planètes - ou planétologie comparée - il va au-delà de la curiosité pure - voire du questionnement existentiel qui peut souvent être mis au crédit de l'astrophysique : du Big Bang à la formation du Système Solaire, d'où venons-nous ? La planétologie peut parfois présenter un "intérêt public", comme cela fut le cas des travaux sur la photochimie cythérienne menés par Prinn et McElroy au début des années 70 pour expliquer la stabilité du CO<sub>2</sub> et qui ont contribué à la mise au jour de la destruction de l'ozone dans la stratosphère terrestre par les CFCs - ce qui aura peut-être permis de réagir plus rapidement au danger. Les autres planètes, de par de leur diversité, sont de vastes laboratoires dans lesquels tester nos outils et notre compréhension du système Terre dans des conditions souvent extrêmes. Vénus est un magnifique - mais terrifiant - exemple d'effet de serre emballé. Devant l'imminence - qui chaque jour devient une réalité plus qu'une perspective - du changement climatique, nombreux sont les climatologues terrestres qui s'y intéressent dans le cadre de travaux autour du CO<sub>2</sub>. La compréhension de mécanismes communs aux diverses planètes, comme les vortex polaires ou les processus de nucléation nuageuse, peut également permettre de mieux appréhender certaines évolutions à venir sur Terre. Une des spécificités du Laboratoire de Météorologie Dynamique est cette approche de planétologie comparée car les outils de modélisation y sont développés de front pour la Terre et les autres planètes. Parfois ces dernières, en imposant leurs contraintes dues à des environnements exotiques, motivent des efforts de modélisation avant que ceux-ci ne soient requis pour le modèle terrestre. Ce fut le cas pour l'implémentation du cycle du carbone sur Mars, des couplages photochimiques sur Titan, ou plus récemment du nouveau solveur numérique des équations de la dynamique des fluides, développé pour la Terre, mais permettant la haute résolution spatiale, condition *sine qua non* de la modélisation des planètes géantes. Ce solveur est donc testé sur celles-ci avant d'être considéré comme opérationnel sur Terre.

J'espère que le lecteur interrogateur aura su trouver des réponses pour aborder sereinement la suite de ce manuscrit.





# De Titan

Lorsque Giordano Bruno monte sur le bûcher en 1600 pour avoir, entre autres hérésies, prôné la pluralité des mondes et remis en cause le dogme aristotélicien en place depuis plusieurs siècles en Occident, il ne se doute pas qu'il a ouvert la porte à une vision qui sera devenue majoritaire quelques siècles plus tard, à l'ère spatiale. Cette vision, qui tout compte fait se rattache aux théories grecques atomistes, selon laquelle la Terre n'est qu'un monde habité parmi tant d'autres similaires, va en effet s'implanter petit à petit dans la pensée de la Renaissance, jusqu'à faire l'unanimité chez la plupart des astronomes du XIX<sup>ème</sup> et XX<sup>ème</sup> siècles. Suite à l'exploration robotisée du Système Solaire dans les dernières décennies et grâce à ce que nous commençons à entrevoir des exoplanètes, nous avons aujourd'hui une représentation des systèmes planétaires qui met plutôt en avant leur diversité et leur variété. Les différents corps, même s'ils sont le résultat de processus génériques, suivent en effet des trajectoires d'évolution très différentes les unes des autres. Pourtant, s'il en est un qui, à l'âge d'or du spatial, a retenu l'attention en raison de ses similarités apparentes avec la Terre, c'est bien Titan, la plus grande des lunes de Saturne, principalement du fait de sa chimie prébiotique et de la possibilité de maintenir des étendues de liquide à sa surface. De la découverte de son atmosphère, aux questions encore en suspens après la fin de la mission *Cassini-Huygens*, en passant par les différentes étapes dans la compréhension de son atmosphère, on dresse dans ce chapitre une revue des connaissances sur cette dernière, en se focalisant particulièrement sur son évolution saisonnière, qui va nous intéresser tout au long de ce manuscrit.

## SOMMAIRE

---

I.1	Découverte et premiers pas : Titan avant l'ère du spatial . . . . .	<b>16</b>
I.2	De <i>Voyager</i> à <i>Cassini</i> , un monde unique se dévoile . . . . .	<b>18</b>
	I.2.1 L'apport des missions <i>Voyager</i> . . . . .	18
	I.2.2 Après <i>Voyager</i> , la poursuite de la compréhension de l'atmosphère .	21
I.3	Titan vu par <i>Cassini-Huygens</i> . . . . .	<b>23</b>
	I.3.1 La mission <i>Cassini-Huygens</i> . . . . .	23
	I.3.2 Résultats phares . . . . .	26
	I.3.3 13 ans de mission, une demi-année Titanienne . . . . .	31
	I.3.4 De nombreuses questions encore en suspens . . . . .	35

---

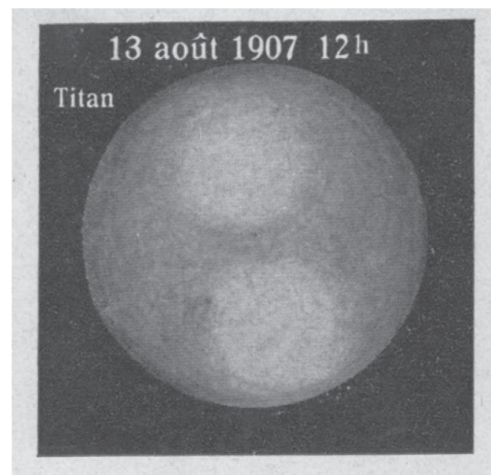


## I.1 DÉCOUVERTE ET PREMIERS PAS : TITAN AVANT L'ÈRE DU SPATIAL

Le 25 mars 1655, Christian Huygens, observant les anneaux de Saturne, note la présence d'une petite "étoile" à trois secondes d'arc de la planète. Il relève sa position, et la nuit suivante constate que ladite étoile a suivi la course de Saturne sur la voûte céleste, puis réitère le constat sur plusieurs nuits d'observations successives. Ce faisant, il comprend qu'il a découvert le premier satellite connu de Saturne, le nomme *Saturna Luni*, et consigne sa découverte dans "*De Saturni luna observatio nova*". Au siècle suivant, Jean-Dominique Cassini (I<sup>er</sup> du nom), découvre des congénères à cette lune, qui prend alors le nom de *Saturne IV*. Ce n'est que deux siècles après sa découverte, que Sir John Herschel lui donnera le nom de *Titan* (Herschel, 1847), en raison de sa taille prédominante par rapport aux autres satellites kroniens.

À l'aube du XX<sup>ème</sup> siècle, l'astronome José Comas Solá reporte l'observation, à l'été 1907, d'un assombrissement du limbe de Titan (Comas Solá, 1908), qui serait, selon lui, rendu possible par la présence d'une atmosphère autour du corps. Cependant, l'observation de l'astronome catalan rencontra un problème de reproductibilité : dans les décennies qui suivirent, ni ses contemporains ni ses successeurs, même avec de meilleurs télescopes, ne parvinrent à observer cet assombrissement centre-bord, qui devint sujet à caution. Si le dessin que Comas Solá en réalise (figure I.1) ressemble peu aux images que l'on peut connaître aujourd'hui de Titan, il faut admettre qu'il a sûrement bénéficié de "très belles" (*sic*) conditions d'observation, car son intuition s'est par la suite révélée correcte. Il ne tire d'ailleurs pas la même conclusion de son observation en parallèle des satellites galiléens.

FIGURE I.1 – Dessin de l'assombrissement au limbe de Titan réalisé par José Comas Solá et correspondant à son observation de 1907. *Le 13 août 1907, avec une image très belle et me servant du grossissement de 750 fois, j'ai vu Titan avec les bords très foncés, s'estompant dans l'obscurité du ciel (quelque chose de semblable à ce qu'on observe dans le disque de Neptune), tandis que vers la partie centrale, bien plus claire, on voyait deux taches rondes et blanchâtres qui me faisaient l'effet d'une étoile double diffuse. Nous pouvons supposer, légitimement, que cette grande obscurité des bords démontre l'existence d'une atmosphère très absorbante autour de Titan* (Comas Solá, 1908).



Quelques années plus tard, Sir James Jeans, dans son livre sur la théorie cinétique des gaz (Jeans, 1916), concède que Titan peut retenir une atmosphère, et ce en dépit de sa faible masse, car les basses températures qui doivent y régner du fait de son éloignement du Soleil font que les vitesses d'échappement thermique des gaz sont modérées.

En 1943, Gerard Kuiper met fin au débat, en apportant la première véritable confirmation de la présence d'une atmosphère autour de Titan, par la détection spectroscopique du méthane dans celle-ci (Kuiper, 1944). En raison de son atmosphère opaque aux longueurs d'onde du rayonnement visible, Titan restera par la suite un objet de prédilection pour les observations spectroscopiques plus que pour les observations directes au télescope.

UNE ATMOSPHÈRE SOIT, MAIS DE QUELLE NATURE ? Du fait de cette forte opacité que l'on vient d'évoquer, une fois la présence de l'atmosphère établie avec certitude par Kuiper, les mystères de celle-ci mirent un certain temps à être révélés. Il faut particulièrement noter que, si la masse du corps parent était à peu près bien connue par des considérations orbitales, le diamètre de celui-ci resta relativement inconnu et flou jusqu'à l'ère spatiale et les missions *Voyager*, que l'on abordera plus loin. Ainsi, au cours des décennies qui suivirent la découverte de l'atmosphère, différentes possibilités quant à la nature, l'extension et la composition de celle-ci furent évoquées. Tout d'abord, on ne parvenait pas à sonder l'atmosphère jusqu'à une éventuelle surface, et du fait que l'on n'imaginait pas l'atmosphère aussi étendue qu'elle ne l'est en réalité, Titan - en raison de son diamètre apparent - fut donc pendant longtemps considéré comme la plus grande des lunes du Système Solaire. C'est le cas dans les travaux de [Elliot et al. \(1975\)](#), où les auteurs attribuèrent à Titan un diamètre de près de 6000 km, bien supérieur aux 5200 km de Ganymède <sup>1</sup>. En effet, même si on avait à l'époque conscience du phénomène d'assombrissement centre-bord, il était difficile d'évaluer sa contribution sans connaître l'épaisseur d'atmosphère. Ajouté à la précision des moyens d'observation de l'époque, ce problème a occasionné des incertitudes assez importantes quant au rayon de Titan. Par exemple, quelques années auparavant, d'autres observations venaient de suggérer un rayon de moins de 5000 km ([Dollfus, 1970](#)).

Au-delà de la question du diamètre du corps, un autre débat - conséquence du précédent - occupait la communauté planétologique au début des années 1970, au sujet de la nature de l'atmosphère. Les premières études spectroscopiques de celles-ci ne laissaient figurer que la présence de méthane, mais des analyses plus détaillées mirent en évidence que ses raies d'absorption étaient saturées ([Trafton, 1972](#)), laissant supposer qu'il ne soit qu'un composé minoritaire dans une atmosphère constituée majoritairement d'un gaz transparent, tel qu'un gaz rare ou de l'azote moléculaire ([Lutz et al., 1976](#)). Ces travaux soutiennent ainsi l'hypothèse de [Lewis \(1971\)](#), qui fut le premier à avancer l'idée d'une atmosphère titaniennne composée d'azote, produit par la photolyse de l'ammoniac issu de la nébuleuse primitive.

Les observations via les télescopes terrestres devenant plus précises, elles permirent de commencer à fournir des informations sur la structure thermique, par l'analyse de l'émission infrarouge - excellent thermomètre planétaire - combinée à celle du rayonnement radio-fréquence. Les différentes longueurs d'ondes sondant différents niveaux de l'atmosphère, une des premières constatations ainsi faites fut que l'atmosphère titaniennne exposait des températures très différentes selon l'altitude, ce qui mena à des interprétations variées quant à la structure thermique globale. La détection d'écart à l'émission de corps de noir amena [Morrison et al. \(1972\)](#) à mettre en évidence un potentiel effet de serre (voir la note de pied de page 6 et aussi le chapitre III), suggérant une température de surface plus importante qu'attendue à cette distance du Soleil. Cette constatation fut proposée comme étant la signature d'un effet de serre majeur dans une atmosphère massive épaisse (voir par exemple [Pollack, 1973](#), qui passe en revue différents modèles d'effet de serre compatibles avec les observations de l'époque), supposément causé par la présence de dihydrogène ([Sagan, 1973](#)). D'autres avancèrent plutôt une atmosphère fine, mais possédant une inversion de température ([Danielson et al., 1973](#)) - détectée ensuite dans les spectres ([Gillett, 1975](#)) - ou enfin une combinaison des deux phénomènes précédents ([Low et Rieke, 1974](#)). Toutes

---

1. Finalement, Titan n'est que second, avec quelques dizaines de kilomètres de rayon de moins que Ganymède : 5150 km, voir tableau I.1.

ces études avaient une certaine marge de manœuvre en raison de l'absence de contraintes sur la position et la température de la surface. C'est ainsi que l'on trouve le modèle de [Hunten \(1978\)](#), qui interprète correctement l'effet de serre dû au méthane dans une atmosphère de diazote, mais qui propose que l'augmentation de température se prolonge jusqu'à une surface qui aurait une température de 200 K sous 20 bar d'atmosphère ! Cette vision de Titan, avec une surface somme toute très chaude, trouvait certainement son origine dans le souhait que l'on avait d'y trouver des conditions propices pour héberger la vie, comme évoqué à l'entame du chapitre.

Le premier survol de Titan par une sonde spatiale fut effectué par *Pioneer 11* en 1979 et, bien que fournissant de nombreuses informations sur cet objet, suscita une certaine déception dans la communauté car il ne permit pas d'imager la surface - et il en fut de même quelques mois après pour les missions *Voyager* ([Smith et al., 1981, 1982](#)), qui étaient déjà en route<sup>2</sup>. En effet, si on savait grâce aux observations spectroscopiques, que l'atmosphère était très absorbante dans l'infrarouge, la forte opacité dans l'ultraviolet - causée par les brumes - était plus ou moins inattendue. C'est ainsi que Titan se présenta à l'exploration spatiale sous son aspect de "sphère orangée uniforme", comme l'illustre la figure [I.2](#). Quelques indices avaient pourtant antérieurement mis sur la piste d'un absorbant ultraviolet en altitude : un albédo géométrique dans l'UV très faible ([Barker et Trafton, 1973](#)) et des mesures de polarisation indiquant une forte épaisseur optique dans le domaine visible et UV ([Veverka, 1973](#)), supposée être à l'origine d'un réchauffement stratosphérique à la manière de l'ozone terrestre ([Caldwell, 1977](#)) - comme le laissait à penser l'inversion de température évoquée ci-dessus ([Gillett, 1975](#)) - de nombreuses prédictions pas tout à fait en accord avec une atmosphère transparente donc ! La nature des particules de cet absorbant ultraviolet - poussières ([Podolak et Danielson, 1977](#)), gouttelettes de nuages de méthane ou brumes organiques complexes issues de la photolyse du méthane ([Sagan, 1971](#)) - était également encore en suspens, bien que les deux dernières fussent favorisées par l'aperçu que l'on avait commencé à avoir de la richesse organique de l'atmosphère, avec la détection de l'émission d'hydrocarbures tels que l'éthane ( $C_2H_6$ ), l'acétylène ( $C_2H_2$ ) ou encore l'éthylène ( $C_4H_2$ ) ([Gillett, 1975](#)).

## I.2 DE *Voyager* À *Cassini*, UN MONDE UNIQUE SE DÉVOILE

### I.2.1 L'APPORT DES MISSIONS *Voyager*

Le survol de *Voyager 1* en novembre 1980 et - dans une moindre mesure - celui de *Voyager 2* en août 1981, ont permis à la communauté de faire un bond en avant dans la connaissance de Titan. Une revue des résultats de ces missions peut être trouvée dans [Hunten et al. \(1984\)](#).

Le profil de température a pu ainsi être établi sur une grande partie de l'atmosphère, de la stratosphère jusqu'à la surface, par l'analyse de l'émission infrarouge avec le spectromètre infrarouge embarqué IRIS ([Hanel et al., 1981](#)) et des radio-occultations avec le système RSS ([Lindal et al., 1983](#)) - en analysant le signal émis par la sonde lorsque celle-ci passe derrière l'atmosphère de la planète par rapport à la Terre - levant le voile sur le rayon, les conditions atmosphériques et de surface (on pourra consulter le tableau [I.1](#), pour trouver l'ensemble des paramètres orbitaux et atmosphériques de Titan, mis à jour avec les plus récentes données de

---

2. Pour *Voyager 1*, on sacrifia Pluton, pour approcher au plus près Titan, dans l'espoir d'observer la surface.

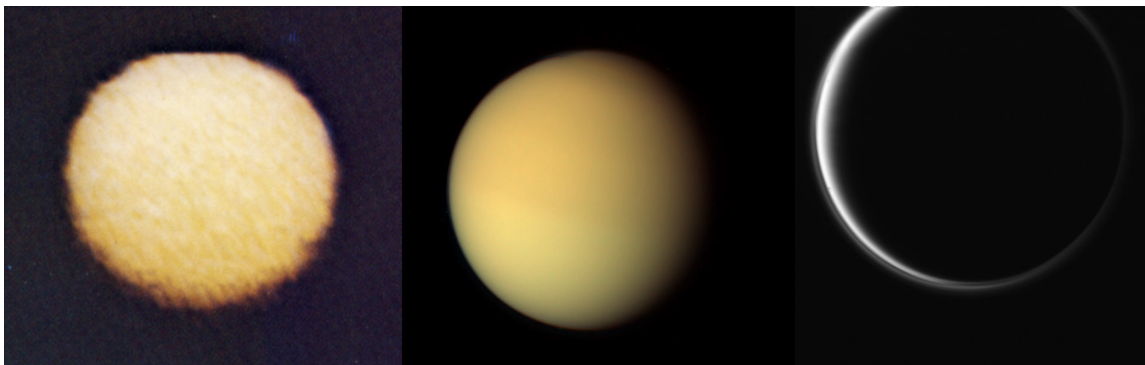


FIGURE I.2 – Titan, "sphère orangée uniforme", vue par le photo-polarimètre de *Pioneer 11* (gauche - couleurs simili-visible<sup>3</sup>) et les caméras de *Voyager 1* (centre - reconstruite par B. Seignovert à partir des images obtenues dans les filtres bleu orange et vert de la caméra ISS, puis corrigée pour simuler un canal rouge et obtenir un rendu en couleur visible) et *Voyager 2* (droite - prise dans le filtre *clear* [280-640]  $\mu\text{m}$  de la caméra ISS). Si elles ne fournirent pas d'images - tant attendues - de la surface, ces caméras permirent néanmoins des découvertes notables sur les brumes. Sur l'image de *Voyager 1*, au centre, on peut distinguer l'asymétrie Nord/Sud et la sombre calotte polaire nord. Le cliché à grand angle de phase de *Voyager 2*, à droite, servit à [Rages et Pollack \(1983\)](#) pour identifier la couche détachée de brumes nettement visible au limbe. Parmi ces trois missions, *Voyager 1* effectua le plus proche survol et fut la plus prolifique en matière de données acquises sur Titan, avec une distance minimale au centre de la lune de moins de 7000 km, contre 360 000 km pour *Pioneer 11* et près de 2 millions de km pour *Voyager 2*.

*Cassini-Huygens*). Le profil atmosphérique ainsi mesuré présente une température à la surface de 94 K, décroissant avec l'altitude jusqu'à atteindre 70 K à la tropopause située vers 40 km, puis augmentant à nouveau dans la stratosphère pour dépasser les 160 K.

La température de surface s'avérait donc *a priori* trop froide pour héberger la vie, mais cette relative déception fut compensée par le fait que les conditions thermodynamiques soient proches du point triple du méthane, suggérant la possibilité de trouver du liquide à la surface. Cette idée d'un océan alliée à la confirmation d'une riche chimie organique - qui reprend la conception de *soupe primitive* avancée dans les années 20 par le chimiste Alexandre Oparin - renforcera certainement les motivations du futur envoi de *Cassini-Huygens*. À ce sujet, [Jaffe et al. \(1980\)](#) avaient relevé avec le VLA une température de surface de 90 K et évoqué l'idée de conditions propices au maintien du méthane liquide en surface, sans grand retentissement sur le moment : en effet, cet article était passé relativement inaperçu, occulté par l'arrivée subséquente de *Voyager* dans le système saturnien. Cependant, les modèles photochimiques post-*Voyager* ([Yung et al., 1984](#)) montrèrent que le méthane atmosphérique devait être photolysé en une dizaine de millions d'années, faisant émerger la nécessité d'une source interne ou de réservoirs conséquents en surface pour renouveler et maintenir sa teneur atmosphérique... pourquoi pas de vastes étendues de liquide ([Flasar, 1983](#)) ? Les observations de l'humidité relative du méthane indiquant une sous-saturation, l'hypothèse d'un océan de méthane pur fut néanmoins exclue, au profit d'un mélange mixte  $\text{C}_2\text{H}_6\text{-CH}_4$  (voir par exemple le modèle de [Lunine et al., 1983](#) et les travaux de [Dubouloz et al., 1989](#)).

3. Le traitement des canaux rouges et bleu du photopolarimètre à l'origine de cette image ne peut vraisemblablement pas être ré-effectué, si les données originales ont, comme la plupart des bandes magnétiques comportant les données *Pioneer*, été perdues par la NASA il y a quelques années, sans avoir été numérisées pour archivage.

	$\odot / \text{h}$	$\text{h} / \odot$
Demi-grand axe	$1.22 \cdot 10^6 \text{ km}$	$1.42 \cdot 10^9 \text{ km}$
Excentricité	0.029	0.054
Obliquité	$0.3^\circ$	$26.7^\circ$
Période de révolution	15.95 jours $\delta$	29.45 années $\delta$
Période de rotation	15.95 jours $\delta$	
Masse	$1.345 \cdot 10^{23} \text{ kg}$	
Rayon	2575 km	
Gravité de surface	$1.35 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$	
Pression de surface	1.467 bar	
Température de surface	93.7 K	
Composition	Stratosphère	Surface
	$\text{N}_2$ : 98.4%	$\text{N}_2$ : 94.3%
	$\text{CH}_4$ : 1.48%	$\text{CH}_4$ : 5.67%
	$\text{H}_2$ : 0.101 %	$\text{H}_2$ : 0.099%
	Ar : 0.003%	Ar : 0.003%

TABLE I.1 – *Premier tableau* : Paramètres orbitaux du système kronien - ( $\odot / \text{h}$ ) : Plan de l’orbite de Titan par rapport au plan de l’orbite de Saturne - ( $\text{h} / \odot$ ) : Plan de l’orbite de Saturne par rapport au plan de l’écliptique. *Deuxième tableau* : Paramètres physiques et atmosphériques de Titan. *Troisième tableau* : Rapports de mélange des composés principaux de l’atmosphère de Titan relevés par *Huygens* (Niemann et al., 2010). Les autres gaz (principalement hydrocarbures et nitriles) sont présents à l’état de traces (au maximum quelques dizaines de ppm), avec des variations saisonnières de leur teneur très marquées dans la stratosphère.

*Voyager 1*, en révélant plus en détail le spectre infrarouge, révèle une richesse de molécules organiques, signe d’une chimie très intense (Hanel et al., 1981; Kunde et al., 1981). L’analyse de l’émission ultraviolette confirme que l’azote moléculaire est bien le gaz majoritaire (Broadfoot et al., 1981) et, par combinaison des observations des différents instruments, met également en lumière que l’atmosphère est assez riche en méthane jusque dans la stratosphère, identifiant sa teneur à quelques pourcents de celle du  $\text{N}_2$ .

Une autre découverte primordiale de ces survols a été l’identification d’une asymétrie hémisphérique caractérisant l’atmosphère : les caméras relevèrent une asymétrie de brillance Nord/Sud (Sromovsky et al., 1981) - l’hémisphère Nord étant 25 % plus sombre aux courtes longueurs d’onde - et la présence d’une calotte boréale plus sombre, phénomènes visibles figure I.2. Conjointement, une asymétrie dans les températures de brillance était détectée par le spectromètre IRIS (Flasar et al., 1981). Par la suite, avec la détection de la couche détachée de brumes, à plus de 100 km au-dessus de la couche principale, et la détection de la signature des aérosols, à des altitudes allant jusqu’à 500 km (Rages et Pollack, 1983), l’asymétrie de brillance, la calotte polaire et la couche détachée furent toutes interprétées par Toon et al. (1992) comme étant des manifestations des brumes et la signature de la circulation atmosphérique à grande échelle. Si la compréhension des aérosols titaniens était en train de basculer vers une vision en agrégats fractals (voir un peu plus loin), et si cette étude, basée sur un modèle d’aérosols sphériques et sans prise en compte de transport méridien, était assez limitée - comme les auteurs le reconnaissent eux-mêmes - c’est



néanmoins ainsi que progressivement, les liens commencèrent à être faits entre dynamique et composition, premiers pas vers les études de la circulation saisonnière.

Dans ce registre, le spectromètre infrarouge IRIS, par-delà les données de température, permit la déduction des vents via l'équation du vent thermique<sup>4</sup>, amenant Flasar et al. (1981) à identifier les régimes d'écoulement plausibles pour l'atmosphère titaniaque. Cette étude pointe que les contrastes méridiens sont signes de forts vents dans la stratosphère, dépassant vraisemblablement  $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , et fait également la distinction entre les régimes dynamiques de la troposphère - avec une cellule de type Hadley répondant aux variations du chauffage solaire en surface mais avec des temps de relaxation radiatifs très longs - et de la stratosphère - qui présente quant à elle un cycle saisonnier de la température avec des contrastes plus marqués dûs aux constantes de temps radiatives qui deviennent inférieures à l'année titaniaque. C'est d'ailleurs ce raisonnement sur les constantes de temps qui amena Flasar et Conrath (1990) à proposer un mécanisme d'inertie dynamique (délai entre les variations du forçage solaire et les changements de température, dû au temps nécessaire à la redistribution du moment cinétique) à l'origine de l'asymétrie des températures. Cependant, toujours avec les données de l'instrument IRIS, les distributions latitudinales de composition et de température furent étudiées dans la stratosphère (Coustenis et al., 1989, 1991; Coustenis et Bézard, 1995), révélant que les hautes latitudes hivernales étaient enrichies en composés traces, ce qui amena Bézard et al. (1995) à mettre en avant le rôle des variations d'opacités induites par la circulation sur l'origine de l'asymétrie (on aura l'occasion de revenir plus en détail sur ce point au chapitre II). Néanmoins, au-dessus de 250 km, les données *Voyager* ont permis de contraindre avec moins de certitude le profil atmosphérique - du moins sur le moment, car leur ré-analyse par Vervack et al. (2004) permit de réduire les incertitudes - les solutions proposées par Coustenis et al. (1989) au-dessus de cette altitude n'étant pas des solutions uniques aux contraintes observationnelles.

### I.2.2 APRÈS *Voyager*, LA POURSUITE DE LA COMPRÉHENSION DE L'ATMOSPHÈRE

La prépondérance des brumes dans l'atmosphère titaniaque ayant été mise en avant par les missions *Voyager*, les efforts subséquents furent concentrés sur la structure chimique des aérosols les constituant. C'est notamment le cas des travaux de Khare et al. (1984), qui caractérisèrent avec des expériences en laboratoire des analogues d'aérosols titaniens : les *tholins*<sup>5</sup>. Ces travaux firent référence pendant de longues années, notamment quant aux propriétés des brumes. Ce sont également des constats expérimentaux sur les tholins (Bar-Nun et al., 1988) qui amenèrent West et Smith (1991) à suggérer que les aérosols titaniens soient composés d'agrégats de sphères, de nature fractale. Ce concept émergea en réponse aux incohérentes valeurs de rayon, nécessaires pour expliquer les observations en ne considérant que des particules sphériques (Tomasko, 1980;

4. Celle-ci dérive de l'équilibre cyclostrophique - expression simplifiée des équations primitives de la météorologie (voir chapitre II) dans les écoulements à grand nombre de Rossby - qui s'applique aux planètes en rotation lente et relie le gradient méridien de température au gradient vertical de vent zonal :

$$2u \frac{\tan\phi}{a} \frac{\partial u}{\partial p} = \frac{R}{p} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (\text{I.1})$$

où  $u$  est la vitesse de vent,  $T$  la température atmosphérique,  $p$  la pression,  $a$  le rayon planétaire,  $R$  la constante des gaz parfaits et  $y$  la coordonnée méridienne.

5. Terme proposé par Carl Sagan, dérivé du grec  $\theta\alpha\lambda\acute{o}\varsigma$ , "boueux", se référant en grec ancien à l'eau troublée par l'encre de seiche, et évoquant l'aspect de ces composés.

Rages et Pollack, 1983) et fut ensuite exploité par les modèles microphysiques (Cabane et al. (1992, 1993) et travaux successeurs, détaillés au chapitre II). Sur Titan, la formation de tels aérosols complexes est, tout comme la richesse d'hydrocarbures détectée, favorisée dans une atmosphère réductrice, où de longues chaînes carbonées peuvent se développer. Elle y est initiée par la photodissociation de l'azote et du méthane dans la haute atmosphère, sous l'effet du rayonnement solaire ultraviolet et des particules chargées originaires de la magnétosphère de Saturne.

Sur la base des observations *Voyager*, la compréhension du contrôle de la structure thermique avança, avec notamment les travaux de McKay et al. (1991), mettant en avant l'effet de serre induit par le méthane et les absorptions induites par collisions - majoritairement  $N_2-N_2$ ,  $N_2-CH_4$  et  $N_2-H_2$  (voir à ce sujet le chapitre III) - qui augmente la température de surface d'une vingtaine de kelvins, et l'anti-effet de serre causé par les aérosols stratosphériques, qui la diminue d'une dizaine de kelvins. L'équilibre entre ces deux phénomènes résulte globalement en un effet de serre, la température de surface étant maintenue aux alentours de 94 K alors que la température effective<sup>6</sup> est de 82 K à cette distance du Soleil. Là encore, par sa structure thermique et cet effet de serre, Titan présente de fortes similarités avec la Terre.

Sur le plan de la dynamique atmosphérique, le suivi des vents, à mesure que les saisons défilaient sur Titan, fut permis par les occultations stellaires (Sicardy et al., 1990; Hubbard et al., 1993), puis les avancées techniques au début des années 2000 avant l'arrivée de *Cassini* : l'observation de décalage Doppler dans les lignes spectrales dans le spectre solaire réfléchi (Luz et al., 2005), ou dans le spectre d'émission, que ce soit dans le domaine radio-millimétrique (Moreno et al., 2005) ou dans l'infrarouge, grâce l'interférométrie hétérodyne à haute résolution (Kostiuk et al., 2001). Bien que les observations depuis le sol ne fournissent pas une grande résolution spatiale, c'est ainsi que la *superrotation* - le fait que l'atmosphère en altitude tourne beaucoup plus rapidement que le corps parent - qui avait été théoriquement postulée pour la première fois par Golitsyn (1975), puis fortement suspectée avec les valeurs de vent déduites par Flasar et al. (1981), fut confirmée par Hubbard et al. (1993) avec la première mesure directe du champ de vent par l'occultation de 28 Sgr. Cependant, cette mesure ne donna pas l'information sur le sens prograde ou rétrograde de l'écoulement atmosphérique, donnée cruciale pour préparer l'arrivée à venir du module *Huygens*. Cette information - sens prograde - fut néanmoins prédite par les modèles de circulation générale (GCM, auxquels le chapitre suivant sera consacré) tels que Hourdin et al. (1995), qui prédirent également la superrotation atmosphérique, avec une structure en cellule méridienne thermiquement directe (*i.e* avec un sens de rotation permettant

---

6. La température effective correspond à la température de la couche atmosphérique où l'énergie d'émission thermique est rayonnée vers l'espace (voir le chapitre III pour la notion d'épaisseur optique). En cas de différence d'opacités entre les domaines d'absorption visible et infrarouge thermique - comme c'est par exemple le cas pour la Terre ou Titan, où la basse atmosphère est fortement opaque aux infrarouges - le rayonnement solaire est absorbé dans des régions plus profondes que celles d'où est émis le rayonnement vers l'espace, jusqu'au niveau de la surface (voir le chapitre III pour plus de détails sur les sources d'opacités). Dans un état d'équilibre de la planète, puissance reçue et puissance émise sont égales, il faut donc que l'énergie absorbée profondément soit transportée depuis la surface jusqu'à l'altitude d'émission - par convection, car le rayonnement n'est plus le mode de transport le plus efficace en régime optiquement épais. On a donc effet de serre, la température de surface devant être plus importante que la température d'émission pour que s'établisse une région où le profil vertical de température suit le gradient adiabatique permettant le transport vertical d'énergie - ce qui définit la troposphère. En présence de transport d'énergie par des processus de changement de phase, on a une variation de ce gradient, mais dans le cas du méthane sur Titan, ce phénomène est beaucoup moins prépondérant qu'avec l'eau sur Terre.

une redistribution des différentiels d'énergie solaire absorbée), pôle-à-pôle pendant la majeure partie de l'année et avec un renversement de la circulation autour de l'équinoxe. Si elle présente des similarités avec la cellule de Hadley terrestre, cette dernière est quant à elle limitée en latitude, car les successions de perturbations cycloniques et anticycloniques deviennent un transport plus efficace de redistribution méridienne d'énergie aux moyennes latitudes, du fait de la force de Coriolis plus importante (transition entre équilibre géostrophique et cyclostrophique). Les zones d'ascendance de la cellule de Hadley terrestre ne subissent pas non plus des excursions en latitude suivant le point sub-solaire comme sur Titan, en raison de la forte inertie thermique due aux océans - qui vont finalement s'avérer absents sur Titan comme va le révéler la mission *Cassini*. Dans ces modèles, le mécanisme de superrotation est compatible avec celui proposé par [Gierasch \(1975\)](#) pour Vénus, complété par [Rossow et Williams \(1979\)](#) - et donc connu sous le nom de mécanisme GRW : le transport méridien des masses d'air accumulent le moment cinétique dans les régions polaires, entraînant la formation de forts vent zonaux (courants-jets) aux hautes latitudes hivernales, et la redistribution du moment se fait par les ondes barotropes, ce qui permet d'entretenir la superrotation équatoriale. L'essentiel du schéma global de circulation grande échelle et son cycle saisonnier ainsi prédit, furent confirmés par les observations de *Cassini-Huygens*, comme on va le voir ci-après.

Enfin, les observations effectuées dans l'intervalle de temps séparant les survols *Voyager* et l'arrivée de *Cassini*, permirent un suivi du cycle saisonnier - l'obliquité du système saturnien étant de  $26.7^\circ$ , valeur proche de celles de la Terre ou Mars - un peu moins d'une année titaniennne s'étant écoulée (voir figure [I.3](#)). Ainsi, des images prises par le télescope spatial *Hubble* au début des années 90 montrèrent que l'asymétrie hémisphérique s'était inversée par rapport à l'époque de *Voyager*, sur l'échelle d'une saison titaniennne, avec l'hémisphère Nord devenu plus brillant ([Caldwell et al., 1992](#)), ce qui sera *a posteriori* expliqué, à l'aide des modèles, par l'accumulation de brumes dans l'hémisphère hivernal ([Rannou et al., 2004](#)) - comme on le verra au chapitre [II](#).

## I.3 TITAN VU PAR *Cassini-Huygens*

### I.3.1 LA MISSION *Cassini-Huygens*

Lancée de Cap Canaveral le 15 octobre 1997, la mission *Cassini-Huygens* (voir figure [I.4](#)) ne consiste plus en un unique survol du système saturnien - comme ce fut le cas auparavant - mais en une mission intégralement consacrée, orbitant pendant plusieurs années et permettant une étude approfondie de toutes les facettes de ce système : la planète, ses anneaux, sa magnétosphère, ses satellites... et notamment vouée à percer les mystères de l'atmosphère titaniennne et répondre aux nombreuses questions en suspens après les missions *Voyager*, grâce au module de descente *Huygens* et aux 127 survols de la lune effectués à l'issue de la mission. Après 7 ans de trajet, deux assistances gravitationnelles de Vénus, une de la Terre et une de Jupiter, *Cassini-Huygens* s'insère en orbite de Saturne courant 2004. Une fois séparé, le module *Huygens* plonge au travers de l'atmosphère titaniennne le 14 janvier 2005, permettant des relevés *in situ*, jusqu'à se déposer à la surface. L'orbiteur *Cassini*, quant à lui, continua d'étudier le système kronien - la mission ayant été prolongée deux fois, en 2008 et 2010 - jusqu'au Grand Final, une série d'orbites très elliptiques passant entre la planète et ses anneaux et qui aboutirent à la fin de la mission par le



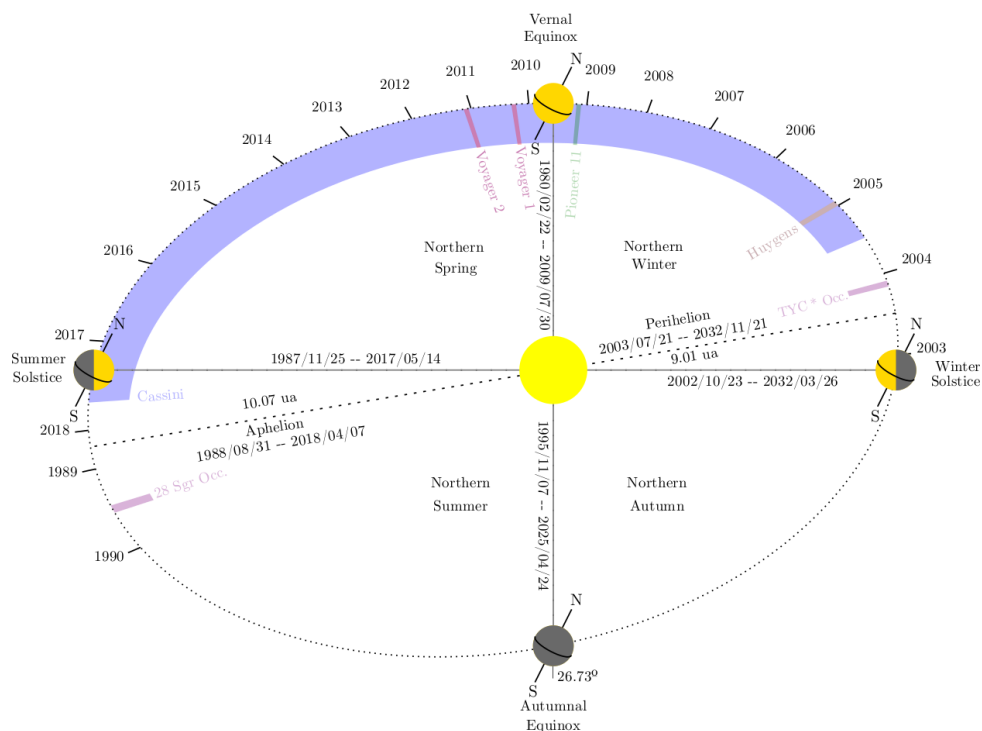


FIGURE I.3 – Évolution saisonnière de Titan. Tiré de [Seignovert \(2017\)](#).

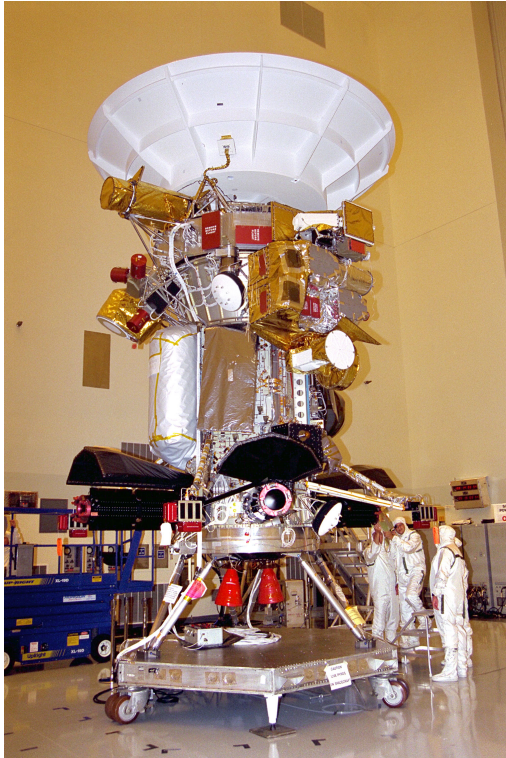
plongeon de la sonde et sa destruction dans l’atmosphère saturnienne<sup>7</sup> le 15 septembre 2017.

Parmi les instruments de la mission auxquels on se référera dans notre étude, figurent :

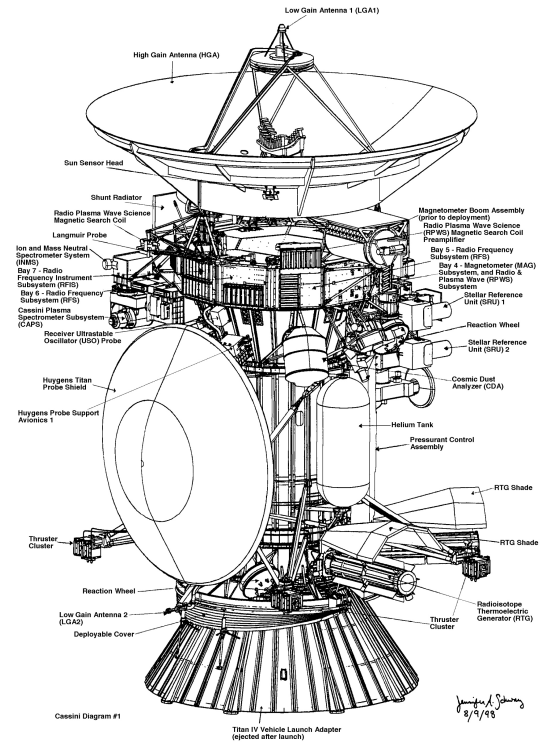
— À bord de *Cassini* :

- **CAPS** (*Cassini Plasma Spectrometer*), un spectromètre de masse mesurant le flux d’ions dans l’ionosphère et la magnétosphère titaniennne.
- **CIRS** (*Composite InfraRed Spectrometer*), un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (ce qui lui permet de balayer une large gamme spectrale : 7 - 1000  $\mu\text{m}$ ) permettant d’étudier la structure thermique - et en déduire les champs de vents zonal par l’équation du vent thermique - ainsi que de cartographier la composition chimique de l’atmosphère. Il permet aussi l’étude de la température de surface. Cet instrument, décrit dans [Flasar et al. \(2004\)](#), va revêtir un aspect central pour les questions que nous allons aborder au cours de cette thèse.
- **INMS** (*Ion and Neutral Mass Spectrometer*), spectromètre de masse ionique et neutre collectant et analysant ions et particules neutres dans la haute atmosphère lors des survols proches.
- **ISS** (*Imaging Science Subsystem*), un couple de caméras, l’une à grande angle et faible résolution et l’autre à ouverture plus étroite mais haute résolution, opérant toutes deux dans le visible (0.2 - 1.1  $\mu\text{m}$ ). Dans les fenêtres de faible absorption du méthane et des brumes, elles permettent l’étude de la surface et des nuages.
- **RADAR** (*RAdio Detection And Ranging*) un radar multimode, permettant en mode passif de mesurer l’émission radiométrique de la surface, et en mode actif (par émission d’un signal réfléchi par la surface) de faire des mesures d’altimétrie et cartographier

7. Par mesure de protection planétaire, afin de préserver les environnements de Titan et Encelade.



(a) L'orbiteur *Cassini*, durant des phases de vérifications techniques précédant le lancement.



(b) Schéma des différents instruments et constituants de la sonde *Cassini-Huygens*.

FIGURE I.4 – La mission *Cassini-Huygens*. Crédit : NASA/JPL.

la texture de la surface, permettant par exemple d'identifier les étendues de liquide.

- **RSS** (*Radio Science Subsystem*), le système de communication radio, dont l'analyse de la déformation du signal reçu sur Terre, lorsque la sonde passe derrière l'atmosphère, permet de sonder cette dernière.
  - **UVIS** (*Ultraviolet Imaging Spectrograph*), un spectrographe ultraviolet (0.2 - 0.5 nm) permettant l'étude de la composition et de la température dans la haute atmosphère.
  - **VIMS** (*Visual and Infrared Mapping Spectrometer*), un spectromètre observant dans le visible et l'infrarouge proche (0.3 - 5  $\mu\text{m}$ ) l'atmosphère, les nuages, et permettant l'étude de la composition proche de la surface dans les fenêtres visibles du méthane.
- Sur le module *Huygens* :
- **DISR** (*Descent Imager/Spectral Radiometer*), un ensemble de capteurs polarimétriques et d'imagerie visible et infrarouge, avec lequel on a notamment pu mesurer l'absorption des différentes couches de l'atmosphère lors de la descente et photographier la surface (voir figure I.5b).
  - **DWE** (*Doppler Wind Experiment*), un anémomètre équipé d'une horloge atomique permettant une mesure très précise par effet Doppler des vitesses de vent rencontrées.
  - **GCMS** (*Gas Chromatograph/Mass Spectrometer*), un spectromètre de masse et chromatographe en phase gazeuse, permettant d'analyser la composition de l'atmosphère.
  - **HASI** (*Huygens Atmospheric Structure Instrument*), un ensemble de capteurs atmosphériques, permettant de mesurer les champs de température, pression et densité au cours de la descente du module.

Les premiers survols de *Cassini* lors de son insertion dans le système saturnien et la plongée du module *Huygens* dans l'atmosphère de Titan le 14 janvier 2005, apportèrent la manne d'informations tant attendues sur la lune saturnienne, que la longévité exceptionnelle de la mission permit de compléter et d'affiner tout en donnant l'opportunité d'effectuer un suivi de l'évolution saisonnière. De nombreuses nouvelles autres questions émergèrent également, et certaines restent sans réponse après la fin de la mission. Résultats phares de la surface à la haute atmosphère, suivi saisonnier et questionnements encore ouverts vont être l'objet des trois sections qui suivent à présent, ce qui nous permettra d'aboutir aux sujets d'intérêt pour cette thèse.

### I.3.2 RÉSULTATS PHARES

Dès les premières orbites, avant même la descente de *Huygens*, le système de caméra ISS à bord de *Cassini* révéla la surface au travers des fenêtres de transparence du méthane et des brumes (Porco et al., 2005), excluant rapidement l'hypothèse d'un océan global, tout comme l'indiquèrent les premières fauchées radars (Elachi et al., 2005, 2006), révélant plutôt une surface géologiquement variée (voir figure I.5), relativement jeune avec peu de cratères d'impacts, la présence de champs de dunes équatoriaux et des réseaux fluviaux - la présence de mers et de lacs d'hydrocarbures dans les régions polaires sera confirmé assez rapidement (Stofan et al., 2007).

La descente du module *Huygens*, quant à elle, permit l'analyse *in situ* de l'atmosphère : l'analyse des composés gazeux (Niemann et al., 2005, 2010) et des aérosols par leur pyrolyse (Israël et al., 2005), la mesure des profils atmosphériques de température et densité (Fulchignoni et al. (2005), voir fig. I.6a), ainsi que de vent (Bird et al. (2005), voir fig. I.6b). Les images acquises lors de la descente (Tomasko et al., 2005) révélèrent une région équatoriale sèche mais avec une géologie portant la trace de vallées fluviales passées, *Huygens* s'étant déposé dans ce qui serait vraisemblablement le lit d'une rivière asséchée (voir figure I.5b). Une revue des résultats obtenus par *Huygens* est réalisée dans Lebreton et al. (2005).

**SURFACE ET INTÉRIEUR** Si on a dû exclure l'idée d'un océan global d'éthane et méthane, il faut pourtant une source renouvelant le méthane atmosphérique pour pallier sa rapide photodissociation (comme on a vu en amont) et expliquer sa présence. Un des mécanismes qui fait le plus consensus aujourd'hui parmi la communauté titaniennne est le renouvellement géologique (Tobie et al., 2006). Dans le scénario avancé par cette étude, le méthane - capté lors de l'accrétion de Titan - serait piégé dans la croûte de glace sous forme de clathrates, car peu soluble dans un océan souterrain d'eau, et libéré régulièrement à l'échelle géologique, durant des épisodes de cryovolcanisme. Si la présence d'un océan d'eau sous la croûte de glace s'avère maintenant à peu près certaine - notamment par le biais de la détection de résonances de Schumann<sup>8</sup> durant la descente de *Huygens* (Béghin et al., 2012) - comme cela semble d'ailleurs être le cas sur la plupart des satellites glacés, la présence de cryovolcans sur Titan est quant à elle encore débattue,

8. Sur Terre, les résonances de Schumann sont la signature spectrale d'ondes électromagnétiques basses fréquences, excitées par les éclairs, et pour lesquelles l'ionosphère et la surface forment une cavité conductrice qui agit en guide d'onde. Dans le cas de Titan, faute d'activité électrique détectée, ces ondes seraient excitées par les nappes de courant induites dans la ionosphère par la magnétosphère kronienne. La surface de Titan n'étant pas conductrice, cette étude montre que la cavité est "fermée" par une surface quasi parfaitement conductrice dans le sous-sol, située vers 50-80 km de profondeur et explicable par la présence d'un océan souterrain.

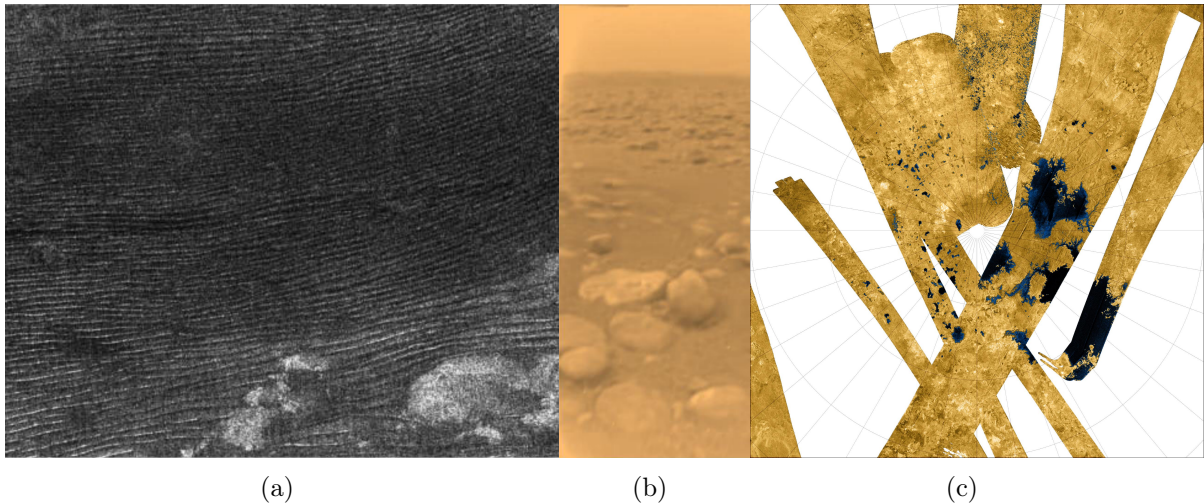


FIGURE I.5 – Aperçu de la variété de la surface de Titan. (a) Champs de dunes longitudinaux (Lorenz et al., 2006). Le cliché, orienté avec le nord en haut, couvre 235 km par 175 km. (b) Site d'atterrissage de *Huygens*, recolorisé à partir du cliché original par DISR dans le proche infrarouge (Tomasko et al., 2005). Les "galets" (morceaux de glace d'eau assombris par les hydrocarbures) sont situés environ 1 m devant le module et mesurent 10-15 cm. (c) Image en fausses couleurs des fauchées radars, illustrant la présence d'étendues d'hydrocarbures liquides près du pôle Nord. La plus grande structure visible sur cette image est *Ligeia Mare* avec une superficie d'environ 100 000 km<sup>2</sup>, comparable à celle du Lac Supérieur sur Terre. Crédit : NASA/JPL.

avec deux potentiels candidats (Lopes et al., 2013), et est l'une des questions clefs pour laquelle *Cassini-Huygens* n'a pas clairement tranché.

En surface, l'analyse radar des régions polaires révéla rapidement des surfaces assimilables à des mers et lacs d'hydrocarbures (Stofan et al., 2007) - même si la composition ne fut pas détectée au premier abord et que la déduction se fit de la "texture" des surfaces (voir figure I.5c) - mettant un terme aux questionnements sur la présence ou non de réservoirs de liquide. Leur couverture est plutôt sporadique : ils surtout présents au pôle Nord, la surface des plus grandes mers atteignant celle des grands lacs américains. Au Sud, ils s'avèrent être beaucoup plus rares et plus petits, et les basses et moyennes latitudes en sont quasiment dépourvus. La détection de réflexion séculaire par VIMS, au cours de l'un des survols à grand angle de phase, apporta une preuve supplémentaire de la teneur liquide de ces surfaces (Stephan et al., 2010). Ces lacs et mers ont même vu leurs profondeurs être mesurées et leurs fonds cartographiés - seules études bathymétriques extra-terrestres à ce jour (Mastrogiuseppe et al., 2014) - leur profondeur pouvant aller jusqu'à plus de 100 m. Ces sondages ont également récemment révélé des différences de composition (quant aux teneurs respectives en méthane et éthane) entre mers de vallée et lacs d'altitude au pôle Nord (Mastrogiuseppe et al., 2019) : jusqu'à la fin, la mission *Cassini* aura mis en lumière la complexité du cycle des hydrocarbures et également le rôle de la sous-surface. D'ailleurs, de potentielles variations du niveau de la surface des mers (notamment sur *Ligeia Mare*) ont potentiellement été détectées au long de la mission, avec la présence de structures transitoires "apparaissant ou disparaissant" entre différents survols (Hayes et al., 2011), mais restent sujet à débat. Enfin, quant à la présence de vagues, celles-ci étaient attendues, mais les observations radar indiquent des surfaces relativement lisses, bien que les longueurs d'ondes des vagues attendues soient à la limite du seuil de détection du radar de *Cassini*. L'analyse de

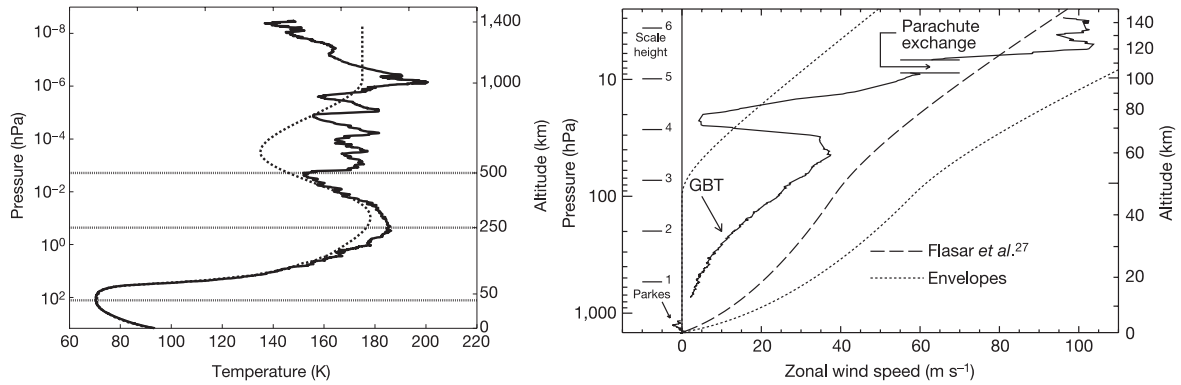


données VIMS par [Barnes et al. \(2014\)](#) suggère toutefois l'existence de vagues, mais d'amplitude très faible, de l'ordre de quelques centimètres. Qui plus est, les modèles prédisent de faibles vents de surface, ce qui limite la formation de vagues ([Hayes et al., 2013](#)), et il a été récemment envisagé que le dépôt à la surface des aérosols ayant sédimenté puisse encore plus bloquer la formation des vagues, par un effet "flaque d'huile" ([Cordier et Carrasco, 2019](#)). Pour une revue complète sur le sujet des lacs et processus fluviaux, le lecteur plus curieux consultera [Hayes \(2016\)](#). Néanmoins, un dernier point qui mérite d'être éclairci est l'asymétrie de distribution des étendues liquides entre pôles Nord et Sud : les auteurs de [Lora et al. \(2014\)](#) ont ainsi réalisé des simulations numériques des conditions paléoclimatiques de Titan et de l'évolution sur le long terme de son atmosphère. Cette étude, qui suit une idée originellement formulée par [Aharonson et al. \(2009\)](#), montre qu'il y a une tendance au transport et à l'accumulation du méthane vers le pôle Nord car l'été y est plus long - du fait de l'excentricité de l'orbite - et que cette tendance s'inverserait sur les échelles de temps des cycles de Milankovitch - sur des dizaines de milliers d'années - avec donc des moments où les étendues de liquide seraient favorisées à l'équateur.

Ainsi, même si Titan ne possède pas d'étendues de méthane liquide aussi vastes que supposé avant *Cassini-Huygens*, ce corps est façonné par le cycle du méthane, qu'il soit géologique, atmosphérique ou "hydrologique", ainsi que par ses sous-produits que sont les brumes photochimiques.

D'ailleurs, une autre découverte majeure de *Cassini* fut la présence d'immenses champs de dunes longitudinales près de l'équateur (image [I.5a](#)), de structure très similaire à ce que l'on trouve sur Terre dans le désert du Namib ou du Sahara ([Lorenz et al., 2006](#)), à la différence notable qu'elles sont constituées d'un matériau vraisemblablement d'origine organique. Les grains des dunes seraient issus de la sédimentation des aérosols photochimiques, bien que la taille des grains semble beaucoup plus grande que celle des aérosols rencontrés par DISR, et que les mécanismes amenant à la formation des premiers à partir des seconds restent encore inexplicables. L'orientation des champs de dunes, qui témoigne d'une propagation vers l'est, est au premier regard opposée au sens des vents de surface dominants (vents d'est) à ces latitudes, tels que prédit par les modèles ([Tokano, 2008](#)). En fait, leur orientation serait contrôlée par les forts vents d'ouest dans les fronts de rafales des orages de méthane équinoxiaux ([Charnay et al., 2015](#)). Un autre point intéressant concernant ces dunes est le fait que si elles sont effectivement faites de matériaux organiques, elles en constitueraient le premier réservoir au-dessus de la surface, beaucoup plus important que les étendues de liquide ou les composés organiques gazeux et aérosols de l'atmosphère ([Sotin et al., 2012](#); [Rodriguez et al., 2014](#)). Ceci, ajouté aux mesures isotopiques du méthane ([Mandt et al., 2012](#)), appuie les scénarios invoquant la ré-injection de celui-ci dans l'atmosphère depuis des réservoirs souterrains, le méthane photodissocié s'accumulant ensuite progressivement dans les champs de dunes sur des centaines de millions d'années. À ce titre, elles pourraient également jouer un rôle dans le recyclage du méthane par des processus géologiques et des interactions avec la sous-surface. Une future mission titaniennne *in situ*, telle que le projet *Dragonfly* ([Turtle et al., 2019](#)), apportera sûrement des lumières sur ces questions.

Enfin, à mesure que la mission s'est poursuivie, on a pu améliorer la couverture radar de la surface et les données altimétriques indiquent que le relief de celle-ci est relativement plat ([Corlies et al., 2017](#)), avec peu d'écart au géopotential, les montagnes détectées n'atteignant pas plus de 2000 m, avec des profils peu escarpés ([Radebaugh et al., 2007](#)).



(a) Profil vertical de température détecté par HASI lors de la descente dans l'atmosphère, en trait plein. En pointillé, le profil prévu par l'équipe de la mission. Extrait de Fulchignoni et al. (2005).

(b) Profil vertical de vent zonal détecté par DWE dans les 150 premiers kilomètres de l'atmosphère (trait plein). L'effondrement du profil de vent zonal à 30 mbar était inattendu - comme le montre le profil et son enveloppe prévus par l'équipe de la mission (Flasar et al., 1997) - et reste mystérieux encore aujourd'hui. Extrait de Bird et al. (2005).

FIGURE I.6 – Propriétés de l'atmosphère relevées *in situ* par le module *Huygens*.

**STRUCTURE THERMIQUE ET COMPOSITION** La structure thermique de l'atmosphère a pu être relevée *in situ* par HASI sur *Huygens* lors de sa descente en région équatoriale, comme illustré figure I.6a, et présente de nombreuses similarités avec celle de la Terre quant à sa structure, mais avec des températures beaucoup plus froides. À la surface, pour une pression relevée de 1.47 bar, la température était de 93.6 K, et diminue avec l'altitude dans la troposphère, avec un gradient qui reste inférieur au gradient adiabatique sec, l'atmosphère restant donc suffisamment stable pour ne pas être convective. À la tropopause, vers 40 km ( $10^4$  Pa), la température atteint environ 70 K, puis augmente à nouveau avec l'altitude, jusqu'à la stratopause située vers 250 km (10 Pa), où la température atteint 185 K. Au-dessus, on trouve une mésosphère entre 250 km et 500 km (0.1 Pa) puis une thermosphère, marquée par de fortes oscillations - non prédites : sûrement la signature d'ondes de gravité. Pour ce qui est de la composition, le diazote est majoritaire à toutes les altitudes (94 à 98 %), le second composé est le méthane avec un rapport de mélange de 5.65% près de la surface (Niemann et al., 2010) et diminuant avec l'altitude jusqu'à 1.48 % à la tropopause - qui agit comme un "piège froid" de condensation - puis restant sensiblement constant dans la stratosphère. Viennent ensuite le dihydrogène (0.1 %), puis l'argon, l'éthane ( $C_2H_6$ ) et l'acétylène ( $C_2H_2$ ) avec des rapports de mélange dépassant le ppm, puis pléthore d'hydrocarbures et nitriles dont l'abondance décroît globalement avec la complexité. On trouve ces derniers principalement dans la stratosphère, la troposphère ayant une richesse de composés organiques gazeux moindre (Niemann et al., 2010), car une grande partie d'entre eux atteignent leur palier de condensation dans la basse stratosphère, comme l'on verra un peu plus loin.

**VENTS** L'analyse des nuages par les caméras ISS, mais surtout la mesure du profil de vent par DWE lors de la descente de *Huygens*, confirme sans appel la superrotation de l'atmosphère (Bird et al., 2005). Un des résultats encore mystérieux du profil de vent détecté par DWE est la zone de fort cisaillement et de minimum de vent zonal dans la basse stratosphère à 30 mbar, comme exposé figure I.6b. Cette structure a par la suite été confirmée par les observations RSS tout au

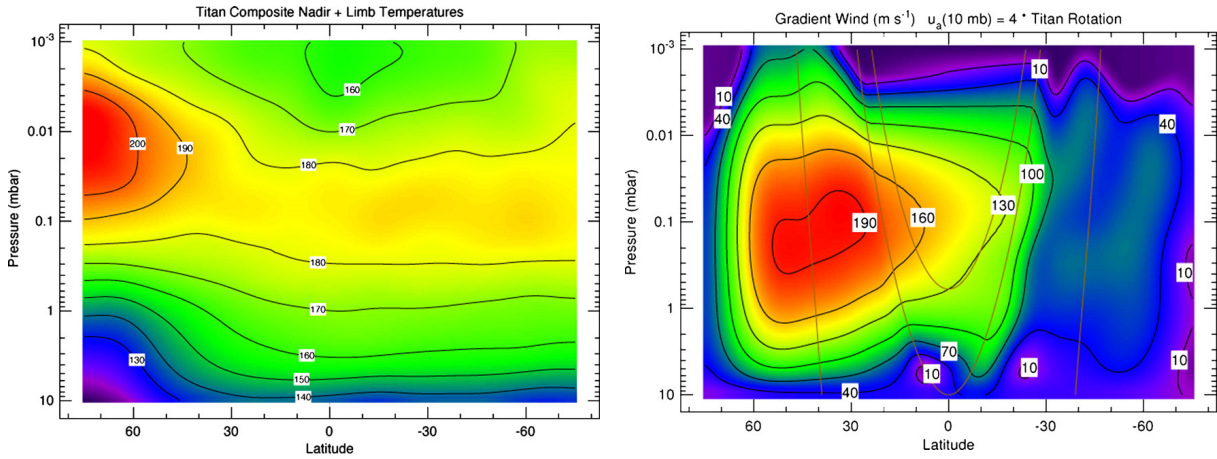


FIGURE I.7 – Champs méridiens de température - à gauche, obtenu à partir des données CIRS - et de vent zonal - à droite, dérivé du précédent par l'équation du vent thermique - dans la stratosphère titaniennne au début de la mission *Cassini*, durant l'hiver boréal. Tiré de [Achterberg et al. \(2008b\)](#).

long de la mission *Cassini*, à toutes les latitudes et saisons où les radio-sondages sont exploitables ([Flasar et Schinder, 2016](#)), et n'a pas encore d'explication qui fasse vraiment consensus.

Par ailleurs, grâce aux cartes de températures dressées par CIRS dans la stratosphère, des cartes de vent zonal ont été déduites par l'équation du vent thermique ([Achterberg et al., 2008b](#)), révélant un fort courant-jet à haute altitude dans la stratosphère hivernale (atteignant  $190 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  à 10 Pa, voir figure I.7), en accord avec les prédictions des modèles quant à une cellule méridienne pôle-à-pôle. Cette technique a également pu fournir le suivi de l'évolution de la dynamique stratosphérique au cours de la mission ([Achterberg et al., 2011](#)), point sur lequel on reviendra en section I.3.3, consacrée à l'évolution saisonnière de Titan. De la même façon, ces observations ont révélé une inclinaison globale de l'écoulement zonal moyen dans la stratosphère ([Achterberg et al., 2008a](#)), avec un axe de symétrie décalé de  $4^\circ$  par rapport à l'axe de rotation de Titan. On retrouve ce décalage dans l'asymétrie de brillance ([Roman et al., 2009](#)) ou dans les distributions des composés et condensats aux hautes latitudes ([Teanyby et al., 2010a](#); [Jennings et al., 2015](#)), et aucun des mécanismes avancés jusqu'à présent ne l'explique vraiment.

**BRUMES** Les caméras d'ISS permirent également d'imager la couche de brumes avec une bien meilleure résolution qu'auparavant et montrèrent que la couche détachée de brumes n'était plus à la même altitude qu'au moment du survol par les missions *Voyager*, mais environ 150 à 200 km plus haut. Pour un aperçu de Titan en couleurs visibles, tel qu'observé par les caméras de *Cassini*, voir les figures I.15 et I.16, en fin de chapitre.

Les brumes - dont la couche principale se situe vers 250 km - furent également traversées par le module *Huygens*, permettant leur analyse *in situ* par DISR ([Tomasko et al., 2005](#)). Les propriétés des aérosols ainsi détectés furent l'objet de nombreuses ré-analyses ultérieures ([Tomasko et al., 2008](#); [Lavvas et al., 2010](#); [Doose et al., 2016](#)). Leur formation et leur évolution sont le résultat de processus photochimiques très complexes (voir le schéma très simplifié en figure I.8), qui se déroulent de la très haute atmosphère - CAPS a détecté la signature à 1000 km d'altitude d'ions avec un rapport masse sur charge supérieur à 10 000 Da/q ([Coates et al., 2007](#)) - jusqu'à

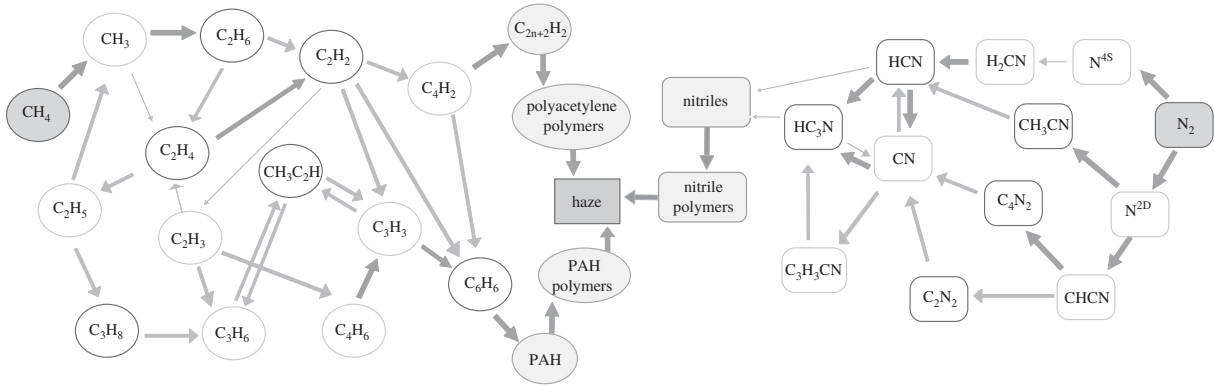


FIGURE I.8 – Schéma (très!) simplifié des réactions photochimiques prenant place dans l’atmosphère titannienne. Tiré de [Atreya et al. \(2006\)](#).

la surface, et dont la compréhension nécessite l’analyse combinée des différents instruments de la mission *Cassini-Huygens* et le support des expériences de laboratoire. L’étude des brumes constitue un champ de recherche à part entière que nous ne détaillerons pas plus ici, car il n’apporte pas d’éléments de compréhension pour la suite du manuscrit. Le lecteur consultera les chapitres 7 et 8 de l’ouvrage de référence [Müller-Wodarg et al. \(2014\)](#) ou [Hörst \(2017\)](#) pour y trouver plus de références.

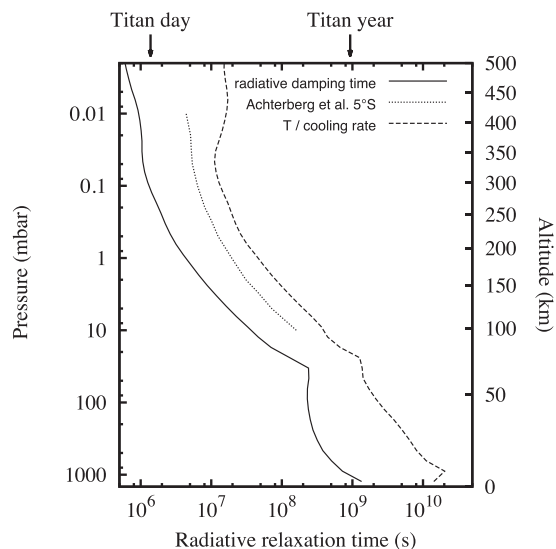
### I.3.3 13 ANS DE MISSION, UNE DEMI-ANNÉE TITANNIENNE

Comme on l’a vu sur la figure [I.3](#), l’inclinaison de l’axe de rotation de Saturne et Titan de  $26.7^\circ$  sur le plan de leur orbite autour du Soleil induit des variations saisonnières, sur des cycles de près de 30 ans terrestres. En prenant comme origine calendaire l’équinoxe de printemps dans l’hémisphère Nord, l’année titannienne qui débutait au moment des survols *Voyager*, s’est achevée avec l’arrivée de *Cassini-Huygens*, qui a pu explorer le système saturnien jusqu’au solstice d’été Nord suivant. Afin de se repérer dans l’évolution saisonnière, on utilisera tout au long de ce manuscrit la *longitude solaire*  $L_s$ , qui désigne l’angle que fait la position de Titan sur son orbite par rapport au point vernal : celle-ci vaut donc  $0^\circ$  à l’équinoxe de printemps Nord,  $90^\circ$  au solstice d’été Nord,  $180^\circ$  à l’équinoxe d’automne Nord, etc.

Tout d’abord il faut préciser qu’en raison des temps d’équilibre radiatifs, c’est la stratosphère qui est principalement le théâtre de variations saisonnières, la troposphère ayant des temps d’équilibre radiatifs beaucoup plus longs - dépassant la durée d’une saison titannienne (voir figure [I.9](#)) - en raison de sa masse importante et des basses températures. Sa réponse aux variations du forçage solaire est faible. Elle présente néanmoins de légers changements saisonniers, mus par la réponse de la surface dont l’inertie est suffisamment faible pour qu’elle subisse des contrastes saisonniers, cependant moins marqués que dans la stratosphère. Ceux-ci vont se répercuter plus haut dans la troposphère, comme c’est le cas de nuages saisonniers de méthane (voir figure [I.10a](#)). Dans la suite notre étude, on va principalement s’intéresser à la stratosphère, et notamment aux régions polaires, les hautes latitudes subissant les changements les plus importants comme a pu le montrer le suivi par *Cassini*, et l’on va seulement passer brièvement en revue les changements saisonniers de la surface et de la troposphère.



FIGURE I.9 – Temps d'équilibre radiatif dans l'atmosphère de Titan. Le temps d'équilibre radiatif d'une parcelle d'air, ou temps radiatif caractéristique, peut être calculé de différentes manières : temps nécessaire à évacuer une fraction donnée de sa chaleur, temps de remise à l'équilibre radiatif suite à une perturbation, etc. qui peuvent donner des résultats différents, comme illustré ici. Globalement, si la parcelle subit un forçage radiatif sur une durée inférieure à cette constante de temps, elle n'y présentera pas de réponse. On pourra consulter le chapitre 3 du livre Müller-Wodarg et al. (2014) pour trouver une plus ample discussion à ce sujet. Extrait de Bézard et al. (2018).

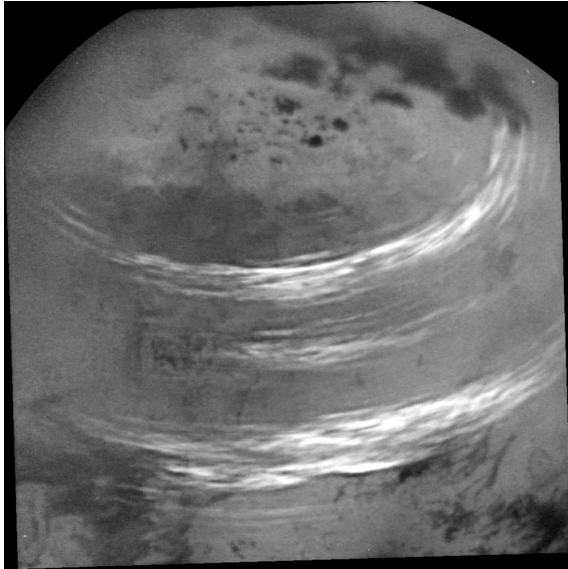


**SURFACE ET TROPOSPHÈRE** L'instrument CIRS a pu cartographier l'évolution de la température de surface tout au long de la mission, révélant que les régions proches de la surface subissent des changements saisonniers, principalement dus aux variations de températures de l'ordre de quelques kelvins que celle-ci subit aux hautes latitudes (Cottini et al., 2012; Jennings et al., 2016, 2019). Les basses latitudes sont également le siège de phénomènes transitoires de forte ampleur, particulièrement au moment de l'équinoxe, où la circulation méridienne s'inverse, comme l'indique la détection de tempêtes de méthane (Turtle et al., 2011) ou de haboobs (Rodriguez et al., 2018).

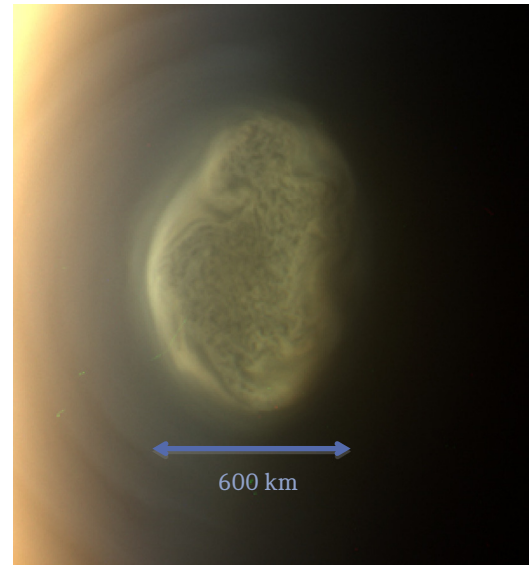
Les nuages troposphériques de méthane (illustrés figure I.10a) avaient déjà été détectés avant l'arrivée de la mission *Cassini-Huygens* (Griffith et al., 1998, 2000; Roe et al., 2002). En sus de détecter les précipitations qu'ils engendrent (Turtle et al., 2011), la mission a permis de suivre l'évolution saisonnière de ces nuages (Griffith et al., 2006; Rodriguez et al., 2011), notamment par le biais de la combinaison de VIMS et des caméras ISS (Turtle et al., 2018), mettant en avant une diversité importante de ceux-ci : nuages convectifs sporadiques aux basses latitudes à l'équinoxe, nuages aux moyennes latitudes détectés dans l'hémisphère Sud à l'arrivée de la mission et au Nord à la fin, etc. Il reste cependant de nombreuses questions non résolues quant au rôle des étendues de liquide et de la sous-surface dans la répartition du méthane en surface et donc dans la distribution spatiale et temporelle de ces nuages.

**STRATOSPHERE** Dans la stratosphère hivernale, le jet polaire (que l'on a pu voir figure I.7) encercle une région de subsidence très marquée, analogue au vortex polaire terrestre (Flasar et Achterberg, 2009)<sup>9</sup>, l'isolant du reste de l'atmosphère. Cette zone de forte subsidence alimente la stratosphère avec un air mésosphérique enrichi en composés traces - du fait de l'activité photochimique intense qui règne à plus haute altitude - composés qui vont s'accumuler - car protégés de la photolyse par la nuit polaire - jusqu'à atteindre la saturation et condenser dans la basse stratosphère. Cette condensation est donc la combinaison de la forte teneur en composés traces

9. Sur Terre, le *jet-stream* isole les moyennes latitudes des masses d'air polaires. L'intensité de ce courant, alimenté par les différences méridiennes de température, est affaibli par la fonte des glaces et le réchauffement de l'Arctique, ce qui entraîne plus d'oscillations du courant, donnant lieu à des vagues de froid en Europe ou aux États-Unis et à des remontées d'air chaud sur l'Arctique, conséquences de l'affaiblissement du jet.



(a) Nuages troposphériques de méthane aux moyennes latitudes ayant fait leur apparition dans l'hémisphère Nord durant les derniers mois de la mission en 2017. Leur élongation longitudinale est vraisemblablement due à l'atmosphère en superrotation. Tiré de [Turtle et al. \(2018\)](#).

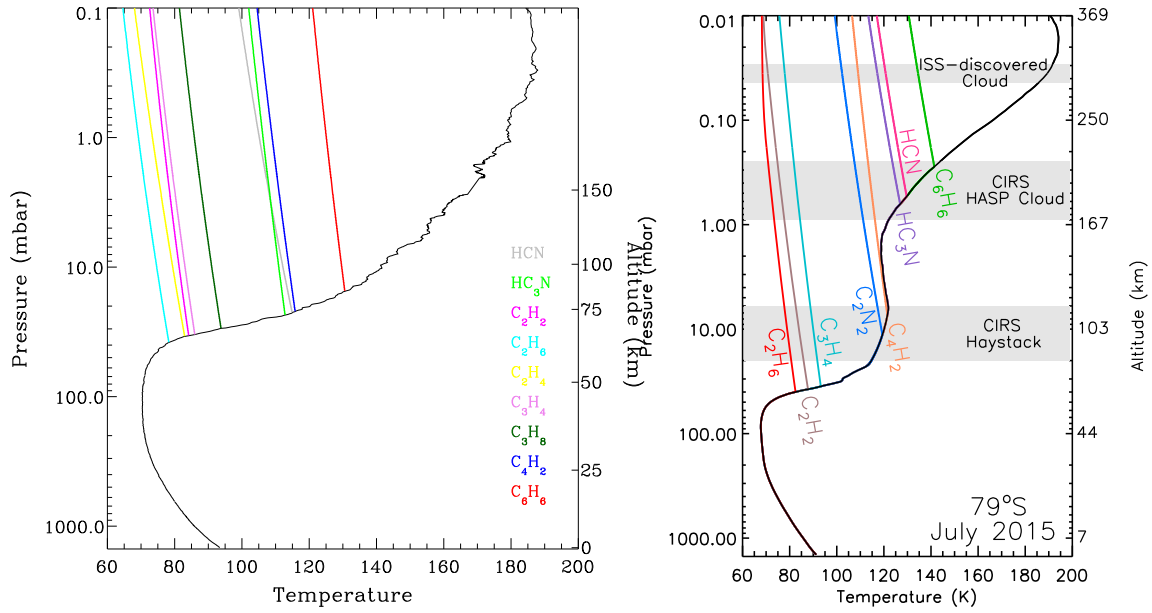


(b) Vortex polaire Sud, vu par la caméra ISS sur *Cassini*. Le nuage ainsi détecté en 2012 est situé à environ 250 km d'altitude. Image en couleurs visibles, reconstruite à partir des canaux rouge, vert et bleu. Extrait de [West et al. \(2016\)](#)

FIGURE I.10 – Nuages saisonniers dans l'atmosphère de Titan, causés par la condensation du méthane dans la troposphère de l'hémisphère d'été (a) et la condensation des composés traces dans la stratosphère hivernale (b).

et des faibles températures dues à la nuit polaire. Certains d'entre eux vont même condenser à assez haute altitude dans la stratosphère, comme illustré figures I.10b et I.11b.

Il a été particulièrement intéressant de pouvoir observer le passage de l'équinoxe en 2009. Ainsi, à l'arrivée de la mission, les hautes latitudes Nord étaient plongées dans la nuit polaire, avec une stratosphère très enrichie en composés traces. Comme l'avaient prédit les modèles la situation s'est inversée autour de l'équinoxe, avec l'observation de la signature de ce retournement dans les cartes de température dérivées des observations *Cassini*/CIRS ([Teanby et al., 2010b](#); [Achterberg et al., 2011](#); [Vinatier et al., 2015](#)). Des études telles que [Teanby et al. \(2012\)](#); [Vinatier et al. \(2015\)](#); [Teanby et al. \(2017\)](#) ont montré que le vortex polaire au pôle Sud subissait différentes phases d'évolution lors de sa mise en place après l'équinoxe : la structure thermique est d'abord contrôlée par le chauffage adiabatique de la branche subsidente de la circulation méridienne, chauffage qui est ensuite surpassé par le refroidissement radiatif dû à l'enrichissement en composés traces (voir figure I.13), puis le vortex devient progressivement moins confiné. La sortie progressive du pôle Nord de l'hiver, et l'entrée simultanée du pôle Sud dans celui-ci, ont pu également être mises en lumière par les structures nuageuses dans la basse stratosphère : un nuage hivernal imposant d'éthane au-delà de  $50^\circ$  de latitude, conséquence de la branche descendante de la circulation, était présent à l'arrivée de *Cassini* et a ensuite disparu pour faire sa ré-apparition au pôle Sud. Celui-ci était également accompagné d'un nuage à plus haute altitude (250 km) détecté par ISS ([West et al. \(2016\)](#), voir figure I.10b) et par des enrichissements jamais observés même au cœur de l'hiver Nord à l'arrivée de la mission : ainsi, entre 2010 et 2012, les profils observationnels



(a) Altitudes de condensation dans les conditions de température équatoriales. Extrait de [Lavvas et al. \(2011\)](#).

(b) Altitudes de condensation dans les conditions de température des hautes latitudes hivernales. Extrait de [Anderson et al. \(2018\)](#).

FIGURE I.11 – Altitudes de condensation des composés organiques dans l’atmosphère de Titan.

de cyanure d’hydrogène (noté HCN) indiquent un enrichissement d’un facteur 500 à 1000 de ce composé (ainsi que de nombreux autres : HC<sub>3</sub>N, C<sub>6</sub>H<sub>6</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> ...) au-dessus du pôle Sud, par rapport aux valeurs équatoriales ([Vinatier et al. \(2015\)](#) et figure I.13).

La découverte de ces nuages à haute altitude s’est accompagnée de la détection de la signature d’un certain nombre de condensats, comme celle de la glace de HCN ([de Kok et al., 2014](#)) ou de benzène ([Vinatier et al., 2018](#)). Certaines signatures spectrales comme le *haystack* à 220 cm<sup>-1</sup>, déjà présent à l’époque des missions *Voyager* ([Kunde et al., 1981](#)) et observé par CIRS à haute altitude ([Jennings et al., 2012b, 2015](#)) - avec un signal très intense - ne sont pas représentatives de la condensation d’un composé pur. Le nuage associé, souvent qualifié de *HASP Cloud* : *High Altitude Southern Polar Cloud*, est lui aussi incliné par rapport à l’axe de rotation - comme le reste de l’écoulement stratosphérique - et confiné au-delà de 80°S ([Jennings et al., 2015](#)). De récentes analyses de laboratoire ([Nna-Mvondo et al., 2019](#)) parviennent à reproduire une signature spectrale relativement analogue à celle observée, expliquée par des mécanismes de co-condensation : on aurait ainsi des glaces qui seraient des amalgames de composés ayant condensé en une structure imbriquée, et non des couches successives de glace pure de différents composés. Un des candidats intervenant pour expliquer cette signature est le propionitrile, et on suspecte également les aérosols d’intervenir dans ces processus comme noyaux de condensation. Les nuages titaniens sont donc le résultat de processus complexes - dont les conditions sont mises en place par la dynamique atmosphérique - et ne sont pas nécessairement constitués des composés majoritaires à la structure la plus simple. Le lecteur trouvera une revue très complète sur les glaces de l’atmosphère titanienne dans [Anderson et al. \(2018\)](#).

La couche détachée de brumes est également un excellent traceur des variations saisonnières de la dynamique atmosphérique. Les observations tout au long de la mission *Cassini* ([West et al.,](#)

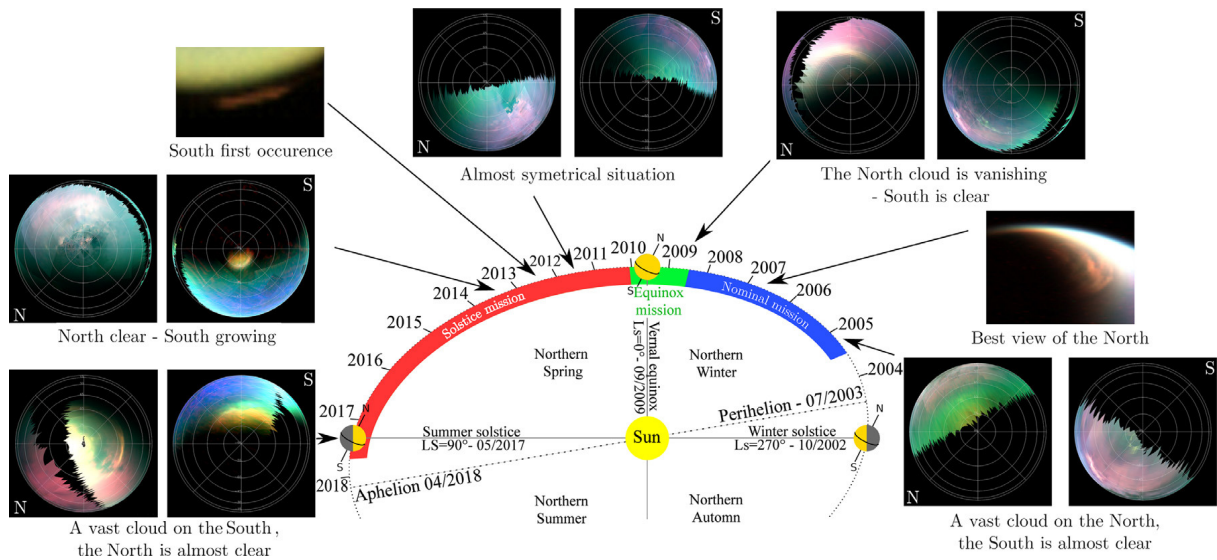


FIGURE I.12 – Évolution saisonnière du nuage stratosphérique. Tiré de [Le Mouélic et al. \(2018\)](#).

2011; [West et al., 2018](#)), tout comme les modèles ([Rannou et al., 2002](#); [Lebonnois et al., 2012a](#); [Larson et al., 2015](#)), montrent que la position de la couche détachée n'est pas le résultat d'un processus statique, et que son effondrement en altitude et sa disparition au sein de la couche principale au moment de l'équinoxe, puis sa réapparition progressive plus tard dans la saison, sont le résultat de processus dynamiques saisonniers complexes. Par rapport aux observations, les modèles reproduisent - à un certain décalage près en saison et en altitude - le comportement de la couche détachée dans les grandes lignes, mais ont encore des progrès à faire pour en capter tous les détails.

#### I.3.4 DE NOMBREUSES QUESTIONS ENCORE EN SUSPENS

*J'invite le lecteur avide de connaître les questions encore ouvertes concernant Titan, à la fin de la mission Cassini, à se pencher sur [Nixon et al. \(2018\)](#). L'ouvrage de référence [Müller-Wodarg et al. \(2014\)](#) recense les connaissances acquises avec la première moitié de la mission, et une revue complète sur l'atmosphère de Titan et son climat se trouvera dans [Hörst \(2017\)](#).*

La mission *Cassini-Huygens* a apporté son lot de découvertes et a affiné notre compréhension de cette lune de Saturne, mais elle laisse néanmoins un certain nombre de questions ouvertes, soit par ce qu'elle n'a pas réussi à observer ou au contraire par l'accumulation de données - grâce à la longévité exceptionnelle de la mission - qui a révélé des mécanismes complexes, encore sans interprétation robuste à ce jour.

Pour le premier point, on peut notamment évoquer les questions autour de l'origine de l'atmosphère et son évolution (le méthane a-t-il toujours été présent dans l'atmosphère de Titan, ou capturé bien après sa formation ?), la présence d'une chimie prébiotique (des expériences de laboratoire ont montré qu'il était possible de former des bases azotées et des acides aminés dans les conditions titaniennes ([Hörst et al., 2012](#)) : savoir si celles-ci sont présentes dans l'atmosphère nécessite de retourner l'explorer), les mécanismes de formation des brumes (quels sont les rôles de la chimie ionique ([Vuitton et al., 2007, 2008](#)) et des composés aromatiques, comme suggéré par ([Lebonnois et al., 2002](#)) ou ([Lavvas et al., 2008b](#)), et que les manipulations sur les analogues

de laboratoire (Gautier et al., 2017) semblent confirmer ?), questions qui bénéficieraient énormément de nouvelles mesures *in situ*. C'est également le cas pour les propriétés optiques des aérosols - directement liées à leur structure - et leurs variations avec l'altitude, qui sont également des points sur lesquels la mission *Cassini-Huygens* laisse des questionnements ouverts (sur ce point, on verra une application au chapitre III, qui illustre le besoin de plus de données à ce sujet). De nombreuses interrogations restent ainsi en suspens sur les mécanismes de formation et d'évolution des brumes ou leurs interactions avec les condensats, et on atteint parfois les limites de ce que l'on peut apprendre avec les analogues de laboratoire. Par exemple, sur le vieillissement des aérosols et la transition des brumes aux grains des dunes, s'il est possible de reproduire expérimentalement des conditions d'irradiation, il est compliqué de quantifier l'impact de la circulation atmosphérique sur ce phénomène (Hörst, 2017). Concernant la troposphère, il subsiste également des doutes sur le devenir de l'éthane une fois celui-ci condensé (si c'est bien le méthane qui est dominant dans les étendues liquides), le rôle des réservoirs souterrains, ou encore la façon dont la surface est façonnée par les pluies et le dépôt des aérosols. Ainsi, beaucoup de questions restent encore en suspens quant à la surface, son interaction avec la sous-surface et l'évolution géologique et l'origine de l'atmosphère, pour lesquels on peut espérer que la mission *Dragonfly* apportera des réponses,

Cependant, en attendant une nouvelle mission, les observations de *Cassini-Huygens* concernant la stratosphère sont déjà une mine d'informations sur l'évolution saisonnière de la structure thermique et de la dynamique, dont certaines doivent encore être analysées et interprétées.

Ces observations ont vraiment dévoilé la complexité de la dynamique atmosphérique avec de nombreux résultats inattendus. Par exemple, le fait qu'il ait fallu attendre 2016 pour voir sensiblement l'air stratosphérique s'appauvrir en composés traces au niveau du pôle Nord (Coustonis et al., 2016, 2018), alors que les modèles prédisent une inversion de la circulation en 2 ans terrestres, symétrique autour de l'équinoxe, sans délai pour l'inversion des distributions (comme on le verra plus en détail au chapitre suivant), est une question à laquelle les modèles doivent se confronter. De même, comme évoqué plus haut, des études telles que Vinatier et al. (2015) ou Teanby et al. (2017) montrent qu'après l'équinoxe il y a eu un refroidissement inattendu de la stratosphère, compensant le chauffage adiabatique de la branche subsidente de la circulation méridienne qui commençait à s'être mis en place (voir figure I.13). Quantifier les rôles respectifs des brumes et des différents composés traces et de la dynamique atmosphérique dans l'évolution de la structure thermique est un point qui peut être abordé par les modèles. Qui plus est, comme pour les études évoquées ci-dessus, on observe un certain délai après l'équinoxe avant de voir s'enrichir le pôle Sud, tandis que les modèles prévoient un enrichissement progressif dès l'équinoxe franchi. Ce délai est également perceptible dans la figure I.12 où la situation symétrique est relevée en 2011, deux ans après l'équinoxe. La structure complexe du vortex polaire a également pu être mise en lumière par des études telles que Teanby et al. (2008a) avec CIRS ou West et al. (2016) avec ISS, révélant de nombreuses structures à fine échelle, et nécessite d'être mieux comprise pour appréhender par exemple la formation des nuages, en synergie avec les expériences de laboratoire.

Plus profondément, la basse stratosphère reste le lieu de nombreux phénomènes partiellement expliqués : nature des nuages qui s'y forment (Jennings et al., 2015; Anderson et al., 2018),



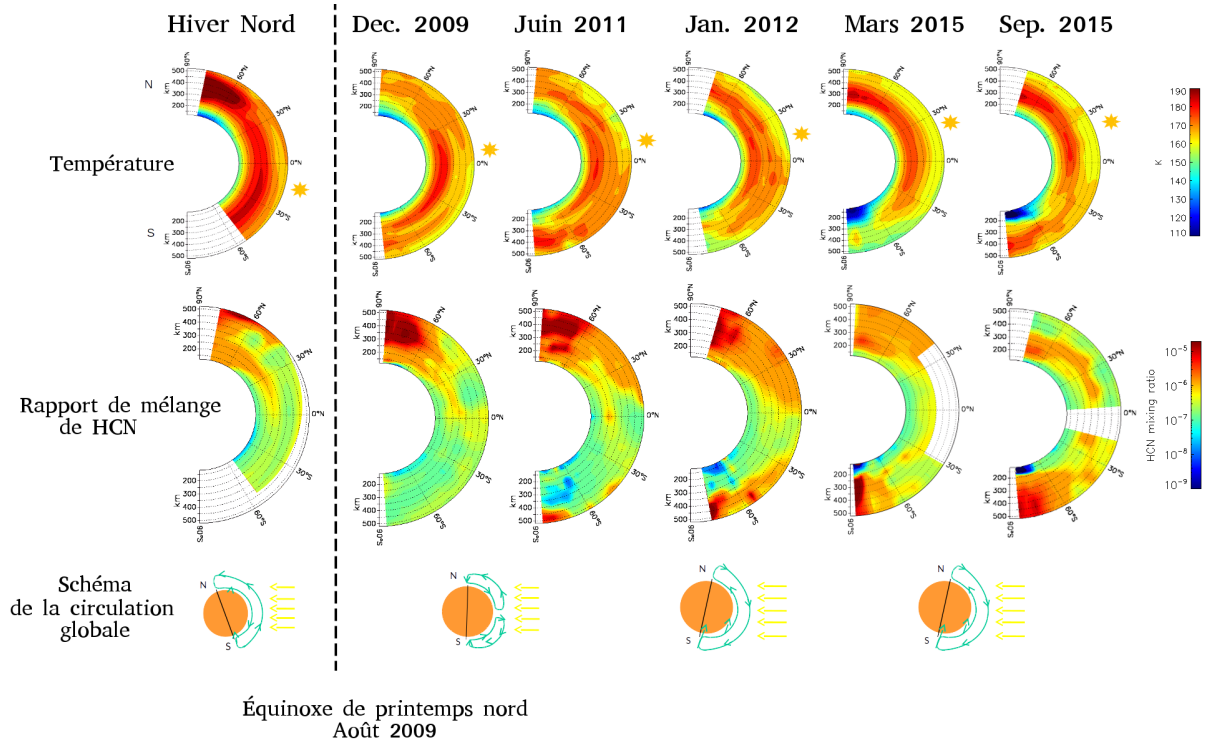


FIGURE I.13 – Évolution de la stratosphère autour de l'équinoxe, révélée par *Cassini*/CIRS. En haut, les cartes de températures, en bas les cartes de rapport de mélange de HCN. Après l'équinoxe en 2009, on n'observe pas tout de suite d'enrichissement au pôle Sud, il faut attendre 2011. Lorsque l'air enrichi descend, on observe un refroidissement stratosphérique, interprété comme étant une compensation du chauffage adiabatique de la branche descendante par le refroidissement infrarouge des composés traces (Vinatier et al., 2015). On observe ensuite la mise en place progressive de températures très froides dans la basse stratosphère (associées aux nuages de haute altitude). Après 2015, le vortex est moins confiné (Teanyby et al., 2017) et le chauffage adiabatique reprend le dessus. Crédit : S. Vinatier.

origine de l'inversion de température présente dans les profils thermiques aux hautes latitudes hivernales (Schinder et al. (2012), voir figure I.14), rôle des condensats dans le bilan radiatif de la basse stratosphère hivernale, asymétrie dans les distributions de composés entre entrée et sortie de l'hiver (Sylvestre et al., 2018). Si cette région peut être en partie sondée par les observations au nadir de CIRS, c'est néanmoins l'une de celles où il y a le moins d'observations, les températures très froides et les fortes épaisseurs optiques rendant CIRS rapidement aveugle au-delà d'une certaine profondeur. C'est également une altitude critique, où les temps caractéristiques indiquent une transition entre les régions répondant au cycle saisonnier et celles où l'atmosphère n'y répond plus. Elle correspond également à la transition entre les régimes d'écoulement des cellules troposphériques et stratosphériques et c'est là où l'on trouve le mystérieux effondrement du profil de vent zonal évoqué plus haut. Les radio-sondages par le système RSS, fournissent les profils les plus complets dans cette région, mais si ceux pour le début de la mission ont été publiés (Schinder et al., 2012), ceux pour la suite de la mission - notamment concernant l'entrée du pôle Sud dans l'hiver - souffrent de problèmes de calibration et ne sont toujours pas accessibles à la communauté, recelant pourtant des informations cruciales sur la compréhension de cette région (Flasar et Schinder, 2016). C'est donc aux modèles de prendre leur part dans la compréhension

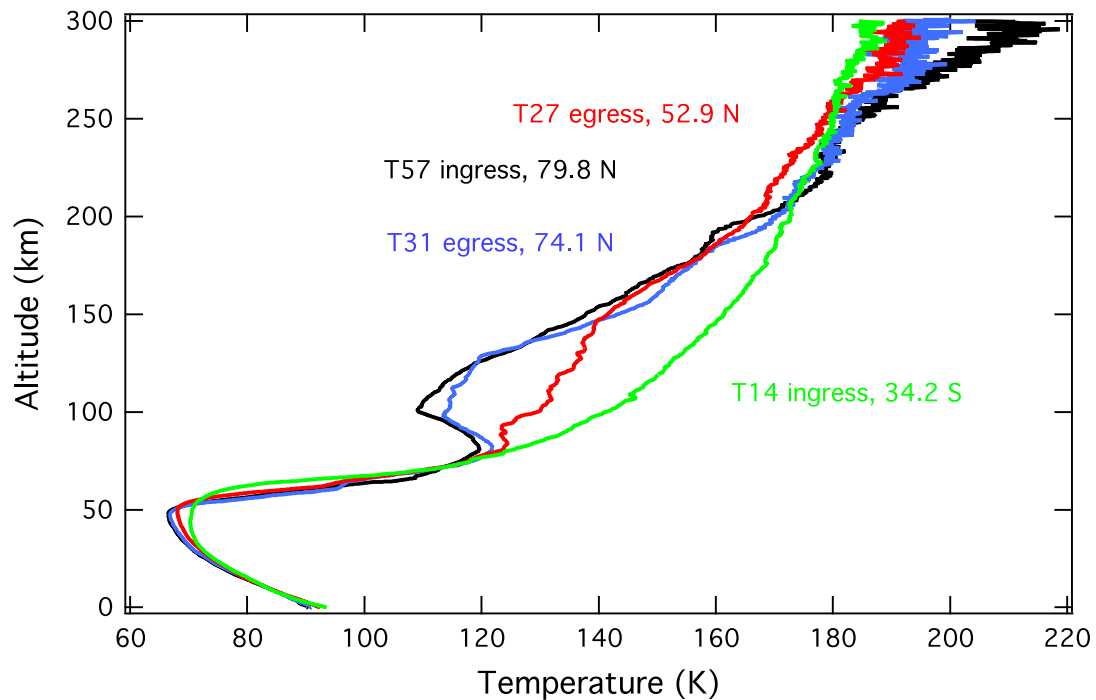


FIGURE I.14 – Profils de température issus des radio-occultations de *Cassini* pour différents survols au début de la mission. On notera l'inversion de température (épaulement) très marquée dans la basse stratosphère hivernale. Tiré de [Schinder et al. \(2012\)](#).

des mécanismes à l'œuvre dans cette région.

Par le passé la modélisation a beaucoup apporté à la compréhension de la circulation générale sur Titan, comme cela sera décrit au chapitre II, mais elle reste toutefois bloquée à l'heure actuelle, du fait de son incapacité à reproduire certaines observations sur les distributions de composés, l'évolution de la couche détachée, l'extension de la cellule de Hadley - potentiellement jusqu'à 600 km, bien au-dessus du plafond des modèles ([Teanby et al., 2012](#)) - et les nombreuses rétroactions entre structure thermique et composition évoquées plus haut.

Ainsi, la mission *Cassini* a fourni une quantité conséquente de données - jusque dans ses derniers survols de Titan ([Teanby et al., 2019](#)) - et un suivi saisonnier de l'atmosphère, grâce auxquels il y a des études concrètes à réaliser pour les modèles. Cette thèse aura ainsi pour objectif d'apporter, sur les points d'ombre relevés par les observations de *Cassini*, l'éclairage des modèles de circulation générale (ou GCM), qui vont faire l'objet du chapitre II. En particulier, celui de l'Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), que l'on va utiliser dans ces travaux, va nécessiter des apports techniques pour être en mesure d'aborder les questionnements évoqués - ce qui sera l'objet des chapitres III et IV - avant de pouvoir fournir des simulations numériques permettant d'explorer les questions des variations saisonnières dans la stratosphère, tant au niveau de la structure thermique et de la dynamique atmosphérique (chapitre V) que de la distribution des composés (chapitre VI).



FIGURE I.15 – Titan en opposition de phase, vu par la caméra ISS sur *Cassini*. Image en couleurs visibles, reconstruite à partir des canaux RGB. Crédit : NASA/JPL, B. Seignovert.

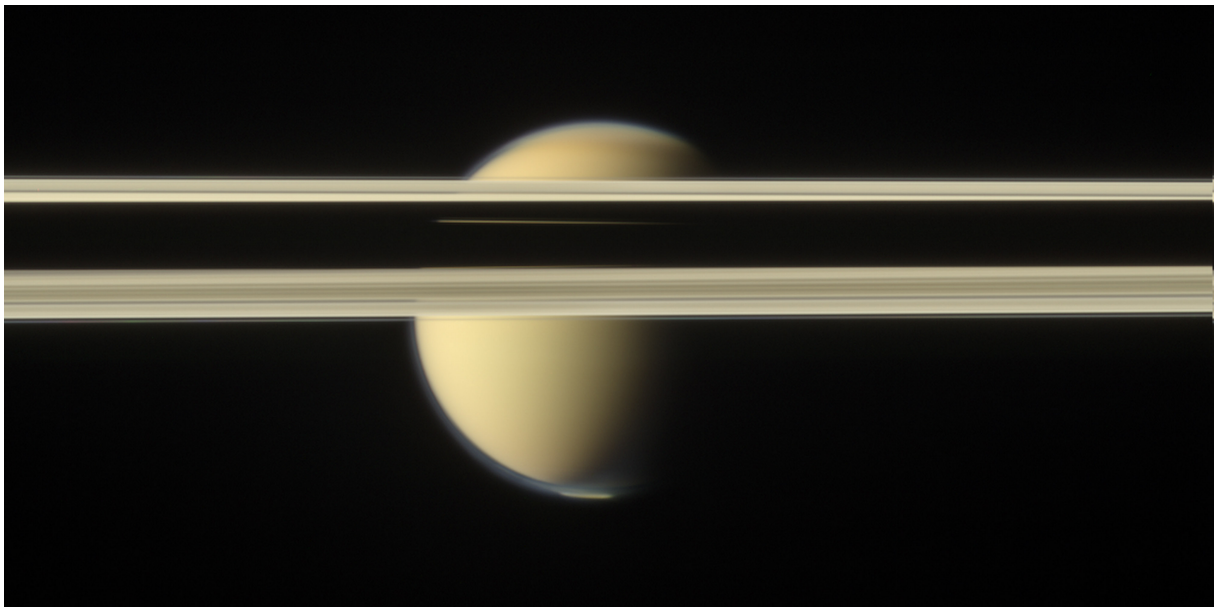


FIGURE I.16 – Titan, en arrière-plan des anneaux de Saturne, vu par la caméra ISS sur *Cassini*. On peut distinguer le vortex polaire Sud. Image en couleurs visibles, reconstruite à partir des canaux RGB. Crédit : NASA/JPL, B. Seignovert.





# Des modèles de climat

Avec l’observation et les expériences de laboratoire, la modélisation numérique est l’un des trois piliers fondamentaux pour la compréhension des mécanismes à l’œuvre dans les atmosphères planétaires. À ce titre, les Modèles de Circulation Générale ou Modèles de Climat Global (GCM) forment des outils essentiels et très puissants. Ces modèles simulent le climat d’une planète à l’échelle globale, d’une part en résolvant numériquement dans un cœur dynamique les équations de la mécanique des fluides régissant la circulation tridimensionnelle atmosphérique de grande échelle, d’autre part en intégrant des paramétrisations physiques unidimensionnelles responsables des caractéristiques du climat (transfert radiatif, condensation des espèces volatiles, microphysique des aérosols...) qui contraignent à leur tour la circulation. Dans ce chapitre, on présente un bref historique des modèles, de la première prévision météorologique aux GCM actuels, dans leur cadre général d’étude des atmosphères planétaires, puis l’on s’intéresse à ceux développés pour Titan, et en particulier celui de l’IPSL avec lequel ces travaux de thèse ont été effectués. Dans la perspective de l’étude des variations saisonnières, les limitations de celui-ci dans sa version de référence sont exposées et les problématiques sont dégagées pour la suite du manuscrit.

## SOMMAIRE

---

II.1	Les Modèles de Circulation Générale . . . . .	<b>42</b>
II.1.1	Historique . . . . .	42
II.1.2	Que faut-il pour faire un GCM? . . . . .	45
II.2	Les modèles de Titan . . . . .	<b>51</b>
II.2.1	Historique, de 1990 à nos jours . . . . .	51
II.3	Le modèle de l’IPSL en détail . . . . .	<b>57</b>
II.3.1	Caractéristiques générales . . . . .	58
II.3.2	Photochimie . . . . .	62
II.3.3	Microphysique . . . . .	66
II.3.4	Limitations techniques . . . . .	67
II.3.5	Limitations des simulations existantes . . . . .	68
II.4	Enjeux & Problématiques . . . . .	<b>69</b>

---

## II.1 LES MODÈLES DE CIRCULATION GÉNÉRALE (GCM)

### II.1.1 HISTORIQUE

Suite à l'avènement de la thermodynamique et de la mécanique des fluides, à l'orée du XX<sup>ème</sup> siècle, point l'idée que le temps peut être prédit à partir d'équations physiques décrivant l'état de l'atmosphère et son évolution temporelle. C'est Vilhem Bjerknes qui accorde à cette discipline ses lettres de noblesse et son entrée dans les sciences déterministes en 1904 (Bjerknes, 1904)<sup>1</sup>.

Dans les années 1920, Lewis Richardson (Richardson, 1922) propose de résoudre numériquement les équations régissant le comportement de l'atmosphère, en découpant la région d'étude sous forme d'une grille possédant dans chaque cellule les grandeurs d'état thermodynamiques de l'atmosphère ( $T, p, \rho...$ ), les variables telles que le vent pouvant être obtenues à partir des différences de pression entre cellules. Dans ce travail, Richardson fait le choix d'un ensemble d'équations suffisamment simples pour être résolues à la main, mais c'est un échec - dans la résolution plus que dans la formulation qui fut utile à ses successeurs. Cet échec n'est pas essentiellement causé par des erreurs de calculs mais plutôt par des instabilités hydrodynamiques rapides se développant dans le système en raison du choix des équations. Dans tous les cas, ceci amène son auteur à conclure sur la nécessité d'une armée de plusieurs dizaines de milliers de calculateurs humains pour réaliser ce travail et ce sans grande chance de réussite. L'idée d'une résolution mathématique de la prévision météorologique fut donc (temporairement) abandonnée par ses contemporains.

Mais comme dans nombre de domaines scientifiques, qui malheureusement trouvent leur essor dans les enjeux militaires, les conflits du milieu du XX<sup>ème</sup> siècle remirent au goût du jour la nécessité de la prédiction météorologique pour des applications telles que la balistique longue portée ou l'aviation militaire. Il n'est donc guère étonnant qu'aux côtés de Jule Charney, pionnier du domaine et auteur de la première prévision météorologique informatisée à Princeton en 1950 (Charney et al., 1950), l'on trouve John von Neumann, initialement scientifique travaillant sur la bombe H. Charney avait retravaillé les équations de Richardson pour en exprimer une forme simplifiée plus stable à intégrer<sup>2</sup>, assumant une atmosphère homogène, de densité uniforme et sans mouvement vertical : on ne peut pas encore parler à ce moment-là de modèle de circulation générale et encore moins de modèle de climat. John von Neumann permit donc à Charney d'effectuer ce calcul sur l'ENIAC - le premier ordinateur entièrement électronique et Turing-complet - dont il était l'un des concepteurs. Cette machine était plutôt dédiée aux activités militaires de calculs de trajectoires balistiques pour les missiles à longue portée, puis aux développements de méthodes de Monte-Carlo pour la neutronique. On notera que si l'histoire a comme d'habitude retenu les noms d'hommes scientifiques, il ne faut pas oublier le rôle primordial des programmatrices, qui avaient la lourde tâche de charger les milliers de cartes d'instruction, et sans qui ces simulations n'auraient pas eu lieu.

Bien entendu, étant donné la puissance des ordinateurs de cette époque et le coût en temps de calcul pour ce type d'opération, ainsi que le peu de relevés météorologiques disponibles, la

1. Paradoxalement cet article ne contient ... aucune équation.

2. En pratique l'équation de la vorticité potentielle décrivant un équilibre quasi-géostrophique, plus stable à intégrer que les équations primitives de Richardson, car sans modes d'ondes de gravité ni acoustiques à l'origine de l'échec de la tentative de celui-ci.

modélisation resta à ses débuts l'apanage des théoriciens pour lesquels elle constituait un défi technique plus qu'une véritable application pratique. En effet, la prévision météorologique à 24 heures réalisée sur l'ENIAC le fut en environ ... 24 heures! Néanmoins, avec Charney naît la philosophie globale encore de mise aujourd'hui pour ce type d'outil, selon laquelle l'on construit des systèmes imparfaits que l'on améliore au fur et à mesure des progrès théoriques et techniques.

Les premières expériences d'études de la circulation générale à proprement parler (donc de GCM au sens de Modèles de Circulation Générale) suivirent assez rapidement ([Phillips, 1956](#)). L'effort de développement se poursuivit à Princeton, autour de ce qui allait devenir le *Geophysical Fluid Dynamics Laboratory* (GFDL), avec des scientifiques comme Joseph Smagorinsky qui développa la résolution des équations primitives (abordées ultérieurement dans ce chapitre) plus complètes que les équations quasi-géostrophiques pour la circulation à l'échelle planétaire. [Smagorinsky \(1963\)](#) réalise la première expérience de résolution des équations hydrodynamiques primitives dans un modèle hydrostatique et hémisphérique. Celui-ci s'entoure aussi de Syuroko Manabe, avec qui il va mettre en place le premier modèle de circulation générale avec inclusion des processus de changement de phase de l'eau ([Manabe et al., 1965](#)), robuste modèle pionnier qui en a inspiré de nombreux autres jusqu'à aujourd'hui.

Parallèlement, en Californie à l'UCLA à la fin des années 1950, grâce à l'augmentation des capacités de calcul, Yale Mintz donna l'impulsion pour le développement d'un modèle collaboratif autour d'une communauté d'étudiants et de jeunes chercheurs. Il réalisa la première résolution des équations primitives à l'échelle de tout le globe, incluant des propriétés thermiques différentes pour les océans et les reliefs topographiques, ainsi qu'une prise en compte du forçage diabatique de l'atmosphère ([Mintz, 1965](#)). Il invita à le rejoindre Akio Arakawa, météorologiste et mathématicien japonais, qui fut l'instigateur de ce qui est aujourd'hui un élément essentiel des GCM : les paramétrisations pour représenter les phénomènes sous-maille comme les nuages (dont la taille caractéristique de quelques kilomètres est bien inférieure à la résolution de n'importe quel modèle global même aujourd'hui) et quantifier leur impact radiatif ([Arakawa et Schubert, 1974](#)). Le GCM de l'UCLA, souvent qualifié de "Mintz-Arakawa", est également un modèle précurseur de nombreux autres dans les décennies suivantes.

À la fin des années 1960 et début des années 1970, un autre progrès de modélisation important a été fait autour du CO<sub>2</sub> dans l'équipe de Manabe. Leur intérêt se porta tout d'abord sur la quantification de l'impact de celui-ci sur le bilan thermique de la Terre - dont l'effet était connu depuis Arrhenius ([Arrhenius, 1896](#)) - puis au-delà d'un cadre purement statique, sur les variations d'abondance de ce gaz à effet de serre. Les premières expériences du doublage de quantité de CO<sub>2</sub> atmosphérique (des interactions avec d'autres communautés scientifiques montrant que c'était une bonne estimation pour l'aube du troisième millénaire) sont menées et prévoient une augmentation de la température globale de quelques degrés ([Manabe et Wetherald, 1967, 1973](#)). Ces simulations mettent également en lumière les rôles primordiaux de certaines rétroactions comme celles des océans ou de la vapeur d'eau dans ce processus de dérèglement climatique dont on commence alors à prendre conscience. D'ailleurs, le second article a sûrement eu le premier réel impact sur le grand public et les décideurs à ce sujet.

À cette époque, on passe également un cap dans le cadre de la compréhension des systèmes atmosphériques avec l'étude désormais célèbre d'Edward Lorenz en 1963 ([Lorenz, 1963](#)), où il

présente le chaos déterministe et expose ainsi la sensibilité aux conditions initiales dans les simulations numériques<sup>3</sup>.

À partir des modèles couplés (incluant le traitement des océans et le cycle du carbone par exemple), les modèles de circulation générale s'étoffent pour devenir progressivement les modèles de climat global que l'on connaît aujourd'hui<sup>4</sup>, ne se limitant plus uniquement à la prévision du temps ou l'évolution d'une dépression donnée, mais permettant de saisir des phénomènes climatiques complexes majeurs (moussons, *El Niño-Southern Oscillation...*), les facteurs qui les façonnent et leurs évolutions inter-annuelles. Ces modèles se démultiplient dans les années 1970 à 1980, ne restant plus le secret d'une petite communauté d'initiés. Dans l'actualité du changement climatique, l'on retrouve aujourd'hui ces modèles au cœur des rapports du GIEC, dans le cadre des exercices CMIP (*Coupled Model Intercomparison Project* - voir par exemple [Eyring et al., 2016](#)). La diversité des modèles y fait leur force, notamment en matière de paramétrisations des nuages qui sont parmi les sources clefs d'incertitudes quant aux projections climatiques à l'horizon de la fin du siècle.

**VERS LES AUTRES PLANÈTES** Parallèlement aux développements des premiers GCM, la course à l'espace fait rage dans le contexte de la Guerre Froide, et entraîne la découverte et l'exploration des atmosphères des autres corps du Système Solaire. Les modèles de circulation générale furent progressivement testés sur ces objets en modifiant les paramètres orbitaux et de rotation des modèles terrestres. Ainsi le GCM développé autour de Mintz et Arakawa à l'UCLA fut rapidement adapté aux conditions orbitales et atmosphériques de Mars ([Leovy et Mintz, 1969](#)), puis repris par la communauté planétologique. Des travaux comme [Pollack et al. \(1990\)](#) ont par exemple mis l'accent sur la circulation grande échelle due aux flux saisonniers de condensation des calottes polaires de CO<sub>2</sub>, et le modèle a peu à peu évolué pour devenir un GCM totalement martien, le modèle de NASA Ames ([Haberle et al., 1993](#)). En France, c'est au Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) qu'ont eu lieu les premières expériences de GCM pour les atmosphères planétaires, avec Mars ([Hourdin et al., 1993](#); [Forget et al., 1999](#)) et Titan ([Hourdin et al., 1995](#)) parmi les travaux pionniers.

Ces modèles avec leur diversité furent ensuite étendus à la diversité d'enveloppes fluides planétaires, en gardant souvent leur esprit de modèle communautaire articulé autour d'un même cœur dynamique. Ainsi, initialement conçus pour la prévision météorologique terrestre, les modèles se sont diversifiés, permettant aujourd'hui d'appréhender aussi bien le futur du changement climatique que d'explorer les climats passés de la Terre. En planétologie, où ils font office de véritables laboratoires, ils ont très tôt permis d'expliquer les principales caractéristiques du climat martien relevées par les missions *Viking*. Ils ont aidé à préparer les missions à venir par la prévision des observables (ce fut le cas avec les modèles de Titan antérieurs à *Cassini-Huygens*), et maintenant prennent même part à la préparation technique des missions en simulant les conditions atmosphériques attendues in situ : c'est le cas du modèle du LMD qui alimente les bases de données de l'ESA pour les phases d'*Entry Descent and Landing* (EDL) des modules de descente

---

3. Comme cela a pu être illustré dans l'avant-propos de ce manuscrit.

4. En pratique, dans le cadre des atmosphères planétaires qui nous concernera plus spécifiquement, la différence entre modèles de circulation générale et modèles de climat global est faible, l'un ou l'autre terme étant employé sans grande distinction. La différence de terminologie entre les deux réside plus dans les objectifs d'études et les utilisations qui en sont faites qu'en une différence substantielle.

martiens. Les GCM permettent également d'avoir des couvertures spatio-temporelles beaucoup plus complètes que les instruments, posés à un endroit fixe de la surface ou effectuant un survol à une saison donnée (pour Saturne et Titan, les missions *Voyager* n'ont fait "que" survoler et même *Cassini* n'a couvert "que" deux saisons), ainsi que de révéler la structure de l'atmosphère sur la verticale, là où elle n'est accessible souvent que sur une gamme limitée d'altitudes avec les instruments d'observation. Aujourd'hui, leur application aux exoplanètes permet également de tester la robustesse de nos théories et de nos outils dans des environnements extrêmes, en plus de préparer les futures observations. Enfin, les défis techniques de modélisation imposés par la diversité de ces enveloppes de fluide en rotation sont souvent relevés en parallèle des développements pour la Terre. C'est le cas du nouveau cœur dynamique icosaédrique DYNAMICO en développement au LMD, applicable à terme pour la Terre, mais de première nécessité pour la modélisation des planètes géantes où il fait ses premiers pas.

On notera pour la suite que les efforts de modélisation réalisés au LMD autour des différentes planètes ont abouti - en plus des modèles spécifiques à Mars, Titan ou Vénus - à l'élaboration d'un GCM générique. Celui-ci est articulé autour d'un même cœur dynamique, mais avec des paramétrisations les plus générales possibles, s'affranchissant des spécificités terrestres ou liées aux conditions d'une atmosphère donnée, et dont l'objectif (réussi) est de pouvoir - en adaptant les paramètres d'entrée - potentiellement simuler de manière robuste et flexible n'importe quelle atmosphère, qu'elle soit passée (Terre primitive - [Charnay et al., 2013](#); Mars primitive - [Forget et al., 2013](#)), présente (Saturne - [Guerlet et al., 2014](#)), non encore explorée (Proxima B - [Turbet et al., 2016](#); exoplanètes candidates à l'habitabilité - [Wordsworth et al., 2011](#)), voir même très hypothétique ([Turbo-King et al., 2017](#)).

Nous allons maintenant voir de manière générale quels sont les ingrédients nécessaires à la conception d'un GCM.

### II.1.2 QUE FAUT-IL POUR FAIRE UN GCM ?

Tout d'abord, bien que les moyens informatiques permettent aux modèles actuels de représenter certains phénomènes de petite échelle, la résolution spatiale horizontale reste limitée à quelques centaines de kilomètres pour la modélisation à l'échelle globale, et à quelques kilomètres pour la modélisation méso-échelle sur domaine restreint. Ainsi les variables d'état du modèle, comme le vent, la température et la pression, sont calculées en tout point du maillage qui quadrille (discrétise) horizontalement et verticalement l'atmosphère. De ce fait, chaque grandeur représente une valeur moyenne au sein de chaque maille. Afin de rendre compte des processus se déroulant aux échelles plus petites que celle de la résolution - les mouvements turbulents, les nuages, le forçage radiatif, etc. - des paramétrisations physiques sont implémentées dans les GCM. Ces paramétrisations reposent sur la représentation d'un processus particulier dont on détermine l'impact sur les valeurs moyennes des variables d'état. Ces paramétrisations peuvent parfois être développées sur la base d'un modèle de plus fine échelle, résolvant explicitement le mécanisme étudié et permettant d'appréhender son fonctionnement et son impact. Il existe ainsi généralement deux parties dans un GCM, distinguant la résolution de l'écoulement et son forçage, ce qui - en d'autres termes - sépare processus diabatiques et adiabatiques :

- la partie "dynamique" qui résout une certaine forme des équations de Navier-Stokes et de

la thermodynamique pour un fluide en rotation, et advecte les traceurs.

- la partie "physique" qui calcule la modification des tendances temporelles des variables d'état par les forçages externes ou internes à l'écoulement : le transfert du rayonnement à travers le gaz et les aérosols, le mélange vertical et le transport dû à la turbulence et à la convection de petite échelle, les échanges de chaleur entre la surface et le sol ou encore les changements de phase dans l'atmosphère.

Les différents processus à prendre en compte dans un GCM sont schématisés figure II.1.

**NOTE SUR LA SÉPARATION DYNAMIQUE-PHYSIQUE** La structure des modèles est en partie basée sur des constats empiriques directement liés à la façon dont le modélisateur appréhende le système qu'il cherche à représenter. La séparation "dynamique 3-D"- "physique 1-D", fréquente dans les GCM, est basée sur l'un de ces constats et - au-delà de la séparation entre processus adiabatiques et diabatiques - reflète la différence d'échelle spatiale entre circulation générale et processus sous-maille et le fait que les mouvements de l'atmosphère à grande échelle soient principalement bi-dimensionnels. On retrouve cela dans la conceptualisation de la colonne atmosphérique, où les échanges verticaux ont lieu sur des échelles bien inférieures à la circulation globale. Mais si l'on parle de colonne atmosphérique, il faut plutôt visualiser un empilement de fines pellicules, semblable à un mille-feuilles, dont l'échelle verticale de chacune (de la dizaine de mètres au kilomètre) est bien inférieure à l'échelle horizontale (centaine de kilomètres). Cette séparation s'intègre également dans une logique de hiérarchie de modèles, des simulations 1-D sur une seule colonne - sans prendre en compte la circulation à grande échelle - pouvant être réalisées indépendamment. Celles-ci intègrent alors uniquement les paramétrisations et sont d'une très grande utilité lorsque l'on s'intéresse aux bilans thermiques et radiatifs. On verra plus loin que, dans le cas de Titan, cette vision en fines pellicules peut venir à atteindre ses limites.

**CŒUR DYNAMIQUE** L'évolution du fluide atmosphérique peut être représentée par une série d'équations décrivant un problème à 6 inconnues ( $u, v, w, T, p, \rho$ ) avec  $(u, v, w) = \mathbf{v}$  les composantes zonale, méridienne et verticale de la vitesse du vent [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ],  $T$  la température [K],  $p$  la pression [Pa] et  $\rho$  la masse volumique [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ].

On introduit tout d'abord une équation d'état caractérisant le fluide (on fait généralement l'hypothèse du gaz parfait) :

$$p = \rho R^* T \quad (\text{II.1})$$

où  $R^* = \frac{R}{M}$  est la constante spécifique du gaz [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ], avec  $M$  sa masse molaire [ $\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ ] et  $R$  la constante universelle des gaz parfaits [ $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ].

La conservation de la masse au sein d'une parcelle d'air est représentée par l'équation de continuité :

$$\frac{1}{\rho} D_t \rho + \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (\text{II.2})$$

où l'on introduit l'opérateur  $D_t = \partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla$  de dérivée lagrangienne.

L'application du premier principe de la thermodynamique permet d'exprimer la variation d'enthalpie du système sous l'effet des transformations qu'il subit :

$$c_p D_t T = Q + \frac{1}{\rho} D_t p \quad (\text{II.3})$$

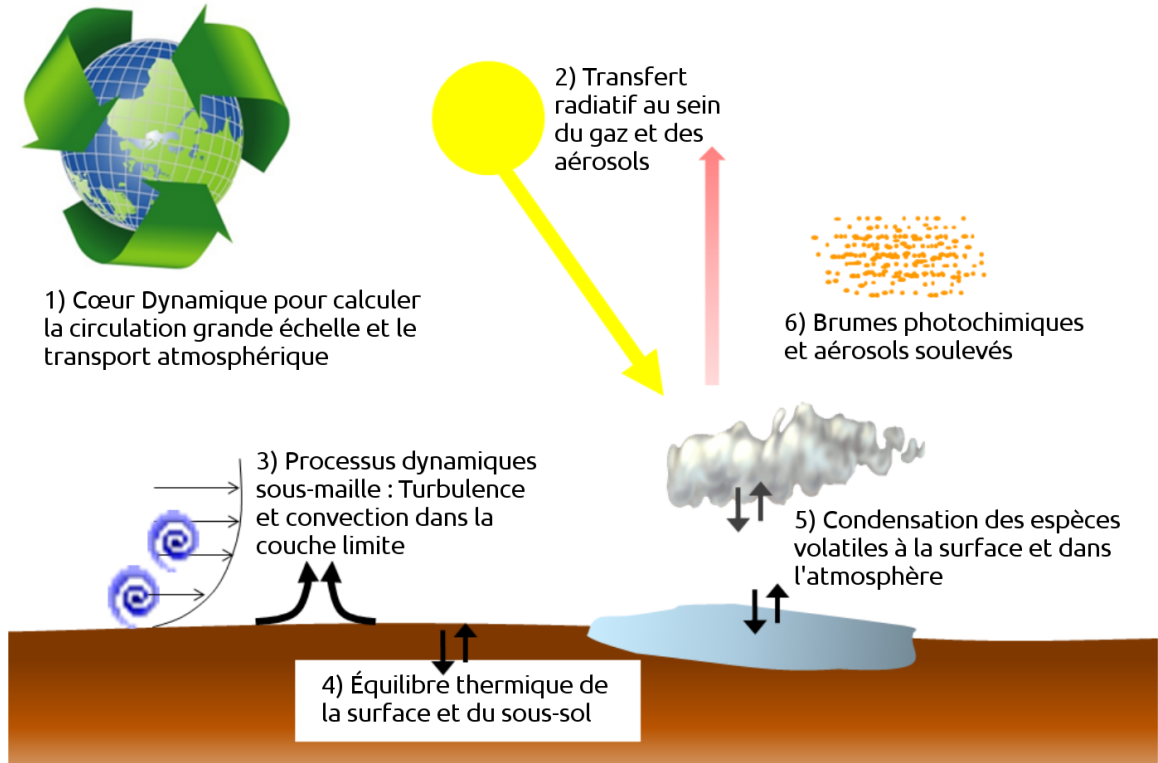


FIGURE II.1 – Les constituants nécessaires d'un GCM (adapté de [Forget et Lebonnois, 2013](#)).

où  $c_p$  est la capacité calorifique spécifique à pression constante [ $\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$ ],  $Q$  représente le forçage diabatique par unité de masse [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ] de l'écoulement (transfert de rayonnement, turbulence et convection, échange avec la surface, dégagement ou relâchement de chaleur latente via le changement de phase d'espèces condensables). C'est notamment ce dernier qui sera calculé dans la partie "physique 1-D".

L'équation précédente est souvent préférée sous une forme qui distingue mieux les transferts diabatiques et adiabatiques :

$$\frac{c_p}{\theta} D_t \theta = \frac{Q}{T} \quad (\text{II.4})$$

où l'on introduit la température potentielle  $\theta$  [K], quantité conservée lors des transformations adiabatiques, et pour lesquelles elle constitue un traceur :

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R^*}{c_p}} \quad (\text{II.5})$$

où  $p_0$  est une pression de référence ( $p_0 = 1$  bar).

Enfin, le principe fondamental de la dynamique s'exprime ici sous la forme des équations de Navier-Stokes :

$$D_t \mathbf{v} = -2\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (\text{II.6})$$

où  $\boldsymbol{\Omega}$  est le vecteur rotation du corps,  $2\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{v}$  la force de Coriolis,  $\mathbf{g}$  la pesanteur, ou gravité effective, combinaison de l'accélération de gravité et de celle d'inertie d'entraînement, et  $\mathbf{F}$  les forces de friction internes au fluide.



Projetées sur la sphère sous forme d'équations d'Euler compressibles, ces équations donnent (dans le cadre quasi-systématique de l'approximation du géoïde sphérique) :

$$D_t u - \left( 2\Omega + \frac{u}{r \cos \phi} \right) v \sin \phi + 2\Omega \cos \phi w + \frac{uw}{r} + \frac{1}{\rho r \cos \phi} \partial_\lambda p = 0 \quad (\text{II.7a})$$

$$D_t v + \left( 2\Omega + \frac{u}{r \cos \phi} \right) u \sin \phi + \frac{vw}{r} + \frac{1}{\rho r} \partial_\phi p = 0 \quad (\text{II.7b})$$

$$D_t w + 2\Omega \cos \phi u - \frac{u^2 + v^2}{r} + g_0 \frac{r_0^2}{r^2} + \frac{1}{\rho} \partial_r p = 0 \quad (\text{II.7c})$$

où  $r_0$  est le rayon planétaire [m] et  $g_0$  est la pesanteur de surface [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ ].

Ces équations font ensuite l'objet de simplifications, motivées par la vision évoquée plus haut de mouvements principalement horizontaux confinés dans une pellicule de dimension verticale bien inférieure à ses dimensions horizontales :

- La faible épaisseur de l'atmosphère terrestre ( $\sim 50$  km, altitude de la stratopause et en-deçà de laquelle se trouve 99.9 % de sa masse) vis-à-vis de son rayon ( $\sim 6400$  km) - soit un rapport de moins de 1 % - amène à fixer  $r = r_0$  et à négliger les termes métriques **en bleu** qui, par un simple calcul d'ordre de grandeur, apparaissent comme négligeables. Ce faisant, on passe outre les problèmes géométriques d'évasement de la colonne atmosphérique, où le volume de chaque maille est  $r^2 \cos \phi dr$  au lieu de  $r_0^2 \cos \phi dr$ . C'est l'approximation dite de *couche mince*. Dans le cas de Titan, cela devient un problème majeur car on a une atmosphère très étendue sur plusieurs centaines de kilomètres pour un corps de 2575 km de rayon. Dans les modèles décrivant la stratosphère, où le plafond atteint plus de 500 km, on a un rapport de l'épaisseur de l'atmosphère au rayon supérieur à 25 %.
- L'approximation traditionnelle, motivée originellement par le fait que les mouvements des parcelles fluides dans l'atmosphère sont quasi bi-dimensionnels, revient à considérer chaque parcelle comme tournant autour d'un axe localement vertical et à négliger les termes **en rouge** dus à l'autre composante de la force de Coriolis  $2\Omega \wedge \mathbf{v}$ .
- Il s'avère que l'approximation traditionnelle et l'approximation de couche mince vont de pair pour obtenir un modèle cohérent en matière de conservation du moment cinétique. Il faut donc faire ces deux approximations ensemble ou au contraire les relâcher de concert (White et al., 2005; Phillips, 1966). Ainsi, la prise en compte de l'épaisseur de l'atmosphère de Titan n'exige pas "simplement" d'implémenter des variations du champ de pesanteur avec l'altitude, mais constitue un véritable défi technique (Tort et al., 2015).
- Dans le cas d'un modèle hydrostatique, on fait également l'approximation que les mouvements verticaux sont faibles, en supposant l'**accélération verticale** négligeable devant les termes de l'équilibre hydrostatique dans l'équation II.7c, qui se résume alors à la projection de ce dernier sur la verticale. Cette hypothèse est valable pour les GCM représentant la circulation à grande échelle, mais est mise en défaut dès que l'on s'intéresse à des phénomènes aux plus petites échelles avec des vents verticaux marqués, tels que la convection ou les écoulements orographiques. Dès lors, il faut insérer des paramétrisations pour représenter ces phénomènes en sous-maille (voir plus loin) ou utiliser des modèles de plus fine échelle (nécessairement non hydrostatiques).

Une fois établies les approximations traditionnelles, de couche mince et hydrostatique, les équations d'Euler compressibles pour le gaz parfait forment les *équations primitives* de la météorologie, qui sont résolues dans une majorité de modèles atmosphériques.

Il faut également ajouter  $n_i$  équations pour les  $n_i$  traceurs advectés par l'écoulement (vapeur d'eau terrestre, poussière martienne, aérosols titaniens...), liant les sources  $S_i$  et puits  $P_i$  à l'évolution du rapport de mélange  $y_i$  pour chacun :

$$D_t(\rho y_i) = \rho(S_i - P_i) \quad (\text{II.8})$$

**DISCRÉTISATION** Une fois ces équations posées, elles doivent être discrétisées spatialement et temporellement.

On doit beaucoup aux travaux pionniers d'Akio Arakawa dans le domaine ([Arakawa et Lamb, 1977](#)), par exemple sur la conservation des invariants une fois passé dans le monde discrétisé. Tout l'art dans la conception d'un cœur dynamique réside donc dans le choix de la discrétisation, selon ce que l'on veut représenter avec le modèle, les ondes que l'on veut résoudre, les quantités que l'on veut conserver (masse, moment cinétique, traceurs, énergie, température potentielle, vorticité potentielle...), car toutes ne peuvent l'être une fois le système discrétisé. Si l'on veut effectuer des bilans de quantité de matière pour le cycle de l'eau par exemple, conserver la masse totale des traceurs est critique, tandis que cela le sera moins pour une atmosphère où l'on assume par exemple un réservoir infini en surface. Dans le cas des atmosphères en superrotation comme Vénus ou Titan, la conservation de moment cinétique est quant à elle essentielle ([Lebonnois et al., 2012b](#)).

Au niveau vertical, dans un modèle hydrostatique, la pression ne pouvant pas diminuer avec l'altitude, et la première grandeur étant prognostiquée alors que la seconde est diagnostiquée, le choix des coordonnées verticales se fait généralement en faveur de la pression.

Pour la discrétisation horizontale, il existe deux grandes familles de modèles. Les spectraux, d'une part, où l'on utilise une décomposition en harmoniques sphériques des champs jusqu'à un certain mode qui va fixer la résolution du modèle, et où l'on travaille en grande partie dans l'espace de Fourier. Ceux à points de grilles, d'autre part, où l'on discrétise la grille en raisonnant sur des mailles à coordonnées géométriques, par exemple avec un découpage cartésien "latitude-longitude".

Parmi les modèles à points de grilles, on trouve principalement ceux utilisant des méthodes en différences finies, dans lesquels les scalaires sont co-alloués ponctuellement aux centres des mailles et où les gradients sont calculés aux interfaces. D'autre part, on trouve aussi ceux utilisant des volumes finis, la valeur du champ dans la maille étant alors intégrée sur le volume de celle-ci. Les deux types de méthodes ne possèdent évidemment pas les mêmes propriétés de conservation.

Il existe aussi d'autres grilles, plus exotiques que celles cartésiennes de type "latitude-longitude" et qui possèdent des propriétés intéressantes, remises au goût du jour avec les capacités de calcul hautement parallèle. C'est le cas de DYNAMICO ([Dubos et al., 2015](#)), le nouveau cœur dynamique développé au LMD, qui utilise une grille icosaédrique, possédant l'avantage que toutes les mailles soient des hexagones de surface équivalente<sup>5</sup>, et qui se prête très bien à la

---

5. À l'exception de 12 pentagones.

parallélisation massive et la haute résolution spatiale nécessaire à la modélisation des atmosphères des planètes géantes (Spiga et al., 2020). Pour Titan, son intérêt pourrait se manifester dans les années à venir pour l'étude des régions polaires, en plus du gain en temps de calcul par la parallélisation.

**TRANSFERT RADIATIF** La répartition non uniforme du chauffage de l'atmosphère par l'absorption différentielle du rayonnement solaire est le moteur primaire des circulations atmosphériques. La façon dont l'énergie est absorbée, ré-émise et redistribuée régit la structure thermique et force la dynamique grande échelle. Sur Terre par exemple, les grandes caractéristiques de la circulation générale (les cellules de Hadley, les alizés, le jet circum-polaire...) sont des conséquences directes de la rotation de la Terre et du différentiel de chauffage entre équateur et hautes latitudes. Il en va de même pour les principales caractéristiques climatiques des autres planètes. Le transfert du rayonnement est donc un point clef, que l'on ne traite pas ici car le chapitre III lui est entièrement dédié dans le cas de Titan.

**TURBULENCE ET CONVECTION** Le voisinage de la surface, principalement la couche limite, va être le siège de processus couplant le corps parent et son enveloppe fluide. Ces processus se développent à des échelles bien inférieures à la résolution du maillage, mais ont pourtant un impact sur la dynamique large échelle. Leur impact sur les variables moyennes doit être quantifié à l'échelle de la maille.

L'atmosphère par exemple va subir des forces de frictions au contact du sol, qui vont se manifester par des mouvements de diffusion turbulente, et vont donner lieu à des échanges d'énergie et de moment entre la surface et l'atmosphère. Le chauffage par la surface de certaines régions va également pouvoir déstabiliser localement l'atmosphère et déclencher des mouvements convectifs. Ces mouvements sont de petite échelle horizontale, mais peuvent mélanger l'atmosphère et effectuer du transport sur une échelle verticale bien supérieure à celle de la résolution verticale (beaucoup plus fine que l'horizontale comme vu plus haut).

**LES PROCESSUS SPÉCIFIQUES À L'ATMOSPHÈRE ÉTUDIÉE** En plus des processus généraux évoqués jusqu'ici, il faudra ensuite - pour chaque atmosphère planétaire - ajouter aux modèles des processus particuliers afin de la représenter de la manière la plus précise possible, chacun apportant son lot de spécificités techniques. Le cycle de l'eau sur Terre, le cycle de la poussière sur Mars, la variation de la masse moléculaire sur Vénus ou les brumes sur Titan n'en sont que quelques exemples. Généralement l'articulation de ces différents processus se fait dans le cadre du module "physique", la partie "dynamique" étant assez robuste et universelle pour être commune aux diverses enveloppes fluides en rotation - à de rares exceptions, comme la dépendance de la capacité calorifique avec la température sur Vénus. Dans le cas d'une physique générique, comme évoqué plus haut, tout l'art repose dans le développement de paramétrisations qui puissent représenter un phénomène connu jusqu'à présent sur une planète uniquement, mais potentiellement transposable dans des conditions différentes, comme c'est le cas pour les applications exoplanétaires de plus en plus nombreuses.

Ainsi, nous allons maintenant nous intéresser aux modèles spécifiquement dédiés à l'atmosphère de Titan.

## II.2 LES MODÈLES DE TITAN

*J'invite le lecteur à consulter les manuscrits d'HdR de Pascal Rannou (Rannou, 2006) et Sébastien Lebonnois (Lebonnois, 2013), ainsi que le chapitre 4 de l'ouvrage Titan (Müller-Wodarg et al., 2014) pour un excellent support.*

### II.2.1 HISTORIQUE, DE 1990 À NOS JOURS

#### LES DÉBUTS

Pour Titan, les premières études réalisées à l'aide de GCM datent du début des années 1990, côté américain au *Jet Propulsion Laboratory* (JPL) avec une version modifiée d'un modèle terrestre en conditions sèches et de rotation lente avec des caractéristiques orbitales et des opacités corrigées et adaptées à Titan (Del Genio et al., 1993), et côté français au Laboratoire de Météorologie Dynamique avec le développement d'un modèle entièrement dédié à Titan (Hourdin et al., 1995), gardant le cœur dynamique terrestre mais utilisant un transfert radiatif spécifique, hérité de McKay et al. (1989). Ce module de transfert de rayonnement était adapté à partir des observations *Voyager* et des données spectroscopiques disponibles, et considérait des profils verticaux d'opacités fixes en latitude, longitude, et dans le temps. Ce GCM s'inscrit dans la continuité du modèle martien (Hourdin et al., 1993) qui avait démontré ses capacités à reproduire sans forçage *ad hoc* le cycle annuel de la pression martienne observé par les sondes *Viking*.

Hourdin et al. (1995) est le premier modèle à obtenir une superrotation avec des vents zonaux comparables aux observations (Hubbard et al., 1993) à partir d'un état au repos. Le jet stratosphérique était un peu sous-estimé (ce qui sera discuté plus loin), mais au moins le modèle fournissait l'information sur le sens de l'écoulement, ce que les radio-occultations n'avaient pas permis de déterminer, et illustre un mécanisme de superrotation cohérent avec Gierasch (1975). Ce modèle, qui s'étendait de la surface jusqu'à environ 250 km d'altitude, a permis, même sans couvrir totalement la stratosphère, d'éclairer les mécanismes de formation du jet stratosphérique, et de prédire une cellule de circulation méridienne de type Hadley, forcée par les contrastes thermiques causés par les différences latitudinales d'ensoleillement. Il est intéressant de noter que la forme de cette circulation, pôle-à-pôle durant la majeure partie de l'année avec inversion du sens de circulation méridienne aux équinoxes, fut alors prédite par la modélisation et confirmée par la suite par les observations de *Cassini* plus d'une décennie après.

À partir de la fin des années 1990, le modèle de Cologne (Tokano et al., 1999) commença également à être mis en place, en utilisant aussi le transfert radiatif de McKay et al. (1989). Bien que limité à la troposphère et ne reproduisant pas de superrotation, il fournit de nombreuses études pré-*Cassini* éclairant la troposphère de Titan, notamment au sujet du cycle du méthane (Tokano et al., 2001).

Côté microphysique, l'idée d'aérosols fractals fut développée au début des années 1990 (West et Smith, 1991) et les premiers modèles microphysiques reposant sur cette idée commencèrent à être élaborés, en incluant production, coagulation et sédimentation des brumes (Cabane et al., 1992; Rannou et al., 1993, 1995, 1997). Ces modèles montrent que les aérosols produits à haute altitude sous la forme de monomères sphériques ont des temps caractéristiques de croissance beaucoup plus courts que leur temps de sédimentation et vont rapidement coaguler et croître

pour former des macromolécules de plusieurs dizaines de nanomètres. Au-delà de cette taille, la sédimentation devient un processus plus rapide et les aérosols commencent à chuter en altitude tout en continuant de former des agrégats fractals de plus en plus massifs. Ces modèles reposent donc sur deux types de populations, les monomères et les agrégats fractals, avec formation primaire de la première population et croissance vers la seconde.

Pour ce qui est de la photochimie, la reproduction globale des densités de colonne observées par *Voyager* a été tout d'abord réalisée par [Yung et al. \(1984\)](#), ce qui permit l'identification des principaux schémas photochimiques à l'œuvre dans l'atmosphère titaniennne. La portée de cette étude resta malgré tout assez limitée étant donné le peu de contraintes observationnelles, notamment sur les profils verticaux, et le fait que les constantes de réactions mises en jeu étaient mal connues. Par la suite, d'autres modèles ont vu le jour comme ceux de [Toublanc et al. \(1995\)](#) et [Lara et al. \(1996\)](#), dont les schémas de photodissociations avaient été mis à jour, et qui incluent également un traitement plus poussé du flux UV pour le premier, et des rayons cosmiques et de la condensation pour le second.

#### DE LA NÉCESSITÉ DES COUPLAGES

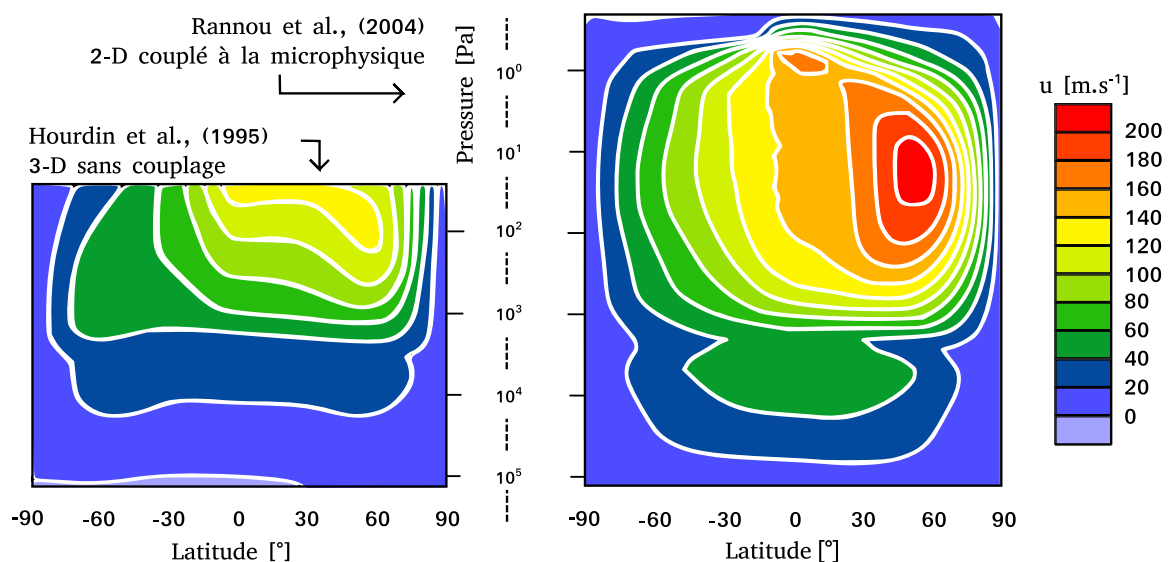


FIGURE II.2 – Vents zonaux (en moyenne zonale) à l'équinoxe de printemps nord ( $L_s = 0$ ) simulés par la première version 3-D sans couplage de 1995 (à gauche) et la version 2-D couplée à la microphysique (à droite). Les radio-occultations disponibles à l'époque indiquaient  $180 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  à  $0.2 \text{ mbar}$  pour le jet hivernal ([Hubbard et al., 1993](#)). Adapté et recolorisé de [Hourdin et al. \(1995\)](#) et [Rannou et al. \(2004\)](#).

Dans les années 1990 furent globalement menées des études séparées : sur la dynamique avec opacités constantes, sur la photochimie et sur la microphysique. Mais peu à peu on a vu émerger l'idée de l'importance des variations d'opacités induites par le transport saisonnier des espèces traces et de la brume, et donc la nécessité de prendre en compte les couplages radiatifs et leurs rétroactions sur la dynamique. Cette idée a puisé sa source dans des études comme [Bézar et al. \(1995\)](#) où des calculs de transfert radiatif montraient que les variations spatiales et temporelles d'opacités pouvaient jouer un rôle significatif dans l'asymétrie du champ de température détectée lors du survol printanier de *Voyager 1*. D'autres travaux comme [Hutzell et al. \(1993\)](#) ou [Rannou](#)

[et al. \(1993\)](#) avaient par ailleurs montré que les temps caractéristiques associés à la microphysique, comme ceux de la sédimentation et de la croissance des brumes par coagulation, sont de l'ordre de plusieurs dizaines à centaines d'années Titanienne. Les variations annuelles de taux de production avec l'ensoleillement ne pouvaient donc pas engendrer des différences suffisantes d'épaisseur optique sur la colonne pour expliquer les changements observés sur quelques dizaines d'années terrestres dans l'asymétrie de brillance de Titan ([Caldwell et al., 1992](#)). Par ailleurs, [Lebonnois et al. \(2001\)](#) a montré qu'un modèle de photochimie et transport bi-dimensionnel latitude–altitude - dans lequel la circulation méridienne était prescrite par les vents obtenus par [Hourdin et al. \(1995\)](#) - était nécessaire pour reproduire les abondances des composés traces à haute latitude tels que vues par *Voyager*, car un modèle de photochimie 2-D avec simplement les conditions de forçage solaire dépendant de la latitude s'était avéré insuffisant ([Lebonnois et Toublanc, 1999](#)).

C'est principalement autour du futur modèle de l'IPSL, héritier de [Hourdin et al. \(1995\)](#), qu'ont été effectués ces premiers couplages au début des années 2000.

Les premiers pas furent faits avec [Hutzell et al. \(1996\)](#) qui présente les variations saisonnières d'opacités de la brume induites par le transport, en ayant recours à une circulation analytiquement dérivée de [Hourdin et al. \(1995\)](#). Une version de GCM 3-D couplée à la microphysique étant à l'époque inconcevable d'un point de vue opérationnel en matière de temps de calcul, c'est avec une version 2-D axisymétrique (latitude-altitude) étendue jusqu'à 500 km que le couplage dynamique-radiatif-microphysique avec la brume voit le jour : [Rannou et al. \(2002, 2004\)](#) a dévoilé les interactions majeures entre circulation atmosphérique et distribution des brumes. Dans ce modèle, à 400 km d'altitude, la circulation méridienne transporte préférentiellement les brumes vers le pôle d'hiver où elles s'accumulent, accentuant ainsi le refroidissement radiatif. Ce faisant, le gradient méridien de température est accentué et renforce la circulation méridienne. Le couplage microphysique-dynamique s'est avéré être un élément nécessaire dans le modèle pour reproduire l'intensité du jet stratosphérique hivernal (voir figure II.2) et atteindre les valeurs observées de  $180 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  ([Hubbard et al., 1993](#)). Globalement, l'accumulation de brumes augmente l'épaisseur optique à toutes les longueurs d'ondes, visibles comme infrarouges, mais dans la nuit polaire l'absence de rayonnement solaire fait chuter le chauffage et on obtient un effet total net de refroidissement.

On notera que la version 2-D devait utiliser une paramétrisation de l'influence des instabilités barotropes - dues au cisaillement de vent sur le flanc intérieur du jet hivernal - sur les contrastes latitudinaux ([Luz et Hourdin, 2003](#)). Celles-ci ne peuvent être résolues qu'avec un modèle 3-D, étant des processus non-axisymétriques, mais qui jouent un rôle clef dans le mélange horizontal de l'atmosphère, que ce soit pour les traceurs mais aussi pour le moment cinétique. Elles participent donc à l'entretien de la superrotation ([Gierasch, 1975; Hourdin et al., 1995](#)).

La photochimie a ensuite été incluse avec le modèle de [Lebonnois et al. \(2001\)](#) pour étudier les couplages entre composition et dynamique atmosphérique ([Lebonnois et al., 2003; Hourdin et al., 2004](#)) et démontrer le rôle de la circulation sur les distributions des composés traces. Une tentative de couplage dynamique-photochimie-radiatif, mais avec des traceurs idéalisés rappelés vers des profils observationnels prescrits, a été étudiée dans [Lebonnois et al. \(2003\)](#) et pointe le rôle des variations de  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$  et HCN, avec des refroidissements pouvant aller jusqu'à



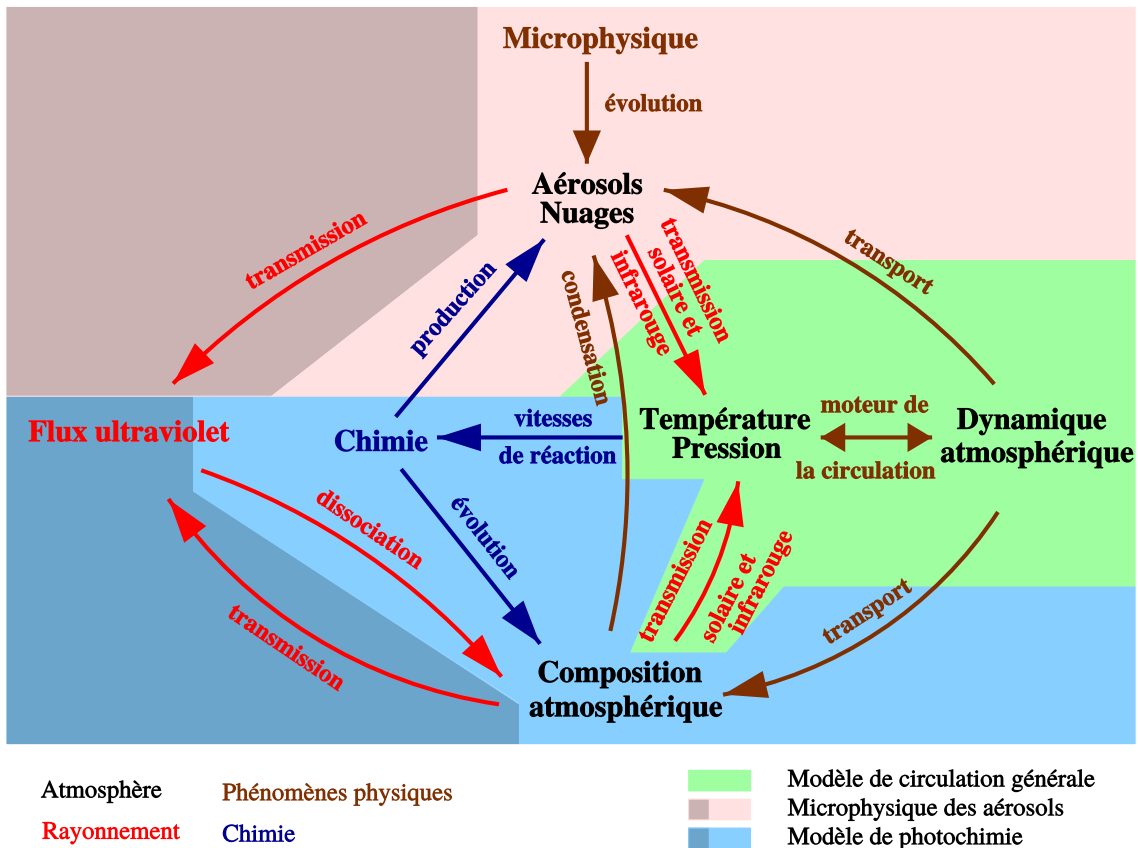


FIGURE II.3 – Les couplages idéaux que l’on devrait prendre en compte dans un système atmosphérique tel que celui de Titan. Extrait du manuscrit d’HDR de Sébastien Lebonnois (Lebonnois, 2013).

20K à l’altitude de la stratopause au pôle d’hiver. Ensuite, une comparaison du modèle 2-D couplé à la photochimie (sans rétroaction radiative) avec les données *Cassini/CIRS* a été effectuée dans Cresspin et al. (2008), montrant la bonne adéquation aux basses latitudes, mais des différences importantes aux hautes latitudes. Enfin, une revue des couplages dynamique-photochimie-microphysique a été réalisée par Lebonnois et al. (2009) et une vue d’ensemble des couplages à l’œuvre est illustrée figure II.3.

Les couplages photochimie-microphysique, que l’on n’a pas encore évoqués sont peut-être les plus compliqués à modéliser. Quelques efforts furent faits au début des années 2000 avec les modèles photochimiques (Lebonnois et al., 2002; Wilson et Atreya, 2003) pour obtenir le taux de production à fournir aux modèles microphysiques. Mais depuis, on a changé de paradigme avec *Cassini-Huygens*, grâce à qui l’on a désormais une vision plus globale de la formation des brumes, processus concernant toutes les altitudes et pas seulement la stratosphère où leur abondance est la plus marquée. Les avancées dans le domaine de la chimie ionique (Lavvas et al., 2008a,b; Vuitton et al., 2007, 2019) montrent également l’influence de celle-ci, notamment sur la formation de benzène (Vuitton et al., 2008) et d’ammoniac (Yelle et al., 2010), précurseurs des brumes. Il n’est cependant pas envisageable d’inclure pour le moment ces modèles de chimie ionique dans les GCM, compte tenu des temps de calcul requis. Quant à la chimie hétérogène, elle joue très certainement un rôle clef dans la croissance des brumes ainsi que la formation des nuages, mais

là encore son implémentation concrète dans les modèles est délicate. Un apport essentiel de la compréhension de ces couplages se fera sûrement par les expériences de laboratoire.

#### APRÈS L'ARRIVÉE DE *Cassini*, L'ESSOR DES DIFFÉRENTS MODÈLES

Après l'arrivée de *Cassini* et la descente de *Huygens*, le modèle de Cologne a permis de nombreuses études concernant la troposphère et la surface, fournissant un important travail d'interprétation des observations *Huygens*, que ce soit sur la couche limite (Tokano et al., 2006), les vents de surface au site d'atterrissage de *Huygens* (Tokano, 2007), la structure des dunes équatoriales et l'influence de la topographie (Tokano, 2008), ou encore l'impact des réservoirs d'hydrocarbures liquides sur le climat des hautes latitudes (Tokano, 2009b). Une revue de la dynamique troposphérique avec le modèle de Cologne a été publiée dans Tokano (2009a). Ce modèle intègre notamment un cycle du méthane assez complet, avec des distributions des réservoirs de surface, précipitations et prise en compte des effets de chaleur latente.

Plusieurs autres modèles ont également vu le jour dans les premières années de la mission *Cassini*.

Le modèle méso-échelle *Weather Research and Forecasting* (WRF) du *National Center for Atmospheric Research* (NCAR) fut étendu en un GCM complet pour les atmosphères planétaires, PlanetWRF (Richardson et al., 2007), puis adapté en une version dédiée spécialement à Titan : TitanWRF (Newman et al., 2011). Ce modèle a notamment permis d'illustrer l'entretien de la superrotation par des épisodes transitoires d'instabilités barotropes. Ses développements les plus récents se sont axés autour de la représentation du cycle du méthane (Newman et al., 2016).

En Russie, a été développé le GCM présenté dans Mingalev et al. (2006), certes non-hydrostatique mais dont les champs de vent étaient forcés par la structure thermique et n'étaient donc pas pronostiqués par le modèle. Évidemment on retrouve une structure et des valeurs pour le champ de vent similaires aux observations, mais avec peu d'apport pour ce qui est de la compréhension des mécanismes sous-jacents. À ce sujet, on portera plutôt notre intérêt par la suite sur les modèles qui simulent librement les champs de vent et de température sans rappel ni forçage *ad hoc*, et qui incluent des transferts radiatifs suffisamment élaborés pour permettre de distinguer les contributions des différentes sources d'opacités. Le tout est nécessaire afin de représenter les phénomènes de rétroactions et de couplages si cruciaux dans l'atmosphère titaniaque, comme illustré plus haut.

Quelques autres modèles ont été mis en place, basés notamment sur le modèle terrestre *Community Atmospheres Model* (CAM) développé au NCAR, tel que le PGCM (Liu et al., 2008; Li et al., 2012), modèle spectral qui utilise une méthode de rappel de la température et se limite à la basse stratosphère, ou encore la version Titan du modèle CAM (Friedson et al., 2009) qui ne parvient pas à obtenir une atmosphère en superrotation. Celui-ci a néanmoins été appliqué récemment à la modélisation des aérosols et de la couche détachée (Larson et al., 2014, 2015), en représentant la formation, la croissance et l'advection des brumes, mais en utilisant un forçage *ad hoc* des vents zonaux, vu que le modèle CAM a été diagnostiqué incapable de reproduire la superrotation en raison de problèmes de conservation du moment cinétique (Lebonnois et al., 2012b). La couche détachée, même si elle est advectée par des vents censément corrects, suit un cycle dont le délai vis-à-vis des observations est semblable à celui présent dans le modèle de



l'IPSL (voir plus loin).

Pour ce qui est des études des nuages, celles-ci furent concentrées sur le méthane troposphérique. L'une fut conduite par [Rannou et al. \(2006\)](#) avec la version 2-D du modèle l'IPSL couplée à un modèle de nuage, et dans le même temps avec un autre GCM également 2-D ([Mitchell et al., 2006](#)) incluant le cycle du méthane mais sans véritable modèle de nuage, les champs de condensation et de précipitations servant de "proxy" pour retrouver les propriétés optiques des nuages.

Enfin autour du cœur dynamique du GFDL, différents GCM ont été développés : à l'UCLA, la version 2-D axisymétrique évoquée pour l'étude des nuages ([Mitchell et al., 2006](#)), puis étendue en 3-D ([Mitchell et al., 2011](#)). Ce fut également le cas sous une version 3-D encore différente à Caltech ([Schneider et al., 2012](#)). Mais dans tous les cas, ces modèles utilisent des transferts radiatifs simplifiés avec un absorbant gris (voir chapitre suivant pour plus de détails) et se limitent à la troposphère. Ce n'est que récemment que sur les bases de celui de l'UCLA a été développé une version 3-D étendue jusqu'à la stratosphère, comportant notamment un nouveau transfert radiatif complet : il s'agit du modèle TAM (*Titan Atmospheric Model* - [Lora et al., 2015](#)), qui fait partie de ce que l'on qualifiera des modèles "actuels" dont on va discuter à présent.

## LES DIFFÉRENTS MODÈLES ACTUELS

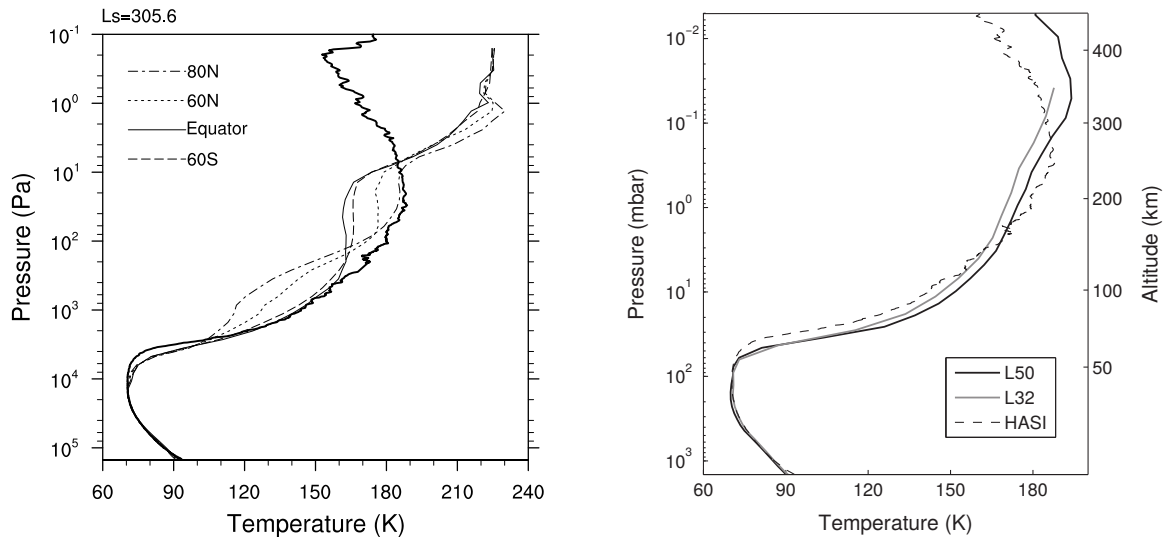
Aujourd'hui quatre modèles continuent principalement d'alimenter la communauté scientifique en études sur l'atmosphère de Titan. Le modèle TitanWRF ([Newman et al., 2016](#)), le modèle TAM ([Lora et al., 2015](#)), le modèle de Cologne ([Tokano, 2019](#)) et le modèle de l'IPSL dans sa version de référence ([Lebonnois et al., 2012a](#)), sur la base duquel se sont développés ces travaux de thèse et qui est décrit en détail dans la section [II.3](#).

Le modèle de Cologne se limite essentiellement à la troposphère et ne reproduit pas de super-rotation notable, il n'est donc pas vraiment en mesure de traiter les questions du comportement saisonnier de la circulation stratosphérique. Le modèle PlanetWRF et le modèle de l'IPSL dans sa version de référence ne parviennent pas à reproduire des profils de température en accord avec les observations dans la stratosphère au-delà de 300 km (voir figure [II.4a](#)), ce qui impacte sensiblement la circulation et le mélange stratosphériques. De récentes tentatives de comparaison des observations de *Cassini*/CIRS avec le GCM 3-D de l'IPSL aux hautes latitudes ont montré leurs limites, car elles se heurtent à ce problème de mauvaise représentation de la structure atmosphérique dans la partie supérieure du modèle ([Lebonnois et Vinatier, 2013](#)).

Le modèle TAM est le seul à obtenir une structure thermique satisfaisante dans la stratosphère, notamment une stratopause (comme illustré figure [II.4b](#)), et il est le seul à s'être affranchi du transfert radiatif de [McKay et al. \(1989\)](#) en utilisant un autre solveur radiatif et des données spectroscopiques récentes.

Dans tous les cas, aucun de ces modèles n'a de transfert radiatif permettant de prendre en compte les changements d'opacité induits par les variations saisonnières de composition et leurs conséquences sur la circulation.

Bien que de tous les modèles précédents, le modèle TAM reproduise la structure thermique la plus fidèle dans la stratosphère, il ne possède pas les couplages du modèle de l'IPSL - et une simple paramétrisation de la variation spatiale et saisonnière de l'opacité des brumes n'est pas



(a) Profils thermiques modélisés par la version de référence du GCM de l'IPSL (issu de [Lebonnois et al., 2012a](#)). On note la divergence vis-à-vis du profil mesuré à haute altitude par HASI ([Fulchignoni et al. \(2005\)](#) - trait noir épais).

(b) Profils thermiques modélisés par TAM (issu de [Lora et al., 2015](#)). La partie supérieure de la stratosphère y est plus fidèlement représentée, en regard du profil vu par HASI (trait pointillé), avec notamment la présence d'une stratopause.

FIGURE II.4 – Profils thermiques issus de simulations par le modèle de l'IPSL (à gauche) et le modèle TAM (à droite), comparés à celui *in situ* mesuré par HASI à bord de *Huygens*.

aussi efficace qu'un véritable couplage comme cela a pu être testé dans [Lora et al. \(2015\)](#). De plus, le modèle TAM se voue surtout à des études concernant la proche surface et la distribution des zones humides ([Lora et Ádámkovics, 2017](#)). Il intègre une représentation du cycle du méthane de plus en plus raffinée et un récent couplage avec un modèle de terrain-sous-surface-hydrologique permettant l'étude de la répartition des zones humides ([Juan Lora, à paraître](#)) ou des structures alluviales ([Faulk et al., 2017](#)).

Parmi les études récentes de modélisation sur les interactions atmosphère-surface, figurent également celles sur le lien entre orages d'équinoxes et orientations des dunes équatoriales ([Charnay et al., 2015](#)) avec un modèle méso-échelle, et sur la structure de la couche limite ([Charnay et Lebonnois, 2012](#)).

Enfin, des avancées récentes ont eu lieu en microphysique avec le développement d'un nouveau modèle en moments ([Burgalat et al., 2014](#); [Burgalat et Rannou, 2017](#)) de nouvelle génération par rapport à ceux évoqués plus haut, et ouvrant de nombreuses perspectives, mais celui-ci n'a pas encore été couplé à un GCM. Cela fera l'objet d'un des développements de cette thèse et sera abordé au chapitre IV.

## II.3 LE MODÈLE DE L'IPSL EN DÉTAIL

Dans cette section l'on présente le GCM de l'IPSL dans sa version de référence 3-D ([Lebonnois et al., 2012a](#)), et ses couplages avec la photochimie et la microphysique, tels qu'ils étaient au début de ces travaux de thèse. Plusieurs parties ont fait l'objet d'apports et de modifications (transfert radiatif, microphysique, interfaçage de la chimie...) et donneront lieu à des développements dans les chapitres suivants.

## II.3.1 CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES

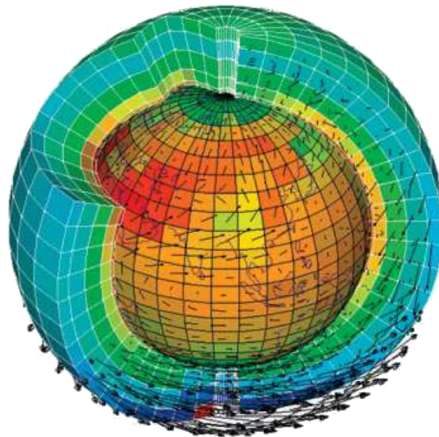


FIGURE II.5 – Représentation tridimensionnelle simplifiée d'un modèle de climat : maillage de LMDZ. L'échelle verticale par rapport à l'horizontale y est exagérée. Crédit : L. Fairhead & F. Hourdin.

Le modèle Titan de l'IPSL s'articule autour du cœur dynamique 3-D LMDZ (schématisé figure II.5), modèle aux équations primitives décrit dans sa version la plus récente dans Hourdin et al. (2013). À ce cœur dynamique s'ajoute, sur chaque colonne atmosphérique, les paramétrisations physiques 1-D spécifiques à Titan. Le modèle fonctionne également en 1-D avec uniquement l'appel aux paramétrisations. On parle alors du modèle 1-D ou radiato-convectif, qui est très utile lorsque l'on veut s'intéresser par exemple aux bilans radiatifs et à la structure thermique. Dans le cas d'une simulation 3-D, le modèle 1-D (ci-après nommé "la physique") n'est pas appelé à chaque pas de temps d'intégration dynamique. Sa fréquence d'appel est gérée par les constantes de temps plus longues des processus concernés. Dans le cas de Titan, la physique n'est ainsi calculée que tous les 80 appels à la dynamique, mais la tendance est divisée et intégrée progressivement à chaque pas dynamique (voir équation II.9 ci-dessous). Au sein de la physique, c'est même le rayonnement qui a tendance à avoir les constantes de temps les plus longues et lui-même n'est appelé que toutes les 5 itérations de la physique. La relative stabilité de l'atmosphère et les constantes de temps radiatives très longues dans l'atmosphère de Titan - plusieurs années titaniennes dans la troposphère, et quelques jours terrestres même dans la haute stratosphère (Achterberg et al., 2011; Bézard et al., 2018) - permettent d'appeler peu régulièrement la physique et le transfert radiatif. Pour une résolution standard de 32x48, on appelle 8000 fois la dynamique par jour-Titan, soit un pas de temps dynamique d'environ 3 minutes. La physique est donc appelée toutes toutes les 2h environ et le transfert radiatif toutes les 10h environ, soit 40 fois par jour-Titan. Cette fréquence est, entre autres, amplement suffisante pour représenter le cycle diurne.

Ensuite les tendances sont calculées pour chacun de ces pas de temps (dynamique, physique, rayonnement) et à chaque pas d'intégration dynamique on somme :

$$\Delta X = \Delta_{dyn} X + \frac{\delta t_{dyn}}{\delta t_{phys}} \Delta_{phys} X \quad (\text{II.9})$$

avec un schéma similaire au sein de la physique pour la tendance due au rayonnement.

Certains processus au sein de la physique peuvent également avoir leurs propres pas de temps, plus fins ou plus larges. C'est le cas de la photochimie que l'on abordera section II.3.2.

**DISCRÉTISATION HORIZONTALE** Le cœur dynamique LMDZ utilise un schéma de discrétisation en différences finies, sur un maillage "latitude-longitude", avec une grille d'Arakawa de type C (Arakawa et Lamb, 1977) (voir figure II.6) qui possède des propriétés bien adaptées pour les modèles aux équations primitives. Dans ce type de modèle par exemple, les ondes les plus rapides sont celles de gravité, et la grille de type C les reproduit correctement, car ces ondes représentent un couplage entre gradient de pression et vitesse, et ces variables sont calculées aux mêmes endroits de la grille. Ce type de grille a également l'avantage de décaler les variables et leurs dérivées, ce qui permet d'éviter d'obtenir une dérivée nulle pour les champs oscillants à fine échelle spatiale, artefact qui peut se produire lorsque ces grandeurs sont co-allouées.

La formulation de LMDZ est donc telle que le schéma conserve la masse totale des traceurs, l'énergie totale sur la verticale, ainsi que l'énstrophie potentielle pour les écoulements barotropes et le moment cinétique total pour la composante axisymétrique des écoulements.

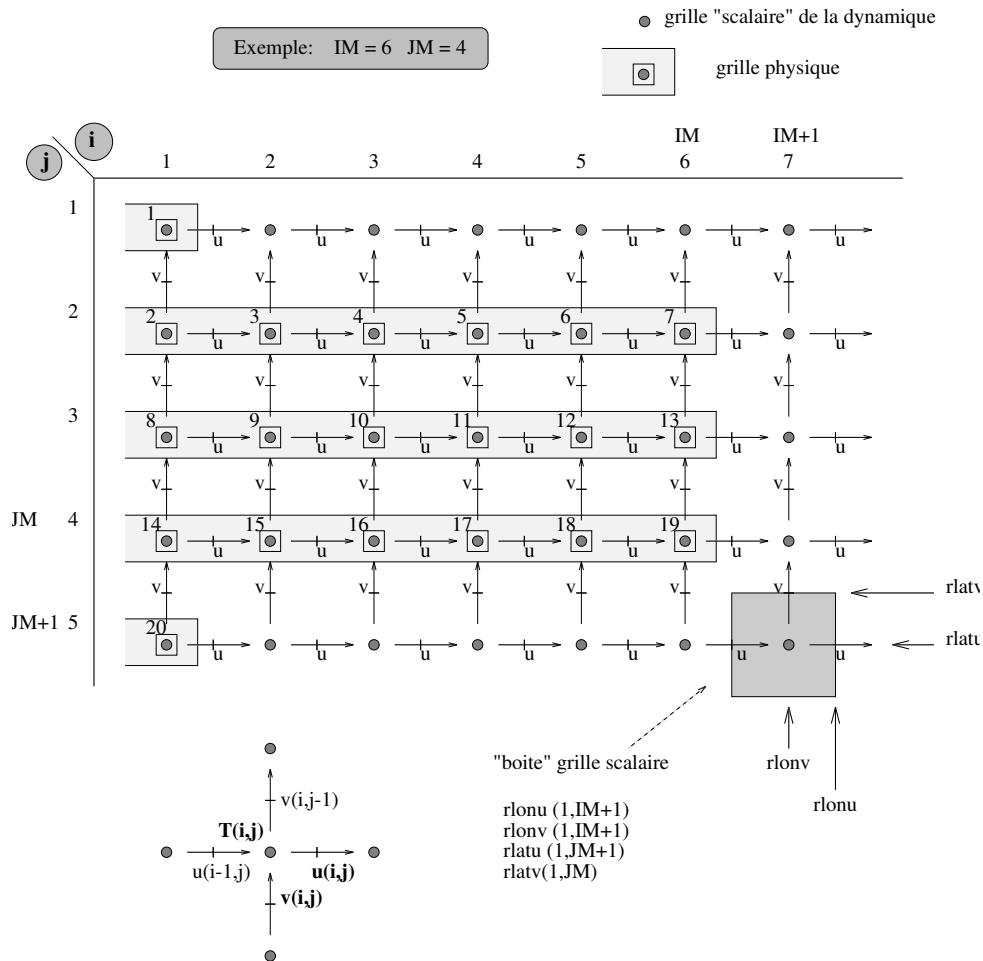


FIGURE II.6 – Grille d'Arakawa de type C telle qu'utilisée dans LMDZ, ici pour une résolution 6 × 4. Par rapport à la grille scalaire, dans la dynamique les vents sont sur une grille décalée, en latitude pour  $v$ , en longitude pour  $u$ .

**DISCRÉTISATION VERTICALE** Au niveau vertical, on utilise des coordonnées hybrides, qui correspondent à des niveaux en coordonnées  $\sigma = \frac{p}{p_s}$  près de la surface, et à des niveaux en coordonnées de pression à plus haute altitude. Ceci permet la prise en compte de l'influence du relief proche de la surface uniquement, sans la propager de manière non-physique jusqu'à haute altitude. La résolution verticale utilisée (voir tableau A.1 en annexe) est assez fine dans la couche limite proche de la surface, puis au-delà elle correspond à 3-4 niveaux par échelle de hauteur, au total 55 niveaux jusqu'à  $p = 0.1 \text{ Pa} \simeq 550 \text{ km}$ .

**INTÉGRATION TEMPORELLE** Pour l'intégration temporelle, on utilise un schéma explicite centré de type prédicteur-correcteur à pas de temps multiples, composé d'une méthode *leapfrog* (ou "saute-mouton") et d'une méthode Matsuno. La première est du second ordre en temps et peu coûteuse en temps de calcul, mais a l'inconvénient de diverger entre pas pairs et impairs, ce qui entraînerait une oscillation de la solution. On corrige donc celle-ci par une méthode Matsuno qui ne possède pas cet inconvénient, mais qui est plus coûteuse en matière d'exécution et est seulement d'ordre 1 en temps. On effectue cette correction avec le pas Matsuno uniquement tous les 5 pas *leapfrog*, ce qui permet d'empêcher l'oscillation de la solution.

Ainsi, pour intégrer l'équation sur la variable  $X$  gouvernée par l'opérateur  $F$ , telle que :

$$\partial_t X = F(X, t) \quad (\text{II.10})$$

On calcule la tendance donnée par la méthode *leapfrog* pour un pas de temps  $\delta t$  standard :

$$X^{t+\delta t} = X^{t-\delta t} + 2\delta t F(X^t) \quad (\text{II.11})$$

Mais pour éviter l'oscillation de la solution, on remplace l'intégration *leapfrog* par une intégration Matsuno tous les 5 pas. Celle-ci est constituée d'une première prédiction :

$$\hat{X}^{t+\delta t} = X^t + 2\delta t F(X^t) \quad (\text{II.12})$$

qui sert à faire une première estimation intégrée ensuite dans une étape de "correction" :

$$X^{t+\delta t} = X^t + 2\delta t F(\hat{X}^{t+\delta t}) \quad (\text{II.13})$$

Le choix du pas de temps d'intégration temporelle (qualifié par la suite de pas de temps dynamique) est contraint par le critère CFL (Courant-Friedrichs-Lewy - Courant et al., 1928) qui impose, pour assurer la stabilité du modèle, que le rapport de la plus petite distance  $\delta x$  dans le maillage au pas de temps dynamique soit inférieur à la vitesse des ondes les plus rapides représentables (ici les ondes de gravité). Ceci entraîne donc un accroissement supplémentaire du coût en temps de calcul lorsque l'on augmente la résolution spatiale : en plus d'augmenter le nombre d'opérations à réaliser proportionnellement au nombre de points de grille, il faut les réaliser plus régulièrement. En pratique, le pas de temps est ajusté pour avoir la valeur plus grande possible assurant néanmoins la stabilité.

De par la nature "latitude-longitude" de la grille, les régions polaires deviennent un problème vis-à-vis du critère de stabilité CFL en raison du rétrécissement des intervalles spatiaux avec

le resserrement des méridiens. On applique donc un *filtre polaire*, une transformée de Fourier longitudinale qui consiste à regrouper les mailles dans la dynamique au-delà de  $\pm 60^\circ$ , afin de limiter la résolution spatiale effective à celle à cette latitude limite. Ceci permet d'éviter d'utiliser un pas de temps trop élevé, mais la contrepartie est une perte de résolution effective et donc de précision dans ces régions.

**DISSIPATION** Dans tout écoulement, les mouvements turbulents transportent l'énergie depuis les grandes échelles vers les plus fines en l'injectant progressivement à des échelles de plus en plus petites, où elle finit théoriquement par se dissiper à très fine échelle via des processus de viscosité moléculaire. C'est le phénomène de cascade turbulente de Richardson, théorisé par Kolmogorov (Richardson, 1922; Kolmogorov, 1941). Mais, en raison de la discrétisation spatiale de la grille, il y a accumulation à l'échelle sous-maille de cette énergie, qui n'atteint donc pas l'échelle caractéristique moléculaire où se tient la dissipation. Ce phénomène va engendrer des instabilités numériques, et il faut donc insérer de manière artificielle un procédé qui fait office de viscosité pour dissiper ce surplus d'énergie.

Dans le cas de LMDZ, on introduit un opérateur de dissipation qui est un laplacien itéré, agissant sur la température potentielle, la divergence de l'écoulement  $\nabla \cdot \mathbf{v}$  et la vorticité  $\nabla \wedge \mathbf{v}$  de celui-ci :

$$\partial_t X = \frac{-1^q}{\tau_{diss}} (\delta x)^{2q} \Delta^q X \quad (\text{II.14})$$

où  $\tau_{diss}$  correspond au temps caractéristique de dissipation : plus celui-ci est court, plus la dissipation est forte.

Le nombre d'itérations  $q$  va intervenir sur l'intensité relative de dissipation entre les différentes échelles spatiales. Plus l'opérateur est itéré, plus l'action de la dissipation sera renforcée aux petites longueurs d'onde spatiales. La configuration standard de LMDZ utilise  $q = 2$  pour la température et la vorticité, et  $q = 1$  pour la divergence.

Enfin, le terme en  $\delta x$  provient du fait que cet opérateur agit en puissance de l'échelle spatiale. En raison des variations spatiales de la taille des mailles (plus petites à haute latitude) ou en cas d'anisotropie de la grille (mailles étirées en latitude ou en longitude), afin de ne pas avoir un biais de sur-dissipation à l'équateur par rapport aux hautes latitudes ou de sur-dissipation des structures zonales par rapport aux structures méridiennes, les dérivées spatiales sont remplacées par des différences, sauf pour les dérivées qui concernent les propriétés de conservation requises par le modèle.

Du fait qu'elle intervient sur le transport d'énergie, son réglage est très important dans le cas de Titan pour la superrotation et l'intensité du jet polaire par exemple.

**TURBULENCE, CONVECTION ET COUCHE LIMITE** Pour la couche limite, on utilise une paramétrisation de type "Mellor-Yamada" (Mellor et Yamada, 1982) qui consiste en une fermeture turbulente d'ordre 2.5. Celle-ci se base sur une décomposition de Reynolds entre l'écoulement moyen et ses perturbations, en utilisant une équation prognostique de l'énergie cinétique turbulente pour "fermer" le modèle. Cette paramétrisation est basée sur celle du modèle terrestre, avec un coefficient de traînée pour la surface estimé à partir du coefficient de rugosité de celle-ci

dérivé des données *Huygens* par Tokano et al. (2006).

$$\partial_t X = \frac{1}{\rho} \partial_z (K \rho \partial_z X) \quad (\text{II.15})$$

où  $K$  est le coefficient de mélange turbulent [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ], calculé avec le schéma de Mellor-Yamada.

La diffusion turbulente est complétée par un ajustement convectif qui élimine les profils instables au vu de la température potentielle. Lorsqu'un profil de température présente un gradient vertical supérieur au gradient adiabatique sec ( $\Gamma = -g/c_p \simeq -1.3 \text{ K} \cdot \text{km}^{-1}$  dans le cas de Titan), il est remplacé au pas de temps suivant par un profil adiabatique, tout en conservant l'énergie totale de la colonne en redistribuant moment cinétique et chaleur dans la portion de colonne atmosphérique présentant l'instabilité (Hourdin et al., 1993).

Il est à noter que dans le cas du modèle 1-D radiato-convectif, ces paramétrisations sont utilisées, bien qu'elles décrivent des mouvements dynamiques, mais caractéristiques de l'écoulement sous-maille et non de la dynamique grande échelle.

**SURFACE** Pour la surface et la sous-surface, on utilise - comme dans les autres GCM planétaires du LMD - un modèle à 11 couches, issu du modèle martien (Forget et al., 1999). Dans sa version de référence, le GCM de l'IPSL utilise une inertie thermique de surface fixée à  $I = 2000 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-0.5} \cdot \text{K}^{-1}$ , un albedo fixé à 0.15 et une émissivité à 0.95.

La valeur de l'inertie de surface correspond plutôt à une surface composée de basaltes et est surestimée si l'on compare à d'autres modèles comme celui de Cologne qui utilise une valeur plus faible ( $I = 330 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-0.5} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Cette différence ne devraient affecter que la phase et l'amplitude du cycle saisonnier proche de la surface et non pas la stratosphère qui est l'objet de notre étude.

**COUCHE ÉPONGE** Les ondes se propageant verticalement dans le modèle peuvent heurter le plafond supérieur, qui est une limite arbitraire et non-physique, ce qui peut entraîner des réflexions successives, potentiellement source d'instabilités. Pour pallier à cela, dans les toutes dernières couches en haut du modèle, on force la relaxation des vents zonaux et méridiens vers leur moyenne zonale, sur une durée caractéristique de quelques dizaines d'heures, ce qui tend à atténuer les ondes. La contrepartie est une perte de fiabilité dans cette région que l'on nomme *couche éponge* et qui, dans le cas de Titan, s'étend sur les 4 derniers niveaux.

### II.3.2 PHOTOCHEMIE

Le schéma photochimique utilisé dans le modèle est celui issu des travaux de Toubanc et al. (1995) et poursuivi par Sébastien Lebonnois (Lebonnois et al., 2001; Lebonnois, 2005), adapté au modèle 2-D (Crespin et al., 2008) puis au 3-D (Lebonnois et Vinatier, 2013). Il prend en compte 44 espèces (voir tableau A.2 en annexe), hydrocarbures et nitriles, liées par un ensemble de 343 réactions (chimiques et de photodissociation).

**SCHÉMA NUMÉRIQUE** L'équation de continuité régissant l'évolution de chaque espèce  $i$  est donnée par :



$$\partial_t y_i = -\frac{1}{n} \text{div}(\Phi_i) + \frac{P_i}{n} - L_i y_i \quad (\text{II.16})$$

où  $y_i = n_i/n$  est la fraction molaire (ou rapport de mélange) de l'espèce  $i$ ,  $n_i$  sa densité particulaire [ $\text{cm}^{-3}$ ],  $n$  la densité particulaire totale de l'air [ $\text{cm}^{-3}$ ],  $P_i$  le taux de production photochimique [ $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ] de l'espèce  $i$ ,  $L_i$  son taux de destruction photochimique [ $\text{s}^{-1}$ ] et  $\Phi_i$  le flux de l'espèce [ $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ]. Dans le cas 1-D (le seul utilisé ici), ce flux correspond au transport par diffusion verticale, tel que :

$$\Phi_i = -(K + D_i) \left[ \frac{dn_i}{dr} + \frac{n_i}{T} \frac{dT}{dr} \right] - n_i \left[ \frac{K}{H} + \frac{D_i}{H_i} \right] \quad (\text{II.17})$$

où  $K$  est le coefficient de diffusion turbulente [ $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ] de l'atmosphère,  $D_i$  le coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce  $i$  dans l'azote moléculaire [ $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ],  $H$  et  $H_i$  les hauteurs d'échelle [cm] pour la pression totale et la pression partielle de l'espèce  $i$  et  $\text{div}(\Phi_i) = -\frac{1}{r^2} \partial_r (r^2 \Phi_i)$ , le gradient vertical du flux en coordonnées sphériques<sup>6</sup>.

Dans le cas des simulations 3-D, le transport par la diffusion turbulente n'est pas pris en compte pour la partie de la colonne intégrée à la physique (voir paragraphe ci-après sur le traitement de la haute atmosphère et figure II.7) où le transport est effectué par l'advection des traceurs dans la dynamique.

Ce système d'équations différentielles est ensuite linéarisé par une méthode de Crank-Nicholson, puis est résolu avec une méthode  $LU$  d'inversion matricielle utilisant un pas d'intégration adaptatif.

Les termes de productions  $P_i$  [ $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ] et pertes  $n_i L_i$  [ $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ] pour une espèce  $i$  sont obtenus en considérant les  $R_{prod}$  réactions chimiques produisant l'espèce, et les  $R_{pertes}$  réactions chimiques et  $R_{disso}$  photodissociations la détruisant :

$$P_i = \sum_{R_{prod}} k n_a n_b \quad (\text{II.18})$$

où  $n_a$  et  $n_b$  sont les densités particulières [ $\text{cm}^{-3}$ ] des réactifs produisant  $i$ ,  $k$  la constante de réaction [ $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ], et

$$n_i L_i = n_i \left( \sum_{R_{prod}} k n_c + \sum_{R_{disso}} J_j \right) \quad (\text{II.19})$$

où  $n_c$  est la densité particulaire [ $\text{cm}^{-3}$ ] du second réactif intervenant dans la destruction de  $i$  et  $J_j$  le coefficient de photodissociation [ $\text{s}^{-1}$ ] de  $i$ , intégré en longueur d'onde, tel que à l'altitude  $z$  et la latitude  $\phi$  :

$$J_j(z, \phi) = \sum_{\lambda} q_j(\lambda) \sigma_i(\lambda) f(\lambda, z, \phi) F_{\odot}(\lambda, \phi) \quad (\text{II.20})$$

6. Le fait que l'on utilise ici un gradient en coordonnées sphériques alors que dans le reste du modèle les questions d'évasement de la colonne atmosphérique sont négligés est une source minime d'erreur, n'intervenant que dans les gradients de densité pour les échanges inter-couches.



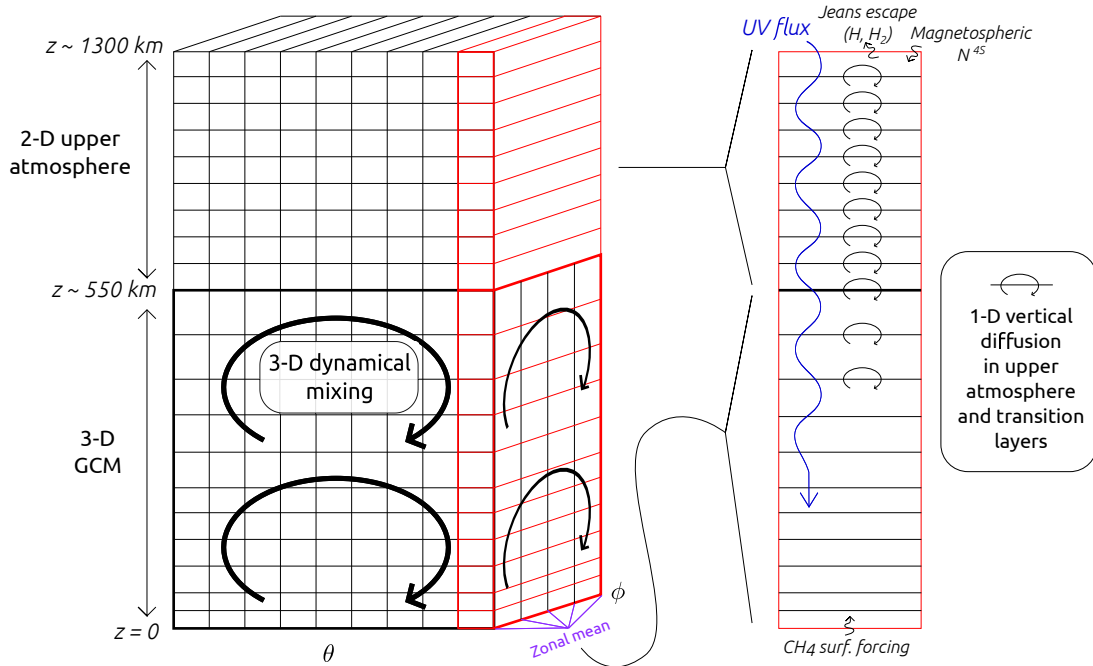


FIGURE II.7 – Illustration de l’appel à la photochimie en moyenne zonale, pour une latitude donnée et de l’interfaçage de la haute atmosphère. Dans la partie GCM, le mélange est assuré en 3-D à chaque appel à dynamique. Pour la haute atmosphère - pour laquelle on ne gère que des grandeurs zonales - le mélange est assuré par diffusion verticale 1-D, à chaque appel à la chimie, ainsi que dans les couches supérieures du GCM pour assurer la transition. Les conditions aux limites sont le forçage de l’humidité du méthane au sol et les flux d’échappement de H et H<sub>2</sub>, ainsi que d’apport d’azote atomique (provenant de la dissociation magnétosphérique), au sommet du modèle à 1300 km.

où, à une longueur d’onde  $\lambda$  donnée,  $f(\lambda, z, \phi)F_{\odot}(\lambda, \phi)$  est le flux actinique à l’altitude  $z$  et la latitude  $\phi$  en moyenne diurne (*i.e.* le rayonnement reçu en photons·cm<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup>, calculé en amont à partir du flux solaire incident  $F_{\odot}(\lambda)$  comme décrit un peu plus loin),  $\sigma_i(\lambda)$  la section efficace d’absorption [cm<sup>-2</sup>] et  $q_j(\lambda)$  le rapport de branchement de la réaction  $j$ .

TRAITEMENT DE LA HAUTE ATMOSPHÈRE Étant donné qu’une grande partie de la photodissociation du méthane et de l’azote et des chaînes de production chimiques ont lieu dans la thermosphère (située environ de 600 à 1300 km d’altitude), il n’est pas possible de se limiter à une paramétrisation de la photochimie uniquement sur les niveaux verticaux du GCM en-deçà de 550 km. Ainsi, le modèle de [Lebonnois et al. \(2001\)](#) s’étend de la surface à 1300 km d’altitude. Pour pouvoir prendre en compte la thermosphère, dans la version 2-D du GCM ([Crespin et al., 2008](#)), des flux pour les différentes espèces étaient calculés en amont à partir du modèle de photochimie 2-D étendu jusqu’à 1300 km - pour différentes latitudes et saisons - et étaient imposés comme conditions limites au niveau de la couche supérieure du GCM.

Mais, il a récemment été développé ([Lebonnois et Vinatier, 2013](#)) un interfaçage pour le 3-D qui permet, à chaque appel, de résoudre entièrement la photochimie sur chaque colonne jusqu’à 1300 km, en incluant le transport par la diffusion verticale. À chaque appel de la photochimie, celle-ci est donc résolue sur la colonne étendue, ce qui permet un traitement plus correct que l’utilisation de flux en conditions limites à 550 km. Le mélange dans la partie supérieure est

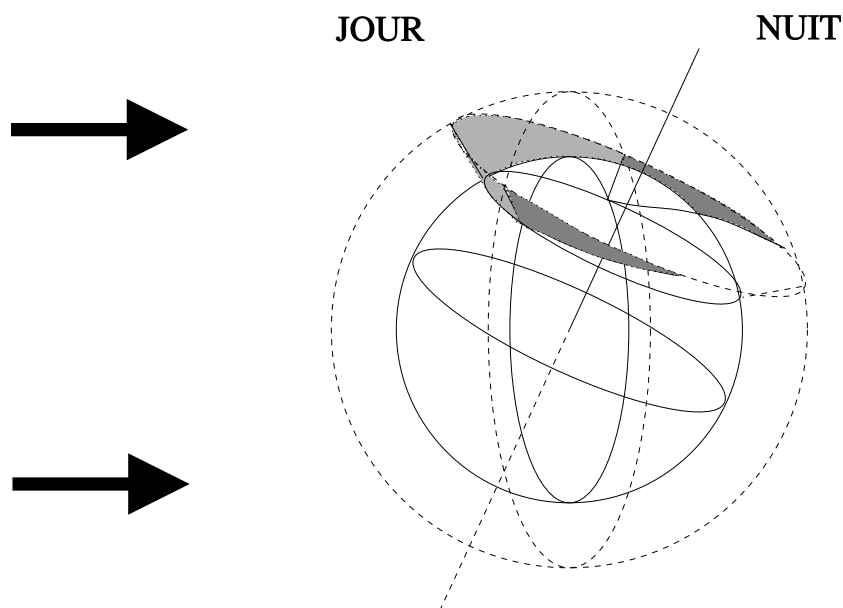


FIGURE II.8 – Illustration du problème d'éclairement au-delà du terminateur. Dans le code Monte-Carlo pour la photodissociation, la partie en gris sombre est prise en compte, tandis que dans le transfert radiatif plan-parallèle celle-ci se limite à la partie gris clair. Tiré de [Lebonnois \(2000\)](#).

assuré par la diffusion verticale 1-D, et également dans les couches supérieures du modèle, afin d'assurer la transition avec le mélange assuré par la dynamique. La partie inférieure de la grille pour la photochimie correspond à la discrétisation verticale du GCM. La structure de la haute atmosphère, quant à elle, est construite en utilisant des conditions de température, pression et densité issues de [Vervack et al. \(2004\)](#) - qui ont effectué un travail de caractérisation de la structure verticale de la thermosphère dérivé des données du spectromètre UV de *Voyager 1* - et en prolongeant l'intégration de l'équilibre hydrostatique au-dessus de la dernière couche du GCM. La discrétisation verticale utilisée pour la haute atmosphère y est telle que les couches ont une épaisseur de 10 km. Cet interfaçage est schématisé figure [II.7](#).

**TRAITEMENT DU FLUX ULTRAVIOLET** L'action du rayonnement ultraviolet solaire qui photodissocie les composés est pris en compte par le biais d'un algorithme de Monte-Carlo 3-D qui calcule en amont du GCM des flux actiniques moyens, pour une altitude et un angle de phase donné, qui sont ensuite récupérés par une lookup-table à chaque appel à la photochimie.

Cette méthode implique que les sections efficaces des différentes espèces photodissociées soient donc fixées en amont, mais laisse la flexibilité pour les rapports de branchements (ce qui aura son utilité au chapitre [IV](#)).

Dans une atmosphère épaisse, les photons en incidence rasante au niveau des pôles peuvent être absorbés au-delà de la limite jour-nuit (voir figure [II.8](#)). Ce phénomène est pris en compte dans la méthode Monte-Carlo pour calculer les flux actiniques. En effet, avec une extension de la thermosphère jusqu'à 1300 km, l'approximation plan-parallèle classiquement utilisée (voir chapitre suivant), où l'on peut négliger la géométrie sphérique, n'est plus du tout réaliste ([Lebonnois et Toubanc, 1999](#)).

CONDENSATION Si le rapport de mélange d'un composé est supérieur à son rapport de mélange saturant ( $\frac{p_{sat}}{p}$ , avec  $p_{sat}$  sa pression de vapeur saturante et  $p$  la pression totale), alors le rapport de mélange est ramené à la valeur saturante et l'excédent est éliminé du modèle (ou pourrait être communiqué à un modèle de nuage le cas échéant). Les profils de vapeur saturante sont calculés avec les profils de température et pression obtenus en moyenne planétaire, sensiblement équivalents au profil équatorial, afin d'éviter des dérives du modèle en raison des incertitudes sur les profils de température simulés dans les régions polaires (Hourdin et al., 2004). Ce point fera l'objet d'une remise en cause dans le chapitre IV.

La "perte" progressive de matériel organique par la condensation est compensée par le fait que l'humidité de surface du méthane est forcée à 5.65 % (valeur observée par Huygens - Niemann et al., 2010) assumant ainsi un réservoir infini de méthane. Bien entendu, cette hypothèse a ses limites et ne permet pas la prise en compte de la distribution sporadique des sources à la surface, ni de simuler un véritable cycle du méthane.

MOYENNE ZONALE ET FRÉQUENCE D'APPELS En raison de ses coûts de calcul, la photochimie est réalisée sur des champs en moyenne zonale (voir figure II.7), et la tendance obtenue est ensuite appliquée sur le champ 3-D, chaque maille recevant la tendance zonale corrigée d'un facteur de proportionnalité tenant compte de son écart à la moyenne zonale. Effectuer le calcul en moyenne zonale se justifie également par le fait que l'on ne dispose pas vraiment d'observations indiquant de significatives structures longitudinales dans les abondances. Ceci implique de ne pas pouvoir simuler de variations diurnes, donc dans la version de référence, on n'appelle la chimie qu'une seule fois par jour (ce point aussi sera discuté au chapitre IV).

### II.3.3 MICROPHYSIQUE

Dans sa version de référence (Lebonnois et al., 2012a), le GCM 3-D inclut le modèle microphysique des brumes (Cabane et al., 1992; Rannou et al., 1995) comme dans les versions 2-D (Rannou et al., 2004; Crespin et al., 2008) avec une altitude de production fixée à environ 400 km.

Ce modèle se compose des deux populations, monomères et agrégats fractals, chacune étant représentée par 5 sections (appelées "bins") en taille. Cette distribution va des plus petites tailles formées - nanométriques - et croît avec des écarts successifs de rayon d'un facteur  $16^{1/3}$  - donc un facteur 16 en volume - afin de représenter la distribution granulométrique de la population. Chacune de ces populations de différentes tailles, est ensuite advectée de manière indépendante. Les transferts de population (coagulation) se font au sein du module microphysique. Dans les cas d'études des nuages, il faut ajouter des traceurs pour les différentes tailles de goutte.

Ce modèle est assez lourd dans la mesure où il nécessite un nombre important de sections pour avoir une représentativité correcte de la distribution en taille des particules. Ceci implique donc un nombre important de traceurs à advecter, et de plus les équations de la microphysique nécessitent un temps de calcul assez conséquent sous cette formulation. De ce fait, dans les simulations 3-D réalisées jusqu'ici, comme dans le cas de la chimie, le calcul de la microphysique est réalisé en moyenne zonale et les tendances sont ré-appliquées sur le champ 3-D. En pratique, dans la suite de la thèse, on ne réalisera pas de simulations avec ce modèle microphysique tant pour des questions de limitations techniques que physiques (voir plus loin, section II.3.5).

Le couplage radiatif des brumes a été développé par [Rannou et al. \(1997\)](#) sur une base semi-empirique, car on ne peut pas utiliser un code de diffusion de Mie standard en raison de la nature fractale des aérosols. Les propriétés optiques, quant à elles, sont dérivées de celles des analogues de laboratoire de [Khare et al. \(1984\)](#). La quantité de brumes dans une maille permet ensuite de dériver directement l'opacité de celles-ci, à l'exception de la troposphère où un *cut-off* est appliqué ([Rannou et al., 2004](#)). Celui-ci, consiste à limiter une augmentation non-fondée de l'opacité des brumes dans la troposphère, en régime couplé. En effet, les brumes servent normalement de noyaux de condensation aux nuages de méthane et d'éthane et sont également lessivées par les précipitations, processus non représentés ici, la quantité de brumes est donc surestimée par le modèle dans la troposphère. En pratique, la correction est appliquée uniquement sur les opacités, car le modèle microphysique et la dynamique nécessitent de garder une population inchangée pour des questions de stabilité. Ce *cut-off* est essentiel pour reproduire l'albédo de brillance observé et garder un profil thermique convenable dans la troposphère.

#### II.3.4 LIMITATIONS TECHNIQUES

Dans sa version de référence, le modèle de l'IPSL présente plusieurs limitations techniques, essentiellement dues à l'épaisseur de l'atmosphère de Titan par rapport au rayon du corps.

- *Approximation de couche mince* : Comme évoqué plus haut, l'une des principales sources d'incertitudes dès que l'on s'intéresse à la stratosphère - et encore plus à mesure que l'on veut monter en altitude - est l'approximation de couche mince. Au niveau du plafond du modèle, on fait déjà une erreur d'environ un facteur 2 sur la valeur du champ de pesanteur, ce qui peut commencer à poser des problèmes sur l'aspect de la circulation. Les possibilités d'extension verticale du modèle sont donc vraiment conditionnées par le relâchement de l'hypothèse de couche mince. Un travail préliminaire a été effectué dans le cadre de la thèse de Marine Tort ([Tort, 2015](#)) pour un relâchement des hypothèses traditionnelles et de couche mince dans les équations de LMDZ. Ceci a montré sur des simulations idéalisées des changements notables pour la structure de vent dans la stratosphère. De plus, la variation de  $g$  avec l'altitude est prise en compte dans la chimie, qui nécessite de travailler en altitude afin d'avoir l'information correcte sur l'épaisseur d'atmosphère traversée par les photons du flux ultraviolet descendant. À chaque appel il y a donc projection de la grille verticale de la chimie avec  $g$  variable sur celle du GCM - calculée de manière traditionnelle - ce qui peut être source d'incohérences.
- *Transfert radiatif plan-parallèle et éclaircissement aux pôles* : En raison de l'épaisseur de l'atmosphère vis-à-vis de son rayon et donc du rapport de hauteur des colonnes atmosphériques vis-à-vis de la largeur des mailles, certains problèmes peuvent apparaître. La prise en compte du transfert radiatif dans un cadre plan-parallèle vient donc à être mise en défaut, que ce soit pour des questions géométriques d'évasement<sup>7</sup> ou parce que, dans ce cadre, la colonne atmosphérique est considérée comme suffisamment large pour ne pas prendre en compte les effets potentiels de transfert de rayonnement "en biais" entre colonnes adjacentes. Mais dans le cas de Titan, cela devient le cas au niveau des pôles où,

---

7. Il faudrait traiter le problème en géométrie sphérique, ce qui ne serait pas en accord avec la grille verticale utilisée.

à partir d'une certaine altitude, il peut y avoir une absorption de rayonnement non négligeable bien au-delà du terminateur. Bien que pris en compte dans la chimie (voir figure II.8, plus haut) qui s'étend jusqu'à la thermosphère, cela reste un problème important pour le bilan radiatif de la stratosphère à haute altitude. On peut par exemple montrer que, au cœur de l'hiver, il n'y a plus de nuit polaire au-dessus d'environ 250 km (Pascal Rannou, communication personnelle).

- *Écart à l'Équilibre Thermodynamique Local (effets hors-ETL)* : À partir d'environ 600 km, dans la mésosphère de Titan, commencent à apparaître des effets dus aux basses pressions et températures qui impliquent que le couplage matière-rayonnement n'est plus suffisant pour maintenir l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL). On va observer une déviation par rapport à celui-ci, les équilibres entre populations à différents niveaux d'énergie par les processus radiatifs et collisionnels n'étant plus maintenus. Il faut donc recalculer les fonctions sources<sup>8</sup> de façon *ad hoc* pour chaque molécule concernée (HCN et C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> dès 600 km, et plus haut CH<sub>4</sub>) afin d'établir le transfert de rayonnement de manière correcte (Yelle, 1991).

La question de la variation du champ de gravité sera abordée brièvement dans la suite du manuscrit. Ce ne sera pas le cas pour les autres limitations techniques évoquées ci-dessus. Le second point est d'une grande difficulté technique : même parmi les modèles terrestres, on utilise quasi-exclusivement des méthodes plan-parallèle à part dans des algorithmes dédiés, avec des méthodes Monte-Carlo par exemple. Le troisième point sort du cadre de ce manuscrit et n'y est pas du tout abordé.

De plus, le transfert radiatif en l'état est peu flexible et ne permet pas la prise en compte, de manière simple, des variations d'opacités pour les gaz.

### II.3.5 LIMITATIONS DES SIMULATIONS EXISTANTES

Des expériences de simulations 3-D à long terme, sur plusieurs années titaniennes, avec le couplage entre microphysique et transfert radiatif ont montré une dérive du profil de vent zonal avec un affaiblissement de la superrotation et une perte du moment cinétique dans la troposphère, comme illustré sur la figure II.9.

De plus, les profils de température obtenus divergent significativement des profils observationnels dans la stratosphère, avec une température obtenue supérieure à 220 K, au lieu de 180 K à l'altitude attendue pour la stratopause, et avec l'absence d'une inversion de température (voir figure II.4a, plus haut). Au contraire, on observe la formation d'une couche verticale très stable qui annihile totalement le mélange stratosphérique des composés. La comparaison avec les données *Cassini*/CIRS montre une bonne adéquation à l'équateur sur les profils d'abondances, mais un écart significatif aux hautes latitudes, que ce soit en 2-D (Crespin et al., 2008) ou en 3-D (Lebonnois et Vinatier, 2013). Le délai relevé par les observations, entre renversement de la circulation à l'équinoxe et enrichissement des profils au pôle printanier ou appauvrissement au pôle automnal (Vinatier et al., 2015; Coustenis et al., 2016, 2018) - délai que l'on retrouve aussi dans le cycle de la couche détachée (West et al., 2018) - n'est pas présent dans les simulations (voir figure II.10). La couche détachée y est d'ailleurs aussi trop basse (non montré ici), ce qui

8. Voir le début du chapitre suivant pour le calcul des fonctions sources à l'ETL.

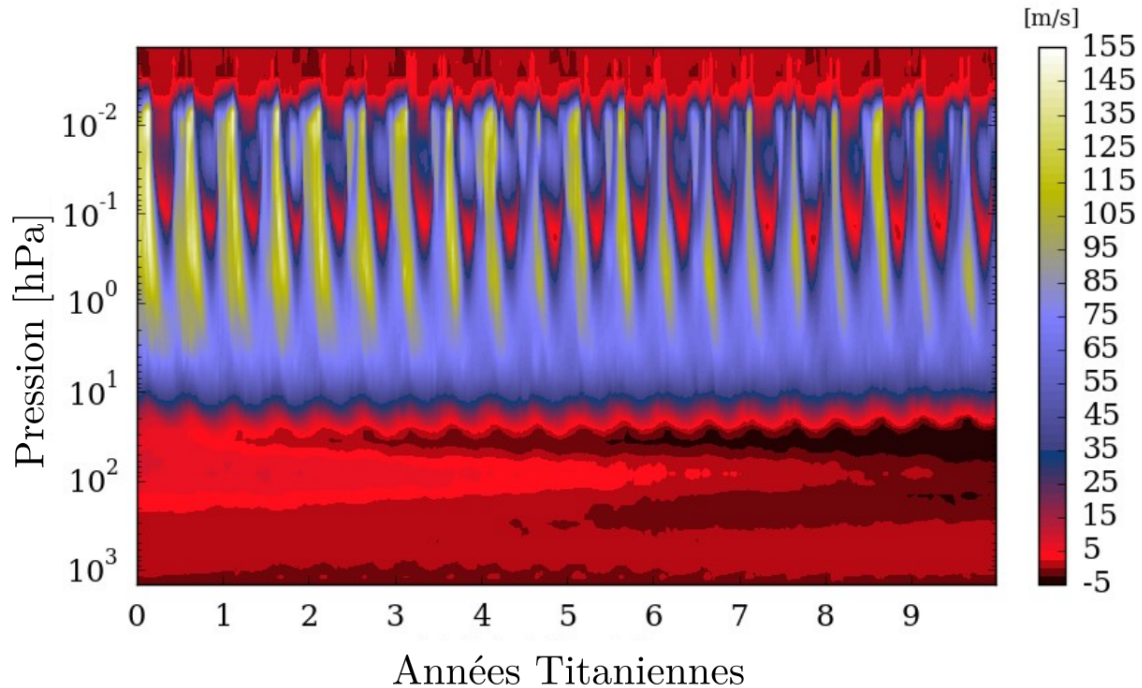


FIGURE II.9 – Profil de vent zonal (à l'équateur, en moyenne zonale) sur une expérience de simulation à long terme (10 années titaniennes) avec la version 3-D couplée radiativement à la microphysique (non publiée, issue du travail de maîtrise de M. Vogtmann - [Vogtmann, 2015](#)). On observe la dérive du profil de vent zonal et la perte progressive de l'intensité de la superrotation, particulièrement dans la troposphère où, au bout de quelques années titaniennes une grande partie du moment cinétique troposphérique est perdu.

est sûrement lié à l'altitude de production qui ne peut pas être située au-dessus du plafond du modèle.

## II.4 ENJEUX & PROBLÉMATIQUES

Si l'on veut pouvoir étudier les variations saisonnières dans la stratosphère et les confronter aux données *Cassini*/CIRS, il faut que les profils de température soient convenables pour voir se développer correctement la circulation et le mélange stratosphérique. Dans un second temps, pourront être étudiés la répartition des composés et leur influence radiative dans le cadre d'un modèle totalement couplé, le tout motivé par des études de modélisation telles que [Lebonnois et al. \(2003\)](#), des observations telles que [Vinatier et al. \(2015\)](#) sur le rôle des composés traces, ou encore [Coustenis et al. \(2016\)](#) sur la phase des variations saisonnières de distribution des composés en région polaire.

La piste d'étude que l'on va privilégier pour aborder la suite du manuscrit est tout d'abord celle du transfert radiatif. En effet, comme [Lora et al. \(2015\)](#) est le seul modèle à obtenir une structure thermique satisfaisante dans la stratosphère et que son transfert radiatif a été mis en place et retravaillé plus récemment que celui des autres modèles, l'idée est donc de s'intéresser au schéma de transfert radiatif en diagnostiquant l'influence des différentes sources d'opacités présentes, et d'identifier celles à l'origine du problème. De plus, le module de transfert radiatif de [McKay et al. \(1989\)](#) dans le modèle est assez ancien, basé sur les observations *Voyager* et les



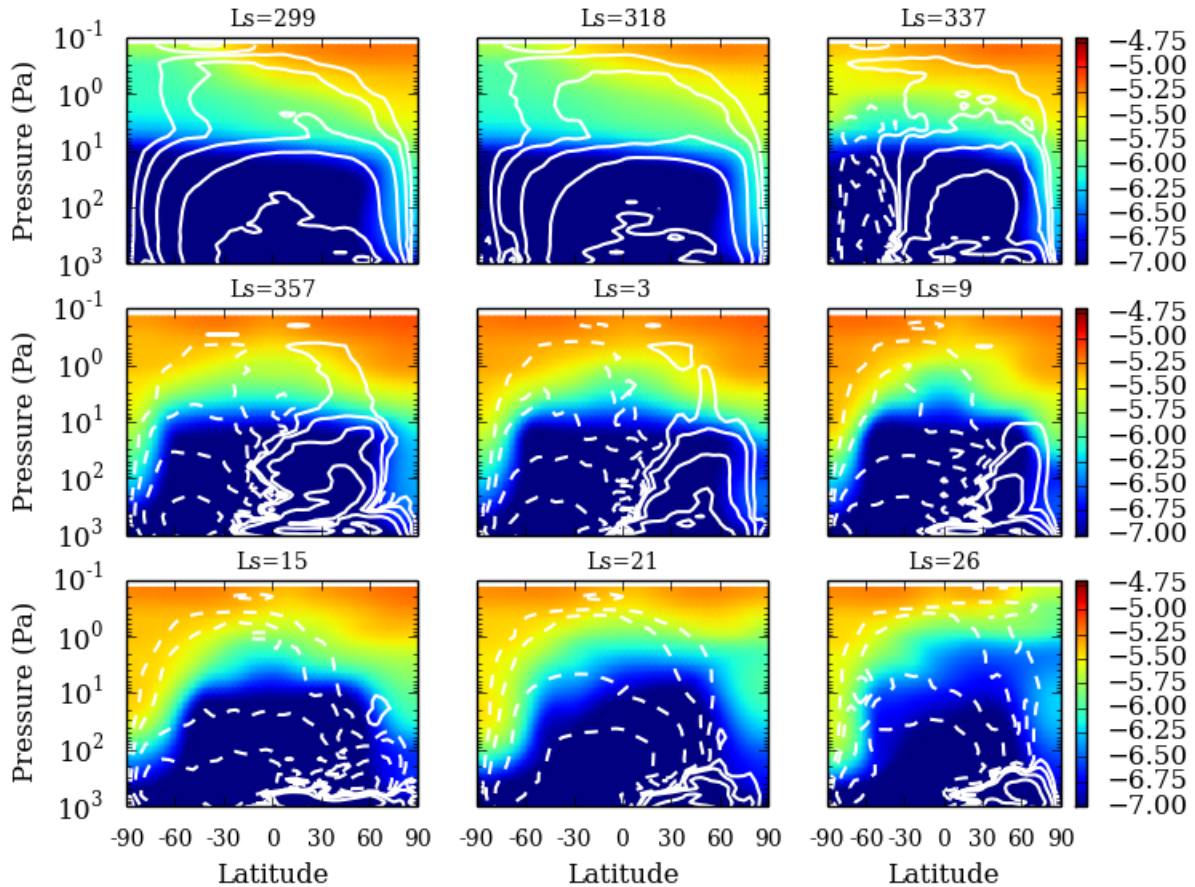


FIGURE II.10 – Évolution saisonnière de la distribution des composés (ici HCN, l'échelle de couleur correspondant au logarithme du rapport de mélange) dans les simulations 3-D pré-existantes avec le modèle de l'IPSL. On observe un comportement symétrique autour de l'équinoxe : le délai par rapport au renversement de la circulation relevé dans les observations (figure I.13, chapitre précédent) n'est pas du tout présent ici. En trait blanc est superposé la fonction de courant : trait plein, sens de circulation méridienne horaire - pointillé, sens de circulation méridienne anti-horaire. Tiré de [Lebonnois et Vinatier \(2013\)](#).

données spectroscopiques de l'époque, et il y a eu de nombreuses avancées depuis, que ce soit dans le domaine spectroscopique et évidemment dans la compréhension de Titan.

L'absence d'inversion de température stratosphérique est supposé être d'origine radiative dans le modèle, étant donné l'ampleur de la divergence et aussi le rôle connu du transfert de rayonnement sur le profil thermique. Un tel écart de 40 K, présent à toutes les saisons et latitudes, ne semble pas venir d'une origine dynamique et semble plutôt pointer une faille dans le transfert radiatif, commune à plusieurs modèles - basés sur [McKay et al. \(1989\)](#), qui plus est.

Ainsi, au vu des questions soulevées par les observations et des limitations des modèles (aucun ne permettant dans son état de vraiment aborder les questionnements posés par les observations dans la stratosphère), et en raison de l'importance des couplages dynamique-microphysique-photochimie-radiatif dévoilée dans l'historique des modèles, l'on va s'intéresser à ces problèmes avec le GCM de l'IPSL. C'est en effet un outil idéal et approprié, avec le potentiel pour représenter tous ces couplages. Mais d'abord, cela nécessite quelques aménagements techniques, le premier concernant le transfert radiatif. C'est ce que nous allons étudier dans le chapitre III, qui est



entièrement dédié à cette question.

Dans un second temps, au chapitre [IV](#), on s'intéressera aux couplages avec les modèles photochimique et microphysique - ce dernier souffrant également de sérieuses limitations, comme on l'a évoqué ci-dessus. Concernant le module photochimique, on tâchera de le rendre plus flexible (notamment concernant le traitement de la haute atmosphère) et à implémenter une méthode permettant de prendre en compte la rétroaction radiative des variations des composés traces. Pour les aspects microphysiques, on mettra en place le couplage du GCM avec un nouveau modèle de microphysique titanienne [Burgalat et Rannou \(2017\)](#) récemment développé dans l'optique d'être intégré aux modèles de climat.

Cet ensemble nous permettra d'obtenir de nouvelles simulations de référence, dans le cadre d'un modèle entièrement couplé dynamique-microphysique-photochimie-radiatif, et étudier les conséquences en matière de structure thermique et dynamique atmosphérique (au chapitre [V](#)) et de distributions des composés (au chapitre [VI](#)).



## Du transfert radiatif

L'absorption différentielle par l'atmosphère de l'énergie du rayonnement solaire et la redistribution de cette énergie sont les causes premières des mouvements atmosphériques. L'équilibre entre l'absorption directe, l'émission et la ré-absorption du rayonnement thermique émis par le corps et son atmosphère, joue également un rôle fondamental dans le contrôle de la structure thermique. Établir de manière la plus précise possible le transfert de rayonnement au sein du gaz, des aérosols et des nuages est donc un point clef pour l'observation ou la modélisation des atmosphères planétaires. Après avoir défini des notions préalables sur l'interaction matière-rayonnement et les méthodes de résolution du transfert radiatif dans les modèles de climat, on dressera dans ce chapitre un constat sur l'état du transfert radiatif existant dans le modèle de l'IPSL. De sérieuses limitations sont relevées et amènent à mettre en place un transfert radiatif plus adapté à Titan. En dernier lieu, nous décrivons le développement et l'implémentation d'une méthode permettant de prendre en compte les variations d'opacités de plusieurs gaz, afin de pouvoir étudier notre problématique.

### SOMMAIRE

---

III.1	Notions préalables . . . . .	<b>74</b>
III.1.1	Équation du transfert de rayonnement . . . . .	75
III.1.2	Interaction matière-rayonnement : les sources d'absorption . . . . .	77
III.1.3	Les solveurs radiatifs . . . . .	86
III.1.4	Méthode de $k$ -distribution & approximation des $k$ -corrélés . . . . .	89
III.1.5	Le formalisme des Puissances Nettes Échangées (PNE) . . . . .	99
III.2	Constat sur le modèle pré-existant . . . . .	<b>100</b>
III.2.1	Sensibilité aux aérosols . . . . .	101
III.2.2	Comparaison de l'opacité des gaz et des aérosols . . . . .	104
III.3	Un nouveau modèle radiatif pour Titan . . . . .	<b>108</b>
III.3.1	Paramétrisation du gaz . . . . .	109
III.3.2	Paramétrisation des brumes . . . . .	114
III.3.3	Validation . . . . .	116
III.3.4	Bilan . . . . .	117

---

### III.1 NOTIONS PRÉALABLES

Le climat d'une planète - on ne peut en être plus conscient à l'heure actuelle sur Terre - est significativement contrôlé par l'interaction du gaz et des particules qui composent son atmosphère avec le rayonnement, que ce soit son rayonnement thermique propre ou celui provenant du Soleil.

Une molécule à  $N$  atomes possède  $3N$  degrés de liberté correspondant à ses mouvements internes de translation, rotation et vibration, qui sont quantifiés et régis par la mécanique quantique. L'interaction avec le rayonnement va se manifester par l'absorption ou l'émission d'un photon qui va induire des transitions discrètes correspondant à des changements de modes de mouvement interne de la molécule, pouvant également être accompagnés de changements de structure électronique, si l'énergie du photon est suffisante. Dans le cadre de l'étude des atmosphères planétaires, les transitions concernées sont situées dans les intervalles spectraux dominants du rayonnement solaire et de l'émission thermique. De fait, si l'absorption dans le visible et l'ultraviolet du rayonnement solaire correspond aux domaines des transitions électroniques, la signature des transitions vibrationnelles émerge, quant à elle, dans le proche infrarouge et enfin les raies rotationnelles apparaissent dans l'infrarouge lointain. Les énergies des transitions vibrationnelles étant plus faibles que celles des transitions électroniques - et plus encore dans le cas des rotationnelles - ces modes de plus basses énergies peuvent également être mis en jeu dans une transition impliquant un photon dans le visible ou l'UV. Ainsi, les transitions moléculaires mises en jeu dans l'absorption du rayonnement solaire ne sont pas des transitions électroniques pures mais des ro-vibroniques, et de la même façon, on observe dans le proche infrarouge des raies ro-vibrationnelles. Il y a donc une kyrielle de transitions moléculaires pouvant interagir avec le rayonnement dans les atmosphères planétaires, et ce même pour les molécules les plus simples que l'on y trouve ( $N_2$ ,  $H_2$ ,  $CH_4$ ,  $CO_2$ , etc.). Un des grands défis que doivent relever les algorithmes de transfert radiatif est de gérer la multitude de sources d'absorption et d'émission, afin de quantifier leur impact sur les échanges énergétiques dans des temps de calcul raisonnables. C'est notamment un des points que nous allons aborder spécifiquement dans ce chapitre.

De nombreuses notions de bases du transfert radiatif introduites ici peuvent être retrouvées de manière bien plus complète dans l'ouvrage de référence [Goody et Yung \(1989\)](#), ou dans le chapitre dédié du plus récent ouvrage [Wallace et Hobbs \(2006\)](#).

**NOTE INTRODUCTIVE** Comme l'étude du transfert de rayonnement repose en grande partie sur la spectroscopie moléculaire, l'utilisation du système d'unités CGS est privilégiée pour l'aborder. Par la suite, pour alléger les notations, la dépendance locale au point  $s$  (position sur le chemin optique) des grandeurs est considérée comme implicite, et la dépendance spectrale au nombre d'onde  $\tilde{\nu}$  est notée en indice. On fera également la différence entre grandeurs monochromatiques à  $\tilde{\nu}$  donnée (*e.g.*  $\mathcal{T}_{\tilde{\nu}}$ ), et celles moyennées sur une bande spectrale centrée en  $\tilde{\nu}$  (*e.g.*  $\overline{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}$ ). On distinguera par conséquent les notions d'intervalle spectral (grandeur élémentaire associée à une grandeur monochromatique) et de bande spectrale (non élémentaire).

### III.1.1 ÉQUATION DU TRANSFERT DE RAYONNEMENT

Afin de traiter de l'interaction matière-rayonnement, la grandeur fondamentale que l'on est amené à manipuler est l'*intensité spécifique monochromatique de rayonnement* (ou radiance)  $I_{\tilde{\nu}}$ . Celle-ci s'exprime en  $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ , et représente la quantité d'énergie - à un nombre d'onde  $\tilde{\nu}$  donné - traversant une surface élémentaire, par unité de temps et de nombre d'onde et selon un angle solide élémentaire. C'est une grandeur qui est conservée pour un faisceau lumineux dans le vide.

**ABSORPTION** L'atmosphère étant un milieu absorbant, la fraction élémentaire de rayonnement absorbée le long d'un chemin optique élémentaire  $ds$  [cm] est :

$$dI_{\tilde{\nu}} = -\rho\kappa_{\tilde{\nu}}I_{\tilde{\nu}}ds \quad (\text{III.1})$$

où  $\rho$  est la masse volumique de la couche atmosphérique considérée [ $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ] et  $\kappa_{\tilde{\nu}}$  le coefficient d'absorption massique monochromatique [ $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ ]. La section III.1.2 sera entièrement consacrée à la caractérisation de cette absorption.

Pour une description complète, il faut également prendre en compte le fait que de l'intensité peut être prélevée au faisceau, non seulement par absorption mais aussi par diffusion, celle-ci entraînant des changements de direction de propagation des photons. Le traitement de l'équation du transfert de rayonnement avec diffusion sera abordé un peu plus loin.

**ÉMISSION** Une couche atmosphérique contribue également à l'apport de photons dans le faisceau incident qui la traverse. Dans un cas où l'on ne considère que des mécanismes d'émission, on a :

$$dI_{\tilde{\nu}} = \rho j_{\tilde{\nu}} ds \quad (\text{III.2})$$

où  $j_{\tilde{\nu}}$  est le coefficient massique d'émission [ $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$ ].

De manière plus générale, on peut introduire la *fonction source* du rayonnement  $S_{\tilde{\nu}}$  (homogène à une intensité spécifique) qui, par définition, quantifie la proportion de photons du faisceau qui sont localement remplacés, par émission mais aussi par diffusion - cette dernière permettant en effet à des photons provenant de directions différentes d'intégrer le faisceau. Si, comme ci-dessus, on néglige la diffusion, il n'y a que l'émission à considérer, et on a  $S_{\tilde{\nu}} \equiv \frac{j_{\tilde{\nu}}}{\kappa_{\tilde{\nu}}}$ . Dans ce cas, chaque parcelle atmosphérique émet un rayonnement qui, à l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL), est assimilable à une émission de corps noir, dépendant uniquement de sa température  $T$  et de son opacité. En effet, d'après les lois de Kirchoff, qui indiquent une égalité entre flux d'absorption et d'émission spontanée à l'ETL, la fonction source devient  $S_{\tilde{\nu}} = B_{\tilde{\nu}}$ , où  $B_{\tilde{\nu}}$  est l'intensité spécifique monochromatique du rayonnement de corps noir ou *fonction de Planck* :

$$B_{\tilde{\nu}}(T) = \frac{2h\tilde{\nu}^3c^2}{\exp\left(\frac{hc\tilde{\nu}}{k_B T}\right) - 1} \quad (\text{III.3})$$

Ainsi, à l'ETL et en négligeant la diffusion, on obtient la contribution de l'émission à la variation de  $I_{\tilde{\nu}}$  :

$$dI_{\bar{\nu}} = \rho \kappa_{\bar{\nu}} B_{\bar{\nu}}(T) ds \quad (\text{III.4})$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $k_B$  la constante de Boltzmann.

**ÉPAISSEUR ET PROFONDEUR OPTIQUE** Pour quantifier l'atténuation que subit le faisceau lumineux dans le milieu, on peut définir l'*épaisseur optique élémentaire*  $d\tau_{\bar{\nu}}$  et la *profondeur optique*  $\tau_{\bar{\nu}}$ , intégrée de la couche considérée jusqu'en haut de l'atmosphère. Plus haut, on a pris en compte uniquement l'absorption, mais de manière plus générale il faut considérer le coefficient d'extinction  $\alpha_{\bar{\nu}} = \kappa_{\bar{\nu}} + \sigma_{\bar{\nu}}$ , où  $\sigma_{\bar{\nu}}$  est le coefficient massique de diffusion [ $\text{m}^2 \cdot \text{g}^{-3}$ ].

$$d\tau_{\bar{\nu}} = \rho \alpha_{\bar{\nu}} ds \quad (\text{III.5a})$$

$$\tau_{\bar{\nu}}(s) = \int_s^{\infty} \rho(s') \alpha_{\bar{\nu}}(s') ds' \quad (\text{III.5b})$$

Si, du point de vue de l'observateur, la profondeur optique (qui vaut  $\tau_{\bar{\nu}} = 0$  en haut de l'atmosphère) est une grandeur essentielle, on peut également définir l'*épaisseur optique* séparant deux niveaux atmosphériques situés en  $s_1$  et  $s_2$  comme :

$$\Delta\tau_{\bar{\nu}} = \int_{s_1}^{s_2} \rho(s) \alpha_{\bar{\nu}}(s) ds \quad (\text{III.6})$$

C'est une grandeur fondamentale pour quantifier les échanges de rayonnement et donc d'énergie entre niveaux. Dans un cas d'extinction pure du faisceau, les équations précédentes impliquent  $dI_{\bar{\nu}} = -I_{\bar{\nu}} d\tau_{\bar{\nu}}$ , soit l'absorption d'une fraction  $1/e$  du rayonnement en  $\tau_{\bar{\nu}} = 1$ . Des niveaux séparés par une forte épaisseur optique ne vont donc pas échanger de rayonnement, on parle alors de saturation de l'intervalle spectral<sup>1</sup>. Dans un intervalle spectral optiquement épais, les échanges ont lieu sur de courtes distances, car les photons émis par une couche sont absorbés par les couches voisines, tandis que dans des régions optiquement minces on a des échanges sur de plus longues distances.

**MISE EN ÉQUATION** On peut maintenant établir l'équation fondamentale du transfert de rayonnement à l'ETL. Celle-ci, dans un cas simplifié où l'on considère uniquement du gaz et où sont négligés les effets de diffusion, donne :

$$\frac{dI_{\bar{\nu}}}{d\tau_{\bar{\nu}}} = B_{\bar{\nu}}(T) - I_{\bar{\nu}} \quad (\text{III.7})$$

Cependant, si l'on considère de manière plus globale la présence de plusieurs espèces gazeuses  $g$  absorbantes et diffusantes (diffusion Rayleigh), mais également des particules  $p$  absorbantes en suspension (nuages, aérosols), pour lesquelles il faut aussi traiter la diffusion - par la théorie

1. Cette notion de saturation va être très importante pour la suite et on peut l'illustrer par la visibilité d'une source lumineuse que l'on éloigne progressivement dans un brouillard où la visibilité est à 5 m. La position de la source dans les premiers mètres va jouer sur la façon dont on perçoit le faisceau lumineux, mais au-delà, que celle-ci soit à 10 m ou 15 m, cela ne change rien, on ne la perçoit plus dans tous les cas.

de Mie pour des particules sphériques, de manière *ad hoc* pour des agrégats fractals - il faut reconsidérer l'équation III.7 sous sa forme plus générale :

$$dI_{\tilde{\nu}} = \left[ \sum_{\{gas\}} \rho^g \left( \kappa_{\tilde{\nu}}^g B_{\tilde{\nu}} - \alpha_{\tilde{\nu}}^g I_{\tilde{\nu}} + \sigma_{\tilde{\nu}}^g S_{\tilde{\nu}}^{g,R} \right) + \sum_{\{part.\}} \rho^p \left( \kappa_{\tilde{\nu}}^p B_{\tilde{\nu}} - \alpha_{\tilde{\nu}}^p I_{\tilde{\nu}} + \sigma_{\tilde{\nu}}^p S_{\tilde{\nu}}^{p,D} \right) \right] ds \quad (\text{III.8})$$

où  $S_{\tilde{\nu}}^{g,R}$  et  $S_{\tilde{\nu}}^{p,D}$  sont respectivement les fonctions sources pour la diffusion Rayleigh des espèces gazeuses et pour la diffusion sur les particules en suspension.

C'est une équation de cette forme que l'on cherche en pratique à résoudre numériquement. Tout d'abord nous allons nous intéresser aux sources d'absorption, ce qui permettra de quantifier  $\tau_{\tilde{\nu}}$  pour le gaz. Les méthodes de résolution de l'équation seront abordées dans un second temps.

### III.1.2 INTERACTION MATIÈRE-RAYONNEMENT : LES SOURCES D'ABSORPTION

Afin de résoudre l'équation du transfert de rayonnement que l'on vient d'établir, il nous faut connaître avec précision la position et l'intensité des raies d'absorption du gaz atmosphérique. Cette connaissance s'acquiert par des calculs théoriques et des mesures spectroscopiques, dont les résultats sont regroupés dans des bases de données (HITRAN, HITEMP, GEISA, ExoMol, etc.), véritables catalogues de raies. Dans le cadre de ce travail, on utilise la base de données HITRAN<sup>2</sup> (*High-resolution TRANsmission molecular absorption database*) - dans sa version HITRAN2012 (Rothman et al., 2013) - qui est particulièrement bien adaptée pour l'étude des atmosphères planétaires et qui recense plusieurs millions de transitions atomiques pour une cinquantaine de molécules.

#### LA POSITION ET L'INTENSITÉ DES RAIES

Les bases de données comme HITRAN fournissent, pour une transition atomique entre deux niveaux  $i$  et  $j$ , la position de la raie spectrale associée (*i.e.* son nombre d'onde dans le vide  $\tilde{\nu}_0$  [ $\text{cm}^{-1}$ ]) et son intensité à la température de référence  $T_0 = 296$  K,  $S_{ij}(T_0)$ , qui peut être vue comme l'énergie de la transition pour une molécule par unité de volume, et s'exprime en  $\text{cm}^{-1}/(\text{molecule} \cdot \text{cm}^{-2})$  de la manière suivante :

$$S_{ij}(T) = \frac{A_{ij}}{8\pi c \tilde{\nu}_0^2 Z(T)} g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{hc\tilde{\nu}_0}{k_B T}\right)\right] \quad (\text{III.9})$$

où  $A_{ij}$  est le coefficient d'Einstein de la transition  $ij$  et  $E_i$  l'état d'énergie du niveau supérieur. Par la suite, on considérera comme implicite la notation  $ij$  caractérisant la transition.

Dans l'expression précédente, on peut identifier une dépendance de l'intensité de la raie au nombre de molécules dans l'état d'énergie supérieure  $E_i$ , ce qui traduit que plus le niveau supérieur est peuplé, plus l'intensité de la raie est marquée. À l'ETL, la population des niveaux atomiques suit en effet une statistique de Maxwell-Boltzmann, qui permet d'exprimer le nombre total de molécules  $N_i$  dans l'état d'énergie  $E_i$  en fonction du nombre total  $N$  de molécules du système :

2. Accessible sur <http://hitran.org/>.



$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{Z(T)} \quad (\text{III.10})$$

où  $g_i$  est le degré de dégénérescence du niveau d'énergie supérieur et  $Z$  la fonction de partition du système, donnée par :

$$Z(T) = \sum_i g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \quad (\text{III.11})$$

Des équations précédentes, on peut déduire l'intensité de la raie à la température  $T$ , à partir de celle à la température de référence des mesures<sup>3</sup> :

$$S(T) = S(T_0) \frac{Z(T_0)}{Z(T)} \frac{1 - \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T_0}\right)} \exp\left[-\frac{E_i}{k_B} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \quad (\text{III.12})$$

Nous sommes donc presque en mesure de pouvoir exprimer l'absorption et l'épaisseur optique d'une couche atmosphérique, qui dérivent directement de l'intensité des raies d'absorption du gaz la composant, et du nombre de molécules de gaz dans la couche. Seulement, les raies spectrales atmosphériques ne sont pas des fonctions de Dirac qui concentrent toute leur intensité ponctuellement à leur position nominale, cette intensité est en pratique répartie sur le spectre. C'est le phénomène d'*élargissement spectral* que nous allons à présent chercher à caractériser en identifiant les profils de raies.

#### L'ÉLARGISSEMENT SPECTRAL DES RAIES

L'élargissement spectral des raies est un processus dont la prise en compte précise est fondamentale pour la modélisation des atmosphères planétaires, car c'est un élément clef du contrôle du profil thermique.

Par exemple, une même épaisseur d'atmosphère va atteindre une profondeur optique plus importante au centre d'une raie (*cœur de raie*) que dans les régions plus éloignées du centre (*ailes de raies*), en raison du profil que prennent les raies (voir figure III.1). L'élargissement spectral des raies permet, entre autres, à des couches atmosphériques profondes d'échanger de l'énergie sur de longues distances dans un régime optiquement mince, où elles peuvent par exemple rayonner vers l'espace. C'est un mécanisme qui est très utilisé en télé-détection, où le cœur et les ailes d'une même raie d'émission thermique vont permettre de sonder des niveaux plus ou moins profonds de l'atmosphère (on "voit" globalement le niveau où  $\tau_{\nu} \sim 1$ ). Si on prend l'exemple d'atmosphères globalement opaques comme Titan ou Vénus, dont on ne voit pas la surface dans le domaine visible, certaines fenêtres spectrales vont néanmoins permettre de voir la surface, ou - autrement dit - vont permettre à la surface de rayonner vers l'espace. Du point de vue du modélisateur,

3. En pratique, les données fournies par HITRAN deviennent de moins en moins applicables à mesure que l'on s'éloigne de la température de référence. Pour les exoplanètes de type Jupiter-chaud, où la température peut atteindre plusieurs milliers de Kelvin, on fera appel à des bases de données telles qu'HITEMP, avec des listes de raies beaucoup plus fournies, car les hautes températures peuplent des niveaux supplémentaires et font émerger de nouvelles transitions, négligeables aux basses températures. Le calcul de la fonction interne de partition devient de même plus incertain à haute température. Pour les basses températures, le calcul de fonction interne de partition et de l'intensité est par contre robuste, mais c'est plutôt la dépendance en température de l'élargissement collisionnel (voir paragraphe suivant) qui devient incertain, car s'écartant des gammes de mesures expérimentales.

	Naturel	Doppler	Collisionnel
180 K - 1 Pa	$6.0 \cdot 10^{-12}$	$5.0 \cdot 10^{-7}$	$6.5 \cdot 10^{-7}$
140 K - $10^3$ Pa		$4.3 \cdot 10^{-7}$	$7.8 \cdot 10^{-4}$

TABLE III.1 – Demi-largeurs à mi-hauteur [ $\text{cm}^{-1}$ ] des profils d'élargissements spectraux naturel, Doppler et collisionnel pour la raie  $\nu_4$  du  $\text{CH}_4$  à  $1305 \text{ cm}^{-1}$  dans des conditions types de la stratosphère de Titan, d'après les données HITRAN, et obtenues à partir des équations III.14, III.16 et III.18. Pour l'élargissement collisionnel, seul l'élargissement par  $\text{N}_2$  est pris en compte, en effet avec 1.5 % de  $\text{CH}_4$  stratosphérique l'auto-élargissement est négligeable. À haute altitude les élargissements Doppler et collisionnel sont de même ampleur, et pour les niveaux plus profonds c'est l'élargissement collisionnel qui domine nettement.

connaître dans quelle mesure les ailes des raies voisines opacifient ces fenêtres est fondamental pour apprécier dans sa juste mesure l'équilibre thermique en place. Dans le cas de Titan, ce point sera discuté plus en détail dans la suite de ce manuscrit.

L'élargissement spectral est pris en compte par la multiplication de l'intensité  $S_{ij}$  par un profil spectral  $f(\tilde{\nu})$  - qui s'exprime ici en  $[\text{cm}]$ , car on travaille en nombre d'onde - tel que  $f(\tilde{\nu})d\tilde{\nu}$  représente la probabilité qu'un photon soit absorbé ou émis dans l'intervalle spectral  $d\tilde{\nu}$  centré en  $\tilde{\nu}$ . Les processus mis en jeu ne changent pas l'intensité des transitions, l'énergie totale émise par une raie est conservée et distribuée sur le spectre, l'élargissement spectral s'accompagne donc d'une diminution de la valeur maximale centrale d'absorption, et les profils que l'on va voir ci-après respectent  $\int_{-\infty}^{+\infty} f(\tilde{\nu})d\tilde{\nu} = 1$ .

À proximité du centre des raies, on trouve trois mécanismes principaux à l'origine de l'élargissement spectral : l'*élargissement naturel*, l'*élargissement Doppler* et l'*élargissement collisionnel*.

**L'ÉLARGISSEMENT NATUREL** En vertu du principe d'incertitude d'Heisenberg, la durée de vie finie  $\tau_i$  d'un état excité d'énergie  $E_i$  implique une largeur de ce niveau  $\Delta E_i$ , telles que  $\Delta E_i \tau_i \gtrsim \frac{\hbar}{2}$ . Pour une transition donnée, cela se traduit par une incertitude  $\Delta E_{ij}$  sur l'énergie de celle-ci et se transcrit dans le domaine spectral par une distribution des fréquences possibles, mécanisme que l'on nomme *élargissement naturel*. Celui-ci est d'autant plus marqué que le niveau supérieur a une courte durée de vie, et est directement lié aux coefficients d'Einstein des transitions permettant de désexciter le niveau supérieur :  $\tau_i = \sum_{j < i} \frac{1}{A_{ij}}$ .

Cependant l'élargissement naturel est très faible, notamment comparé à l'élargissement collisionnel que l'on va décrire ci-après (voir également tableau III.1 pour une comparaison des différents élargissements pour une même raie). L'élargissement naturel constitue plutôt une limite inférieure de largeur des raies, et n'est souvent pas pris en compte dans les atmosphères planétaires, bien que facilement décrit par un profil de raie lorentzien :

$$f_L(\tilde{\nu}) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_L}{\gamma_L^2 + (\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2} \quad (\text{III.13})$$

avec la demi-largeur à mi-hauteur  $\gamma_L$  [ $\text{cm}^{-1}$ ], dépendante - comme vu ci-dessus - du temps de vie du niveau supérieur :

$$\gamma_L = \frac{1}{4\pi c \tau_i} \quad (\text{III.14})$$

L'ÉLARGISSEMENT DOPPLER THERMIQUE Une autre source d'élargissement émerge de la distribution des vitesses suivie par les molécules du gaz en mouvement lors des processus d'émission et d'absorption. La fréquence des photons émis ou absorbés subit un décalage dû à l'effet Doppler. La distribution des vitesses est centrée sur la vitesse thermique moyenne des atomes - dépendante de la température - ceux possédant une vitesse différente de cette vitesse moyenne absorbent donc à une fréquence légèrement différente. Ce phénomène se traduit donc par *l'élargissement Doppler thermique*. La distribution des vitesses étant maxwellienne, le profil de raie induit est gaussien et reflète une augmentation de l'élargissement avec la température :

$$f_D(\tilde{\nu}, T) = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\gamma_D} \exp \left[ -\ln(2) \left( \frac{\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0}{\gamma_D} \right)^2 \right] \quad (\text{III.15})$$

avec la demi-largeur à mi-hauteur  $\gamma_D(T)$  [ $\text{cm}^{-1}$ ], donnée par :

$$\gamma_D(T) = \frac{\tilde{\nu}_0}{c} \sqrt{\frac{2N_A k_B T}{M}} \quad (\text{III.16})$$

où  $N_A$  est la constante d'Avogadro.

L'effet Doppler dû à d'autres distributions de vitesses peut également affecter le transfert de rayonnement. Les différentiels de vent dans l'atmosphère peuvent induire un décalage Doppler ( $\propto \frac{v}{c}$ ) du centre des raies. Mais, dans les modèles atmosphériques du Système Solaire, on fait l'hypothèse dite d'atmosphère statique, en négligeant les mouvements atmosphériques au sein du calcul de transfert radiatif. Les profils de raies y sont dans une large gamme dominés par l'élargissement collisionnel et, même à faible densité, il faut des écoulements supersoniques pour que le décalage Doppler dû aux vents domine le Doppler thermique, et que la déformation des chemins optiques devienne considérable<sup>4</sup>. Ce décalage a par contre une utilité observationnelle, et permet d'effectuer des mesures des vitesses des vents (Luz et al., 2005; Machado et al., 2017), si on a la résolution spectroscopique suffisante. Théoriquement, on devrait également prendre en compte l'effet Doppler turbulent, où la distribution des vitesses imposée par la turbulence peut amener un élargissement spectral, de la même manière que pour l'effet Doppler thermique, mais cet effet est *a priori* négligeable dans les atmosphères planétaires, contrairement par exemple au cas des plasmas stellaires, beaucoup plus turbulents.

L'ÉLARGISSEMENT COLLISIONNEL Les collisions entre molécules font perdre leur cohérence aux trains d'ondes émis ou absorbés par les molécules, ce qui revient à raccourcir la durée des transitions et donne naissance à un élargissement spectral. Naturellement, ce phénomène augmente avec la fréquence de collisions, et donc avec la densité et la pression. La dépendance en température de ce mécanisme, est quant à elle décroissante car - toutes grandeurs égales par ailleurs - la densité décroît avec la température, ce qui se traduit par une fréquence moindre de collisions<sup>5</sup>.

4. Voir à ce sujet Menou et Rauscher (2010), qui montre également que si l'on s'aventure vers les Jupiter-chauds, où les raies sont largement dominées par le Doppler thermique et où les vents peuvent être potentiellement supersoniques, cette rétroaction hydrodynamique radiative peut ne pas être négligeable.

5. Si cette dépendance peut paraître contre-intuitive, on peut néanmoins la comprendre par une estimation rudimentaire de la fréquence de collisions  $\frac{1}{\tau_{coll}} \propto vn$ , avec la vitesse thermique  $v \propto \sqrt{kT}$  et la densité  $n \propto T^{-1}$ , d'où une dépendance en température de l'élargissement en  $T^{-\frac{1}{2}}$ .

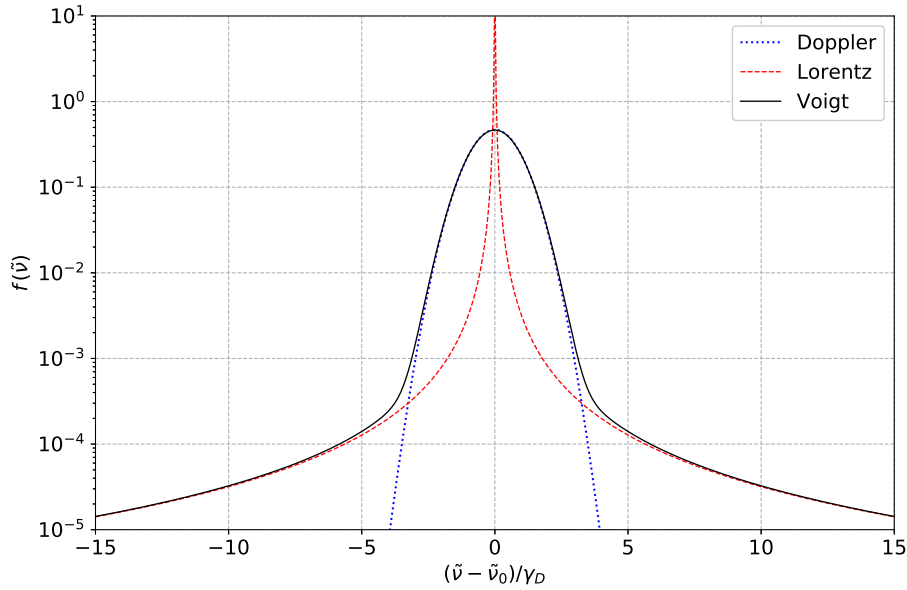


FIGURE III.1 – Profil de Voigt (trait plein noir), convolution du profil Doppler (pointillés courts bleus) - qui représente l'approximation gaussienne au centre de la raie - et du profil lorentzien (pointillés longs rouges) - qui représente l'approximation lorentzienne dans les ailes. Le profil lorentzien choisi ici est beaucoup plus piqué (ici  $\gamma_D = 100\gamma_L$ ), ce qui est généralement caractéristique des plus hauts niveaux atmosphériques (voir également tableau III.1). L'axe des abscisses représente l'écart à la position centrale de la raie, normé par la demi-largeur du profil Doppler. En pratique, dans les atmosphères du Système Solaire, les niveaux atmosphériques profonds voient leurs profils de raies dominés par l'élargissement collisionnel, et on a rapidement  $\gamma_L \gg \gamma_D$  en s'enfonçant dans l'atmosphère, ce qui rend les raies essentiellement lorentziennes (sauf à grande distance du centre, auquel cas on se référera au paragraphe dédié aux ailes de raies lointaines ci-après). Bien que cela soit peu distinguable avec l'échelle logarithmique, le maximum du profil de Voigt est inférieur à celui du profil Doppler et l'aire sous la courbe des deux profils est la même.

L'élargissement collisionnel se décrit également par un profil lorentzien :

$$f_L(\tilde{\nu}, T, p) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_L}{\gamma_L^2 + (\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0 - \delta_{\tilde{\nu}_0}(p_0)p)^2} \quad (\text{III.17})$$

où  $\delta_{\tilde{\nu}_0}(p_0)$  est le décalage (mesuré à  $p_0 = 1$  atm) du centre de la raie dû à la pression (l'apport d'énergie cinétique par les collisions pouvant décaler les niveaux d'énergie). Ce décalage est mal connu, en raison du peu de mesures disponibles, notamment concernant la dépendance en température, mais sa dépendance en pression ne doit pas être négligée dès lors que l'on travaille sur une atmosphère avec une large amplitude de pression.  $\gamma_L$  est la demi-largeur lorentzienne à mi-hauteur que l'on obtient en prenant en compte l'auto-élargissement (collision avec les molécules de la même espèce, *self*) et les interactions avec les autres espèces perturbatrices (*foreign*) :

$$\gamma_L(T, p) = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{n_{self}} \gamma_{L,self}(T_0, p_0) p_{self} + \sum_{foreign} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{n_{foreign}} \gamma_{L,foreign}(T_0, p_0) p_{foreign} \quad (\text{III.18})$$

avec :

- $\gamma_{L,self}(T_0, p_0)$  et  $\gamma_{L,foreign}(T_0, p_0)$  les demi-largeurs lorentziennes à mi-hauteur [ $\text{cm}^{-1}$ ] aux conditions thermodynamiques de référence (296 K - 1 atm). Ces demi-largeurs sont tabulées dans des bases de données comme HITRAN.
- $n_{self}$  et  $n_{foreign}$  les coefficients de dépendance en température pour l'auto-élargissement et les collisions avec les autres espèces perturbatrices. Ces coefficients (positifs, car traduisant la décroissance en température) sont également tabulés dans HITRAN.
- $p_{self}$  et  $p_{foreign}$  la pression partielle de l'espèce absorbante et des espèces perturbatrices.

En général, l'élargissement dû aux autres espèces est connu pour les conditions de l'atmosphère terrestre, où c'est le  $\text{N}_2$  majoritaire qui domine ce terme, mais on peut avoir une atmosphère planétaire avec une ou plusieurs autres espèces majoritaires, auquel cas des mesures dédiées doivent être réalisées (voir par exemple [Gamache et al., 2016](#) pour des atmosphères  $\text{CO}_2\text{-H}_2\text{O}$ ), mais restent encore rares. Pour le cas de Titan, l'atmosphère diazotée nous permet d'utiliser les coefficients d'élargissement obtenus dans des conditions terrestres, mais il faut garder à l'esprit que l'on approche la limite basse de la gamme de validité des coefficients de dépendance en température, les mesures spectroscopiques pour l'atmosphère terrestre étant rarement effectuées à des températures aussi basses.

L'élargissement collisionnel, que l'on qualifie en anglais de *pressure broadening*, ne doit pas être confondu avec les absorptions induites par collisions, que l'on va décrire un peu plus loin. Ici, il s'agit d'un élargissement influençant des transitions permises.

COMBINAISONS DE PROFILS L'élargissement spectral est dominé par l'effet Doppler aux basses pressions, mais par les mécanismes collisionnels aux pressions les plus hautes (voir tableau III.1). Aux pressions intermédiaires, les deux sont du même ordre de grandeur. On utilise donc généralement, pour décrire le plus fidèlement possible les profils de raies atmosphériques issus de la combinaison des phénomènes décrits ci-dessus, un profil de Voigt qui est la convolution d'un profil lorentzien et d'un profil gaussien. Cette convolution se justifie par le fait que chacun des deux processus est indépendant, chaque partie de raie élargie par les collisions va subir ensuite un élargissement Doppler. Ce profil représente l'approximation gaussienne de l'élargissement Doppler dominant au coeur des raies et l'approximation lorentzienne dans les ailes (voir figure III.1), et s'exprime :

$$f_V(\tilde{\nu}, T, p) = \pi^{-3/2} \frac{\gamma_L}{\gamma_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp \left[ - (t/\gamma_D)^2 \right]}{[(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0) - t]^2} dt \quad (\text{III.19})$$

#### LES AILES DE RAIES LOINTAINES

Bien que le profil de Voigt fournisse une très bonne approximation du profil réel des raies à proximité du centre des raies et dans les ailes proches, des déviations à la composante lorentzienne apparaissent dans les ailes lointaines. En effet, si les mécanismes en jeu dans l'élargissement Doppler sont relativement simples et bien compris et qu'il est possible de calculer de manière précise les profils de raies associés, c'est moins le cas pour l'élargissement par collisions. Or, plus l'on s'éloigne du coeur de la raie, plus il faut tenir compte des multiples perturbations causées par

les interactions collisionnelles à  $n$  corps entre molécules absorbantes, ainsi que d'effets comme le *line mixing*, conséquence des transferts de population entre niveaux d'énergie voisins provoqués par les collisions<sup>6</sup>. Ces interactions sont complexes à modéliser et il n'existe pas à ce jour de théorie complète permettant de les prendre en compte pleinement. Lorsque c'est nécessaire, la méthode la plus répandue est l'application d'un ajustement empirique du profil de Voigt, où l'on introduit un facteur correctif sans unité  $\chi$  (égal à l'unité proche du cœur, dans la gamme de validité du profil de Voigt) par lequel on va multiplier le profil de Voigt<sup>7</sup>. C'est la méthode dite de *profil sub-lorentzien* ( $\chi < 1$ ) ou - plus rarement - *profil super-lorentzien* ( $\chi > 1$ ). La valeur de  $\chi$  est généralement dérivée de constatations empiriques sur des mesures spectroscopiques dans les fenêtres de transparence.

Comme évoqué plus haut, la prise en compte correcte des ailes de raies lointaines est cruciale, notamment pour représenter correctement les fenêtres de transparence du CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère de Vénus (Bézar et al., 2011) ou de Mars primitif (Turbet et Tran, 2017; Tran et al., 2018), ou celles du CH<sub>4</sub> pour Titan (Campargue et al., 2012; Hirtzig et al., 2013), et dans de nombreux autres cas. Leur impact peut devenir très important, même si elles ne représentent qu'une fraction - que l'on pourrait penser négligeable - de l'absorption au cœur des raies. En effet, lorsque ce dernier est saturé, le rôle des ailes dans les échanges devient prépondérant.

Au vu de la diversité des atmosphères planétaires, on dispose de peu de mesures expérimentales, souvent obtenues pour quelques fenêtres spectrales, extrapolées ensuite sur une large gamme de températures et appliquées à d'autres intervalles spectraux voire d'autres espèces majoritaires. Cependant, le comportement des ailes de raies est par exemple très dépendant de l'espèce qui intervient dans l'élargissement (Tran et al., 2018). Les ailes de raies sont une source importante d'incertitudes pour la modélisation des atmosphères planétaires, dont il faut être conscient.

D'un point de vue pratique, lorsque l'on doit calculer la somme des raies pour obtenir l'absorption dans un intervalle spectral (voir paragraphe suivant), on applique souvent un *cut-off*, qui consiste à négliger la contribution des ailes de raies au-delà d'une certaine distance du centre. Par exemple, un *cut-off* à 50 cm<sup>-1</sup> permet souvent de remplacer une approche de type profil sub-lorentzien, surtout lorsque ces profils sont mal connus. Cette approche est également motivée par un compromis entre précision et temps de calcul, afin de ne pas dépenser un temps de calcul important dans la modélisation des ailes de raies, surtout si elles sont connues de manière incertaine. L'objectif principal recherché est alors de se débarrasser de la trop forte absorption générée par les ailes lorentziennes. Dans certains cas, on va même jusqu'à tronquer les ailes de raies à courte distance du centre et on ajoute un continuum tabulé regroupant les ailes de raies proches et lointaines, ce continuum compensant alors la perte induite par la troncature trop proche (coupure à 25 cm<sup>-1</sup> avec des continnum tels que MT\_CKD - Clough et al., 2005).

6. Le lecteur féru de transfert radiatif avancé et désireux d'en savoir plus pourra trouver une très bonne discussion à ce sujet dans Hartmann et al. (2008) et récemment mise à jour dans Hartmann et al. (2018).

7. Ce profil n'étant pas normé, on perd la conservation de l'énergie de la raie, mais il faut bien voir que c'est une correction empirique reflétant des phénomènes complexes comme par exemple le *line mixing*, par lequel l'absorption totale n'est plus la simple addition des contributions individuelles des raies. De plus, cela concerne une fraction très faible de l'intensité totale de la raie

## COEFFICIENT D'ABSORPTION ET TRANSMISSION

Le coefficient d'absorption monochromatique  $k_{\tilde{\nu}}$  [molecule<sup>-1</sup> · cm<sup>2</sup>] - lié au coefficient massique  $\kappa_{\tilde{\nu}}$  introduit plus haut par  $k_{\tilde{\nu}} = \frac{M\kappa_{\tilde{\nu}}}{N_A}$  - peut maintenant être dérivé en prenant en compte la contribution de toutes les transitions moléculaires permises apportant de l'opacité dans cet intervalle spectral :

$$k_{\tilde{\nu}}(T, p) = \sum_{ij} S_{ij}(\tilde{\nu}_0, T) f_V(\tilde{\nu}, \tilde{\nu}_0, ij, T, p) \chi(\tilde{\nu}, \tilde{\nu}_0, ij, T, p) \quad (\text{III.20})$$

À titre d'exemple, les régions spectrales de forte absorption comme la bande à 15  $\mu\text{m}$  du CO<sub>2</sub> ou celle à 7.7  $\mu\text{m}$  du CH<sub>4</sub>, intègrent la contribution de plusieurs milliers de lignes. Le calcul de cette somme - qui permet de réaliser le spectre dit *line-by-line* du gaz - peut rapidement devenir très cher en temps de calcul, et fait comprendre l'utilité opérationnelle d'un *cut-off* au-delà d'une certaine distance du centre des raies.

Si l'atmosphère est composée d'un mélange de plusieurs gaz, le coefficient total d'absorption est la somme des contributions  $k_{\tilde{\nu},g}$  de chaque espèce absorbante  $g$ , pondérées par le rapport de mélange  $y_g$  :

$$k_{\tilde{\nu}}(T, p) = \sum_g y_g k_{\tilde{\nu},g}(T, p) \quad (\text{III.21})$$

On peut ainsi retrouver une définition alternative de l'épaisseur optique élémentaire - définie plus haut à l'équation III.5 - associée à l'absorption du gaz, pour la couche élémentaire d'épaisseur  $ds$  aux conditions  $(T, p)$  :

$$d\tau_{\tilde{\nu}}(s) = n(s)k_{\tilde{\nu}}(s)ds = \sum_g n_g(s)k_{\tilde{\nu},g}(s)ds \quad (\text{III.22})$$

ou encore :

$$d\tau_{\tilde{\nu}}(s) = u(s)k_{\tilde{\nu}}(s) = \sum_g u_g(s)k_{\tilde{\nu},g}(s) \quad (\text{III.23})$$

où  $n$  (resp.  $n_g$ ) est la densité particulaire [cm<sup>-3</sup>] totale (resp. pour l'espèce absorbante  $g$ ) et  $u(s) = n(s)ds$  (resp.  $u_g(s) = n_g(s)ds$ ) la densité particulaire surfacique [cm<sup>-2</sup>] totale (resp. pour l'espèce absorbante  $g$ ) pour la couche atmosphérique élémentaire considérée.

On attirera l'attention du lecteur sur le fait qu'alternativement,  $k_{\tilde{\nu}}$  peut parfois désigner le coefficient d'absorption volumique  $k_{\tilde{\nu}}n$  et s'exprime alors en cm<sup>-1</sup>.

Le coefficient d'absorption désormais obtenu, on peut introduire une grandeur essentielle pour la suite, la *transmission monochromatique*, définie entre deux niveaux  $s_1$  et  $s_2$  comme :

$$\mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(s_1, s_2) = \exp\left(-\int_{s_1}^{s_2} n(s)k_{\tilde{\nu}}(s)ds\right) \quad (\text{III.24})$$

Ou encore, pour une couche élémentaire :

$$\mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(s) = e^{-d\tau_{\tilde{\nu}}} \quad (\text{III.25})$$



Cette dernière expression peut être reformulée pour caractériser l'impact d'une seule espèce de densité surfacique  $u_g$ , ce qui va nous être assez utile pour la suite :

$$\mathcal{T}_{\bar{\nu}}(u_g) = e^{-k_{\bar{\nu}}u_g} \quad (\text{III.26})$$

La transmission monochromatique quantifie le rapport d'intensité du faisceau entre deux niveaux atmosphériques. Par exemple, si on reprend l'équation III.1, pour un milieu uniquement absorbant, sa solution générale devient :

$$I_{\bar{\nu}}(s) = I_{\bar{\nu}}(0) \exp\left(-\int_0^s n(s')k_{\bar{\nu}}(s')ds'\right) = I_{\bar{\nu}}(0)\mathcal{T}_{\bar{\nu}}(0, s) \quad (\text{III.27})$$

Le lecteur attentif aura remarqué que l'on a considéré ici uniquement la contribution des raies permises d'absorption du gaz. En effet, la forte dispersion spectrale des raies nous impose de traiter ces dernières différemment des autres sources d'absorption (aérosols, particules ou absorptions induites par collisions que nous allons voir ci-après), qui sont bien prises en compte dans la transmission, mais en tant que continuum, *i.e.* constantes sur une bande spectrale.

#### LES ABSORPTIONS INDUITES PAR COLLISIONS (CIA)

En raison des collisions entre molécules on voit également émerger une source d'absorption additionnelle, normalement "interdite", *i.e.* non prévue par les règles de sélection et d'absorption de la mécanique quantique : les absorptions induites par collisions (abrégées ci-après CIA, de l'anglais *collision-induced absorptions*). Les interactions collisionnelles peuvent en effet créer des restructurations électroniques qui engendrent des dipôles temporaires au sein des molécules individuelles et l'apparition de nouvelles transitions. Ces phénomènes sont transitoires ( $10^{-13}$  s) et très brefs comparés aux temps de vie des états considérés plus haut. Ceci se traduit donc - en raison du principe d'incertitude d'Heisenberg - par un étalement spectral très marqué, que l'on assimile à un continuum, en raison de la faible variation sur un intervalle spectral par rapport aux raies permises. Une autre source d'absorption induite par collisions émerge de la formation temporaire de dimères, stables un peu plus longtemps que les dipôles transitoires, et qui forment une source d'absorption un peu moins large, mais tout de même traitée en continuum (*e.g.* pour le CO<sub>2</sub>, voir [Baranov et al., 2004](#)).

La contribution des CIA augmente avec la pression partielle des molécules impliquées. On notera particulièrement une dépendance quadratique en pression, donc l'épaisseur optique des atmosphères augmente de façon drastique pour les niveaux atmosphériques profonds.

Les CIA ont notamment la particularité de faire émerger de l'absorption pour des molécules diatomiques homonucléaires qui, en raison de leur structure symétrique, ne possèdent pas de raies permises d'absorption. À titre d'exemple, les CIA vont totalement dominer le bilan radiatif infrarouge à haute pression, dans le cas d'atmosphères froides composées de telles molécules (N<sub>2</sub> pour Titan ou H<sub>2</sub> pour Saturne).

Les CIA sont également tabulées dans HITRAN ([Richard et al., 2012](#)), mais étant donné qu'elles sont assimilables à un continuum, on les traite de manière séparée du reste du spectre du gaz, comme on le verra plus loin.

## III.1.3 LES SOLVEURS RADIATIFS

Bien avant l'avènement des ordinateurs, à peu près à la même époque où Lewis Richardson tentait la première résolution des équations de la mécanique des fluides, Sir Arthur Eddington proposait une solution analytique au problème du transfert radiatif dans les atmosphères stellaires (Eddington, 1916). Sa solution, que l'on connaît encore aujourd'hui comme approximation d'Eddington, établit une relation simple entre la température d'une atmosphère et son épaisseur optique vis-à-vis du rayonnement qu'elle émet à l'ETL. Elle se place dans le cadre d'une atmosphère statique et *plan-parallèle* avec un rayonnement gris. Cette solution n'est pas assez élaborée pour notre problème, mais elle a eu le mérite de poser les bases de la très commune configuration plan-parallèle que l'on va décrire à présent.

## LE SCHÉMA À DEUX FAISCEAUX PLAN-PARALLÈLE

La configuration plan-parallèle consiste à supposer que les photons peuvent se propager dans deux directions uniquement, montante ou descendante (avec un angle donné par rapport à la surface pour le flux solaire incident) et au sein de la même colonne atmosphérique.

Avant de rentrer dans le détail des équations, on peut déjà se figurer le problème de l'approche en plan-parallèle dans les régions polaires (ou lorsque l'épaisseur de l'atmosphère n'est pas négligeable vis-vis du rayon planétaire), car les rayons suffisamment inclinés devraient se propager entre colonnes atmosphériques adjacentes.

On introduit tout d'abord la dépendance du faisceau incident à l'angle zénithal  $\theta$  par rapport à la surface, via  $\mu = \cos \theta$ . D'autre part, comme on travaille sur une colonne verticale, on utilise la coordonnée verticale d'altitude  $dz$  au lieu de  $ds$ , telle que  $dz = \mu ds$ . Pour un faisceau descendant, il y a augmentation de la profondeur optique alors que l'altitude diminue donc, par convention,  $d\tau_{\bar{\nu},z} = -\mu d\tau_{\bar{\nu},s}$ . C'est cette convention que l'on maintiendra par la suite.

Dans ce cadre, l'équation III.7 devient, avec le changement de signe induit par la convention :

$$\mu \frac{dI_{\bar{\nu}}}{d\tau_{\bar{\nu}}} = I_{\bar{\nu}} - B_{\bar{\nu}}(T) \quad (\text{III.28})$$

et sa version plus complète avec diffusion (eq. III.8), pour un rayon de direction  $(\mu, \phi)$  - où  $\phi$  est l'angle azimutal - donne :

$$\mu \frac{dI_{\bar{\nu}}(-\mu, \phi)}{d\tau_{\bar{\nu}}} = I_{\bar{\nu}}(\mu, \phi) - \frac{\varpi_{\bar{\nu}}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I_{\bar{\nu}}(\mu, \phi) p_{\bar{\nu}}(\mu, \phi; \mu', \phi') d\mu' d\phi' - S_{\bar{\nu}}(\mu, \phi) \quad (\text{III.29})$$

où l'on introduit :

— L'*albédo de simple diffusion*  $\varpi_{\bar{\nu}}$ , quantifiant la contribution de la diffusion à l'extinction du flux, et défini comme :

$$\varpi_{\bar{\nu}} \equiv \frac{\sigma_{\bar{\nu}}}{\alpha_{\bar{\nu}}} = 1 - \frac{\kappa_{\bar{\nu}}}{\alpha_{\bar{\nu}}} \quad (\text{III.30})$$

— La *fonction de phase de la diffusion*  $p_{\bar{\nu}}$ , qui définit la répartition angulaire du rayonnement diffusé, et pour laquelle on va détailler un peu plus loin une approximation courante.

Le second terme de droite dans l'équation III.29 correspond à la redirection dans la direction de propagation du faisceau  $(\mu, \phi)$ , de photons provenant d'autres directions par la diffusion.

Par souci de simplicité, on a regroupé ici la contribution des gaz et des particules absorbantes et diffusantes, en considérant des grandeurs caractérisant la parcelle atmosphérique dans son ensemble. Par exemple, pour la diffusion, les variables  $p_{\bar{\nu}}$  ou  $\varpi_{\bar{\nu}}$  regroupent la contribution de la diffusion Rayleigh et celle de la diffusion sur les particules, dont les calculs respectifs doivent être effectués séparément puis rassemblés de manière *ad hoc*.

**DÉCOMPOSITION DES FLUX** Pour décrire les échanges verticaux au sein de la colonne atmosphérique, on utilise les flux montant et descendant pour le rayonnement thermique et un flux collimaté descendant pour le rayonnement solaire incident, en les traitant séparément - méthode de décomposition des flux - même dans des atmosphères suffisamment chaudes (Vénus ou nombre d'exoplanètes), où l'émission thermique a lieu dans une gamme spectrale recouvrant celle du rayonnement solaire incident. La décomposition entre les intervalles dits "solaire" et "infrarouge" doit être mise en place avec précaution, comme on le verra par la suite dans le cas de Titan.

Une méthode de résolution classique - et qui a l'avantage de conserver l'énergie (Toon et al., 1989) - est de faire l'approche dite de moyenne hémisphérique pour le rayonnement infrarouge. En effet, au vu de la vision unidimensionnelle de rayonnement montant-descendant, on n'a pas besoin de connaître toute la répartition angulaire de celui-ci et on considère donc les flux (resp. intensités) montant  $F_{\bar{\nu}}^{\uparrow}$  (resp.  $I_{\bar{\nu}}^{\uparrow}$ ) et descendant  $F_{\bar{\nu}}^{\downarrow}$  (resp.  $I_{\bar{\nu}}^{\downarrow}$ ), en moyenne hémisphérique :

$$F_{\bar{\nu}}^{\uparrow} = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I_{\bar{\nu}}(\mu, \phi) \mu d\mu d\phi = 2\pi I_{\bar{\nu}}^{\uparrow} \quad (\text{III.31a})$$

$$F_{\bar{\nu}}^{\downarrow} = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} I_{\bar{\nu}}(\mu, \phi) \mu d\mu d\phi = 2\pi I_{\bar{\nu}}^{\downarrow} \quad (\text{III.31b})$$

Pour le traitement de la diffusion dans cette approche en moyenne hémisphérique, on simplifie la fonction de phase  $p_{\bar{\nu}}(\Theta)$  - où  $\Theta$  est l'angle de diffusion - par son facteur d'asymétrie  $g_{\bar{\nu}}$  donné par :

$$g_{\bar{\nu}} = \langle \cos \Theta \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} p_{\bar{\nu}}(\Theta) \cos \Theta d\Omega \quad (\text{III.32})$$

Pour  $g_{\bar{\nu}} = 1$ , tout est diffusé vers l'hémisphère "en avant" de la propagation du rayonnement (vers le bas pour un rayon descendant, vers le haut pour un rayon ascendant). Pour  $g = 0$ , on a une répartition égale du rayonnement entre ces deux hémisphères. Pour  $g = -1$ , tout est rétro-diffusé.

Après quelques lignes d'algèbre, que l'on s'épargnera ici, on peut mettre en place le système d'équations à résoudre pour le rayonnement infrarouge, exprimé sous forme de flux :

$$\frac{dF_{\bar{\nu}}^{\uparrow}}{d\tau_{\bar{\nu}}} = F_{\bar{\nu}}^{\uparrow} - \frac{\varpi_{\bar{\nu}}}{2} \left[ (1 - g_{\bar{\nu}}) F_{\bar{\nu}}^{\downarrow} + (1 + g_{\bar{\nu}}) F_{\bar{\nu}}^{\uparrow} \right] - 2\pi (1 - \varpi_{\bar{\nu}}) B_{\bar{\nu}} \quad (\text{III.33a})$$

$$\frac{dF_{\bar{\nu}}^{\downarrow}}{d\tau_{\bar{\nu}}} = F_{\bar{\nu}}^{\downarrow} + \frac{\varpi_{\bar{\nu}}}{2} \left[ (1 - g_{\bar{\nu}}) F_{\bar{\nu}}^{\downarrow} + (1 + g_{\bar{\nu}}) F_{\bar{\nu}}^{\uparrow} \right] + 2\pi (1 - \varpi_{\bar{\nu}}) B_{\bar{\nu}} \quad (\text{III.33b})$$

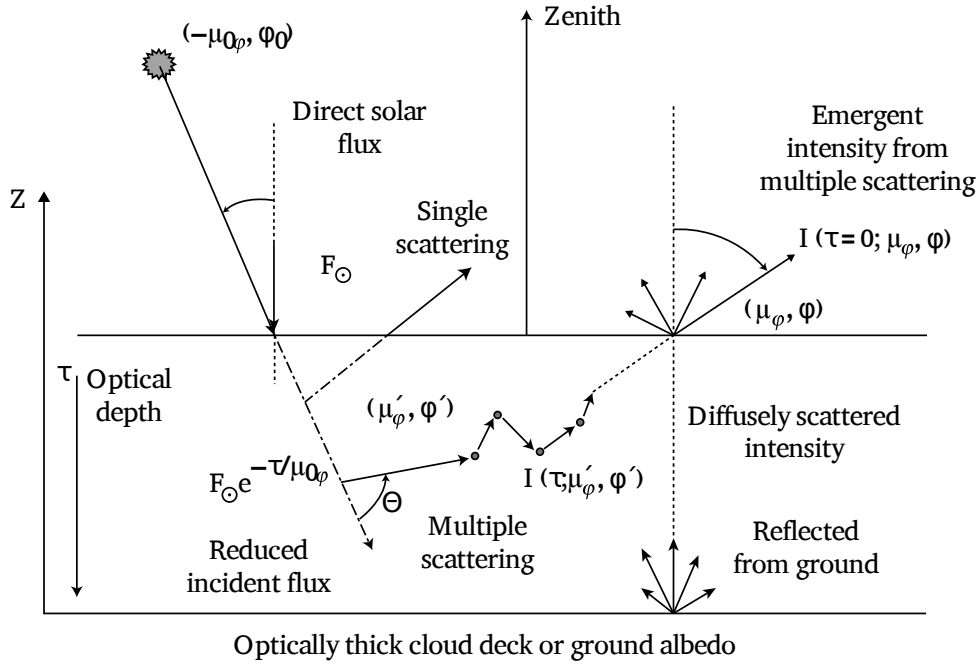


FIGURE III.2 – Transfert radiatif en géométrie plan-parallèle avec diffusion multiple pour le flux solaire. Voir l'équation III.29. Extrait de [Sánchez-Lavega \(2011\)](#).

Pour le flux solaire on peut procéder d'une manière assez similaire en repartant de l'équation III.29 - voir en appui la figure III.2 - qui s'exprime alors ([Sánchez-Lavega, 2011](#)) :

$$\begin{aligned}
 \mu_\varphi \frac{dI_{\bar{\nu}}(-\mu_{\varphi 0}, \phi_0; \mu_\varphi, \phi)}{d\tau_{\bar{\nu}}} &= I_{\bar{\nu}}(-\mu_{\varphi 0}, \phi_0; \mu_\varphi, \phi) - (1 - \varpi_{\bar{\nu}}) B_{\bar{\nu}} \\
 &\quad - \frac{\varpi_{\bar{\nu}}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I_{\bar{\nu}}(-\mu_{\varphi 0}, \phi_0; \mu'_\varphi, \phi') p_{\bar{\nu}}(\mu_\varphi, \phi; \mu'_\varphi, \phi') d\mu'_\varphi d\phi' \quad (\text{III.34}) \\
 &\quad - \frac{\varpi_{\bar{\nu}}}{4\pi} F_\odot p_{\bar{\nu}}(\mu_\varphi, \phi; -\mu_{\varphi 0}, \phi_0) \exp\left(-\frac{\tau_{\bar{\nu}}}{\mu_{\varphi 0}}\right)
 \end{aligned}$$

où en addition par rapport au cas du rayonnement thermique, on considère<sup>8</sup> le faisceau incident collimaté dans la direction  $(\mu_0, \varphi_0)$ , et dont le flux hémisphérique incident en haut de l'atmosphère est  $\pi F_\odot$ . Dans l'équation III.34 ci-dessus, parmi les membres de droite, le second de la première ligne n'est pas pris en compte, car on néglige l'émission thermique aux longueurs d'ondes du rayonnement solaire incident, la seconde ligne correspond - comme dans le cas infrarouge - aux photons redirigés dans le faisceau suite à une diffusion préalable. La troisième ligne, quant à elle, correspond à la partie du faisceau collimaté - déjà atténué par sa traversée des couches supérieures - subissant son premier événement de diffusion.

On ne rentrera pas plus ici dans les détails techniques de l'intégration numérique sur la verticale du système d'équations ainsi posé, si ce n'est pour indiquer qu'elle nécessite une importante précision en raison de la non-linéarité du système - le lecteur curieux consultera [Toon et al. \(1989\)](#) - nous allons plutôt nous intéresser à la façon dont on traite la répartition spectrale du rayonnement et sa discrétisation.

8. On remplace l'approximation de moyenne hémisphérique par l'approximation dite  $\delta$ -Eddington.

## GESTION DES PROPRIÉTÉS SPECTRALES

Le niveau "zéro" de la gestion des propriétés spectroscopiques consiste à faire abstraction de leurs variations spectrales et à considérer sur tout le spectre le même coefficient d'extinction  $\alpha_{\tilde{\nu}} \rightarrow \alpha$ . C'est ce que l'on appelle l'hypothèse d'atmosphère grise. Celle-ci aboutit à des modèles beaucoup trop simplistes pour étudier notre problématique : on ne peut séparer la contribution des différentes espèces dans les différentes régions du spectre et, si elle permet de dégager des grands équilibres, elle ne permet pas de modéliser de manière raffinée le transfert de rayonnement et les échanges d'énergie. Dans le cas de Titan ils ont été utilisés pour des études troposphériques (Mitchell et al., 2006; Schneider et al., 2012), comme on a pu le voir au chapitre précédent, section II.2.

À l'opposé, il est évidemment impossible d'un point de vue pratique - *i.e* dans des temps de calcul raisonnables - de réaliser le transfert de rayonnement à la fine échelle de la variation spectrale due aux dizaines de milliers de raies d'absorption. Une telle méthode de calcul *line-by-line* est aujourd'hui réalisable à l'échelle 1-D pour un calcul d'équilibre sur un profil thermique, mais pas dans un GCM 3-D, dans lequel ce calcul doit être répété à mesure que les conditions atmosphériques varient. Ainsi, tout l'art des algorithmes de transfert radiatif non-gris consiste à utiliser une discrétisation en bandes spectrales suffisamment larges pour que les temps de calcul soient raisonnables - et dans lesquelles les grandeurs spectrales sont moyennées - mais en tenant compte de la dispersion sous-jacente des absorptions.

On cherche donc à estimer la transmission moyennée sur une bande spectrale située entre  $\tilde{\nu}_1$  et  $\tilde{\nu}_2$  et centrée en  $\tilde{\nu}$  :

$$\bar{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}} = \frac{1}{\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1} \int_{\tilde{\nu}_1}^{\tilde{\nu}_2} \mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(\tilde{\nu}') d\tilde{\nu}' \quad (\text{III.35})$$

En addition, on va essayer de conserver - dans une certaine mesure - l'information portée par la répartition au sein d'une bande spectrale des différentes valeurs du coefficient d'absorption. On notera que dans ce qui va suivre, ce dernier n'aura plus nécessairement un sens monochromatique et sera noté  $k$  et non plus  $k_{\tilde{\nu}}$ .

III.1.4 MÉTHODE DE  $k$ -DISTRIBUTION & APPROXIMATION DES  $k$ -CORRÉLÉS

Une façon très répandue de prendre en compte cette dispersion, est la méthode de  $k$ -distribution, que l'on intègre ensuite dans les solveurs radiatifs en utilisant l'approximation des  $k$ -corrélés. On pourra se référer à Goody et al. (1989); West et al. (1990); Lacis et Oinas (1991); Fu et Liou (1992) pour les travaux pionniers sur l'utilisation combinée de ces outils appliquée à des atmosphères inhomogènes.

Comme pointé très justement par Grimm et Heng (2015), une confusion est généralement faite dans la littérature récente entre méthode de  $k$ -distribution et approximation des  $k$ -corrélés, de la part de leurs utilisateurs. Étant donné qu'une grande partie du travail dans la suite de ce manuscrit repose sur l'utilisation de ces deux concepts, on va essayer ici de les présenter le plus clairement possible.

MÉTHODE DE  $k$ -DISTRIBUTION

L'idée de la méthode de  $k$ -distribution (illustrée figure III.3) est de s'intéresser à la probabilité que possède une valeur donnée  $k$  du coefficient d'absorption au sein d'une bande spectrale, plutôt qu'à la variation très rapide de  $k$  à l'échelle monochromatique très fine des intervalles spectraux. Mathématiquement, on va donc effectuer une intégration du transfert de rayonnement au sens de Lebesgue et non de Riemann.

Partant des spectres "haute résolution" ou *line-by-line*, obtenus en sommant les raies d'absorption comme détaillé plus haut, on regroupe les intervalles spectraux possédant des valeurs similaires de  $k_{\tilde{\nu}}$  - technique proposée à l'origine par l'astronome Victor Ambartsumian (Ambartsumian, 1936) et intégrée par la suite à des paramétrisations du transfert radiatif assez tôt dans l'histoire des GCM (Lacis et Hansen, 1974) - en introduisant la densité de probabilité  $f(k)$  :

$$f(k) \equiv \frac{1}{\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1} \sum_i \Delta \tilde{\nu}_i \quad (\text{III.36})$$

où  $\tilde{\nu}_1$  et  $\tilde{\nu}_2$  sont les limites de la bande spectrale et les  $\Delta \tilde{\nu}_i$  sont les intervalles spectraux où l'absorption vaut  $k$ . Ainsi,  $f(k)dk$  représente la fraction de la bande spectrale où l'absorption est comprise entre  $k$  et  $k + dk$ .

Par suite, on définit la densité de probabilité cumulée  $g(k)$  :

$$g(k) \equiv \int_0^k f(k') dk' \quad (\text{III.37})$$

La réciproque  $k(g)$  de cette distribution est dite  $k$ -distribution et est une fonction beaucoup plus lisse que  $k(\tilde{\nu})$  et qui peut s'intégrer très facilement avec une méthode d'intégration ne nécessitant que quelques points. On a donc ainsi remplacé le problème de la résolution du transfert radiatif dans l'espace spectral ( $\tilde{\nu}$ -espace) par une intégration dans l'espace réciproque ( $g$ -espace). Par contre, le prix à payer avec l'utilisation de la méthode de  $k$ -distribution est la perte de l'information sur la répartition spectrale.

Si on en revient maintenant au calcul en transmission, les équations III.25 et III.35 deviennent pour la transmission moyenne d'une couche élémentaire (en considérant  $k_{min} \rightarrow 0$  et  $k_{max} \rightarrow +\infty$ ) :

$$\overline{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}(u) = \int_0^{+\infty} e^{-ku} f(k) dk = \int_0^1 e^{-k(g)u} dg \quad (\text{III.38})$$

Pour une atmosphère homogène<sup>9</sup> uniquement, on peut étendre cela à :

$$\overline{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}(s_1, s_2) = \int_0^1 e^{-k(g)u} dg \quad (\text{III.39})$$

dans ce dernier cas  $u$  est la densité surfacique, homogène entre  $s_1$  et  $s_2$ .

L'intégrale exprimée dans le  $g$ -espace est ensuite approximée numériquement par :

$$\overline{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}(u) \simeq \sum_{i=1}^N e^{-k(g_i)u} \Delta g_i \quad (\text{III.40})$$

9. En composition, mais également en température et pression, ce qui est donc une vue de l'esprit uniquement.

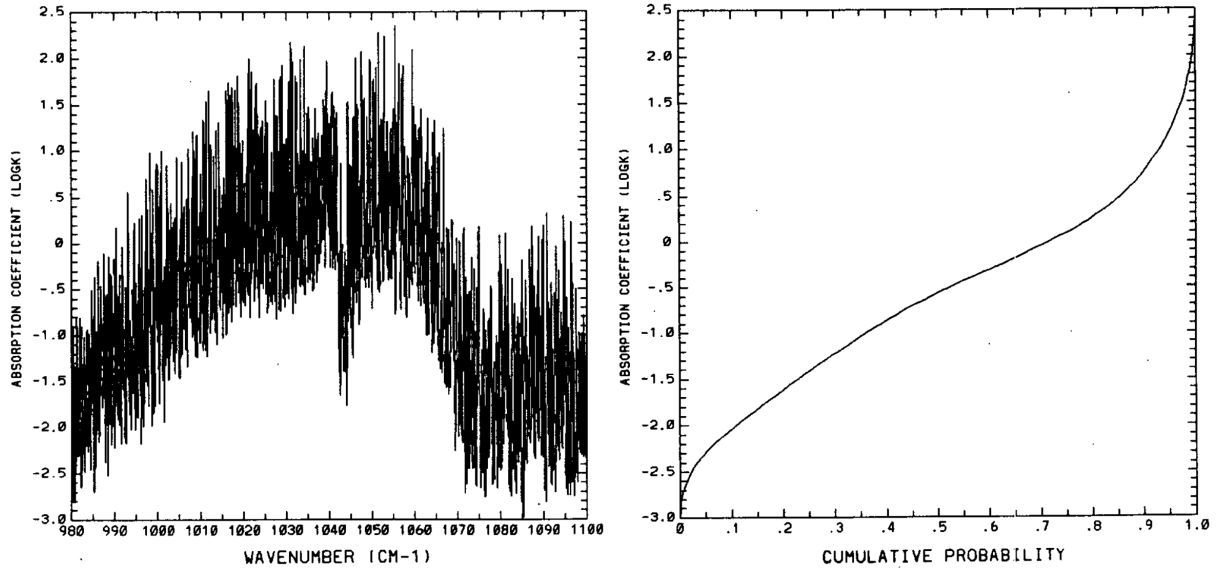


FIGURE III.3 – Illustration de la méthode de  $k$ -distribution. La figure de gauche représente le coefficient d'absorption en fonction du nombre d'onde dans une bande spectrale pour  $O_3$  (à une pression de 25 hPa et une température de 220 K). La figure de droite montre la densité de probabilité cumulée  $k(g)$ , réciproque de  $g(k)$ . Tiré de [Fu et Liou \(1992\)](#).

où les  $\Delta g_i$  sont les poids de l'intégration - riemanienne ou par quadrature (voir à ce sujet la discussion dédiée un peu plus loin) - et  $N$  le nombre de points choisis pour réaliser celle-ci : de  $\sim 8$  à quelques dizaines selon la précision voulue et l'aspect de la fonction  $g$  (voir ici encore la discussion dédiée ci-après). La résolution de l'équation du transfert radiatif - par exemple avec une méthode en flux - est ensuite séparée sur chacun des intervalles de discrétisation  $\Delta g_i$  (ci-après souvent qualifiés de canaux).

Il faut bien noter qu'à l'échelle monochromatique, la transmission sur deux couches verticalement adjacentes est bien le produit des transmissions des couches ( $\mathcal{T}_{\bar{\nu}}(s_1, s_2) = \mathcal{T}_{\bar{\nu}}(s_1)\mathcal{T}_{\bar{\nu}}(s_2)$ ), mais pas à l'échelle d'une bande ( $\overline{\mathcal{T}_{\bar{\nu}}}(s_1, s_2) \neq \overline{\mathcal{T}_{\bar{\nu}}}(s_1)\overline{\mathcal{T}_{\bar{\nu}}}(s_2)$ ), ceci en raison des effets de saturation des raies<sup>10</sup> et ce même pour une atmosphère homogène, sans considération d'un quelconque élargissement spectral. La puissance de la méthode de  $k$ -distribution réside donc dans le fait que l'on devrait théoriquement, dans une atmosphère à  $n$  couches, calculer les  $n \times n$  couples de transmissions entre chaque couche - même dans une atmosphère homogène - alors qu'avec cette méthode on peut ne calculer plus que les transmissions moyennes pour les  $n$  couches. La résolution du transfert radiatif, de par sa discrétisation sur les canaux de différentes absorptions, reste exact (pour une atmosphère homogène), aux erreurs d'intégration près. Fondamentalement la méthode de  $k$ -distribution permet, pour une atmosphère *homogène*, de prendre en compte les effets de *saturation* de raies à l'échelle de la bande, en étendant la propriété de multiplication des transmissions de l'échelle monochromatique à l'échelle des canaux - ce qui est un précieux gain de temps de calcul. Ceci est une conséquence directe de la construction du  $g$ -espace dans lequel on ramène le calcul : les canaux de hautes valeurs de  $k$  vont "interagir", entre deux couches, avec

10. On peut se le figurer avec le cas simple d'une bande avec une unique raie, au centre de laquelle la saturation ne va pas être atteinte à la même profondeur optique que dans les ailes, information qui est perdue avec le calcul d'une transmission moyenne.



les canaux de hautes valeurs de  $k$ , et de même pour les faibles valeurs.

La méthode de  $k$ -distribution - résumée par l'équation III.39 ci-dessus - est donc strictement exacte pour une atmosphère homogène uniquement, mais comme on l'a vu plus haut, les variations de température et de pression induisent des variations d'opacités (*e.g* élargissement collisionnel) avec l'altitude, sans compter les variations de composition. Ainsi, dans le cas général d'une atmosphère non-homogène :

$$\bar{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}(s_1, s_2) = \frac{1}{\tilde{\nu}_2 - \tilde{\nu}_1} \int_{\tilde{\nu}_1}^{\tilde{\nu}_2} \exp\left(-\int_{s_1}^{s_2} u(s)k(s)ds\right) d\tilde{\nu} \quad (\text{III.41})$$

Chaque bande spectrale de chaque couche peut ensuite être décrite selon l'équation III.38, mais avec son propre  $g$ . Physiquement, on assiste à une décorrélation progressive du mappage du  $\tilde{\nu}$ -espace vers le  $k$ -espace entre les couches à mesure que les couches concernées sont éloignées l'une de l'autre, une même portion de la fonction de probabilité cumulée n'étant plus tirée du même intervalle spectral.

Si on considère le même mappage de  $\tilde{\nu}$ -espace vers le  $k$ -espace pour toutes les altitudes et bandes spectrales, *i.e* une unique distribution  $g$ , et que l'on considère donc pour une atmosphère non homogène l'équation III.39 en lieu et place de l'équation III.41 précédente, alors on fait l'approximation dite des  $k$ -corrélés, en supposant que les absorptions à différentes altitudes restent sensiblement corrélées dans l'espace des fréquences.

#### APPROXIMATION DES $k$ -CORRÉLÉS

Dans le cadre de l'approximation des  $k$ -corrélés, la transmission moyenne  $\bar{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}$  sur une bande spectrale, donnée par l'équation III.41, se ramène à une forme analogue à l'équation III.39 :

$$\bar{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}(u) \simeq \int_0^1 e^{-k(g)u} dg \simeq \sum_i^{N_g} e^{-k(g_i)u} \Delta g_i \quad (\text{III.42})$$

La façon dont on calcule la fonction  $g$  dans ce cas non-homogène, est un sujet un peu flou qui est rarement évoqué dans la littérature, bien qu'essentiel. On en discutera un peu plus loin.

Comme démontré dans Fu et Liou (1992), l'approximation des  $k$ -corrélés est également valide dans les cas limites de bandes de fortes ou de faibles absorptions (donc des régimes optiquement très épais ou très minces), et dans les cas où le comportement spectral de la bande peut être traité de manière équivalente à une ligne simple.

Faire l'hypothèse des  $k$ -corrélés sous-entend qu'à toutes les altitudes et pressions, une même valeur de l'opacité cumulée  $k(g)$  provient d'un même intervalle spectral, donc que le mappage du  $\tilde{\nu}$ -espace vers le  $k$ -espace est le même partout, quelles que soient les conditions de température et de pression. C'est évidemment faux, on considère donc que l'erreur induite par la décorrélation est faible. L'hypothèse de corrélation est celle d'une contribution équivalente, à toutes les altitudes, d'un intervalle spectral donné à l'absorption totale. On suppose donc que les fortes absorptions seront toujours situées dans les mêmes intervalles spectraux et de même pour les faibles absorptions. En matière de fonction de probabilité cumulée, la vision sous-jacente est le fait qu'une valeur de la fonction de contribution est à peu près toujours issue du même intervalle spectral. Toute la question réside donc dans la quantification de l'erreur induite par cet

"à-peu-près".

Il a été montré que si les écarts entre niveaux adjacents échangeant de l'énergie ne sont pas trop éloignés, la corrélation reste correcte (West et al., 1990; Fu et Liou, 1992). Lacis et Oinas (1991) ont même étendu le champ possible d'applications en montrant que l'utilisation des  $k$ -corrélés reste robuste même sur une large amplitude verticale, car - comme on a vu plus haut - les fortes valeurs de  $k$  interviennent en régime optiquement épais sur des échanges locaux, tandis que les échanges lointains se font plutôt via la partie optiquement mince du spectre, qui est moins sensible au détail des variations spectrales, qui sont souvent estompées par le continuum.

En effet, si on considère ce que l'on a vu en amont dans ce chapitre, les variations des profils de raies avec l'altitude vont surtout être influencées par les phénomènes d'élargissement spectral. Ceux-ci sont à l'origine d'une décorrélation, mais sans bouleverser radicalement le tirage des  $k$  dans la construction de la fonction cumulée. Une des limitations les plus sévères est le cas d'atmosphères non-homogènes en composition, avec des changements brusques dans les spectres avec l'altitude. Pour l'application à Titan, on peut voir se profiler le problème de la présence d'un palier de condensation pour les espèces absorbantes. De manière plus générale, il faut l'utiliser avec précaution pour des espèces qui dominent le spectre d'absorption uniquement sur une gamme d'altitude, comme c'est par exemple le cas avec l'ozone stratosphérique terrestre dont la distribution verticale très piquée est un cas d'école où l'utilisation des  $k$ -corrélés devient source d'incertitudes, comparé à des espèces telles que le CO<sub>2</sub> réparti uniformément (voir par exemple Lacis et Oinas, 1991). Enfin, la dépendance quadratique en pression des absorptions induites par collisions entraîne de rapides variations d'opacités avec l'altitude, qui bouleversent rapidement cet ordre pour certaines bandes, pouvant passer d'une allure "forêt de raies" à une allure "continuum" en l'espace de quelques couches.

Bien entendu, tout cela relève du cas par cas, et l'utilisation de l'approximation des  $k$ -corrélés ne doit pas être considérée - comme c'est parfois le cas - comme une panacée. Testée et validée dans certaines conditions pour l'atmosphère terrestre, elle repose sur des approximations très fortes qui, dans certains cas, peuvent atteindre leurs limites. Elle mérite d'être validée face à un calcul *line-by-line* lorsqu'elle est appliquée à des atmosphères planétaires qui peuvent parfois être assez exotiques. On en discutera de manière plus poussée avec l'application concrète à Titan par la suite.

#### GESTION DE PLUSIEURS ESPÈCES

Généralement, la composition de l'atmosphère fait que l'on a des espèces dont l'absorption va pouvoir être concurrente sur les mêmes bandes spectrales. On discute ici la façon de prendre en compte ce phénomène, particulièrement dans le cadre de notre problématique, avec des espèces absorbantes dont la concentration peut être amenée à varier localement.

Si on considère une couche avec un mélange de deux gaz  $x$  et  $y$ , de densités surfaciques respectives  $u_x$  et  $u_y$ , alors - à l'échelle d'une couche élémentaire et d'un intervalle spectral élémentaire - on peut obtenir la transmission monochromatique en multipliant le produit des transmissions.

Mais, à l'échelle d'une bande spectrale où la transmission est moyennée, on retrouve une situation similaire à celles de deux couches adjacentes verticalement, avec deux approches possibles de calcul qui sont - par essence - différentes, la seconde étant l'approximation de la première en

négligeant les corrélations à l'échelle spectrale :

$$\overline{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}(u_x, u_y) = \int_{\tilde{\nu}_1}^{\tilde{\nu}_2} \mathcal{T}_{\tilde{\nu}'}(u_x) \mathcal{T}_{\tilde{\nu}'}(u_y) d\tilde{\nu}' \quad (\text{III.43a})$$

$$\neq \overline{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}(u_x) \overline{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}(u_y) = \int_{\tilde{\nu}_1}^{\tilde{\nu}_2} \mathcal{T}_{\tilde{\nu}'}(u_x) d\tilde{\nu}' \int_{\tilde{\nu}_1}^{\tilde{\nu}_2} \mathcal{T}_{\tilde{\nu}'}(u_y) d\tilde{\nu}' \quad (\text{III.43b})$$

La première égalité III.43a, est vérifiée si l'on réalise le spectre *line-by-line* en additionnant les raies pour le mélange :

$$\overline{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}(u_x, u_y) = \int_{\tilde{\nu}_1}^{\tilde{\nu}_2} e^{-k_x(\tilde{\nu}')u_x - k_y(\tilde{\nu}')u_y} d\tilde{\nu}' \quad (\text{III.44})$$

Si on veut avoir l'information sur la répartition spectrale des différents composés, il faut calculer avant de passer dans le  $g$ -espace, et ainsi former un gaz équivalent dont l'absorption est donnée par :

$$k_{xy}(\tilde{\nu}') = -k_x(\tilde{\nu}')u_x - k_y(\tilde{\nu}')u_y \quad (\text{III.45})$$

En effet, lorsque l'on effectue cette technique dite du "pré-mélange", on garde l'information sur la répartition spectrale et cela permet de prendre en compte les effets d'écrantage comme on va le voir ci-après.

Cette méthode du pré-mélange est celle déjà implémentée dans le solveur radiatif issu du modèle générique (évoqué au chapitre II et que l'on appliquera à Titan à la section III.3). Pour les besoins de ces travaux de thèse, on implémentera (voir section IV.1.2) une méthode différente, que l'on appliquera au couplage radiatif des espèces traces. En effet, cette méthode manque de flexibilité, surtout dans la mesure où l'on veut tester la rétroaction de la variation des composés traces absorbants, car il faut effectuer le calcul du spectre "haute résolution" sur tout l'espace des possibles exploré par le mélange, ce qui peut très rapidement demander des calculs assez longs et la mise en place de *lookup-tables* qui peuvent devenir très grandes (celles-ci devant déjà couvrir la grille  $N_T \times N_P \times N_g \times N_{\tilde{\nu}}$ , il faudrait ajouter une dimension pour chaque espèce variable), comme on le verra dans l'application pratique pour Titan à la section III.3.

RECOMBINAISON ET RECOUVREMENT ALÉATOIRE Une méthode pour obtenir plus de flexibilité, est de négliger les corrélations de l'absorption des différentes espèces à l'échelle spectrale au sein d'une bande, et d'utiliser l'équation III.43b, qui permet d'utiliser la propriété de multiplication des transmissions moyennes à l'échelle de la bande, en les "recombinant". L'hypothèse sous-jacente, dite de *recouvrement aléatoire*, proposée initialement par Lacis et Oinas (1991) est très fréquemment utilisée dans les études terrestres et a été testée et éprouvée de manière récente dans diverses conditions exotiques de GCM exoplanétaires (Mollière et al., 2015; Amundsen et al., 2017). On va voir ci-après qu'elle possède en effet une gamme de validité assez large.

L'équation III.43b, une fois traduite dans le  $g$ -espace, donne donc :

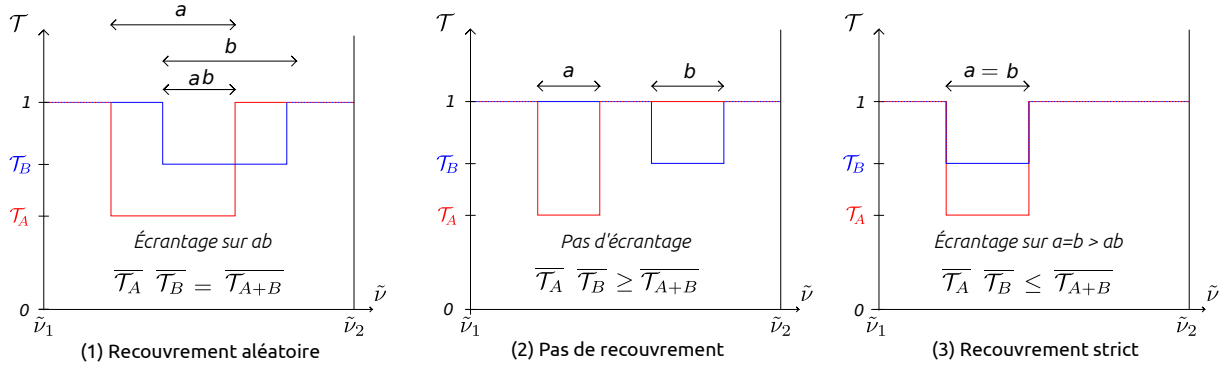


FIGURE III.4 – Sur la base de [Pierrehumbert \(2010\)](#), on illustre ici différents types de recouvrement spectral. Effectuer le produit des transmissions moyennes pour chaque espèce, permet de calculer correctement la transmission moyenne des bandes spectrales lorsque la configuration de recouvrement aléatoire est respectée - cf cas (1) à gauche et eq. [III.47](#) - *i.e.* lorsque les raies d'absorption des deux espèces ne présentent pas de corrélation spectrale, donc, dans le cas présent, lorsque la probabilité d'avoir A et B vaut  $ab$ . Dans les autres cas cela mène à surestimer les transmissions moyennes - cf cas (2) au centre et eq. [III.48](#) - ou les sous-estimer - cf cas (3) à droite et eq. [III.49](#).

$$\begin{aligned}
 \overline{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}(u_x)\overline{\mathcal{T}}_{\tilde{\nu}}(u_y) &= \int_0^1 e^{-k_x(g_x)u_x} dg_x \int_0^1 e^{-k_y(g_y)u_y} dg_y \\
 &\simeq \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \Delta g_{x,i} \Delta g_{y,j} e^{-k_{x,i}(g_{x,i})u_x - k_{y,j}(g_{y,j})u_y}
 \end{aligned} \tag{III.46}$$

Ainsi l'unique connaissance de  $u_x$  et  $u_y$  sur la couche, donc de la teneur du mélange en  $x$  et  $y$ , permet d'effectuer le calcul de transfert radiatif, à partir des fonctions de répartition des espèces séparées - d'où le nom de recombinaison. Celles-ci peuvent donc avoir été calculées une unique fois sur la grille de température et de pression, pour un rapport de mélange quelconque. Une limite qui apparaît alors est l'impossibilité de prendre en compte des variations du rapport de mélange des espèces qui auraient un impact dans le calcul du spectre "haute résolution" (notamment les effets non-linéaires des phénomènes d'élargissement spectral, que ce soit par l'espèce elle-même ou par les autres espèces du mélange). On en discutera plus en détail en section [IV.1.2](#), avec des exemples concrets d'application.

À la question du choix des canaux  $\Delta g$  et de l'intégration, notamment si l'on doit choisir la même discrétisation de la fonction  $g$  pour les deux espèces, on trouvera une brève discussion un peu plus loin, et on détaillera de manière pratique une façon de s'accommoder de cette équation en section [IV.1.2](#).

Tout d'abord, afin de visualiser plus clairement cette technique de recombinaison, quelques cas de figures sont illustrés figure [III.4](#) et permettent de jauger l'hypothèse de recouvrement aléatoire, dont les tenants et aboutissants sont décrits très clairement dans [Pierrehumbert \(2010\)](#) et dont on reprend l'explication ici.

- **Cas (1) - Recouvrement aléatoire** Les intervalles spectraux d'absorption des espèces sont répartis aléatoirement et de manière indépendante d'une espèce à l'autre. La proportion d'intervalles spectraux où B absorbe et où A est concurrent est la même que celle

des intervalles spectraux de toute la bande où A absorbe. Dans le cas de la figure III.4 on peut montrer que :

$$\overline{\mathcal{T}_{A+B}} = \overline{\mathcal{T}_A \mathcal{T}_B} = ab\mathcal{T}_A \mathcal{T}_B + a(1-b)\mathcal{T}_A + b(1-a)\mathcal{T}_B \quad (\text{III.47})$$

- **Cas (2) - Pas de recouvrement** Les intervalles spectraux d'absorption des différentes espèces sont disjoints. En recombinaison, on surestime la transparence du milieu, car on suppose un certain écrantage avec l'hypothèse de recouvrement aléatoire (voir cas (1)), alors qu'il n'y a pas d'effet d'écrantage en réalité. Dans le cas de la figure III.4 on peut montrer que :

$$\overline{\mathcal{T}_{A+B}} = \overline{\mathcal{T}_A \mathcal{T}_B} - ab(1-\mathcal{T}_A)(1-\mathcal{T}_B) \leq \overline{\mathcal{T}_A \mathcal{T}_B} \quad (\text{III.48})$$

- **Cas (3) - Recouvrement strict** De manière évidente, ce cas ne respecte pas l'hypothèse de recouvrement aléatoire. En recombinaison, on sous-estime la transparence, car il y a en réalité un maximum d'écrantage, deux espèces pouvant très rapidement saturer le même  $d\tilde{\nu}$ . Dans le cas de la figure III.4 on peut montrer que :

$$\overline{\mathcal{T}_{A+B}} = \overline{\mathcal{T}_A \mathcal{T}_B} - a(1-a)(\mathcal{T}_A + \mathcal{T}_B - \mathcal{T}_A \mathcal{T}_B - 1) \geq \overline{\mathcal{T}_A \mathcal{T}_B} \quad (\text{III.49})$$

La transmission moyenne est donc le produit de la transmission moyenne pour chaque espèce absorbante, seulement si les raies sont réparties aléatoirement, l'inégalité III.43 devenant alors une égalité. En fait, on se retrouve dans une situation identique à la question de la corrélation sur la verticale que l'on a évoquée en présentant la méthode de  $k$ -distribution. Le calcul de la transmission, exprimé en chemin optique, est un problème similaire pour deux couches adjacentes ou deux espèces absorbantes dans la même couche, avec une égalité monochromatique et une inégalité à l'échelle d'une bande - dans un cas pour des questions de saturation des raies, dans l'autre pour des raisons d'écrantage. L'hypothèse de non-corrélation, même si ce n'est pas apparent sur la figure III.4, suppose également - comme évoqué plus haut avec la question des élargissements - que la variation de quantité d'une espèce absorbante n'influe pas sur l'absorption de la seconde.

De ce qui précède, il apparaît également qu'une utilisation fortement erronée de la méthode de recombinaison avec hypothèse du recouvrement aléatoire, serait son application à des bandes spectrales recouvrant des zones d'absorption clairement disjointes pour deux absorbants différents, sans aucun recouvrement. Le découpage en bandes spectrales devra donc être mis en place en tenant compte de ce critère.

Il faut noter qu'à haute pression, en raison de l'élargissement des raies, sur un intervalle spectral, on a  $k(\tilde{\nu}) \simeq C^{ste}$ , donc l'approximation n'est pas mise en défaut. De même, à faible pression la répartition statistique des raies fait que le recouvrement aléatoire tend à être respecté. Enfin, on peut également montrer que si les différences de chemin optique sont importantes entre les espèces (par exemple si une espèce domine sa bande d'absorption), alors les conséquences de la corrélation sont négligeables (Li et Barker, 2005).

L'information sur la répartition spectrale de l'absorption étant perdue lorsque l'on passe dans le  $g$ -espace, il n'y a pas de méthode permettant de prendre en compte les corrélations de manière exacte, hormis passer par le pré-mélange. En pratique, si on fait attention au découpage spectral

- pour ne pas avoir des situations similaires au cas (1) de la figure III.4 - on insère des erreurs sûrement inférieures à celles causées par d'autres sources d'incertitudes dans le transfert radiatif (*e.g.* le rapport de mélange des espèces). Des méthodes développées pour avoir un bilan radiatif très raffiné sur Terre existent pour estimer les corrélations (voir par exemple Jacobson, 2005; Li et Barker, 2005; Buchwitz et al., 2000), notamment via la détermination de l'absorbant majoritaire dans chaque bande, mais le gain apporté pour ce qui est de la précision, en comparaison à l'effort déployé pour insérer une telle paramétrisation, et les temps de calcul additionnels au sein d'un GCM planétaire, n'en valent peut-être pas la peine - surtout si l'on a la possibilité d'effectuer la méthode du pré-mélange pour les cas limites.

#### DISCUSSION SUR L'INTÉGRATION DES $k$ -CORRÉLÉS

Comme évoqué plus haut, on discute dans ce paragraphe le choix pratique des poids d'intégration de la fonction cumulée. C'est en effet un point crucial de la méthode des  $k$ -corrélés, mais sa mise en œuvre pratique au sein des algorithmes est rarement évoquée dans la littérature<sup>11</sup>. Dans cette discussion, on n'apporte pas de véritable solution, mais on fait plutôt le bilan des points d'ombre qui devraient être mis à plat pour pouvoir comparer ce qui est fait au sein des modèles.

Le premier point sur lequel on a pu s'interroger durant l'application du schéma de transfert radiatif issu du modèle générique à Titan (ce qui sera fait en section III.3), est le fait que, si la plupart des exemples de la littérature utilisent des poids d'intégration correspondant à une quadrature de Gauss, ceux utilisés ici s'assimilaient à une intégration riemannienne standard (en trapèze), avec un paramètre empirique sous-jacent pour optimiser la répartition des points, afin qu'ils soient moins espacés là où la fonction de répartition  $k(g)$  varie le plus rapidement, pour mieux saisir son intégration. Si cette technique a notamment permis une optimisation qui a fait ses preuves pour des applications passées du modèle générique, notamment avec la comparaison des taux de chauffage obtenus dans le GCM face à des méthodes *line-by-line*, il reste néanmoins la question de ce choix, qui n'est pas du tout évident. Supposons que la fonction que l'on cherche à intégrer est approchée par un polynôme de degré  $n$ , ce qui avec  $n = 16$ , valeur classiquement utilisée, est une bonne approximation au vu de l'aspect des fonctions  $k(g)$  couramment rencontrées (pour rappel, voir III.3). Dans ce cas, une méthode de quadrature de Gauss à  $n$  points, permet de minimiser l'erreur obtenue sur la valeur de l'intégrale, par rapport à une intégration riemannienne. Il semblerait alors évident de devoir choisir dans tous les cas de véritables points de Gauss plutôt qu'une méthode riemannienne, même optimisée, d'autant plus qu'elle s'inscrit dans un modèle générique, qui cherche à faire abstraction des méthodes optimisées pour une atmosphère donnée.

Cependant, cette vision est valable si l'on s'intéresse à une unique  $k$ -distribution pour des conditions atmosphériques  $(T, p)$  données. Dans ce cas, ce qui nous intéresse effectivement est la valeur de  $k$  intégrée. Mais, comme on l'a vu on travaille avec des atmosphères inhomogènes, et en pratique, une répartition  $k(g)$  satisfaisante pour un niveau donné ne le sera pas pour tous. C'est une approximation forte dans l'utilisation des  $k$ -corrélés, et ne peut pas être contournée en

11. Une rare discussion très détaillée sur la mise en place technique des  $k$ -corrélés, dans le cas d'un modèle martien, est donnée dans Mischna et al. (2012).

augmentant le nombre de points de quadrature. D'autre part, ce n'est pas uniquement la valeur intégrée de  $k$  qui porte l'information nécessaire à la résolution du transfert radiatif, car - comme on l'a vu - toute la puissance réside dans le fait que l'on transmet l'information répartie dans les zones de faibles ou de forte absorption. Ceci explique également pourquoi le constat a été fait à plusieurs reprises (dans notre cas avec Titan - non illustré ici - mais également par d'autres utilisateurs du modèle générique - Martin Turbet, communication personnelle), que les résultats des calculs de transfert radiatif sont beaucoup moins corrects, lorsque l'on ajoute les continuums en amont - au moment de la mise en place des  $k$ -distributions - que lorsqu'ils sont ajoutés au sein du canal du continuum, car ils viennent alors décorrélérer le mappage entre différents niveaux.

Des recherches plus approfondies du côté des modèles terrestres, semblent pointer que dans les cas d'atmosphères inhomogènes, il y a normalement une part d'ajustement de la méthode, en utilisant des considérations sur les épaisseurs optiques mises en jeu. Ceci revient à ajuster "à la main" ce que devient la valeur de l'intégrale sur le chemin optique de l'équation III.41, lorsqu'on la retrouve sous la forme  $k(g)$  dans l'équation III.42. En effet, on regroupe généralement cela sous un unique terme 'quadrature de Gauss', alors qu'il y a en pratique deux intégrales à effectuer, une sur la dimension spectrale et une sur la dimension verticale, la seconde étant généralement traitée de manière très floue. Idéalement, il faudrait effectuer cette construction de  $k(g)$  à chaque itération selon le chemin optique  $u$ , c'est à dire selon l'opacité et la structure thermique. En pratique, on calcule  $k(g)$  à tous les niveaux et on effectue ensuite le produit des transmissions pour les couches, alors que l'on a vu en III.43 que ce n'était pas un calcul exact. C'est là un point généralement occulté des discussions dans la littérature, ou des documentations techniques des modèles. Par ailleurs, si la méthode de Gauss assure une valeur optimale de l'intégrale, ce n'est pas nécessairement le cas canal par canal - car on ne peut alors plus considérer qu'il y ait une convergence riemannienne. Et du fait que l'on ne résolve non pas une seule fois l'équation du transfert radiatif, mais une fois sur chaque canal, garder l'information sur cette répartition est important - sinon on utiliserait une transmission moyenne. Finalement, la façon de construire cette intégrale semble un peu confuse, même dans la littérature spécialisée, et les différentes méthodes - quadrature ou riemannienne - semble receler chacune une incontournable part d'ajustement et avoir des zones d'ombres respectives, en plus d'être souvent confondues.

On retiendra ici l'avantage principal de la quadrature de Gauss, celui d'être générique, ce qui permet de ne pas devoir ajuster la méthode au cas par cas, même s'il semblerait qu'elle puisse malgré tout être également source d'erreurs. Elle reste avantageuse dans un contexte où l'optimisation du mappage deviendrait complexe, vu que l'on utilise la méthode de recombinaison avec différentes espèces, changeant sans cesse l'allure des spectres, et ce sur les différents intervalles. Pour la suite de ce manuscrit, on porte donc notre choix sur une méthode de Gauss, mais tout ceci mériterait d'être plus approfondi, avec une batterie de cas tests, pour voir s'il existe des configurations atmosphériques où cela pourrait amener à des erreurs substantielles sur le bilan radiatif.

Par contre, un point qui est beaucoup plus certain est le fait qu'utiliser le même mappage pour toutes les bandes spectrales (ce qui est fait dans le transfert radiatif actuel), ne peut être qu'une source d'erreurs supplémentaires, par rapport au fait d'en utiliser un par bande spectrale. Cela n'apporterait aucune augmentation sérieuse du temps de calcul et ne peut être que bénéfique. Ne



pas le faire doit sûrement induire des erreurs (dans le cas de Titan, on a pu le remarquer pour les raies rotationnelles lointaines, où heureusement l'erreur engendrée a peu d'impact vu le peu de flux qui y transite). On notera enfin, que ces discussions sont le fruit de réflexions menées en fin de thèse, postérieures à la mise en place du schéma radiatif de référence, et n'ont pas mené à de plus amples mises en application pratiques, mais mériteraient sûrement d'être instruites plus en détail. Le dernier point notamment - au sujet du mappage dépendant de chaque bande spectrale - serait très facilement implémentable dans le schéma radiatif pour Titan ou le modèle générique, afin d'en tester son impact.

### III.1.5 LE FORMALISME DES PUISSANCES NETTES ÉCHANGÉES (PNE)

*Pour une description approfondie et technique du formalisme des Puissances Nettes Échangées, je renvoie le lecteur au manuscrit d'HdR de Jean-Louis Dufresne (Dufresne, 2009).*

Afin d'enquêter plus en détail sur le contrôle de la structure thermique, notamment les échanges d'énergie interne entre les différentes couches atmosphériques, un outil très puissant est l'analyse en Puissances Nettes Échangées (PNE). Cette méthode repose sur un formalisme qui permet la description des échanges radiatifs de manière plus fine que les formulations en flux que l'on a pu décrire à la section III.1.3, notamment par la mise en évidence pour un niveau atmosphérique donné, des contributions respectives de toutes les autres couches à son budget radiatif (donc à son taux de chauffage ou de refroidissement net, si les autres sources d'échanges sont connues). Elle est généralement appliquée uniquement au domaine infrarouge, car la compréhension des échanges dans le domaine du rayonnement solaire est simplifiée du fait que l'on connaît les conditions limites en haut de l'atmosphère et que l'on néglige l'émission thermique de celle-ci à ces longueurs d'ondes : le rayonnement solaire est donc estompé progressivement à mesure qu'il s'enfonce dans l'atmosphère. Au contraire, dans l'infrarouge il faut considérer l'émission thermique de chaque couche, et les échanges internes sont beaucoup plus complexes à approcher par une description en flux. Au-delà de ces considérations, l'analyse en PNE permet de s'affranchir des problèmes d'erreurs numériques d'intégration verticale et assure le respect de principes fondamentaux pour les échanges radiatifs, comme la conservation de l'énergie, la réciprocité, l'échange en fonction de la différence de température, etc.

Pour l'étude des atmosphères planétaires, ce formalisme a été appliqué sous forme d'une paramétrisation du transfert radiatif, comme par exemple pour affiner les modèles martien (Dufresne et al., 2005) et vénusien (Lebonnois et al., 2010, 2015). Dans le cadre de ce manuscrit, on se contentera d'une analyse *off-line* - *i.e.* de manière séparée du GCM - avec le modèle développé par Eymet et al. (2009) qui a l'avantage de s'adapter facilement à un grand nombre d'atmosphères, à partir du moment où l'on connaît profil de température et distribution d'opacités.

#### DESCRIPTION

L'idée de base de ce formalisme est de quantifier les échanges directs  $\Psi_{ij}$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ] entre deux couches  $i$  et  $j$  :

$$\Psi_{ij}(\tilde{\nu}) = E(j \rightarrow i, \tilde{\nu}) - E(i \rightarrow j, \tilde{\nu}) \quad (\text{III.50})$$

où  $E(j \rightarrow i, \tilde{\nu})$  est la puissance surfacique [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ] émise par la couche  $i$  et absorbée par la couche  $j$  (et réciproquement pour  $E(i \rightarrow j, \tilde{\nu})$ ).

$$\Psi_{ij}(\tilde{\nu}) = [B_{\tilde{\nu}}(T_i) - B_{\tilde{\nu}}(T_j)] \xi_{ij}(\tilde{\nu}) \quad (\text{III.51})$$

où  $\xi_{ij}$  est un facteur optogéométrique, que l'on peut ici se représenter comme étant à peu près équivalent à une épaisseur, mais intégrée angulairement et spectralement sur la bande considérée (pour plus de détails, voir [Eymet et al., 2009](#)). Le point essentiel à retenir est que ce facteur est directement obtenu à partir des  $k$ -distributions calculées plus haut à chaque altitude, avec le même découpage en bandes spectrales.

Une des hypothèses sur laquelle repose ce formalisme est que l'intensité de corps noir évolue linéairement avec la couche ([Lebonnois et al., 2015](#)).

Le budget radiatif total  $\zeta_i$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ] d'une couche  $i$  est obtenu en sommant la contribution de toutes les autres couches - qui incluent également les couches aux limites, la surface et l'espace - soit :

$$\zeta_i = \sum_{\tilde{\nu}} \sum_j \Psi_{ij}(\tilde{\nu}) \quad (\text{III.52})$$

Ainsi, en considérant un profil de température et de pression donné, on pourra - en utilisant la même discrétisation verticale que dans le GCM - réaliser des diagnostics détaillés du budget d'une couche. Ceci nous servira au chapitre [V](#) pour quantifier les contributions des différentes sources d'absorption au contrôle de la structure thermique titaniaque. Ici on se contentera de l'utiliser comme un outil d'analyse *off-line* complémentaire du GCM, mais évidemment, ce formalisme pourrait être mis en place dans le transfert radiatif comme dans le cas martien, quoique son application à des compositions variables n'est peut être pas évident.

## III.2 CONSTAT SUR LE MODÈLE PRÉ-EXISTANT

Les notions de transfert radiatif essentielles à la suite du manuscrit ayant été exposées, on peut maintenant aborder l'étude consacrée au transfert radiatif dans le GCM Titan de l'IPSL. Dans un premier temps, on va dresser le constat sur le modèle radiatif en place, en utilisant des simulations tests en 1-D.

**DESCRIPTION DU TRANSFERT RADIATIF PRÉ-EXISTANT** Pour l'absorption du gaz, le transfert radiatif du GCM de Titan de référence ([Lebonnois et al., 2012a](#)) utilise le code de [McKay et al. \(1989\)](#), avec comme intervalles spectraux 48 bandes dans l'infrarouge ( $10 - 950 \text{ cm}^{-1}$ ) et 24 bandes dans le visible ( $4000 - 35000 \text{ cm}^{-1}$ ). Le transfert radiatif y est résolu en utilisant donc une méthode à deux faisceaux, comme décrit en amont. C'est un modèle en sommes d'exponentielles, où le calcul des transmissions repose sur un modèle de  $k$ -distribution mais ajusté de manière semi-empirique ([Rages et Pollack, 1983](#); [McKay et al., 1989](#)). On ne détaillera pas plus en détail sa mise en oeuvre, on tâchera juste de dresser des constats.

Pour les composés intervenant dans le transfert radiatif, les profils verticaux sont dérivés des observations de *Voyager 1* ([Lellouch et al., 1989](#)). Les abondances utilisées sont donc les

suivantes :

- $\text{CH}_4$  : 8 % dans les trois premiers kilomètres, puis gradient d’abondance jusqu’à 1.5 % à la tropopause. Au dessus de ce piège de froid, le méthane est saturé à 1.5 %.
- $\text{H}_2$  : 0.3 % dans toute l’atmosphère.
- $\text{C}_2\text{H}_2$  : Abondance fixée à  $1.7 \cdot 10^{-6}$  dans la stratosphère, condensation à la tropopause, abondance résiduelle  $\leq 2.0 \cdot 10^{-10}$  en dessous.
- $\text{C}_2\text{H}_6$  : Abondance fixée à  $1.2 \cdot 10^{-5}$  dans la stratosphère, condensation à la tropopause, abondance résiduelle  $\leq 10^{-9}$  en dessous.

Les continuums pour  $\text{N}_2\text{-N}_2$ ,  $\text{N}_2\text{-CH}_4$  et  $\text{N}_2\text{-H}_2$  sont inclus, sur la base du modèle semi-empirique de [Courtin \(1988\)](#).

On notera déjà le fait que ce modèle radiatif ne repose pas sur des valeurs d’abondance à jour avec les observations de *Cassini*, ni sur des données spectroscopiques récentes.

### III.2.1 SENSIBILITÉ AUX AÉROSOLS

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l’influence des opacités des aérosols sur le contrôle du profil thermique, qui s’ajoutent à celles des gaz décrites ci-dessus, et pour lesquelles on dispose de plus de flexibilité. Plusieurs indices laissent à penser que les aérosols ont un rôle important à jouer : tout d’abord en raison de l’influence notable des brumes dans cette région, d’autre part car les observations ([Vinatier et al., 2010](#) et [Vinatier et al., 2015](#)) laissent apparaître que le profil d’opacité des brumes et le profil thermique sont fortement corrélés. Enfin, les incertitudes sur les aérosols utilisés dans le modèle (propriétés optiques, altitude de la couche détachée, etc.) permettent une certaine marge d’exploration.

Pour tester l’influence du profil d’opacité des brumes, nous avons à notre disposition, en plus du profil issu du calcul microphysique, des profils observationnels obtenus par CIRS pendant différentes orbites d’une part ([Vinatier et al., 2015](#)), et celui reconstitué à partir des données de DISR sur *Huygens* ([Tomasko et al., 2008](#)), extrapolé au-dessus de 250 km sur la base des travaux de [Lavvas et al. \(2010\)](#), d’autre part. Enfin, nous avons également pu inclure à titre de comparaison les opacités utilisées dans les simulations de [Lora et al. \(2015\)](#).

Dans les figures [III.5](#) et [III.6](#), on présente les caractéristiques des profils thermiques pour les simulations fournies par le GCM dans sa configuration 1-D, détaillées et discutées ci-après :

**SIMULATION HAZE\_QAER** Les propriétés optiques des aérosols utilisées ici sont issues du calcul microphysique effectué par une simulation 2-D plus longue du même modèle ([Crespin et al., 2008](#)). C’est la seule simulation présentée dans cette section où les aérosols sont calculés par le GCM. Au-dessus de 100 Pa, il apparaît clairement que l’atmosphère devient trop chaude et il manque l’inversion de température attendue à la stratopause. On peut voir l’allure verticale du profil d’extinction dans la figure [III.6a](#), et on remarque l’existence d’une couche détachée : augmentation de l’extinction associée à une augmentation de température vers 1 Pa.

**SIMULATIONS HAZE\_DISR\_C ET HAZE\_DISR\_C\_NOUP** Ici, on utilise comme profil vertical le profil reconstitué à partir des données de DISR par [Lavvas et al. \(2010\)](#) et avec une extrapolation en loi de puissance au-dessus de 250 km (voir également figure [III.6a](#)). L’extrapo-

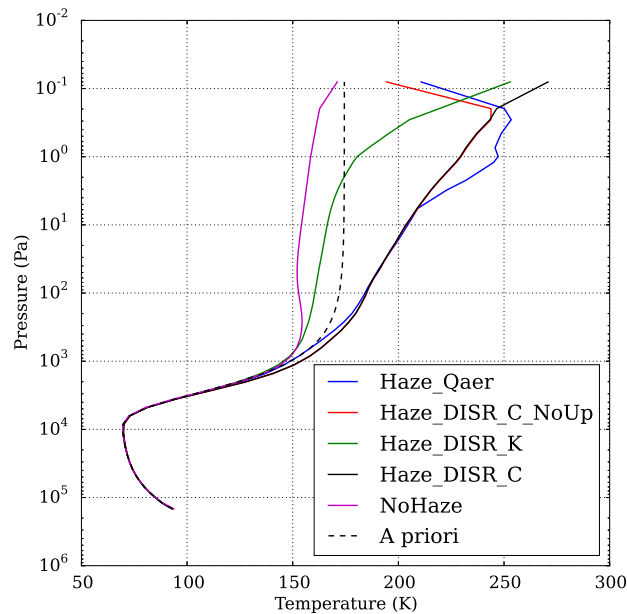
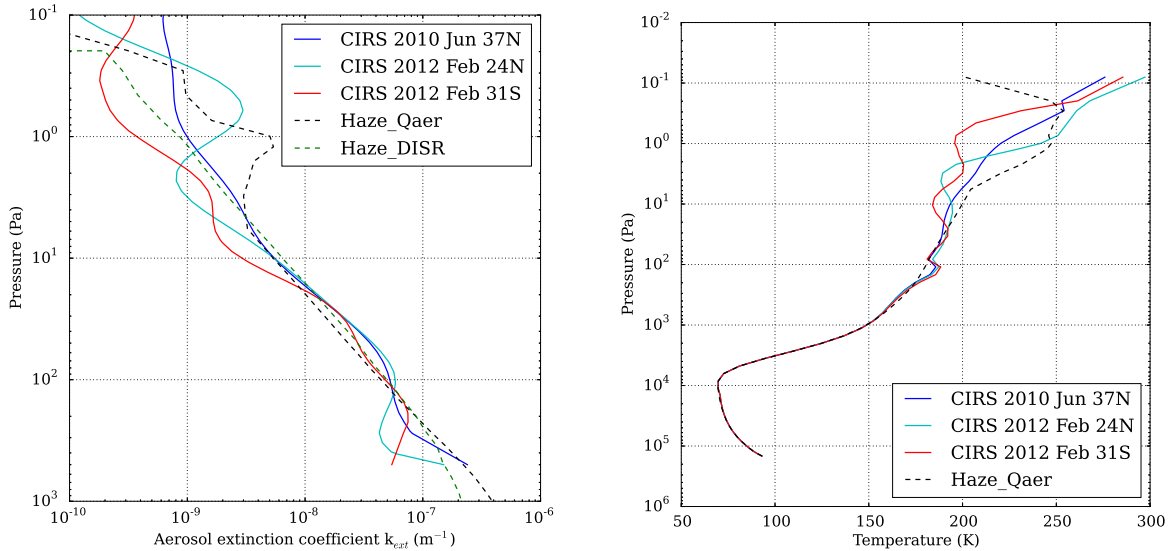


FIGURE III.5 – Profils thermiques obtenus pour quelques simulations 1-D tests avec le modèle pré-existant. Toutes ont pour état initial le profil *a priori* en pointillé - isotherme au-dessus de 200 km et correspondant à celui de HASI en dessous - et durent 20 jours titaniens autour de l'équinoxe, ce qui laisse le temps à la moyenne et haute atmosphère de s'équilibrer radiativement, mais sans impact sur le profil en dessous de  $\sim 10^3$  Pa. En effet, la constante de temps radiative - temps caractéristique de réponse au forçage radiatif - est de plusieurs années titaniennes dans la troposphère, mais de quelques jours titaniens seulement dans la stratosphère. Ces simulations sont réalisées à l'équateur, avec cycle diurne, et on effectue une moyenne journalière du profil.

lation correspond à une pente équivalente à celle du profil moyen vu par CIRS en 2007, référencé dans [Vinatier et al. \(2012\)](#).<sup>12</sup> On observe un comportement assez similaire à la simulation précédente, mais avec absence de couche détachée. La lettre C provient du fait que les propriétés optiques utilisées pour les aérosols sont celles dérivées par CIRS. On reviendra un peu plus loin sur ce point. Les différences entre les simulations C et C\_NoUp tiennent au fait que dans le second cas on fixe une opacité nulle des brumes dans la dernière couche, alors que dans le premier cas on a une interpolation entre l'espace (opacité nulle) et l'avant-dernière couche. Ceci illustre un point important quant à la sensibilité aux effets du haut du modèle. Avoir une meilleure extension verticale pour que le modèle s'étende au-delà de la région des brumes permettrait de s'affranchir de cette sensibilité.

**SIMULATIONS CIRS** On utilise ici des profils d'extinction dérivés par CIRS ([Vinatier et al., 2015](#)). Ceux-ci ne présentent pas la couche détachée à la même altitude selon la saison et l'hémisphère. Il apparaît que la position et l'allure de la couche détachée ont effectivement un rôle dans le contrôle du profil thermique, mais ont un impact relativement local, entraînant des variations de quelques kelvins tout au plus. Dans l'état actuel des choses, elles ne semblent pas être responsables - dans le modèle - de l'inversion de température recherchée à la stratopause.

<sup>12</sup> L'extrapolation portant sur l'extinction étant sensible à l'altitude de la couche (à pression fixe dans le modèle), celle-ci s'ajuste avec le profil thermique, ce qui explique que le profil d'extinction ne paraît pas suivre une loi de puissance.



(a) Différents profils verticaux d'extinction [ $\text{m}^{-1}$ ] des aérosols utilisés ici : calcul microphysique (Haze\_Qaer), DISR et extrapolation (Haze\_DISR), et observations de CIRS à différentes orbites.

(b) Profils thermiques associés aux quatre premiers profils d'extinction des aérosols de la figure (a).

FIGURE III.6 – Sensibilité aux profils verticaux d'extinction des aérosols dans la stratosphère et profils thermiques associés pour le modèle 1-D pré-existant.

**SIMULATION NOHAZE** Ici, on enlève totalement les brumes, l'équilibre radiatif ne se fait qu'avec le gaz. Il faut noter que contrairement aux autres, cette simulation n'est pas stabilisée radiativement : si l'on continue la simulation plus longtemps le profil thermique dérive totalement (pas de réchauffement stratosphérique par les brumes).

#### INFLUENCE DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES

Lorsque l'on a seulement accès à une contrainte sur le profil d'extinction à une longueur d'onde donnée, comme c'est le cas pour les profils CIRS (à  $1090 \text{ cm}^{-1}$ ), on utilise la dépendance spectrale des sections efficaces d'extinction des aérosols pour obtenir un facteur multiplicatif permettant d'ajuster la valeur de l'extinction pour chacun des intervalles spectraux du modèle.

Ces propriétés optiques des aérosols ont notamment été contraintes dans l'infrarouge par l'instrument CIRS (Anderson et Samuelson, 2011; Vinatier et al., 2012), sur une gamme spectrale moins large cependant, ainsi que par DISR dans le visible (Tomasko et al., 2008). Pour le reste du spectre, et notamment pour pouvoir tester la sensibilité aux propriétés dans l'infrarouge thermique, on a également à disposition les travaux de Khare et al. (1984), dont l'intérêt majeur est d'avoir fourni, grâce à des expériences en laboratoire, une contrainte sur les propriétés optiques des analogues de laboratoire sur l'ensemble du spectre. C'est l'une des seules études à avoir effectué ce travail sur une telle amplitude spectrale, mais de nombreuses équipes travaillent actuellement sur une caractérisation plus précise dans différentes régions spectrales. Ces travaux ont servi de référence majeure durant de nombreuses années, mais il apparaît clairement qu'une telle expérience menée sur une gamme spectrale aussi large (de l'infrarouge lointain au proche UV) recèle de nombreuses sources d'incertitudes. De par leur différence notable avec les propriétés

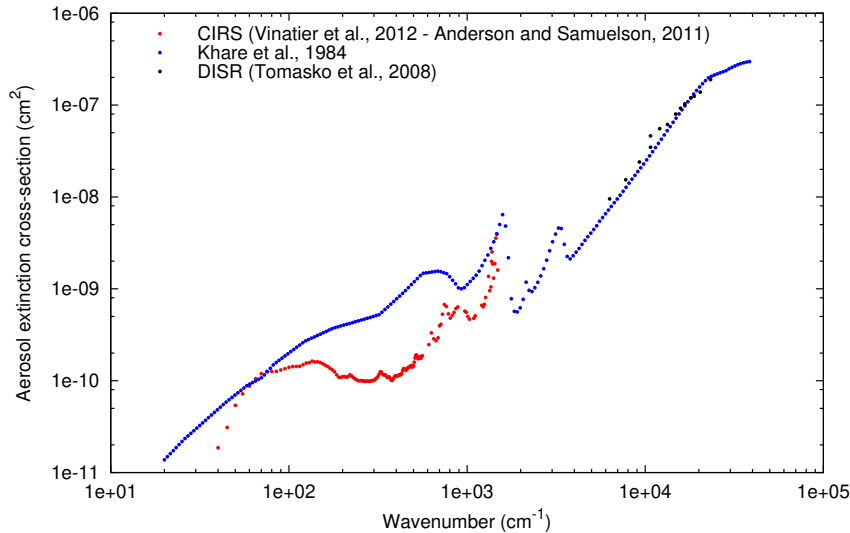


FIGURE III.7 – Dépendance spectrale des sections efficaces d’extinction des aérosols, dérivée des propriétés optiques (parties réelle et imaginaire de l’indice optique) des tholins pour [Khare et al. \(1984\)](#), des observations CIRS dans l’infrarouge pour [Anderson et Samuelson \(2011\)](#) et [Vinatier et al. \(2012\)](#) et des données DISR dans le visible pour [Tomasko et al. \(2008\)](#).

optiques dérivées par CIRS dans l’infrarouge thermique, elles vont néanmoins nous permettre d’effectuer un test de sensibilité. Ces différentes données sont présentées dans la figure III.7.

La différence entre les simulations Haze\_DISR\_K et Haze\_DISR\_C vient donc de l’utilisation des propriétés optiques dans l’infrarouge de ([Khare et al., 1984](#)) pour la première et de CIRS pour la seconde. Pour les autres simulations, on utilise toujours les propriétés de CIRS dans l’infrarouge, et dans tous les cas [Khare et al. \(1984\)](#) dans le visible. On remarque qu’utiliser les propriétés de [Khare et al. \(1984\)](#) conduit à un refroidissement trop important par les aérosols dans la couche principale (Haze\_DISR\_K, cf fig. III.5), en raison d’une opacité trop importante de ceux-ci dans cette gamme de longueur d’onde : en laissant la simulation durer encore plus longtemps, le profil dans la stratosphère s’écarte du profil HASI. De plus, on a toujours trop de chauffage en haut du modèle.

Enfin, la variation des propriétés optiques avec l’altitude est très peu abordée dans la littérature<sup>13</sup> - du moins pas suffisamment pour en tirer des contraintes robustes pour les modèles - et il faut considérer que les contraintes présentées dans [Vinatier et al. \(2012\)](#) concernent seulement les aérosols de la couche principale vers 100 Pa. Or, il semble raisonnable de penser que, étant donné par exemple que les réactions de polymérisation sont moins avancées à haute altitude, il existe des différences dans la structure globale des aérosols et de leurs propriétés optiques, entre ceux situés à 500 km et ceux de la couche principale.

### III.2.2 COMPARAISON DE L’OPACITÉ DES GAZ ET DES AÉROSOLS

Nous avons pu échanger avec Juan Lora, qui développe TAM, et inclure les propriétés optiques utilisées pour les aérosols dans [Lora et al. \(2015\)](#). Une fois celles-ci incluses dans le GCM de

13. Ces tests ont été réalisés en tout début de thèse, les travaux sur les propriétés optiques de la couche détachée par [Seignovert et al. \(2017\)](#) n’ayant pas encore été publiés. Les données CIRS sembleraient également pointer une différence de propriétés spectrales des aérosols avec l’altitude (S. Vinatier, communication personnelle).

l'IPSL, les profils thermiques dans les simulations 1-D divergent totalement en haut du modèle (non présenté ici). Ceci est dû au fait que les opacités dans l'infrarouge des dernières couches sont négligeables pour les aérosols et que dans TAM, l'équilibre radiatif du flux solaire absorbé par les aérosols est effectué par les gaz dans l'infrarouge. On va voir dans cette partie que ce n'est pas le cas dans le GCM de l'IPSL.

La figure III.8 présente une vue globale des profils verticaux d'opacités, respectivement pour les brumes (simulation Haze\_Qaer) et pour les gaz. Des spectres issus de cette figure sont réalisés à 1 Pa et 100 Pa et présentés figure III.9. On remarquera qu'en évoquant les opacités, on se réfère aux coefficients d'absorption pour le gaz - on ne prend pas en compte la diffusion Rayleigh, même sur le méthane, en trop faible quantité - et aux coefficients d'extinction dans le cas des brumes pour lesquelles la diffusion est traitée.

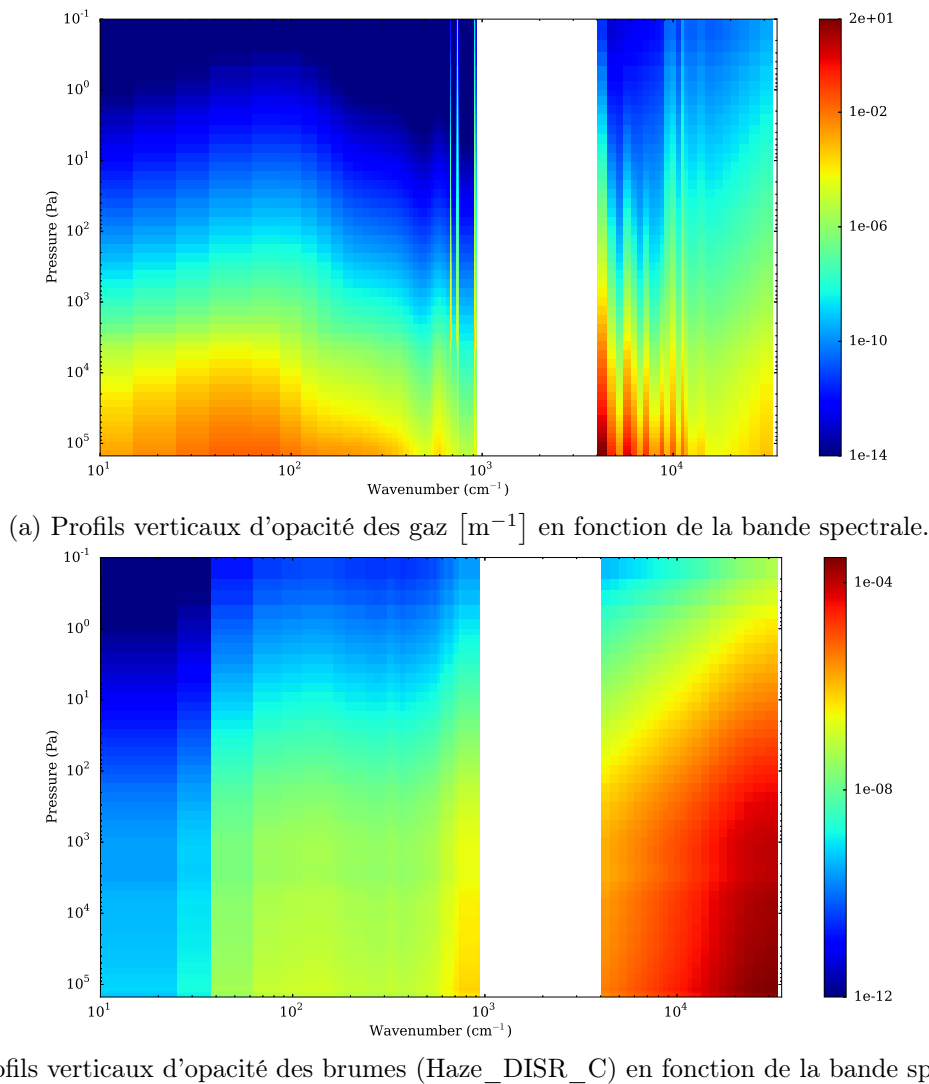


FIGURE III.8 – Aperçu global des profils verticaux des opacités [ $\text{m}^{-1}$ ] des brumes et des gaz, dans le modèle pré-existant.

DISCUSSION DES DIFFÉRENTES CONTRIBUTIONS À L'OPACITÉ DES GAZ En se référant à McKay et al. (1989), on peut distinguer la contribution des différentes espèces. Dans la partie visible du



spectre, on distingue nettement la contribution du méthane avec des alternances de raies très opaques et de fenêtres de transparence dans la basse atmosphère.

Dans l'infrarouge lointain, c'est le continuum formé par les absorptions induites par collisions ( $N_2-N_2$ ,  $N_2-H_2$ ,  $N_2-CH_4$ ) qui domine en profondeur jusqu'à environ  $10^3$  Pa (voir aussi fig. III.12, section III.3, pour la contribution des différentes CIA).

Dans la stratosphère, on distingue la contribution du refroidissement infrarouge par deux raies principales : la  $\nu_5$  du  $C_2H_2$  centrée à  $730\text{ cm}^{-1}$  (dominante dans la stratosphère (fig. III.9b) et la  $\nu_9$  du  $C_2H_6$ , plus large et centrée à  $820\text{ cm}^{-1}$ .

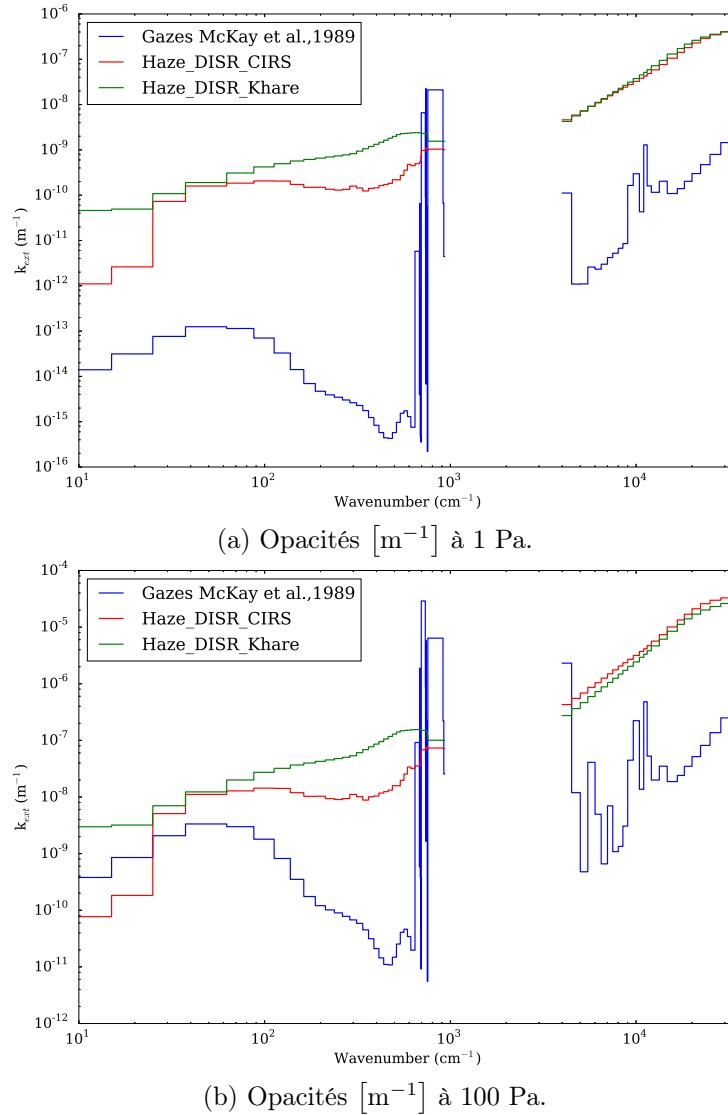


FIGURE III.9 – Spectres à 1 Pa et 100 Pa des opacités  $[\text{m}^{-1}]$  des gaz (en bleu) et des brumes Haze\_DISR (C en rouge ; K en vert).

CONSÉQUENCES SUR LE PROFIL THERMIQUE Il apparaît dans les figures III.8 et III.9a qu'au-delà de  $\sim 10$  Pa, l'extinction des gaz devient négligeable devant celle des brumes. Les fenêtres de radiation infrarouge des composés minoritaires ne jouant plus leur rôle pour instaurer l'équilibre radiatif et évacuer la chaleur absorbée par les brumes dans le visible, le profil thermique s'ajuste alors : c'est la cause de l'augmentation de température observée dans le haut du modèle. En

effet, le profil d'opacité est alors dominé totalement par les brumes en haut du modèle, et les brumes sont optiquement beaucoup plus minces dans l'infrarouge que dans le visible (plusieurs ordres de grandeur de différence sur  $k$ ) : la température doit donc augmenter pour que le flux thermique évacué au travers de faibles opacités soit équivalent à celui absorbé dans le visible.

Cet effet augmente de plus en plus avec l'altitude car l'opacité des gaz chute plus rapidement que celle des aérosols : on peut voir que les raies des gaz ne dépassent quasiment plus du spectre des aérosols à 1 Pa, (fig. III.9a), alors que c'était bien plus le cas à 100 Pa, (fig. III.9b).

En effet, à 100 Pa, les opacités des gaz et des aérosols dans l'infrarouge sont comparables à celles des aérosols dans le visible, ce qui explique d'une part que l'on atteigne un équilibre radiatif à des températures plus faibles, d'autre part que l'on soit assez sensible aux propriétés optiques des brumes, comme c'est le cas dans Haze\_DISR\_K (fig. III.5) où l'on refroidit trop la stratosphère car il y a alors trop d'opacité infrarouge des aérosols.

Lorsque l'opacité des aérosols est nulle dans l'infrarouge, comme c'est le cas dans les dernières couches pour les profils de Lora et al. (2015), il paraît cohérent que cela fasse diverger le profil car ce sont les gaz qui évacuent alors le flux absorbé, et il faut une température très importante pour évacuer toute la chaleur au travers de leur très faible opacité infrarouge (fig. III.9a).

Pour les simulations Haze\_DISR, nous avons songé à modifier la pente verticale de l'extrapolation, afin de tester la sensibilité autour du profil moyen vu par CIRS en 2007, mais il apparaît que l'on se retrouvera toujours en haut du modèle avec des opacités des gaz négligeables devant celles des aérosols. Il faudrait un écart de plusieurs ordres de grandeur au profil moyen observé par CIRS, ce que nous n'envisageons pas ici.

On explique ainsi également la sensibilité aux opacités dans la dernière couche : si on diminue l'opacité sans qu'elle soit exactement nulle, comme c'est le cas lorsqu'on effectue l'interpolation avec l'espace, alors on a un chauffage par les opacités visibles des aérosols qui n'est équilibré ni par les gaz ni par les aérosols dans l'infrarouge.

## DE LA NÉCESSITÉ D'UN NOUVEAU MODÈLE

En somme, dans la version pré-existante du modèle, le profil thermique au delà de 300 km est contrôlé par l'extinction des aérosols, et le chauffage trop important observé est dû au fait qu'à ces altitudes, même les raies de forte opacité infrarouge du gaz du modèle sont négligeables devant celles des aérosols dans le visible. Il faut alors une température beaucoup plus importante pour évacuer tout le flux et instaurer l'équilibre radiatif. Augmenter globalement l'extinction des aérosols dans l'infrarouge ne convient pas pour pallier le problème car, dans ce cas, on refroidit trop la stratosphère au niveau de la couche principale. Par contre, une variation des propriétés optiques avec l'altitude (motivée par exemple par le fait que les polymères sont plus petits à haute altitude) pourrait peut-être avoir des conséquences importantes, mais l'état actuel des connaissances ne nous permet pas d'aller plus loin dans cette direction.

Pour l'instant, il nous faut émettre l'hypothèse que les gaz doivent jouer un rôle important dans le refroidissement mésosphérique. Les aérosols de la couche détachée quant à eux induiront des variations plus fines de l'ordre de quelques kelvins. Il nous faut donc voir où sont les points d'ombre dans le calcul de l'opacité des gaz actuellement effectué.

Une première motivation pour changer de transfert radiatif est de permettre d'éclairer le

problème sous le jour de données spectroscopiques et de profils verticaux des composés plus récents.

Mais, quand on se penche sur la question de l'absence de refroidissement par les gaz, il apparaît en réalité que le problème ne provient peut-être pas de ce qui est déjà pris en compte, mais bien de ce que l'on a négligé jusqu'à présent : l'intervalle situé entre le domaine visible et infrarouge. En effet, si la plupart des modèles présents dans la littérature - qui utilisent pour la majorité le transfert radiatif de [McKay et al. \(1989\)](#) - ne parviennent pas à simuler correctement la moyenne atmosphère<sup>14</sup>, c'est parce que ce schéma radiatif n'est en réalité pas approprié pour la stratosphère.

En effet, les températures stratosphériques sont beaucoup plus importantes (d'une centaine de K) que dans la basse atmosphère. L'approximation faite que l'intervalle entre  $1000\text{ cm}^{-1}$  et  $4000\text{ cm}^{-1}$  se situe loin dans le régime de Wien du corps noir atmosphérique est alors fautive. La fonction de Planck aux températures stratosphériques a son maximum décalé vers le proche infrarouge et son émission est plus intense (voir figure [III.10](#)). Or, dans cet intervalle spectral on trouve justement la raie spectrale vibrationnelle  $\nu_4$  du méthane ( $1305\text{ cm}^{-1}$  -  $7.7\text{ }\mu\text{m}$ ), la plus importante pour ce qui est de l'opacité : c'est notamment en raison de son intensité qu'elle est utilisée pour dériver les profils de température avec les données *Cassini*/CIRS, ou celles d'IRIS sur *Voyager* auparavant. À titre d'exemple, sur Saturne, qui possède une structure thermique et une chimie atmosphérique proche - à l'exception des nitriles - le taux de refroidissement stratosphérique par cette raie est d'environ 40 % ([Guerlet et al., 2014](#)).

Les modifications sur le transfert radiatif n'étant pas évidentes à apporter pour les gaz dans le modèle pré-existant, nous faisons le choix d'utiliser un outil où le transfert radiatif est beaucoup plus flexible : le GCM générique développé au LMD (voir chapitre [II](#)), déjà utilisé par exemple pour modéliser les atmosphères des planètes géantes (l'atmosphère de Saturne, du point de vue radiatif, possède de nombreuses similarités avec celle de Titan), et de l'adapter à notre étude. C'est ce que nous allons développer dans la section suivante.

### III.3 UN NOUVEAU MODÈLE RADIATIF POUR TITAN

Dans cette section, on détaille la mise en place d'un nouveau transfert radiatif basé sur celui du modèle générique développé au LMD et ayant la particularité d'être assez flexible. Nous avons donc pris comme nouvelle base de travail le module "physique" du modèle générique, articulé autour de son solveur radiatif, et nous l'avons appliqué aux conditions de Titan, l'enrichissant au fur et à mesure des spécificités titaniennes, notamment dans le cadre du couplage avec la chimie et la microphysique. La restructuration de la physique de manière plus large est abordée au chapitre suivant.

**APERÇU GÉNÉRAL** L'algorithme utilisé repose sur une méthode de  $k$ -distribution dans l'approximation des  $k$ -corrélés, et les équations du transfert radiatif sont résolues dans l'approximation plan-parallèle, avec une formulation à deux faisceaux, résolue sur la base de [Toon et al.](#)

<sup>14</sup>. Exception faite du modèle TAM ([Lora et al., 2015](#)), qui utilise justement un autre modèle de transfert radiatif.

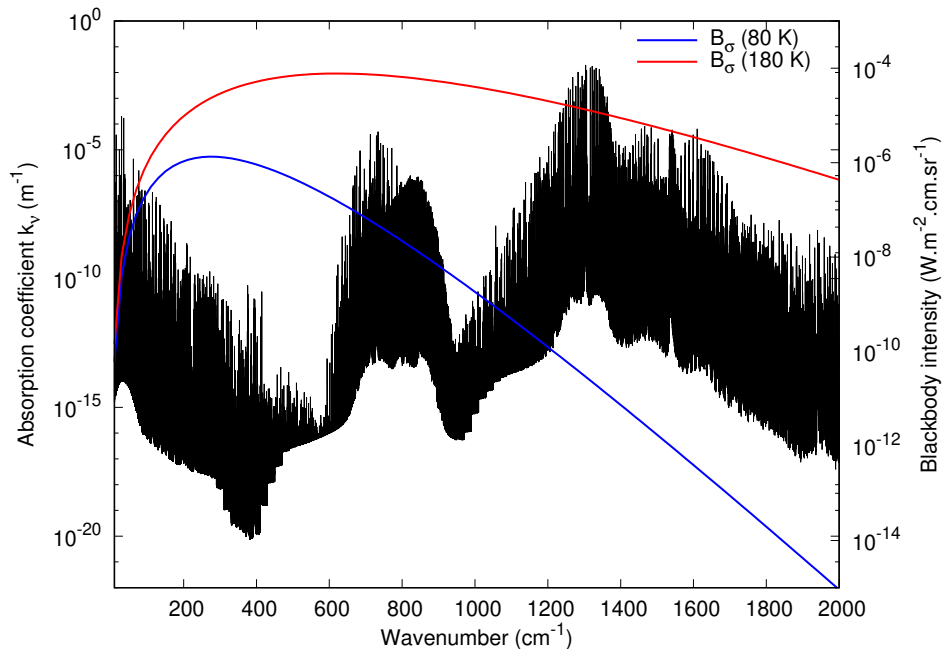


FIGURE III.10 – Spectre d’absorption infrarouge de l’atmosphère de Titan, modélisé avec *kspectrum* pour 1 Pa et 180 K. Les fonctions de Planck à 80 K (bleu) et 180 K (rouge) sont présentées à titre de comparaison. On voit nettement la nécessité de prendre en compte la bande  $\nu_4$  ( $1305 \text{ cm}^{-1}$ ) du méthane aux températures stratosphériques. Les coefficients d’absorption sont en  $\text{m}^{-1}$ .

(1989) avec une mise en équation tridiagonale. On va ici se focaliser sur la paramétrisation du gaz et des brumes afin de mettre en place des conditions titaniennes dans le transfert radiatif.

### III.3.1 PARAMÉTRISATION DU GAZ

#### SPECTRES "HAUTE RÉOLUTION"

En pratique, les coefficients spectraux  $k_\nu$  à haute résolution spectrale sont calculés dans l’intervalle  $10\text{-}35000 \text{ cm}^{-1}$  ( $0.3 \mu\text{m} - 1 \text{ mm}$ ) à l’aide de *kspectrum*, un logiciel open-source de calcul raie-par-raie des lignes spectrales (Eymet et al., 2016). Dans cet outil, les spectres sont générés en utilisant les données de HITRAN2012 (Rothman et al., 2013) avec un profil de Voigt pour les raies : étant donné que l’on monte assez en haut en altitude, on ne peut pas négliger l’effet Doppler dominant en cœur de raie, comme on a pu le voir figure III.1. L’élargissement spectral utilisé ne considère que l’élargissement par  $\text{N}_2$  - en pratique les coefficients pour l’air terrestre fournis par HITRAN - faute d’autres données disponibles. Pour les ailes lointaines et les profils sub-lorentziens, voir le paragraphe dédié ci-après..

Des spectres sont ainsi générés (voir fig. III.10 et III.11) pour une matrice, représentante de l’espace des phases des conditions de l’atmosphère titanienne, de ( $N_P = 10$  niveaux de pression)  $\times$  ( $N_T = 9$  niveaux de température) :  $P = \{10^{-1}, 10^0, \dots, 10^3, 10^{3.3}, 10^{3.7}, 10^4, 10^5, 10^6\}$  Pa, et  $T = \{60, 70, 90, 110, 130, 160, 180, 200, 220\}$  K. Dans un premier temps, on utilise la méthode du pré-mélange évoquée plus haut, qui est celle gérée par le module de transfert radiatif issu du modèle générique. Cette méthode va nous permettre d’utiliser un jeu de profils verticaux d’opacités

$p$ (Pa) \ Composé	$10^{-1}$	$10^0$	$10^1$	$10^2$	$10^3$	$10^{3.3}$	$10^{3.7}$	$10^4$	$10^5$	$10^6$
CH <sub>4</sub>	0.0148								0.0565	
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	$2.0 \cdot 10^{-5}$				$2.0 \cdot 10^{-6}$		$2.0 \cdot 10^{-7}$	$10^{-8}$		
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	$3.0 \cdot 10^{-6}$				$3.0 \cdot 10^{-7}$		$3.0 \cdot 10^{-8}$	$10^{-11}$		
HCN	$5.0 \cdot 10^{-7}$				$5.0 \cdot 10^{-9}$		$10^{-20}$			
H <sub>2</sub>	0.001									

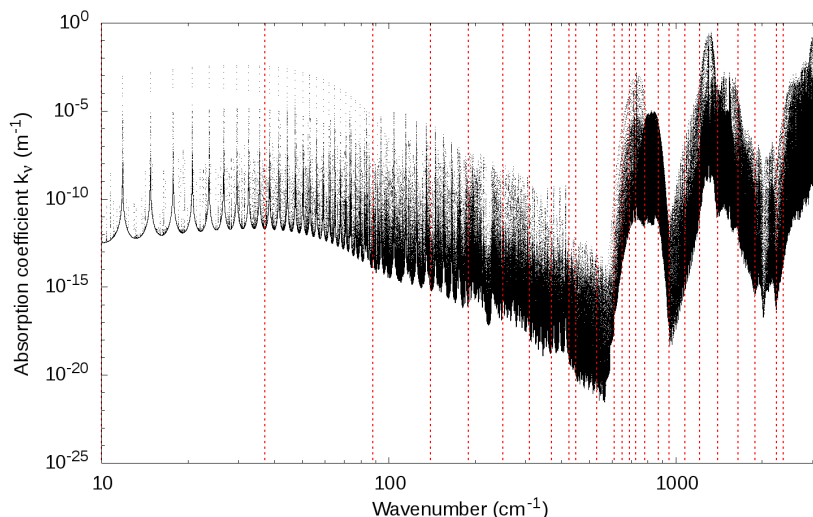
TABLE III.2 – Variations verticales des rapports de mélange des composés minoritaires (à chaque niveau, tout le gaz restant est considéré être du N<sub>2</sub>). La discrétisation plus fine à la tropopause permet la distinction des paliers de condensation des différents composés minoritaires.

des gaz, fixes dans l'espace et la saison, ce qui va mener à une première étude. Dans un second temps, on s'intéressera à la variation de ces opacités pour étudier les rétroactions induites, avec la mise en place ultérieure d'une méthode *ad hoc*. Les gaz inclus sont<sup>15</sup> N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> et HCN. Ce dernier était absent du modèle radiatif utilisé précédemment. En outre, il a fallu implémenter la prise en compte des variations verticales de composition de l'atmosphère dans *kspectrum*, ce qui n'était pas prévu initialement. Les profils verticaux des composés minoritaires sont fixés aux valeurs observationnelles récentes, dérivées des observations à l'équateur au moment de l'équinoxe par *Cassini*, présentées dans [Vinatier et al. \(2015\)](#) et récapitulées dans le tableau III.2. On utilise des profils lissés verticalement pour qu'ils ne soient pas représentatifs d'oscillations temporaires du profil à un instant donné, dont la prise en compte dans un profil moyen n'aurait pas de sens et risquerait d'entraîner des anomalies dans le modèle.

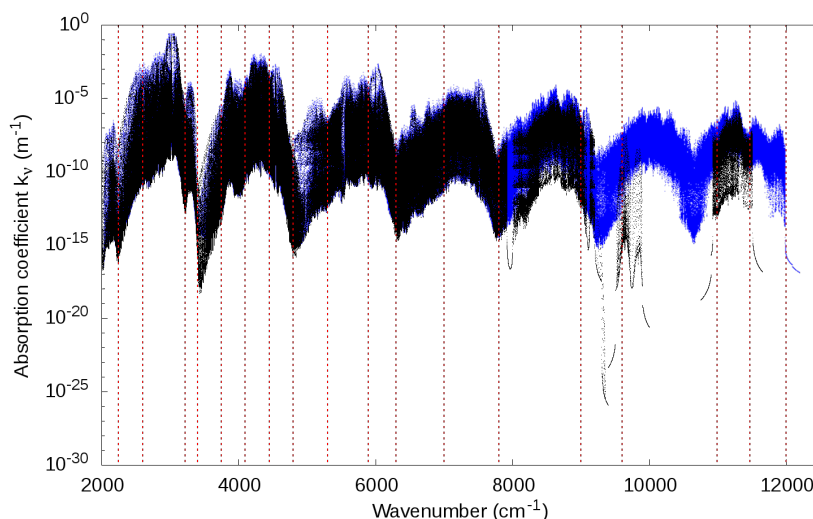
Des études de sensibilité sur la teneur en composés traces autour de ces profil moyens, exposées au début du chapitre V, montrent que c'est dans la basse stratosphère - les distributions de composés minoritaires présentant une rapide variation sur la verticale - que le modèle présente la plus grande sensibilité sur ce point. Ce point est cohérent avec ce que l'on a vu plus haut sur les limites de validité de l'approximation des *k*-corrélés dans les régions où l'allure des spectres est rapidement bouleversée.

Au-delà d'environ 8000 cm<sup>-1</sup>, on remarque (figure III.11) que le spectre fourni par les données HITRAN commence à être incomplet et ensuite totalement vide. Avec Sandrine Guerlet au LMD, qui faisait face au même problème de la limitation des données HITRAN pour le méthane dans la modélisation de l'atmosphère de Saturne ([Guerlet et al., 2014](#)), nous avons complété pour les GCM de Titan et Saturne les spectres d'HITRAN en amont de *kspectrum* par une base de données, établie par l'équipe du GSMA de Reims, plus complète jusqu'à 12500 cm<sup>-1</sup> ([Rey et al., 2018](#)). Le découpage en bandes se poursuit de même au-delà pour pouvoir considérer l'absorption des brumes que nous intégrerons ci-après. On notera que durant les travaux de thèse est paru HITRAN2016 ([Gordon et al., 2017](#)), qui présente quelques progrès sur les données du méthane dans le visible comparé à HITRAN2012, mais on a choisi de garder la complétion par la base de

15. En pratique, on n'inclut pas N<sub>2</sub> ni H<sub>2</sub> dans le calcul des raies, car ces molécules symétriques n'interviennent dans le transfert radiatif que par les absorptions induites par collisions.



(a) Partie infrarouge du spectre, similaire à la figure III.10, mais en échelle logarithmique pour le nombre d'onde.



(b) Partie visible du spectre. On remarque le problème des données HITRAN2012 (en noir) que l'on complète par les données issues de Rey et al. (2018) (en bleu), mais la décomposition en bandes spectrales va quand même au-delà (jusqu'à  $35000 \text{ cm}^{-1}$ ) pour prendre en compte les aérosols.

FIGURE III.11 – Spectres "haute résolution" des coefficients d'absorption [ $\text{m}^{-1}$ ] issus du *k*spectrum, à 1 Pa et 180 K. Les pointillés verticaux représentent les limites des bandes spectrales choisies pour le modèle de *k*-distribution.

données de Rey et al. (2018).

#### PROFIL SUB-LORENTZIEN DU MÉTHANE

Dans le cas de Titan, le recouvrement entre lignes spectrales voisines sur la majeure partie du spectre permet de s'affranchir du problème des ailes lointaines, mais il est quand même nécessaire de prendre en compte ces effets dans certaines fenêtres et apporter un ajustement empirique. Il a notamment été montré par Hirtzig et al. (2013), que sans l'utilisation d'un profil sub-lorentzien adapté pour représenter les ailes de raies du  $\text{CH}_4$  élargi par  $\text{N}_2$ , les opacités étaient largement

suresestimées dans les fenêtres de transparence du méthane, menant à des erreurs importantes dans le bilan radiatif de l’atmosphère profonde.

Dans *kspectrum* la seule paramétrisation sub-lorentzienne existante était pour CO<sub>2</sub> auto-élargi, il a donc fallu implémenter le profil sub-lorentzien du méthane proposé par [Campargue et al. \(2012\)](#), et qui a servi à [Hirtzig et al. \(2013\)](#) pour modéliser les observations de VIMS dans les fenêtres à 1.1-1.8  $\mu\text{m}$  et 2.4-3.3  $\mu\text{m}$ . Il s’agit de multiplier le profil lorentzien par un facteur correctif  $\chi$  :

$$\chi(\tilde{\nu}) = 1 \quad \text{pour } |\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0| \leq 25.6 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{III.53a})$$

$$\chi(\tilde{\nu}) = 1.2378 \exp\left(-\frac{|\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0|}{120.0}\right) \quad \text{pour } |\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0| > 25.6 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{III.53b})$$

Dans la fenêtre autour de 2 microns, [Hirtzig et al. \(2013\)](#) propose un profil légèrement différent avec une décroissance plus rapide en  $\exp\left(-\frac{|\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0|}{200.0}\right)$ .

Ici, on assume par la suite que le profil sub-lorentzien du méthane pour le reste de la gamme spectrale est celui de l’équation III.53, en estimant que l’erreur induite pour les calculs de bilan radiatif restera faible, les fenêtres restantes étant moins marquées (Bruno Bézard, communication personnelle). On applique donc ce profil sub-lorentzien dans la troposphère avec un *cut-off* des raies à 250  $\text{cm}^{-1}$ , et à 50  $\text{cm}^{-1}$  dans la stratosphère.

#### ABSORPTIONS INDUITES PAR COLLISIONS

Les continus dus aux absorptions induites par collisions jouent un rôle prépondérant dans la troposphère (voir par exemple [McKay et al., 1991](#) et la figure III.12 qui en est extrait), et les couples suivants ont été pris en compte : N<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> et CH<sub>4</sub>-CH<sub>4</sub>. Ces deux derniers ont une contribution plus faibles que les autres et n’étaient pas pris en compte dans la version précédente du transfert radiatif. Ces continus sont calculés avec les données disponibles dans HITRAN2012<sup>16</sup> ([Richard et al., 2012](#)).

#### DÉCOUPAGE EN BANDES SPECTRALES

L’efficacité du modèle de *k*-distribution permet d’utiliser un nombre restreint de bandes spectrales, le découpage en bandes a été allégé par rapport à celui utilisé précédemment dans le transfert radiatif de [McKay et al. \(1989\)](#), qui était très discrétisé au niveau des raies des composés minoritaires stratosphériques, et reposait sur une partie empirique. Le découpage proposé ici se base sur celui utilisé avec le même solveur pour l’atmosphère de Saturne ([Guerlet et al., 2014](#)), en raison de ses similarités - la seule différence notable étant ici la séparation pour Titan des bandes d’absorption majeures d’HCN. Par exemple, dans l’infrarouge thermique, la discrétisation choisie sépare les contributions des bandes qui se distinguent dans le spectre haute résolution : la  $\nu_2$  de HCN centrée à 713  $\text{cm}^{-1}$ , la  $\nu_5$  de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> centrée à 729  $\text{cm}^{-1}$  et la  $\nu_9$  du C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> centrée à 820  $\text{cm}^{-1}$ .

Autre point important par rapport au modèle pré-existant dans le GCM Titan : on a supprimé la discontinuité entre domaines infrarouge et visible, avec simplement une séparation fixée à

16. À ce sujet, HITRAN2016 n’a pas apporté de modification sur les CIAs concernés ici ([Karman et al., 2019](#)).



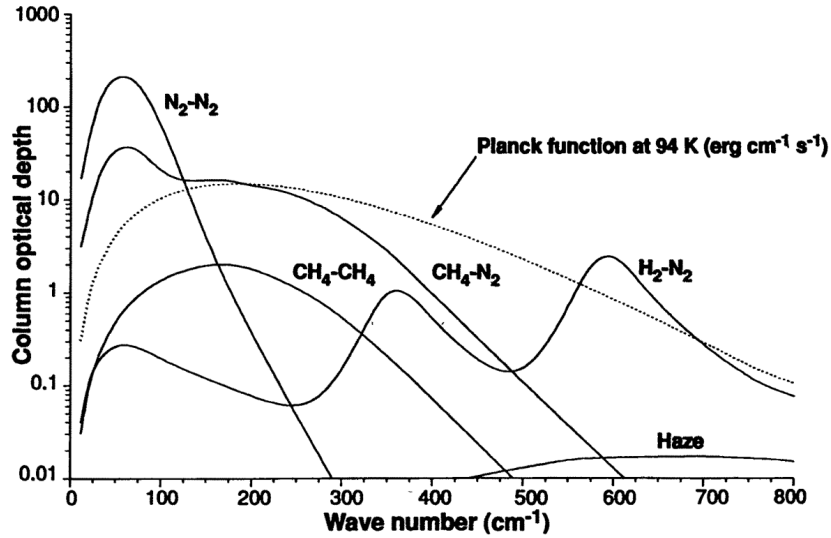


FIGURE III.12 – Contributions des principales absorptions induites par collisions à la profondeur optique près de la surface, d’après McKay et al. (1991). Leur contribution diminue à mesure que la pression diminue. La fonction de Planck à la température de surface est donnée à titre de comparaison.

$2250 \text{ cm}^{-1}$ . Par rapport à précédemment, les principales différences sont donc l’ajout des bandes  $\nu_3$  du méthane dans le visible et  $\nu_4$  dans l’infrarouge. Finalement, le découpage retenu possède 23 bandes infrarouges et 22 bandes visibles, comme illustré sur les figures III.11 et III.13.

#### DISCUSSION SUR LES NOUVELLES OPACITÉS OBTENUES

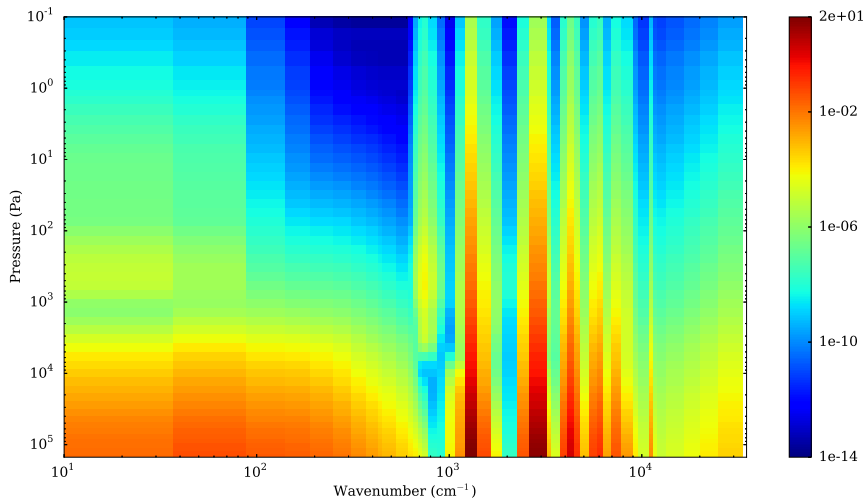


FIGURE III.13 – Opacités des gaz  $[\text{m}^{-1}]$  dans le nouveau transfert radiatif. Pour les gaz, il s’agit de valeurs moyennes par bande spectrale, intégrées dans le  $g$ -espace.

Les opacités utilisées dans le modèle sont obtenues par un algorithme qui calcule les  $k$ -distributions sur la grille de référence  $N_T \times N_P$ , à partir des spectres *line-by-line*, avec une quadrature à 16 points de Gauss, comme décrite un peu plus haut dans le paragraphe discutant les méthodes d’intégration. Les valeurs ainsi obtenues pour chaque canal, sont ensuite interpolées aux pressions et températures correspondantes à chaque point de grille du modèle.

La figure III.13 présente un aperçu global des opacités pour le nouveau modèle, et on peut trouver des spectres à 1 Pa et 100 Pa dans la figure III.14. Ces résultats sont à mettre en parallèle avec les figures III.8 et III.9 de la section précédente.

Le premier résultat apparent est l'importance en matière d'opacité des raies  $\nu_3$  et  $\nu_4$  du méthane, qui dominent par rapport aux autres raies des hydrocarbures. Sur le spectre à 1 Pa en particulier, on voit désormais que, dans le haut du modèle, les opacités infrarouges dans la bande  $\nu_4$  sont du même ordre de grandeur que celles des aérosols dans le visible. On devrait pouvoir instaurer un équilibre radiatif sans trop de réchauffement du modèle. L'ajout de la bande  $\nu_3$  dans le visible ne devrait pas influencer énormément sur le profil thermique malgré sa forte opacité, car elle se situe dans le régime de Rayleigh-Jeans lointain du domaine visible. Le peu de chauffage supplémentaire qu'elle apporte doit être équilibré par le fait qu'on a globalement plus de refroidissement infrarouge.

Pour la contribution radiative des composés minoritaires, autres que le méthane, on retrouve bien le fait que la plus importante est la  $\nu_5$  de  $C_2H_2$  centrée à  $729\text{ cm}^{-1}$ . Par contre la  $\nu_2$  de HCN centrée à  $713\text{ cm}^{-1}$  - absente auparavant - s'avère être importante, avec des valeurs d'extinctions dépassant celle de la  $\nu_9$  du  $C_2H_6$  centrée à  $820\text{ cm}^{-1}$ . Ces trois raies sont importantes dans le contrôle du profil thermique, car bien que moins fortes que la  $\nu_4$  du méthane elles sont les plus proches du maximum de la fonction de Planck aux températures stratosphériques (fig. III.10).

On remarque également, si l'on compare aux figures de la section précédente, que les raies des hydrocarbures qui étaient déjà présentes auparavant sont globalement plus marquées dans le haut du modèle (fig. III.14a) - sans doute en raison de l'actualisation des données spectroscopiques. La décroissance des gaz est moins rapide qu'avant par rapport à celle des brumes, ce qui fait qu'ils vont jouer un rôle plus important dans le contrôle du profil thermique en haut du modèle. Par contre, plus profondément (fig III.14b) on retrouve des valeurs équivalentes à précédemment.

Enfin, au sujet de la construction de la fonction  $g$  pour le modèle des  $k$ -corrélés, discuté précédemment, le fait d'utiliser le même mappage pour toutes les bandes spectrales, pourrait poser un problème dans l'infrarouge lointain, où les bandes spectrales sont dominées par seulement quelques lignes rotationnelles lointaines (Wishnow et al., 2007), et l'aspect de la fonction de contribution  $y$  est très différent des autres régions du spectre, aux allures de forêts de raies. Il est donc évidemment impossible d'avoir un mappage qui soit cohérent sur tout le spectre. Heureusement, on est dans la limite lointaine du régime de Rayleigh-Jeans du corps noir et peu de flux circule dans ces bandes, leur influence sur le profil thermique est donc faible<sup>17</sup>. L'erreur introduite pour les autres bandes spectrales est un phénomène qui reste à quantifier.

### III.3.2 PARAMÉTRISATION DES BRUMES

Comme on a pu le voir, le changement du module de transfert radiatif nous a imposé de devoir traiter dans un premier temps les brumes de manière découplée, pour les étapes de validation et même pour les premières simulations 3-D. En effet, au vu des limitations de l'ancien couplage radiatif évoquées à la fin du chapitre II, un tout nouveau modèle microphysique va être implémenté et couplé radiativement (ce qui sera abordé au chapitre IV).

Ainsi, pour les simulations 3-D que nous exploiterons au chapitre V, nous avons dû utiliser

17. Elles présentent par contre un intérêt indéniable pour les observateurs, comme on le verra au chapitre V.

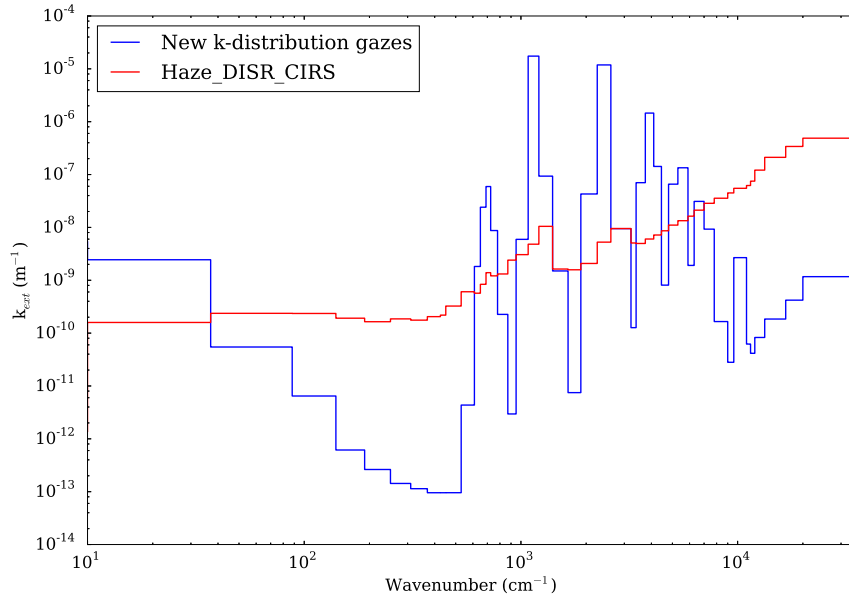
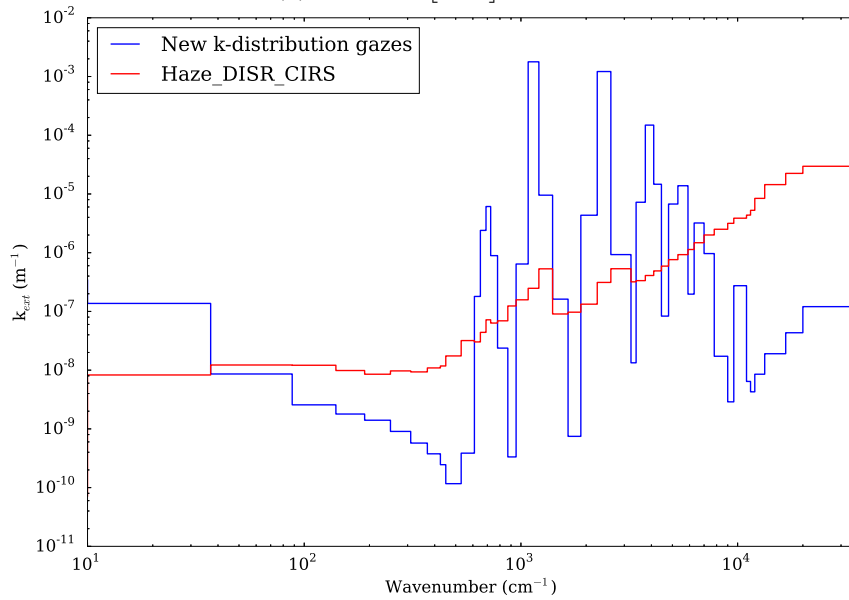

 (a) Opacités [ $\text{m}^{-1}$ ] à 1 Pa.

 (b) Opacités [ $\text{m}^{-1}$ ] à 100 Pa.

FIGURE III.14 – Spectres à 1 Pa et 100 Pa des gaz (en bleu) dans le nouveau modèle et des brumes (en rouge, inchangées par rapport à avant). Les opacités sont en  $\text{m}^{-1}$  et correspondent à des valeurs moyennes par bande spectrale, intégrées dans le  $g$ -espace pour les gaz.

une paramétrisation de l'impact radiatif des brumes, avec un profil vertical fixe, ne disposant pas de variations latitudinale ou temporelle. Pour ce faire, à chaque altitude, on utilise les coefficients d'extinction, albédos de simple diffusion et facteurs d'asymétrie du profil de référence HAZE\_DISR\_CIRS évoqué plus haut, dérivé de Lavvas et al. (2010). Les propriétés spectrales des brumes sont issues des données CIRS dans l'infrarouge thermique (Anderson et Samuelson, 2011; Vinatier et al., 2012) et de Khare et al. (1984) pour le reste. On a également effectué des tests de sensibilité 1-D avec le modèle proposé par Doose et al. (2016), ce que l'on exposera au début du chapitre V.

MODÈLE SAISONNIER Pour certains tests, avant la mise en place d'un couplage avec le modèle microphysique complet, nous avons intégré une paramétrisation de la variation saisonnière de l'opacité des brumes, basée sur le modèle saisonnier proposé par [Karkoschka \(2016\)](#) à partir d'un suivi de la réflectivité de Titan par des observations *Hubble* et *Cassini*. Une paramétrisation de ce type, un peu plus simple mais sensiblement équivalente, a été testée par [Lora et al. \(2015\)](#) et - comme cela a été le cas pour TAM - on s'attend évidemment à ce que cette implémentation ne remplace pas un couplage à un modèle microphysique complet, au vu de l'importance des rétroactions mises en lumière au fur et à mesure des différentes générations de modèles et évoquées au chapitre II.

Dans ce modèle saisonnier, les variations spatiales et temporelles appliquées du profil vertical d'opacité mis en place plus haut sont régies par un facteur  $B_i$ , dépendant de la latitude  $\lambda$  et de la saison :

$$B_i(\lambda, t) = M_i(\lambda) + D_i(\lambda) \sin [2\pi(t - E_i(\lambda))] \quad (\text{III.54})$$

où  $t$  est la saison (en fraction d'année titaniennne),  $M_i$  la valeur moyenne,  $D_i$  l'amplitude de la variation saisonnière et  $E_i$  la saison (en fraction d'année titaniennne), où l'opacité vaut sa moyenne annuelle.

$M_i$ ,  $D_i$  et  $E_i$  sont obtenues à partir d'une analyse en composante principale des observations, et ensuite à partir de valeurs tabulées dans [Karkoschka \(2016\)](#),  $B_i$  permet d'obtenir le facteur de variations à appliquer au profil d'opacité. Globalement, ce modèle exprime une augmentation de l'amplitude avec la latitude et permet également de prendre en compte les différences méridiennes de phase dans le cycle saisonnier.

On présentera également un aperçu des résultats de simulations 3-D utilisant ce modèle saisonnier, en comparaison aux versions totalement fixes ou totalement couplées au chapitre V.

### III.3.3 VALIDATION

Les profils thermiques issus des simulations 1-D avec des conditions similaires à celles des simulations de référence de la section concernant le modèle pré-existant (fig. III.5) sont présentées figure III.15. Cette figure illustre bien le fait que le profil thermique simulé est désormais beaucoup plus proche des observations qu'auparavant, et qu'il n'y a plus le problème du chauffage trop important en haut du modèle.

Ceci s'interprète par le rôle beaucoup plus important joué par les gaz dans le haut du modèle en raison de leur opacité globalement beaucoup plus forte. Dans l'infrarouge notamment, la prise en compte de la raie  $\nu_4$  du méthane permet d'équilibrer radiativement le flux absorbé par les aérosols dans le visible, qui faisait diverger auparavant le profil.

Après avoir réalisé des tests (non présentés ici), il s'avère que le profil thermique obtenu ne présente aucune variation significative selon que l'on étende ou non le domaine de l'infrarouge jusqu'à la bande  $\nu_3$  du méthane, à  $3000 \text{ cm}^{-1}$ , celle-ci se trouvant vraiment dans le régime lointain de Wien du corps noir atmosphérique. Ceci confirme bien que c'est vraiment l'ajout de la  $\nu_4$  qui est à l'origine du refroidissement stratosphérique. Pour alléger le temps de calcul, on fixera donc le domaine infrarouge dans la limite des bandes présentées sur la figure III.11a.

Comme exposé plus haut, malgré le problème des données HITRAN au-delà de  $8000 \text{ cm}^{-1}$ ,

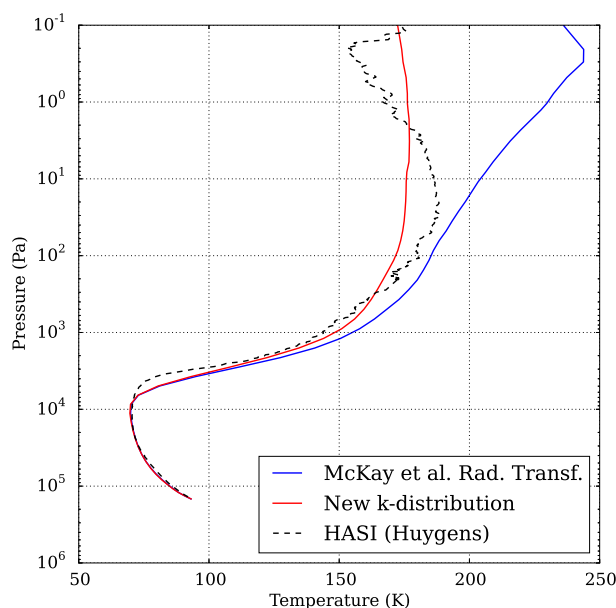


FIGURE III.15 – Comparaison du nouveau profil thermique (en rouge) avec ceux du modèle pré-existant (en bleu), avec le profil de brumes HAZE\_DISR\_CIRS. Le profil observé par HASI est donné à titre de comparaison. La stratopause n’y est pas autant développée, mais il faut bien retenir qu’il ne s’agit ici que d’une simulation 1-D en moyenne globale, sans effets dynamiques saisonniers, et elle n’aurait aucune raison de représenter au plus près le profil *Huygens*.

on réalise quand même un découpage en bandes jusqu’à  $35000\text{ cm}^{-1}$ . En effet, un test simple en limitant le proche UV à  $8000\text{ cm}^{-1}$  mène à des températures stratosphériques beaucoup trop froides, car on perd effectivement la majeure partie du spectre d’absorption des aérosols.

Une étape supplémentaire de validation aurait été de comparer les taux de chauffage obtenus, face à un modèle calculant les taux de chauffage *line-by-line*, mais aurait finalement plus servi à valider l’algorithme de transfert radiatif, qui a déjà été validé dans de nombreuses configurations différentes au sein du modèle générique : on n’a donc pas effectué cette validation supplémentaire. Elle pourrait néanmoins être utile pour mettre en lumière plus précisément les régions qui, dans le cas précis, souffrent de l’approximation des *k*-corrélés.

#### III.3.4 BILAN

Les résultats au niveau du profil thermique avec le nouveau transfert radiatif sont plutôt encourageants et beaucoup plus proches des observations. L’inversion de température à la stratopause se profile à la bonne altitude, mais elle est faiblement marquée. Il faut néanmoins se souvenir qu’ici on utilise un profil moyen de brumes, sans couche détachée notamment. On va surtout se servir de ce nouvel équilibre radiatif comme base de départ pour les simulations 3-D, que l’on détaillera au chapitre V.

Mais tout d’abord - maintenant que nous avons mis en place un transfert radiatif qui simule un profil thermique plus satisfaisant - on va développer les couplages de ce transfert radiatif avec la photochimie et la microphysique, et notamment implémenter une méthode permettant de faire varier l’opacité des gaz ainsi qu’étudier les rétroactions des variations saisonnières des composés traces. C’est l’objet du chapitre IV.



## Des couplages

Un nouveau schéma de transfert radiatif ayant été adopté - avec opacités fixes - il nous faut maintenant ré-adapter spécifiquement à Titan l'ensemble du module "physique", au sein duquel ce schéma s'inscrit et qui est dérivé d'une version du GCM générique. De cette manière, les couplages à l'oeuvre entre dynamique, photochimie, microphysique et transfert radiatif et dont le rôle crucial a été mis en lumière au chapitre II, vont pouvoir être développés pleinement dans ce chapitre. Pour ce faire, le module photochimique est mis à jour sur la base des récents travaux du domaine et son interface avec le reste de la physique est rendu plus flexible. Par ailleurs, un nouveau modèle microphysique est implémenté au sein du GCM. Le tout s'inscrit dans une logique d'articulation des processus microphysiques et photochimiques et de prise en compte de leur couplage avec le transfert radiatif. On décrit notamment la prise en compte de la rétroaction radiative des composés traces, issus du modèle photochimique, par le biais d'un algorithme de recombinaison des opacités individuelles qui se base sur la méthode décrite et discutée au chapitre III. Ceci nous permettra de prendre en compte les variations d'opacités de plusieurs gaz, afin de pouvoir étudier notre problématique. En dernier lieu, le point est fait sur les divers développements techniques supplémentaires apportés au sein du modèle.

### SOMMAIRE

---

<b>IV.1</b>	<b>Photochimie</b>	<b>120</b>
IV.1.1	Mises à jour apportées au modèle pré-existant	120
IV.1.2	Implémentation et optimisation d'une méthode de recombinaison	122
IV.1.3	Couplage radiatif des composés traces et validation	128
<b>IV.2</b>	<b>Microphysique</b>	<b>129</b>
IV.2.1	YAMMS, un modèle en moments : description et implémentation	129
IV.2.2	Couplage radiatif des brumes	131
IV.2.3	Validation et sensibilité au taux de production	132
<b>IV.3</b>	<b>Autres développements techniques</b>	<b>134</b>
IV.3.1	Topographie	134
IV.3.2	Vers une extension verticale	136
<b>IV.4</b>	<b>Bilan des apports techniques</b>	<b>137</b>

---



## IV.1 PHOTOCHEMIE

La première étape du travail de refonte de la physique issue du modèle générique, afin d'élaborer un modèle de nouvelle génération pour Titan, a consisté à réintégrer le module photochimique déjà existant, dont la description générale a été effectuée au chapitre II. Les modifications qui lui ont été apportées, pour le rendre plus flexible et plus efficace, sont décrites brièvement - sans se perdre dans les méandres techniques. À ces optimisations près, le cœur photochimique reste sensiblement inchangé, mais on réalise par contre une mise à jour notable des constantes de réactions et rapports de branchement photodissociatifs sur la base de la littérature la plus récente (Vuitton et al., 2019), de plus grand intérêt ici et que l'on va discuter plus en détail.

### IV.1.1 MISES À JOUR APPORTÉES AU MODÈLE PRÉ-EXISTANT

#### GESTION DE LA HAUTE ATMOSPHÈRE

Comme on a pu le voir dans les chapitres I et II, il est essentiel de modéliser la haute atmosphère - *i.e.* au-delà de l'altitude du plafond du GCM - car c'est dans cette région que se déroule l'essentiel de l'absorption du flux solaire ultraviolet, ainsi que les réactions de photodissociations formant les briques élémentaires à la base du riche système photochimique titanien.

D'un point de vue technique, une fois le couplage du solveur photochimique effectué, on a poursuivi le travail décrit au chapitre II : pour rappel, voir la figure II.7 sur l'interfaçage de la haute atmosphère (550-1300 km). On a ainsi rendu la gestion de la haute atmosphère plus flexible, l'intégrant dans les pipelines d'entrée-sortie du reste des variables physiques, et permettant également de ne pas effectuer des simulations uniquement dans la résolution  $32 \times 48 \times 55$  de référence des travaux précédents. Ceci ouvre la voie aux (coûteuses) simulations couplées à la chimie à plus haute résolution spatiale, à la chimie en 3-D et non en moyenne zonale, et - à plus long terme - à l'utilisation future de DYNAMICO (ce dernier point ne sera pas abordé ici). D'autre part, le remplacement du solveur matriciel tridiagonal - élément central au sein du cœur photochimique - par l'utilisation d'une bibliothèque optimisée (Lapack) a également permis de gagner sensiblement en temps de calcul : par exemple, on a ainsi obtenu un gain de 25% du coût total de calcul - dynamique incluse - par rapport à une simulation 3-D classique.

Un point qui a également été éclairé, est l'influence du choix ou non de la variation du champ de gravité avec l'altitude. En effet, le modèle photochimique tel qu'il est construit, nécessite de calculer une altitude "correcte", car l'absorption du flux UV est construite sur des notions d'épaisseur d'atmosphère traversée. Si - en accord avec la physique et la dynamique - on maintient dans la haute atmosphère le choix d'un champ de gravité  $g$  constant avec l'altitude, on y biaise totalement le calcul de l'absorption du flux UV, avec des erreurs sur les altitudes des couches allant jusqu'à plus de 100 km dans la partie haute de la thermosphère. On fait donc le choix, qu'au sein du module photochimique - nécessitant une coordonnée d'altitude correcte plutôt qu'une coordonnée de pression - les altitudes de travail soient toutes cohérentes entre elles, et l'on travaille sur une grille verticale reposant sur un  $g$  variable, même dans les couches "basses" couvertes par le GCM. À l'interface chimie-physique, on remappe les populations obtenues en effectuant le changement de grille verticale. En d'autres termes, cela revient à ce que le module photochimique fournisse à un niveau de pression donnée dans le GCM les taux de production

"corrects" pour ce niveau, et ensuite au sein du GCM on maintient par contre l'hypothèse de couche mince de manière cohérente entre physique et dynamique.

Parmi les limitations encore présentes, reste le fait qu'il n'y ait pas de transport horizontal dans la partie de haute atmosphère. Une discussion sur les tentatives d'extension verticale sera présentée section IV.3.2. La construction de la haute atmosphère se base sur une intégration de l'équilibre hydrostatique sur la base du profil de [Vervack et al. \(2004\)](#), mais on continue pour l'instant à travailler avec des profils en moyenne zonale. Des tests préliminaires - non présentés ici - ont montré peu de sensibilité sur les questions abordées à la chimie en 3-D, mais mériteraient d'être poursuivis de façon plus approfondie.

Pour garder une cohérence avec la suite, le profil de diffusion turbulente est pris en adéquation avec [Vuitton et al. \(2019\)](#), celui-ci ne présentant de toute façon que peu de différences avec celui que l'on utilisait déjà. Comme décrit dans le chapitre II, ce profil ne s'applique que pour la haute atmosphère et les couches de transition avec les colonnes de la physique. Par contre, pour les simulations 3-D, le choix était traditionnellement fait d'appeler la chimie qu'une seule fois par jour-Titan, étant donné que l'on n'est pas sensible au cycle diurne des espèces du fait que l'on travaille en moyenne zonale, or il n'y a pas d'autre calcul du transport vertical dans la partie supérieure hormis lors de l'appel à la chimie. Un appel à la chimie qu'une seule fois par jour entraînait donc un décalage entre les distributions dans la partie supérieure et celles-en dessous, qui subissaient un transport méridien notable en l'espace d'une journée titaniennne. Pour pallier cela, on choisit donc d'appeler la chimie 10 fois par jour-Titan, ce qui est concevable en moyenne zonale au vu des nouveaux temps de calcul : cela permet ainsi d'avoir une diffusion verticale plus régulière et de faire disparaître ce décalage.

## RÉACTIONS CHIMIQUES ET PHOTODISSOCIATIONS

Le schéma réactionnel a été mis à jour sur la base des récents travaux de [Vuitton et al. \(2019\)](#), en retirant  $C_4H_2^*$  des 44 espèces du schéma de référence pré-existant (pour rappel, voir tableau A.2 en annexe), car celui-ci a un rôle mineur et n'est pas pris en compte dans le modèle de [Vuitton et al. \(2019\)](#). On n'inclut toujours que la partie neutre du schéma photochimique, sans inclusion de chimie ionique.

Parmi les modifications les plus notables, on retiendra notamment la mise à jour des rapports de branchement de photodissociation. Les sections efficaces de photodissociation n'ont quant à elles pas été modifiées, une telle opération aurait nécessité de recalculer la simulation Monte-Carlo permettant d'élaborer toutes les *lookup-tables* sur l'absorption du flux UV. Concernant les étapes élémentaires du schéma réactionnel significativement très différentes, citons  $C_2H_2$  dont le seul canal de photodissociation dans le schéma de [Vuitton et al. \(2019\)](#) est  $C_2H + H$ . La constante de réaction pour le canal principal de formation de l'éthane, par recombinaison des groupements méthyls ( $CH_3 + CH_3 \rightarrow C_2H_6$ ), figure également parmi celles dont la valeur plus récente proposée par [Vuitton et al. \(2019\)](#) est sensiblement plus importante dans la haute atmosphère.

Insistons ici sur le cas de l'éthane, car c'est un des composés centraux de notre schéma et l'un de ceux qui va être inclus dans le couplage radiatif. Celui-ci était en mauvaise adéquation avec les observations, même aux moyennes latitudes, dans la haute atmosphère (voir figure IV.1). De plus, des simulations tests 3-D (non présentées ici) montraient que de légères modulations de variations

saisonniers de la dynamique (par exemple liées à de faibles variations du profil de brume), en dessous de 500 km, impactaient drastiquement les populations jusqu'à 1000 km d'altitude, avec une forte rétroaction des basses couches vers les plus hautes, pointant une production trop faible à haute altitude, ce qui est de fait le cas quand on regarde les profils de  $C_2H_6$  obtenus, même en 1D (voir figure IV.1a). En effet, on se retrouvait alors avec un gradient vertical de composition caractéristique d'une espèce bien mélangée, donc la diffusion verticale engendrait une sensibilité très forte aux variations saisonnières induites par la dynamique jusque dans les altitudes où les populations sont censées être contrôlées par la compétition entre production et pertes photochimiques.

La figure IV.1 montre l'impact de cette mise à jour de la photochimie, sur les profils de  $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  et HCN. Comparé à la version pré-existante on obtient désormais des valeurs de l'éthane dans la haute atmosphère plus compatibles avec un pic de production vers 1000 km et avec les observations de INMS les plus récentes (Cui et al., 2009). Par contre, comme pour le modèle nominal de Vuitton et al. (2019), on sous-estime toujours un peu les valeurs stratosphériques observationnelles, mais cette même étude montre que l'abondance d'éthane stratosphérique y est très sensible au mélange vertical, donc à la valeur du coefficient de diffusion verticale. Dans notre cas, pour les simulations 3-D, le mélange vertical sera imposé par la dynamique. Globalement, les profils présentent un gradient vertical plus compatible avec les observations - sachant qu'il faudra plutôt le discuter en 3-D - mais par exemple, on a pour HCN des valeurs moins sous-estimées qu'auparavant dans la stratosphère.

Pour  $C_2H_6$ , la seule mise à jour des constantes de réactions n'était pas suffisante, c'est vraiment la photodissociation qui a eu le plus d'impact.

## CONDENSATION

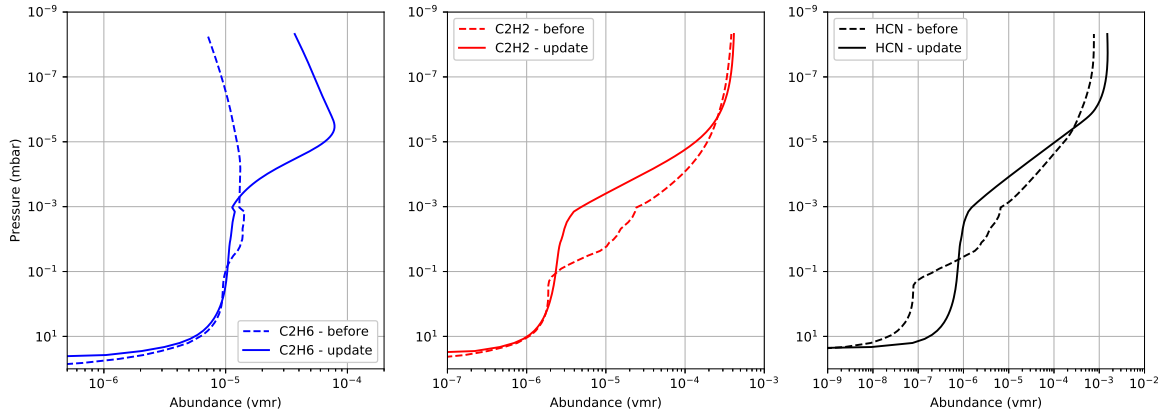
Comme expliqué dans Hourdin et al. (2004), dans le modèle pré-existant les profils de condensation n'étaient pas calculés en utilisant la valeur locale du profil vertical de température et de pression, afin de ne pas entraîner une dérive des populations en raison des erreurs du modèle de l'époque dans les profils de température modélisés aux pôles. L'utilisation de profils de température et de pression en moyenne planétaire permettait de se ramener à un profil atmosphérique type moyen, sans aucune sensibilité des profils de vapeur saturante aux variations saisonnières de température. Les seules variations locales de condensation étaient donc amenées par les variations d'enrichissement des espèces condensables induites par la circulation.

On verra au chapitre VI (section VI.2), que cette modification apporte des variations notables d'altitude de condensation pour certains composés traces au niveau du pôle hivernal.

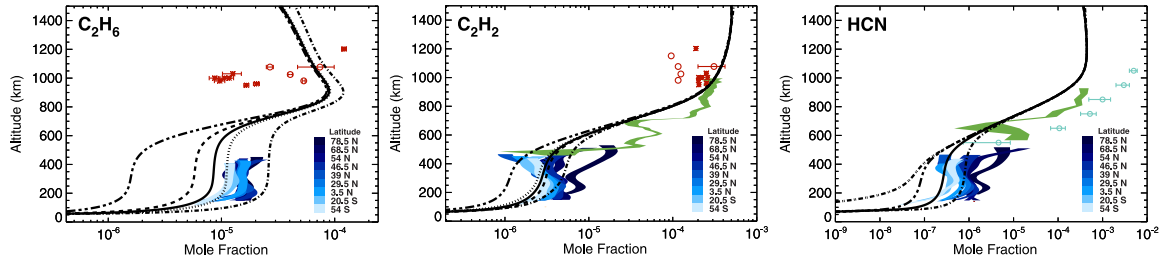
Les profils de vapeur saturante ont également été mis à jour sur la base de Vuitton et al. (2019), mais sans différences significatives.

### IV.1.2 IMPLÉMENTATION ET OPTIMISATION D'UNE MÉTHODE DE RECOMBINAISON

Afin de tirer profit du couplage avec le modèle photochimique, on décrit dans cette section la mise en place d'une méthode de recombinaison des opacités et son application à Titan, pour pouvoir prendre en compte les variations spatio-temporelles des composés traces sur l'opacité atmosphérique et la rétroaction induite sur la circulation. L'essentiel de la partie théorique a



(a) À gauche :  $C_2H_6$ , en bleu - Au centre :  $C_2H_2$ , en rouge À droite : HCN, en noir. Trait pointillé, modèle pré-existant et trait plein, après la mise à jour du schéma selon les travaux de [Vuitton et al. \(2019\)](#).



(b) Figures extraites de [Vuitton et al. \(2019\)](#) - À gauche :  $C_2H_6$  - Au centre :  $C_2H_2$  À droite : HCN. Le modèle nominal de [Vuitton et al. \(2019\)](#) est en trait plein noir, les autres courbes pointillées sont des tests de sensibilité à la diffusion verticale et la quantité d'aérosols. Les ronds et astérisques rouges correspondent à différentes analyses des données INMS, les ronds étant les plus récentes ([Cui et al., 2009](#)). Les profils verts sont les données UVIS ([Koskinen et al., 2011](#)). Les ronds cyans pour HCN sont les données VIMS ([Adriani et al., 2011](#)). Les profils en nuances de bleu à différentes latitudes sont des observations CIRS ([Vinatier et al., 2015](#)).

FIGURE IV.1 – Impact de la mise à jour de la photochimie sur les profils verticaux - issus de simulations 1-D - de  $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  et HCN, et comparaison au modèle de [Vuitton et al. \(2019\)](#). Dans les simulations GCM, la haute atmosphère au dessus de  $10^{-3}$  mbar n'est utilisée que pour la photochimie et s'étend jusqu'à  $10^{-8}$  mbar, soit environ 1300 km.

été abordée et discutée dans la section III.1 du chapitre précédent, notamment l'hypothèse sous-jacente de recouvrement aléatoire. On va s'intéresser ici à son implémentation technique, son articulation au sein du module physique et son application au couplage radiatif des composés traces au sein du GCM Titan.

DESCRIPTION À la lumière de ce qui a été vu au chapitre III, il apparaît que si l'on devait réaliser des spectres haute-résolution avec *kspectrum* pour le pré-mélange de gaz, afin de couvrir tout l'espace des phases que peuvent potentiellement explorer les composés traces dont nous voulons prendre en compte la rétroaction radiative, cela nécessiterait la mise en place très coûteuse et très lourde de gigantesques lookups-tables<sup>1</sup>. Afin de nous offrir la flexibilité adéquate pour

1. Du fait que l'on soit contraint de générer les spectres pour toutes les combinaisons de conditions  $(T, P)$  - même celles qui ne sont jamais atteintes dans l'atmosphère - la taille de la *lookup-table* du pré-mélange évolue déjà en  $\mathcal{O}(N_T \cdot N_P \cdot N_g \cdot N_{\nu})$ , qu'il faudrait ici multiplier par un facteur  $N_y^{N_{spc}}$ , où  $N_{spc}$  est le nombre d'espèces absorbantes variables et  $N_y$  le nombre de niveaux pour discrétiser la dimension de rapport de mélange. Avec nos trois composés traces variables, celle-ci est agrandie d'un facteur 100 – 1000, si l'on prend  $N_y$  entre 5 et 10, minimum nécessaire pour couvrir les multiples ordres de grandeurs revêtus par les absorptions. Sachant que l'on

notre étude, on met en place une méthode qui va permettre de réaliser les  $k$ -distributions pour les espèces séparées et de les recombinaer pour former l'absorption du mélange de gaz à un point de grille et un moment donné. Cette méthode, qui se base sur l'hypothèse sous-jacente de recouvrement aléatoire discutée chapitre III, a récemment été appliquée avec succès dans des GCM exoplanétaires aux activités photochimiques exotiques et variées (voir par exemple [Mollière et al., 2015](#); [Amundsen et al., 2017](#)).

Dans le cadre de notre présente étude, au lieu d'utiliser les cubes spectraux avec opacités fixes, de la façon dont on l'a fait au chapitre précédent pour obtenir une nouvelle configuration de référence du transfert radiatif, on va en générer de nouveaux avec *kspectrum*, pour la grille  $T \times P$  toujours, mais séparément pour chacune des espèces absorbantes. On va donc ensuite construire les  $k$ -distributions des espèces séparées, pour une teneur arbitraire (dans le cas d'espèces traces, sinon voir un peu plus loin), pour les recombinaer ensuite selon la valeur du rapport de mélange des différents points de grille du GCM.

Cette méthode permet de gagner en flexibilité et est rapidement nécessaire, comme on vient de le voir, pour plusieurs espèces variables. Mais, du fait de l'hypothèse de recouvrement aléatoire, elle fait perdre en précision. De plus, son utilisation amène un surplus de calcul au sein du transfert radiatif, car elle nécessite de recombinaer les opacités individuelles pour obtenir l'opacité totale en fonction des rapports de mélange. Il est donc impératif que son intégration soit la plus optimisée possible et amène un surplus de coût de calcul le plus faible possible, afin que les gains de flexibilité et de temps obtenus en amont, dans la génération des spectres, ne soient pas répercutés sur le temps de calcul dans le transfert radiatif. À cette fin, comme dans les travaux évoqués ci-dessus, dans lesquels elle a déjà été implémentée dans des GCM, on va utiliser une méthode - proposée initialement par [Lacis et Oinas \(1991\)](#) - de tri et rebin, que l'on va détailler ci-après et dont le principe est illustré figure IV.2.

Pour ce faire, on reprend l'équation III.46 vue au chapitre précédent, qui nous donne la transmission moyenne sur une bande spectrale, sous l'hypothèse du recouvrement aléatoire, pour deux espèces  $x$  et  $y$  :

$$\bar{\mathcal{T}}_{\bar{\nu}}(u_x, u_y) = \sum_{i=1}^{N_g} \sum_{j=1}^{N_g} w_{x,i} w_{y,j} e^{-k_{x,i} u_x - k_{y,j} u_y} \quad (\text{IV.1})$$

Étant donné que  $u = u_x + u_y$ , l'équation précédente peut se ramener à la forme suivante :

$$\bar{\mathcal{T}}_{\bar{\nu}}(u_x, u_y) = \sum_{i=1}^{N_g} \sum_{j=1}^{N_g} w_{xy,ij} e^{-k_{xy,ij} u} \quad (\text{IV.2})$$

en posant :

$$k_{xy,ij} = \frac{k_{x,i} u_x + k_{y,j} u_y}{u_x + u_y} = \frac{k_{x,i} y_x + k_{y,j} y_y}{y_x + y_y} \quad (\text{IV.3})$$

et :

---

met déjà plus d'une semaine à réaliser les calculs des cubes pour le pré-mélange de référence, cela donne une idée de l'impossibilité d'utiliser le pré-mélange avec autant d'espèces variables.

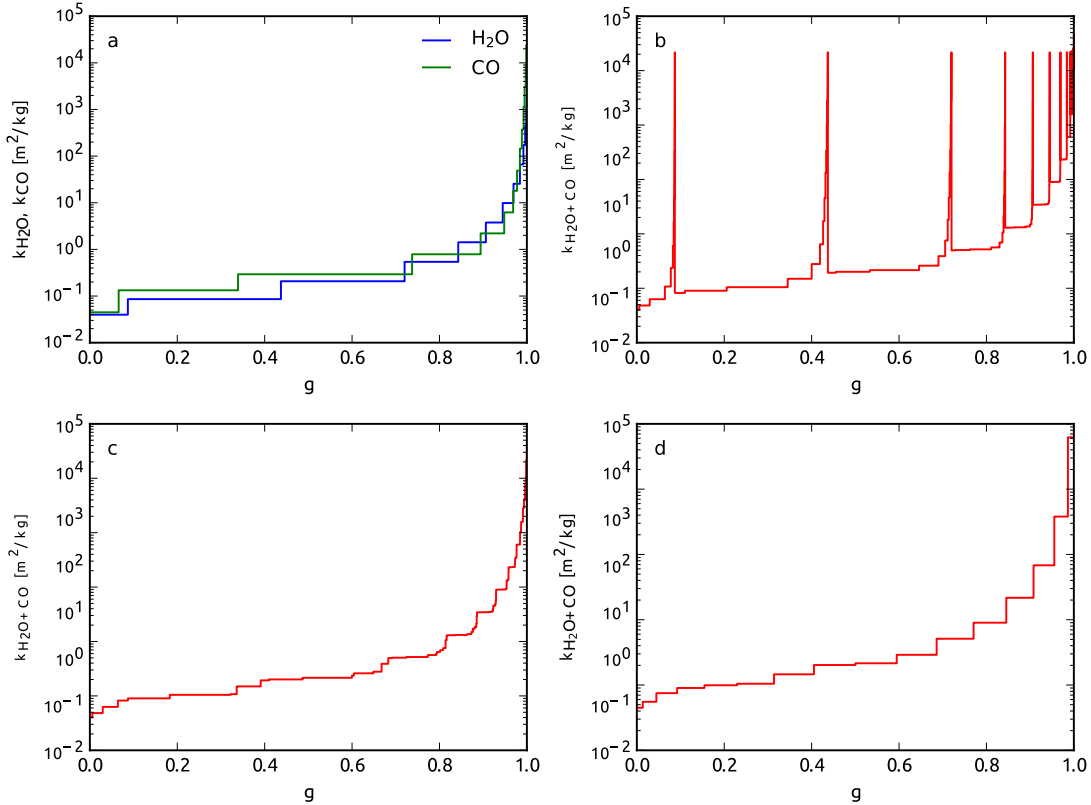


FIGURE IV.2 – Vision schématique des quatre étapes principales de la méthode de recombinaison par tri et rebin, tirée de [Amundsen et al. \(2017\)](#). *a*) Fonctions cumulées  $k(g)$  pour les espèces séparées (ici  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}$ ), dans une bande spectrale donnée, construites sur le  $g$ -espace discrétisé en  $N_g$  canaux. *b*) Fonction cumulée pour le mélange, obtenue par recombinaison selon les équations IV.3 et IV.4 (ici avec  $y_{\text{H}_2\text{O}} = 0.9$  et  $y_{\text{CO}} = 0.1$ ), discrétisée par construction sur  $N_g^2$  canaux. *c*) Fonction construite à l'étape précédente, triée par valeurs croissantes de  $k$ . *d*) Fonction triée, ensuite rebinée sur  $N_g$  canaux.

$$w_{xy,ij} = w_{x,i}w_{y,j} \quad (\text{IV.4})$$

**TRI ET REBIN** On voit directement que l'approche que l'on vient de décrire, si on l'utilise telle qu'elle, va devenir rapidement coûteuse en temps de calcul, car on a remplacé un calcul nécessitant  $N_g$  opérations à  $N_g^2$  ( $N_g^{N_{\text{spec}}}$ , dans un cas général), donc d'un facteur largement 10 étant donné les valeurs couramment utilisées pour  $N_g$ . C'est là qu'intervient la méthode proposée par [Lacis et Oinas \(1991\)](#) qui consiste à trier et réduire le nombre de canaux sur lesquels est discrétisée la fonction cumulée, en triant les valeurs obtenues par les équations IV.3 et IV.4 et en les rebinant de manière à ce que la fonction cumulée soit construite sur  $N_g$  canaux uniquement. Les étapes de cette méthode pour la recombinaison d'un mélange à deux espèces sont illustrées dans la figure IV.2. En pratique, si on a plus que deux espèces, on va les ajouter successivement, en se ramenant progressivement à un mélange équivalent intermédiaire, contenant à chaque fois une espèce supplémentaire.

Malgré tout, appliquer cette méthode *on-line* telle quelle, reste encore très coûteuse, notamment car l'étape de recombinaison nécessite de trier les  $N_g^2$  valeurs de la fonction cumulée, et

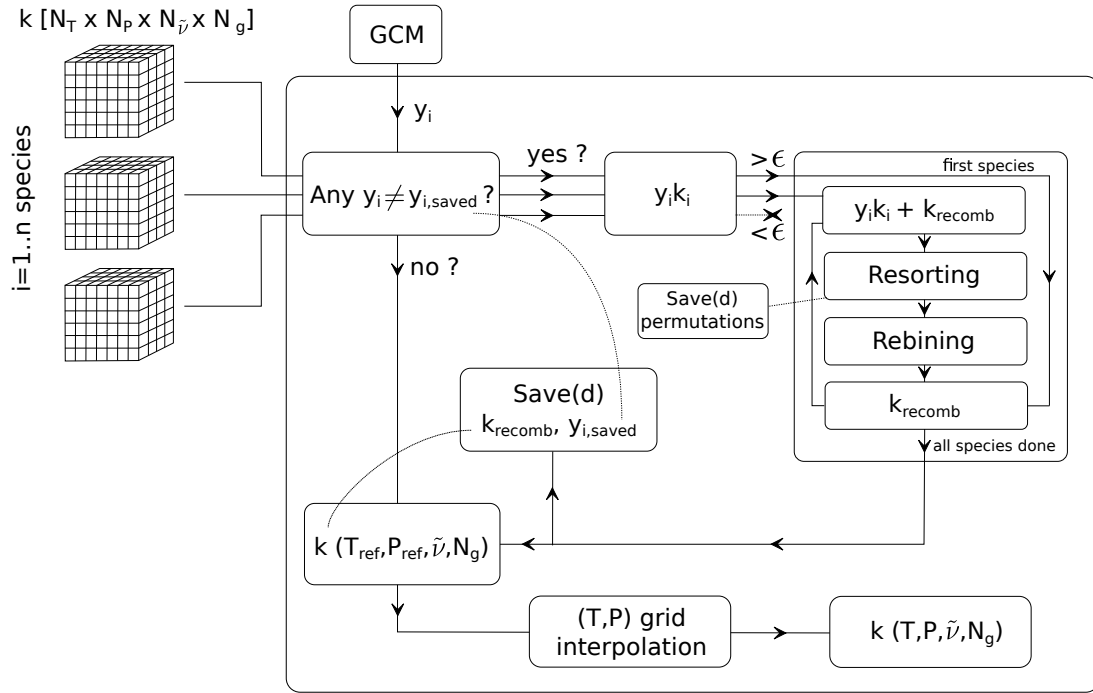


FIGURE IV.3 – Pseudo-code schématique pour la méthode de recombinaison implémentée.

ce *a priori* à chaque instant pour toutes les bandes spectrales et dans chaque point de grille du modèle. On pourrait contourner en partie le problème, pour l'aspect temps de calcul, en se ramenant *off-line* à des tables de pré-mélange, construites à partir des opacités individuelles, mais si cela évite d'avoir à calculer les spectres *line-by-line* pour le pré-mélange, cela reste quand même moins flexible qu'un calcul entièrement *on-line* et nécessite également de générer toutes les tables en amont. Dans le cadre de ces travaux de thèse, on a travaillé sur une optimisation algorithmique - sans compromis physique - qui rend cette méthode intégralement *on-line*.

Un schéma de pseudo-code résumant l'intégration au GCM de cette méthode est présenté figure IV.3.

Il est important d'insister sur le fait que vu qu'il y a perte de précision par rapport à la méthode du pré-mélange, le point devait vraiment être mis sur la rapidité pour que cela soit "inoffensif", au vu notamment des temps déjà longs requis par les simulations couplées à la chimie pour Titan. Pour illustrer ce point, un test élémentaire a été réalisé en effectuant, dans chaque point de grille, l'appel à la méthode de recombinaison pour calculer l'absorption, et l'on doublait le temps total - dynamique et photochimie incluses - des simulations 3-D standards. Il était donc inenvisageable de l'employer sans une optimisation, que l'on a donc été amené à développer et mettre en place pour les besoins de notre étude.

**OPTIMISATION** Premièrement, on fait le choix de se ramener, comme dans le cas du pré-mélange, à une grille  $T \times P$  de référence, sur les éléments de laquelle on effectue la recombinaison des opacités et on interpole les valeurs ainsi obtenues comme auparavant (voir chapitre précédent, section III.3). Qui plus est, on stocke en mémoire les opacités recombinées ainsi obtenues. La colonne voisine aura sensiblement les mêmes rapports de mélange, auquel cas on réutilise directement les opacités recombinées. Dans la figure IV.3, la première étape ("*Any  $y_i \neq y_{i,saved}$  ?*")



est en pratique un test avec une marge de 1% sur les rapports de mélange, ce qui est amplement suffisant au vu des sources d'incertitudes sur les distributions des composés.

Se ramener à une grille de référence, n'est en soi pas un gain énorme, car si l'on a moins de points verticaux, on a plusieurs valeurs de température possibles par gamme de pression, donc même en connaissant les valeurs de température atteintes par le modèle, cela ne fait gagner dans notre cas qu'un facteur 2 à 3. Les apports les plus efficaces au gain de temps sont - pour les simulations titaniennes testées - les suivantes, dans l'ordre d'importance :

- N'intégrer dans la boucle de recombinaison que les espèces pour lesquelles, à la longueur d'onde concernée, l'absorption n'est pas nulle ou négligeable (test  $y_i k_i > \epsilon$  dans le schéma IV.3). Dans notre cas, les espèces traces ne sont présentes que dans quelques bandes données, la majorité d'entre elles ne présentant de l'absorption que pour les aérosols - gérés en continua, ceux-ci n'interviennent pas dans la recombinaison des espèces gazeuses - ou le  $\text{CH}_4$  - que l'on intègre donc par défaut en première espèce dans la boucle de recombinaison. C'est de loin ce point qui permet de diminuer drastiquement le temps de calcul (sur les 46 bandes utilisées il n'y en a finalement que quelques-unes où il y a recouvrement). Ce serait *a priori* le cas aussi dans de possibles futures applications à d'autres atmosphères (voir chapitre VII), bien que l'on puisse envisager de multiples espèces absorbant régulièrement sur tout le spectre, ou alors simplement un découpage plus large en bandes spectrales, auquel cas le gain de temps serait moindre.
- Conserver en mémoire les valeurs de l'étape d'avant pour une colonne avec des valeurs types. Dans notre cas, cela s'est révélé assez efficace car on a généralement peu de variations de composition d'une colonne à l'autre, même avec un seuil à 1 % (valeur bien en-deçà des incertitudes sur les distributions des composés).
- Pré-trier la fonction  $k(g)$  entre les étapes *b*) et *c*) de la figure IV.2, en stockant en mémoire les permutations du précédent appel, car la fonction construite à l'étape *b*) a, par construction, un aspect quasi-périodique que l'on retrouve à chaque fois. On se rend bien compte que changer légèrement la valeur de l'un des rapports de mélange ne bouleverse pas totalement l'aspect de cette fonction. Cette optimisation est surtout utile en 1-D, où l'optimisation précédente sur les colonnes adjacentes n'a pas lieu. Dans ce cas, on conseillera d'utiliser au premier appel un algorithme de tri rapide, plus efficace pour un ensemble de données arbitraire, mais pour les autres appels un tri par insertion, plus rapide sur les données pré-triées.

De cette façon, on arrive à se débarrasser d'une très grande quantité de calculs de recombinaison inutiles, et à terme l'ajout de cette méthode au modèle pour Titan apporte un temps de calcul supplémentaire négligeable.

Cette méthode de recombinaison, dont on va à présent discuter la validation pour Titan, a été développée et implémentée dans le module de transfert radiatif pour Titan, mais celui-ci ayant conservé l'essentiel de la structure venant du modèle générique, cette méthode a été intégrée en parallèle à ce dernier, en vue de potentielles applications à d'autres atmosphères planétaires (voir chapitre VII).

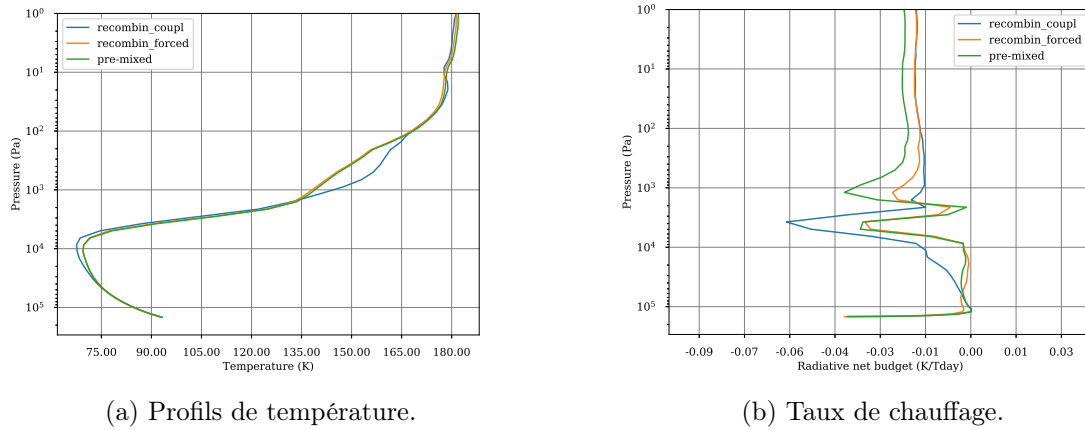


FIGURE IV.4 – Validation de la méthode de recombinaison sur des simulations 1-D avec profils de température et taux de chauffage. La courbe verte est la référence du pré-mélange, la courbe orange la recombinaison avec profils de rapport de mélange forcés à des valeurs équivalentes au pré-mélange, et en bleu la méthode de recombinaison, couplée avec les valeurs de rapport de mélange issues du couplage au modèle photochimique.

#### IV.1.3 COUPLAGE RADIATIF DES COMPOSÉS TRACES ET VALIDATION

Pour l'application à Titan de cette méthode, on a en premier lieu choisi de ne pas prendre en compte les variations du méthane et de garder le même profil vertical à tous les points de grille comme précédemment. Il y a deux raisons à cela : tout d'abord, on veut vraiment s'intéresser à l'impact des variations saisonnières des composés traces, or le méthane n'en présente pas des aussi marquées, et on n'a pas de cycle du méthane implémenté dans le modèle pour que cela soit intéressant. On risquerait même une dérive dans la troposphère vu la sensibilité qu'elle présente au  $\text{CH}_4$ , et cela demanderait plus de vérifications. La seconde raison est une limitation technique : en effet, on prend en compte au moment du calcul avec *kspectrum* des spectres *line-by-line* du  $\text{CH}_4$ , des mécanismes tels que les profils sub-lorentziens, dépendant de façon non linéaire de la fraction molaire de l'espèce par rapport à l'espèce de fond, comme on l'a vu au chapitre III. On ne peut donc pas générer des *k*-distributions avec un rapport de mélange arbitraire et les recombinaison en ajustant le rapport de mélange, contrairement aux espèces traces, pour lesquelles on considère un profil de Voigt standard, dans lequel l'élargissement dû à la pression est gouverné par le gaz dominant, que l'on considère fixe. Ce serait le même problème si l'on avait plusieurs espèces variables où l'on prendrait en compte l'auto-élargissement, ou des espèces variables non traces, avec profil-sub-lorentzien (on discutera un peu plus des potentielles applications à d'autres objets au chapitre VII). Comme cela sortirait du cadre de notre étude, on fait donc le choix ici de calculer "correctement" l'opacité du méthane. Si on voulait lever le verrou des espèces absorbantes variables non traces, pour cette application ou une autre, la quantification des erreurs induites serait à estimer au cas par cas, sachant que l'on a toujours la possibilité d'utiliser la méthode du pré-mélange lorsque par exemple la prise en compte correcte de l'auto-élargissement devient cruciale (atmosphères avec une fraction conséquente de  $\text{CO}_2$ ).

La figure IV.4 présente la validation de cette méthode de recombinaison sur des simulations 1-D par les taux de chauffage et profils de température, comparés à ceux obtenus avec la méthode

du pré-mélange. La différence notable entre les cas forcés et couplés vient des valeurs données par le modèle photochimique en 1-D, qui ne sont pas en total accord avec les profils équatoriaux issus des observations utilisées dans le pré-mélange. En 3-D ces profils seront encore différents, sensiblement plus proches des observations - autant que le permettra la représentation du mélange par la dynamique. Une zone d'incertitude qui émerge est la basse stratosphère, avec une forte sensibilité, sûrement due au fait que c'est l'altitude où il y a de rapides variations d'opacités - que ce soit dans la recombinaison ou dans le pré-mélange - causées par la condensation des composés traces, comme on a pu le voir sur la figure III.13. On a mis en garde à ce sujet au chapitre précédent, c'est une région où l'approximation des  $k$ -corrélés peut amener des erreurs. Le gradient vertical de composition va jouer ici, et celui que l'on a mis dans le pré-mélange n'est pas nécessairement bien contraint : sous le palier de condensation on n'a pas vraiment d'autre choix que de se reposer sur les valeurs données par les modèles.

## IV.2 MICROPHYSIQUE

Au sujet des couplages avec la microphysique, on a présenté au chapitre II les limites que présentaient le modèle en sections, et un profil vertical moyen comme celui que l'on a présenté dans la mise en place du modèle à opacités fixes au chapitre précédent (section III.3.2) est insuffisant au vu de l'importance cruciale des rétroactions radiatives. On verra aussi au début du chapitre V que même avec une paramétrisation saisonnière des variations latitudinales d'opacités, on ne remplace pas un couplage complet. Ainsi, l'équipe du GSMA à Reims autour de Pascal Rannou, principal auteur du modèle en sections utilisé précédemment, a développé dans le cadre des travaux de thèse de Jérémie Burgalat (Burgalat, 2012), un modèle en moments - dans lequel plutôt que de discrétiser la distribution en taille des particules<sup>2</sup>  $n(r)$  en différentes sections, on suppose que la loi de distribution peut être approchée par une fonction analytique avec un nombre de paramètres restreints, et où ces paramètres se ramènent généralement à un rayon caractéristique ou un nombre de particules. Un intérêt majeur de cette représentation - en vue de son intégration dans le GCM - est le gain de temps de calcul. D'ailleurs les GCM terrestre et martien développés au LMD intègrent des modèles microphysiques en moments.

Un modèle en sections est généralement plus précis et plus adapté, à condition que la distribution de la taille soit correctement résolue. Une méthode en moments, cependant, est beaucoup plus efficace sur le plan des temps de calcul.

### IV.2.1 YAMMS, UN MODÈLE EN MOMENTS : DESCRIPTION ET IMPLÉMENTATION

#### DESCRIPTION

*Pour plus de détails, notamment la description complète des équations soutenant le modèle, on consultera (Burgalat et Rannou, 2017) ou le manuscrit de thèse de Jérémie Burgalat. (Burgalat, 2012)*

Le détail des équations de la microphysique en moments sort du cadre de ce manuscrit, on notera simplement que l'idée fondamentale est de ré-écrire les équations de la microphysique

2. La distribution en taille est la fonction  $n(r)$ , dépendante du rayon  $r$  des particules, reliée à la concentration (ou le nombre) total de particules  $N$  par  $N = \int_0^{+\infty} n(r) dr$  et s'exprime donc en  $m^{-1} \cdot m^{-3}$  (ou  $m^{-1}$ ).

sous forme de lois de puissance de la taille (ou rayon  $r$ ) des particules. La loi de distribution en taille est fixe et imposée, pour chaque mode ou population (sphériques ou fractals, voire les gouttelettes des nuages). Dans de nombreux modèles microphysiques terrestres ou planétaires, on utilise une loi Log-Normale, mais dans le cas de Titan, en raison de la nature fractale des aérosols elle se révèle insuffisante et il est nécessaire de caractériser cette loi à l'aide de ce que l'on peut par exemple déduire des modèles en sections (voir figure IV.5). Pour le mode  $i$ , le moment d'ordre  $k$  est donné par une intégrale sur la distribution en taille par :

$$M_{k,i} = \int x^k n_i(r) dr \quad (\text{IV.5})$$

Dans le cadre de ce modèle, il est fait choix de ne garder que  $M_0$  et  $M_3$ , ceux ci étant respectivement représentatifs - à un facteur multiplicatif près - du nombre total et du volume total de particules pour un mode donné. Par ailleurs, l'utilisation de  $M_3$  permet d'assurer les propriétés de conservation de la masse.

On introduit de plus :

$$\frac{M_k}{M_0} = \alpha(k) r_i^k \quad (\text{IV.6})$$

Où  $\alpha(k)$  est un facteur de forme de la distribution - dépendant de tout ses paramètres à l'exception du rayon caractéristique<sup>3</sup> - ou relation inter-moments, permettant de fermer le système d'équations. Par construction,  $\alpha(3) = 1$ , donc le rayon moyen (ou rayon caractéristique) de la distribution est donné par  $r_i = (M_3/M_0)^{1/3}$ .

Ainsi, les équations de la microphysique (coagulation brownienne, sédimentation ... ) peuvent se ré-écrire en fonction des moments.

## IMPLÉMENTATION

Les temps de calcul de ce nouveau modèle microphysique, beaucoup plus léger que le modèle en sections, fait que le couplage de la microphysique augmente de manière insignifiante les temps de calcul des simulations 3-D (et même 1-D), ce qui est déjà un atout considérable comparé au modèle précédent, et ce sans avoir à recourir au calcul des tendances sur des moyennes zonales comme c'était le cas auparavant. Cette légèreté pour ce qui est du temps de calcul est valable pour le couplage des brumes, mais risque d'être raisonnablement moins valable si l'on active dans le futur la microphysique des nuages, car on augmentera à la fois le nombre de traceurs à advecter dans la dynamique et les temps de calcul nécessaires à leur modélisation.

On n'advecte pour le cas des brumes uniquement que 4 traceurs ( $M_0$  et  $M_3$  pour les modes sphériques et fractals) alors que le modèle en sections, en nécessite idéalement plusieurs dizaines pour avoir une bonne représentation de la distribution en taille.

---

3. Par exemple, si la loi de distribution est Log-Normale de variance  $\sigma_0$ , ses propriétés analytiques sont connues et  $\alpha(k) = \exp\left(\frac{k^2 \sigma_0^2}{2}\right)$ . Mais lorsque la loi n'est pas analytique il faut l'approcher en construisant ses moments jusqu'à un ordre suffisant pour la représenter convenablement, puis estimer  $\alpha$  pour les ordres désirés.

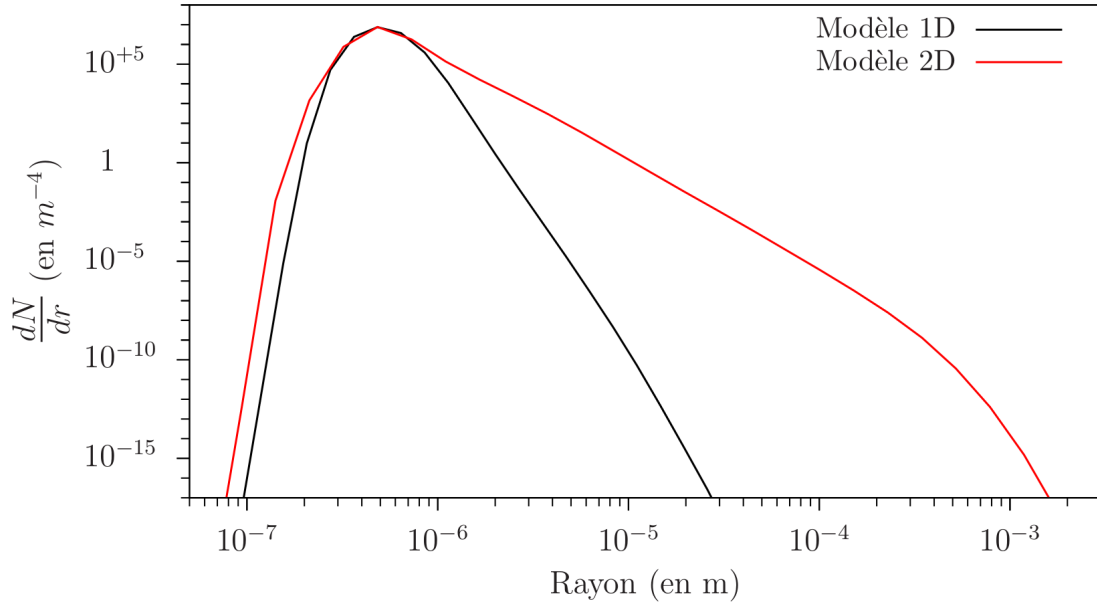


FIGURE IV.5 – Lois de distributions en taille des aérosols titaniens, issues d’un modèle microphysique à sections, en 1-D (noir) ou couplé à un GCM 2-D (rouge). Tiré de [Burgalat \(2012\)](#).

#### IV.2.2 COUPLAGE RADIATIF DES BRUMES

Le couplage radiatif des brumes a été mis en place via l’utilisation d’un système de *lookup-tables* qui permet d’obtenir les propriétés optiques des brumes ( $d\tau_{\tilde{\nu}}$ ,  $p_{\tilde{\nu}}$ ,  $g_{\tilde{\nu}}$ ) directement à partir de  $M_3$ .

Une partie du calcul des propriétés optiques des aérosols est effectué *off-line*, en présupposant un rayon caractéristique fixe pour le mode sphérique, et un nombre et un rayon caractéristique fixe pour les monomères au sein des agrégats. Ceci nous permet de dériver en amont les sections efficaces d’absorption, facteur d’asymétrie et albédo de simple diffusion pour une particule type. On ne prend en compte aucune variation de ces propriétés avec l’altitude ou la saison. Ceci pourrait être amené à changer - [Seignovert et al. \(2017\)](#) a caractérisé les propriétés optiques des aérosols dans la couche détachée, et les données CIRS ainsi que des expériences de laboratoire tendent à indiquer des variations des propriétés optiques avec l’altitude - mais on a à ce jour pas de données suffisantes pour contraindre les modèles. On relie donc la grandeur  $M_3$  modélisée dans chaque parcelle à l’épaisseur optique  $d\tau$  pour les modes sphérique ( $s$ ) et fractal ( $f$ ) par :

$$d\tau_{s,f}(\tilde{\nu}) = M_{3,s,f} \frac{3}{4\pi} \sigma_{s,f}(\tilde{\nu}) V_{s,f} \quad (\text{IV.7})$$

où  $\sigma_{s,f}$  est la section efficace d’absorption pour un mode donné (sphérique ou fractal), et  $V_{s,f}$  est le volume caractéristique des particules (*i.e.*  $V_s = \frac{4}{3}\pi r_s^3$  et  $V_f = \frac{4}{3}\pi N r_m^3$ ).

Des *lookup-tables* ont été mises en place par Pascal Rannou, tabulant volume et section efficace des particules - mais également facteur d’asymétrie et albédo de simple diffusion - associées à des particules sphériques de rayon caractéristique  $r_s = 0.02 \mu\text{m}$  pour le mode sphérique et des agrégats fractaux de dimension fractale  $D_f = 2$ , constitués de  $N = 1000$  monomères de rayon caractéristique  $r_m = 0.05 \mu\text{m}$ .

On peut ensuite intégrer cela à l’épaisseur optique de la parcelle, et procéder de manière

équivalente pour obtenir la fonction de phase et l'albédo de simple diffusion totaux.

Une version plus évoluée pourrait être mise en place avec le calcul *on-line* des propriétés optiques à partir du rayon des particules, sans assumer une valeur caractéristique, mais des problèmes se sont manifestés avec l'apparition transitoire de valeurs non-physiques du rayon caractéristique des aérosols (1m!), dues à des fluctuations entre  $M_0$  et  $M_3$  pour les faibles valeurs de concentration des aérosols dans la troposphère.

Pour finir, on met en place - comme dans les versions ultérieures avec le modèle en sections - le *cut-off* troposphérique des opacités des brumes : la sensibilité du modèle à celui-ci sera discuté au début du chapitre V.

### IV.2.3 VALIDATION ET SENSIBILITÉ AU TAUX DE PRODUCTION

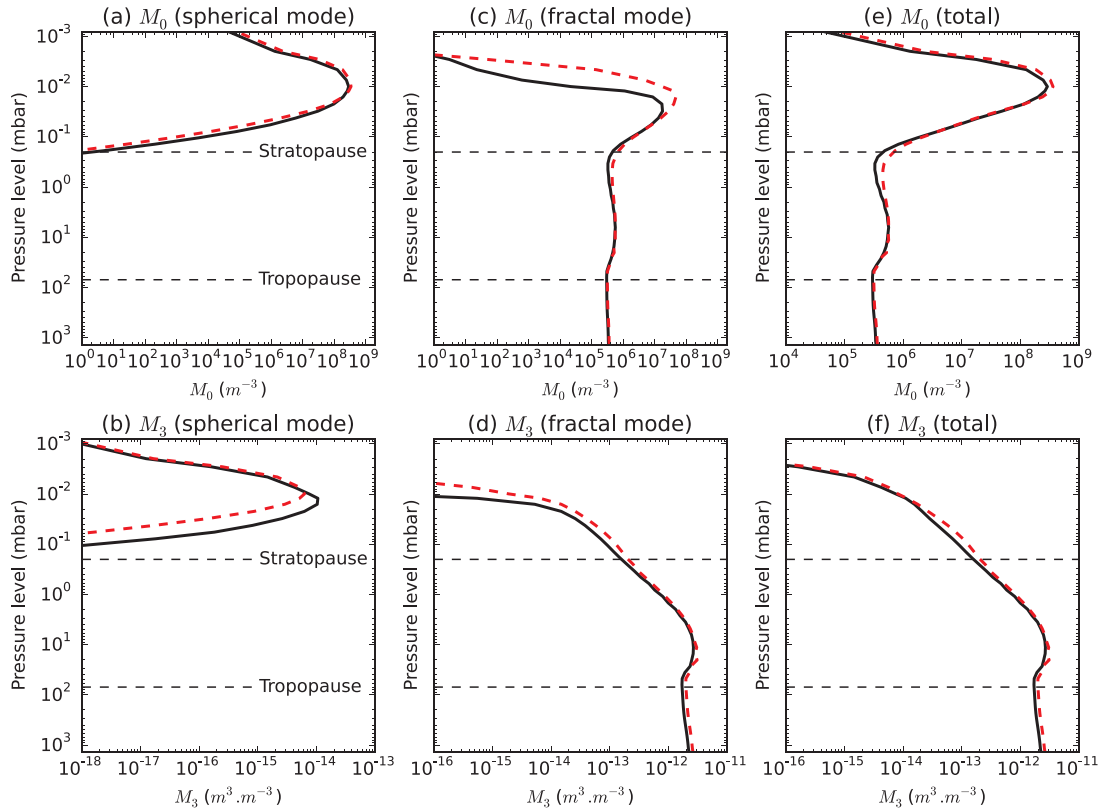
La figure IV.6, présente les moments  $M_0$  et  $M_3$  pour les modes sphériques et fractaux ainsi que la somme des deux, tels que calculés dans la version *off-line* de YAMMS dans Burgalat et Rannou (2017) - validé face au modèle en sections - et ce qui est obtenu une fois YAMMS intégré au GCM, dans une simulation 1-D utilisant des conditions similaires pour les lois de distributions et le taux de production ( $Q_0 = 3.5 \cdot 10^{-13} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ), mais sans le couplage radiatif, qui n'était pas implémenté dans Burgalat et Rannou (2017).

Il faut noter que l'ajustement du taux de production - qui est plus un paramètre libre qu'une donnée contrainte dans les modèles - ne peut pas se faire de la même manière en 1-D et en 3-D. Un taux de production qui donne un profil de température convenable en 1-D avec le couplage radiatif ne donne pas un résultat satisfaisant en 3-D, car les distributions n'ont pas les mêmes caractéristiques. De manière plus précise, il peut être montré que le choix de la loi optimale de distribution moyenne en taille n'est pas le même sur des modèles 1-D que 2-D et 3-D (on consultera Burgalat (2012), pour plus de détail sur le choix de la distribution optimale). Indépendamment du modèle en moments, ceci était déjà le cas avec le modèle en sections où les distributions en 1-D et 3-D étaient sensiblement différentes, et où les taux de production ne pouvaient pas être choisis de la même façon en raison du mélange vertical, assuré par la dynamique complète en 3-D ou uniquement par la sédimentation et la diffusion verticale en 1-D. Fondamentalement, on peut voir cela comme le fait que la circulation atmosphérique transporte les aérosols sans discrimination de taille, alors que la sédimentation et diffusion verticale n'ont pas le même effet selon la taille des particules et augmentent donc le temps de résidence des aérosols de grande taille, ce qui amène à sous-estimer leur population et modifie l'allure de la queue de la distribution (on se ramènera à la figure IV.5).

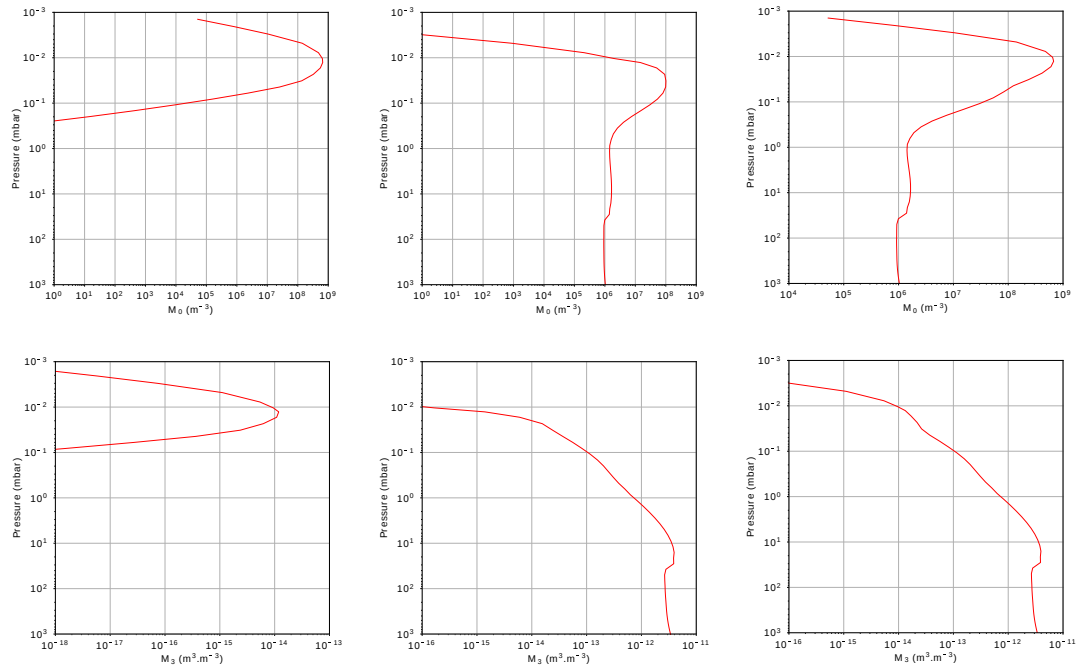
De plus, les travaux de Burgalat et Rannou (2017) valide les distributions des aérosols face au modèle en sections pour une valeur donnée de  $Q_0$ , mais sans la partie couplage radiatif. Le taux de production va donc devoir être sensiblement adapté et va être un paramètre de réglage de premier plan pour obtenir une structure thermique satisfaisante.

Dans la figure IV.7, on présente les profils de température obtenus - une fois le couplage radiatif activé - pour le taux de production  $Q_0$  évoqué ci-dessus, ainsi que la sensibilité du modèle à une augmentation où diminution de celui-ci.

En 3-D - comme on le verra au chapitre suivant - le transport vertical, va avoir tendance à faire s'accumuler les aérosols fractals dans la basse stratosphère, y augmentant le chauffage.



(a) Moments du modèle microphysique, dans sa version 1-D, *off-line*, tel qu'extrait de [Burgalat et Rannou \(2017\)](#). Les profils noirs sont pour le modèle de référence en sections et en rouge pointillé pour le modèle en moments.



(b) Similaire à la figure (a), validation 1-D du modèle en moments intégré au GCM, avec des conditions similaires à celles utilisée dans [Burgalat et Rannou \(2017\)](#). L'état d'équilibre est atteint après environ 100 ans Titan.

FIGURE IV.6 – Moments de la microphysique et validation de l'implémentation du modèle.



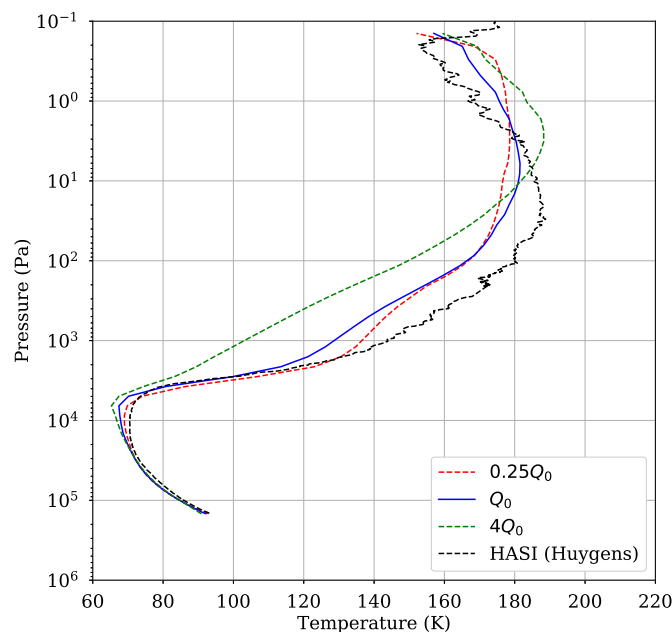


FIGURE IV.7 – Profils de température (en moyenne globale) obtenus avec le couplage radiatif du modèle microphysique, et illustration de la sensibilité au taux de production pour  $Q_0$  (trait plein bleu, taux utilisé pour la validation des distributions en taille - voir figure IV.6),  $0.25 Q_0$  (trait pointillé rouge) et  $4 Q_0$  (trait pointillé vert), pour des simulations 1-D. Le profil HASI est en pointillé noir, pour comparaison.

Ainsi, en 1-D, même avec un taux de production cohérent avec la validation de la distribution en taille obtenue ci-dessus, l'essentiel de la stratosphère est légèrement trop froid. Cela se voit avec le cas où l'on augmente le taux de production d'un facteur 4 (correspondant pourtant au taux de production utilisé dans Rannou et al. (2004) en 3-D) où l'absorption du flux solaire se produit trop haut, au niveau de la stratopause haute et chaude, alors que le reste de la stratosphère ne reçoit plus de chauffage se refroidit. Inversement, si l'on diminue encore plus le taux de production ( $0.1Q_0$  par exemple, non montré ici) on se retrouve sur des cas similaires à ceux des tests sans brumes du chapitre III, où le profil diverge totalement faute de suffisamment d'absorbeur stratosphérique et où l'on obtient rapidement des températures inférieures à 160 K à la stratopause.

Encore une fois, on présente ici la comparaison au profil HASI, mais les simulations 1-D n'ont pas la présomption de le reproduire.

## IV.3 AUTRES DÉVELOPPEMENTS TECHNIQUES

### IV.3.1 TOPOGRAPHIE

Une part importante du couplage surface-atmosphère se fait via le relief. Par exemple, même dans une atmosphère aussi épaisse que celle de Vénus, pourvue de deux couches de mélange convectif intense, les ondes de gravité émises depuis la surface par l'interaction avec le vent se

propagent jusque la couche de nuages à 70 km d'altitude (Lefèvre et al., 2020). Même si dans le cas de Titan le relief est peu escarpé et l'on ne s'attend pas à des impacts considérables de la topographie sur la circulation stratosphérique, on inclut néanmoins les cartes topographiques construites à partir des observations du radar de *Cassini* (Lorenz et al., 2013; Corlies et al., 2017), comme condition de surface. Ceci est un apport supplémentaire par rapport au modèle pré-existant qui n'incluait pas la topographie dans sa version de référence. À titre d'exemple, cela pourrait permettre de tester - à l'aide d'une paramétrisation des ondes de gravité orographiques - l'hypothèse selon laquelle le minimum de vent zonal observé dans la basse stratosphère par DWE (Bird et al., 2005) serait dû à des ondes de gravité générées par une source troposphérique (Flasar et Schinder, 2016), même s'il paraît peu probable au vu du relief (voir figure IV.8) que celui-ci puisse instaurer une source d'ondes qui entretienne le vent à toutes les latitudes, comme suggéré par l'analyse des radio-occultations de *Cassini* (Flasar et Schinder, 2016). On discutera cette question de manière plus approfondie dans le chapitre V.

L'inclusion de la topographie pourra également permettre d'explorer l'influence de la topographie sur les ondes planétaires proches de la surface, sur la distribution du méthane proche de la surface (dans l'optique future d'une représentation plus raffinée des réservoirs de surface) ou de la formation des nuages troposphériques - la couverture observationnelle de *Cassini* ayant permis de déceler certains phénomènes, comme le manque de nuage au-dessus de Xanadu (Rodriguez et al., 2011), interprétable par une origine topographique, comme l'avait préalablement suggéré Tokano (2008).

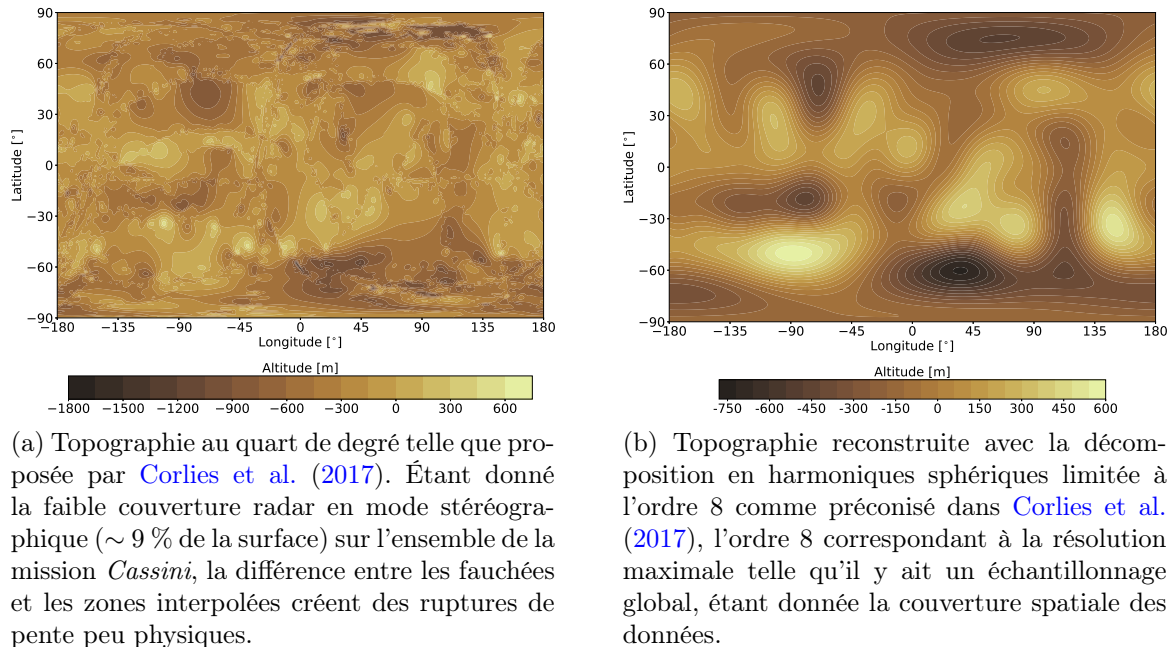


FIGURE IV.8 – Cartes topographiques obtenues à partir des données de Corlies et al. (2017). Le géoïde de référence (Iess et al., 2012) est soustrait.

On va s'attarder ici sur un problème auquel on a fait face avec l'utilisation des cartes topographiques. En effet, malgré la longévité de la mission *Cassini*, la couverture stéréographique radar de la surface permettant l'extraction de la topographie est restée somme toute faible ( $\sim 9\%$  à

la fin de la mission<sup>4</sup>- Corlies et al., 2017), et une grande partie de la surface des cartes publiées est donc interpolée. Seulement cette interpolation, dans les cartes "haute résolution" fournies à l'échelle globale à la résolution du degré (Lorenz et al., 2013), voire même du quart de degré (Corlies et al. (2017), voir figure IV.8a), engendre des fortes ruptures de pentes, avec les fauchées radar qui restent telles des "coutures" apparentes entre régions interpolées. Ceci engendre - lorsqu'elles sont utilisées telles qu'elles dans le GCM - des zones de très fortes ascendances-subsidences localisées, montant jusqu'à la tropopause, peu crédibles et sources d'incohérences car, comme évoqué au chapitre I, là où il a pu être étudié, le relief de Titan est peu escarpé. Ces ascendances-subsidences localisées apparaissent nettement (voir figure IV.9a), même en moyenne zonale, aux latitudes où les fauchées ont une longue extension longitudinale. Pour des raisons non élucidées, elle font également dériver le modèle microphysique.

On peut également voir l'impact que cela a sur la circulation globale dans la troposphère, les fonctions de courant étant alors totalement déformées par ces motifs stationnaires, ainsi que sur la condensation du méthane. On pourra se référer à Lora et al. (2019), étude dans laquelle les simulations que l'on a fourni incluent cette topographie basée sur les cartes "haute résolution" et où la circulation dans la troposphère en est particulièrement affectée, mais on notera que le modèle de Cologne utilise également la topographie de Lorenz et al. (2013) et on retrouve les motifs aux mêmes latitudes, bien que plus estompées du fait que les résolutions typiques dans ce modèle soient plus grossières et que le vent zonal modélisé soit plus faible.

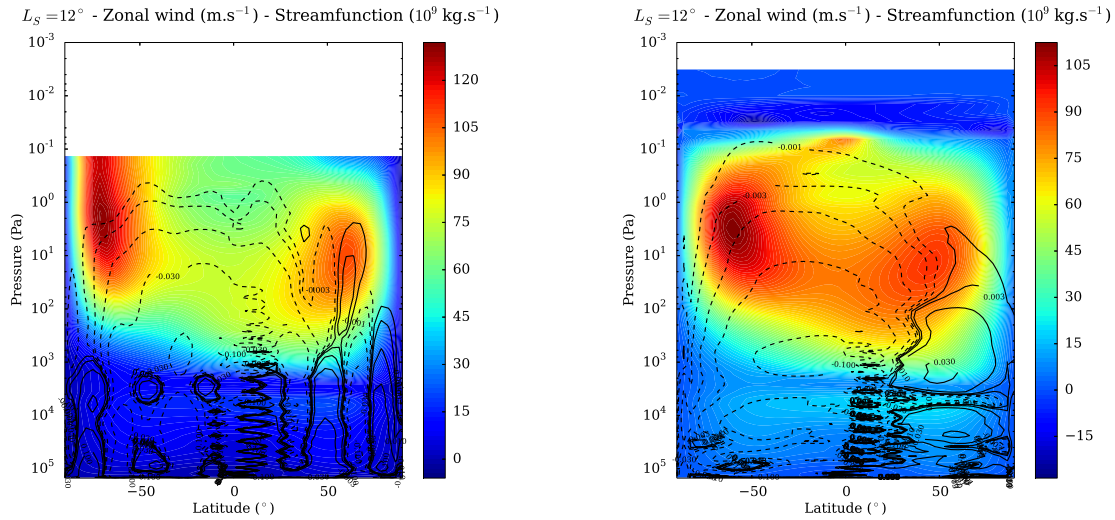
On préconisera donc, pour les simulations globales, l'utilisation de cartes à plus basse résolution, comme celle limitée à l'ordre 8 dans la décomposition en harmoniques sphériques (voir figure IV.8b) que l'on utilise dans la suite de ce manuscrit. Toutefois, les cartes à haute résolution pourront éventuellement servir localement, par exemple pour des simulations avec un modèle méso-échelle, sur les régions où la topographie est bien connue grâce à la couverture radar.

### IV.3.2 VERS UNE EXTENSION VERTICALE

Un autre point technique sur lequel on a travaillé durant cette thèse est la question de l'extension verticale du modèle (plafond à 0.1 Pa dans la version de référence), intimement dépendante de la question de la variation du champ de gravité avec l'altitude, comme cela a pu être décrit au chapitre II.

Il faut noter que le champ de gravité  $g$ , s'il est considéré comme variable dans la chimie comme évoqué section IV.1, ne peut pas l'être dans la physique. Cela a été tenté, seulement on se retrouve alors dans une configuration où, dans le bilan énergétique d'une couche, le taux de chauffage ou de refroidissement adiabatique par la dynamique est calculé avec une valeur de  $g$  différente de celle utilisée pour les processus diabatiques. Or, il faut savoir que la valeur de  $g$  intervient dans le calcul de la masse des cellules atmosphériques (car, rappelons-le, on travaille en niveaux flottants). On a donc une incohérence dans le calcul du bilan du taux de chauffage ou refroidissement net de la couche, ce qui n'est bien entendu pas adapté à notre étude, où l'on veut notamment quantifier l'impact de la compétition entre chauffage adiabatique et refroidissement infrarouge dans les hautes latitudes polaires. Des modifications du cœur dynamique (voir chapitre II) pour une amélioration de ce point faible restent à implémenter.

4. Pour le mode stéréographique, en effet la couverture radar totale dépasse quant à elle 60%.



(a) Configuration 3-D standard à 55 niveaux, plafond à 0.1 Pa.

(b) Configuration "extension verticale" avec 10 niveaux supplémentaires, plafond à 0.005 Pa.

FIGURE IV.9 – Tentative d’extension verticale du plafond du GCM. Cartes du vent zonal en moyenne zonale à une saison post-équinoxiale ( $L_s = 12^\circ$ ) et fonctions de courant de la circulation méridienne associée (trait plein, sens horaire - trait pointillé, sens anti-horaire). On notera que les fonctions de courant pour la simulation "standard", sont affectées dans la troposphère par le problème de la topographie évoquée section IV.3.1, ce qui n’est pas le cas de la simulation avec extension verticale qui considère une topographie plate.

On a tout de même brièvement effectué des tests - au début de ces travaux de thèse - où l’on a étendu le plafond du GCM 3-D de 0.1 Pa ( $\sim 550$  km) à 0.005 Pa ( $\sim 700$  km), et dont un aperçu des résultats en matière de vent zonal et extension verticale de la circulation méridienne est exposé IV.9. Ces simulations ont été effectuées sur une version de travail du modèle à opacités fixes, pas spécialement stabilisée, et les résultats montrés ici ne le sont qu’à titre qualitatifs.

Globalement, la cellule de Hadley s’étend verticalement (dans la figure ci-dessus on peut voir la ligne de courant correspondant à  $-0.003 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$  qui s’élève de plus d’une décade en pression dans l’hémisphère Sud), ce qui tend à rejoindre ce que suggère Teanby et al. (2012), et améliorerait significativement le mélange des composés en cas de couplage à la photochimie et permettrait une altitude de production plus haute des aérosols. Néanmoins, dans le chapitre V, on exploitera - comme références - des simulations avec la résolution verticale standard à 55 niveaux (pour rappel, voir le tableau A.1 en annexe), comme sur la figure IV.9a. Celles avec une extension verticale plus importante ne peuvent raisonnablement pas être utilisées comme références, en raison des trop fortes erreurs induites par les approximations dynamiques.

## IV.4 BILAN DES APPORTS TECHNIQUES

Un point qui n’a pas été évoqué dans ce chapitre mais qui a également été travaillé est la gestion des appels successifs des différents processus au sein du module physique, pour garder une certaine cohérence physique. Ceci est par exemple le cas pour l’appel à la condensation, qui doit être effectué en amont de l’appel à la chimie pour ne pas manipuler des distributions saturées, mais en aval de processus tels que l’ajustement convectif, qui peut ramener des distri-

butions hors de l'équilibre (et n'agit cependant pas sur les distributions 2-D en moyenne zonale, à partir desquelles on calcule les tendances photochimiques). L'articulation entre microphysique et photochimie a également été mise en place et réfléchi dans l'optique d'une future activation des nuages, avec des composés qui pourront être traités dans les deux modules.

Pour résumer, dans les chapitres III et IV, nous avons établi un nouveau schéma de transfert radiatif - initialement dérivé de celui du modèle générique - autour duquel on a élaboré un module physique fortement centré sur les couplages avec la microphysique et la chimie et qui constitue un nouveau modèle à part entière pour Titan. Celui-ci est plus en mesure d'étudier les problématiques soulevées aux chapitres I et II, que le modèle existant avant le début des travaux de thèse (structure thermique en large inadéquation dans la stratosphère, couplage avec la chimie coûteux en temps de calcul, peu flexible et sans couplage radiatif, couplage au modèle microphysique dérivant sur le long terme). Par rapport aux versions antérieures, le modèle inclut également la topographie comme condition de surface.

Des simulations couplées radiativement vont donc pouvoir être mises en place et exploitées dans le chapitre V sur le plan des variations saisonnières de la structure thermique et de la dynamique, en comparaison aux observations tout en quantifiant l'impact des différents couplages. Dans le chapitre VI, les distributions de composés en elles-mêmes seront analysées et discutées.

On peut également noter que, du fait de la structure similaire de la nouvelle physique de Titan et du modèle générique, nombre des apports techniques développés dans ce chapitre sont applicables (et en cours d'application) au modèle générique. C'est notamment le cas du couplage au modèle microphysique en moments et l'implémentation d'une méthode de recombinaison : même si le modèle générique possède son propre solveur photochimique, l'algorithme de recombinaison est tout à fait compatible, car n'est interfacé qu'avec la gestion des traceurs et le transfert radiatif, qui eux restent similaires. Ces différents apports ont donc des perspectives d'applications à des objets autres que Titan. Toutefois, une validation supplémentaire de l'algorithme de recombinaison devrait néanmoins être apportée au préalable, avec une comparaison des taux de chauffage face à un code *line-by-line*, de manière plus systématique et dans des cas plus variés. En effet, si cette étape était optionnelle dans le chapitre précédent où l'algorithme avait déjà été validé, cela mériterait ici d'être plus approfondi notamment pour des applications futures à d'autres objets. Ici on se contente d'une validation vis-à-vis de la méthode du pré-mélange, elle-même validée par le passé, mais on peut penser à des cas d'applications où ce ne sera pas envisageable.







# De la structure thermique et de la dynamique atmosphérique

Les deux chapitres précédents ayant amené un certain nombre de développements techniques autour du transfert radiatif et du couplage de celui-ci avec la photochimie et la microphysique, ce chapitre présente les simulations 3-D qui en découlent et se concentre sur les résultats obtenus en matière de structure thermique et de dynamique atmosphérique. Après une revue de certaines études de sensibilité en 1-D, nécessaires à la mise en place des simulations 3-D de référence, on présente les résultats de celles-ci, avec un intérêt particulier porté sur la stratosphère et ses variations saisonnières. La sensibilité de ces résultats vis-à-vis des couplages et des paramètres techniques du modèle est également discutée. L'accent est ensuite particulièrement mis sur les régions polaires, d'une part autour du renversement de la circulation après l'équinoxe, d'autre part sur la basse stratosphère, le tout en comparaison aux données de la mission *Cassini*. En dernier lieu, on discute le minimum de vent zonal dans la basse stratosphère, sa représentation dans les modèles et ses conséquences sur la séparation entre circulation troposphérique et stratosphérique.

SOMMAIRE

---

V.1	Mise en place des simulations de référence . . . . .	<b>142</b>
V.1.1	Du 1-D vers le 3-D - Tests de sensibilité . . . . .	143
V.1.2	Description des simulations 3-D réalisées . . . . .	146
V.2	Vue d'ensemble . . . . .	<b>148</b>
V.2.1	Surface et troposphère . . . . .	148
V.2.2	Variations saisonnières de la stratosphère . . . . .	150
V.2.3	Sensibilité aux couplages - Délai à l'équinoxe . . . . .	158
V.3	Régions polaires . . . . .	<b>164</b>
V.3.1	Renversement automnal de la circulation . . . . .	164
V.3.2	Suivi saisonnier de la basse stratosphère . . . . .	166
V.3.3	L'épaulement hivernal . . . . .	169
V.4	Le minimum de vent et la séparation des cellules méridiennes . . . . .	<b>173</b>
V.4.1	Le mystérieux minimum de vent zonal . . . . .	173
V.4.2	Structure et séparation des cellules méridiennes de circulation . . . . .	178

---

## V.1 MISE EN PLACE DES SIMULATIONS DE RÉFÉRENCE

*Give me four parameters and I can fit an elephant,  
give me five and I can make him wiggle his trunk.*

JOHN VON NEUMANN

Afin de mettre en place les simulations de référence qui vont être exploitées dans ce chapitre, il nous faut d'abord illustrer les paramètres physiques et techniques auxquels les résultats discutés par la suite sont sensibles. Certains de ces paramètres techniques, notamment du cœur dynamique (*e.g.* dissipation numérique), ne seront pas abordés en détail dans cette étude et pourraient faire l'objet d'une enquête plus approfondie, à l'exception de la résolution de la grille qui sera abordée en divers endroits.

Il faut bien garder à l'esprit qu'il est beaucoup plus complexe de faire converger un système entièrement couplé comme c'est le cas du GCM Titan avec les multiples rétroactions dynamique-physique-chimie-microphysique, paramètres libres (*e.g.* taux de production des brumes) et les sources d'incertitudes dues aux approximations techniques (approximation de couche mince, hypothèse du recouvrement aléatoire dans le transfert radiatif ...) ou physiques (absence de chimie ionique, pas d'activation des nuages ...), qu'un système non-couplé. Un tel système couplé permet d'obtenir un modèle plus riche et la potentielle représentation de beaucoup plus de phénomènes, mais pose la question de la compensation d'erreurs entre paramètres libres et celle de l'ajustement de ces derniers.

Dans les deux chapitres qui vont suivre, l'activation du couplage avec le modèle microphysique permet de discuter par exemple la phase et le renversement de la circulation qui sont mieux représentés dans les modèles couplés, bien qu'en valeur moyenne les profils de température du non-couplé soient plus proches des observations à une majorité de saisons et de latitudes. Cette valeur moyenne est compliquée à ajuster car elle ne peut pas être ajustée en 1-D - comme on l'a vu au chapitre IV - en raison des différences de distribution et des temps de mise à l'équilibre des simulations 3-D. Cette question n'est bien entendu pas spécifique à Titan, elle est même au cœur des débats sur les modèles climatiques terrestres : la dispersion des trajectoires suivies par les différents modèles pour le XXI<sup>ème</sup> siècle est notamment causée par les paramètres libres dans la description des nuages (*e.g.* la vitesse de sédimentation des cristaux de glace) et les conséquences sur la formation de ceux-ci et sur leur bilan radiatif. Mieux appréhender ce vaste espace des paramètres libres est une problématique actuelle majeure pour la communauté de modélisation du climat - on pourra se référer à [Hourdin et al. \(2017\)](#) pour trouver une revue à ce sujet.

Dans la section qui suit, on illustre - par des simulations 1-D - la sensibilité des résultats à certains paramètres du transfert radiatif, ce qui est complémentaire à certaines discussions que l'on a pu avoir dans les étapes de validation des chapitres III et IV, comme par exemple au sujet du taux de production des brumes, point que l'on rediscutera néanmoins dans le cas des simulations 3-D.

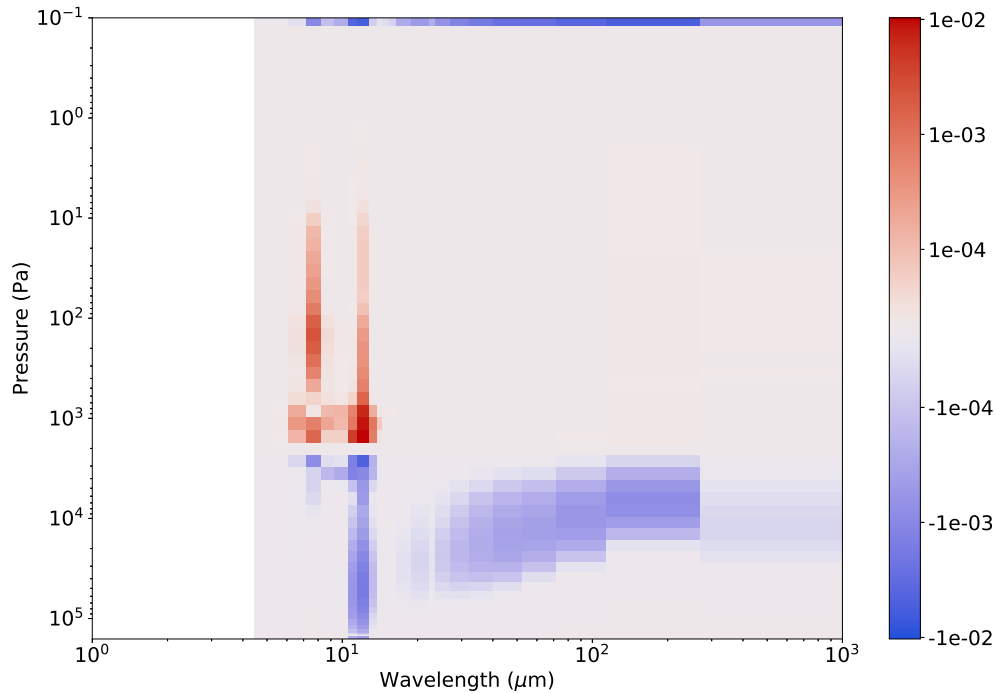


FIGURE V.1 – Analyse en Puissances Nettes Échangées de la contribution des différents niveaux atmosphériques dans le budget radiatif [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ] pour une couche située à 25 mbar. Étant donné le découpage spectral, on distingue la contribution de la bande contenant la raie  $\nu_4$  du méthane à  $7.7 \mu\text{m}$  par laquelle la couche est réchauffée à longue distance par la stratosphère puis la bande contenant la raie  $\nu_5$  du  $\text{C}_2\text{H}_2$  à  $13.7 \mu\text{m}$  qui joue dans les échanges avec la stratosphère, la troposphère et le refroidissement vers l'espace. On distingue de chaque côté de cette bande, les contributions - un peu moins marquées - des bandes contenant la raie  $\nu_2$  de HCN à  $14 \mu\text{m}$  et celle avec la raie  $\nu_9$  de  $\text{C}_2\text{H}_6$  à  $12.2 \mu\text{m}$ , qui interviennent à courte distance dans le chauffage par les couches situées au-dessus dans la basse stratosphère, et à plus longue distance - en raison de la moindre épaisseur optique - dans le refroidissement via la troposphère. Dans l'infrarouge plus lointain, cette couche se refroidit par rayonnement vers l'espace et la troposphère, via le continuum composé des brumes et des absorptions induites par collisions.

### V.1.1 DU 1-D VERS LE 3-D - TESTS DE SENSIBILITÉ

#### SENSIBILITÉ AUX GAZ

Comme on a pu l'illustrer dans les chapitres III et IV, la basse stratosphère est une région où l'on a des incertitudes importantes dans l'approche des *k-corrélés*, auxquelles s'ajoute une forte sensibilité aux rapports de mélange des gaz et à leur profil vertical à l'altitude du palier de condensation.

Une analyse par la méthode des Puissance Nettes Échangées - méthode présentée au chapitre III - permet de dresser le bilan radiatif des niveaux atmosphériques dans la basse stratosphère, comme exposé dans la figure V.1. Il en ressort le rôle prépondérant des composés traces tel que  $\text{C}_2\text{H}_2$  et  $\text{C}_2\text{H}_6$ , caractérisé par des échanges conséquents à longue distance avec la troposphère via leurs fenêtres de forte opacité infrarouge, bien que les quantités de vapeur résiduelle tropo-

sphériques soient faibles (*e.g.*  $10^{-11}$  mol/mol pour  $C_2H_2$ , cf tableau III.2). Le bilan radiatif de la basse stratosphère va donc être sensiblement modifié si ces fenêtres sont bouchées ou non par les brumes, ainsi que par la teneur en composés traces. C’est également le cas - du moins dans le modèle présent - de la haute troposphère (non montré ici), contrairement à certaines études qui présentent une prédominance des absorptions induites par collisions dans cette région et même dans la basse stratosphère (B. Bézard, communication personnelle).

Ceci va donc influencer sur la différence entre les simulations couplées et non couplées. Dans le modèle couplé, on risque d’obtenir des écarts encore plus significatifs et une sensibilité importante, en raison des variations rapides d’opacité dues à la condensation, des incertitudes sur les profils de vapeur saturante et de l’absence d’un modèle de nuages. Au contraire, dans le modèle non-couplé on utilise un profil d’opacité qui est ajusté plus finement, sans possibilité de s’écarter des valeurs standards, contrairement au modèle couplé dans lequel les opacités sont gouvernées par les rapports de mélange donnés par le modèle photochimique.

Comme évoqué précédemment, une source supplémentaire d’erreur pour la stratosphère est d’origine algorithmique, due à l’approximation des  $k$ -corrélés et au fait que cette région soit une transition rapide entre zones optiquement mince et optiquement épaisse, avec des composés qui condensent - ce qui va briser les corrélations (voir chapitre III) - alors même qu’ils jouent un rôle important dans le bilan radiatif.

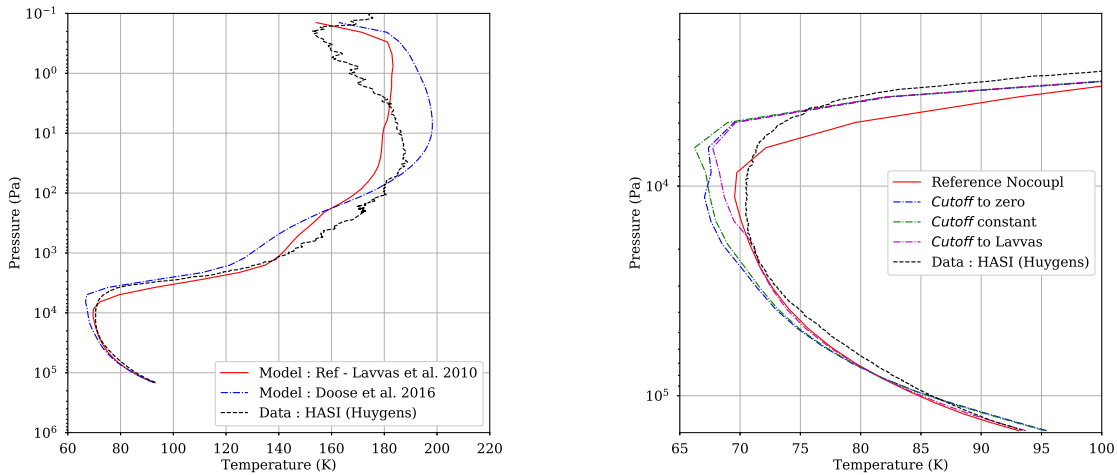
On notera par ailleurs que c’est une région où la teneur en composés traces varie très rapidement sur quelques kilomètres, et que les valeurs données par les modèles y sont assez incertaines et peu contraintes : en effet, si l’on a pu cartographier abondamment la majeure partie de la stratosphère pour les composés traces, c’est moins le cas de la troposphère et de la basse stratosphère, en raison des basses températures qui y règnent et des faibles rapports de mélange, ce qui rend les instruments tels que CIRS insensibles à l’émission thermique qui en émane. De plus, c’est dans cette région que, lors de la descente de *Huygens*, la transition entre les deux pompes alimentant GCMS a servi à faire les mesures de gaz rares - ne permettant plus de caractériser les abondances d’hydrocarbures et de nitriles. Qui plus est, peu avant une des deux pompes avait subi un court-circuit<sup>1</sup>, ce qui fait qu’il n’y a pas de mesures *in situ* disponibles de la teneur en composés traces entre 56 et 74 km d’altitude.

Pour conclure, il faut s’attendre à obtenir des écarts aux observations et une sensibilité importante du modèle dans cette région dans les simulations 3-D, au sein desquelles il sera difficile de distinguer les erreurs inhérentes à la distribution des composés de celle issues des approximations techniques.

#### SENSIBILITÉ AUX BRUMES

On observe également une forte sensibilité de la tropopause vis-à-vis du choix du profil de brumes dans la version non couplée (fig. V.2a), ainsi qu’au *cut-off* des brumes dans la version couplée (fig. V.2b). Plus généralement, le choix du taux de production des brumes impacte toutes les altitudes dans la version couplée (point déjà illustré au chapitre IV). À l’instar des gaz, les brumes vont donc être une source majeure d’incertitudes et de différences entre les modèles couplé et non-couplé.

1. Vraisemblablement dû à la zone de turbulence associée au minimum de vent, que l’on discutera plus loin.



(a) Profils de températures issus de simulations 1-D (en moyenne globale) avec différents profils de brumes. Celui de référence (trait plein rouge) est issu des travaux de Lavvas et al. (2010) et celui en bleu (tiret-pointillé) est issu de Doose et al. (2016). Le profil mesuré par HASI sur Huygens est présenté à titre de comparasion (trait noir discontinu).

(b) Profils de températures issus de simulations 1-D (en moyenne globale) avec différentes valeurs du *cut-off*. En trait plein rouge, avec le modèle de brumes non-couplé de référence, issu de Lavvas et al. (2010). En tiret-pointillé bleu, *cut-off* éliminant toute l'opacité des brumes dans la troposphère. En tiret-pointillé vert, *cut-off* gardant constante l'extinction des brumes sous  $10^4$  Pa sur chaque colonne. En tiret-pointillé magenta, *cut-off* avec transition vers le profil de brumes de référence du non-couplé sous  $10^4$  Pa.

FIGURE V.2 – Illustration de différents tests de sensibilité vis-à-vis des profils de brumes.

Au sujet de la figure V.2a, si les profils de température obtenus dans la stratosphère ne permettent pas de trancher entre les deux profils de brumes testés, il faut également se rappeler que les deux sont basés sur des extrapolations verticales du profil de DISR au-dessus de 250 km, dans lequel le lecteur placera la confiance qu'il souhaite. Le choix de cette extrapolation est une différence notable, à l'origine de différence sensible entre les deux modèles, la seconde présentant une absorption plus haute des brumes. Les brumes sont également plus sombres et plus absorbantes à haute altitude dans le profil de Doose et al. (2016). Par contre, des tentatives de simulations 3-D, non présentées ici, avec le profil issu de Doose et al. (2016), montraient une dérive encore plus marquée de la tropopause, ce qui a fait porter notre choix sur le profil issu de Lavvas et al. (2010).

Pour ce qui est de la figure V.2b, il est cohérent de retrouver une forte sensibilité au profil de brumes dans la troposphère au vu de tout ce que l'on a pu discuter jusque ici. Mais dans le modèle couplé, les distributions de brumes sont plus libres de s'écarter et diverger, à l'inverse de la version non-couplée dans laquelle le profil vertical de brumes est fixe, construit sur des valeurs mesurées *in situ* dans la troposphère, d'où un meilleur accord en valeur moyenne, mais qui, rappelons-le, ne permet pas de rétroactions.

Dans la suite de ce manuscrit, pour les simulations 3-D on choisira un *cut-off* des brumes qui correspond à celui avec une transition progressive vers le profil de Lavvas et al. (2010), ce qui découple en quelque sorte la troposphère, mais évite une divergence trop importante de la

	NOCOUPPL	HAZE-PARAM	HAZE-COUPPL	FULL-COUPPL (REF)
Gaz fixe	✓	✓	✓	
Gaz couplé				✓
Brumes fixes	✓			
Brumes paramétrées		✓		
Brumes couplées			✓	✓

TABLE V.1 – Nomenclature des simulations réalisées. Brumes fixes : profil vertical d’opacités fixe en latitude et en temps. Brumes paramétrées : même profil modulé spatio-temporellement par le modèle saisonnier de [Karkoschka \(2016\)](#). Brumes couplées : opacités issues du couplage avec le modèle microphysique. Gaz fixe : pré-mélange avec profils de gaz constants en latitude et en temps. Gaz couplé : opacité des gaz calculée par la méthode de recombinaison, avec variation des composés traces, leurs rapports de mélange étant issus du GCM et le méthane restant fixe.

tropopause, ce qui nuirait à notre étude de la stratosphère et aussi aux températures dans la basse atmosphère.

Le *cut-off* nécessiterait bien entendu d’être plus optimisé, mais comme on a pu le voir au chapitre IV, on n’a pas le même comportement des brumes en 1-D et 3-D, ce paramètre est donc difficile à ajuster. Idéalement il faudrait pouvoir s’en débarrasser, mais cela impliquerait de modéliser ce qu’il advient des brumes dans les processus de condensation et de précipitation dans la troposphère.

Pour les régions plus hautes de la stratosphère, on ne discute pas des sensibilités aux couplages ici, étant donné qu’elles seront abondamment abordées plus loin pour les résultats des simulations 3-D.

### V.1.2 DESCRIPTION DES SIMULATIONS 3-D RÉALISÉES

Différentes séries de simulations de référence ont été réalisées, avec prise en compte ou non des couplages et à différentes résolutions horizontales. L’activation ou non des différents couplages radiatifs selon les simulations est décrit dans le tableau V.1.

- **NOCOUPPL\_32×48** : Ces simulations - dites *non-couplées* - à basse résolution spatiale (32 points de grille en longitude, 48 en latitude) et sans rétroaction radiative des variations des composés traces ni des brumes, sont les plus simples et les plus rapides à effectuer.
- **NOCOUPPL\_96×96** : Ces simulations à plus haute résolution spatiale nécessitent des temps de calcul beaucoup plus longs<sup>2</sup> et n’ont pu être équilibrées entièrement, notamment dans la troposphère. Elles n’ont été réalisées que sur 3 années Titaniennes à partir d’un état stabilisé en 64×48.
- **HAZE-COUPPL\_32×48** : Ces simulations sont intermédiaires entre les non-couplées et celles de référence. L’opacité des gaz y est fixe et identique à celles non-couplées, mais

2. Un facteur 6 pour l’augmentation du nombre de points de grilles et un facteur 2 supplémentaire pour respecter la condition CFL, compensé par un facteur 0.5 du fait que l’on peut réaliser celles-ci sur 48 processeurs au lieu de 24, soit un facteur 6 au total.

la rétroaction radiative des brumes via le couplage au modèle microphysique est pris en compte, et permet de tester l'impact des variations des brumes séparément de celui des gaz.

- **FULL-COUPLED\_32x48** (*aka REF*) : Ces simulations sont celles que l'on prendra pour référence dans la suite du manuscrit, car étant celles avec les couplages les plus complets et réalisées sur un temps suffisamment long pour être suffisamment stabilisées. En plus de l'opacité variable des brumes, celle des gaz y est calculée en utilisant la méthode de recombinaison mise en place au chapitre IV.

Dans les simulations de référence, les paramètres évoqués à l'amorce de ce chapitre et auxquels les résultats sont sensibles sont l'inertie de la surface, fixée à  $335 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-0.5}\cdot\text{K}^{-1}$  et le taux de production des brumes à  $3.5 \cdot 10^{-13} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . L'influence de ces paramètres sera discutée un peu plus loin dans ce chapitre. Un autre paramètre technique agissant sur le profil thermique est le profil de diffusion verticale au sein de la colonne photochimique, qui intervient par rétroaction via les quantités de composés traces dans les simulations couplées, et dont l'impact sera discuté au chapitre VI. Les pas de temps physique et dynamique sont similaires à ceux utilisés auparavant (*cf* II.3.1) - à l'exception de la simulation 96x96 qui nécessite un pas de temps dynamique plus court - avec seulement une dissipation numérique plus marquée qu'avant dans la stratosphère (temps caractéristiques des opérateurs de dissipation<sup>3</sup> divisés par un facteur 4, pour assurer la stabilité), sûrement dû au fait que l'activité ondulatoire y apparaisse plus intense, ce qui est source d'instabilités physiques mais aussi numériques. Cette question ne sera pas investiguée plus en détail dans ce manuscrit, mais mériterait une attention particulière, notamment concernant l'intensité de la superrotation. La fréquence d'appel à la chimie est également augmentée à 10 fois par jour Titan, pour éviter les discontinuités à l'interface avec la haute atmosphère, comme évoqué au chapitre IV, bien que l'on maintienne le fait de ne l'effectuer qu'en moyenne zonale pour avoir des temps de calcul raisonnables.

Les simulations que l'on présente ici sont tout d'abord issues d'un état de départ de l'ancien GCM 3-D de référence qui a servi de base pour une simulation d'une dizaine d'années Titaniennes en version non-couplée afin de stabiliser la circulation suite au changement du transfert radiatif. Celles comportant des brumes ont ensuite subi une période d'équilibrage et de mélange des brumes sur une période de 10 années Titaniennes supplémentaires en non-couplé, avec des profils de brumes initiaux issus des simulations 1-D présentées au chapitre IV et stabilisées sur une centaine d'années Titaniennes, temps nécessaire à la sédimentation des brumes. À partir de cet état initial, les simulations avec les différentes configurations ont ensuite été équilibrées pendant 5 années Titaniennes et c'est la dernière année qui est présentée ici, à l'exception de celle en 96x96, dans laquelle le modèle microphysique n'a pas été pris en compte et qui requiert des temps de calcul plus longs. C'est seulement la troisième année effectuée à cette résolution qui sera analysée ici, bien que vraisemblablement pas suffisamment équilibrée dans la troposphère.

La variabilité interannuelle dans le modèle - mis à part de potentiels problèmes de dérive à long terme, mais aucun ne ressort de manière flagrante en comparaison aux versions antérieures du modèle - est peu marquée et ce même dans la troposphère, comme cela a pu être mis en évidence dans Lora et al. (2019). L'absence d'un véritable cycle du méthane en est une des

---

3. Comme introduits au chapitre II, équation II.14.



causes principales. Dans tous les cas celle-ci ne sera pas discutée ici, dans le cadre de notre étude de la stratosphère, où l'on ne s'intéressera qu'à des résultats sur la dernière année de simulation. Les variables présentées ici sont des champs en moyenne diurne et - sauf mention spécifique - en moyenne zonale.

Certaines simulations non-couplées de comparaison de l'évolution sur le long terme (30 ans Titan) des anciennes et nouvelles versions du modèle seront également discutées à part dans la section [V.4](#).

## V.2 VUE D'ENSEMBLE

Dans cette section, on présente les résultats obtenus pour la simulation de référence, avec couplage radiatif de la microphysique et de la photochimie, ainsi que la sensibilité de ces résultats aux différents couplages mis en place et l'influence de certains paramètres libres (notamment ceux du modèle microphysique). Après une brève discussion sur la troposphère et la surface au paragraphe [V.2.1](#), ce qui nous permet de pointer certaines sources d'incertitudes, on décrit dans les grandes lignes les caractéristiques des simulations et leur comparaison aux observations quant aux variations saisonnières de la stratosphère, au paragraphe [V.2.2](#). Enfin, on revient au paragraphe [V.2.3](#) sur les points où l'activation ou non des couplages joue un rôle crucial, notamment en ce qui concerne le passage de l'équinoxe.

Une analyse plus détaillée de certains phénomènes saisonniers spécifiques dans les régions polaires fera l'objet de la section [V.3](#) suivante.

### V.2.1 SURFACE ET TROPOSPHÈRE

La surface et la troposphère n'ont pas fait l'objet d'une étude approfondie. On pourra se référer néanmoins à [Lora et al. \(2019\)](#), étude dans laquelle les simulations non-couplées sont analysées plus en détail que ce qui sera présenté pour cette région dans le présent manuscrit, notamment en ce qui concerne la variabilité. Ici on ne s'intéresse qu'à l'effet des couplages et des paramètres techniques sur les résultats dans la troposphère et l'impact que cela peut avoir sur les résultats dans la stratosphère.

**SURFACE** La figure [V.3](#) illustre l'évolution saisonnière de la température de surface obtenue dans la simulation de référence couplée et la simulation équivalente en non-couplé. En couplé, on a vu ci-dessus que les températures dans la troposphère et à la surface sont sensiblement influencées par le choix du *cut-off*. Pour aller plus loin, il faudrait réaliser une batterie de tests en 3-D (longs à stabiliser, ils ont été mis de côté pour cette étude), avec différentes valeurs du *cut-off* pour explorer toute la sensibilité à ce paramètre et l'optimiser. Pour l'instant, il faudra garder à l'esprit que c'est un paramètre de réglage avec un potentiel impact majeur sur la température de surface. Il serait notamment nécessaire d'analyser son impact sur les contrastes saisonniers et latitudinaux de celle-ci, si l'on voulait étudier plus en détail la surface. En effet, le modèle couplé présente moins de contrastes, ce qui est en désaccord avec le constat habituel que l'usage des couplages tend à renforcer les contrastes saisonniers. Il faut néanmoins se rappeler que l'on a fait le choix d'un *cut-off* avec un rappel vers un profil fixe, ce qui rapproche le comportement de la

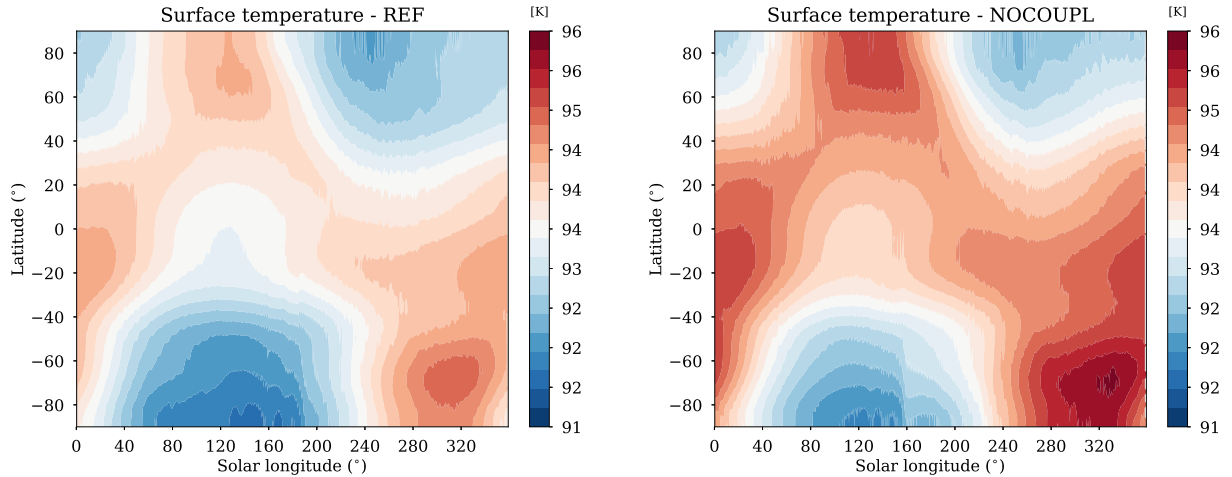


FIGURE V.3 – Évolution saisonnière de la température de surface (en moyenne diurne et zonale) dans la simulation couplée de référence (à gauche) et l'équivalente non-couplée (à droite). L'inertie de surface  $y$  est fixée à  $335 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-0.5}\cdot\text{K}^{-1}$ .

troposphère du cas non-couplé. Sans même considérer les contrastes saisonniers, un autre effet notoire que l'on peut dégager entre couplé et non-couplé, est le biais de température à toutes les latitudes et les saisons, caractérisé par une surface systématiquement plus froide en couplé. Ce point, qui dépend quant à lui de l'absorption moyenne des brumes, est fortement contrôlé par le taux de production de celles-ci, autre paramètre ajustable de première importance.

On a également pu tester l'influence de l'inertie thermique de la surface sur une autre simulation, à plus forte inertie, pour laquelle la température de surface est présentée figure V.4. Celle-ci illustre la baisse des contrastes par rapport à la simulation témoin avec l'inertie de référence plus faible et exposée en figure V.3. Le fait que l'inertie change la valeur moyenne de la température de surface est un point sur lequel il faudrait enquêter plus en profondeur.

Une comparaison avec les données *Cassini*/CIRS de Cottini et al. (2012) et Jennings et al. (2019) a été réalisée en marge de ces travaux de thèse, mais n'est pas détaillée ici. Ce que l'on peut néanmoins en retenir, c'est que ce sont les simulations avec l'inertie de référence pour notre présente étude - donc plus faible que la valeur de  $2000 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-0.5}\cdot\text{K}^{-1}$  utilisée auparavant - qui permettent d'obtenir les températures les plus proches des observations. D'ailleurs, le fait que l'on ait moins de contrastes que les autres modèles dans Lora et al. (2019), peut également être expliquée par l'utilisation d'une inertie trop importante.

Une piste d'amélioration serait de se baser sur les récents travaux de MacKenzie et al. (2019), dans lesquels les auteurs proposent une carte de l'inertie thermique de la surface en combinant des données du radar de *Cassini* et de VIMS.

**TROPOPAUSE** Comme cela a pu être illustré en 1-D, la température à la tropopause est assez différente selon que les couplages soient activés ou non, et ce en raison des nombreuses sources d'erreurs et d'incertitudes (méthode de recombinaison, incertitudes quant au profil des gaz et des brumes, et des paramètres du modèle microphysique tels que le taux de production et *cut-off*). Bien que cela ne soit pas discuté ici, les paramètres physiques de la surface, tels que l'inertie et l'albédo, ont également un impact sur la structure thermique dans la troposphère, ce qui affecte la position et l'altitude de tropopause.

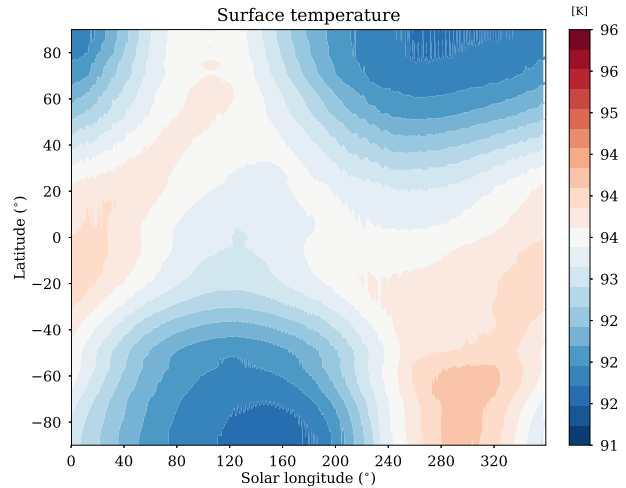


FIGURE V.4 – Température de surface pour une simulation non-couplée équivalente à celle de droite dans la figure V.3, mais avec une plus forte inertie thermique de la surface ( $I = 1000 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-0.5}\cdot\text{K}^{-1}$ .)

Il faut donc noter pour la suite que les simulations couplées ont un biais à la tropopause et que les non-couplées sont plus proches des observations, car il est plus facile dans le second cas d’ajuster un profil de brumes qui permette d’approcher les profils observationnels. Bien entendu, cela pourra mettre en perspective les résultats sur la basse stratosphère que l’on va discuter par la suite.

La figure V.5 illustre les résultats de simulations 3-D, à moyenne et haute latitude, pour des cas non-couplés et couplés (avec différents taux de production des brumes), comparés avec les profils de radio-occultations issus de Schinder et al. (2012). Dans tous les cas de figure, il ressort que la différence méridienne de température à la tropopause est trop faible. Dans le cas des simulations couplées, il se peut que ce soit l’utilisation du *cut-off* qui se trouve ici aussi à l’origine de ces contrastes latitudinaux limités. En conséquence, cela va sûrement affecter l’intensité de la superrotation troposphérique et également les gradients verticaux de température et de vent dans la basse stratosphère. Il faudra se rappeler cela lors des discussions ultérieures sur le profil de vent dans cette région, en section V.4. Il est également intéressant de comparer les résultats de ce modèle à ceux du modèle TAM (comme c’est par exemple le cas dans l’intercomparaison publiée dans Lora et al., 2019) : le modèle TAM obtient une meilleure superrotation troposphérique et de plus importants contrastes méridiens, pourtant sans couplage à un modèle microphysique. Les aspects radiatifs entre les deux modèles dans leur version non-couplée étant toutefois sensiblement assez proches, il serait intéressant d’identifier l’origine de tels écarts.

Enfin, notons qu’en 3-D la température dans la troposphère et à la tropopause est encore plus sensible au *cut-off* qu’en 1-D, en raison de l’accumulation progressive des brumes dans la troposphère, renforcée par la dynamique. Cela supporte d’ailleurs la nécessité d’un rappel vers un profil fixe plutôt que vers un profil constant sous une altitude donnée, car on ne sait pas exactement à quelle altitude les brumes sont lessivées.

## V.2.2 VARIATIONS SAISONNIÈRES DE LA STRATOSPHERE

Dans cette section, on discute les résultats de la simulation de référence entièrement couplée, FULL-COUPLED\_32×48, quant à la structure thermique et dynamique et la circulation méridienne, et leur confrontation aux observations. Pour cela, on analysera les champs de température  $T$ , de vent zonal  $u$  et de fonction de courant  $\Psi$ . Cela servira d’appui pour interpréter

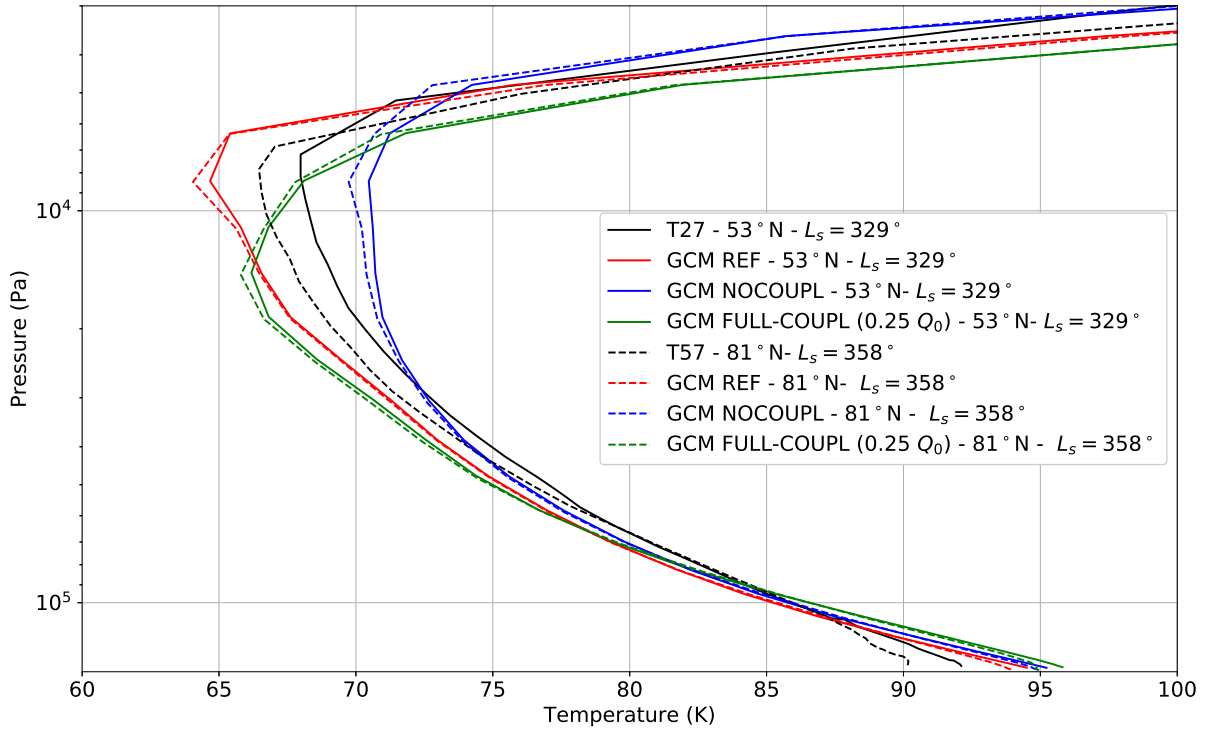


FIGURE V.5 – Température dans la troposphère, pour différentes simulations 3-D (rouge : simulation de référence, entièrement couplée - bleu : non-couplée - vert : entièrement couplée mais avec un taux de production des brumes divisé par 4) et comparaison à des profils de radio-occultations (en noir) tirés de [Schinder et al. \(2012\)](#), pour des saisons et latitudes similaires. Les traits pleins sont pour les conditions du *fly-by* T27 ( $53^\circ\text{N}$ ,  $L_s = 329^\circ$ ) et les traits pointillés pour le *fly-by* T57 ( $81^\circ\text{N}$ ,  $L_s = 358^\circ$ ). Dans toutes les versions du modèle, le contraste méridien à la tropopause est moins marqué que dans les observations.

les observations à la section [V.3](#).

On notera pour la suite que tous les champs présentés ici sont - sauf mention explicite - des moyennes zonales. Les variations longitudinales sont en effet mineures devant l'évolution saisonnière et surtout on n'effectue pas dans cette étude de diagnostic des ondes, ce qui effectivement nécessiterait une analyse des champs tri-dimensionnels.

## STRUCTURE THERMIQUE

Un aperçu de l'évolution saisonnière de la structure thermique est présenté en figure [V.6](#), aux équinoxes et solstices.

Le premier point à relever est que les simulations 3-D sont beaucoup plus proches des observations que les versions antérieures (*e.g.* [Lebonnois et al., 2012a](#)). Par exemple, on n'observe plus la divergence de près de 40 K qui était présente en haut du modèle, ce qui est cohérent au vu des modifications apportées au transfert radiatif et des résultats du chapitre [III](#). La stratopause obtenue dans le modèle se situe vers 0.03 mbar et avoisine les 190 K aux basses et moyennes latitudes. La stratopause aux hautes latitudes est plus chaude qu'aux moyennes latitudes durant la majeure partie de l'année, à l'exception d'une courte période au moment de l'équinoxe, situation que l'on abordera plus en détail dans la section [V.3.1](#), dédiée au renversement de la cir-

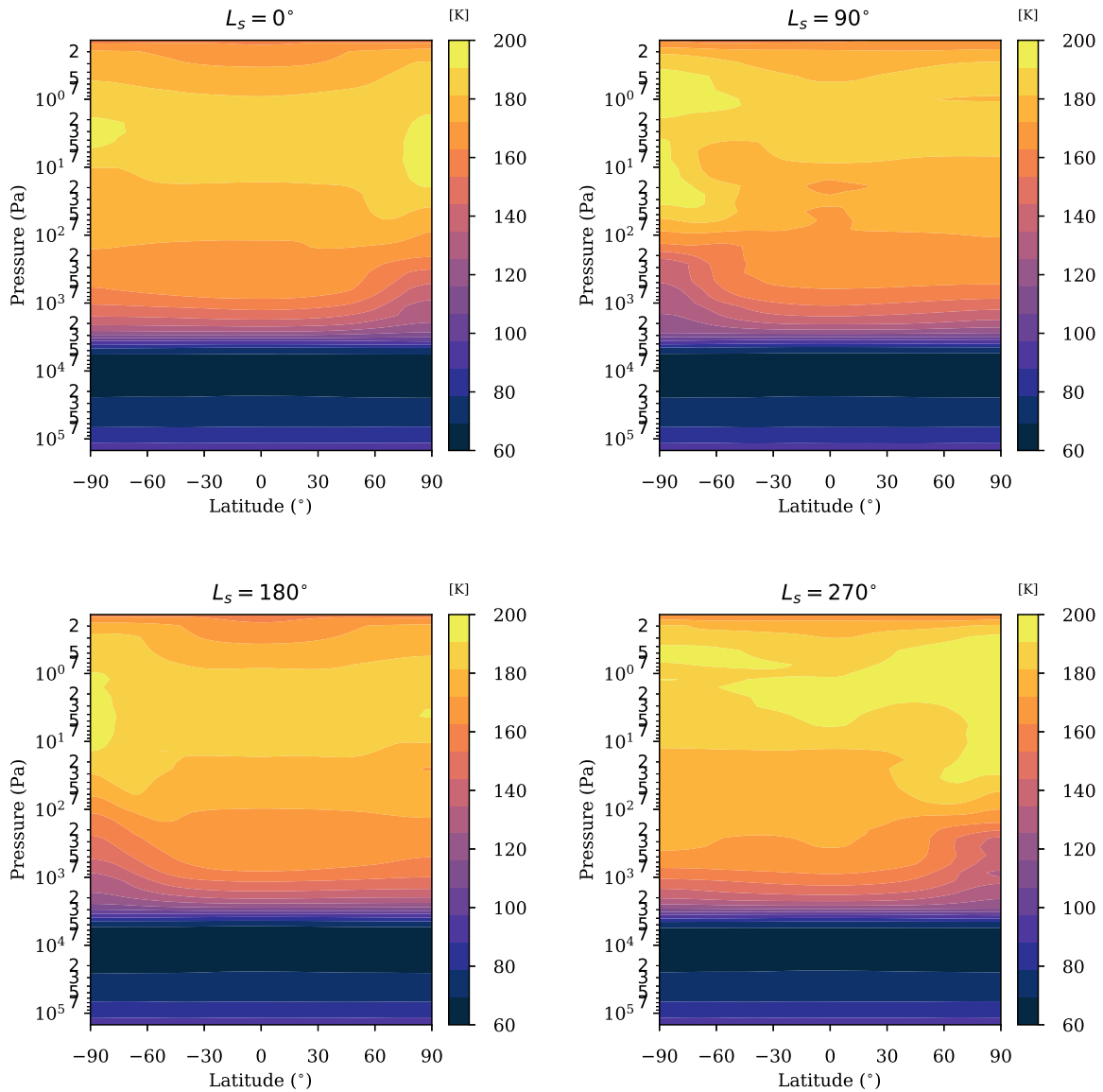


FIGURE V.6 – Évolution saisonnière de la structure thermique dans la simulation couplée de référence : champs de température en moyenne zonale et diurne à l'équinoxe de printemps Nord ( $L_s = 0^\circ$ , en haut à gauche), solstice d'été Nord ( $L_s = 90^\circ$ , en haut à droite), équinoxe d'automne Nord ( $L_s = 180^\circ$ , en bas à gauche) et solstice d'hiver Nord ( $L_s = 270^\circ$ , en bas à droite). Les deux figures de la ligne supérieure sont des saisons qui ont pu être observées par *Cassini*, celles de la ligne inférieures correspondent à des situations équivalentes pour l'autre moitié de l'année, la dernière correspondant à une saison peu avant l'arrivée de la mission.

ulation. Plus haut dans la mésosphère et plus bas dans la stratosphère, au contraire, le gradient méridien de température est inversé, avec des régions polaires dans l'ensemble plus froides que les moyennes et basses latitudes. Au vu de l'équilibre cyclostrophique qui régit l'atmosphère de Titan, ces gradients méridiens sont donc caractéristiques d'une intensification du vent zonal avec l'altitude dans la stratosphère, puis d'une diminution de celui-ci au voisinage de la stratopause, comme on pourra le voir plus en détail ci-après.

On observe également une descente progressive en altitude de la stratopause polaire hivernale, cette dernière étant fortement prononcée en raison du réchauffement adiabatique dans la branche descendante de la cellule méridienne. La stratopause, située à haute altitude - environ 1 Pa -

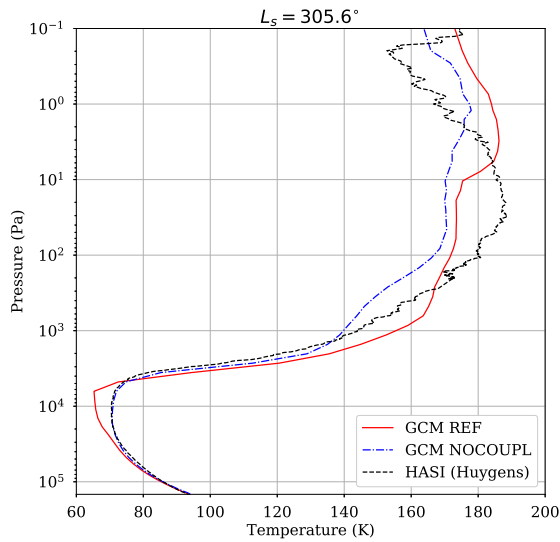


FIGURE V.7 – Profils de température (en moyenne diurne) du GCM à la position et la saison de *Huygens*. En trait plein rouge, le GCM dans sa version de référence totalement couplée, et en tiret-pointillé bleu, dans sa version non-couplée. Le profil mesuré par HASI est en trait discontinu noir. La version couplée présente un biais froid à la tropopause, imputable au couplage avec le modèle de brumes et que l'on retrouve systématiquement à toutes les latitudes. La stratopause est trop haute dans le modèle, et la rupture à 10 Pa - non présente en 1-D (*cf* fig. V.2a) - est vraisemblablement une conséquence de la distribution des brumes advectées par la dynamique : la circulation tend à créer une zone de moindre mélange à cette altitude (voir plus loin).

juste après l'équinoxe, descend d'une décade en pression jusqu'à son point le plus bas après le solstice, avant le renversement de la circulation. Ceci n'est pas illustré ici, mais le sera lors des comparaisons avec les observations quant à l'évolution saisonnière, en section V.3.1.

#### COMPARAISON AUX OBSERVATIONS

Dans la suite de ce chapitre, on va se concentrer sur la stratosphère et la comparaison des profils thermiques issus du GCM, principalement avec ceux relevés par CIRS tout au long de la mission *Cassini* et étudiés par exemple dans Vinatier et al. (2015), Coustenis et al. (2018) ou Teanby et al. (2019). Une comparaison des profils de température obtenus pour la saison et la position de la descente de *Huygens* avec le profil mesuré par HASI est présentée figure V.7 et une comparaison globale à différentes saisons avec les profils CIRS est présentée sur la figure V.8.

Une première constatation sur la figure V.8 est que le modèle couplé présente un biais chaud par rapport aux observations dans la stratosphère, et ce pratiquement à toutes les saisons et latitudes. Par ailleurs, la stratopause y est systématiquement trop haute. On ne peut pas tirer les mêmes conclusions de la figure V.7, la comparaison au profil HASI ne présentant pas de biais chaud. Après, il faut garder à l'esprit que celui-ci correspond à un état instantané de l'atmosphère à un moment donné et les profils CIRS montrent une grande variabilité spatiale et saisonnière dont le profil HASI n'est pas spécialement représentatif - d'ailleurs la stratopause y est effectivement plus basse et plus chaude. On pourrait ainsi être tenté de conclure que le modèle couplé apporte peu d'intérêt car plus éloigné des observations avec un biais chaud, mais on va voir par la suite qu'il permet de discuter certains phénomènes et apporte une meilleure représentation de plusieurs phénomènes saisonniers. Encore une fois, il faut se rappeler que dans le modèle non couplé, l'opacité des brumes est ajustée sur des valeurs observationnelles, mais ne présente pas de variations.

La comparaison entre profils CIRS et GCM (fig. V.8) sera reprise plus loin sous forme de cartes (section V.3.1, fig. V.15) pour discuter en détail le comportement des régions polaires au

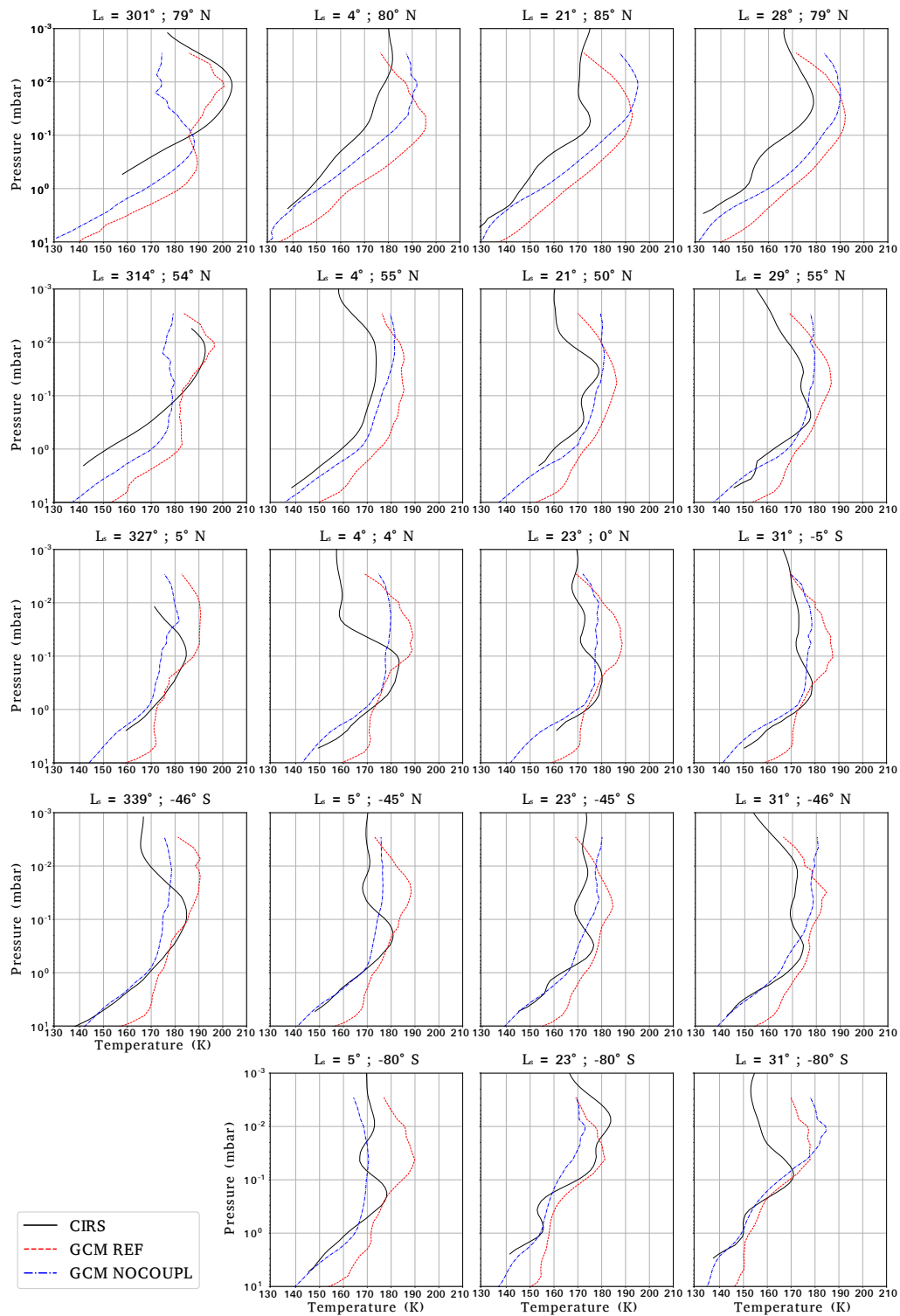


FIGURE V.8 – Profils de température du GCM dans sa version de référence totalement couplée (trait plein rouge), dans sa version non couplée (tiret-pointillé bleu) et profils observationnels de CIRS (trait plein noir). La première ligne correspond aux hautes latitudes Nord, la seconde aux moyennes latitudes Nord, la troisième à l'équateur, la quatrième aux moyennes latitudes Sud et la dernière aux hautes latitudes Sud. La première colonne correspond à des situations correspondant au cœur de l'hiver Nord à l'arrivée de la mission ( $L_s = 300 - 340^\circ$ ), la seconde juste après l'équinoxe ( $L_s = 4 - 5^\circ$ ), la troisième (resp. quatrième) à l'évolution progressive vers le solstice ( $L_s = 21 - 23^\circ$ , resp.  $L_s = 28 - 31^\circ$ ).



passage de l'équinoxe. De même, on verra au chapitre VI que les simulations couplées reproduisent beaucoup mieux certains phénomènes en matière de cycle saisonnier des composés traces.

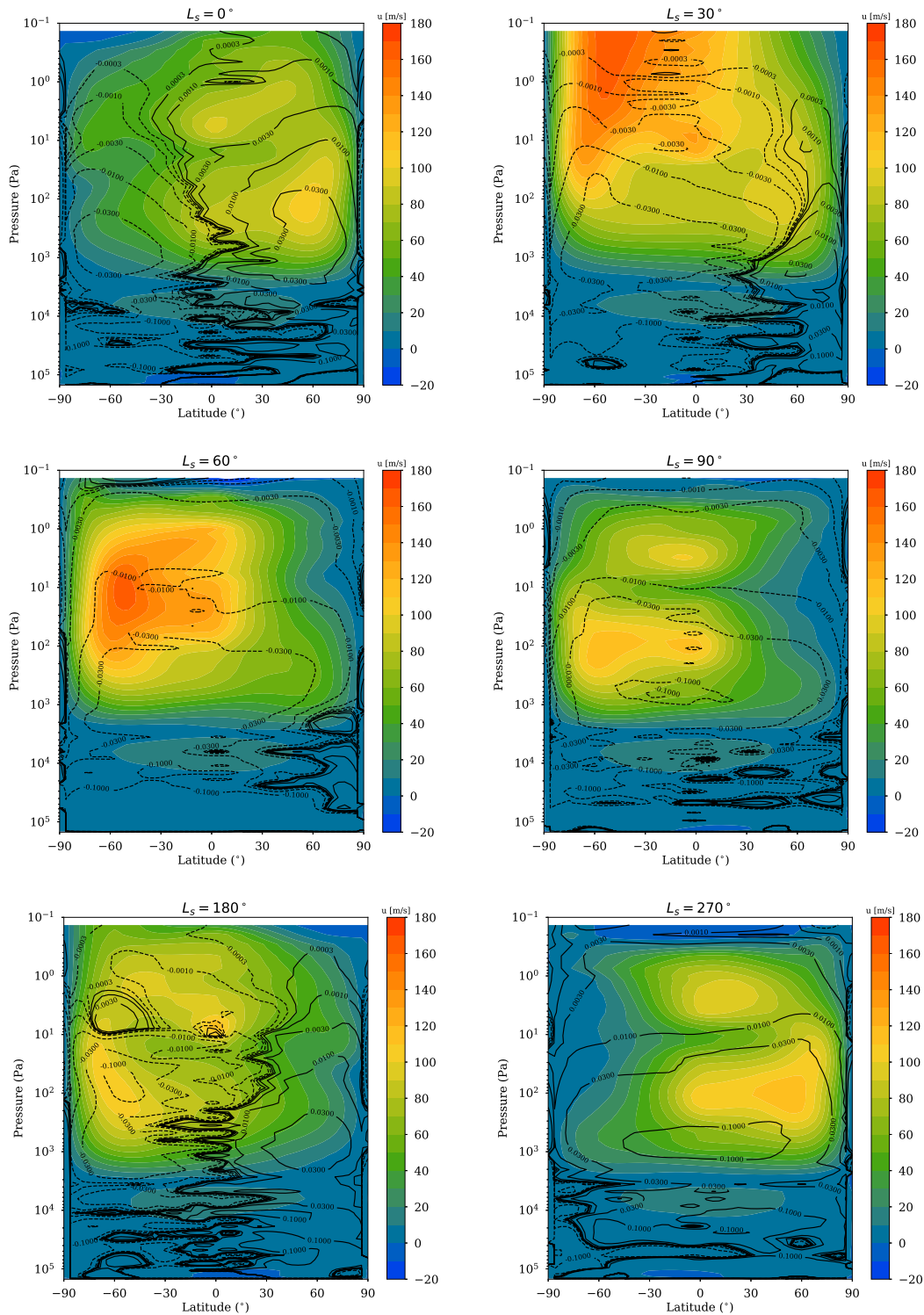


FIGURE V.9 – Évolution saisonnière du vent zonal (champ en couleurs -  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et de la circulation méridienne (fonction de courant superposée -  $10^9 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ). En trait plein, la circulation est dans le sens horaire, en pointillé, dans le sens anti-horaire. En haut à gauche :  $L_s = 0^\circ$  - en haut à droite :  $L_s = 30^\circ$  - au milieu à gauche :  $L_s = 60^\circ$  - au milieu à droite :  $L_s = 90^\circ$  - en bas à gauche :  $L_s = 180^\circ$  - en bas à droite :  $L_s = 270^\circ$ .



## VENT ZONAL ET CIRCULATION MÉRIDIENNE

La figure V.9 présente l'évolution saisonnière du vent zonal et de la circulation méridienne. En comparaison aux observations (par exemple les vents zonaux déduits de l'équilibre du vent thermique par [Achterberg et al., 2011](#)), les simulations présentent un jet stratosphérique moins intense et plus bas. Concernant l'altitude du jet, les observations publiées par [Achterberg et al. \(2011\)](#) ne couvrent pas toute l'année et se focalisent spécifiquement autour de l'équinoxe, où le modèle également obtient un pic de superrotation beaucoup plus haut et intense que durant le reste de l'année - on reviendra de manière plus quantitative sur ce point dans le paragraphe suivant, dédié au renversement de la circulation au passage de l'équinoxe.

Comparé à ce que l'on obtenait précédemment, l'intensité de la superrotation n'est pas sensiblement augmentée. Par contre, la phase de la circulation, notamment au passage de l'équinoxe est plus en accord avec les observations comme nous allons le voir ci-après. Cela pointe un effet intéressant car en contrepartie la stratopause était plus haute que dans les observations. Ainsi, malgré le fait que les simulations incorporent une rétroaction radiative des brumes, il n'y a pas un gradient thermique méridien suffisant dans la stratosphère (pour rappel celle-ci est en équilibre cyclostrophique, gradient vertical de vent zonal et gradient méridien de température étant dépendants l'un de l'autre et variant dans le même sens).

En ce qui concerne la phase de la circulation, les figures V.9 et V.10 (cette dernière étant également discutée au paragraphe suivant pour la sensibilité aux couplages), montrent que dans chaque hémisphère le jet stratosphérique hivernal atteint sa plus forte intensité durant l'automne, après l'équinoxe - avec un déphasage par rapport à celui-ci de  $L_s \sim 30^\circ$  à 1 Pa et de  $L_s \sim 60^\circ$  à 100 Pa, la réponse de l'atmosphère à l'accumulation de moment cinétique et de brumes y étant plus tardive - et ses valeurs minimales un peu après le solstice automnal, avec un pic secondaire d'intensité à l'équinoxe de printemps ce qui est concordant avec la présence de la cellule pôle-à-pôle et du basculement aux équinoxes. Parallèlement, aux basses et moyennes latitudes les vents zonaux présentent une moindre amplitude de variations saisonnières - fait cohérent avec le mécanisme de superrotation, car il y a moins d'accumulation globale de moment cinétique - et les valeurs maximales sont atteintes au moment du solstice d'hiver dans la stratosphère vers 100 Pa, tandis qu'à plus haute altitude il y a plusieurs maxima successifs entre l'équinoxe et le solstice, dus aux errances du jet au moment du renversement de la circulation, avec tout d'abord une extension verticale très marquée de la cellule méridienne puis son "refermement" progressif sous la stratopause, du fait de l'inversion du gradient méridional de température. En effet, comme on l'a vu plus haut, pendant une majeure partie de la saison, la stratopause dans nos simulations est plus chaude aux hautes qu'aux basses latitudes, marquant du fait de l'équilibre du vent thermique une diminution globale du vent zonal avec l'altitude. Ainsi, la figure V.9 montre en effet qu'après l'équinoxe on a un jet assez puissant et étendu spatialement, qui redescend en altitude et aboutit à une séparation entre le jet stratosphérique à 100 Pa et un jet équatorial à 1 Pa, définissant en quelque sorte deux cellules, respectivement stratosphérique et mésosphérique (on reviendra plus loin dans le manuscrit sur cet effet de séparation des cellules à la stratopause lors des comparaisons aux observations CIRS quant à la structure thermique en V.3.1, mais aussi en section V.4 sur le cisaillement de vent induit). Cet effet est également illustré par les différences d'espacement entre les lignes d'iso-courant au-delà de  $L_s = 60^\circ$ , avec un fort resserrement à la

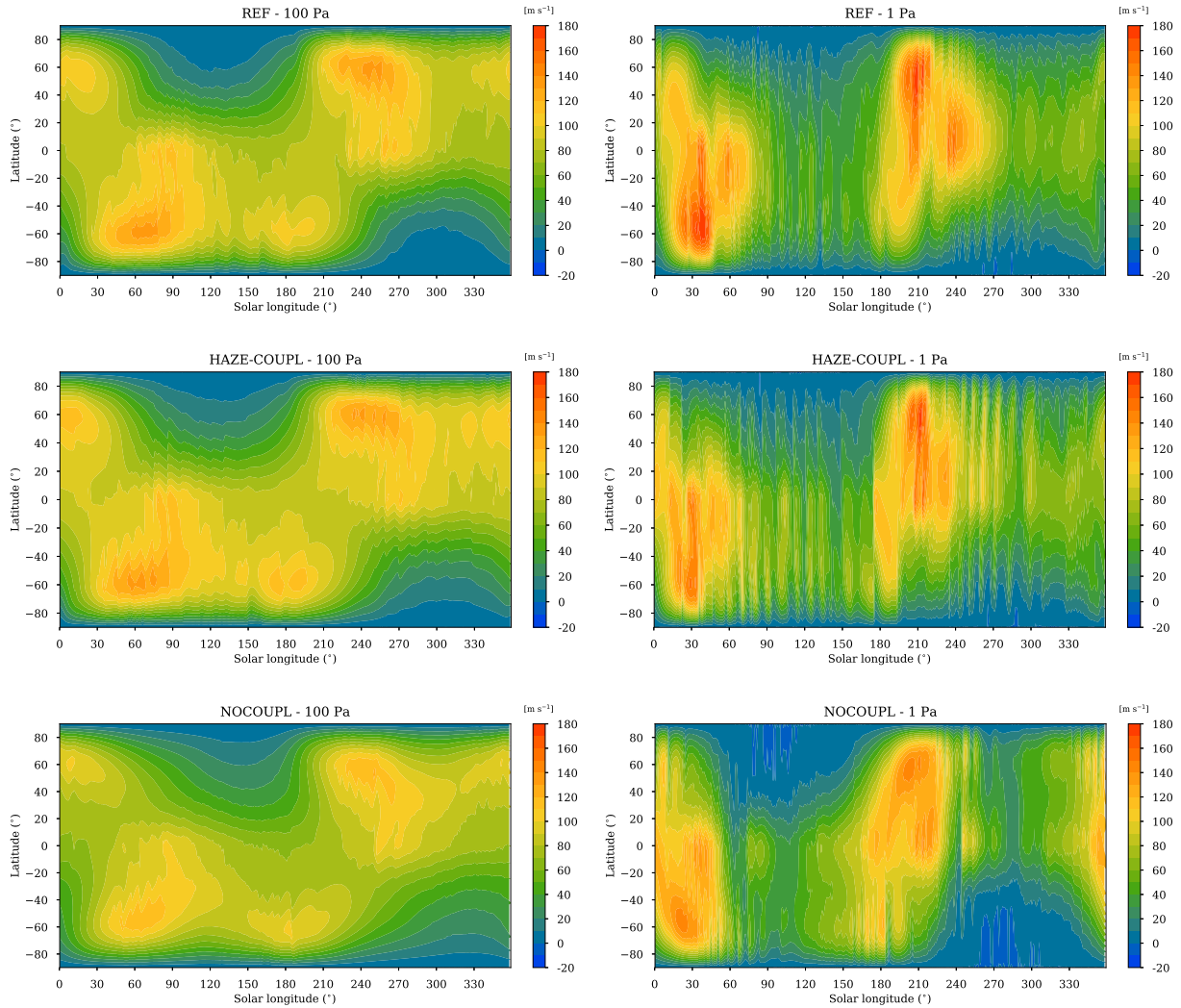


FIGURE V.10 – Influence des couplages sur les variations saisonnières du vent zonal et de la circulation méridienne : Évolution du vent zonal en fonction de la longitude solaire et de la latitude, en moyenne zonale, à 100 Pa (colonne de gauche) et 1 Pa (colonne de droite) dans la simulation de référence entièrement couplée (REF, en haut), celle avec le couplage radiatif des brumes uniquement (HAZE-COUPLED, au milieu) et celle non-couplée (NOCOUPLED, en bas).

stratopause alors qu'elles sont beaucoup plus espacées au-dessus et en-dessous, ce qui délimite bel et bien deux zones de mélanges différentes.

Comme le jet-stream terrestre, aux hautes latitudes le jet agit comme barrière de confinement de la zone de subsidence dans le vortex polaire (Teanby et al., 2008a) : ce dernier sera donc à son maximum d'intensité et d'étendue spatiale minimale, un peu après le passage de l'équinoxe à haute altitude, où - l'on y reviendra au chapitre VI - on s'attend aux plus fortes subsidences avec une descente d'air enrichi en composés. Le vortex s'élargit ensuite progressivement à mesure que le jet s'affaiblit durant l'hiver, comme le suggère d'ailleurs les observations (Teanby et al., 2017). Bien entendu, il faudrait diagnostiquer plus en détail avec des simulations résolvant de manière plus adaptée le pôle pour tirer de plus amples conclusions. Cependant, il faut noter que le léger regain du jet au passage de l'équinoxe suivant (vernal) va donc générer un épisode de subsidence marqué en fin d'hiver : on explorera cela plus en détail dans le chapitre suivant avec les distributions de composés traces.

Enfin, la figure V.9, illustre également l'évolution de la cellule pôle-à-pôle résiduelle, vestige de la saison précédente, qui après le stade symétrique à l'équinoxe, migre progressivement en rétrécissant (*cf*  $L_s = 30^\circ$  pour la cellule du pôle Nord), jusqu'à être confinée dans la basse stratosphère estivale (*cf*  $L_s = 60^\circ$ ), puis disparaître complètement. C'est un phénomène déjà connu, et que confirment les observations CIRS des distributions de composés, ce dont on pourra rediscuter au chapitre VI.

Pour finir, il convient d'insister sur le fait que ces nouvelles simulations couplées radiativement à la microphysique, bien que nécessitant encore des ajustements, ne dérivent plus sur le long terme comme celles présentées au chapitre II, qui ne parvenaient pas à maintenir la superrotation troposphérique.

### V.2.3 SENSIBILITÉ AUX COUPLAGES - DÉLAI À L'ÉQUINOXE

#### SENSIBILITÉ GLOBALE AUX COUPLAGES

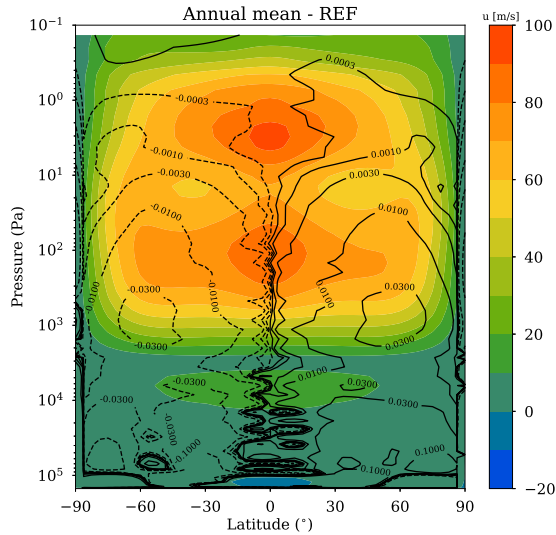
La figure V.10 présente l'évolution saisonnière des vents zonaux à 1 Pa et 100 Pa, et illustre que l'ajout des couplages tend à augmenter l'intensité des vents zonaux, ce qui est cohérent avec les études pionnières telles que Rannou et al. (2004), qui avaient mis en lumière l'augmentation des contrastes méridiens de température dans les simulations couplées, par la rétroaction radiative des composés dans les régions polaires. La figure V.11 vient renforcer la figure précédente, en exposant l'influence des différents couplages sur le vent zonal et la circulation méridienne en moyenne annuelle. Il apparaît que l'ajout progressif des couplages, microphysique seule, puis microphysique et chimie, améliore la superrotation en moyenne annuelle - ce qui était attendu ici encore au vu des études précédentes, depuis Rannou et al. (2004).

En comparant à Lora et al. (2015), on peut remarquer que, comme dans le cas de la troposphère, le modèle TAM obtient également dans la stratosphère une meilleure superrotation dans les versions découplées. Ceci peut être dû au profil de brumes utilisé, ou alors à des choix de dissipation. Les atmosphères en superrotation présentent souvent une large disparité entre les modèles, par exemple pour des questions de conservation du moment cinétique - comme c'est le cas pour Vénus (Lebonnois et al., 2012b).

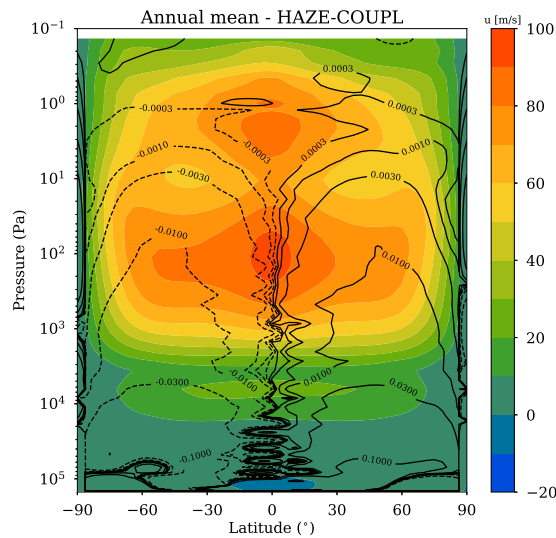
Bien que non présentées ici, on a également pu étudier les simulations HAZE-PARAM, avec le modèle saisonnier de variation de l'opacité des brumes. De manière similaire à la paramétrisation saisonnière testée par Lora et al. (2015), on observe une légère augmentation des gradients méridiens et de l'intensité de la superrotation - mais très négligeable - et pas de changement notable pour ce qui est de la phase de la circulation.

#### LE RÔLE DES COUPLAGES DANS LA PHASE ET LE RENVERSEMENT DE LA CIRCULATION

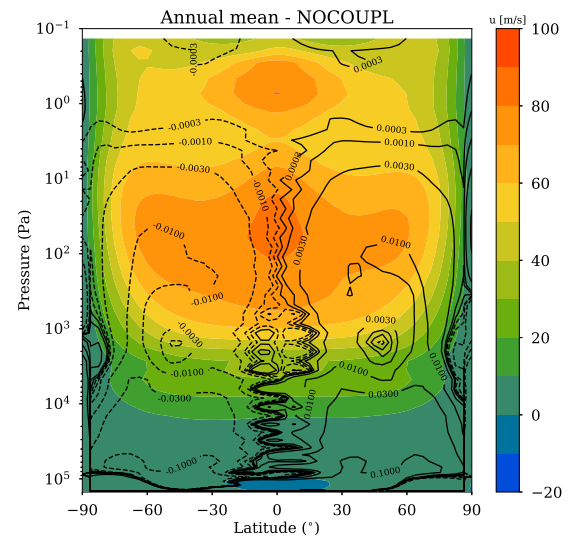
Le renversement de la circulation à l'équinoxe, en réponse aux variations du forçage radiatif, a été l'une des caractéristiques de la circulation, mises en évidence dès les premiers modèles (voir chapitre II). Cependant, ceux-ci ont jusqu'ici toujours obtenu un renversement de la circulation à peu près symétrique autour de l'équinoxe, en désaccord avec de nombreuses constatations de la mission *Cassini*, comme illustré au chapitre I (enrichissement en composés traces dans les régions polaires, cycle de vie de la couche détachée), montrant un délai de ce renversement qui



(a) Simulation couplée de référence.



(b) Simulation couplée aux brumes seulement.



(c) Simulation non-couplée.

FIGURE V.11 – Influence des couplages sur le vent zonal en moyenne annuelle (champ en couleurs -  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et la circulation méridienne (fonction de courant superposée -  $10^9 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ). En trait plein, la circulation est dans le sens horaire, en pointillé, dans le sens anti-horaire. (a) Simulation couplée de référence (REF). (b) Simulation avec couplage radiatif des brumes uniquement (HAZE-COUPLED). (c) Simulation non-couplée (NOCOUPLED).

n'apparaît donc pas à la bonne saison dans les modèles.

On va donc se concentrer particulièrement sur ce renversement car c'est une période où les observations ont illustré une forte variabilité et où la confrontation au modèle a énormément à apporter. Dans ce qui suit on va décortiquer le rôle des couplages et les mécanismes à l'œuvre contrôlant ce renversement, et on comparera aux observations CIRS de manière plus détaillée en section V.3.1.

Si l'intensification de la superrotation avec les couplages ne vient que corroborer les études passées, il y a un résultat nouveau que l'on obtient ici et qui concerne la phase de la circulation à haute altitude. On observe en figure V.10, que dans la simulation de référence, à 1 Pa, le pic de plus forte intensité du vent zonal est atteint plus tardivement que dans la simulation non-couplée ( $L_s \sim 40^\circ$  contre  $L_s \sim 25^\circ$ ). L'analyse de la simulation couplée aux brumes uniquement montre que c'est celles-ci qui jouent le rôle primordial dans ce déphasage, et ce rôle sera expliqué en détail dans ce qui suit. Plus bas dans la stratosphère, cette différence de phase n'apparaît pas spécialement. On notera que, dans l'ancienne version du modèle ce changement de phase n'était

pas observé bien que le couplage aux brumes était déjà mis en place, mais vu que l'équilibre radiatif n'est plus du tout le même - comme on a pu le voir au chapitre III - changeant radicalement la structure thermique et la dynamique atmosphérique, il n'est pas étonnant - et même encourageant - de voir émerger de nouveaux phénomènes

Un dernier point qu'illustre la figure V.10 et que l'analyse plus générale des simulations met également en avant est le fait que les épisodes intenses d'instabilités et de phénomènes ondulatoires transitoires très intenses après l'équinoxe, liés aux errances du jet et au "refermement" de la circulation évoqués plus haut, sont renforcés en couplées, sûrement du fait de l'intensification globale du vent, mais il y a peut-être d'autres causes à explorer. De manière plus générale, tout au long de l'année les phénomènes ondulatoires semblent plus intenses en configuration couplées, les conséquences desquels que ce soit sur la structure thermique ou le transport des composés seraient à étudier plus en détail.

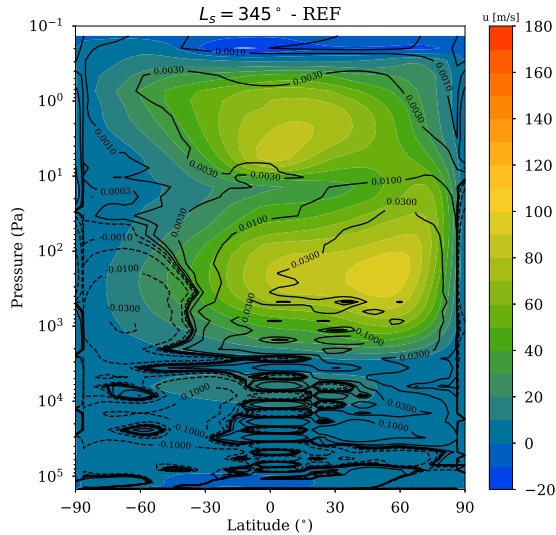
Pour les analyses à venir dans ce chapitre et le suivant, on retiendra que la phase de la circulation est plus tardive par rapport à l'équinoxe en couplé qu'en non-couplé, l'inversion s'effectuant avec un délai notable. Par exemple, en couplé l'augmentation du vent zonal aux hautes latitudes liée au passage des équinoxes (et donc l'intensification des zones de subsidences polaires) qui se mettait en place en amont des équinoxes dans le non-couplé, ne se produit désormais qu'à partir du passage même de ceux-ci.

On pointe donc par les travaux présents que l'influence des couplages - particulièrement avec les brumes - est cruciale lorsque s'initie le renversement, *i.e.* avant l'équinoxe, vers  $L_s = 345^\circ$ . Par contre, comme on pourra le voir dans la section V.3.1 et au chapitre VI, les conséquences continuent d'être ressenties jusque bien au-delà de l'équinoxe, notamment par l'intermédiaire des distributions de composés.

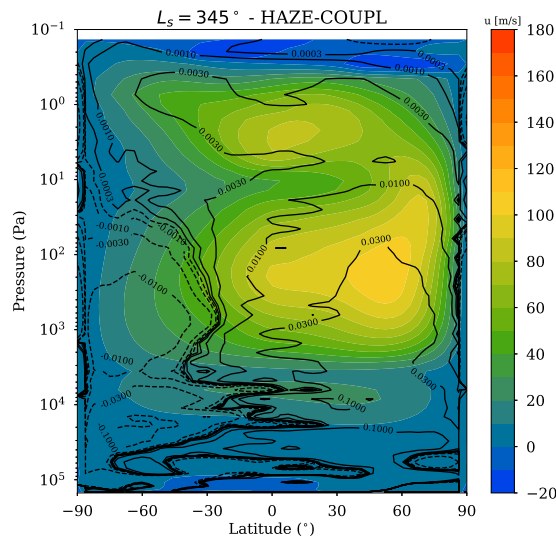
Comme l'illustre la figure V.13, dans les simulations couplées radiativement aux brumes, à l'approche de l'équinoxe, la branche ascendante de la circulation pôle-à-pôle maintient des brumes en suspension - originaires des couches plus basses de la stratosphère, riches en brumes. Les masses d'air sont ainsi enrichies en brumes dans la basse stratosphère hivernale mais, à plus haute altitude ce sont les latitudes estivales qui sont le plus enrichies. Cet enrichissement en brumes va jouer un rôle crucial à cette altitude dans le bilan radiatif, en maintenant un taux de chauffage net dans l'hémisphère terminant son été, ce qui a pour conséquence de faire perdurer un peu plus la circulation de la saison censée s'achever. C'est ainsi que dans les simulations non-couplées on observe déjà un renversement de la circulation à cette saison, avec la situation en double cellules qui s'amorce, la diminution progressive de l'ensoleillement causant un effet net de refroidissement dans l'hémisphère en fin d'été. Au contraire, dans les simulations couplées, le maintien des particules de brumes en suspension dans l'air et la rétroaction radiative entretient la branche ascendante, la circulation s'ajustant à ce forçage.

La figure V.14 détaille les contributions relatives des domaines infrarouge et visible dans le taux de chauffage total, selon les couplages. Il apparaît que, dans la mésosphère qui sort de l'hiver, la branche subsidente advecte un air très appauvri en brumes, provenant d'au-dessus de la zone de production. Au fur et à mesure de l'hiver, l'air dans la basse stratosphère s'est fortement enrichi en brumes où elles s'y sont accumulées. Cependant, à plus haute altitude le temps de transport vertical doit être inférieur aux temps caractéristiques de production et de coagulation



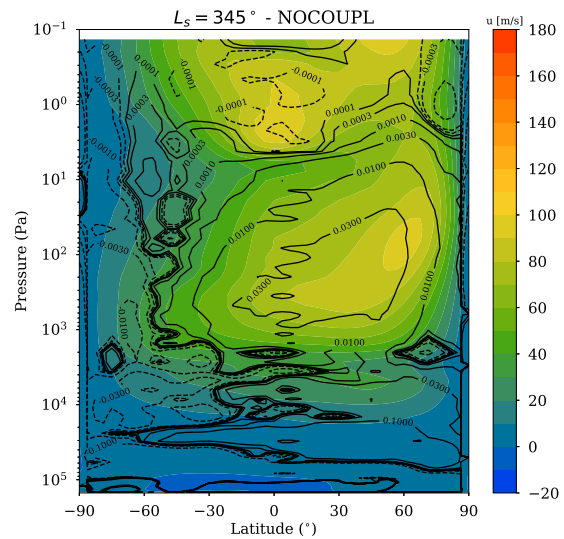


(a) Simulation couplée de référence.



(b) Simulation couplée aux brumes seulement.

FIGURE V.12 – Influence des couplages sur la circulation méridienne à  $L_s = 345^\circ$ , illustrant le décalage de phase lors de la mise en place de l'inversion de la circulation, peu avant l'équinoxe. Le vent zonal est le champ en couleurs [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ] et la circulation méridienne est représentée par fonction de courant superposée [ $10^9 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ ]. En trait plein, la circulation est dans le sens horaire, en pointillé, dans le sens anti-horaire. (a) Simulation couplée de référence (REF). (b) Simulation avec couplage radiatif des brumes uniquement (HAZE-COUPLED). (c) Simulation non-couplée (NOCOUPLED).

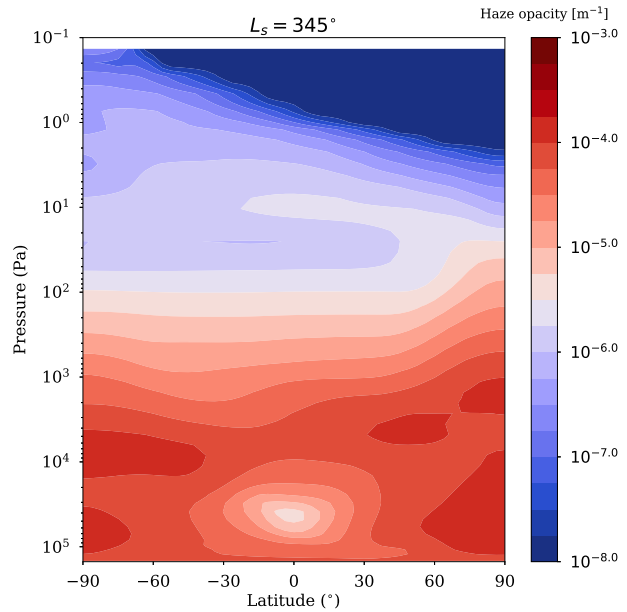


(c) Simulation non-couplée.

et les aérosols fractals ne s'accumulent pas dans cette région. Ainsi, les brumes ne vont plus intervenir dans le bilan radiatif. Si on s'intéresse aux gradients méridionaux de chauffage entre simulations couplée et non-couplée, on se rend compte que le taux de chauffage dans le visible (fig. V.14b) chute dans les simulations couplées, aux latitudes qui sont en train de sortir de l'hiver, tandis que dans le même temps, aux latitudes qui approchent de l'automne, le taux de chauffage visible est au contraire très fort - beaucoup plus qu'en non couplé - effet alimenté par la branche ascendante de la circulation qui amène un air riche en brumes de la couche principale. L'effet sur le gradient de chauffage total (fig. V.14a) est donc inversé : en non-couplé l'hémisphère vernal se réchauffe tandis que l'hémisphère l'automnal qui se refroidit. C'est le contraire en couplé.

On peut également noter que, du fait que les brumes perdent leur rôle, on voit les gaz prendre le relais dans le bilan infrarouge (fig. V.14c). En effet, ceux-ci sont alors fortement enrichis car ils sont traités avec diffusion sur toute la colonne dans la haute atmosphère, donc une branche subsidente de la circulation va entraîner un apport des plus hautes couches situées dans la haute atmosphère.

FIGURE V.13 – Opacité des brumes à l’amorce du renversement de la circulation ( $L_s = 345^\circ$ ), obtenue à partir des distributions de brumes selon l’équation IV.7, pour les aérosols fractals, à  $0.7 \mu\text{m}$ . Au moment où le renversement s’initie avant l’équinoxe, la situation est quasi identique en couplé et non-couplé, par contre les rétroactions au passage de celui-ci entraînent une différence de réponse de l’atmosphère, ressentie jusqu’au solstice suivant.



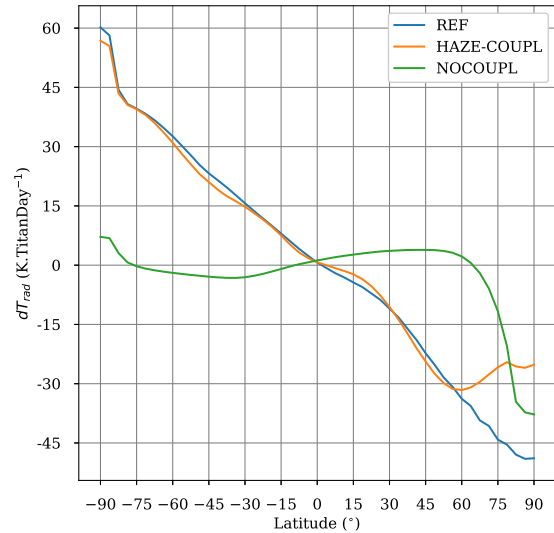
À ce sujet, il est intéressant de noter que dans la simulation de référence, les contributions radiatives des brumes et du gaz ne vont pas de concert au sein du vortex automnal (à haute latitude Nord dans la figure V.14). On pourra revenir sur ce point au chapitre VI, au vu des incertitudes sur leurs distributions respectives, mais on peut d’ores et déjà pointer le fait que l’air polaire est très appauvri en brumes à haute altitude en sortant de l’hiver - zone en bleu sombre sur la figure V.13) - ce qui est indicateur d’un potentiel problème technique : en raison d’une altitude de production et d’injection des aérosols dans une couche qui n’est pas la dernière du modèle, la circulation advecte de l’air très appauvri, provenant des couches situées au-dessus de cette couche de production. Ceci est relativement en désaccord avec le fait désormais communément admis que les aérosols titaniens semblent se former sur une large gamme d’altitudes, s’étendant bien au-dessus du plafond du modèle. Pour pallier cela, une piste d’amélioration serait une injection des aérosols sous forme de flux, en condition limite au plafond du modèle, comme c’était le cas pour le traitement de la chimie auparavant. On dispose cependant de peu de contraintes observationnelles à plus haute altitude. Cette considération s’ajoute également aux sources d’erreurs telles que les approximations géométriques dans le transfert de rayonnement. Il faut donc garder à l’esprit ces différentes incertitudes sur les conclusions que l’on apporte ici quant au renversement de la circulation.

Néanmoins, le fait que ce déphasage soit induit par une rétroaction entre les distributions de brumes et la dynamique est cohérent avec le point évoqué plus haut, selon lequel les simulations HAZE\_PARAM ne présentent pas de différences notables avec les non-couplées au moment du renversement de circulation.

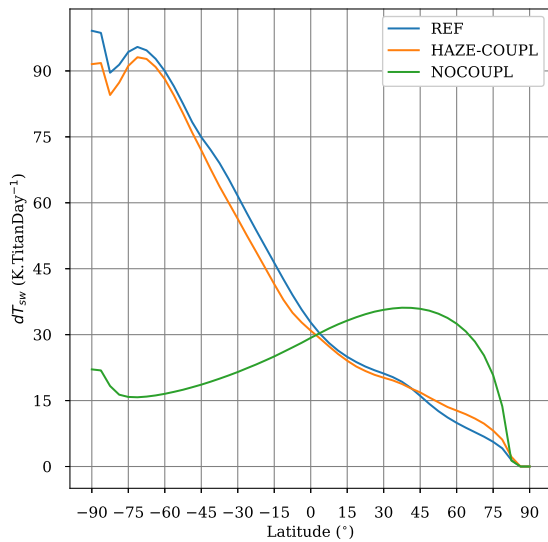
Plus loin dans le manuscrit, nous nous intéresserons aux conséquences de ce déphasage de la circulation - non reproduit auparavant par les modèles - du point de vue des distribution des composés traces. D’après les observations, ces conséquences se font en effet ressentir encore bien plus tard dans la saison. Enfin, une discussion plus approfondie de l’évolution saisonnière de la distribution de brumes en tant que telle sera faite au chapitre suivant, en section VI.3.



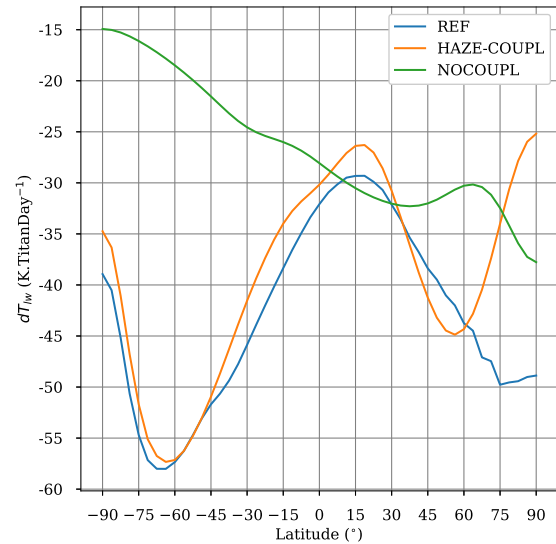
FIGURE V.14 – Influence du couplage sur l'opacité des brumes et les taux de chauffage (moyennes diurnes et zonales) à 1 Pa à l'amorce du renversement de la circulation ( $L_s = 345^\circ$ ). (a) Taux de chauffage radiatif  $dT_{rad}$  (exprimé en K/jour-Titan, les valeurs positives correspondant à un chauffage net, les négatives à un refroidissement net), et sa décomposition dans les domaines visible  $dT_{sw}$  (b) et infrarouge  $dT_{lw}$  (c)



(a) Taux de chauffage net



(b) Visible



(c) Infrarouge

## BILAN PROVISoire DU RÔLE DES COUPLAGES

On retiendra pour la suite les éléments suivants qui forment le bilan global de l'influence des couplages introduits :

- Le couplage aux brumes renforce la superrotation - intensifiant notamment le jet hivernal et les zones de subsidence polaires - et change la phase de la circulation. Un paramètre important de réglage est le taux de production des brumes, qui va notamment plus ou moins amplifier les contrastes saisonniers. L'influence du choix de la distribution des aérosols en 3-D mériterait d'être évaluée plus en détail et être ajustée plus finement - on proposera des pistes au chapitre VII.
- La rétroaction radiative des composés traces est bien plus faible que celle des brumes, mais est vraisemblablement sous-estimée au vu des distributions de composés (voir chapitre VI).

### V.3 RÉGIONS POLAIRES

Dans cette partie, on va s'intéresser spécifiquement aux régions polaires qui sont celles où les variations saisonnières sont le plus marquées et où les observations de *Cassini* ont pu relever de nombreux processus qui leurs sont propres. On va ici confronter modèle et observations pour enquêter sur trois phénomènes en particulier : le renversement automnal de la circulation à haute altitude (section V.3.1), le suivi saisonnier de la basse stratosphère (section V.3.2) et enfin l'épaulement dans les profils de température de la basse stratosphère hivernale (section V.3.3).

#### V.3.1 RENVERSEMENT AUTOMNAL DE LA CIRCULATION

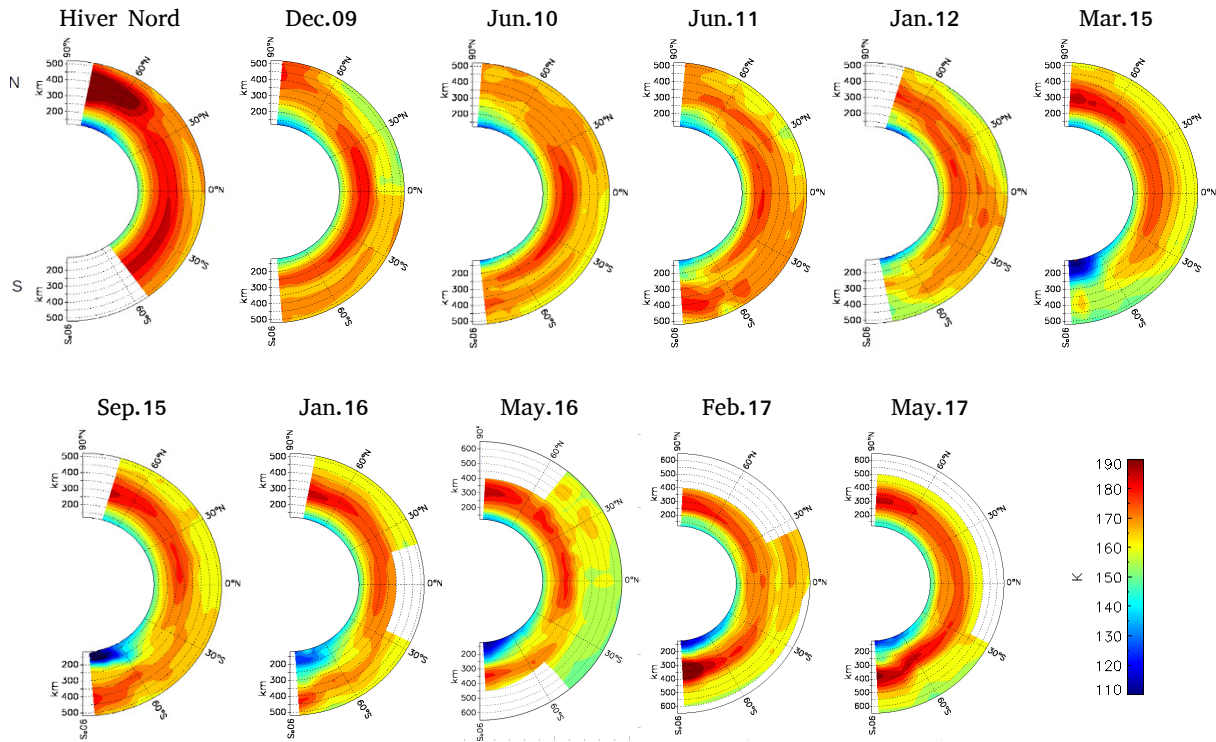
De façon un peu similaire à la figure V.8, on présente en figure V.15, une comparaison des cartes de températures obtenues par le GCM dans les simulations de référence, à celles obtenues par l'analyse des observations CIRS au limbe de Titan, telles que discutées par exemple dans [Vinatier et al. \(2015\)](#), mais avec les cartes allant jusqu'à la fin de la mission (dont l'analyse n'a pas encore été publiée).

On notera que dans cette figure les cartes les plus récentes s'étendent jusqu'à 600 km, car l'hypothèse d'ETL pour le méthane est en réalité encore valable à cette altitude. Les saisons précédentes pourraient être réanalysées de la même manière, ce qui permettrait de révéler encore mieux le comportement de la circulation mésosphérique (S. Vinatier, communication personnelle).

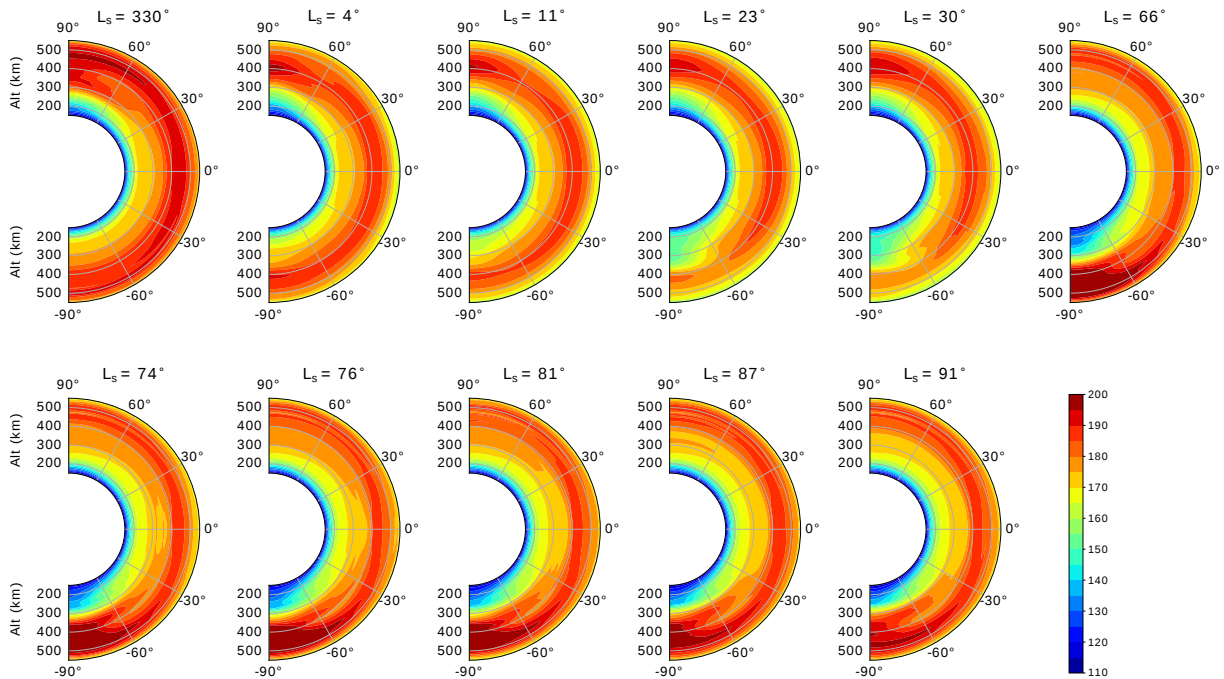
On rappelle que l'impact des composés traces est assez faible dans nos simulations, au vu des distributions de composés qui ne sont pas assez enrichies comparées aux constats observationnels, comme on le verra au chapitre VI.

Si le passage de l'équinoxe lui-même montre plutôt un bon accord pour ce qui est de la structure thermique, une différence flagrante entre modèle et observations se rencontre en se rapprochant du solstice, aux hautes latitudes Sud et à haute altitude : le refroidissement de la moyenne atmosphère inattendu en janvier 2012 qui se prolonge jusqu'en mars 2015, avec une stratopause très peu marquée refroidie, n'est pas du tout reproduit par les observations ( $L_s = 66^\circ$ ), où - au contraire - la descente d'air et la compression adiabatique induite mènent à une stratopause très chaude et très marquée. Si l'on reprend ce que l'on a vu dans l'étude de sensibilité aux couplages, l'influence de l'enrichissement des composés traces est sous-estimée dans nos simulations. Dans nos simulations, la rétroaction entre enrichissement en composés traces et champs de température et de vent n'est pas aussi forte que suggérée par [Vinatier et al. \(2015\)](#), où il n'y a pas suffisamment de source de refroidissement infrarouge pour perturber l'équilibre en place.

Par ailleurs, on retrouve dans les simulations la structure verticale en cellule stratosphérique et mésosphérique, peu évoquée dans la littérature (voir par exemple [Teanby et al., 2017](#), qui évoque une unique cellule de circulation qui s'étendrait jusqu'à 600 km). Mais, même si le modèle présente encore des divergences par rapport aux observations au moment où ces dernières pointent ce fort refroidissement automnal au dessus du pôle Sud, plus tard dans la saison, le suivi du vortex a montré qu'il se dilue progressivement ([Teanby et al., 2008a](#)), les forts enrichissements s'estompent et la stratopause aux hautes latitudes hivernale redevient plus chaude et descend progressivement



(a) Cartes de température observées par CIRS.



(b) Cartes de température modélisées par le GCM.

FIGURE V.15 – Évolution de la structure thermique autour de l'équinoxe, dans les données CIRS et le GCM. La figure (a) représente les observations CIRS au limbe, telles que discutées dans [Vinatier et al. \(2015\)](#), mais aussi des observations les plus récentes, couvrant jusqu'à la fin de la mission *Cassini* (Crédit : S. Vinatier). La figure (b) présente les résultats de la simulation de référence du GCM, à des saisons équivalentes aux observations de la figure (a). On notera que les échelles de couleur entre les deux figures ne sont pas tout à fait identiques, en raison notamment du biais chaud du modèle, évoqué plus haut.

en altitude (voir l'évolution de 2015 à 2017 en fig. V.8). Ainsi, en accord avec l'équation du vent thermique, même les observations pointent que pendant une partie importante de l'année, selon la hauteur et la température de la stratopause hivernale, le profil de vent zonal va rencontrer une altitude où il décroît, ce que l'on peut assimiler à une limite de la cellule de circulation à la hauteur de la stratopause hivernale (comme évoqué plus haut, on reviendra sur cette question du profil de vent zonal et de la séparation des cellules à la fin du chapitre). On verra au chapitre VI, que dans les distributions de composés relevées par CIRS, on a des signatures potentiellement attribuables à cette séparation.

Concernant l'hémisphère Nord pendant la même période, l'accord semble quant à lui plus correct. Il en va de même pour les plus basses altitudes, où l'on observe dans le modèle comme dans les observations un fort refroidissement de la basse stratosphère, sur laquelle on va se concentrer à présent.

### V.3.2 SUIVI SAISONNIER DE LA BASSE STRATOSPHERE

Dans cette section, on descend plus bas en altitude en s'intéressant à la basse stratosphère (en deçà de 150 km), région non-sondée par les données CIRS aux limbes de Titan telles que discutées dans la section précédente, mais accessibles par l'analyse des données en visée nadir, dans les raies rotationnelles lointaines du méthane (Wishnow et al., 2007) qui ont une contribution pointant plus profondément dans la stratosphère que la  $\nu_4$ , en raison de leur plus faible intensité. Au cours ces travaux de thèse, les résultats des simulations - du modèle alors non-couplé - ont pu être confrontés à l'analyse de ces données CIRS dans cette région et être intégrés à une publication (Sylvestre et al., 2019).

Cette comparaison a été effectuée à un stade de la thèse où les couplages n'étaient pas encore fonctionnels, mais il est intéressant de voir que même sans rétroaction radiative de l'enrichissement des brumes ou des composés traces dans les régions polaires, l'on obtient une bonne adéquation quant au cycle saisonnier de la température entre les simulations et les observations, et ce, même aux hautes latitudes.

Comme mis en évidence figure V.16, à 6 mbar les profils méridiens reproduisent assez fidèlement les observations pour ce qui est des valeurs et de l'amplitude. Un point important à relever est l'asymétrie marquée - présente à la fois dans les observations et le modèle - entre les hautes latitudes Sud où la température diminue rapidement entre l'équinoxe et l'hiver avec la mise en place de la nuit polaire, et les hautes latitudes Nord qui - dans le même temps - subissent une sortie plus lente de l'hiver. Par exemple, que ce soit dans le modèle ou dans les données CIRS, entre 2007 et 2013 à 6 mbar et 70°N, l'atmosphère ne s'est réchauffée que d'environ 2 K, tandis que dans le même intervalle de temps, à 70°S les températures ont chuté de 10 à 15 K. Ce phénomène est cohérent avec une augmentation des temps de relaxation radiatifs aux hautes latitudes Nord (due à des températures plus basses - Achterberg et al., 2011) qui piègent cette région dans une structure thermique froide, pendant environ une saison après la sortie de la nuit polaire et le retour de l'ensoleillement. La figure V.17 montre l'évolution temporelle de la température à 70°N sur une année titaniennne dans la basse stratosphère dans les simulations et met en lumière cette asymétrie entre entrée et sortie de l'hiver aux hautes latitudes<sup>4</sup>. Sur la figure V.16, à 15 mbar

4. Un comportement similaire, est bien entendu observé en opposition de phase dans l'hémisphère opposé.

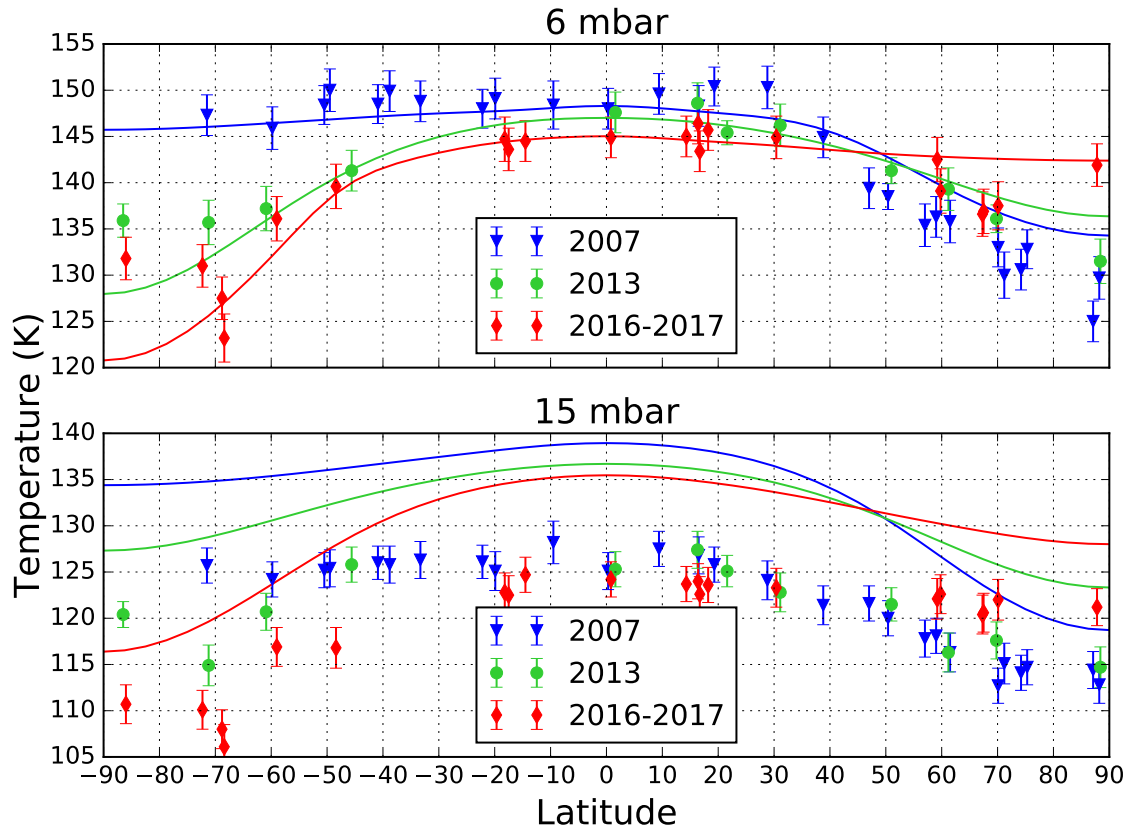


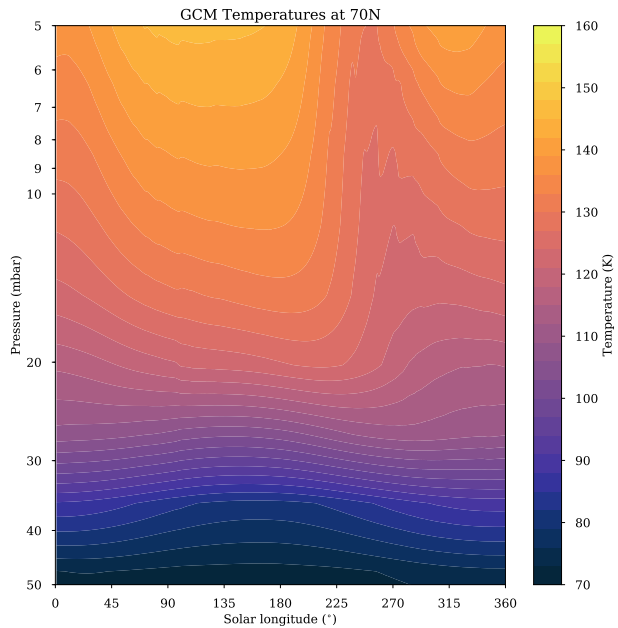
FIGURE V.16 – Profils latitudinaux de températures à 6 mbar ( $\sim 120$  km) et 15 mbar ( $\sim 85$  km), déduits des données nadir de CIRS dans l’infrarouge lointain, à trois saisons différentes : fin de l’hiver Nord (2007, triangles bleus), printemps Nord (2013, cercles verts), et proche du solstice d’été (de juillet 2016 à septembre 2017, losanges rouges). Les traits continus sont - aux couleurs associées - les profils latitudinaux obtenus par les simulations (NOCOUP<sub>L</sub>\_32 $\times$ 48) à des saisons équivalentes aux observations. Publié dans [Sylvestre et al. \(2019\)](#).

les températures issues du modèle surestiment celles observées d’environ 5-10 K, ceci étant probablement dû à un manque de sources d’opacité infrarouge, comme par exemple la brume (les simulations sont non-couplées, le profil de brumes peut présenter des défauts à cette altitude critique), ou encore l’absence de condensats de nuages ([Jennings et al., 2015](#)). Cependant, malgré ce biais systématique, les observations et les simulations présentent un gradient méridien de température similaire aux trois époques considérées, ainsi qu’une tendance saisonnière semblable. Par exemple, en 2016-2017 les mesures indiquent un gradient de -11 K entre pôle Nord et pôle Sud, tandis que le GCM prédit un gradient de -12 K. À 70°S, la température chute de 10 K entre 2007 et 2016-2017 que ce soit dans les observations ou les simulations. Qui plus est, à 15 mbar, le comportement saisonnier reste le même qu’à 6 mbar, bien que plus atténué. Ceci supporte l’idée que les effets saisonniers en réponse aux variations d’ensoleillement sont atténués plus l’on s’enfonce dans la basse stratosphère et finissent par être totalement estompés vers 25 mbar, comme illustré figure V.17. À des altitudes encore plus basses, le comportement du cycle saisonnier est même inversé aux hautes latitudes, avec des températures augmentant pendant l’hiver et diminuant pendant l’été. En effet, à ces altitudes, les temps de relaxation radiatifs dépassent une année titaniaque, et la structure thermique n’est plus sensible aux variations saisonnières du forçage

solaire. C'est plutôt les alternances d'ascendances et subsidences à grande échelle - mouvements verticaux de la cellule pôle-à-pôle stratosphérique - qui prédominent le contrôle de la structure thermique et induisent donc respectivement chauffage dû à la compression adiabatique au dessus du pôle d'hiver et refroidissement dû à la détente adiabatique au dessus du pôle d'été, comme cela a pu être mis en lumière par [Lebonnois et al. \(2012a\)](#).

Un avantage de cette étude est que l'on met en valeur cette question des temps radiatifs, car comme on l'a vu par exemple en figure [I.9](#), selon la méthode de calcul et de transfert radiatif (approximations), on peut obtenir des valeurs assez différentes. Une analyse en Puissances Nettes Échangées, non présentée ici, montre en tout cas que, dans les conditions équatoriales de température et d'opacité du modèle non-couplé, le niveau où le temps radiatif atteint une année titaniaque est bien 25 mbar (on va revenir là-dessus dans la partie suivante).

FIGURE V.17 – Évolution saisonnière des températures dans la basse stratosphère - entre 5 mbar et 50 mbar - dans le modèle (NO-COUPLED) à 70°N, sur une année titaniaque commençant à l'équinoxe de printemps Nord ( $L_s = 0^\circ$ ). Comme dans la gamme de pression sondée par CIRS dans l'infrarouge lointain (de 6 mbar à 25 mbar), l'on retrouve l'asymétrie marquée entre la rapide baisse de température après l'équinoxe d'automne ( $L_s = 180^\circ$ ) associée à l'entrée dans la nuit polaire et le lent réchauffement après l'équinoxe de printemps ( $L_s = 0^\circ$ ) correspondant à une plus lente sortie de l'hiver. Publié dans [Sylvestre et al. \(2019\)](#).



Une analyse plus poussée des simulations - non présentée ici - montre également qu'après 2016, les températures aux hautes latitudes Sud recommencent à augmenter légèrement à 6 mbar, ce qui est conforme aux observations, alors qu'à 15 mbar aucun changement de tendance n'est observé, certainement en raison d'un déphasage du cycle saisonnier entre les deux altitudes, induit par la différence des constantes de temps radiatives, ce qui est également illustré en figure [V.17](#).

Cette étude fait suite à celle de [Sylvestre et al. \(2018\)](#), qui a déjà noté une asymétrie dans l'évolution des composés traces dans la basse stratosphère entre entrée et sortie de l'hiver - comme à plus haute altitude - et sur laquelle on reviendra au chapitre [VI](#).

Comme évoqué plus haut, cet exercice de comparaison a été effectué avant l'introduction des couplages radiatifs. On ne présentera pas ici en détail l'impact de ces derniers sur les résultats obtenus. En effet, il est intéressant de noter que cette asymétrie est reproduite dans la version non-couplée, excluant un effet purement lié à un nuage et/ou l'accumulation de radiateurs. Qui plus est, comparé à ce que l'on a pu voir à plus haute altitude, l'introduction des couplages introduit peu de différences sur la structure thermique : on observe encore l'asymétrie dans les simulations couplées, les changements intervenant plutôt sous forme d'un biais moyen du profil. Une augmentation de la résolution horizontale a un impact beaucoup plus important, comme on



va le voir dans la section qui suit. En effet, les données présentées dans cette étude comparative ne concernant l'évolution saisonnière qu'à deux altitudes données, on va maintenant s'intéresser, à la structure thermique verticale de l'atmosphère dans cette région, structure qui présente des caractéristiques bien particulières.

### V.3.3 L'ÉPAULEMENT HIVERNAL

Comme on a pu le présenter au chapitre I, en figure I.14, l'une des caractéristiques des hautes latitudes hivernales est la présence d'une zone de forte déstabilisation - d'inversion même - du profil vertical de température, que l'on qualifiera par la suite d'*épaule*. Celui-ci est généralement interprété comme étant relié à la présence du nuage polaire et attribué à la présence de condensats ayant un fort effet radiatif. C'est par exemple le cas de Jennings et al. (2015), qui propose que l'atmosphère à cet endroit soit déstabilisée sous l'effet d'une rétroaction radiative des composés enrichis dans la basse stratosphère hivernale, ainsi qu'aux condensats. Seulement, les modèles récents tels que TAM (voir les discussions dans Lora et al. (2015) à ce sujet), ou les simulations réalisées dans cette thèse, reproduisent une déstabilisation - certes un peu moins marquée que dans les observations - dans des configurations sans aucune variation latitudinale de composition, comme c'est le cas dans nos simulations non-couplées. On va tenter de synthétiser ici les observations disponibles et les confronter à nos simulations, pour mieux comprendre ce phénomène.

Si les données évoquées dans la section précédente permettent de sonder la basse stratosphère, de par la géométrie d'observation on ne dispose pas de profil vertical, contrairement à ce que permet le balayage du champ de vue de CIRS lors des visées aux limbes. Afin de caractériser la structure thermique sur une large gamme verticale, la technique la plus efficace repose sur les données des radio-occultations par *Cassini*. Plusieurs profils issus des premières phases de la mission sont disponibles - par exemple dans Schinder et al. (2012) - et vont permettre de confronter le modèle. Il en existe également des plus récents, notamment représentatifs de l'entrée hivernale des hautes latitudes Sud (Flasar et Schinder, 2016), mais ceux-ci souffrant de problèmes de calibration ils ne sont pas encore publiés ni accessibles pour la communauté : ces observations fournissent pourtant des informations très précieuses sur l'évolution saisonnière de la structure de l'atmosphère dans cette région, ainsi que sur le profil de vent zonal, comme on le verra à la section suivante.

Même si nous n'avons pas eu accès aux données de radio-occultations existantes pour la seconde moitié de la mission, il est intéressant de tenter de combler ce manque avec la partie inférieure des profils CIRS, tels que ceux exposés plus haut, en figure V.15a. Si une potentielle inversion n'est pas sondée directement par les données CIRS, on observe néanmoins un fort refroidissement de la moyenne stratosphère, qui fait d'ailleurs atteindre ses limites de détection à CIRS, les niveaux atmosphériques émettant alors à des températures à la limite basse de la gamme spectrale de l'instrument. C'est par exemple le cas de la zone quasiment isotherme vers 110 K, qui apparaît au pôle Sud en mars 2015 (voir fig. V.15a), probablement le signe d'une inversion à plus basse altitude. En effet, le profil doit alors se raccorder au profil moyen sous environ 25 mbar - où la température avoisine 120 K - l'atmosphère ne répondant alors plus au forçage saisonnier à ce niveau (voir les discussions dans la partie précédente). Si la température



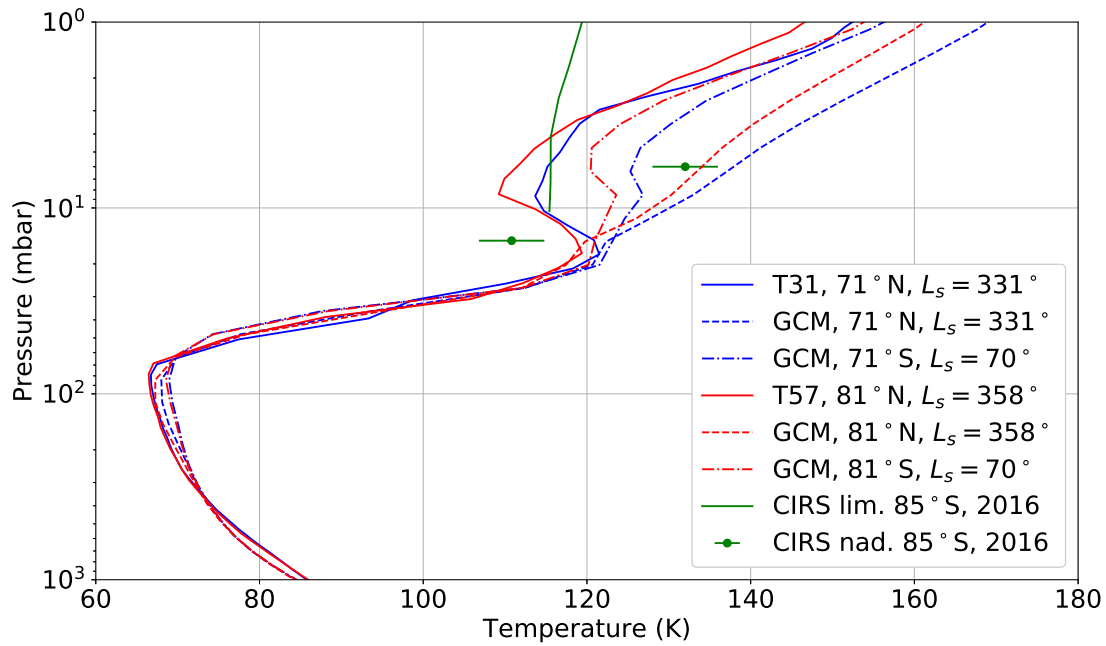


FIGURE V.18 – Épaulement aux hautes latitudes dans la basse stratosphère hivernale : profils thermiques issus de simulations, comparés aux données de radio-occultations et données spectroscopiques de *Cassini*. Les profils RSS durant l’hiver Nord (traits pleins bleus et rouges) sont tirés de [Schinder et al. \(2012\)](#). Les profils modélisés (traits pointillés) sont issus des simulations non-couplées en résolution horizontale  $96 \times 96$ , à des latitudes et saisons équivalentes aux observations RSS. L’épaulement n’est y alors pas présent. En fait, la saison où l’épaulement est le plus marqué dans les simulations, se situe peu avant le solstice d’hiver (voir figure [V.19c](#) ci-après, pour de plus amples discussions sur l’évolution saisonnière de la structure thermique à cette altitude), ici illustrée dans le cas des hautes latitudes Sud à  $L_s = 70^\circ$  (traits tiret-pointillés), où est reproduit un comportement similaire à celui observé par RSS à la fin de l’hiver Nord. On montre également les observations CIRS à la saison équivalente (2016, en vert), au limbe ([Mathé et al., 2020](#)) et au nadir (issu comme plus haut de [Sylvestre et al., 2019](#)). On notera l’important déphasage saisonnier entre modèle et observations. Cependant, si à 25 mbar l’atmosphère ne répond bel et bien plus au forçage saisonnier, les observations CIRS en 2016 témoignent d’une inversion, même si elles ne la sondent pas directement. Notons enfin que dans nos simulations, même lorsque le profil thermique présente une inversion de température, le gradient vertical reste stable, en-deçà du gradient adiabatique - ce qui est également le cas dans les observations disponibles.

descend à 110 K à 10 mbar, mais est contrainte à 120 K à 25 mbar, alors on est nécessairement en présence d’une zone de gradient vertical de température négatif entre ces deux altitudes.

On a regroupé différents profils simulés et observationnels pour synthétiser tout cela, en figure [V.18](#). On y présente les sondages RSS aux hautes latitudes à la fin de l’hiver Nord ([Schinder et al., 2012](#)), ainsi que le résultat des simulations aux saisons et latitudes équivalentes. On voit alors que l’épaulement n’est pas reproduit. Mais on a également fait figurer le résultat des simulations au moment où les observations CIRS pointent le fort refroidissement stratosphérique pendant l’hiver Sud (ici en 2016). Les simulations à des latitudes et saisons équivalentes présentent alors un épaulement, presque aussi marqué que ce que RSS a pu détecter pendant l’hiver Nord. On notera que sur cette figure, les simulations présentées sont celles NOCOUPL\_96×96, car ce sont celles qui reproduisent le mieux cet épaulement. On va discuter la sensibilité de ce phénomène aux paramètres de nos différents jeux de simulations (couplages et résolution horizontale), pour

tenter de dresser une interprétation du cycle saisonnier de ce phénomène au vu des résultats des figures V.18 et V.19, cette dernière illustrant différents tests de sensibilités.

Dans les simulations de référence, couplées radiativement aux brumes et composés traces (voir fig. V.19a), l'épaulement n'est pas mieux reproduit qu'en non-couplé. Durant les phases d'ajustement du modèle microphysique - résultats non présentés ici - on a également pu observer une sensibilité importante au taux de production des brumes (faute de pouvoir tester l'influence des nuages), des taux de production plus élevés engendrant un épaulement plus marqué. Mais, comme on l'a vu au début de ce chapitre ce type de simulations dérivent dans la troposphère et n'ont pas été choisies comme simulations de référence. Cela montre néanmoins le rôle de l'accumulation des brumes dans la basse stratosphère hivernale sur l'épaulement. Il semble cependant intéressant d'insister sur le fait que la déstabilisation et l'inversion sont reproduites dans les simulations non-couplées. Le fait que l'épaulement ne soit pas bien reproduit dans les simulations couplées de référence peut également s'expliquer par le fait que les constantes de temps radiatives sont directement dépendantes de l'opacité des brumes. Ainsi, plus le taux de production est important, plus la quantité moyenne de brumes est importante, ce qui relève le niveau où le cycle saisonnier atteint l'année titaniennne. Ceci peut également être contrôlé par d'autres facteurs, tels que la loi de distribution choisie pour les brumes qui, comme on l'a vu au chapitre IV, influe le profil vertical d'opacité. D'ailleurs, on remarque sur la figure V.18, que si les hautes latitudes Sud au début de l'hiver présentent un épaulement similaire à celui des hautes latitudes Nord à la fin de l'hiver, on observe un léger décalage en altitude, vraisemblablement sensible à cette réponse radiative. La représentation de l'épaulement dans les modèles peut donc être finement dépendante de la quantité moyenne de brumes, en plus du phénomène d'accumulation au-dessus du pôle hivernal. Si les analyses en PNE semblent bien confirmer qu'en non-couplé cette altitude de transition se situe à 25 mbar, il faudrait poursuivre cette étude pour les simulations couplées, ce qui n'a pas été effectué dans le cadre de ces travaux. Encore une fois, il ne faut également pas oublier que c'est l'altitude où l'on a de fortes incertitudes pour la méthode de recombinaison des gaz - bien que cette altitude soit suffisamment haute pour que ce soit encore les brumes qui dominent le contrôle de la structure thermique.

Un autre point notable est la sensibilité à la résolution horizontale, que l'on peut observer en conservant la même configuration d'opacités en non-couplé : on remarque une bien meilleure représentation de l'épaulement dans la simulation NOCOUPL\_96×96 que dans la NOCOUPL\_32×48. Bien qu'il y ait sûrement un effet purement lié au fait que l'on résolve mieux cette région (nombre de points de grille au-delà de 70°), on analyse cela de la manière suivante : avec une résolution horizontale raffinée, on a une meilleure représentation des ondes, rendant la superrotation et le jet plus intenses, ainsi la circulation méridienne et la subsidence polaire sont plus marquées, ce qui entraîne une stratopause plus chaude. Ce que l'on suggère ici est donc un contrôle de l'épaulement pas strictement lié aux opacités locales, mais avec une forte influence forte des régions plus hautes. D'ailleurs, l'épaulement a globalement été aussi observé mieux représenté dans d'autres simulations au cours de ces travaux de thèse, sans nécessairement une meilleure résolution horizontale mais avec une stratopause plus chaude.

Les sensibilités obtenues concernent plutôt l'amplitude que la phase du phénomène, aucune des simulations réalisées ici ne permettant d'obtenir un épaulement qui perdure jusque à la fin

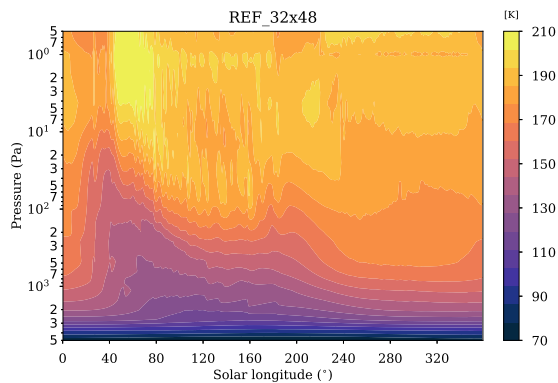
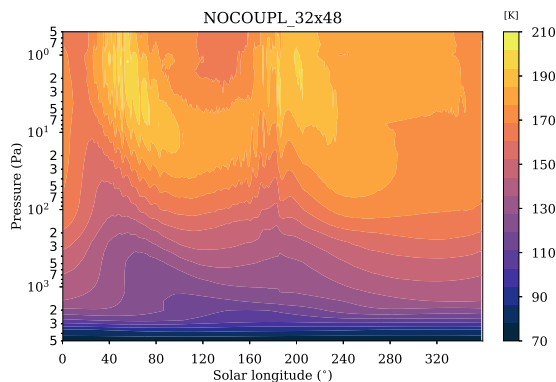
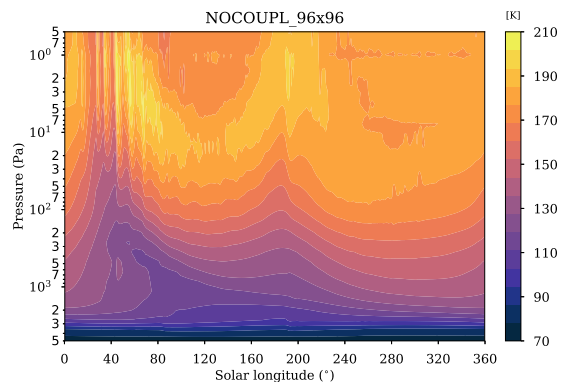

 (a) Simulation couplée de référence,  $32 \times 48$ .

FIGURE V.19 – Sensibilité de l'évolution saisonnière de la température à haute latitude ( $80^\circ$  N), particulièrement concernant l'épaule dans la basse stratosphère. (a) Simulation couplée de référence (REF\_32×48). (b) Simulation à résolution horizontale standard - identique à la figure a) - mais non-couplée (NOCOUP\_32×48). (c) Simulation à plus haute résolution horizontale, non-couplée (NOCOUP\_96×96).


 (b) Simulation non-couplée,  $32 \times 48$ .

 (c) Simulation non-couplée,  $96 \times 96$ .

de l'hiver, comme relevé dans les observations.

Au vu de tout cela, il semble encore une fois important de peaufiner l'ajustement du modèle microphysique (les constatations actuelles pointant vraisemblablement une épaisseur optique encore trop importante des brumes dans la basse stratosphère), pour ensuite réaliser des simulations couplées à haute résolution horizontale.

En fin de compte, on propose le mécanisme suivant pour l'évolution saisonnière de l'épaule : démarrage sous l'effet de la nuit polaire (perte d'ensoleillement et fort refroidissement infrarouge) sans intervention nécessaire de l'accumulation des brumes dans le pôle hivernal, puis maintien jusqu'à la fin de l'hiver, non reproduit par l'enrichissement en brumes dans nos simulations couplées, peut-être en raison de constantes radiatives surestimées dans le modèle, mais également car on ne représente pas l'apparition du nuage persistant et sa rétroaction radiative. Le chapitre suivant poursuivra de plus amples discussions sur la condensation qui se met en place à cette altitude dans nos simulations.

Enfin, l'évolution saisonnière de la température dans cette région dans le GCM témoigne d'une forte sensibilité à la descente d'air liée à la baisse d'altitude de la stratopause, ainsi qu'à la température de cette dernière. En s'appuyant sur l'analyse en Puissance Nettes Échangées (non présentée ici), il semble qu'il y ait un contrôle radiatif différent selon l'écart entre températures de l'épaule et de la stratopause. Il y a un point, où il n'y a quasiment plus d'échanges entre ces niveaux, car les températures sont très différentes : le flux émis dans les bandes d'émission à 120 K n'est plus absorbé à 200 K et la basse stratosphère subit un fort refroidissement vers l'espace. Les échanges ne sont pas les mêmes dans les conditions équatoriales ou polaires hivernales. Lorsque

la stratopause est plus haute et plus distante, il y a moins d'échanges que lorsqu'elle est plus basse, où il y a en plus l'effet de l'apport d'air chaud par la branche subsidente. Ceci est un travail préliminaire qui mériterait d'être poursuivi plus en détail.

On va maintenant voir que, sous 25 mbar, bien que l'atmosphère ne réponde plus au forçage saisonnier, celle-ci abrite encore des phénomènes à élucider.

## V.4 LE MINIMUM DE VENT ET LA SÉPARATION DES CELLULES MÉRIDIANNES

Ce chapitre étant dédié à la structure de l'atmosphère titaniaque, on introduit ici une discussion sur le minimum de vent dans la basse stratosphère et sur la structure des cellules de circulation méridiennes, en livrant quelques réflexions que l'on a pu mener en marge de ces travaux de thèse sur ce sujet - un peu annexe à notre problématique principale.

### V.4.1 LE MYSTÉRIEUX MINIMUM DE VENT ZONAL

#### UNE RÉGION ÉNIGMATIQUE...

Parmi les révélations inattendues de la descente de *Huygens* se trouve l'existence d'un minimum abrupt du profil vertical de vent zonal dans la basse stratosphère (Bird et al., 2005), entre 60 et 80 km d'altitude (20 à 50 mbar), que l'on a introduit au chapitre I et illustré en figure I.6b. Cette couche de cisaillement est très marquée, avec des vitesses de vent atteignant des valeurs quasiment nulles, tandis qu'aux altitudes avoisinantes l'atmosphère est en superrotation avec des vents de l'ordre de  $40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cette caractéristique n'est pas une spécificité de la descente de *Huygens* car son existence a été par la suite confirmée - à toutes les saisons et latitudes disponibles - par l'analyse des radio-occultations tout au long de la mission *Cassini* (Flasar et Schinder, 2016). La couche entre 65 et 75 km, où le gradient vertical de vent est inversé, correspond également à une zone d'activité turbulente intense ressentie par la sonde *Huygens* (Lebreton et al., 2005; Lorenz et al., 2007; Lorenz, 2017). Incidemment ou non, c'est également à cette altitude que la rotation propre de la sonde a subi une anomalie encore inexpliquée (Lebreton et al., 2005). La formation à cette altitude de fines couches de nuages de méthane stratiformes - qui serait favorisée par la forte stabilité statique peu propice aux mouvements ascendants à cet endroit - a également été suggérée (Tokano et al., 2006). Les conditions turbulentes pourraient ainsi potentiellement être liées à ces nuages (Lorenz et al., 2007).

De manière plus générale, la basse stratosphère - comme on a pu l'évoquer précédemment - est une région critique dans l'atmosphère de Titan et qui recèle encore de nombreuses énigmes. Étant la zone où le gradient vertical de température est le plus fort, cette région de forte stabilité statique (voir figure V.21) incarne la séparation entre la cellule de Hadley troposphérique et la cellule stratosphérique. On reviendra plus en détail sur ce point à la section suivante.

Enfin, comme on a pu le pointer plus haut, on ne possède pas d'informations sur une éventuelle conséquence de ce cisaillement sur la composition, étant donné que les pompes de GCMS sur *Huygens* ont subi une panne à cette altitude, vraisemblablement à cause des soubresauts justement causés par la turbulence.

... MAL APPRÉHENDÉE PAR LES MODÈLES ...

Différentes tentatives à l'aide de modèles de circulation générale ont été menées pour percer l'origine de ce minimum de vent, mais sans succès notoire, aucun des modèles actuels n'arrivant à le représenter quantitativement.

Ainsi, bien que beaucoup moins marqué que dans les observations, ce minimum de vent est légèrement apparent dans le modèle de l'IPSL, et ce depuis les premières simulations 3-D. [Lebonnois et al. \(2012a\)](#) ont estimé que la couche de cisaillement inversée dans les simulations était causée par des effets concurrentiels entre le forçage radiatif - chauffage solaire et refroidissement infrarouge - et le forçage dynamique - chauffage et refroidissement induits par la circulation atmosphérique globale. À cette altitude dans la basse stratosphère, les constantes de temps radiatives sont telles que l'atmosphère répond au forçage saisonnier moyen comme cela a pu être évoqué plus haut. D'autre part, c'est la composante dynamique qui domine le bilan radiatif dans les simulations. Ainsi, en moyenne annuelle, la circulation méridienne moyenne induit un refroidissement adiabatique au-dessus de l'équateur et un chauffage adiabatique au-dessus des hautes latitudes, entraînant ainsi une inversion locale du gradient latitudinal de température et donc une couche de cisaillement inversée, selon l'équilibre cyclostrophique. Cependant, dans ces simulations cette inversion est limitée aux basses latitudes ( $\leq 30^\circ$ ) et le minimum de vent obtenu n'est qu'une simple inflexion du profil. C'est d'ailleurs toujours le cas dans les nouvelles simulations que l'on a pu effectuer et que l'on va discuter ci-après.

Par ailleurs, [Li et al. \(2012\)](#) ont mené une autre étude en faisant varier au sein de leur GCM différents paramètres orbitaux et atmosphériques, et concluent que le régime d'écoulement et la combinaisons de certains paramètres caractéristiques de Titan - atmosphère globalement sèche et stable, en rotation lente - sont propices pour qu'une atmosphère présente ce phénomène mais sans proposer de véritable mécanisme de formation.

... TRÈS LONGUE À ÉQUILIBRER ...

Au début de ces travaux de thèse, on a été amené à réaliser une étude avec l'ancien modèle présenté au chapitre II - composé de l'ancien transfert radiatif - à partir de deux états initiaux différents, l'un présentant un minimum de vent plus marqué que le second. En réalité celui-ci était issu des simulations 3-D non-couplées, elles mêmes issues d'une simulation long terme couplée à l'ancienne microphysique et qui avait perdu tout le moment cinétique dans la troposphère et jusque dans la basse stratosphère (comme présentée au chapitre II, en figure II.9). En fait, bien qu'ayant retrouvé la superrotation troposphérique suite à plusieurs années de simulation, le modèle n'était étonnamment pas encore stabilisé à l'altitude du minimum de vent, et on va en éclairer tout de suite les raisons. Avec un même modèle et des forçages identiques - microphysique découplée - on a ainsi effectué une simulation de 30 années Titanienne, avec comme seule différence l'état initial - correspondant à une différence dans la représentation du profil de vent zonal. Au bout des 30 ans les simulations portent encore une sensibilité aux conditions initiales, mettant ainsi en valeur des temps d'équilibre excessivement longs à cette altitude dans le modèle. Ceci est cohérent avec les analyses en Puissance Nettes Échangées réalisées plus haut : dans cette région où les opacités troposphériques chutent (absorptions induites par collisions bien plus faibles que dans la troposphère, profil de méthane déjà au-dessus du palier de condensation, tandis que les

composés traces sont en-dessous de leur palier de condensation), les temps radiatifs sont très longs, faute d'effets de refroidissement radiatif suffisamment efficaces<sup>5</sup>. Si l'on reprend la vision du temps radiatif qui augmente globalement à mesure que l'on s'enfonce dans l'atmosphère (voir chapitre I, figure I.9), il semblerait d'après notre étude que cette région fasse figure d'exception et présente des constantes de temps radiatives beaucoup plus longues que celles habituellement estimées... du moins au sein de notre modèle, avec toutes les incertitudes associées au bilan radiatif à cette altitude. Il faut enfin préciser que dans l'explication avancée par [Lebonnois et al. \(2012a\)](#), même si la composante dynamique domine dans l'équilibre des taux de chauffage et refroidissement, elle reste faible en valeur absolue car il y a malgré tout peu de mouvements verticaux. En effet, c'est exactement l'altitude où les mouvements atmosphériques sont globalement horizontaux de part la forte stabilité statique et du fait de la séparation entre les courants des circulations troposphériques et stratosphériques - point sur lequel on va revenir à la section V.4.2 suivante. Ainsi, les processus radiatifs et dynamiques apparaissent tout deux peu efficaces à cette altitude, ce qui entraîne une mise à l'équilibre très lente des simulations - contrairement à plus profondément où, bien que les constantes de temps radiatives soient également longues, l'équilibre énergétique se fait rapidement par les mouvements verticaux de la circulation grande échelle.

Cette étude assez coûteuse en temps de calcul n'a pas été effectuée à nouveau sur un aussi long terme avec le nouveau transfert radiatif, mais les simulations de référence sont stabilisées sur une dizaine d'années Titanienues et on n'a pas observé de différences notables concernant le minimum de vent. De même l'ajout ou non des couplages n'induit aucun changement significatif sur ce point. Ainsi, la mise à jour du modèle apportée par ces travaux de thèse ne change pas significativement la représentation du minimum de vent qui reste - dans la version de référence - simplement ébauché, comme on peut s'en rendre compte en figure V.20. À titre de comparaison, le minimum de vent est encore moins fidèlement représenté dans le modèle TAM que dans notre modèle, et pourtant la superrotation troposphérique et stratosphérique y est plus développée à toutes les autres altitudes. Il en va de même pour TitanWRF. Ceci pointe un effet intéressant car ces trois modèles utilisent pourtant des résolutions semblables : 55 niveaux au total pour TitanWRF, 50 pour TAM, 55 pour le modèle de l'IPSL (*cf* tableau A.1 en annexe), resserrés dans la couche limite et au-dessus avec un espacement standard de quelques niveaux par échelle de hauteur. On va revenir un peu plus loin sur la question de la discrétisation à cette altitude.

Quoiqu'il en soit, ces temps très longs de mise à l'équilibre rendent d'autant plus ardue la tâche d'investigation quant à l'origine du minimum de vent zonal avec un GCM. D'ailleurs aucun ne le représente, à l'exception de [Mingalev et al. \(2006\)](#), mais qui - rappelons-le - force les champs de température selon les observations, et obtient donc un champ de vent en accord avec ces dernières. Mais l'hypothèse avancée dans cette étude, selon laquelle ce minimum de vent résulterait d'un frottement visqueux entre les cellules troposphériques et stratosphériques paraît peu probable au vu des densités atmosphériques mises en jeu, du moins au sein du modèle au vu des propriétés du cœur dynamique (F. Hourdin, communication personnelle) - même si l'hypothèse d'une origine liée à la séparation entre ces deux cellules est tout à fait intéressante,

---

5. On retrouve un phénomène similaire dans la stratosphère d'Uranus, où le faible forçage et la faible teneur en méthane induit - à l'inverse du schéma habituel - des temps radiatifs excessivement plus longs que dans la troposphère ([Li et al., 2018](#)).



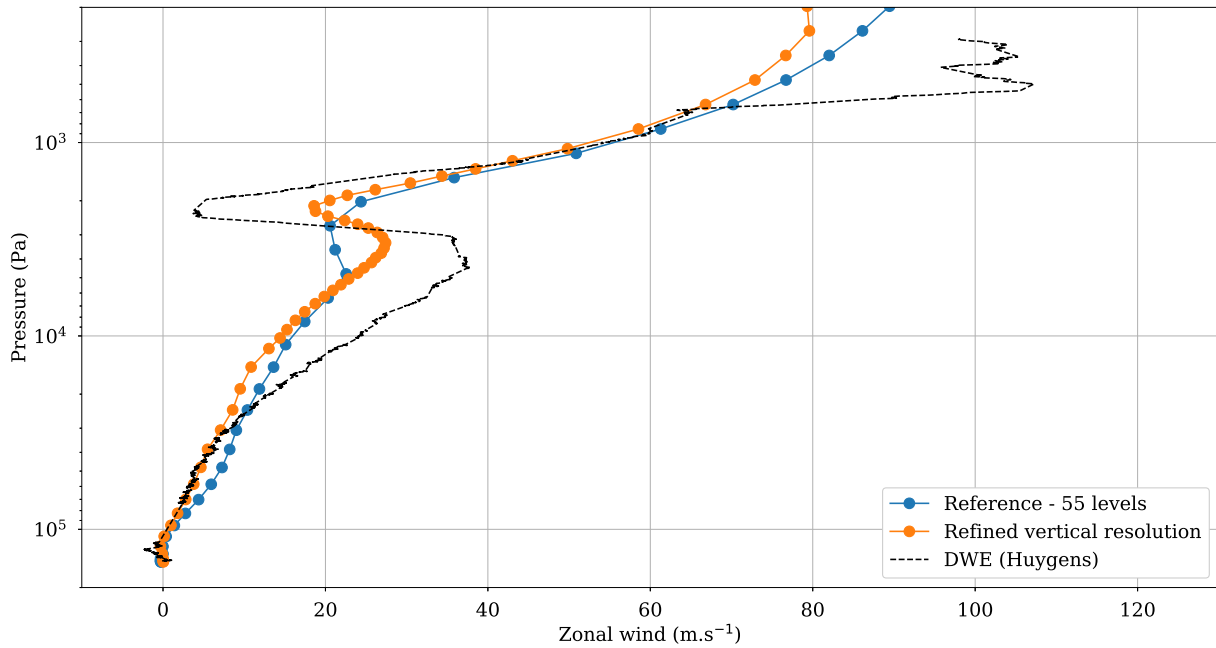


FIGURE V.20 – Minimum de vent stratosphérique et sensibilité à la résolution verticale. En pointillés, le profil mesuré par DWE à bord de *Huygens*. En bleu, le profil de vent obtenu par le GCM dans sa configuration de référence avec 55 niveaux verticaux. En orange, le profil de vent issu d’une simulation avec la résolution verticale raffinée à 80 niveaux. Les points identifient la pression au centre des couches, et illustrent la différence de résolution verticale. Ici, les simulations présentées sont issues du nouveau modèle en configuration non-couplé et en résolution horizontale  $32 \times 48$ . On n’a pas observé de sensibilité notable aux couplages ou à la résolution horizontale sur les échelles de temps des simulations réalisées.

et nous y reviendrons dans la section suivante. Par contre il est possible qu’étant donné la résolution verticale typique des modèles - quelques niveaux atmosphériques seulement couvrent cette couche - ceux-ci souffrent d’hyperdiffusion numérique ne permettant pas de représenter fidèlement ce fort cisaillement, comme on va le voir dans le paragraphe qui suit.

... ET VRAISEMBLABLEMENT MAL RÉVOLUE.

Parmi les différents tests réalisés avec notre modèle pour explorer la sensibilité de ce phénomène, celui qui a montré une sensibilité véritablement marquée est celui où l’on a augmenté la résolution verticale dans cette région. La figure V.20 illustre ainsi qu’une simulation réalisée en augmentant la résolution verticale aboutit à une meilleure représentation du maximum de superrotation troposphérique, sans pour autant sensiblement changer la valeur du minimum, aboutissant néanmoins à un cisaillement plus fort. Bien qu’au regard des conditions CFL, on pourrait raffiner encore plus cette résolution verticale sans devoir ajuster les pas de temps, il est peu envisageable de l’appliquer de manière pérenne dans le GCM - quand bien même cela améliorerait la représentation du minimum de vent. En effet, même avec 80 niveaux il serait compliqué de garder cette résolution comme référence pour réaliser des simulations pluriannuelles, cela car celles-ci sont déjà très coûteuses en temps de calcul. Par ailleurs, il y a peut-être un mécanisme de plus petite échelle qui explique le minimum de vent et qui pourrait permettre de représenter ce dernier dans les modèles par une paramétrisation sous-maille. À ce sujet, on donnera dans le



chapitre VII quelques éléments concernant cette piste, qui est actuellement à l'étude avec une approche méso-échelle.

Une autre piste pourrait être de quantifier le flux d'Eliassen Palm nécessaire pour que le déferlement d'ondes dépose suffisamment d'énergie pour forcer l'écoulement dans le sens rétrograde, mais ceci ne résoudrait pas la question de l'origine de telles ondes - si ce sont des ondes de gravité telles que suggérées par Flasar et Schinder (2016). En effet, la présence du minimum de vent semble être corroboré à toutes les saisons et latitudes, ce qui élimine la possibilité d'ondes orographiques ou générées par la convection, en raison de la topographie douce à l'échelle globale (Corlies et al., 2017) et de la relativement forte stabilité de la troposphère vis-à-vis de la convection (voir Hörst (2017) et fig. V.21). Les éventuelles sources d'ondes de gravité associées à ces caractéristiques ne peuvent donc vraisemblablement être que rares et ponctuelles. Bien entendu, il reste évident que dans l'atmosphère de Titan, la présence du minimum de vent favorise le déferlement d'ondes de gravité issues de sources ponctuelles et fixes à la surface<sup>6</sup> - qui en retour intervient sans doute dans le maintien de celui-ci. D'ailleurs sur Terre, l'interface troposphère-stratosphère est connue pour filtrer les ondes de gravité, processus à l'origine de turbulence atmosphérique. Il semble cependant peu probable que ce soit le mécanisme qui explique sa mise en place à l'échelle globale dans l'atmosphère titaniennne, pour les raisons évoquées ci-dessus.

Une source potentielle à l'échelle planétaire, que l'on pourrait également explorer, serait le fait que le profil de vent zonal lui-même soit source d'ondes de gravité. Seulement, des modèles tels que celui de l'IPSL ou TAM sont censés représenter les ondes de gravité, sauf si elles sont de trop fines échelles (voir ci-après). D'ailleurs, il n'est pas vraiment clair pourquoi uniquement l'un des modèles représente légèrement le minimum de vent, alors qu'ils ont tous une résolution verticale similaire. Il se peut qu'il y ait un subtil équilibre avec les temps radiatifs - qui dans ce cas pourrait intervenir dans les conditions d'atténuation et déferlement de potentielles ondes - qui soit différent entre les deux modèles. Il serait ainsi intéressant de voir si dans un modèle tel que TAM, qui reproduit bien le profil de superrotation, mais pas le minimum de vent, les conditions évoquées par Lebonnois et al. (2012a) sont réunies, en quelle mesure les temps radiatifs sont comparables, et plus globalement effectuer un bilan croisé de moment cinétique.

Enfin, une hypothèse alternative est celle que l'origine de ce minimum de vent soit entièrement locale, et relève purement du domaine des écoulements de fluides géophysiques aux petites échelles, *via* des mécanismes ondulatoires et/ou turbulents : par exemple, des instabilités, liées soit au cisaillement - initié par exemple selon le mécanisme avancé dans Lebonnois et al. (2012a) - soit au maximum de superrotation un peu plus profond, pourraient s'auto-entretenir et s'amplifier, ou émettre des ondes de gravité qui soustrairaient du moment à l'écoulement : on pourra se référer à ce propos aux travaux de Lott et al. (2010, 2012), qui démontrent que des anomalies de vorticité potentielle associées à des cisaillements de vent peuvent être des sources d'ondes de gravité. C'est cette piste que l'on a commencé à étudier avec la modélisation à plus fine échelle - voir chapitre VII pour de plus amples perspectives sur ce propos.

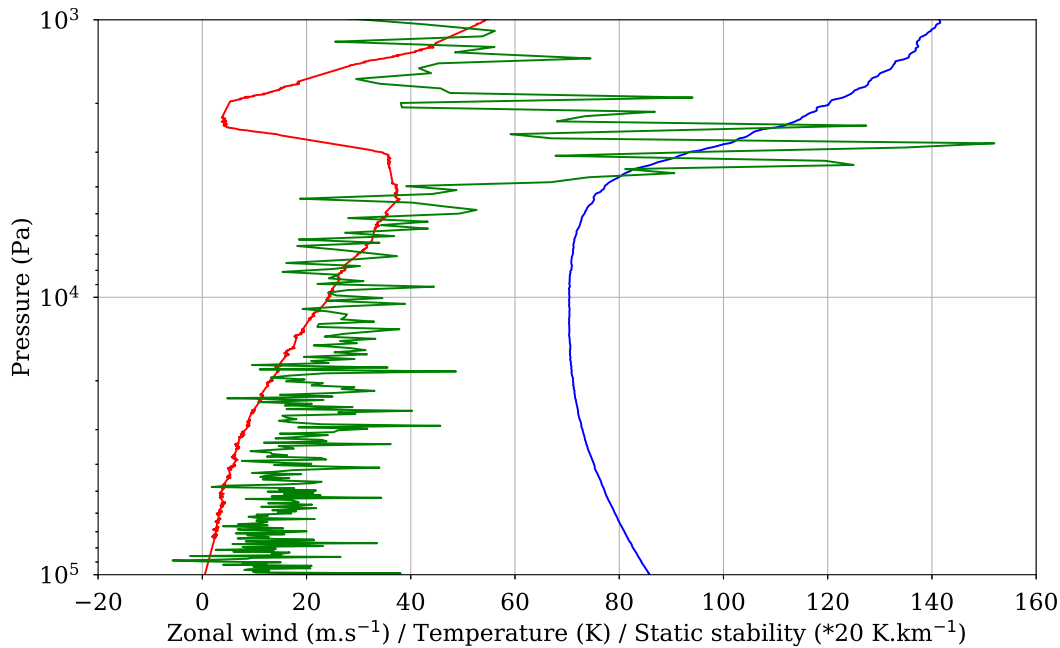


FIGURE V.21 – Vent zonal (rouge), structure thermique (bleu) et stabilité statique (dérivée du profil de température par  $S_T = \frac{dT}{dz} + \Gamma$ , et ici multipliée par un facteur 20 pour des raisons de lisibilité) relevés lors de la descente de *Huygens*.

#### V.4.2 STRUCTURE ET SÉPARATION DES CELLULES MÉRIDIANNES DE CIRCULATION

Au-delà du minimum de vent, j'aimerais discuter ici la vision que l'on a souvent d'une "unique cellule de circulation qui s'étendrait de la surface jusqu'à la stratosphère". Cette région, qui présente un maximum de stabilité statique, opère véritablement comme une région de transition. D'ailleurs, il n'y a pas de raison que ce soit la même cellule. Même si il y a de la permittivité, notamment dans les régions polaires, stratopause et tropopause marquent une séparation comme on a pu le voir plus haut. Mais finalement, si c'est souvent occulté dans la littérature récente, les études pionnières comme [Flasar et al. \(1981\)](#) pointaient très bien le fait qu'il est naturellement censé y avoir deux cellules séparées.

Il faut faire la distinction entre la cellule de circulation directe de la troposphère, gouvernée par la réponse de la surface au forçage saisonnier, et celle de la stratosphère, alimentée par la réponse de l'atmosphère au-dessus du niveau où les temps radiatifs deviennent suffisamment courts pour induire une réponse saisonnière. Or, la présence de la tropopause et du maximum de stabilité statique va limiter l'extension verticale de la cellule de circulation troposphérique en empêchant les mouvements verticaux trop importants. De plus, à la différence de la cellule de Hadley terrestre, sur Titan l'alimentation de la cellule de Hadley par la convection et les processus de changement de phase ont un impact beaucoup plus marginal, et c'est la structure grande échelle de l'atmosphère qui contrôle son évolution.

En fin de compte, sur le lien entre stabilité statique et séparation des cellules, il est difficile de

6. En effet, une condition de déferlement des ondes de gravité est que leur vitesse de phase soit égale à la vitesse de l'écoulement, donc un vent nul pour une source stationnaire à la surface ([Andrews et al., 1987](#)).

démêler l'une de l'autre, en tout cas il est évident que la structure thermique avec une inversion de température stratosphérique est une condition nécessaire.

Il paraît donc naturel sous cette approche que l'on soit en présence de deux cellules séparées. Il en va de même pour la séparation entre cellules stratosphériques et mésosphériques causée par le cisaillement à la stratopause relevé dans le modèle, discuté plus haut dans ce chapitre, et qui semble être soutenu par les observations (on y reviendra avec les distributions observationnelles des composés au chapitre suivant). Le minimum de vent entretient-il ou est-il conséquence de cette séparation? En tout cas, en matière de bilan de moment cinétique et d'échanges entre troposphère et stratosphère, il a sûrement un impact important qui reste à quantifier plus en détail, notamment sur le fait qu'il n'y ait quasiment plus de superrotation à cette altitude.

L'articulation encore une fois est difficile à saisir dans un GCM, des paramètres de contrôle de la structure thermique tels que l'inertie de la surface pouvant intervenir dans le contrôle de ce minimum de vent. C'est l'esprit de l'étude menée par [Li et al. \(2012\)](#), mais qui ne pointe finalement pas d'origine très précise et dégage plutôt des conditions atmosphériques propices à présenter cette structure. Une expérience que l'on a pas eu le temps de mener mais qui serait sûrement intéressante, serait de simplement changer les paramètres orbitaux de Titan dans le modèle pour diminuer ou augmenter sa période orbitale et voir l'impact, sur ce minimum de vent, de l'altitude où les temps radiatifs franchissent l'échelle de l'année.



## De la distribution saisonnière des composés

Le chapitre V ayant présenté les simulations de référence de notre étude, et ayant décrit le structure thermique et de la dynamique atmosphérique qui s’y développent, ce chapitre se concentre à présent plus en détail sur la distribution des composés, leurs cycles saisonniers et les rétroactions qu’induisent les couplages sur les distributions de composés elles-mêmes. Après une description des résultats du modèle pour différentes espèces, et avoir passé en revue en quelle mesure ces résultats sont sensibles aux couplages, on discute le cycle saisonnier des différents composés traces dans la stratosphère à la lueur des observations Cassini/CIRS et les informations que cela nous fournit au sujet de la circulation atmosphérique. Tout comme au chapitre précédent, on fait ensuite le point sur les régions polaires, d’une part au sujet de la transition autour de l’équinoxe et d’autre part sur la basse stratosphère - altitude où nombre de composés condensent. En parallèle, les paramètres techniques critiques pour la représentation de ces variations saisonnières dans les simulations sont mis en lumière. En dernier lieu, on présente une discussion sur le cycle saisonnier des aérosols et particulièrement la représentation de la couche détachée.

SOMMAIRE

---

VI.1	Vue d’ensemble des distributions de composés . . . . .	<b>182</b>
VI.1.1	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> et HCN : les composés intervenant dans les couplages	182
VI.1.2	Autres composés . . . . .	184
VI.1.3	Influence des couplages . . . . .	184
VI.1.4	Les composés comme traceurs de la circulation stratosphérique . . .	184
VI.2	Régions polaires . . . . .	<b>189</b>
VI.2.1	Transition post-équinoxe dans la haute stratosphère . . . . .	189
VI.2.2	Basse stratosphère : cycle saisonnier et condensation . . . . .	193
VI.3	Aérosols et couche détachée . . . . .	<b>197</b>

---

REMISE EN CONTEXTE La question des variations saisonnières des composés dans la moyenne atmosphère de Titan a pu être étudiée dès les années 1980 avec les analyses spectroscopiques des missions Voyager. Si le mécanisme global est relativement bien saisi (cellule pôle-à-pôle avec une période de transition avec deux cellules autour de l'équinoxe) et étayé par les modèles, une description plus précise est cependant de mise pour interpréter les nombreuses observations de *Cassini* - notamment dans les régions polaires - et il reste de nombreux points d'ombre à élucider. En particulier, les GCM actuels sont limités dans leur extension verticale et ne permettent pas de s'intéresser à la circulation méridienne au-dessus de 500 km, tandis que les analyses des observations (*e.g* [Teanby et al., 2012](#)) mettent en lumière que pour expliquer les enrichissements relevés dans la stratosphère polaire hivernale, cette circulation doit s'étendre *a minima* jusqu'à 600 km, au sein de la zone de production photochimique la plus intense. D'autre part, aucune étude parue à ce jour ne propose de vision globale en recoupant les différents instruments - CIRS en deçà de 500-600 km, VIMS entre 500 km et 1000 km et INMS au-delà (pour UVIS la couverture observationnelle n'est pas suffisante pour appréhender les variations latitudinales et saisonnières).

Ici, on se propose de discuter cette question à la lumière des nouvelles simulations réalisées lors de ces travaux de thèse, tout en proposant de pistes de réflexion tant pour les analyses d'observations que les modélisations futures.

## VI.1 VUE D'ENSEMBLE DES DISTRIBUTIONS DE COMPOSÉS

Dans cette section, on aborde la description des distributions des différents composés traces - dans les simulations 3-D présentées au chapitre V - en se concentrant sur les basses et moyennes latitudes, les régions polaires faisant l'objet d'une attention plus particulière dans la section VI.2 dédiée, dans laquelle on discute les phénomènes saisonniers relevés par *Cassini*. Enfin, les aérosols feront l'objet de la dernière section VI.3.

On notera que l'on ne discutera pas des distributions du méthane, l'essentiel de ses variations ayant lieu dans la troposphère, dont l'analyse sort du cadre de la présente étude. Par ailleurs, concernant les potentielles variations du méthane stratosphérique, on rappelle que l'on a fait le choix de maintenir un profil vertical fixe et uniforme pour cette espèce au sein du transfert radiatif.

On décrit d'abord les distributions des composés traces intervenant dans le transfert radiatif (en VI.1.1), celles des autres composés (en VI.1.2) et enfin on discute ces distributions au regard de la circulation stratosphérique (en VI.1.4).

Tout comme dans le chapitre précédent on ne portera pas notre intérêt sur les phénomènes ondulatoires (même s'il serait tout à fait pertinent de diagnostiquer leur impact sur le transport des composés), et les champs étudiés seront uniquement en moyenne zonale.

### VI.1.1 C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> ET HCN : LES COMPOSÉS INTERVENANT DANS LES COUPLAGES

On s'intéresse ici tout d'abord à la distribution dans la simulation de référence FULL-COUPLED\_32 × 48 des composés traces pris en compte dans le transfert radiatif pour le couplage radiatif : l'éthane C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, l'acétylène C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> et le cyanure d'hydrogène HCN.

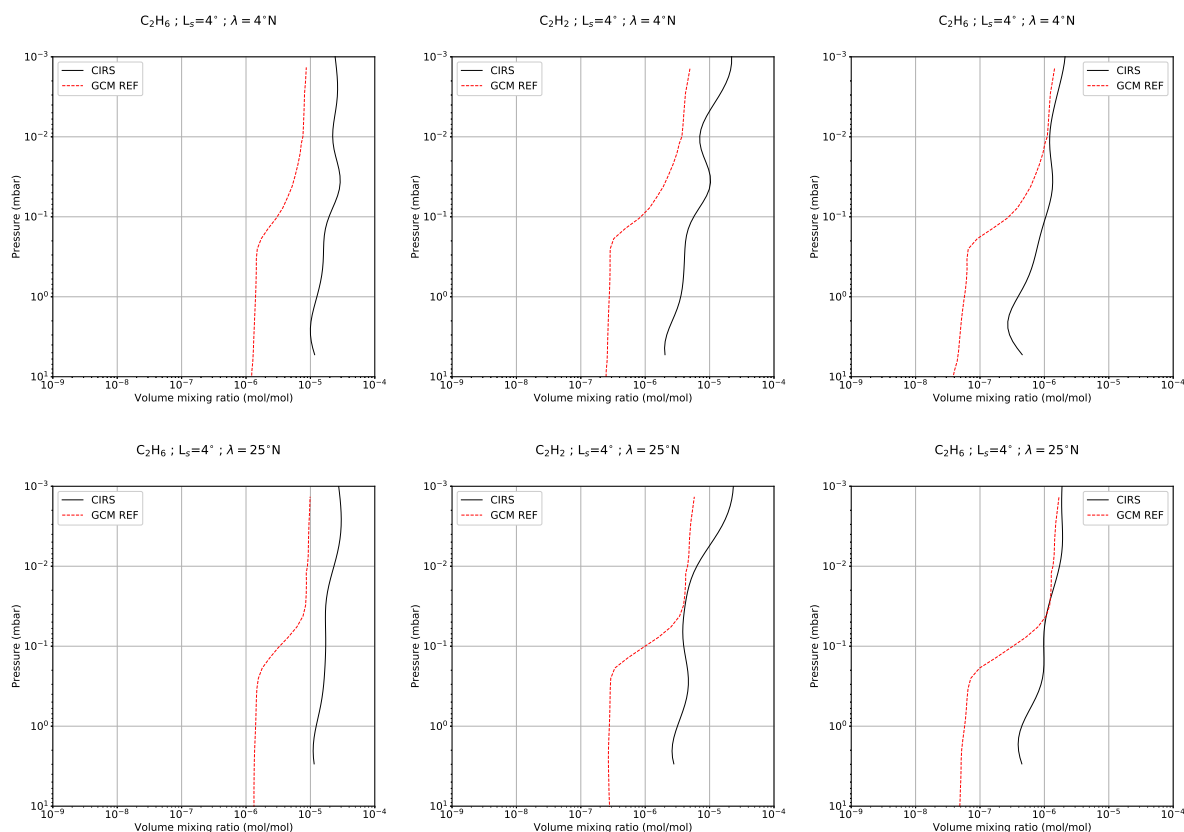


FIGURE VI.1 – Profils verticaux modélisés de  $C_2H_6$  (gauche),  $C_2H_2$  (centre) et  $HCN$  (droite), à basse latitude ( $4^\circ N$ , première ligne) et moyenne latitude ( $25^\circ N$ , première ligne), au moment du passage de l'équinoxe ( $L_s = 4^\circ$ ) et comparaisons aux observations CIRS de [Vinatier et al. \(2015\)](#).

Pour rappel, la validation en 1-D a été discutée au début du chapitre [IV](#), notamment figure [IV.1](#).

#### PROFILS MODÉLISÉS *vs* PROFILS OBSERVATIONNELS

La figure [VI.1](#), qui présente la comparaison entre profils tirés des analyses CIRS et ceux modélisés, au passage de l'équinoxe, pour les trois espèces concernées, aux basses et moyennes latitudes, pointe certaines failles encore présentes dans le modèle, d'origine photochimique et dues au couplages.

Ces trois composés sont globalement sous-estimés et la zone de fort gradient vertical dans nos simulations au niveau de la stratopause n'est pas du tout présente dans les observations.

Une leçon que l'on peut tirer de ces résultats est le fait que le réglage de la photochimie effectué en 1-D, n'est pas suffisant pour obtenir des distributions correctes en 3-D. Idéalement il faudrait ré-ajuster la chimie une fois en 3-D, les distributions étant modifiées car le transport vient perturber les équilibres photochimiques. Il y a également un rôle important du plafond du modèle et du réglage de la diffusion verticale, sur lequel on reviendra. Pour conclure, on sous-estime environ d'un facteur 3 les abondances stratosphériques équatoriales par rapport aux observations. Ceci ne va pas nous empêcher d'étudier les variations saisonnières et discuter la phase des distributions, tout en gardant à l'esprit ce biais. De plus, l'impact sur le bilan radiatif



doit malgré tout être relativement limité, car comme on a pu le voir au chapitre V, la structure thermique est nettement dominée par les aérosols, même dans les zones d'enrichissement.

#### VARIATIONS SAISONNIÈRES AUX BASSES ET MOYENNES LATITUDES

La figure VI.2 présente la distribution des trois composés traces principaux, jusqu'à 1300 km, pour différentes dates correspondant à la couverture temporelle de la mission *Cassini-Huygens*. On reviendra également un peu plus loin sur ces distributions, avec une discussion plus axée sur ce qu'ils nous indiquent de la circulation stratosphérique.

Pour rappel, la partie concernée par la grille dynamique est située en-deçà de 0.1 Pa. On voit donc qu'il n'y a que peu d'impact au-dessus (légèrement pour  $C_2H_6$  dont le gradient vertical plus faible induit plus de sensibilité par ajustement du profil par diffusion verticale).

#### VI.1.2 AUTRES COMPOSÉS

##### PROFILS MODÉLISÉS *vs* PROFILS OBSERVATIONNELS

Pour les autres espèces, on dispose de moins de contraintes observationnelles, l'effort d'analyse des données CIRS étant appuyé sur les trois précédentes. La couverture spatio-temporelle est également moindre, le signal provenant de l'émission thermique de certaines espèces ne permettant de dériver un profil vertical que de façon partielle et éparse.

#### VARIATIONS SAISONNIÈRES AUX BASSES ET MOYENNES LATITUDES

La figure VI.3 est similaire à la figure VI.2, mais pour les distributions de benzène  $C_6H_6$ , diacétylène  $C_4H_2$  et cyanoacétylène  $HC_3N$ .

#### VI.1.3 INFLUENCE DES COUPLAGES

La figure VI.4 présente la comparaison entre la simulation de référence entièrement couplée et la simulation non-couplée.

Un effet notable est le changement de phase de la distribution, celle-ci devenant plus asymétrique par rapport à l'équinoxe avec l'activation des couplages (ce qui est cohérent avec les discussions du chapitre V). On observe aussi que le regain d'abondance à haute altitude lié au passage de l'équinoxe est plus localisé temporellement en plus d'être déphasé. Pour l'éthane, la simulation couplée a un moindre impact à plus haute altitude, sûrement pour une raison de gradient vertical différent qui entraîne une différence de réponse d'ajustement du profil par la diffusion.

On reviendra également sur l'influence des couplages dans la section dédiée aux hautes latitudes.

#### VI.1.4 LES COMPOSÉS COMME TRACEURS DE LA CIRCULATION STRATOSPHERIQUE

La figure VI.5 reprend les figures VI.2 et VI.3 vues précédemment, mais en se limitant à la partie couverte par la grille dynamique (sous 500 km). On y a aussi fait figurer les fonctions de courant déjà discutées au chapitre précédent autour de la structure thermique et dynamique.

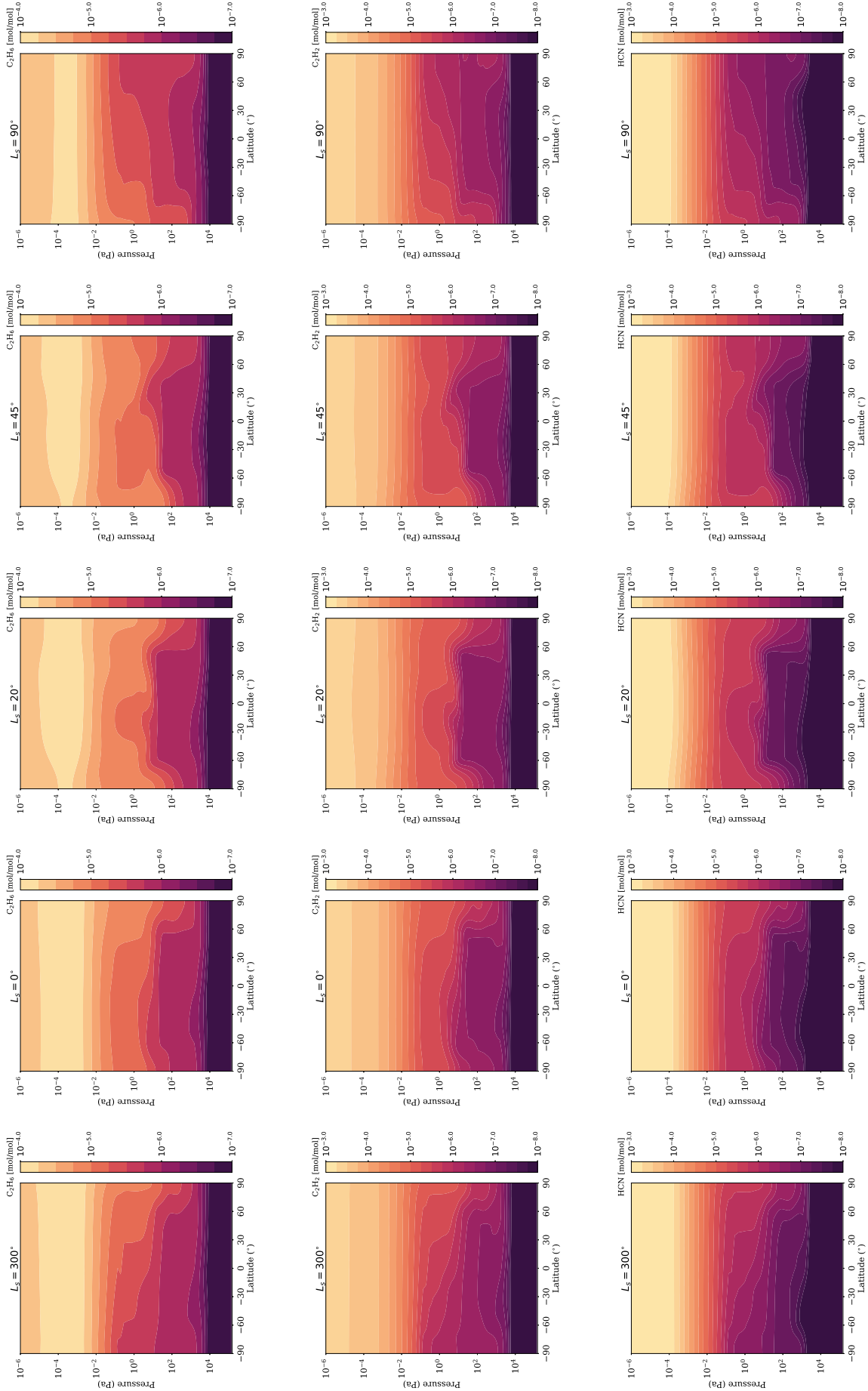


FIGURE VI.2 – Évolution saisonnière du rapport de mélange de  $C_2H_6$  (ligne supérieure),  $C_2H_2$  (ligne intermédiaire) et HCN (ligne inférieure) sur toute l'atmosphère (0-1300km), sur une gamme de saisons correspondant à la mission *Cassini-Huygens*, dans la simulations de référence FULL-COUPL\_32  $\times$  48. Dans le sens de la lecture,  $L_s = 300^\circ$ ,  $L_s = 0^\circ$ ,  $L_s = 20^\circ$ ,  $L_s = 45^\circ$ ,  $L_s = 90^\circ$ . Les valeurs troposphériques sont saturées en-dessous de la valeur minimale de l'échelle de couleur. On notera la différence de couleur par rapport aux deux autres composés.

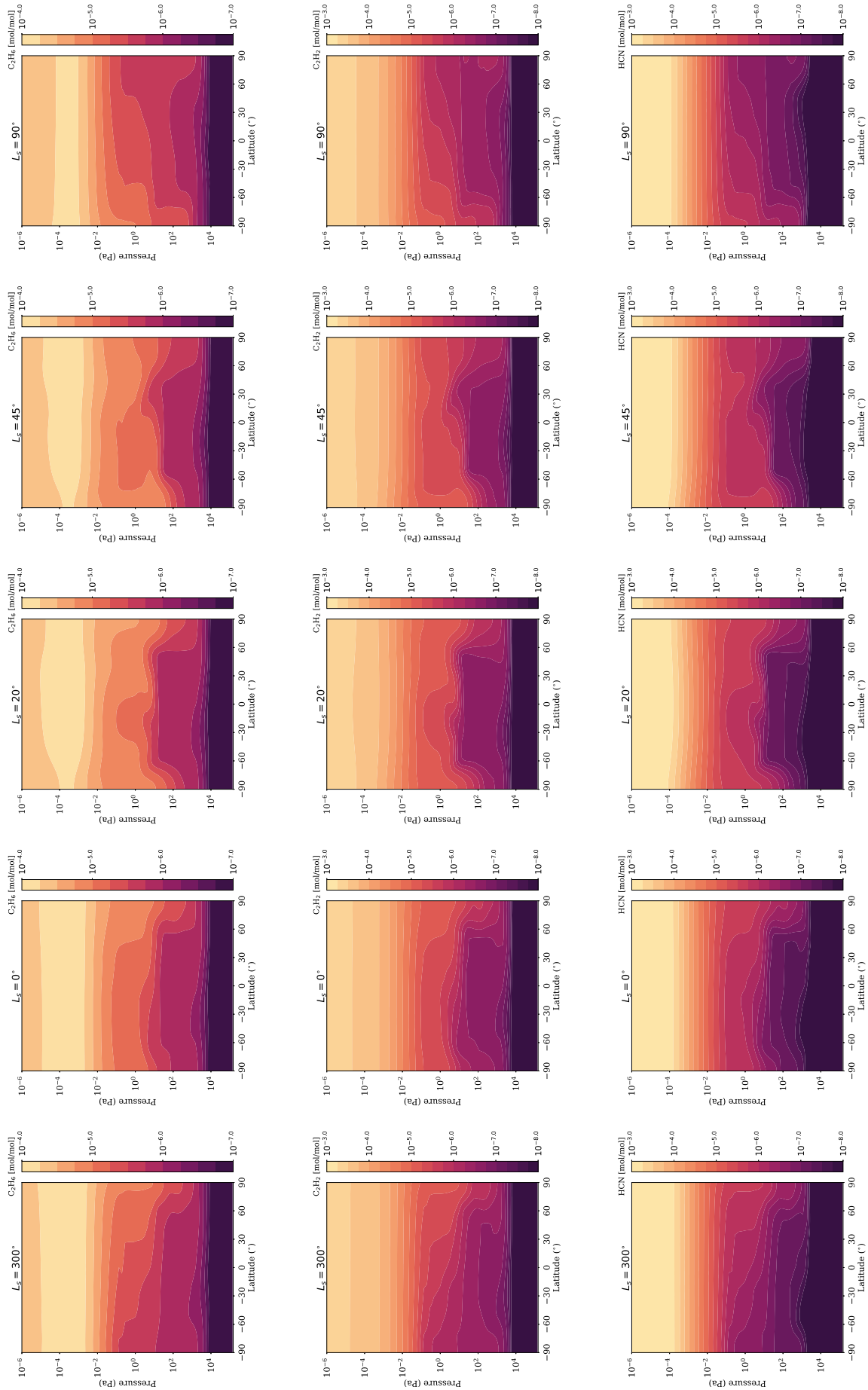


FIGURE VI.3 – Évolution saisonnière du rapport de mélange de  $C_6H_6$  (ligne supérieure),  $C_2H_2$  (ligne intermédiaire) et  $HCN$  (ligne inférieure) sur toute l'atmosphère (0-1300km), sur une gamme de saisons correspondant à la mission *Cassini-Huygens*, dans la simulations de référence FULL-COUPL\_32 × 48. Dans le sens de la lecture,  $L_s = 300^\circ$ ,  $L_s = 0^\circ$ ,  $L_s = 20^\circ$ ,  $L_s = 45^\circ$ ,  $L_s = 90^\circ$ . Les valeurs troposphériques sont saturées en-dessous de la valeur minimale de l'échelle de couleur. On notera les différences d'échelle de couleur entre les espèces.

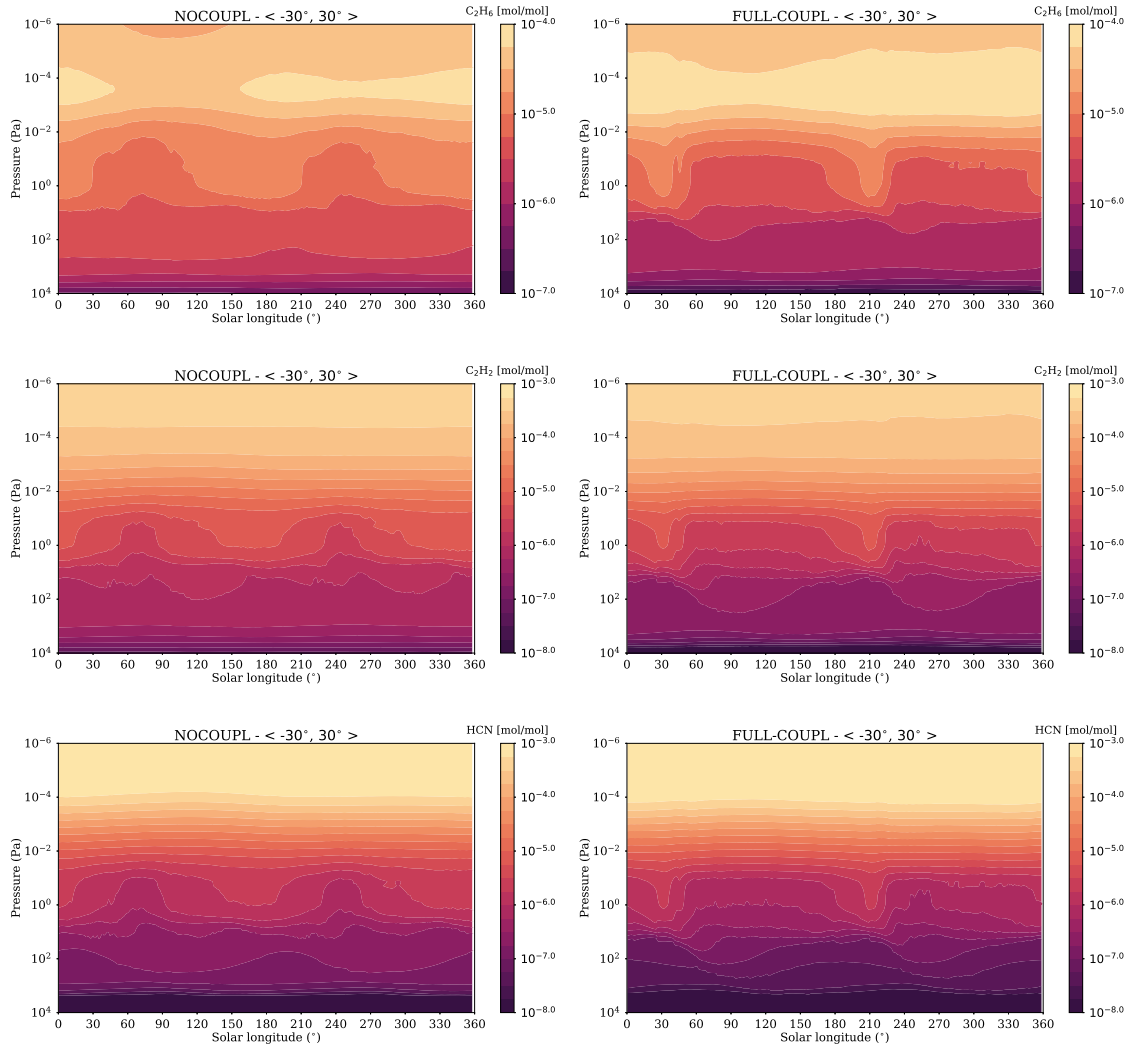


FIGURE VI.4 – Influence des couplages sur les variations saisonnières de  $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  et HCN à basse latitude (champs moyennés entre  $30^\circ S$  et  $30^\circ N$ ) : Évolution des rapports de mélange en fonction de la longitude solaire et de la latitude, en moyenne zonale, dans la simulation de référence entièrement couplée (REF, colonne de droite), et celle non-couplée (NOCOUPLED, colonne de gauche).

On pourra d'ailleurs consulter les discussions sur la différence de phase entre couplé et non-couplé, basées sur les différences de taux chauffage et exposées en section V.2.3 au chapitre précédent. Les composés traces sont de très bons marqueurs de la circulation stratosphérique et mésosphérique, illustrant la cellule pôle-à-pôle et son basculement aux équinoxes. On reviendra dans la section dédiée sur les régions polaires, sièges des plus amples contrastes saisonniers.

Les distributions de tout les composés mettent également en valeur la cellule résiduelle aux hautes latitudes estivales qui maintient un confinement et dont les observations soutiennent également l'existence. Visible à  $L_s = 45^\circ$  sur les fonctions de courant, on en voit encore l'impact au solstice. Des espèces comme le benzène ou le diacétylène se retrouvent ainsi protégées de la destruction photochimique qui se déroule à plus haute altitude. On discutera un peu plus loin de l'impact de cette cellule sur les distributions de composés traces dans la basse stratosphère.

Il est très intéressant de s'attarder sur  $C_4H_2$ , qui<sup>1</sup> malgré son biais dans le modèle est vraiment

1. Vraisemblablement en raison de sa durée de vie ou de son profil vertical moins stratifié à haute altitude.

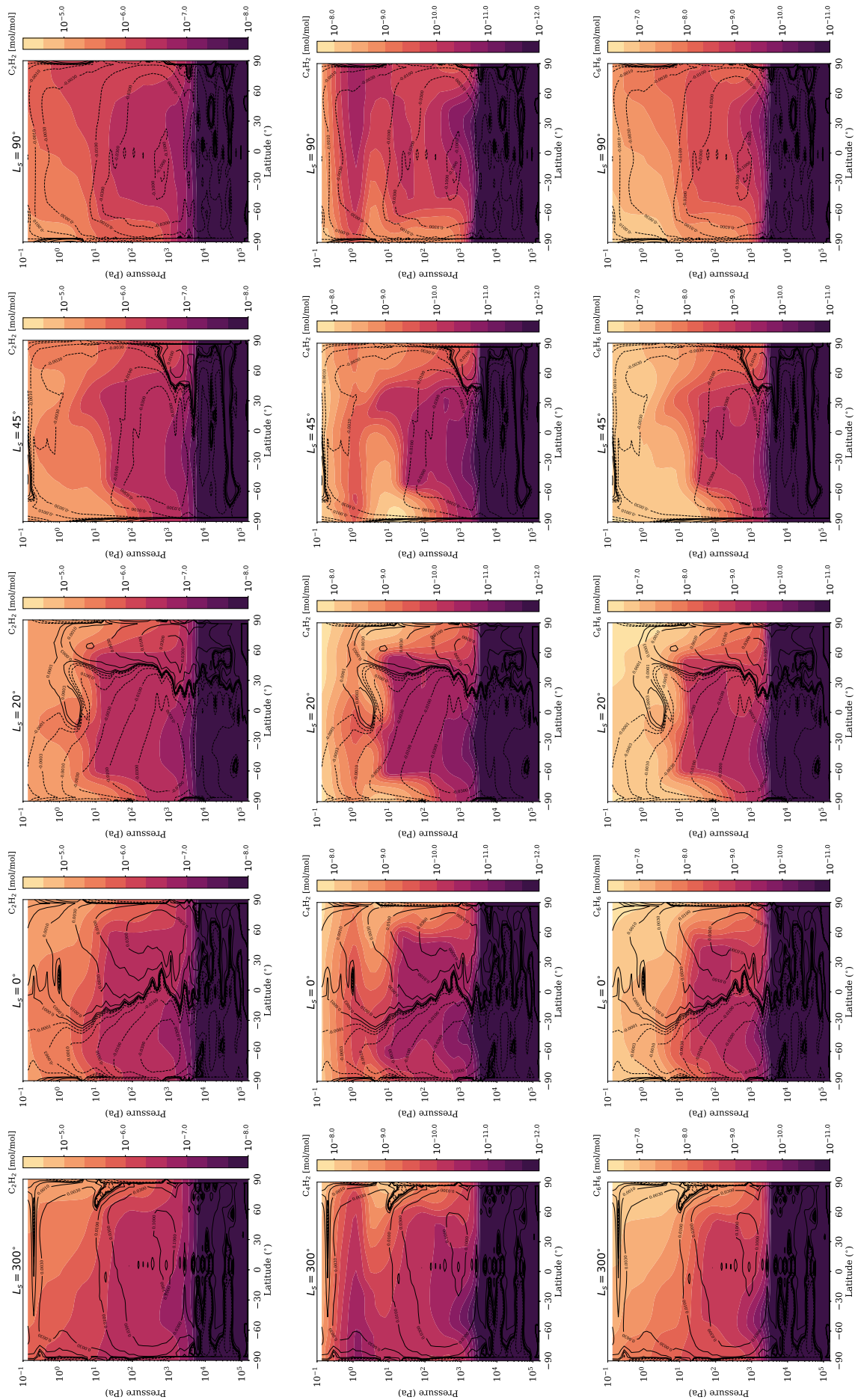


FIGURE VI.5 – Évolution saisonnière du rapport de mélange de  $C_2H_2$  (ligne supérieure),  $C_4H_2$  (ligne intermédiaire) et  $C_6H_6$  (ligne inférieure) entre le sens de la lecture,  $L_s = 300^\circ$ ,  $L_s = 0^\circ$ ,  $L_s = 20^\circ$ ,  $L_s = 45^\circ$ ,  $L_s = 90^\circ$ , dans la simulation de référence FULL-COUPLED\_32 × 48. Dans le sens de la lecture,  $L_s = 300^\circ$ ,  $L_s = 0^\circ$ ,  $L_s = 20^\circ$ ,  $L_s = 45^\circ$ ,  $L_s = 90^\circ$ . Les valeurs troposphériques sont saturées en-dessous de la valeur minimale de l'échelle de couleur. On notera la différence d'échelle de couleur entre les espèces. Les fonctions de courant [ $10^9 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ ] sont superposées (en trait plein, la circulation est dans le sens horaire, en pointillé, dans le sens anti-horaire).



un bon traceur des raffinements de la circulation et montre des motifs plus riches que simplement l’alternance des abondances polaires, notamment en ce qui concerne la cellule résiduelle ou plus encore le cisaillement à la stratopause (ce qui n’est pas le cas des autres composés), constat que l’on retrouve dans les observations (S. Vinatier, communication personnelle).

Pour  $C_6H_6$ , on observe - au moment de la configuration en deux cellules - une remontée d’air très appauvri, signe de l’ascendance à l’équateur, que les observations ont du mal à traquer. En fait, si l’air est bel et bien aussi appauvri, cela expliquerait que le  $C_6H_6$  se retrouve souvent sous le seuil de détection de CIRS. On retrouve aussi ce phénomène, mais de manière moins marquée, dans les distributions de  $C_2H_2$ .

Pour le benzène, on a des amplitudes saisonnières très marquées dans les observations, avec un gradient méridional couvrant plusieurs magnitudes pour l’abondance, que l’on capte bien dans les observations.

Le cycle saisonnier du  $C_2H_4$  est quant à lui, est très mal représenté, avec un enrichissement polaire très peu marqué contrairement aux observations. Bien que très stratifié verticalement, les zones de subsidence polaire n’amènent pas du tout un enrichissement de plusieurs ordres de grandeurs dans les observations, signe que dans nos simulations c’est la photochimie qui gouverne son abondance, et qu’il y a là encore un problème important au niveau des chaînes de réactions le contrôlant.

On peut voir sur la figure VI.5, qu’au plafond du modèle l’air est globalement plus appauvri pour la majorité des composés après le passage du solstice, ce qui est plus en accord avec les observations. La zone de fort gradient vertical est moins marquée qu’auparavant à toutes les latitudes, et ce surtout dans les simulations couplées. On interprète cela par le fait que la circulation est plus intense, et qu’il y a donc un moindre effet d’accumulation des composés au plafond du modèle par la diffusion avec la haute atmosphère au-dessus. Ceci plaiderait pour un mélange horizontal plus fort, et laisse à penser qu’une extension verticale aura certainement beaucoup d’impact sur ces résultats, ce que l’on va rediscuter ci-après. Par ailleurs, cette zone de fort gradient vertical est présente quasiment à toutes les saisons et son intensité semble sensible au choix du profil de diffusion verticale. D’ailleurs, lors des tests d’ajustement du module photochimique, on a également pu remarquer (fait non présenté ici), que la diffusion verticale - dont on a finalement fixé le profil en adéquation avec Vuitton et al. (2019) pour les simulations de référence - a un fort impact sur le profil vertical des composés, et donc par rétroaction sur le profil thermique. C’est ici encore un paramètre libre d’ajustement du modèle, à garder en tête.

## VI.2 RÉGIONS POLAIRES

Comme au chapitre précédent, on se propose maintenant de se concentrer sur les régions polaires, où les changements saisonniers sont plus intenses.

### VI.2.1 TRANSITION POST-ÉQUINOXE DANS LA HAUTE STRATOSPHERE

La figure VI.6 présente l’évolution saisonnière des trois composés traces principaux, cette fois à haute latitude, et la comparaison entre version couplée et non-couplée.

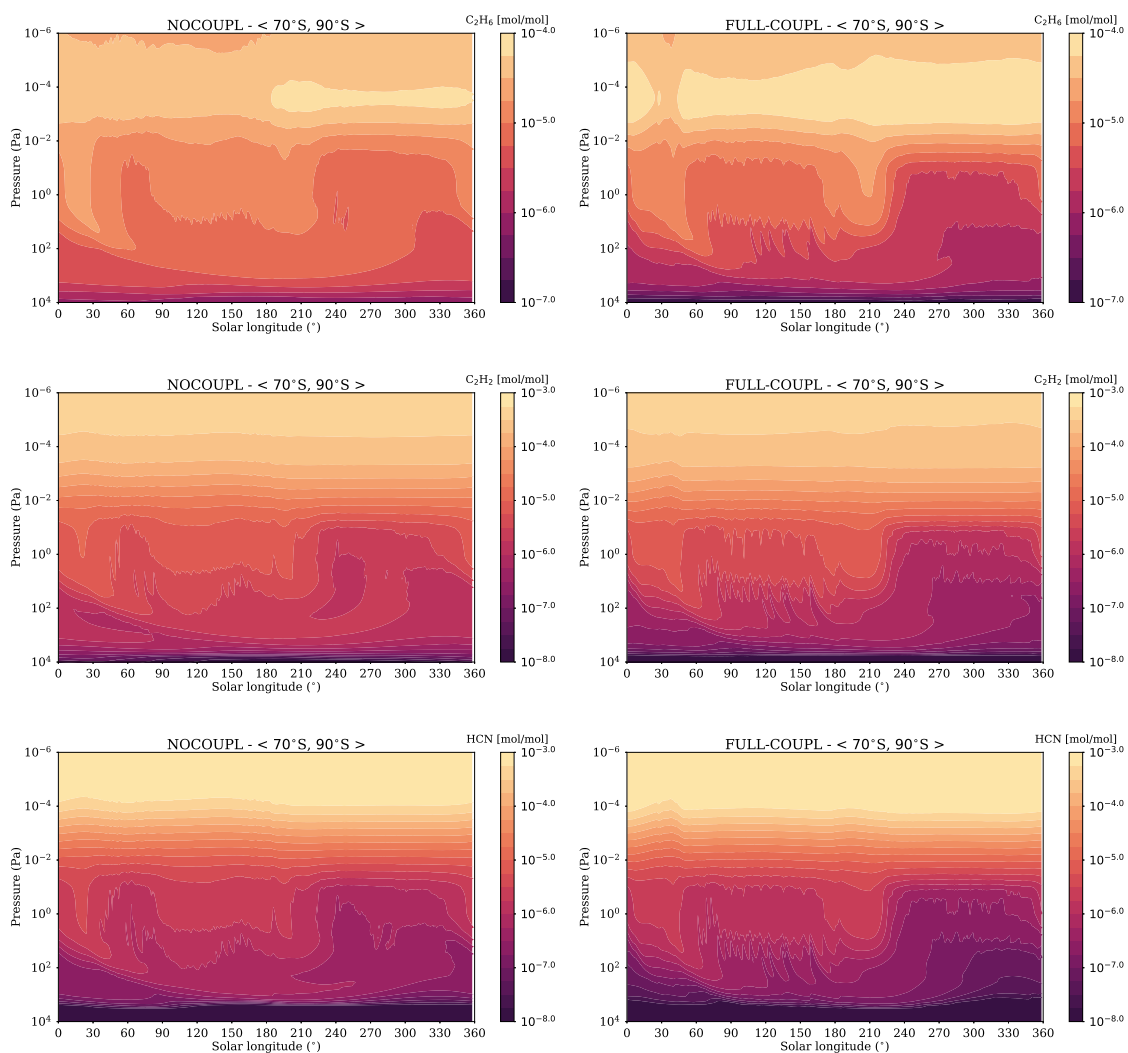


FIGURE VI.6 – Influence des couplages sur les variations saisonnières de  $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  et  $HCN$  à haute latitude (champs moyennés au-delà de  $70^\circ S$ ) : Évolution des rapports de mélange en fonction de la longitude solaire et de la latitude, en moyenne zonale, dans la simulation de référence entièrement couplée (REF, colonne de droite), et celle non-couplée (NOCOUPL, colonne de gauche).

On peut remarquer que dans la stratosphère, le cycle saisonnier montre deux maxima d'abondances dans les simulations couplées, après chaque équinoxe. En couplé, les maxima sont plus étalés temporellement. On peut analyser cela comme le fait qu'en couplé, la circulation est plus intense et les zones de subsidence sont ainsi plus fortes et plus localisées. De la même façon, le regain de subsidence se fait plus tardivement à la fin de l'hiver, le profil vertical s'ajustant alors par diffusion, cela entraîne une réponse du profil jusque dans la haute atmosphère. Cela est particulièrement visible pour l'éthane, peu stratifié, même si les amplitudes saisonnières sont en contrepartie moindre dans la stratosphère. Pour les espèces avec un gradient vertical plus fort on observe peu de réponse dans la partie supérieure où il n'y a pas d'advection par la dynamique.

On insiste donc sur le comportement intéressant aux pôles, où il n'y a pas qu'une augmentation des abondances au début de l'hiver, mais bien aux deux équinoxes. Pour celui correspondant à l'équinoxe de printemps, la configuration en deux cellules méridiennes n'ayant lieu que pendant un court intervalle de temps, l'air enrichi descend moins profondément, avant d'être remplacé



par de l'air appauvri lié à la mise en place de l'ascendance estivale. Bien que les contrastes saisonniers soient moins marqués que dans les observations, il est en tout cas intéressant de noter qu'en terme de comportement et de phase, on retrouve qualitativement plusieurs constats observationnels dans nos observations :

- La présence d'une asymétrie par rapport à l'équinoxe du cycle saisonnier des composés aux hautes latitudes, avec un basculement qui se met en place de manière plus tardive que les variations du forçage solaire, et le fait qu'il faille attendre après l'équinoxe pour voir arriver les composés dans la stratosphère principale.
- Un regain printanier d'abondance à haute latitude, lié à la configuration en deux cellules qui maintient des composés à haute altitude - en accord avec les constats de [Coustenis et al. \(2018\)](#) - puis à basse altitude plus tardivement (on verra cela plus loin).

Il apparaît donc que l'amélioration de la représentation de la circulation, grâce aux couplages mis en place dans cette thèse, a un rôle important sur le cycle saisonnier des distributions (présenté ici pour HCN, mais on retrouve un comportement équivalent pour la plupart des autres composés). Pour rappel, auparavant l'écart aux observations était beaucoup plus marqué, comme on a pu le présenter au chapitre II, figure II.10.

Par rapport aux observations, les versions couplées se rapprochent sensiblement plus de ce qui a été relevé par CIRS, comme illustré dans la comparaison présentée figure VI.7. En effet, même s'il y a un léger enrichissement des hautes latitudes automnales après l'équinoxe dans nos simulations - ce qui n'apparaît pas dans les observations, où, jusqu'à  $L_s \sim 20^\circ$  ce sont aux hautes latitudes printanières que les abondances sont les plus fortes - il faut se rappeler que dans le cas non-couplé, on observait une situation symétrique dès le passage de l'équinoxe, et dès  $L_s \sim 5^\circ$  le pôle automnal était déjà le plus enrichi. Au contraire, dans les simulations couplées, il faut atteindre  $L_s = 40^\circ$  pour voir l'air au-dessus du pôle printanier devenir sensiblement appauvri en composés traces, ce qui est cohérent par exemple avec [Coustenis et al. \(2016\)](#).

Les enrichissements semblent également confinés à plus haute latitude dans les simulations couplées, ce qui est en accord avec l'intensité renforcée des jets.

Si les résultats en matière de phase sont encourageant, les gradient méridionaux restent bien inférieurs à ceux des observations (on observe pas  $C_2H_2$  enrichi d'un facteur 100, par exemple).

Une limite à ces gradients méridionaux peut être la relativement basse résolution spatiale utilisée par le modèle. En effet, le schéma de Van Leer d'advection des traceurs utilisé dans le modèle permet d'obtenir des plus forts gradients de composition en affinant la résolution horizontale ([Hourdin et Armengaud, 1999](#)), car plus celle-ci est faible, plus les structures horizontales sont diffusées. Il advient que dans nos simulations, en raison de ce plus faible enrichissement, les rétroactions radiatives dues aux composés sont vraisemblablement limitées, et sont en réalité sûrement plus marquées dans l'atmosphère de Titan. On a en effet vu au chapitre précédent que c'est le couplage des brumes qui a l'effet radiatif du premier ordre, bien supérieur à celui des composés. Des phénomènes de rétro-action radiative des composés traces tels que proposés par [Vinatier et al. \(2015\)](#) ne sont donc pas reproduits par notre modèle, mais on notera que les distributions de brumes modélisées sont globalement plus fiables que celles des composés, comme on le verra dans la section VI.3 dédiée.

Si on compare aux résultats du chapitre précédent, notamment la figure V.9, on notera que

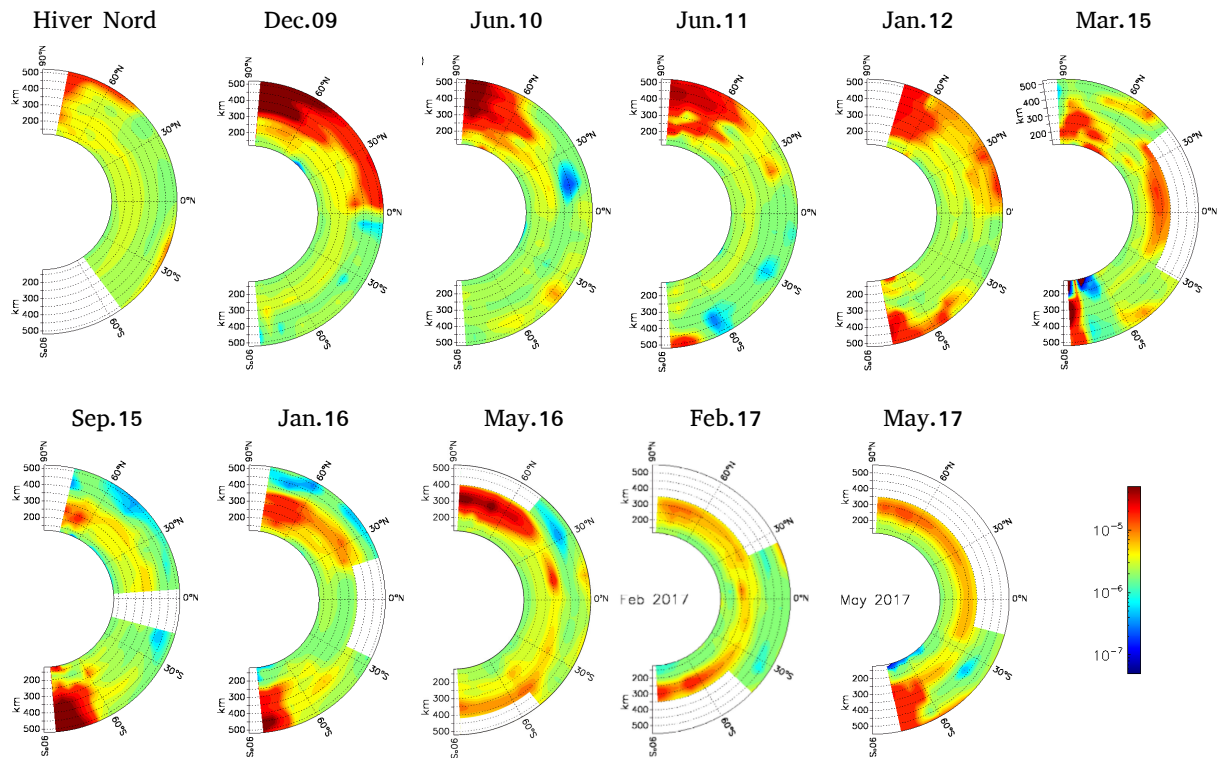
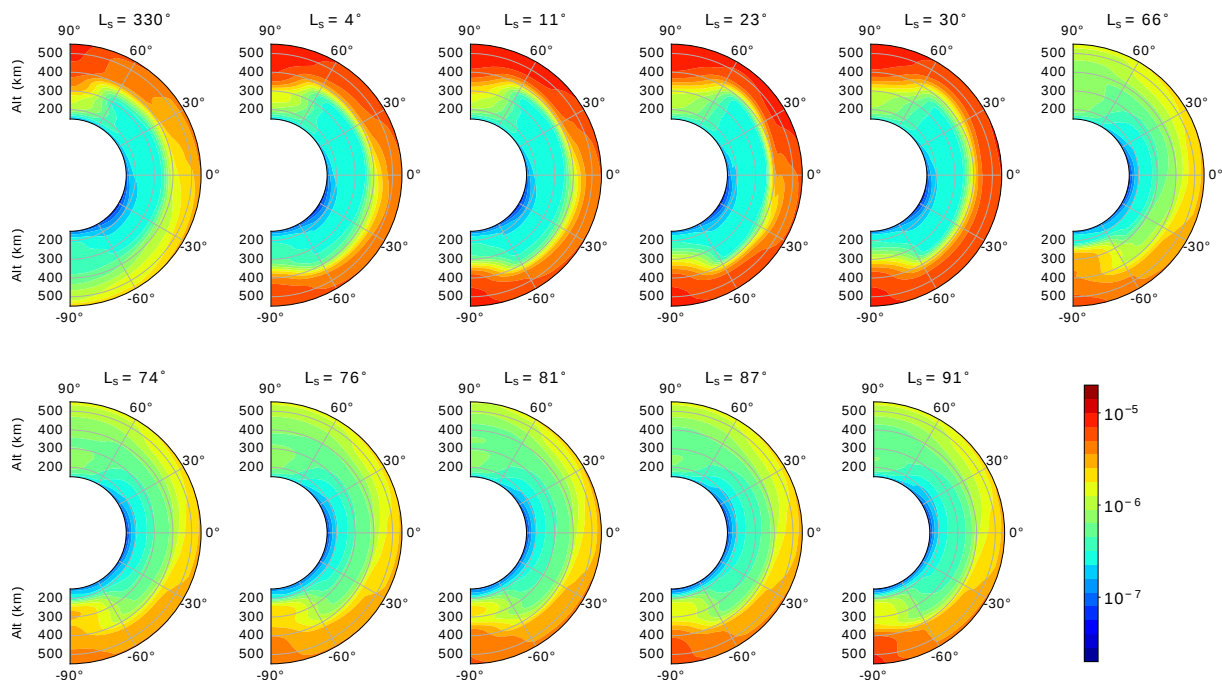

 (a) Distributions de  $C_2H_2$  observées par CIRS.

 (b) Distributions de  $C_2H_2$  modélisées par le GCM.

FIGURE VI.7 – Évolution des distributions de  $C_2H_2$ , autour de l'équinoxe, dans les données CIRS et le GCM. La figure (a) représente les observations CIRS au limbe, telles que discutées dans [Vinatier et al. \(2015\)](#), mais aussi des observations les plus récentes, couvrant jusqu'à la fin de la mission *Cassini* (Crédit : S. Vinatier). La figure (b) présente les résultats de la simulation de référence du GCM, à des saisons équivalentes aux observations de la figure (a). On notera que les échelles de couleur entre les deux figures ne sont pas tout à fait identiques, en raison notamment du biais des distributions, évoqué plus haut - on s'intéresse plutôt ici aux variations saisonnières d'abondances. On pourra consulter la figure [V.15](#), au chapitre précédent, pour une comparaison similaire quant à la structure thermique.

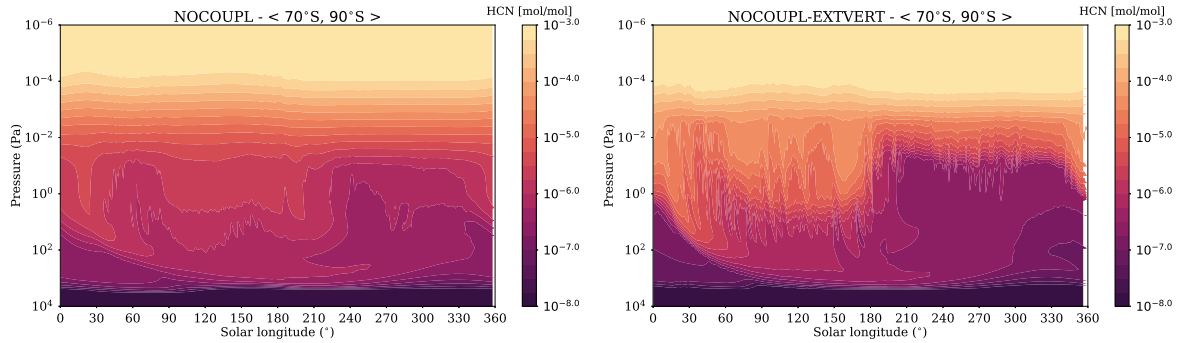


FIGURE VI.8 – Impact de l’extension verticale sur le cycle saisonnier du HCN à haute latitude (champs moyennés au-delà de  $70^{\circ}\text{S}$ ). À gauche, simulation NOCOUPL\_32  $\times$  48, à droite simulation équivalente avec extension verticale du modèle à  $10^{-2}$  Pa. On remarque les contrastes saisonniers beaucoup plus importants.

le confinement des composés dans le vortex se corrèle bien avec l’atténuation des vents zonaux - ce que l’on peut mettre en relief avec [Teany et al. \(2017\)](#). Vu que les vents zonaux sont encore sous-estimés dans nos simulations, cela entraîne vraisemblablement une trop forte dilution méridionale.

Une dernière piste pour expliquer la limitation des enrichissements aux pôles est la question de l’extension verticale, que l’on va maintenant illustrer.

**VERS UNE EXTENSION VERTICALE** La figure VI.8 permet de discuter l’impact de l’extension verticale du modèle sur les composés. La simulation non-couplée avec extension verticale présentée ici - similaire à celle de la fin du chapitre IV - n’est pas stabilisée sur suffisamment longtemps et repose sur trop d’approximations techniques pour pouvoir être considérés comme véritablement exploitable quantitativement. Cependant, elle illustre qualitativement l’impact notable que peut avoir une telle extension, bien supérieur à celui que l’on a pu avoir avec les différents autres paramètres étudiés. On a des enrichissements pour HCN qui désormais varient sur près de trois ordres de grandeurs, contre à peine un ordre de grandeur auparavant. Globalement, on atteint des abondances dans la stratosphère représentative du haut du modèle dans les deux cas. Concernant la phase il y a moins de changements.

Enfin, les temps de parcours méridien des composés seront rallongés avec une cellule plus étendue verticalement, ce qui pourra perturber leur équilibre photochimique.

## VI.2.2 BASSE STRATOSPHERE : CYCLE SAISONNIER ET CONDENSATION

### CYCLE SAISONNIER ET TRANSITION POST-ÉQUINOXE

Comme cela a pu récemment être mis en avant par l’analyse des données nadir de CIRS ([Sylvestre et al., 2018](#)), l’asymétrie saisonnière par rapport à l’équinoxe dans la distribution des composés traces est présente jusque dans la basse stratosphère. On va tenter d’éclairer ici comment cette asymétrie est appréhendée dans les modèles et en quelle mesure elle est liée à l’asymétrie observée dans la structure thermique au même endroit - discutée dans [Sylvestre et al. \(2019\)](#) et au chapitre V, section V.3.2.

La figure VI.9 présente cette asymétrie très prononcée (pour rappel, on pourra consulter la

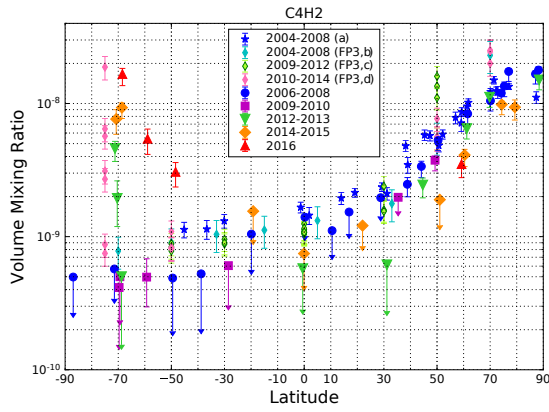
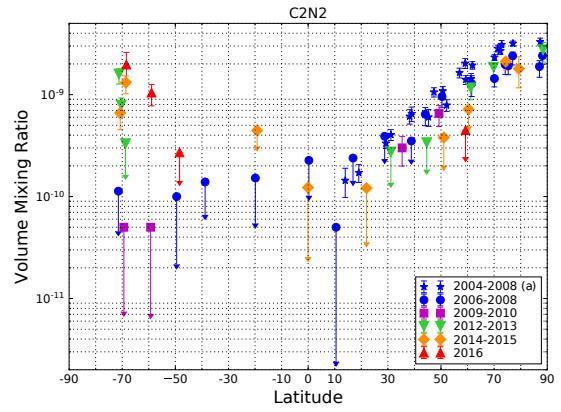
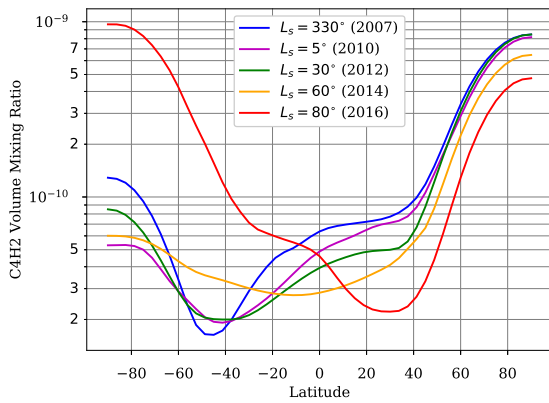
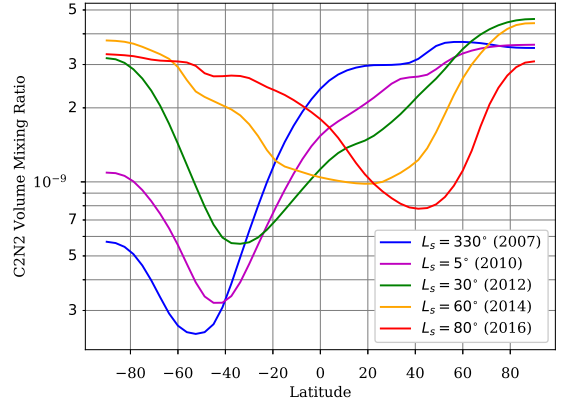

 (a) Évolution saisonnière de  $C_4H_2$  (CIRS).

 (b) Évolution saisonnière de  $C_2N_2$  (CIRS).

 (c) Évolution saisonnière de  $C_4H_2$  (GCM).

 (d) Évolution saisonnière de  $C_2N_2$  (GCM).

FIGURE VI.9 – Évolution saisonnière de  $C_4H_2$  et  $C_2N_2$  dans la basse stratosphère vers 15 mbar, au-dessus du palier de condensation. Les figures (a) et (b) sont tirées de [Sylvestre et al. \(2018\)](#) pour les observations CIRS, et sont à confronter aux figures (c) et (d) pour les résultats du GCM. Noter les différentes échelles verticales.

figure équivalente sur la température publiée dans [Sylvestre et al. \(2019\)](#) au chapitre précédent, en figure V.16) avec les distributions de diacétylène ( $C_4H_2$ ) et cyanogène ( $C_2N_2$ ) vers 15 mbar.

On remarque l'enrichissement intense au niveau du pôle Sud, qui se met en place après l'équinoxe, tandis qu'au Nord on observe peu d'évolution jusqu'à 2016. Une interprétation possible est que ce soit une conséquence de la présence de la cellule résiduelle à cette altitude, qui y maintiendrait le confinement des composés.

Aux basses et moyennes latitudes Nord, on remarque le développement d'une zone assez appauvrie à l'approche du solstice d'été, que l'on interprète comme étant la signature de la branche ascendante amenant de l'air issu des couches situées sous le palier de condensation - ascendance dont on retrouve également la signature à plus haute altitude sur les figures VI.2 et VI.5. Cette caractéristique du profil méridien est également identifiable dans les observations au-delà de 2014, bien que dans ce cas il s'agisse d'un minimum du profil, mais sans chute relative par rapport aux années précédentes. Mais, étant donné que nos distributions ont un biais, celui-ci est sans doute accentué sous le palier de condensation.

Comme suggéré par [Sylvestre et al. \(2018\)](#), le fait que les abondances restent sensiblement constantes au pôle Nord bien après le passage de l'équinoxe - ce qui est également le cas dans nos

simulations - laisse à penser que la dissipation observée du nuage qui était présent à cette altitude est plutôt due à un retour de l'ensoleillement entraînant une ré-évaporation des condensats, qu'à une perte d'abondance par la dynamique. On va revenir dans la section suivante sur le cycle saisonnier de la condensation.

Pour  $C_4H_2$ , on notera que l'on étudie ici en fait un niveau un peu plus haut que 15 mbar, mais comme stipulé dans le papier de [Sylvestre et al. \(2018\)](#), l'altitude de 15 mbar est indicative, l'élément important étant que l'on sonde le pic d'émission situé au-dessus du palier de condensation. Dans le modèle, les niveaux à 15 mbar se situent sous le palier de condensation pour  $C_4H_2$ . Plus profondément, on constate un comportement différent de ce composé, et des abondances beaucoup plus faibles, qui ne correspondent pas à ce que l'on voit dans les observations, car on sonde les premières couches au dessus du palier de condensation, à l'altitude d'où provient le maximum d'émission thermique dans cette géométrie d'observation. Malgré tout, il y a un décalage provenant du fait que les populations de ces composés sont sous-estimées (pointant un problème dans les chaînes de réactions dans le module photochimique).

Le comportement des profils verticaux pourrait être étudié plus en détail pour différencier le comportement des espèces et leur altitude de condensation (M. Sylvestre, communication personnelle), ce qui permettrait de tirer des contraintes pour les modules photochimiques et identifier de potentiels ajustements à apporter. Il est intéressant en tout cas de relever l'écart aux observations aux moyennes latitudes Sud, avec une forte remontée vers l'équateur. On note également une différence de comportement saisonnier dans le modèle entre  $C_4H_2$  et  $C_2N_2$  au niveau du pôle Sud, dont on n'a pas déterminé l'origine pour l'instant.

#### CONDENSATION AUX HAUTES LATITUDES HIVERNALES

Dans cette section, on s'intéresse maintenant à l'altitude de condensation des composés condensables dans le modèle. En effet, même si l'on a pas encore de modèle de nuages à proprement parler, le module photochimique nous permet de calculer des taux de condensation lorsque les espèces gazeuses atteignent la saturation, comme on l'a vu aux chapitres [II](#) et [IV](#).

La figure [VI.10](#), illustre les altitudes de condensation obtenues dans le GCM. Dans les versions précédentes, étant donné qu'il n'y avait pas de prise en compte de la température locale dans les calculs des pressions de vapeur saturante (voir chapitre [IV](#)), l'altitude de condensation de chaque composé (hors  $CH_4$ ) restait la même à toutes les saisons et latitudes. Désormais, la prise en compte des variations de température amène à de fortes variations d'altitude, notamment pour HCN. Bien que cela reste en deçà de ce qui est observé dans les observations, il est intéressant de voir que c'est HCN dont le palier de condensation varie le plus, alors que c'est lui dont on retrouve la signature dans les nuages à haute altitude stratosphérique. De manière similaire à ce que l'on a pu voir au chapitre précédent, dans la section [V.3.3](#) concernant l'épaule du profil thermique à cette altitude, la meilleure représentation des altitudes de condensation est obtenue dans les simulations non-couplées à haute résolution horizontale - car c'est justement le profil de température qui est le facteur prépondérant, comme on va le voir ici.

Pour  $C_2H_6$ , on observe de la condensation pendant plus de la moitié de l'année sur chaque pôle, en amont de l'équinoxe d'automne et jusqu'au delà de l'équinoxe de printemps, mais sans variations notables d'altitude, ainsi que la nette superposition, au passage de l'équinoxe, d'épi-

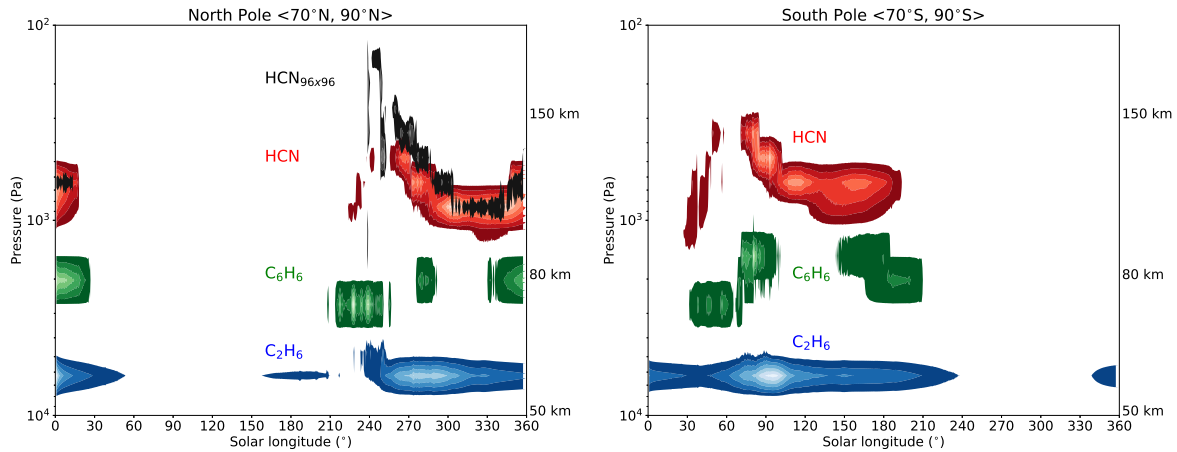


FIGURE VI.10 – Évolution annuelle du taux de condensation (en moyenne zonale), pour HCN (rouge),  $C_6H_6$  (vert) et  $C_2H_6$  (bleu), dans les simulations non-couplées, aux hautes latitudes Nord (à gauche - champs moyens entre  $70^\circ N$  et  $90^\circ N$ ) et hautes latitudes Sud (à droite - champs moyens entre  $70^\circ S$  et  $90^\circ S$ ). Les champs présentés - en mol/mol/s - sont renormalisés par rapport à leur valeur maximale pour chaque espèce. Les résultats sont issus de la simulation NOCOUPL\_32  $\times$  48, exception faite du champ en noir, où l'on illustre l'impact de l'augmentation de la résolution horizontale sur la condensation de HCN à haute latitude Nord, avec les résultats de la simulation NOCOUPL\_96  $\times$  96.

sodes de condensation simultanés dans les deux hémisphères. Pour les trois espèces considérées, la condensation continue bien au-delà de l'équinoxe. Si en plus le nuage une fois formé tend à rester un peu, cela expliquerait sans souci les constats observationnels de l'amorce du nuage polaire Sud avant la dissipation complète de celui au Nord.

Les plus hautes altitudes sont atteintes par HCN, qui, comme on l'a dit répond au cycle de température - et en plus les enrichissements sont plus forts car même en conditions équatoriales, le palier est plus haut.

L'augmentation de la résolution horizontale amène à un constat similaire à celui que l'on avait pu faire pour la structure thermique et l'épaulement. Le phénomène y est bien plus marqué, et on dépasse les 150 km d'altitude pour la condensation de HCN. En fait la condensation répond directement à ce paramètre, encore plus qu'aux variations saisonnières de l'enrichissement, même s'il y a une sensibilité à la représentation du profil vertical moyen d'abondance, comme on va le voir ci-après. Ces résultats sont donc très encourageants, au regard des détections de la signature de la glace de HCN à haute altitude (de Kok et al., 2014; Le Mouélic et al., 2018). Pour le benzène, on obtient des variations d'altitude peu marquées, le palier se situant pour l'instant bien plus bas que ce qu'a pu détecter Vinatier et al. (2018). Cependant, ceci est en accord avec ce que l'on a vu plus haut quant au fait que les distributions de ce composé étaient largement sous-estimées : dans le cas présent ; avec un profil de température donnée, si une espèce est moins enrichie, sa pression de vapeur saturante ne va être atteinte qu'à des niveaux plus profonds. La rétroaction de ces variations d'altitude de condensation est cependant limitée pour l'instant, en effet on a pu voir dans les chapitres précédents que ce sont les aérosols qui dominent largement le transfert radiatif à cette altitude dans nos simulations.

Pour la suite, il faudrait faire du couplé à haute résolution encore une fois (et si possible, une meilleure résolution des pôles, ce qui motive l'utilisation du solveur DYNAMICO pour Titan), ce



qui rejoint les conclusions du chapitre précédent sur l'épaulement quant à la phase et l'amplitude du phénomène et le rôle de la résolution horizontale, ce qui est cohérent car la variable cruciale ici est le champ de température. En effet, on rappelle qu'avec l'ancienne prise en compte de la condensation, où la température utilisée pour le calcul de celle-ci était en moyenne planétaire, on ne simulait pas de variations d'altitudes, pourtant les variations de composition étaient bien prise en compte. En tout cas, dans nos simulations c'est vraiment la chute de température qui gouverne les variations de condensation - voir les discussions sur l'épaulement au chapitre précédent, section [V.3.3](#). En couplé, il y a donc un impact peu marqué, à la fois de la représentation limitée de l'épaulement, et aussi car, comme on l'a vu plus haut les abondances sont un peu plus faibles, ce qui entraîne un palier de condensation plus bas, à une altitude où le cycle saisonnier de la température s'estompe. Par ailleurs, avec le schéma de condensation actuel, la quantité de matière censée condenser est retirée artificiellement du modèle, alors qu'elle devrait former un nuage, potentiellement persistant. En ce sens, on ne prend pas en compte la rétroaction radiative de la condensation, l'influence de l'altitude étant limitée, la plus marquée étant pour HCN. Lorsque cela condense on est avec des faibles rapport de mélange, donc somme toute l'impact d'un retrait d'une partie du gaz est limité. L'impact radiatif des condensats dans un nuage sera censément beaucoup plus important ([Jennings et al., 2015](#)).

Bien entendu, tout cela reste des résultats avec un schéma de condensation très simplifié et limité au vu des mécanismes complexes qui semblent prendre place en réalité dans l'atmosphère titaniennne, tels que la co-condensation ou le rôle des aérosols comme noyaux de nucléation ([Anderson et al., 2018](#); [Nna-Mvondo et al., 2019](#)).

## VI.3 AÉROSOLS ET COUCHE DÉTACHÉE

Cette section se propose d'aborder quelques résultats concernant la distribution des aérosols et d'exposer des perspectives d'analyses plus approfondies, qui mériteraient de plus amples développements.

La figure [VI.11](#) présente les profils d'extinction des brumes obtenus à l'équateur à différentes dates autour de l'équinoxe, comparé à la précédente version du modèle de [Lebonnois et al. \(2012a\)](#). Cela met notamment en évidence que dans la mésosphère, au-dessus de l'altitude de production, le profil chute beaucoup plus rapidement qu'avant, renforçant la nécessité de revoir la gestion de l'injection des aérosols. En-dessous, on retrouve une adéquation plutôt bonne avec les résultats, aux variations de phase près - cohérent au vu des résultats du chapitre [V](#) sur les changements dans la circulation.

L'évolution saisonnière de la distribution des aérosols fractals (traduits en termes d'opacité, selon l'équation [IV.7](#) au chapitre [IV](#), où l'on a introduit que le moment d'ordre 3 de la distribution est directement proportionnel à l'opacité des aérosols pour la couche) et de la couche détachée dans les simulations de référence entièrement couplées, est comparée aux travaux récents d'analyse des données ISS de [West et al. \(2018\)](#), en figure [VI.12b](#).

Dans le cas présent, on assimile la couche détachée dans nos simulations au maximum local dans le profil d'extinction, mais il faut retenir que ceci ne correspond pas nécessairement à une détection optique. Idéalement il faudrait plutôt raisonner avec l'intégrale sur la ligne de visée, d'autant plus que l'on observe pas une zone appauvrie aussi marquée que dans les observations



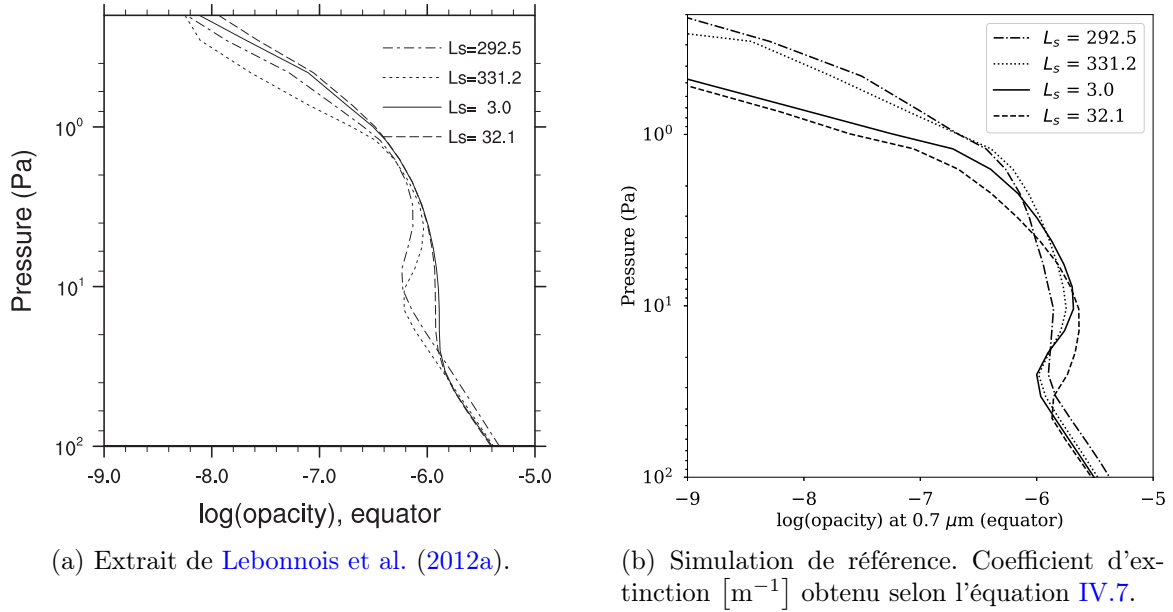


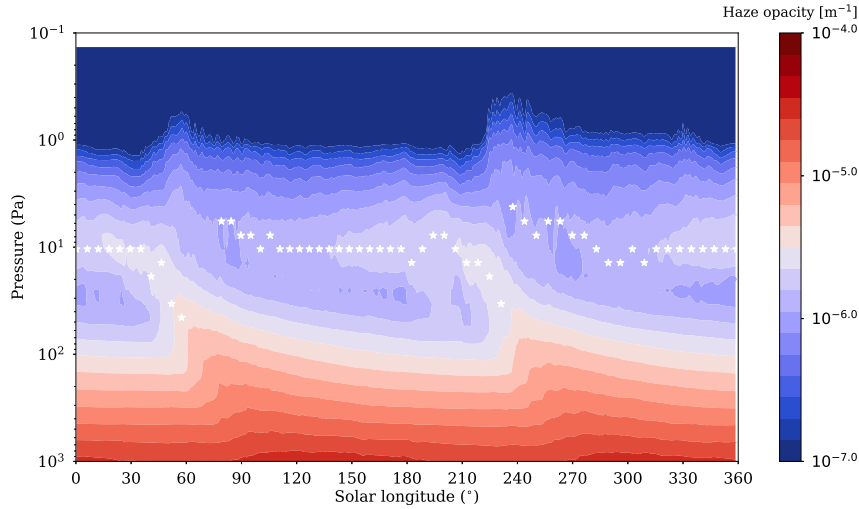
FIGURE VI.11 – Profils d'extinction des brumes à  $0.7 \mu\text{m}$  à l'équateur, dans la partie supérieure du modèle, dans le GCM de [Lebonnois et al. \(2012a\)](#) (fig. (a)), et la nouvelle simulation de référence (fig. (b)).

entre couche principale et détachée.

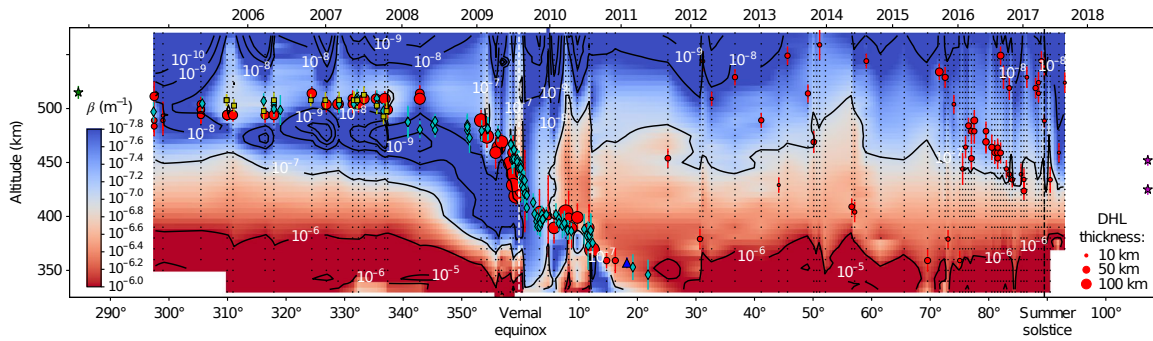
Tout comme sur la figure VI.11, la première constatation est la nette persistance problème d'altitude de la couche détachée, mais ceci est encore une fois sûrement dû à l'altitude de production des aérosols qui n'a pas changé, et incite soit à revoir le mécanisme d'injection, soit à réaliser des simulations avec extension verticale.

Pour ce qui est de la phase, il y a un désaccord marqué du modèle avec les observations, avec un décalage de quasiment une saison entière de l'effondrement, qui ne se fait que bien après l'équinoxe dans le modèle (effondrement à  $L_s = 45^\circ$  et  $L_s = 255^\circ$ ). Celui-ci a même en fait lieu bien plus tard que dans la précédente version du modèle - voir [Lebonnois et al. \(2012a\)](#). Cependant, la couche détachée fait bien sa réapparition au solstice dans le modèle comme dans les observations, l'intervalle de temps sans couche détachée étant donc très bref dans le modèle. Quant à l'altitude - trop peu élevée, plafonnant à 500 km dans les observations contre 1 Pa ( $\sim 350$  km) dans le modèle (voir tableau A.1 en annexe) - on remarque un lien éventuel avec l'altitude du cisaillement à la stratopause (voir les discussions plus haut sur les composés) et aussi une corrélation avec l'altitude de la zone de production, située à 1 Pa dans le modèle. Il est difficile d'identifier laquelle de ces deux causes potentielles est à l'origine de cette trop faible altitude. On notera que des tests visant à augmenter l'altitude de production ont été envisagés, mais ne sont pas réalisables en l'état vu la façon dont est gérée l'injection des aérosols. Ce point nécessiterait vraisemblablement d'être modifié, étant source potentielle d'erreurs, comme on a pu le pointer au chapitre V, avec les discussions autour de la figure V.13 et de la descente d'air appauvrie en brume à la fin de l'hiver, où l'on s'attendrait plutôt à un air enrichi, comme c'est le cas avec les composés gérés par le module photochimique.

On notera pour la figure VI.12, le profil vertical étant le même à toutes les longueurs d'ondes dans le modèle - à un facteur multiplicatif près - le choix du canal est donc arbitraire. En effet,



(a) Modèle (simulation REF). Le champ présenté est le coefficient d'extinction  $[m^{-1}]$  des fractals à  $0.7 \mu m$ , obtenu selon l'équation IV.7. Les étoiles blanches figurent la position de la couche détachée, identifiée comme le maximum local du profil vertical d'extinction.



(b) Observations ISS du facteur de radiance (rapport du flux émis sur flux solaire incident) dans le canal UV3 de la caméra NAC d'ISS à  $0.4 \mu m$ . Extrait de West et al. (2018). Les points rouges sont la position de la couche détachée analysés dans l'article, ceux en vert sont issus de West et al. (2011), et pour un détail complet des points observationnels on se référera à l'article.

FIGURE VI.12 – Évolution saisonnière de la couche détachée de brumes dans le modèle (fig. (a)) et les observations (fig. (b)).

dans les calculs d'opacité afférente à la microphysique (équation IV.7, au chapitre IV), le coefficient d'extinction est proportionnel au moment d'ordre 3 des brumes, la dépendance spectrale étant prise en compte en multipliant par la section efficace à la longueur d'onde considérée. De plus, on compare à une grandeur observationnelle différente, les observations étant représentées sous la forme d'un facteur de radiance  $I/F$  (rapport du flux émis sur le flux solaire incident). Les deux peuvent néanmoins être comparés, étant des "proxys" pour la distribution des brumes.

La figure VI.13 présente l'évolution de la distribution méridienne de brumes, de l'équinoxe au solstice. On notera qu'avant l'effondrement de la couche détachée équatoriale, on observe déjà la formation à plus haute latitude d'une nouvelle couche détachée, vraisemblablement issue du retournement de la circulation. Pour mettre en perspective cette figure vis-à-vis des observations ISS, on consultera Seignovert (2017). L'analyse de ces données montre qu'au passage de l'équinoxe de printemps Nord, la couche détachée est plutôt présente sur l'hémisphère Nord, où elle vient se fondre dans la zone d'accumulation polaire - de façon cohérente avec le mécanisme de formation proposé par Rannou et al. (2002) - tandis qu'à l'hémisphère Sud elle est plus ténue.

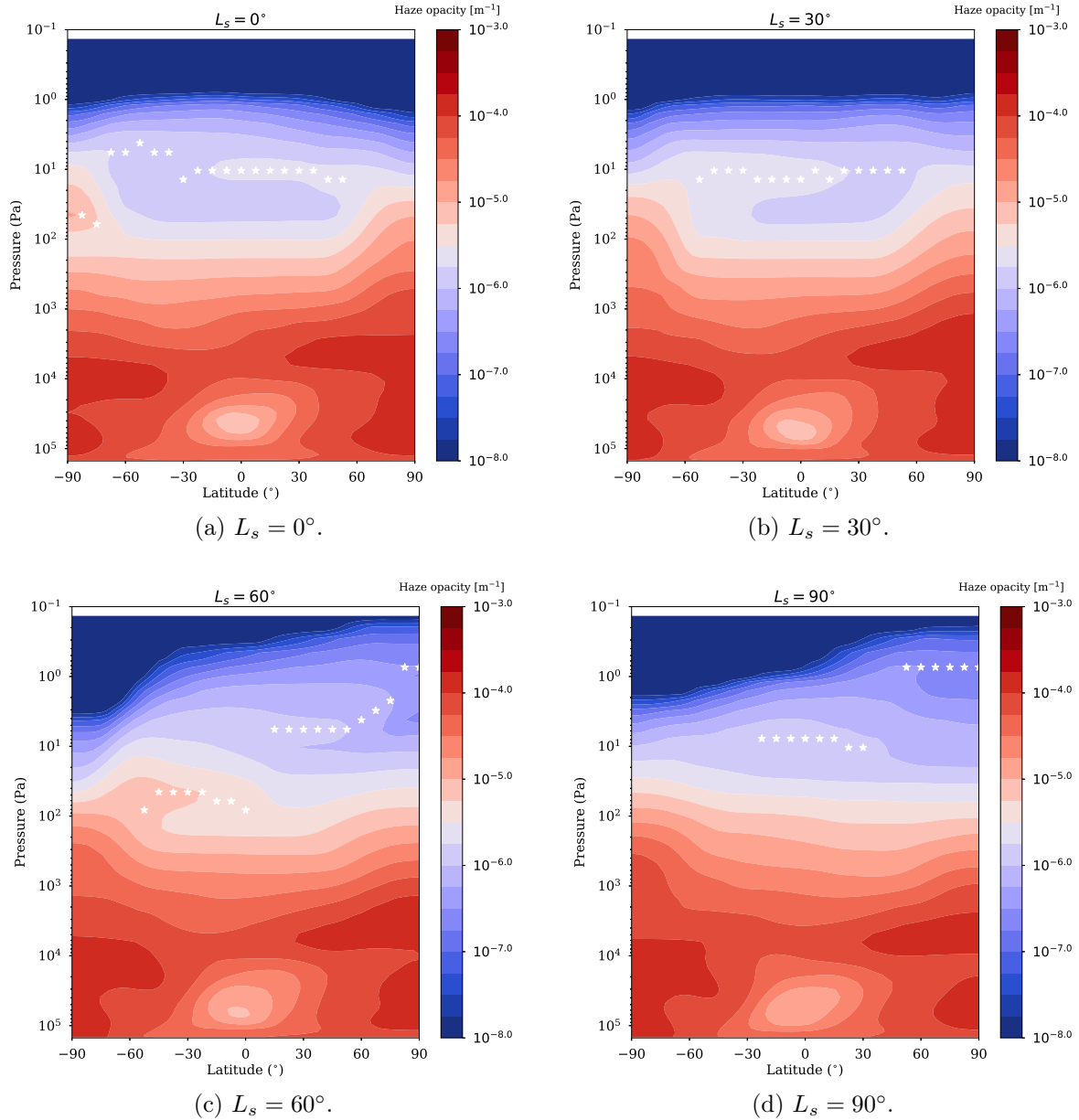


FIGURE VI.13 – Distribution des brumes à  $L_s = 0^\circ$  (fig. (a)),  $L_s = 30^\circ$  (fig. (b)),  $L_s = 60^\circ$  (fig. (c)) et  $L_s = 90^\circ$  (fig. (d)). Le champ présenté est le coefficient d’extinction  $[\text{m}^{-1}]$  des fractals à  $0.7 \mu\text{m}$ , obtenu selon l’équation IV.7. Les étoiles blanches figurent la position de la couche détachée, identifiée ici comme étant le maximum local du profil vertical d’extinction.

On retrouve un schéma équivalent dans la figure VI.13a. Cependant, dans nos simulations on a pu voir que la circulation était asymétrique par rapport à l’équinoxe, et c’est bien ce que l’on retrouve sur le comportement des brumes. Celle-ci s’effondre à l’équateur tardivement, lorsque l’ascendance due à la configuration en deux cellules méridiennes s’estompe. Ainsi, à  $L_s = 30^\circ$ , on a une configuration à peu près méridialement symétrique. Fait intéressant, si la phase de l’effondrement à l’équateur discuté ci-dessus est en fort désaccord avec les observations, la distribution méridienne est plutôt en accord avec ces dernières (dans les grandes lignes), où 1000 jours après l’équinoxe on retrouve cette configuration symétrique avec des accumulations de brumes au-dessus des deux pôles. Plus tard dans la saison (fig. VI.13c et VI.13d), tandis que s’effondre la

couche détachée équatoriale - les mouvements ascendants la maintenant en altitude ayant migré au pôle Nord - et encore plus celle au Sud, on observe dans le même temps une couche détachée qui se forme à très haute altitude au Nord, les brumes étant maintenues par les mouvements ascendants. Il reste à déterminer si se sont des brumes soulevées depuis la couche principale, ou produites à cette altitude et qui restent en équilibre, la sédimentation et l'advection verticale atteignant alors un équilibre. Il se peut également qu'il y ait une production de brumes plus intense en raison du maximum d'ensoleillement.

Enfin, bien que non présenté, on retrouve évidemment dans nos résultats une forte sensibilité au taux de production ainsi que l'importance des couplages et de leurs rétroactions sur l'allure des distributions. Bien que non présenté ici, il est également important de souligner que dans la version non-couplée, la couche détachée est beaucoup moins marquée et est apparente sur une moins grande partie de l'année (ce qui est cohérent avec les études passées). Les constats du chapitre V sur le fait que la stratopause soit plus marquée avec l'activation des couplages, semblent également pointer le rôle de cette couche d'aérosols. Particulièrement, si l'on consulte la figure V.19, on constate que dans la version couplée, pendant une majeure partie de l'hiver, il y a deux maxima de température sur le profil vertical de température, ce que l'on pourrait assimiler à une "double stratopause", ce qui n'est pas observé en non-couplé. On peut interpréter cela de la manière suivante : l'un des maxima - le plus bas et qui descend progressivement en altitude - est d'origine dynamique, lié à la compression adiabatique dans la branche subsidente. Le second, à plus haute altitude (vers 1 Pa), et qui varie moins avec le temps, est d'origine radiative et est lié à cette couche détachée - que l'on voit au-dessus du pôle Nord sur les figures VI.13c et VI.13d et qui entraîne un maximum local de température, non présent en non-couplé.

Afin de continuer d'explorer plus en détail le comportement saisonnier et le cycle des aérosols, en plus de terminer d'ajuster les paramètres du modèle microphysique - évoqués abondamment dans ce manuscrit et dont les variations auront sûrement un impact significatifs sur les résultats discutés ici - il faudrait sûrement prendre en compte les travaux récents effectués au GSMA à Reims. En effet, une réanalyse des profils observationnels semblent montrer que ceux-ci sont plus en accord avec une dimension fractale  $D_f = 2.3$  que  $D_f = 2$  (P. Rannou, communication personnelle). Un tel changement aurait un impact majeur dans le comportement des aérosols et leur couplages, car dans un tel cas il y a plus de ségrégation des populations fractales par rapport aux populations sphériques dans le schéma de transport. Ceci aurait certainement un impact notable sur le bilan radiatif de l'atmosphère, ainsi que sur la formation de la couche détachée, dans laquelle les aérosols atteignent un équilibre subtil entre advection et sédimentation.

Une injection des aérosols véritablement au plafond du modèle, et encore plus l'extension verticale seraient un gage d'une meilleure représentation des mécanismes à l'œuvre. Le cycle de vie des aérosols représentés dans le modèle en serait bouleversé - avec notamment des temps de parcours méridiens plus longs pour une cellule plus étendue - ce qui permettrait peut-être de pallier le délai dans le cycle de la couche détachée. En effet, dans les simulations actuelles l'ajout des rétroactions radiatives, s'il permet un meilleur accord en ce qui concerne la phase du cycle saisonnier des composés traces, accentue au contraire le déphasage pour la couche détachée. Cela pointe vraisemblablement des comportements et origines différentes pour leur cycle saisonnier respectif, dont le contrôle fait intervenir d'autres facteurs que le transport par la circulation

mérienne.







## Conclusions & Perspectives

On dresse dans ce chapitre final le bilan de ces travaux de thèse quant aux apports techniques dans le modèle et aux principaux résultats obtenus, et l'on propose des pistes de travail pour poursuivre l'enquête sur les mécanismes qui ont été étudiés dans ce manuscrit. Les études à poursuivre et les perspectives de développements techniques sont également discutées. Enfin, les possibilités d'utilisation des outils mis en place et implémentés durant cette thèse sont passées en revue, que ce soit pour prolonger leur application à Titan, ou en étendant leur usage à d'autres atmosphères planétaires dans le cadre de leur intégration au modèle générique.

### SOMMAIRE

---

VII.1	Bilan des résultats . . . . .	<b>206</b>
VII.1.1	Résumé global . . . . .	206
VII.1.2	Transition à l'équinoxe . . . . .	206
VII.1.3	Basse stratosphère polaire hivernale . . . . .	207
VII.1.4	Structure des cellules atmosphériques . . . . .	208
VII.2	Synthèse des apports techniques au modèle . . . . .	<b>208</b>
VII.3	Futurs développements et études à poursuivre . . . . .	<b>209</b>
VII.3.1	Défis techniques et retrait de certaines approximations . . . . .	209
VII.3.2	Raffinements et pistes d'implémentation . . . . .	210
VII.4	Perspectives au sein du modèle générique . . . . .	<b>213</b>
VII.4.1	Méthode de recombinaison . . . . .	213
VII.4.2	Aérosols et Terre primitive . . . . .	213
VII.5	Suivi futur des variations saisonnières . . . . .	<b>213</b>

---

## VII.1 BILAN DES RÉSULTATS

Grâce aux apports techniques des chapitres [III](#) et [IV](#) - que l'on récapitulera un peu plus loin - on a pu obtenir à l'issue de ces travaux de thèse un modèle permettant de prendre en compte les interactions entre transport atmosphérique, processus photochimiques et microphysiques, ainsi que leurs couplages au travers du transfert de rayonnement dans l'atmosphère titaniennne. On expose ici un bilan croisé des principaux résultats des chapitres [V](#) et [VI](#).

La première conclusion que l'on peut tirer de ses travaux - et qui rejoint l'exemple du modèle TAM - est le fait que les GCM, s'ils veulent modéliser correctement la stratosphère de Titan, ne doivent plus utiliser le schéma de transfert radiatif qui découle de [McKay et al. \(1989\)](#).

Les simulations présentées dans ce manuscrit ne représentent en aucun cas un état définitif du modèle, celui-ci étant en perpétuelle amélioration. Un point important est que le processus de réglage du modèle microphysique - choix des distribution en taille et de la dimension fractale des aérosols, taux de production et *cut-off* - mérite d'être peaufiné pour obtenir des simulations de référence plus fidèles aux observations. On va néanmoins dresser ici le bilan des simulations dans leur état actuel et de ce que l'on a pu en conclure quant à certains phénomènes saisonniers.

### VII.1.1 RÉSUMÉ GLOBAL

Concernant la structure thermique, le modèle non-couplé est en moyenne en bonne adéquation - comparé à la précédente version de référence de [Lebonnois et al. \(2012a\)](#) - avec la présence d'une stratopause correctement développée. Le modèle couplé radiativement aux brumes est quant à lui - pour les questions d'ajustement des paramètres - plus éloigné des observations que le modèle non-couplé pour de nombreuses saisons, en raison d'un biais chaud, mais nous a cependant permis de discuter certaines variations saisonnières. Globalement, le modèle présente une structure atmosphérique plus en adéquation que précédemment avec les observations et permet d'appréhender plus de phénomènes saisonniers. Il constitue un outil permettant d'appuyer l'interprétation des données de *Cassini*, qui fournissent encore de nouveaux résultats malgré la fin de la mission, comme c'est le cas avec les récents travaux de [Mathé et al. \(2020\)](#). Mais, pour une comparaison plus quantitative aux observations, il faudrait idéalement lui apporter des améliorations techniques supplémentaires, qui seront détaillées dans la section [VII.3](#).

### VII.1.2 TRANSITION À L'ÉQUINOXE

L'utilisation du modèle couplé - avec rétroaction radiative des composés - amène à une meilleure représentation du basculement de la circulation à haute altitude et permet de discuter l'origine des différences de délai, telles que relevées par l'analyse des observations CIRS ([Vinatier et al., 2015](#); [Coustenis et al., 2018](#)). À haute altitude, on a pu identifier que dans nos simulations c'est le chauffage induit par les brumes remontant de la couche principale - dans la stratosphère au sortir de l'hiver - qui maintient l'atmosphère dans une configuration correspondante à celle de la saison qui s'achève. C'est donc la rétroaction radiative des brumes qui instaure ce déphasage de la circulation par rapport aux équinoxes. Pour ce qui est des distributions de composés, le passage de l'équinoxe est l'une des situations que l'on a pu étudier où l'ajout des rétroactions radiatives est la plus cruciale. Celles-ci permettent de se rapprocher des observations quant au

maintien d'un surplus d'enrichissement au-dessus du pôle printanier bien après l'équinoxe, ainsi que de reproduire le délai relevé avant de voir le pôle hivernal être enrichi à plus haute altitude.

La rétroaction radiative des composés traces a un effet très limité, mais cette conclusion est à tempérer par le fait que leurs distributions sont globalement sous-estimées et surtout que les enrichissements aux hautes latitudes sont insuffisants - vraisemblablement du fait de l'extension verticale limitée. Le fait que les brumes ne soient pas injectées exactement au plafond du modèle semble également être une source potentielle d'erreurs, ces dernières restants à quantifier.

Les temps de transport méridien et l'allure des distributions de composés seraient bien entendu significativement modifiés avec l'extension verticale du modèle, amenant à reprendre les conclusions de cette étude sous un nouvel angle.

### VII.1.3 BASSE STRATOSPHERE POLAIRE HIVERNALE

Dans la basse stratosphère, particulièrement aux hautes latitudes hivernales, on observe dans nos simulations des phénomènes absents auparavant, tels que l'épaulement du profil thermique et la variation d'altitude de condensation du HCN. Cependant, ces phénomènes ont encore trop peu d'amplitude comparé aux observations et en sont déphasés. On a pu mettre en lumière que leur étude nécessite, entre autres, des simulations à plus haute résolution horizontale. On a également pu pointer que la variation locale d'opacité due à une accumulation de radiateurs infrarouges dans la basse stratosphère hivernale - mécanisme souvent avancé dans la littérature - n'est un facteur obligatoire ni pour mettre en place la déstabilisation de l'atmosphère à cette altitude (que l'on a qualifiée d'*épaulement*), ni pour induire une asymétrie entre entrée et sortie de l'hiver. Dans nos simulations, l'épaulement dans le profil thermique se met en place avec la chute de l'ensoleillement et est très sensible aux caractéristiques des couches supérieures jusqu'à la stratopause. L'étape cruciale que l'on a pas eu l'occasion de réaliser ici, et permettant de poursuivre l'analyse présentée, serait d'effectuer des (coûteuses) simulations avec la rétroaction radiative des brumes, voire des nuages, à haute résolution horizontale.

Enfin, on a également pu effectuer une comparaison avec les observations CIRS ([Sylvestre et al., 2019](#)), montrant que l'asymétrie relevée dans les observations entre entrée et sortie de l'hiver était reproduite de façon relativement satisfaisante, et ce même avec le modèle non-couplé. Cette asymétrie étant engendrée par l'augmentation des temps radiatifs avec la baisse de température, il semble que - comme à plus haute altitude - ce soit là encore une cause radiative qui intervient dans le maintien de la configuration hivernale.

La question des constantes de temps radiatives et des incertitudes d'origines technique (dans la méthode des  $k$ -corrélés, du fait de la rapide variation d'opacités) et physique (faibles contraintes observationnelles des abondances) sur le bilan radiatif dans cette région a également pu être mise en lumière et doit être gardée à l'esprit. Ceci est également à mettre en parallèle avec des études telles que [Bézar et al. \(2018\)](#), pointant la nécessité de prendre en compte la sensibilité des constantes de temps radiatives à la méthode de calcul utilisée, pour l'interprétation de la réponse de l'atmosphère au forçage saisonnier. Cette conclusion est évidemment extensible aux applications à d'autres planètes : c'est le cas des géantes glacées aux temps radiatifs très longs et mal contraints, et de la compréhension que l'on a de la réponse de leur atmosphère au forçage saisonnier en matière de régime de circulation.

### VII.1.4 STRUCTURE DES CELLULES ATMOSPHÉRIQUES

On a également pu explorer un sujet un peu annexe à la question des variations saisonnières, mais primordial pour la circulation atmosphérique titaniaque : il s'agit la question du minimum de vent - on reviendra un peu plus loin sur les études encore en cours à ce propos - et plus globalement de la séparation en cellules atmosphériques. On insiste sur le fait qu'il ne faut pas considérer - comme c'est souvent le cas - une unique cellule atmosphérique qui irait de la surface à la mésosphère. La structure de la circulation titaniaque est bien plus complexe, les inversions de température que sont la tropopause et la stratopause - ainsi que leur évolution avec la saison et les variations associées des gradients thermiques méridionaux - ayant des conséquences très fortes pour ce qui est de la séparation des cellules. Un bilan plus approfondi du moment cinétique pourrait être poursuivi à cet effet. Dans nos simulations, et même de ce que laissent apparaître certaines observations, ces régions jouent un certain rôle de barrière de séparation verticale, notamment concernant la répartition des composés. C'est également sans compter d'autres détails, comme la cellule résiduelle dans la stratosphère estivale, qui maintient le confinement des espèces traces dans la basse stratosphère. Globalement, si la vision d'une unique cellule pôle-à-pôle permet de saisir le schéma global, la réalité du transport et de la distribution des composés est beaucoup plus sophistiquée.

## VII.2 SYNTHÈSE DES APPORTS TECHNIQUES AU MODÈLE

On a mis en place au cours de ces travaux de thèse un modèle entièrement couplé dynamique-radiatif-chimie-microphysique avec, dans les grandes lignes :

- Le développement d'un nouveau transfert radiatif, plus rapide que le précédent, basé sur l'approximation des  $k$ -corrélés et utilisant des données spectroscopiques récentes, couvrant tout le spectre de l'infrarouge lointain à l'ultraviolet. Ce module de transfert radiatif permet également le couplage radiatif des modules microphysique et photochimique - pour ce dernier via la mise en place d'une méthode de recombinaison dédiée.
- L'implémentation d'un nouveau modèle microphysique à moments dédié à Titan et jamais testé auparavant dans un GCM.
- La mise à jour technique du modèle photochimique, son optimisation du point de vue des temps de calcul, un nouvel interfacage et gestion de la haute atmosphère et la mise à jour des schémas réactionnels sur la littérature la plus récente.

On a également pu explorer la sensibilité à certains paramètres techniques qui, comme discuté au chapitre V, à l'instar de leurs homologues dans la plupart des modèles de climat, sont inévitables pour ajuster le modèle. On a pu mettre en lumière plusieurs d'entre eux particulièrement cruciaux, tels que le taux de production et le *cut-off* troposphérique des brumes pour la structure thermique, la gestion de la haute atmosphère pour les distributions de composés, ou encore la résolution horizontale pour la basse stratosphère. Mais il en existe également d'autres que l'on a à peine exploré, comme le réglage de la dissipation sur l'intensité du jet stratosphérique.

Enfin, même si l'on a apporté plusieurs améliorations techniques au modèle, il y a encore de nombreuses pistes à poursuivre. Nous présentons maintenant celles qui semblent les plus pertinentes suite aux travaux réalisés dans ce manuscrit.

## VII.3 FUTURS DÉVELOPPEMENTS ET ÉTUDES À POURSUIVRE

Bien que la mise en place d'un nouveau transfert radiatif améliore sensiblement la représentation de la stratosphère dans le modèle, même les simulations couplées ne sont pas encore suffisantes pour reproduire et analyser certains mécanismes. Celles-ci, même si elles ont progressé en matière de couplages, souffrent de contrastes saisonniers sous-estimés, principalement car la partie résolue par la grille dynamique est encore trop basse et que le mélange des distributions de composés n'est régi que par la diffusion verticale dans la haute atmosphère. Même si le champ de vent est peu contraint au-delà de 500 km, une solution de premier abord pourrait être de tester l'implémentation d'une paramétrisation du transport horizontal entre les colonnes de la haute atmosphère, étape préliminaire avant d'enlever le verrou de l'approximation de couche mince. Au vu des résultats préliminaires obtenus, en dehors de l'extension verticale, la modélisation des nuages et condensats dans la basse stratosphère hivernale et la prise en compte de leur rétroaction radiative semblent également constituer une piste importante pour poursuivre de manière plus raffinée l'étude de ces régions, comme on va le détailler ci-après.

### VII.3.1 DÉFIS TECHNIQUES ET RETRAIT DE CERTAINES APPROXIMATIONS

#### EXTENSION VERTICALE

Lever l'approximation de couche mince s'avère être un point vraiment crucial, source d'incertitudes en haut du modèle, et sur lequel les efforts de modélisation pour la stratosphère et ses variations saisonnières devraient être concentrés par la suite. En effet, les résultats des tests effectués en augmentant le plafond du modèle et présentés dans les chapitres [IV](#) et [VI](#), sont très encourageants et invitent à appuyer les efforts dans cette direction. Du côté du cœur dynamique, pour le modèle de l'IPSL présentement étudié, la solution viendra peut-être plus facilement du nouveau solveur DYNAMICO plutôt que des développements effectués directement sur une version "profonde" de LMDZ (T. Dubos, communication personnelle).

La prise en compte des phénomènes non-ELT sera nécessaire ([Yelle, 1991](#)), mais ce n'est peut-être pas elle qui posera le plus de difficultés techniques. En effet, plusieurs études ont permis de développer des formalismes adaptés à la représentation de ces processus dans les thermosphères planétaires - voir par exemple le cas du GCM martien de [Hartogh et al. \(2005\)](#) - et certains ont même récemment été dédiés spécifiquement au cas de Titan ([Feofilov et al., 2016](#)).

L'inclusion de la chimie ionique est également une source possible de raffinement du modèle photochimique actuel, en vue de l'extension verticale. Une piste de travail pourrait être le cœur photochimique du modèle générique, qui dérive du modèle martien et pour lequel la chimie ionique commence à être traitée.

Bien entendu, même si les points précédents venaient à être déverrouillés, une extension verticale se heurterait encore à l'importante limitation que représente le calcul du transfert radiatif en plan-parallèle - faisant que la nuit polaire ne peut pas être éclairée à haute altitude dans le modèle - qui risque de perdurer encore longtemps sans un effort conséquent sur la question et des avancées en modélisation.

En parallèle, sur le plan de l'analyse des observations, une étude combinée des différents instruments à bord de *Cassini* serait un apport considérable, si un tel travail permettait d'obtenir

des profils verticaux complets et cohérents de la stratosphère à l'ionosphère. À ce propos, des résultats encourageants sur la climatologie de la haute atmosphère ont été très récemment obtenus par [Dinelli et al. \(2019\)](#), à partir de l'analyse des données VIMS, fournissant ainsi de nouvelles contraintes pour l'extension verticale des modèles.

## HAUTE RÉOLUTION SPATIALE ET DYNAMICO

L'utilisation de DYNAMICO - encore en phase de tests pour Vénus et les planètes géantes - permettra une meilleure représentation des hautes latitudes (car il n'y a plus le problème de singularité du pôle), et ouvrira la voie vers une étude détaillée de l'évolution des vortex polaires vus par *Cassini* ([Teanby et al., 2008a, 2009, 2017](#); [Sharkey et al., 2020](#)) et des mécanismes qui y sont à l'œuvre.

Ce solveur permettra également de se tourner vers la haute résolution spatiale, paramètre important au vu de ce que l'on a évoqué sur les gradients de composition et le confinement du vortex polaire, ainsi que pour la résolution des ondes planétaires. Celui-ci pourra également être d'une grande utilité pour la représentation des nuages, que l'on va discuter ci-après.

Une meilleure représentation de l'atmosphère, avec moins d'approximations techniques à la limite de leur domaine de validité, permettrait à terme d'éventuellement s'atteler à d'autres questions, par exemple l'inclinaison de l'écoulement par rapport à l'axe de rotation de Titan ([Achterberg et al., 2008a](#); [Roman et al., 2009](#); [Teanby et al., 2010a](#)), qui reste un mystère non élucidé.

### VII.3.2 RAFFINEMENTS ET PISTES D'IMPLÉMENTATION

#### MICROPHYSIQUE & IMPLÉMENTATION DES NUAGES

Sur le plan technique, l'implémentation du modèle microphysique est effective, mais il reste des ajustements à faire, notamment concernant le choix du taux de production et du *cut-off* des brumes en 3-D, mais aussi quant au choix de la loi de distribution des aérosols. On pourra à ce sujet suivre avec intérêt les travaux en cours sur la dimension fractale des aérosols, évoqués à la fin du chapitre VI (P. Rannou, communication personnelle).

En plus de leur utilité pour le couplage radiatif, les premiers résultats concernant la couche détachée sont encourageants et leur analyse est à poursuivre en lien avec les travaux récents sur l'évolution saisonnière de cette dernière ([West et al., 2018](#)).

Un autre point que l'on a souhaité aborder au cours de ces travaux, mais qui n'a pas été poursuivi en profondeur - car les simulations de référence couplées n'ont été mises en place et exploitables que sur la fin de la période de thèse - est le cycle de vie des aérosols dans l'atmosphère. C'est une question clé pour la compréhension globale du système atmosphérique titanien, au sujet duquel il reste énormément de zones floues - notamment dans la troposphère - et où les modèles pourraient apporter énormément de réponses, en synergie avec les études de laboratoire. Combien de temps les aérosols fractals restent-ils dans la stratosphère avant d'atteindre la troposphère ? Comment la sédimentation est concurrencée par la circulation générale ? Quelles est le cycle des aérosols dans la troposphère et en quelle mesure observe-t-on des phénomènes de réinjection dans la stratosphère ? Quelle proportion d'entre eux est intégrée dans les processus de nucléation

et/ou se retrouve lessivée ? À cet effet, si le suivi purement lagrangien d'une parcelle de fluide est difficile à réaliser dans les modèles de climat, on pourrait néanmoins implémenter une méthode de suivi des traceurs (méthode de *tagging*), qui consisterait, par exemple, à suivre l'évolution des aérosols produits injectés à une altitude et à un moment donné. D'un point de vue faisabilité, c'est réalisable avec un modèle à moments - voir ce qui a été fait récemment avec les poussières dans le modèle martien de NASA Ames (Bertrand et al., 2018) - même si c'est un peu plus complexe qu'avec un modèle à sections. Un risque majeur avec Titan est cependant d'être limité par la diffusivité du schéma numérique d'advection des traceurs, en raison des très longs temps caractéristiques intervenant dans les processus du cycle de vie des aérosols.

En lien avec la question précédente, une étape suivante dans l'utilisation du modèle microphysique est celle de la modélisation des nuages, stratosphériques comme troposphériques. Pour ceux issus des composés traces stratosphériques, cela permettrait de poursuivre dans un cadre plus approprié les études du chapitre VI sur la condensation à haute altitude et son impact sur les régions polaires, par exemple sur le profil thermique et la sensibilité des résultats du chapitre V au sujet de l'épaulement hivernal et de sa phase. Alternativement, il serait également possible de tester une paramétrisation radiative de certaines signatures spectrales, même pour celles d'origine encore mal connue, pour savoir si elles peuvent jouer un rôle radiatif notable<sup>1</sup>. Pour les nuages troposphériques, il faudrait prolonger les études de Rannou et al. (2006) et confronter le modèle à la couverture observationnelle de l'évolution des nuages sur la mission *Cassini* (Rodríguez et al., 2011; Turtle et al., 2018). Néanmoins, même si le modèle microphysique implémenté durant cette thèse est théoriquement prévu pour gérer à terme les nuages issus de la condensation de multiples composés ( $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{HCN}$ ...), il y aura une phase importante de tests à effectuer.

#### MODÈLE MÉSO-ÉCHELLE : NUAGES & MINIMUM DE VENT

Une étude des nuages troposphériques - en lien avec une étude plus complète du cycle du méthane, comme on l'évoquera plus loin - bénéficierait également d'une modélisation à plus fine échelle. Dans la perspective de la mission *Dragonfly*, le module physique développé dans cette thèse pourrait être aisément appliqué au sein d'un modèle méso-échelle. En effet, les récents travaux de thèse de Maxence Lefèvre au LMD ont permis de coupler le module physique du modèle générique - dont hérite désormais le module physique titanien - avec le cœur dynamique de *WRF* pour des simulations méso-échelle.

Des simulations avec ces modèles à aire limitée et de plus fine échelle peuvent également apporter des éléments de réponse sur d'autres régions de l'atmosphère, comme on l'a évoqué au chapitre V pour la région du mystérieux minimum de vent dans la basse stratosphère. À ce titre, de telles simulations sont en cours de réalisation en collaboration avec Maxence Lefèvre (Université d'Oxford), pour étudier les processus aux petites échelles qui pourraient générer et entretenir le cisaillement, ce qui pourrait amener par la suite au développement d'une paramétrisation à mettre en place dans le GCM afin de reproduire plus fidèlement le profil de vent zonal observé. Les premiers résultats montrent déjà que le cisaillement relevé par DWE est une importante source de turbulence et d'émission d'ondes, et leur rétroaction sur l'écoulement est en

1. On peut par exemple songer au cas du *haystack*, bien que dans ce cas précis, l'impact radiatif sera vraisemblablement mineur, vu le peu de flux échangé à ces longueurs d'onde.



cours d'étude. Ainsi, cela permettra de savoir si par itération temporelle il est possible d'obtenir un profil tel que relevé par *Huygens*, à partir d'un état initial correspondant à ceux obtenus actuellement dans le GCM.

Pour ce faire, un des outils de diagnostic est le flux d'Eliassen-Plam. En comparant le flux émis dans les simulations aux temps radiatifs, on peut quantifier l'impact des ondes émises localement. Réciproquement, étant donné ces temps radiatifs on peut estimer le flux minimum nécessaire pour infléchir le profil de vent, ce qui pourrait apporter des contraintes sur les sources possibles d'ondes.

On souligne encore une fois l'importance pour l'étude de la basse stratosphère - que ce soit pour le minimum de vent ou l'épaulement présent dans les profils thermiques - que les données du système RSS de *Cassini*, renfermant de nombreuses informations sur cette région (Flasar et Schinder, 2016), soient publiées pour que la communauté puisse en bénéficier plus largement.

#### PROCESSUS ONDULATOIRES

Selon les conclusions que l'on tirera de l'étude que l'on vient d'évoquer, il pourrait s'avérer que l'ajout d'une paramétrisation d'ondes de gravité émises par la couche de cisaillement du minimum de vent ait un impact notable.

De manière plus générale, il faudrait mener une étude détaillée dressant le bilan de l'impact des processus ondulatoires sur le transport méridien des composés dans la stratosphère, ou sur l'entretien de la superrotation à tous les niveaux. L'analyse des simulations au chapitre VI pointe également des épisodes de forte activité ondulatoire au passage de l'équinoxe, décelables dans les profils de température et semblant également mener à des chutes successives de composés vers la basse stratosphère, phénomènes qu'il serait intéressant d'étudier plus en détail.

Par ailleurs, une étude plus détaillée de la troposphère passerait nécessairement par une analyse complète des instabilités caractéristiques de l'écoulement dans la basse atmosphère.

Enfin, une autre étude, ébauchée au cours de cette thèse mais pour l'instant encore en suspens, est une collaboration avec Daniel Cordier (Univ. de Reims Champagne-Ardenne) dont l'analyse des observations d'ISS dans la stratosphère semble indiquer la signature de processus ondulatoires, qui restent à caractériser plus en détail avec le GCM.

#### CYCLE DU MÉTHANE ET TROPOSPHÈRE

De manière concomitante aux différents points précédents, l'implémentation d'un véritable cycle du méthane troposphérique plus raffiné qu'actuellement - comme c'est le cas dans le modèle TAM qui inclut précipitations et réservoirs au sol, mais aussi la sous-surface - sera d'utilité future, particulièrement dans la perspective de la mission *Dragonfly*. Ce point ne concerne cependant que la troposphère et nécessite au préalable d'explorer en profondeur les résultats des simulations dans cette région, ce qui n'a été qu'à peine abordé au cours de ces travaux. Cela pourrait aboutir à de nouveaux exercices d'intercomparaisons similaires à celui auquel on a pu participer au cours de cette thèse (Lora et al., 2019).

Plus généralement, on peut apercevoir la nécessité de telles comparaisons inter-modèles : on l'a évoqué pour le minimum de vent, mais cela serait aussi très profitable sur la question des temps radiatifs et sûrement dans de nombreux autres cadres.

## VII.4 PERSPECTIVES AU SEIN DU MODÈLE GÉNÉRIQUE

### VII.4.1 MÉTHODE DE RECOMBINAISON

Le développement de la méthode de recombinaison des opacités décrite au chapitre IV a été réalisé en vu d'une intégration - déjà quasiment effective - au sein du module de transfert de radiatif du modèle générique.

Les applications futures sont potentiellement nombreuses : de la Terre primitive - pour des études avec plusieurs absorbants variables, *e.g.* H<sub>2</sub>O et O<sub>3</sub> - aux planètes géantes, que ce soit Saturne - de part sa configuration assez similaire à Titan, relativement riche en méthane et où l'éthane et l'acétylène subissent aussi des variations saisonnières - ou Uranus et Neptune - contrastes spatiaux importants du méthane - sans compter la zoologie d'exoplanètes aux atmosphères exotiques.

Cette méthode présente l'intérêt de pouvoir générer des bibliothèques de  $k$ -distribution pour les espèces traces - tant que l'on a pas de problème d'auto-élargissement - réutilisables d'une atmosphère à l'autre et permettant une gestion simple de la variation des rapports de mélange.

Il faut également garder à l'esprit la nécessité d'une étude plus systématique pour dresser les limites de cette méthode et identifier de manière plus globale les cas où elle peut potentiellement ne pas s'appliquer. Par exemple, si cette méthode est appliquée aux exoplanètes, les discussions du chapitre III invitent à tester sa robustesse vis-à-vis des variations rapides d'opacité sur la verticale, de la présence de paliers de condensation, ou encore de la sensibilité au découpage spectral. Une comparaison plus systématique avec des algorithmes *line-by-line*, pour déceler des biais et cadrer les limites de validité, serait alors requise.

De la même façon, la question du choix d'intégration et des points de Gauss dans l'approximation des  $k$ -corrélés, discutée au chapitre III, mériterait d'être poursuivie, pour identifier si il n'y a pas des cas où l'on pourrait être amené à faire des erreurs significatives.

### VII.4.2 AÉROSOLS ET TERRE PRIMITIVE

L'implémentation du modèle microphysique à moments et de son couplage radiatif, au sein du module physique de Titan, dérivé du modèle générique, est en train d'être étendu à ce dernier par Benjamin Charnay (Observatoire de Paris-Meudon), dans le cadre d'une étude visant à comprendre le cycle global du carbone sur la Terre primitive. En effet, les brumes photochimiques de la Terre primitive étaient vraisemblablement similaires à celles actuelles de Titan, dans une atmosphère azotée et riche en méthane - avant l'oxygénation par des processus biotiques - dans laquelle elles auraient absorbé une partie conséquente du flux solaire (Trainer et al., 2006). Motivé par les apparentes similarités entre ces brumes, en ajustant les taux de production et propriétés optiques, ce module microphysique peut assez aisément être adapté à cette fin.

## VII.5 SUIVI FUTUR DES VARIATIONS SAISONNIÈRES

Comme évoqué au chapitre I, le suivi du vent depuis les instruments terrestres avait déjà été rendu possible avant l'arrivée de *Cassini-Huygens*, par les mesures de décalage Doppler sur le VLT (Luz et al., 2005). Ce suivi sera à nouveau réalisable par le futur, principalement avec

*ALMA*, grâce auquel des résultats prometteurs sont déjà parus - des comparaisons avec CIRS (Thelen et al., 2018) à la découverte d'un jet thermosphérique atteignant  $350 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  (Lellouch et al., 2019) - et bien évidemment avec le *James Webb Space Telescope* dans la décennie à venir. Cependant, les pôles d'hiver ne pourront pas être observés depuis la Terre et devront attendre que l'on renvoie un orbiteur sur place. Pour la troposphère enfin, toutes les espérances sont tournées vers la future mission d'exploration *in situ*, *Dragonfly* (Turtle et al., 2019), dont l'arrivée actuellement prévue en 2034 correspondrait sensiblement à une année Titanienne après celle de *Huygens*, et ouvrirait tout un nouveau pan de l'exploration de cet édifiant satellite.





# ANNEXES & APPENDICES





Annexe **A**

Annexe A - Détails du modèle

Pression (Pa)	Altitude (km) avec $g$ constant	Altitude (km) avec $g$ variable
146743	0.035	0.035
145940	0.147	0.147
144173	0.396	0.396
140372	0.937	0.938
133179	1.99	1.99
121895	3.73	3.74
108320	6.00	6.02
95081	8.44	8.47
82396	11.0	11.1
69975	13.9	14.0
58332	17.1	17.2
47816	20.4	20.6
38616	23.9	24.2
30782	27.6	27.9
24263	31.3	31.7
18940	35.1	35.6
14665	39.0	39.6
11276	42.9	43.7
8620	46.9	47.8
6558	51.0	52.0
4970	55.1	56.3
3754	59.5	60.9
2827	64.9	66.6
2125	71.7	73.8
1594	79.5	82.0
1194	87.7	90.8
893	96.4	100
667	105	110
498	114	120
372	124	130
277	134	141
207	144	153
154	155	164
115	166	177
85	177	190
63	188	203
47	200	217
35	211	230
26	223	245
19	235	259
14	247	274
10	259	289
8.2	272	304
6.0	284	320
4.4	297	336
3.2	310	353
2.3	324	370
1.7	337	388
1.3	348	402
1.0	356	413
0.87	368	429
0.48	387	455
0.30	405	480
0.21	419	500
0.14	433	520

TABLE A.1 – Niveaux verticaux du GCM, dans sa configuration standard à 55 niveaux. Pressions en milieu de couche, et altitudes associées, calculées avec un champ de gravité constant ou variable.

Composé
H
H <sub>2</sub>
CH
CH <sub>2</sub>
CH <sub>2</sub> *
CH <sub>3</sub>
CH <sub>4</sub>
C <sub>2</sub>
C <sub>2</sub> H
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>
C <sub>2</sub> H <sub>3</sub>
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>
C <sub>3</sub> H <sub>3</sub>
C <sub>3</sub> H <sub>5</sub>
C <sub>3</sub> H <sub>6</sub>
C <sub>3</sub> H <sub>7</sub>
C <sub>4</sub> H
C <sub>4</sub> H <sub>3</sub>
C <sub>4</sub> H <sub>4</sub>
CH <sub>2</sub> CCH <sub>2</sub>
CH <sub>3</sub> CCH
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>
C <sub>4</sub> H <sub>2</sub>
(C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> *)
C <sub>4</sub> H <sub>6</sub>
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>
C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> (aromatique)
C <sub>3</sub> H <sub>2</sub>
C <sub>4</sub> H <sub>5</sub>
C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> (aromatique)
N <sub>2</sub>
N <sup>4S</sup>
CN
HCN
H <sub>2</sub> CN
CHCN
CH <sub>2</sub> CN
CH <sub>3</sub> CN
C <sub>3</sub> N
HC <sub>3</sub> N
C <sub>2</sub> N <sub>2</sub>
C <sub>4</sub> N <sub>2</sub>

TABLE A.2 – Espèces du schéma photochimique utilisé. On notera C<sub>4</sub>H<sub>2</sub>\* qui est dans le modèle pré-existant, mais retiré à partir du chapitre IV, car absent de [Vuitton et al. \(2019\)](#).



# Bibliographie

- [1] Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Flasar, F. M., and Nixon, C. A. (2008a). [Observation of a tilt of Titan's middle-atmospheric superrotation](#). *Icarus*, 197 : 549–555. Cité pages 30 et 210.
- [2] Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Flasar, F. M., and Nixon, C. A. (2008b). [Titan's middle-atmospheric temperatures and dynamics observed by the Cassini Composite Infrared Spectrometer](#). *Icarus*, 194 : 263–277. Cité page 30.
- [3] Achterberg, R. K., Gierasch, P. J., Conrath, B. J., Flasar, F. M., and Nixon, C. A. (2011). [Temporal variations of Titan's middle-atmospheric temperatures from 2004 to 2009 observed by Cassini/CIRS](#). *Icarus*, 211 : 686–698. Cité pages 30, 33, 58, 156, et 166.
- [4] Adriani, A., Dinelli, B. M., López-Puertas, M., García-Comas, M., Moriconi, M. L., D'Aversa, E., Funke, B., and Coradini, A. (2011). [Distribution of HCN in Titan's upper atmosphere from Cassini/VIMS observations at 3  \$\mu\text{m}\$](#) . *Icarus*, 214 : 584–595. Cité page 123.
- [5] 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. Cité page 28.
- [6] Ambartsumian, V. (1936). The effect of the absorption lines on the radiative equilibrium of the outer layers of the stars. *Publ. Obs. Astron. Univ. Leningrad*, 6 : 7–18. Cité page 90.
- [7] Amundsen, D. S., Tremblin, P., Manners, J., Baraffe, I., and Mayne, N. J. (2017). [Treatment of overlapping gaseous absorption with the correlated-k method in hot Jupiter and brown dwarf atmosphere models](#). *A&A*, 598 : A97. Cité pages 94, 124, et 125.
- [8] Anderson, C. M. and Samuelson, R. E. (2011). [Titan's aerosol and stratospheric ice opacities between 18 and 500  \$\mu\text{m}\$ : Vertical and spectral characteristics from Cassini CIRS](#). *Icarus*, 212 : 762–778. Cité pages 103, 104, et 115.
- [9] Anderson, C. M., Samuelson, R. E., and Nna-Mvondo, D. (2018). [Organic ices in Titan's stratosphere](#). *Space Sci. Rev.*, 214 : 125. Cité pages 34, 36, et 197.
- [10] Andrews, D. G., Holton, J. R., and Leovy, C. B. (1987). *Middle atmosphere dynamics*. Academic Press. Cité page 178.
- [11] Arakawa, A. and Lamb, V. R. (1977). Computational Design of the Basic Dynamical Processes of the UCLA General Circulation Model. *Methods in Computational Physics : Advances in Research and Applications*, 17 : 173–265. Cité pages 49 et 59.

- [12] Arakawa, A. and Schubert, W. H. (1974). [Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, Part I](#). *J. Atmos. Sci.*, 31 : 674–701. Cité page 43.
- [13] Arrhenius, S. (1896). On the influence of carbonic acid in the air upon the temperature of the ground. *Phil. Mag.*, 41 : 237–276. Cité page 43.
- [14] 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(12) : 1177–1187. Cité page 31.
- [15] Bar-Nun, A., Kleinfeld, I., and Ganor, E. (1988). [Shape and optical properties of aerosols formed by photolysis of acetylene, ethylene, and hydrogen cyanide](#). *J. Geophys. Res.*, 93 : 8383–8387. Cité page 21.
- [16] Baranov, Y. I., Lafferty, W. J., and Fraser, G. T. (2004). [Infrared spectrum of the continuum and dimer absorption in the vicinity of the O<sub>2</sub> vibrational fundamental in O<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub> mixtures](#). *J. Mol. Spectrosc.*, 228 : 432–440. Cité page 85.
- [17] Barker, E. S. and Trafton, L. M. (1973). [Ultraviolet reflectivity and geometrical albedo of Titan](#). *Icarus*, 20 : 444–454. Cité page 18.
- [18] Barnes, J. W., Sotin, C., Soderblom, J. M., Brown, R. H., Hayes, A. G., Donelan, M., Rodriguez, S., Le Mouélic, S., Baines, K. H., and McCord, T. B. (2014). [Cassini/VIMS observes rough surfaces on Titan’s Punga Mare in specular reflection](#). *Planetary Science*, 3 : 3. Cité page 28.
- [19] Barth, E. L. (2017). Modeling survey of ices in Titan’s stratosphere. *Planet. Space Sci.*, 137 : 20–31. (Non cité.)
- [20] 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. Cité page 26.
- [21] Bertrand, T., Kahre, M. A., and Wilson, R. J. (2018). Tagging dust and water in the NASA Ames Mars GCM : a new global vision of the current and past martian climates. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, volume 2018, pages P33B–06. Cité page 211.
- [22] Bézard, B., Coustenis, A., and McKay, C. P. (1995). [Titan’s stratospheric temperature asymmetry: A radiative origin?](#) *Icarus*, 113 : 267–276. Cité pages 21 et 52.
- [23] Bézard, B., Fedorova, A., Bertaux, J.-L., Rodin, A., and Korabiev, O. (2011). [The 1.10- and 1.18- \$\mu\text{m}\$  nightside windows of Venus observed by SPICAV-IR aboard Venus Express](#). *Icarus*, 216 : 173–183. Cité page 83.
- [24] Bézard, B., Vinatier, S., and Achterberg, R. K. (2018). [Seasonal radiative modeling of Titan’s stratospheric temperatures at low latitudes](#). *Icarus*, 302 : 437–450. Cité pages 32, 58, et 207.
- [25] 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. Cité pages 26, 29, 135, et 173.
- [26] Bjerknes, V. (1904). Das Problem der Wettervorhersage, betrachtet vom Standpunkte der Mechanik und der Physik. *Meteorol. Zeitschr.*, 21 : 1–7. Cité page 42.

- [27] Broadfoot, A. L., Sandel, B. R., Shemansky, D. E., Holberg, J. B., Smith, G. R., Strobel, D. F., McConnell, J. C., Kumar, S., Hunten, D. M., and Atreya, S. K. (1981). [Extreme ultraviolet observations from Voyager 1 encounter with Saturn](#). *Science*, 212 : 206–211. Cité page 20.
- [28] Buchwitz, M., Rozanov, V., and Burrows, J. P. (2000). [A correlated- \$k\$  distribution scheme for overlapping gases suitable for retrieval of atmospheric constituents from moderate resolution radiance measurements in the visible/near-infrared spectral region](#). *J. Geophys. Res.*, 105(D12) : 15,247–15,261. Cité page 97.
- [29] Burgalat, J. (2012). *Développement d'un modèle microphysique en moments pour les modèles climatiques de Titan*. Thèse de Doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne. 167 pages. Cité pages 129, 131, et 132.
- [30] Burgalat, J. and Rannou, P. (2017). [Brownian coagulation of a bi-modal distribution of both spherical and fractal aerosols](#). *J. Aerosol Sci.*, 105 : 151–165. Cité pages 57, 71, 129, 132, et 133.
- [31] Burgalat, J., Rannou, P., Cours, T., and Rivière, E. D. (2014). [Modeling cloud microphysics using a two-moments hybrid bulk/bin scheme for use in Titan's climate models: Application to the annual and diurnal cycles](#). *Icarus*, 231 : 310–322. Cité page 57.
- [32] Cabane, M., Chassefière, E., and Israel, G. (1992). [Formation and growth of photochemical aerosols in Titan's atmosphere](#). *Icarus*, 96 : 176–189. Cité pages 22, 51, et 66.
- [33] Cabane, M., Rannou, P., Chassefière, E., and Israel, G. (1993). [Fractal aggregates in Titan's atmosphere](#). *Planet. Space Sci.*, 41(4) : 257–267. Cité page 22.
- [34] Caldwell, J. (1977). Thermal radiation from Titan's atmosphere. In Burns, J. A., editor, *IAU Colloq. 28 : Planetary Satellites*, pages 438–450. Cité page 18.
- [35] Caldwell, J., Cunningham, C. C., Anthony, D., White, H. P., Groth, E. J., Hasan, H., Noll, K., Smith, P. H., Tomasko, M. G., and Weaver, H. A. (1992). [Titan: Evidence for seasonal change - A comparison of Hubble Space Telescope and Voyager images](#). *Icarus*, 97 : 1–9. Cité pages 23 et 53.
- [36] Campargue, A., Wang, L., Mondelain, D., Kassi, S., Bézard, B., Lellouch, E., Coustenis, A., de Bergh, C., Hirtzig, M., and Drossart, P. (2012). [An empirical line list for methane in the 1.26–1.71  \$\mu\text{m}\$  region for planetary investigations \(T = 80–300 K\). Application to Titan](#). *Icarus*, 219 : 110–128. Cité pages 83 et 112.
- [37] Charnay, B., Barth, E., Rafkin, S., Nartean, C., Lebonnois, S., Rodriguez, S., Courrech du Pont, S., and Lucas, A. (2015). [Methane storms as a driver of Titan's dune orientation](#). *Nature Geoscience*, 8 : 362–366. Cité pages 28 et 57.
- [38] 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](#). *J. Geophys. Res. : Planets*, 118 : 10,414–10,431. Cité page 45.
- [39] Charnay, B. and Lebonnois, S. (2012). [Two boundary layers in Titan's lower troposphere inferred from a climate model](#). *Nature Geoscience*, 5 : 106–109. Cité page 57.
- [40] Charney, J. G., Fjörtoft, R., and von Neumann, J. (1950). Numerical Integration of the Barotropic Vorticity Equation. *Tellus*, 2 : 237–254. Cité page 42.
- [41] Clough, S. A., Shephard, M. W., Mlawer, E. J., Delamere, J. S., Iacono, M. J., Cady-Pereira, K., Boukabara, S., and Brown, P. D. (2005). [Atmospheric radiative transfer modeling: a summary of the AER codes](#). *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 91 : 233–244. Cité page 83.



- [42] Coates, A. J., Crary, F. J., Lewis, G. R., Young, D. T., Waite, J. H., and Sittler, E. C. (2007). [Discovery of heavy negative ions in Titan's ionosphere](#). *Geophys. Res. Lett.*, 34 : L22103. Cité page 30.
- [43] Comas Solá, J. (1908). [Observations des satellites principaux de Jupiter et de Titan](#). *Astron. Nachrichten*, 179 : 289. Cité page 16.
- [44] Cordier, D. and Carrasco, N. (2019). [The floatability of aerosols and wave damping on Titan's seas](#). *Nature Geoscience*, 12 : 315–320. Cité page 28.
- [45] Corlies, P., Hayes, A. G., Birch, S. P. D., Lorenz, R., W., S. B., R., K., Poggiali, V., Zebker, H., and Iess, L. (2017). [Titan's topography and shape at the end of the Cassini mission](#). *Geophys. Res. Lett.*, 44 : 11,754–11,761. Cité pages 28, 135, 136, et 177.
- [46] Cottini, V., Nixon, C. A., Jennings, D. E., de Kok, R., Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., and Flasar, F. M. (2012). [Spatial and temporal variations in Titan's surface temperatures from Cassini CIRS observations](#). *Planet. Space Sci.*, 60(2) : 62–71. Cité pages 32 et 149.
- [47] Courant, R., Friedrichs, K., and Lewy, H. (1928). Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, 100 : 32–74. Cité page 60.
- [48] Courtin, R. (1988). [Pressure-induced absorption coefficients for radiative transfer calculations in Titan's atmosphere](#). *Icarus*, 75 : 245–254. Cité page 101.
- [49] Coustenis, A. and Bézard, B. (1995). [Titan's atmosphere from Voyager infrared observations: IV. Latitudinal variations of temperature and composition](#). *Icarus*, 115 : 126–140. Cité page 21.
- [50] Coustenis, A., Bézard, 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. Cité page 21.
- [51] Coustenis, A., Bézard, B., Gautier, D., and Marten, A. (1991). [Titan's atmosphere from Voyager infrared observations: III. Vertical distributions of hydrocarbons and nitriles near Titan's north pole](#). *Icarus*, 89 : 152–167. Cité page 21.
- [52] Coustenis, A., Jennings, D. E., Achterberg, R. K., Bampasidis, G., Lavvas, P., Nixon, C. A., Teanby, N. A., Anderson, C. M., Cottini, V., and Flasar, F. M. (2016). [Titan's temporal evolution in stratospheric trace gases near the poles](#). *Icarus*, 270 : 409–420. Cité pages 36, 68, 69, et 191.
- [53] Coustenis, A., Jennings, D. E., Achterberg, R. K., Bampasidis, G., Nixon, C. A., Lavvas, P., Cottini, V., and Flasar, F. M. (2018). [Seasonal evolution of Titan's stratosphere near the poles](#). *ApJ*, 854 : L30. Cité pages 36, 68, 153, 191, et 206.
- [54] Cressin, 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 2-dimensional IPSL model](#). *Icarus*, 197 : 556–571. Cité pages 54, 62, 64, 66, 68, et 101.
- [55] Cui, J., Yelle, R. V., Vuitton, V., Waite Jr., J. H., Kasprzak, W. T., Gell, D. A., Niemann, H. B., Müller-Wodarg, I. C. F., Borggren, N., Fletcher, G. G., Patrick, E. L., Raaen, E., and Magee, B. A. (2009). [Analysis of Titan's neutral upper atmosphere from Cassini Ion Neutral Mass Spectrometer measurements](#). *Icarus*, 200 : 581–615. Cité pages 122 et 123.
- [56] Danielson, R. E., Caldwell, J. J., and Larach, D. R. (1973). [An inversion in the atmosphere of Titan](#). *Icarus*, 20 : 437–443. Cité page 17.
- [57] de Kok, R. J., Teanby, N. A., Maltagliati, L., Irwin, P. G. J., and Vinatier, S. (2014). [HCN ice in Titan's high-altitude southern polar cloud](#). *Nature*, 514 : 65–68. Cité pages 34 et 196.

- [58] Del Genio, A., Zhou, W., and Eichler, T. P. (1993). [Equatorial superrotation in a slowly rotating GCM: Implications for Titan and Venus](#). *Icarus*, 101 : 1–17. Cité page 51.
- [59] Dinelli, B. M., Puertas, M. L., Fabiano, F., Adriani, A., Moriconi, M. L., Funke, B., García-Comas, M., Oliva, F., D’Aversa, E., and Filacchione, G. (2019). [Climatology of CH<sub>4</sub>, HCN and C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> in Titan’s upper atmosphere from Cassini/VIMS observations](#). *Icarus*, 331 : 83–97. Cité page 210.
- [60] Dollfus, A. (1970). Diamètre des planètes et satellites. In *Surfaces and Interiors of Planets and Satellites*, pages 45–139. Cité page 17.
- [61] Doose, L. R., Karkoschka, E., Tomasko, M. G., and Anderson, C. M. (2016). [Vertical structure and optical properties of Titan’s aerosols from radiance measurements made inside and outside the atmosphere](#). *Icarus*, 270 : 355–375. Cité pages 30, 115, et 145.
- [62] Dubos, T., Dubey, S., Tort, M., Mittal, R., Meurdesoif, Y., and Hourdin, F. (2015). [DYNAMICO-1.0, an icosahedral hydrostatic dynamical core designed for consistency and versatility](#). *Geosci. Model Dev.*, 8(10) : 3131–3150. Cité page 49.
- [63] Dubouloz, N., Raulin, F., Lellouch, E., and Gautier, D. (1989). [Titan’s hypothesized ocean properties: The influence of surface temperature and atmospheric composition uncertainties](#). *Icarus*, 82 : 81–96. Cité page 19.
- [64] Dufresne, J. (2009). *L’effet de serre : sa découverte, son analyse par la méthode des puissances nettes échangées et les effets de ses variations récentes et futures sur le climat terrestre*. Habilitation à diriger des recherches, Université Pierre et Marie Curie. 103 pages. Cité page 99.
- [65] Dufresne, J., Fournier, R., Hourdin, C., and Hourdin, F. (2005). [Net exchange reformulation of radiative transfer in the CO<sub>2</sub> 15- \$\mu\$ m band on Mars](#). *J. Atmos. Sci.*, 62 : 3303–3319. Cité page 99.
- [66] Eddington, A. S. (1916). On the radiative equilibrium of the stars. *MNRAS*, 77 : 16–35. Cité page 86.
- [67] 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. Cité page 26.
- [68] 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. Cité page 26.
- [69] Elliot, J. L., Veverka, J., and Goguen, J. (1975). Lunar occultation of Saturn. I. The diameters of Thetys, Dione, Rhea, Titan and Iapetus. *Icarus*, 26 : 387–407. Cité page 17.
- [70] Eymet, V., Coustet, C., and Piaud, B. (2016). [kspectrum: an open-source code for high-resolution molecular absorption spectra production](#). In *Journal of Physics Conference Series*, volume 676 of *Journal of Physics Conference Series*, page 012005. Cité page 109.

- [71] Eymet, V., Fournier, R., Dufresne, J., Lebonnois, S., Hourdin, F., and Bullock, M. A. (2009). [Net exchange parameterization of thermal infrared radiative transfer in Venus' atmosphere](#). *J. Geophys. Res.*, 114 : E11008. Cité pages 99 et 100.
- [72] Eyring, V., Bony, S., Meehl, G. A., Senior, C. A., Stevens, B., Stouffer, R. J., and Taylor, K. E. (2016). [Overview of the Coupled Model Intercomparison Project Phase 6 \(CMIP6\) experimental design and organization](#). *Geosci. Model Dev.*, 9(5) : 1937–1958. Cité page 44.
- [73] Faulk, S. P., Mitchell, J. L., Moon, S., and Lora, J. M. (2017). [Regional patterns of extreme precipitation on Titan consistent with observed alluvial fan distribution](#). *Nature Geoscience*, 10 : 827–832. Cité page 57.
- [74] Feofilov, A., Rezac, L., Kutepov, A., Vinatier, S., Rey, M., Nikitin, A., and Tyuterev, V. (2016). Non-LTE diagnostics of infrared radiation of Titan's atmosphere. In *Titan Aeronomy and Climate*, page 2. Cité page 209.
- [75] Flasar, F. M. (1983). [Oceans on Titan?](#) *Science*, 221 : 55–57. Cité page 19.
- [76] Flasar, F. M. (1998). [The dynamic meteorology of Titan](#). *Planet. Space Sci.*, 46(9-10) : 1125–1147. (Non cité.)
- [77] Flasar, F. M. and Achterberg, R. K. (2009). [The structure and dynamics of Titan's middle atmosphere](#). *Phil. Trans. R. Soc. A*, 367 : 649–664. Cité page 32.
- [78] Flasar, F. M., Allison, M. D., and Lunine, J. I. (1997). Titan zonal wind model. In Wilson, A., editor, *Huygens : Science, Payload and Mission*, volume 1177 of *ESA Special Publication*, page 287. Cité page 29.
- [79] Flasar, F. M. and Conrath, B. J. (1990). [Titan's stratospheric temperatures - A case for dynamical inertia?](#) *Icarus*, 85 : 346–354. Cité page 21.
- [80] Flasar, F. M., Kunde, V. G., Abbas, M. M., Achterberg, R. K., Ade, P., Barucci, A., Bézard, B., Bjoraker, G. L., Brasunas, J. C., Calcutt, S., Carlson, R., Césarsky, C. J., Conrath, B. J., Coradini, A., Courtin, R., Coustenis, A., Edberg, S., Edgington, S., Ferrari, C., Fouchet, T., Gautier, D., Gierasch, P. J., Grossman, K., Irwin, P., Jennings, D. E., Lellouch, E., Mamoutkine, A. A., Marten, A., Meyer, J. P., Nixon, C. A., Orton, G. S., Owen, T. C., Pearl, J. C., Prangé, R., Raulin, F., Read, P. L., Romani, P. N., Samuelson, R. E., Segura, M. E., Showalter, M. R., Simon-Miller, A. A., Smith, M. D., Spencer, J. R., Spilker, L. J., and Taylor, F. W. (2004). [Exploring the Saturn system in the thermal infrared: The Composite Infrared Spectrometer](#). *Space Sci. Rev.*, 115 : 169–297. Cité page 24.
- [81] Flasar, F. M., Samuelson, R. E., and Conrath, B. J. (1981). [Titan's atmosphere: temperature and dynamics](#). *Nature*, 292 : 693–698. Cité pages 20, 21, 22, et 178.
- [82] Flasar, F. M. and Schinder, P. J. (2016). Titan's zonal winds in its lower stratosphere. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #48*, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, page 515.01. Cité pages 30, 37, 135, 169, 173, 177, et 212.
- [83] 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 : 24,155–24,175. Cité pages 44 et 62.
- [84] Forget, F. and Lebonnois, S. (2013). *Global Climate Models of the Terrestrial Planets*, pages 213–229. Cité page 47.

- [85] Forget, F., Wordsworth, R. D., 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. Cité page 45.
- [86] 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(14-15) : 1931–1949. Cité page 55.
- [87] Fu, Q. and Liou, K. N. (1992). [On the correlated  \$k\$ -distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres](#). *J. Atmos. Sci.*, 49 : 2139–2156. Cité pages 89, 91, 92, et 93.
- [88] Fulchignoni, M., Ferri, F., Angrilli, F., Ball, A. J., Bar-Nun, A., Barucci, M. A., Bettanini, C., Bianchini, G., Borucki, W., Colombatti, G., Coradini, M., Coustenis, A., Debei, S., Falkner, P., Fanti, G., Flamini, E., Gaborit, V., Grard, R., Hamelin, M., Harri, A. M., Hathi, B., Jernej, I., Leese, M. R., Lehto, A., Lion Stoppato, P. F., López-Moreno, J. J., Mäkinen, T., McDonnell, J. A. M., McKay, C. P., Molina-Cuberos, G., Neubauer, F. M., Pirronello, V., Rodrigo, R., Saggin, B., Schwingenschuh, K., Seiff, A., Simões, F., Svedhem, H., Tokano, T., Towner, M. C., Trautner, R., Withers, P., and Zarnecki, J. C. (2005). [In situ measurements of the physical characteristics of Titan’s environment](#). *Nature*, 438 : 785–791. Cité pages 26, 29, et 57.
- [89] Gamache, R. R., Faresse, M., and Renaud, C. L. (2016). [A spectral line list for water isotopologues in the 1100-4100 cm<sup>-1</sup> region for application to CO<sub>2</sub>-rich planetary atmospheres](#). *J. Mol. Spectrosc.*, 326 : 144–150. Cité page 82.
- [90] Gautier, T., Sebree, J. A., Li, X., Pinnick, V. T., Grubisic, A., Loeffler, M. J., Getty, S. A., Trainer, M. G., and Brinckerhoff, W. B. (2017). Influence of trace aromatics on the chemical growth mechanisms of Titan aerosol analogues. *Planet. Space Sci.*, 140 : 27–34. Cité page 36.
- [91] Gierasch, P. J. (1975). [Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation](#). *J. Atmos. Sci.*, 32 : 1038–1044. Cité pages 23, 51, et 53.
- [92] Gillett, F. C. (1975). [Further observations of the 8-13 micron spectrum of Titan](#). *ApJ*, 201 : L41–L43. Cité pages 17 et 18.
- [93] Golitsyn, G. S. (1975). [Another look at atmospheric dynamics on Titan and some of its general consequences](#). *Icarus*, 24 : 70–75. Cité page 22.
- [94] Goody, R., West, R., Chen, L., and Crisp, D. (1989). [The correlated-k method for radiation calculations in nonhomogeneous atmospheres](#). *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 42 : 539–550. Cité page 89.
- [95] Goody, R. M. and Yung, Y. L. (1989). *Atmospheric radiation : theoretical basis*. Oxford University Press, 2nd edition. Cité page 74.
- [96] Gordon, I. E., Rothman, L. S., Hill, C., Kochanov, R. V., Tan, Y., Bernath, P. F., Birk, M., Boudon, V., Campargue, A., Chance, K. V., Drouin, B. J., Flaud, J.-M., Gamache, R. R., Hodges, J. T., Jacquemart, D., Perevalov, V. I., Perrin, A., Shine, K. P., Smith, M.-A. H., Tennyson, J., Toon, G. C., Tran, H., Tyuterev, V. G., Barbe, A., Császár, A. G., Devi, V. M., Furtenbacher, T., Harrison, J. J., Hartmann, J.-M., Jolly, A., Johnson, T. J., Karman, T., Kleiner, I., Kyuberis, A. A., Loos, J., Lyulin, O. M., Massie, S. T., Mikhailenko, S. N., Moazzen-Ahmadi, N., Müller, H. S. P., Naumenko, O. V., Nikitin, A. V., Polyansky, O. L., Rey, M., Rotger, M., Sharpe, S. W., Sung, K., Starikova, E., Tashkun, S. A., Auwera, J. V., Wagner, G., Wilzewski, J., Wcisło, P., Yu, S., and Zak, E. J. (2017). [The HITRAN2016 molecular spectroscopic database](#). *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 203 : 3–69. Cité page 110.

- [97] Griffith, C. A., Hall, J. L., and Geballe, T. R. (2000). [Detection of daily clouds on Titan](#). *Science*, 290 : 509–513. Cité page 32.
- [98] Griffith, C. A., Owen, T., Miller, G. A., and Geballe, T. (1998). [Transient clouds in Titan’s lower atmosphere](#). *Nature*, 395 : 575–578. Cité page 32.
- [99] Griffith, C. A., Penteadó, 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. Cité page 32.
- [100] Grimm, S. L. and Heng, K. (2015). [HELIOS-K: An ultrafast, open-source opacity calculator for radiative transfer](#). *ApJ*, 808 : 182. Cité page 89.
- [101] Guerlet, S., Spiga, A., Sylvestre, M., Indurain, M., Fouchet, T., Leconte, J., Millour, E., Wordsworth, R., Capderou, M., Bézard, B., and Forget, F. (2014). [Global climate modeling of Saturn’s atmosphere. Part I : Evaluation of the radiative transfer model](#). *Icarus*, 238 : 110–124. Cité pages 45, 108, 110, et 112.
- [102] Haberle, R. M., Pollack, J. B., Barnes, J. R., Zurek, R. W., Leovy, C. B., Murphy, J. R., Lee, H., and Schaeffer, J. (1993). [Mars atmospheric dynamics as simulated by the NASA Ames General Circulation Model. I - The zonal-mean circulation](#). *J. Geophys. Res. : Planets*, 98 : 3093–3123. Cité page 44.
- [103] Hanel, R., Conrath, B., Flasar, F. M., Kunde, V., Maguire, W., Pearl, J. C., Pirraglia, J., Samuelson, R., Herath, L., and Allison, M. (1981). [Infrared observations of the Saturnian system from Voyager 1](#). *Science*, 212 : 192–200. Cité pages 18 et 20.
- [104] Hartmann, J., Boulet, C., and Robert, D. (2008). *Collisional Effects on Molecular Spectra*. Elsevier. Cité page 83.
- [105] Hartmann, J., Tran, H., Armante, R., Boulet, C., Campargue, A., Forget, F., Gianfrani, L., Gordon, I., Guerlet, S., Gustafsson, M., Hodges, J. T., Kassi, S., Lisak, D., Thibault, F., and Toon, G. C. (2018). [Recent advances in collisional effects on spectra of molecular gases and their practical consequences](#). *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 213 : 178–227. Cité page 83.
- [106] Hartogh, P., Medvedev, A. S., Kuroda, T., Saito, R., Villanueva, G., Feofilov, A. G., Kutepov, A. A., and Berger, U. (2005). [Description and climatology of a new general circulation model of the Martian atmosphere](#). *J. Geophys. Res. : Planets*, 110 : E11008. Cité page 209.
- [107] Hayes, A. G. (2016). [The lakes and seas of Titan](#). *Ann. Rev. Earth Pl. Sc.*, 44 : 57–83. Cité page 28.
- [108] Hayes, A. G., Aharonson, O., Lunine, J. I., Kirk, R. L., Zebker, H. A., Wye, L. C., Lorenz, R. D., Turtle, E. P., Paillou, P., Mitri, G., Wall, S. D., Stofan, E. R., Mitchell, K. L., Elachi, C., and Cassini Radar Team (2011). [Transient surface liquid in Titan’s polar regions from Cassini](#). *Icarus*, 211 : 655–671. Cité page 27.
- [109] 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. Cité page 28.

- [110] Herschel, J. F. W., S. (1847). *Results of astronomical observations made during the years 1834, 5, 6, 7, 8, at the Cape of Good Hope ; being the completion of a telescopic survey of the whole surface of the visible heavens, commenced in 1825*. Smith, Elder and Co. Cité page 16.
- [111] 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, S., Mondelain, S., Rodriguez, S., and Le Mouélic, S. (2013). [Titan’s surface and atmosphere from Cassini/VIMS data with updated methane opacity](#). *Icarus*, 226 : 470–486. Cité pages 83, 111, et 112.
- [112] Hörst, S. M. (2017). [Titan’s atmosphere and climate](#). *J. Geophys. Res. : Planets*, 122 : 432–482. Cité pages 31, 35, 36, et 177.
- [113] 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. Cité page 35.
- [114] Hourdin, F. and Armengaud, A. (1999). [The use of finite-volume methods for atmospheric advection of trace species. Part I: Test of various formulations in a General Circulation Model](#). *Mon. Wea. Rev.*, 127 : 822–837. Cité page 191.
- [115] Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., Rio, C., Bony, S., Jam, A., Cheruy, F., Rochetin, N., Fairhead, L., Idelkadi, A., Musat, I., Dufresne, J.-L., Lahellec, A., Lefebvre, M.-P., and Roehrig, R. (2013). [LMDZ5B: the atmospheric component of the IPSL climate model with revisited parameterizations for clouds and convection](#). *Climate Dynamics*, 40(9) : 2193–2222. Cité page 58.
- [116] Hourdin, F., Le Van, P., Forget, F., and Talagrand, O. (1993). [Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars](#). *J. Atmos. Sci.*, 50 : 3625–3640. Cité pages 44, 51, et 62.
- [117] Hourdin, F., Lebonnois, S., Luz, D., and Rannou, P. (2004). [Titan’s stratospheric composition driven by condensation and dynamics](#). *J. Geophys. Res. Planets*, 109 : E12005. Cité pages 53, 66, et 122.
- [118] Hourdin, F., Mauritsen, T., Gettelman, A., Golaz, J.-C., Balaji, V., Duan, Q., Folini, D., Ji, D., Klocke, D., Qian, Y., Rauser, F., Rio, C., Tomassini, L., Watanabe, M., and Williamson, D. (2017). [The art and science of climate model tuning](#). *BAMS*, 98 : 589–602. Cité page 142.
- [119] 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. Cité pages 22, 44, 51, 52, et 53.
- [120] 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., Toubanc, D., and Corugedo, G. (1993). The occultation of 28 SGR by Titan. *A&A*, 269 : 541–563. Cité pages 22, 51, 52, et 53.
- [121] Hunten, D. M. (1978). A Titan atmosphere with a surface temperature of 200K. In *NASA Conference Publication*, volume 2068, pages 127–140. Cité page 18.



- [122] Hunten, D. M., Tomasko, M. G., Flasar, F. M., Samuelson, R. E., Strobel, D. F., and Stevenson, D. J. (1984). *Saturn*, chapter Titan, pages 671–759. Cité page 18.
- [123] Hutzell, W. T., McKay, C. P., and Toon, O. B. (1993). [Effects of time-varying haze production on Titan’s geometric albedo](#). *Icarus*, 105 : 162–174. Cité page 52.
- [124] Hutzell, W. T., McKay, C. P., Toon, O. B., and Hourdin, F. (1996). [Simulations of Titan’s brightness by a two-dimensional haze model](#). *Icarus*, 119 : 112–129. Cité page 53.
- [125] Iess, L., Jacobson, R. A., Ducci, M., Stevenson, D. J., Lunine, J. I., Armstrong, J. W., Asamar, S. W., Racioppa, P., Rappaport, N. J., and Tortora, P. (2012). The Tides of Titan. *Science*, 337 : 457–459. Cité page 135.
- [126] 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., Signier, 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. Cité page 26.
- [127] Jacobson, M. Z. (2005). [A refined method of parameterizing absorption coefficients among multiple gases simultaneously from line-by-line data](#). *J. Atmos. Sci.*, 62 : 506–517. Cité page 97.
- [128] Jaffe, W., Caldwell, J., and Owen, T. (1980). [Radius and brightness temperature observations of Titan at centimeter wavelengths by the Very Large Array](#). *ApJ*, 242 : 806–811. Cité page 19.
- [129] Jeans, J. S. (1916). *The dynamical theory of gases*. Cambridge University Press, 2nd edition. Cité page 16.
- [130] Jennings, D. E., Achterberg, R. K., Cottini, V., Anderson, C. M., Flasar, F. M., Nixon, C. A., Bjoraker, G. J., Kunde, V. G., Carlson, R. C., Guandique, E., Kaelberer, M. S., Tingley, J. S., Albright, S. A., Segura, M. E., de Kok, R., Coustenis, A., Vinatier, S., Bampasidis, G., Teanby, N. A., and Calcutti, S. B. (2015). [Evolution of the far-infrared cloud at Titan’s south pole](#). *ApJ*, 804 : L34. Cité pages 30, 34, 36, 167, 169, et 197.
- [131] Jennings, D. E., Anderson, C. M., Samuelson, R. E., Flasar, F. M., Nixon, C. A., Bjoraker, G. J., Romani, P. N., Achterberg, R. K., Cottini, V., Hesman, B. E., Kunde, V. G., Carlson, R. C., de Kok, R., Coustenis, A., Vinatier, S., Bampasidis, G., Teanby, N. A., and Calcutti, S. B. (2012a). [First observation in the south of Titan’s far-infrared 220 cm<sup>-1</sup> cloud](#). *ApJ*, 761 : L15. (Non cité.)
- [132] Jennings, D. E., Anderson, C. M., Samuelson, R. E., Flasar, F. M., Nixon, C. A., Kunde, V. G., Achterberg, R. K., Cottini, V., de Kok, R., Coustenis, A., Vinatier, S., and Calcutti, S. B. (2012b). [Seasonal disappearance of far-infrared haze in Titan’s stratosphere](#). *ApJ*, 754 : L3. Cité page 34.
- [133] Jennings, D. E., Cottini, V., Nixon, C. A., Achterberg, R. K., Flasar, F. M., Kunde, V. G., Romani, P. N., Samuelson, R. E., Mamoutkine, A., Goriuss, N. J. P., Coustenis, A., and Tokano, T. (2016). [Surface temperatures on Titan during northern winter and spring](#). *ApJ*, 816 : L17. Cité page 32.
- [134] Jennings, D. E. and Tokano, T., Cottini, V., Nixon, C. A., Achterberg, R. K., Flasar, F. M., Kunde, V. G., Romani, P. N., Samuelson, R. E., Segura, M. E., Goriuss, N. J. P., Guandique, E., Kaelberer, M. S., and Coustenis, A. (2019). [Titan surface temperatures during the Cassini mission](#). *ApJ*, 877 : L8. Cité pages 32 et 149.
- [135] Karkoschka, E. (2016). [Seasonal variations of Titan’s haze at low and high altitudes from HST-STIS spectroscopy](#). *Icarus*, 270 : 339–354. Cité pages 116 et 146.

- [136] Karman, T., Gordon, I. E., van der Avoird, A., Baranov, Y. I., Boulet, C., Drouin, B. J., Groenenboom, G. C., Gustafsson, M., Hartmann, J.-M., and Kurucz, R. L. (2019). [Update of the HITRAN collision-induced absorption section](#). *Icarus*, 328 : 160–175. Cité page 112.
- [137] Khare, B. N., Sagan, C., Arakawa, E. T., Suits, F., Callcott, T. A., and Williams, M. W. (1984). [Optical constants of organic tholins produced in a simulated Titanian atmosphere: From soft X-ray to microwave frequencies](#). *Icarus*, 60 : 127–137. Cité pages 21, 67, 103, 104, et 115.
- [138] Kolmogorov, A. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number. *Dokl. Akad. Nauk*, 30 : 9–13. Cité page 61.
- [139] Koskinen, T. T., Yelle, R. V., Snowden, D. S., Lavvas, P., Sade, B. R., Capalbo, F. J., Benilan, Y., and West, R. A. (2011). The mesosphere and thermosphere of Titan revealed by Cassini/UVIS stellar occultations. *Icarus*, 216 : 507–534. Cité page 123.
- [140] Kostiuk, T., Fast, K. E., Livengood, T. A., Hewagama, T., Goldstein, J. J., Espenak, F., and Buhl, D. (2001). [Direct measurement of winds on Titan](#). *Geophys. Res. Lett.*, 28 : 2361–2364. Cité page 22.
- [141] Kuiper, G. P. (1944). [Titan: A satellite with an atmosphere](#). *ApJ*, 100 : 378. Cité page 16.
- [142] 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. Cité pages 20 et 34.
- [143] Lacis, A. A. and Hansen, J. (1974). [A parameterization for the absorption of solar radiation in the Earth’s atmosphere](#). *J. Atmos. Sci.*, 31 : 118–133. Cité page 90.
- [144] Lacis, A. A. and Oinas, V. (1991). [A description of the correlated-k distribution method for modeling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres](#). *J. Geophys. Res.*, 96 : 9027–9063. Cité pages 89, 93, 94, 124, et 125.
- [145] Lara, L. M., Lellouch, E., López-Moreno, J. J., and Rodrigo, R. (1996). [Vertical distribution of Titan’s atmospheric neutral constituents](#). *J. Geophys. Res.*, 101(E10) : 23261–23283. Cité page 52.
- [146] Larson, E. J. L., Toon, O. B., and Friedson, A. J. (2014). [Simulating Titan’s aerosols in a three dimensional general circulation model](#). *Icarus*, 243 : 400–419. Cité page 55.
- [147] Larson, E. J. L., Toon, O. B., West, R. A., and Friedson, A. J. (2015). [Microphysical modeling of Titan’s detached haze layer in a 3D GCM](#). *Icarus*, 254 : 122–134. Cité pages 35 et 55.
- [148] Lavvas, P., Coustenis, A., and Varvadas, I. M. (2008a). Coupling photochemistry with haze formation in Titan’s atmosphere, Part I : Model description. *Planet. Space Sci.*, 56(1) : 27–66. Cité page 54.
- [149] Lavvas, P., Coustenis, A., and Varvadas, I. M. (2008b). Coupling photochemistry with haze formation in Titan’s atmosphere, Part II : Results and validation with Cassini/Huygens data. *Planet. Space Sci.*, 56(1) : 67–99. Cité pages 35 et 54.
- [150] Lavvas, P., Griffith, C. A., and Yelle, R. V. (2011). [Condensation in Titan’s atmosphere at the Huygens landing site](#). *Icarus*, 215 : 732–750. Cité page 34.
- [151] Lavvas, P., Yelle, R. V., and Griffith, C. A. (2010). [Titan’s vertical aerosol structure at the Huygens landing site: Constraints on particle size, density, charge, and refractive index](#). *Icarus*, 210 : 832–842. Cité pages 30, 101, 115, et 145.



- [152] Le Mouélic, S., Rodriguez, S., Robidel, R., Rousseau, B., Seignovert, B., Sotin, C., Barnes, J. W., Brown, R. H., Baines, K. H., Buratti, B. J., Clark, R. N., Nicholson, P. D., Rannou, P., and Cornet, T. (2018). [Mapping polar atmospheric features on Titan with VIMS: From the dissipation of the northern cloud to the onset of a southern polar vortex](#). *Icarus*, 311 : 371–383. Cité pages 35 et 196.
- [153] Lebonnois, S. (2000). *Circulation générale et photochimie dans l’atmosphère de Titan*. Thèse de Doctorat, Université Toulouse III. 161 pages. Cité page 65.
- [154] Lebonnois, S. (2005). [Benzene and aerosol production in Titan and Jupiter’s atmospheres: a sensitivity study](#). *Planet. Space Sci.*, 53(5) : 486–497. Cité page 62.
- [155] Lebonnois, S. (2013). *Vénus et Titan : étude d’atmosphères en superrotation*. Habilitation à diriger des recherches en Sciences de la Terre et de l’Univers, Université Pierre et Marie Curie. 109 pages. Cité pages 51 et 54.
- [156] Lebonnois, S., Bakes, E. L. O., and McKay, C. P. (2002). [Transition from gaseous compounds to aerosols in Titan’s atmosphere](#). *Icarus*, 159 : 505–517. Cité pages 35 et 54.
- [157] 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. Cité pages 35, 56, 57, 66, 100, 151, 168, 174, 175, 177, 197, 198, et 206.
- [158] 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](#). *J. Geophys. Res. Planets*, 117 : E12004. Cité pages 49, 55, et 158.
- [159] Lebonnois, S., Eymet, V., Lee, C., and Vatant d’Ollone, J. (2015). [Analysis of the radiative budget of the Venusian atmosphere based on infrared Net Exchange Rate formalism](#). *J. Geophys. Res. : Planets*, 120 : 1186–1200. Cité pages 99 et 100.
- [160] Lebonnois, S., Hourdin, F., Eymet, V., Cresspin, A., Fournier, R., and Forget, F. (2010). [Superrotation of Venus’ atmosphere analyzed with a full general circulation model](#). *J. Geophys. Res. Planets*, 115 : 6006. Cité page 99.
- [161] Lebonnois, S., Hourdin, F., Rannou, P., Luz, D., and Toubanc, D. (2003). [Impact of the seasonal variations of composition on the temperature field of Titan’s stratosphere](#). *Icarus*, 163 : 164–174. Cité pages 53 et 69.
- [162] Lebonnois, S., Rannou, P., and Hourdin, F. (2009). [The couplings of winds, aerosols and chemistry in Titan’s atmosphere](#). *Phil. Trans. R. Soc. A*, 367 : 665–682. Cité page 54.
- [163] Lebonnois, S. and Toubanc, D. (1999). [Actinic fluxes in Titan’s atmosphere, from one to three dimensions: Application to high-latitude composition](#). *J. Geophys. Res.*, 104(E9) : 22,025–22,034. Cité pages 53 et 65.
- [164] Lebonnois, S., Toubanc, D., Hourdin, F., and Rannou, P. (2001). [Seasonal variations of Titan’s atmospheric composition](#). *Icarus*, 152 : 384–406. Cité pages 53, 62, et 64.
- [165] Lebonnois, S. and Vinatier, S. (2013). Modeling seasonal variations of the composition in Titan’s polar stratosphere with the IPSL Titan GCM. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages P53C–1869. Cité pages 56, 62, 64, 68, et 70.

- [166] Lebreton, J.-P., Witasse, O., Sollazzo, C., Blancquaert, T., Couzin, P., Schipper, A.-M., Jones, J. B., Matson, D. L., Gurvits, L. I., Atkinson, D. H., Kazeminejad, B., and Pérez-Ayúcar, M. (2005). [An overview of the descent and landing of the Huygens probe on Titan](#). *Nature*, 438 : 758–764. Cité pages 26 et 173.
- [167] Lefèvre, M., Spiga, A., and Lebonnois, S. (2020). [Mesoscale modeling of Venus’ bow-shape waves](#). *Icarus*, 335 : 113376. Cité page 135.
- [168] 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. Cité page 100.
- [169] Lellouch, E., Gurwell, M. A., Moreno, R., Vinatier, S., Strobel, D. F., Moullet, A., Butler, B., Lara, L., Hidayat, T., and Villard, E. (2019). [An intense thermospheric jet on Titan](#). *Nature Astronomy*, page 250. Cité page 214.
- [170] Leovy, C. and Mintz, Y. (1969). [Numerical simulation of the atmospheric circulation and climate of Mars](#). *J. Atmos. Sci.*, 26 : 1167–1190. Cité page 44.
- [171] Lewis, J. S. (1971). [Satellites of the outer planets: Their physical and chemical nature](#). *Icarus.*, 15 : 174–185. Cité page 17.
- [172] Li, C., Le, T., Zhang, X., and Yung, Y. L. (2018). [A high-performance atmospheric radiation package: With applications to the radiative energy budgets of giant planets](#). *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 217 : 353–362. Cité page 175.
- [173] Li, J. and Barker, H. W. (2005). [A radiation algorithm with correlated- \$k\$  distribution. Part I: Local Thermal Equilibrium](#). *J. Atmos. Sci.*, 62 : 286–309. Cité pages 96 et 97.
- [174] Li, J., Liu, D., Coustenis, A., and Liu, X. (2012). [Possible physical cause of the zonal wind collapse on Titan](#). *Planet. Space Sci.*, 63-64 : 150–157. Cité pages 55, 174, et 179.
- [175] 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. Cité page 18.
- [176] Liu, X., Li, J., and Coustenis, A. (2008). [A transposable planetary general circulation model \(PGCM\) and its preliminary application to Titan](#). *Planet. Space Sci.*, 56(12) : 1618–1629. Cité page 55.
- [177] 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](#). *J. Geophys. Res. : Planets*, 118(3) : 416–435. Cité page 27.
- [178] Lora, J. M. and Ádámkóvics, M. (2017). [The near-surface methane humidity on Titan](#). *Icarus*, 286 : 270–279. Cité page 57.
- [179] Lora, J. M., Lunine, J. I., and Russell, J. L. (2015). [GCM simulations of Titan’s middle and lower atmosphere and comparison to observations](#). *Icarus*, 250 : 516–528. Cité pages 56, 57, 69, 101, 104, 107, 108, 116, 158, et 169.
- [180] Lora, J. M., Lunine, J. I., Russell, J. L., and Hayes, A. G. (2014). [Simulations of Titan’s paleoclimate](#). *Icarus*, 243 : 264–273. Cité page 28.

- [181] Lora, J. M., Tokano, T., Vatant d'Ollone, J., Lebonnois, S., and Lorenz, R. D. (2019). [A model intercomparison of Titan's climate and low-latitude environment](#). *Icarus*, 333 : 113–126. Cité pages [136](#), [147](#), [148](#), [149](#), [150](#), et [212](#).
- [182] Lorenz, E. N. (1963). [Deterministic nonperiodic flow](#). *J. Atmos. Sci.*, 20 : 130–141. Cité page [43](#).
- [183] Lorenz, R. D. (2017). [Wind shear and turbulence on Titan: Huygens analysis](#). *Icarus*, 295 : 119–124. Cité page [173](#).
- [184] 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., Barnes, J. W., and the Cassini RADAR Team (2013). [A global topographic map of Titan](#). *Icarus*, 225 : 367–377. Cité pages [135](#) et [136](#).
- [185] 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. Cité pages [27](#) et [28](#).
- [186] Lorenz, R. D., Zarnecki, J. C., Towner, M. C., Leese, M. R., Ball, A. J., Hathi, B., Hagermann, A., and Ghafoor, N. A. L. (2007). [Descent motions of the Huygens probe as measured by the Surface Science Package \(SSP\): Turbulent evidence for a cloud layer](#). *Planet. Space Sci.*, 55(13) : 1936–1948. Cité page [173](#).
- [187] Lott, F., Plougonven, R., and Vanneste, J. (2010). [Gravity waves generated by sheared potential vorticity anomalies](#). *J. Atmos. Sci.*, 67 : 157–170. Cité page [177](#).
- [188] Lott, F., Plougonven, R., and Vanneste, J. (2012). [Gravity waves generated by sheared three-dimensional potential vorticity anomalies](#). *J. Atmos. Sci.*, 69 : 2134–2151. Cité page [177](#).
- [189] Low, F. J. and Rieke, G. H. (1974). [Infrared photometry of Titan](#). *ApJ*, 190 : L143. Cité page [17](#).
- [190] Lunine, J. I., Stevenson, D. J., and Yung, Y. L. (1983). [Ethane ocean on Titan](#). *Science*, 222 : 1229–1230. Cité page [19](#).
- [191] Lutz, B. L., Owen, T., and Cess, R. D. (1976). [Laboratory band strengths of methane and their application to the atmospheres of Jupiter, Saturn, Uranus, Neptune and Titan](#). *ApJ*, 203 : 541–551. Cité page [17](#).
- [192] Luz, D., Civeit, T., Courtin, R., Lebreton, J., Gautier, D., Rannou, P., Kaufer, A., Witasse, O., Lara, L., and Ferri, F. (2005). [Characterization of zonal winds in the stratosphere of Titan with UVES](#). *Icarus*, 179 : 497–510. Cité pages [22](#), [80](#), et [213](#).
- [193] Luz, D. and Hourdin, F. (2003). [Latitudinal transport by barotropic waves in Titan's stratosphere. I. General properties from a horizontal shallow-water model](#). *Icarus*, 166 : 328–342. Cité page [53](#).
- [194] Luz, D., Hourdin, F., Rannou, P., and Lebonnois, S. (2003). [Latitudinal transport by barotropic waves in Titan's stratosphere. II. Results from a coupled dynamics-microphysics-photochemistry GCM](#). *Icarus*, 166 : 328–342. (Non cité.)
- [195] Machado, P., Widemann, T., Peralta, J., Gonçalves, R., Donati, J., and Luz, D. (2017). [Venus cloud-tracked and doppler velocimetry winds from CFHT/ESPaDOnS and Venus Express/VIRTIS in April 2014](#). *Icarus*, 285 : 8–26. Cité page [80](#).

- [196] MacKenzie, S. M., Lora, J. M., and Lorenz, R. D. (2019). [A thermal inertia map of Titan](#). *J. Geophys. Res. : Planets*, 124 : 1728–1742. Cité page 149.
- [197] Manabe, S., Smagorinsky, J., and Strickler, R. F. (1965). [Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle](#). *Mon. Weather Rev.*, 93 : 769–798. Cité page 43.
- [198] Manabe, S. and Wetherald, R. T. (1967). [Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity](#). *J. Atmos. Sci.*, 24 : 241–259. Cité page 43.
- [199] Manabe, S. and Wetherald, R. T. (1973). The effects of doubling the CO<sub>2</sub> concentration on the climate of a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, 32 : 3–15. Cité page 43.
- [200] 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](#). *ApJ*, 749 : 160. Cité page 28.
- [201] Mastrogiuseppe, M., Poggiali, V., Hayes, A. G., Lorenz, R. D., Lunine, J. L., Picardi, G., Seu, R., Flamini, E., Mitri, G., Notarnicola, C., Paillou, P., and Zebker, H. (2014). [The bathymetry of a Titan sea](#). *Geophys. Res. Lett.*, 41 : 1432–1437. Cité page 27.
- [202] Mastrogiuseppe, M., Poggiali, V., Hayes, A. G., Lunine, J. I., Seu, R., Mitri, G., and Lorenz, R. D. (2019). [Deep and methane-rich lakes on Titan](#). *Nature Astronomy*, 3. Cité page 27.
- [203] Mathé, C., Vinatier, S., Bézard, B., Lebonnois, S., Gorius, N., Jennings, D. E., Mamoutkine, A., Guandique, E., and Vatant d’Ollone, J. (2020). [Seasonal changes in the middle atmosphere of Titan from Cassini/CIRS observations: temperature and trace species abundance profiles from 2004 to 2017](#). *Icarus*, page 113547. Cité pages 170 et 206.
- [204] McKay, C. P., Pollack, J. B., and Courtin, R. (1989). The thermal structure of Titan’s atmosphere. *Icarus*, 80 : 23–53. Cité pages 51, 56, 69, 70, 100, 105, 108, 112, et 206.
- [205] McKay, C. P., Pollack, J. B., and Courtin, R. (1991). [The greenhouse and antighreenhouse effects on Titan](#). *Science*, 253 : 1118–1121. Cité pages 22, 112, et 113.
- [206] Mellor, G. L. and Yamada, T. (1982). [Development of a turbulent closure model for geophysical fluids problems](#). *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20 : 851–875. Cité page 61.
- [207] Menou, K. and Rauscher, E. (2010). [Radiation hydrodynamics of Hot Jupiter atmospheres](#). *ApJ*, 713 : 1174–1182. Cité page 80.
- [208] Mingalev, I. V., Mingalev, V. S., Mingalev, O. V., Kazeminejad, B., Lammer, H., Biernat, H. K., Lichtenegger, H. I. M., Schwingenschuh, K., and Rucker, H. O. (2006). [First simulation results of Titan’s atmosphere dynamics with a global 3-D non-hydrostatic circulation model](#). *Ann. Geophys.*, 24 : 2115–2129. Cité pages 55 et 175.
- [209] Mintz, Y. (1965). Very long-term global integration of the primitive equations of atmospheric motion. In *Proceedings of WMO-IUGG Symposium on Research and Development Aspects of Long-Range Forecasting (WMO Technical Note No. 66)*, pages 141–167. World Meteorological Organization. Cité page 43.
- [210] Mischna, M. A., Lee, C., and Richardson, M. (2012). [Development of a fast, accurate, radiative transfer model for the Martian atmosphere, past and present](#). *J. Geophys. Res.*, 117(E10) : E10009. Cité page 97.

- [211] Mitchell, J. L., Ádámkóvics, M., Caballero, R., and Turtle, E. P. (2011). [Locally enhanced precipitation organized by planetary-scale waves on Titan](#). *Nature Geoscience*, 4 : 589–592. Cité page 56.
- [212] Mitchell, J. L., Pierrehumbert, R. T., Frierson, D. M. W., and Caballero, R. (2006). [The dynamics behind Titan's methane clouds](#). *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 103 : 18421–18426. Cité pages 56 et 89.
- [213] Mollière, P., van Boekel, R., Dullemond, C., Henning, T., and Mordasini, C. (2015). [Model atmospheres of irradiated exoplanets: the influence of stellar parameters, metallicity and the C/O ratio](#). *ApJ*, 813 : 47. Cité pages 94 et 124.
- [214] Moreno, R., Marten, A., and Hidayat, T. (2005). [Interferometric measurements of zonal winds on Titan](#). *A&A*, 437 : 319–328. Cité page 22.
- [215] Morrison, D., Cruikshank, D. P., and Murphy, R. E. (1972). [Temperatures of Titan and the galilean satellites at 20 microns](#). *ApJ*, 173 : L143–L146. Cité page 17.
- [216] Müller-Wodarg, I., Griffith, C. A., Lellouch, E., and Cravens, T. E., editors (2014). *Titan : Interior, Surface, Atmosphere and Space Environment*. Cambridge Planetary Science. Cambridge University Press. Cité pages 31, 32, 35, et 51.
- [217] 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. Cité page 55.
- [218] Newman, C. E., Richardson, M. I., Lian, Y., and Lee, C. (2016). [Simulating Titan's methane cycle with the TitanWRF General Circulation Model](#). *Icarus*, 267 : 106–134. Cité pages 55 et 56.
- [219] Niemann, H. B., Atreya, S. K., Bauer, S. J., Carignan, G. R., Demick, J. E., Frost, R. L., Gautier, D., Haberman, J. A., Harpold, D. N., Hunten, D. M., Israel, G., Lunine, J. I., Kasprzak, W. T., Owen, T. C., Paulkovich, M., Raulin, F., Raaen, E., and Way, S. H. (2005). [The abundances of constituents of Titan's atmosphere from the GCMS instrument on the Huygens probe](#). *Nature*, 438 : 779–784. Cité page 26.
- [220] 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](#). *J. Geophys. Res. Planets*, 115 : E12006. Cité pages 20, 26, 29, et 66.
- [221] Nixon, C. A., Lorenz, R. D., Achterberg, R. K., Buch, A., Coll, P., Clark, R. N., Courtin, R., Hayes, A., Iess, L., Johnson, R. E., Lopes, R. M. C., Mastrogiuseppe, M., Mandt, K., Mitchell, D. G., Raulin, F., Rymer, A. M., Todd Smith, H., Solomonidou, A., Sotin, C., Strobel, D., Turtle, E. P., Vuitton, V., West, R. A., and Yelle, R. V. (2018). [Titan's cold case files - Outstanding questions after Cassini-Huygens](#). *Planet. Space Sci.*, 155 : 50–72. Cité page 35.
- [222] Nna-Mvondo, D., Anderson, C. M., and Samuelson, R. E. (2019). [Detailed infrared study of amorphous to crystalline propionitrile ices relevant to observed spectra of Titan's stratospheric ice clouds](#). *Icarus*, 333 : 183–198. Cité pages 34 et 197.
- [223] Phillips, N. A. (1956). [The general circulation of the atmosphere : a numerical experiment](#). *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 82 : 123–164. Cité page 43.
- [224] Phillips, N. A. (1966). [The equations of motion for a shallow rotating atmosphere and the "traditional approximation"](#). *J. Atmos. Sci.*, 23 : 626–628. Cité page 48.

- [225] Pierrehumbert, R. T. (2010). *Principles of Planetary Climate*. Cambridge University Press. Cité page 95.
- [226] Podolak, M. and Danielson, R. E. (1977). [Axel dust on Saturn and Titan](#). *Icarus*, 30 : 479–492. Cité page 18.
- [227] Pollack, J. B. (1973). [Greenhouse models of the atmosphere of Titan](#). *Icarus*, 19 : 43–58. Cité page 17.
- [228] Pollack, J. B., Haberle, R. M., Schaeffer, J., and Lee, H. (1990). [Simulations of the general circulation of the Martian atmosphere. I - Polar processes](#). *J. Geophys. Res.*, 95 : 1447–1473. Cité page 44.
- [229] 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. Cité page 26.
- [230] 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. Cité page 28.
- [231] Rages, K. and Pollack, J. B. (1983). [Vertical distribution of scattering hazes in Titan’s upper atmosphere](#). *Icarus*, 55 : 50–62. Cité pages 19, 20, 22, et 100.
- [232] Rannou, P. (2006). *Microphysique et transfert radiatif appliqués à l’étude des planètes*. Habilitation à diriger des recherches en astronomie, Université Versailles Saint-Quentin. 92 pages. Cité page 51.
- [233] Rannou, P., Cabane, M., Botet, R., and Chassefière, E. (1997). [A new interpretation of scattered light measurements at Titan’s limb](#). *J. Geophys. Res.*, 102(E5) : 10997–11013. Cité pages 51 et 67.
- [234] Rannou, P., Cabane, M., and Chassefière, E. (1993). [Growth of aerosols in Titan’s atmosphere and related time scales - A stochastic approach](#). *Geophys. Res. Lett.*, 20(10) : 967–970. Cité pages 51 et 52.
- [235] Rannou, P., Cabane, M., Chassefière, 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. Cité pages 51 et 66.
- [236] Rannou, P., Hourdin, F., and McKay, C. P. (2002). [A wind origin for Titan’s haze structure](#). *Nature*, 418 : 853–856. Cité pages 35, 53, et 199.
- [237] Rannou, P., Hourdin, F., McKay, C. P., and Luz, D. (2004). [A coupled dynamics-microphysics model of Titan’s atmosphere](#). *Icarus*, 170 : 443–462. Cité pages 23, 52, 53, 66, 67, 134, et 158.
- [238] Rannou, P., Montmessin, F., Hourdin, F., and Lebonnois, S. (2006). [The latitudinal distribution of clouds on Titan](#). *Science*, 311 : 201–205. Cité pages 56 et 211.
- [239] Rey, M., Nikitin, A. V., Bézard, B., Rannou, P., Coustenis, A., and Tyuterev, V. G. (2018). [New accurate theoretical line lists of  \$^{12}\text{CH}\_4\$  and  \$^{13}\text{CH}\_4\$  in the 0-13400  \$\text{cm}^{-1}\$  range: Application to the modeling of methane absorption in Titan’s atmosphere](#). *Icarus*, 303 : 114–130. Cité pages 110 et 111.



- [240] Richard, C., Gordon, I. E., Rothman, L. S., Abel, M., Frommhold, L., Gustafsson, M., Hartmann, J. M., Hermans, C., Lafferty, W. J., and Orton, G. S. (2012). [New section of the HITRAN database: Collision-induced absorption \(CIA\)](#). *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 113 : 1276–1285. Cité pages 85 et 112.
- [241] Richardson, L. F. (1922). *Weather Prediction by Numerical Process*. Cambridge University Press. Cité pages 42 et 61.
- [242] Richardson, M. I., Toigo, A. D., and Newman, C. E. (2007). [PlanetWRF: A general purpose, local to global numerical model for planetary atmospheric and climate dynamics](#). *J. Geophys. Res.*, 112(E9) : E09001. Cité page 55.
- [243] Rodriguez, S., Garcia, A., Lucas, A., Appéré, T., Le Gall, A., Reffet, E., Le Corre, L., Le Mouélic, S., Cornet, T., Courrech du Pont, S., Narteau, C., Bourgeois, O., Radebaugh, J., Arnold, K., Barnes, J. W., Stephan, K., Jaumann, R., Sotin, C., Brown, R. H., Lorenz, R. D., and Turtle, E. P. (2014). [Global mapping and characterization of Titan’s dune fields with Cassini: Correlation between RADAR and VIMS observations](#). *Icarus*, 230 : 168–179. Cité page 28.
- [244] Rodriguez, S., Le Mouélic, S., Barnes, J. W., Kok, J. F., Rafkin, S. C., Lorenz, R. D., Charnay, B., Radebaugh, J., Narteau, C., Cornet, T., Bourgeois, O., Lucas, A., Rannou, P., Griffith, C. A., Coustenis, A., Appéré, T., Hirtzig, M., Sotin, C., Soderblom, J. M., Brown, R. H., Bow, J., Vixie, G., Maltagliati, L., Courrech du Pont, S., Jaumann, R., Stephan, K., Baines, K. H., Buratti, B. J., Clark, R. N., and Nicholson, P. D. (2018). [Observational evidence for active dust storms on Titan at equinox](#). *Nature Geoscience*, 11 : 727–732. Cité page 32.
- [245] 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 cloud seasonal activity from winter to spring with Cassini/VIMS](#). *Icarus*, 216 : 89–110. Cité pages 32, 135, et 211.
- [246] Roe, H. G., de Pater, I., Macintosh, B. A., and McKay, C. P. (2002). [Titan’s clouds from Gemini and Keck adaptive optics imaging](#). *ApJ*, 581 : 1399–1406. Cité page 32.
- [247] Roman, M. T., West, R. A., Banfield, D. J., Gierasch, P. J., Achterberg, R. K., Nixon, C. A., and Thomas, P. C. (2009). [Determining a tilt in Titan’s north-south albedo asymmetry from Cassini images](#). *Icarus*, 203 : 242–249. Cité pages 30 et 210.
- [248] Rossow, W. B. and Williams, G. P. (1979). [Large-scale motion in the Venus stratosphere](#). *J. Atmos. Sci.*, 36 : 377–389. Cité page 23.
- [249] Rothman, L. S., Gordon, I. E., Babikov, Y., Barbe, A., Chris Benner, D., Bernath, P. F., Birk, M., Bizzocchi, L., Boudon, V., Brown, L. R., Campargue, A., Chance, K., Cohen, E. A., Coudert, L. H., Devi, V. M., Drouin, B. J., Fayt, A., Flaud, J.-M., Gamache, R. R., Harrison, J. J., Hartmann, J.-M., Hill, C., Hodges, J. T., Jacquemart, D., Jolly, A., Lamouroux, J., Le Roy, R. J., Li, G., Long, D. A., Lyulin, O. M., Mackie, C. J., Massie, S. T., Mikhailenko, S., Müller, H. S. P., Naumenko, O. V., Nikitin, A. V., Orphal, J., Perevalov, V., Perrin, A., Polovtseva, E. R., Richard, C., Simtk, M. A. H., Starikova, E., Sung, K., Tashkun, S., Tennyson, J., Toon, G. C., Tyuterev, V. G., and Wagner, G. (2013). [The HITRAN2012 molecular spectroscopic database](#). *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 130 : 4–50. Cité pages 77 et 109.
- [250] Sagan, C. (1971). [The Solar System beyond Mars: An exobiological survey](#). *Space Sci. Rev.*, 11 : 827–866. Cité page 18.



- [251] Sagan, C. (1973). [The greenhouse of Titan](#). *Icarus*, 18 : 649–656. Cité page 17.
- [252] Sánchez-Lavega, A. (2011). *An Introduction to Planetary Atmospheres*. CRC Press. Cité page 88.
- [253] Schinder, P. J., Flasar, F. M., Marouf, E. A., French, R. G., McGhee, C. A., Kliore, A. J., Rappaport, N. J., Barbinis, 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. Cité pages 37, 38, 150, 151, 169, et 170.
- [254] 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. Cité pages 56 et 89.
- [255] Seignovert, B., Rannou, P., Lavvas, P., Cours, T., and West, R. A. (2017). [Aerosols optical properties in Titan’s detached haze layer before the equinox](#). *Icarus*, 170 : 443–462. Cité pages 104 et 131.
- [256] Seignovert, S. (2017). *Analyse de la couche détachée de Titan à l’aide de l’instrument Cassini/ISS*. Thèse de Doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne. 170 pages. Cité pages 24 et 199.
- [257] Sharkey, J., Teanby, N. A., Sylvestre, M., Mitchell, D. M., Seviour, W. J. M., Nixon, C. A., and Irwin, P. G. J. (2020). Mapping the zonal structure of Titan’s northern polar vortex. *Icarus*, 337 : 113441. Cité page 210.
- [258] 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. Cité page 22.
- [259] Smagorinsky, J. (1963). [General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment](#). *Mon. Weather Rev.*, 91 : 99–164. Cité page 43.
- [260] Smith, B. A., Soderblom, L., Batson, R. M., Bridges, P. M., Inge, J. L., Masursky, H., Shoemaker, E., Beebe, R. F., Boyce, J., Briggs, G., Bunker, A., Collins, S. A., Hansen, C., Johnson, T. V., Mitchell, J. L., Terrile, R. J., Cook, A. F., Cuzzi, J. N., Pollack, J. B., Danielson, G. E., Ingersoll, A. P., Davies, M. E., Hunt, G. E., Morrison, D., Owen, T., Sagan, C., Veverka, J., Strom, R., and Suomi, V. E. (1982). [A new look at the Saturn system: The Voyager 2 images](#). *Science*, 215 : 504–537. Cité page 18.
- [261] Smith, B. A., Soderblom, L., Beebe, R. F., Boyce, J. M., Briggs, G., Bunker, A., Collins, S. A., Hansen, C., Johnson, T. V., Mitchell, J. L., Terrile, R. J., Carr, M. H., Cook, A. F., Cuzzi, J. N., Pollack, J. B., Danielson, G. E., Ingersoll, A. P., Davies, M. E., Hunt, G. E., Masursky, H., Shoemaker, E. M., Morrison, D., Owen, T., Sagan, C., Veverka, J., Strom, R., and Suomi, V. E. (1981). [Encounter with Saturn: Voyager 1 Imaging Science results](#). *Science*, 212 : 163–191. Cité page 18.
- [262] 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. Cité page 28.
- [263] Spiga, A., Guerlet, S., Millour, E., Indurain, M., Meurdesoif, Y., Cabanes, S., Dubos, T., Leconte, J., Boissinot, A., Lebonnois, S., Sylvestre, M., and Fouchet, T. (2020). [Global climate modeling of Saturn’s atmosphere. Part II: Multi-annual high-resolution dynamical simulations](#). *Icarus*, 335 : 113377. Cité page 50.

- [264] 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. Cité page 20.
- [265] 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 : L07104. Cité page 27.
- [266] 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. Cité pages 26 et 27.
- [267] Sylvestre, M., Teanby, N. A., Vatant d'Ollone, J., Vinatier, S., Bézard, B., Lebonnois, S., and Irwin, P. G. J. (2019). [Seasonal evolution of temperatures in Titan's lower stratosphere](#). *Icarus*. Cité pages 166, 167, 168, 170, 193, 194, et 207.
- [268] Sylvestre, M., Teanby, N. A., Vinatier, S., Lebonnois, S., and Irwin, P. G. J. (2018). [Seasonal evolution of C<sub>2</sub>N<sub>2</sub>, C<sub>3</sub>H<sub>4</sub>, and C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> abundances in Titan's lower stratosphere](#). *A&A*, 609 : A64. Cité pages 37, 168, 193, 194, et 195.
- [269] Teanby, N. A., Bézard, B., Vinatier, S., Sylvestre, M., Nixon, C. A., Irwin, P. G. J., de Kok, R. J., Calcutt, S. B., and Flasar, F. M. (2017). [The formation and evolution of Titan's winter polar vortex](#). *Nature Communications*, 8 : 1586. Cité pages 33, 36, 37, 157, 164, 193, et 210.
- [270] Teanby, N. A., de Kok, R., Irwin, P. G. J., Osprey, S., Vinatier, S., Gierasch, P. J., Read, P. L., Flasar, F. M., Conrath, B. J., Achterberg, R. K., Bézard, B., Nixon, C. A., and Calcutt, S. B. (2008a). [Titan's winter polar vortex structure revealed by chemical tracers](#). *J. Geophys. Res.*, 113(E12) : E12003. Cité pages 36, 157, 164, et 210.
- [271] Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., and de Kok, R. (2010a). [Compositional evidence for Titan's stratospheric tilt](#). *Planet. Space Sci.*, 58(5) : 792–800. Cité pages 30 et 210.
- [272] Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., de Kok, R., and Nixon, C. A. (2009). [Dynamical implications of seasonal and spatial variations in Titan's stratospheric composition](#). *Phil. Trans. R. Soc. A*, 367 : 697–711. Cité page 210.
- [273] Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., de Kok, R., and Nixon, C. A. (2010b). [Seasonal changes in Titan's polar trace gas abundance observed by Cassini](#). *ApJ*, 724 : L84–L89. Cité page 33.
- [274] Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., de Kok, R., Nixon, C. A., Coustenis, A., Royer, E., Calcutt, S. B., Bowles, N. E., Fletcher, L., Howett, C., and Taylor, F. W. (2008b). [Global and temporal variations in hydrocarbons and nitriles in Titan's stratosphere for northern winter observed by Cassini/CIRS](#). *Icarus*, 193 : 595–611. (Non cité.)
- [275] Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., Nixon, C. A., de Kok, R., Vinatier, S., Coustenis, A., Sefton-Nash, E., Calcutt, S. B., and Flasar, F. M. (2012). [Active upper-atmosphere chemistry and dynamics from polar circulation reversal on Titan](#). *Nature*, 491 : 732–735. Cité pages 33, 38, 137, et 182.

- [276] Teanby, N. A., Sylvestre, M., Sharkey, J., Nixon, C. A., Vinatier, S., and Irwin, P. G. J. (2019). [Seasonal evolution of Titan’s stratosphere during the Cassini mission](#). *Geophys. Res. Lett.*, 46 : 3079–3089. Cité pages 38 et 153.
- [277] Thelen, A. E., Nixon, C. A., Chanover, N. J., Molter, E. M., Cordiner, M. A., Achterberg, R. K., Serigano, J., Irwin, P. G. J., Teanby, N., and Charnley, S. B. (2018). [Spatial variations in Titan’s atmospheric temperature: ALMA and Cassini comparisons from 2012 to 2015](#). *Icarus*, 307 : 380–390. Cité page 214.
- [278] Tobie, G., Lunine, J. I., and Sotin, C. (2006). [Episodic outgassing as the origin of atmospheric methane on Titan](#). *Nature*, 450 : 61–64. Cité page 26.
- [279] Tokano, T. (2007). [Near-surface winds at the Huygens site on Titan: Interpretation by means of a general circulation model](#). *Planet. Space Sci.*, 55(13) : 1990–2009. Cité page 55.
- [280] Tokano, T. (2008). [Dune-forming winds on Titan and the influence of topography](#). *Icarus*, 194 : 243–262. Cité pages 28, 55, et 135.
- [281] Tokano, T. (2009a). [The dynamics of Titan’s troposphere](#). *Phil. Trans. R. Soc. A*, 367 : 633–648. Cité page 55.
- [282] Tokano, T. (2009b). [Impact of seas/lakes on polar meteorology of Titan: Simulation by a coupled GCM-Sea model](#). *Icarus*, 204 : 619–636. Cité page 55.
- [283] Tokano, T. (2019). [Orbitally and geographically caused seasonal asymmetry in Titan’s tropospheric climate and its implication for the lake distribution](#). *Icarus*, 317 : 337–353. Cité page 56.
- [284] Tokano, T., Ferri, F., Colombatti, G., Mäkinen, T., and Fulchignoni, M. (2006). [Titan’s planetary boundary layer structure at the Huygens landing site](#). *J. Geophys. Res.*, 111(E8) : E08007. Cité pages 55 et 62.
- [285] Tokano, T., McKay, C. P., Neubauer, F. M., Atreya, S. K., Ferri, F., Fulchignoni, M., and Niemann, H. B. (2006). [Methane drizzle on Titan](#). *Nature*, 442 : 432–435. Cité page 173.
- [286] Tokano, T., Neubauer, F. M., and Laube, M. (2001). [Three-dimensional modeling of the tropospheric methane cycle on Titan](#). *Icarus*, 153 : 130–147. Cité page 51.
- [287] 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(3-4) : 493–520. Cité page 51.
- [288] Tomasko, M. G. (1980). [Preliminary results of polarimetry and photometry of Titan at large phase angles from Pioneer 11](#). *J. Geophys. Res.*, 85(A11) : 5937–5942. Cité page 21.
- [289] Tomasko, M. G., Archinal, B., Becker, T., Bézard, B., Bushroë, M., Combes, M., Cook, D., Cous-tenis, A., de Bergh, C., Dafoe, L. E., Doose, L., Douté, S., Eibl, A., Engel, S., Gliem, F., Grieger, B., Holso, K., Howington-Kraus, E., Karkoschka, E., Keller, H. U., Kirk, R., Kramm, R., Küppers, M., Lanagan, P., Lellouch, E., Lemmon, M., Lunine, J., McFarlane, E., Moores, J., Prout, G. M., Rizk, B., Rosiek, M., Rueffer, P., Schröder, S. E., Schmitt, B., See, C., Smith, P., Soderblom, L., Thomas, N., and West, R. (2005). [Rain, winds and haze during the Huygens probe’s descent to Titan’s surface](#). *Nature*, 438 : 765–778. Cité pages 26, 27, et 30.
- [290] Tomasko, M. G., Doose, L., Engel, S., Dafoe, L. E., West, R., Lemmon, M., Karkoschka, E., and See, C. (2008). [A model of Titan’s aerosols based on measurements made inside the atmosphere](#). *Planet. Space Sci.*, 56(5) : 669–707. Cité pages 30, 101, 103, et 104.

- [291] Toon, O. B., McKay, C. P., Ackerman, T. P., and Santhanam, K. (1989). [Rapid calculations of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres](#). *J. Geophys. Res.*, 94 : 16,287–16,301. Cité pages 87, 88, et 108.
- [292] Toon, O. B., McKay, C. P., Griffith, C. A., and Turco, R. P. (1992). [A physical model of Titan’s aerosols](#). *Icarus*, 95 : 24–53. Cité page 20.
- [293] Tort, M. (2015). *Dynamique et Modélisation des Atmosphères Profondes : Application à l’Atmosphère de Titan*. Thèse de Doctorat, École Polytechnique. 269 pages. Cité page 67.
- [294] Tort, M., Dubos, T., and Melvin, T. (2015). [Energy-conserving finite-difference schemes for quasi-hydrostatic equations](#). *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 141 : 3056–3075. Cité page 48.
- [295] Toubanc, D., Parisot, J. P., Brillet, J., Gautier, D., Raulin, F., and McKay, C. P. (1995). [Photochemical modeling of Titan’s atmosphere](#). *Icarus*, 113 : 2–26. Cité pages 52 et 62.
- [296] Trafton, L. (1972). [The bulk composition of Titan’s atmosphere](#). *ApJ*, 175 : 295–306. Cité page 17.
- [297] 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](#). *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 103 : 18035–18042. Cité page 213.
- [298] Tran, H., Turbet, M., Chelin, P., and Landsheere, X. (2018). [Measurements and modeling of absorption by CO<sub>2</sub>+ H<sub>2</sub>O mixtures in the spectral region beyond the CO<sub>2</sub>  \$\nu\_3\$ -band head](#). *Icarus*, 306 : 116–121. Cité page 83.
- [299] Turbet, M., Leconte, J., Selsis, F., Bolmont, E., Forget, F., Ribas, I., Raymond, S. N., and Anglada-Escudé, G. (2016). [The habitability of Proxima Centauri b: II. Possible climates and observability](#). *A&A*, 596 : A112. Cité page 45.
- [300] Turbet, M. and Tran, H. (2017). [Comment on “Radiative transfer in CO<sub>2</sub>-rich atmospheres: 1. Collisional line mixing implies a colder Early Mars”](#). *J. Geophys. Res. : Planets*, pages 2362–2365. Cité page 83.
- [301] Turbo-King, M., Tang, B. R., Habeertable, Z., Chouffe, M. C., Exquisit, B., and beer, L., K. (2017). [A revolution is brewing: observations of TRAPPIST-1 exoplanetary system fosters a new biomarker](#). *Journal of Astrobrewology*. Cité page 45.
- [302] Turtle, E. P., Perry, J. E., Barbara, J. M., Del Genio, A. D., Rodriguez, S., Le Mouélic, S., Sotin, C., Lora, J. M., Faulk, S., Corlies, P., Kelland, J., MacKenzie, S. M., West, R. A., McEwen, A. S., Lunine, J. I., Pitesky, J., Ray, T. L., and Roy, M. (2018). [Titan’s meteorology over the Cassini mission: Evidence for extensive subsurface methane reservoirs](#). *Geophys. Res. Lett.*, 45 : 5320–5328. Cité pages 32, 33, et 211.
- [303] 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. (2011). [Rapid and extensive surface changes near Titan’s equator: Evidence of April showers](#). *Science*, 331 : 1414. Cité page 32.
- [304] Turtle, E. P., Trainer, M. G., Barnes, J. W., Lorenz, R. D., Hibbard, K. E., Adams, D. S., Bedini, P., Brinckerhoff, W. B., Cable, M. L., Ernst, C., Freissinet, C., Hand, K., Hayes, A. G., Hörst, S. M., Johnson, J. R., Karkoschka, E., Langelaan, J. W., Lawrence, D. J., Le Gall, A., Lora, J. M., MacKenzie, S. M., McKay, C. P., Miller, R. S., Murchie, S., Neish, C. D., Newman, C. E., Palacios, J., Panning,

- M. P., Parsons, A. M., Peplowski, P. N., Quick, L. C., Radebaugh, J., Rafkin, S. C. R., Ravine, M. A., Schmitz, S., Soderblom, J. M., Sotzen, K. S., Stickle, A. M., Stofan, E. R., Szopa, C., Tokano, T., Wilson, C., Yingst, R. A., Zacny, K., and Burks, M. T. (2019). Dragonfly : In situ exploration of Titan's organic chemistry and habitability. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 50 of *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, page 2888. Cité pages 28 et 214.
- [305] Vervack, R. J. J., Sandel, B. R., and Strobel, D. F. (2004). [New perspectives on Titan's upper atmosphere from a reanalysis of the Voyager 1 UVS solar occultations.](#) *Icarus*, 170 : 91–112. Cité pages 21, 65, et 121.
- [306] Veverka, J. (1973). [Titan: Polarimetric evidence for an optically thick atmosphere?](#) *Icarus*, 18 : 657–660. Cité page 18.
- [307] Vinatier, S., Bézard, B., Fouchet, T., Teanby, N. A., de Kok, R., Irwin, P. G. J., Conrath, B. J., Nixon, C. A., Romani, P. N., Flasar, F. M., and Coustenis, A. (2007). [Vertical abundance profiles of hydrocarbons in Titan's atmosphere at 15° S and 80° N retrieved from Cassini/CIRS spectra.](#) *Icarus*, 188 : 120–138. (Non cité.)
- [308] Vinatier, S., Bézard, B., de Kok, R., Anderson, C. M., Samuelson, R. E., Nixon, C. A., Mamoutkine, A., Carlson, R. C., Jennings, D. E., Guandique, E., Bjoraker, G. L., Flasar, F. M., and Kunde, V. G. (2010). [Analysis of Cassini/CIRS limb spectra of Titan acquired during the nominal mission II: Aerosol extinction profiles in the 600–1420 cm<sup>-1</sup> spectral range.](#) *Icarus*, 210 : 852–866. Cité page 101.
- [309] Vinatier, S., Bézard, B., Lebonnois, S., Teanby, N. A., Achterberg, R. K., Gorius, N., Mamoutkine, A., Guandique, E., Jolly, A., Jennings, D. E., and Flasar, F. M. (2015). [Seasonal variations in Titan's middle atmosphere during the northern spring derived from Cassini/CIRS observations.](#) *Icarus*, 250 : 95–115. Cité pages 33, 34, 36, 37, 68, 69, 101, 102, 110, 123, 153, 164, 165, 183, 191, 192, et 206.
- [310] Vinatier, S., Rannou, P., Anderson, C. M., Bézard, B., de Kok, R., and Samuelson, R. E. (2012). [Optical constants of Titan's stratospheric aerosols in the 70–1500 cm<sup>-1</sup> spectral range constrained by Cassini/CIRS observations.](#) *Icarus*, 219 : 5–12. Cité pages 102, 103, 104, et 115.
- [311] Vinatier, S., Schmitt, B., Bézard, B., Rannou, P., Dauphin, C., de Kok, R., Jennings, D. E., and Flasar, F. M. (2018). [Study of Titan's fall southern stratospheric polar cloud composition with Cassini/CIRS observations: Detection of benzene ice.](#) *Icarus*, 310 : 89–104. Cité pages 34 et 196.
- [312] Vogtmann, M. (2015). *Simulation und Analyse des globalen Klimas des Saturnmond Titan mit dem IPSL Titan GCM*. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie der Freien Universität Berlin. 98 pages. Cité page 69.
- [313] Vuitton, V., Yelle, R. V., and Cui, J. (2008). [Formation and distribution of benzene on Titan.](#) *J. Geophys. Res.*, 113(E5) : E05007. Cité pages 35 et 54.
- [314] Vuitton, V., Yelle, R. V., Klippenstein, S. J., Hörst, S. M., and Lavvas, P. (2019). [Simulating the density of organic species in the atmosphere of Titan with a coupled ion-neutral photochemical model.](#) *Icarus*, 324 : 120–197. Cité pages 54, 120, 121, 122, 123, 189, et 221.
- [315] Vuitton, V., Yelle, R. V., and McEwan, M. J. (2007). [Ion chemistry and N-containing molecules in Titan's upper atmosphere.](#) *Icarus*, 191 : 722–742. Cité pages 35 et 54.
- [316] Wallace, J. M. and Hobbs, P. V. (2006). *Atmospheric Science*, chapter Radiative transfer. Academic Press, 2nd edition. Cité page 74.

- [317] West, R., Crisp, D., and Chen, L. (1990). [Mapping transformations for broadband atmospheric radiation calculations](#). *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 43 : 191–199. Cité pages 89 et 93.
- [318] 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 : L06204. Cité pages 34 et 199.
- [319] West, R. A., Del Genio, A. D., Barbara, J. M., Toledo, D., Lavvas, P., Rannou, P., Turtle, E. P., and Perry, J. (2016). [Cassini Imaging Science Subsystem observations of Titan’s south polar cloud](#). *Icarus*, 270 : 399–408. Cité pages 33 et 36.
- [320] West, R. A., Seignovert, B., Rannou, P., Dumont, P., Turtle, E. P., Perry, J., Roy, M., and Ovanessian, A. (2018). [The seasonal cycle of Titan’s detached haze](#). *Nature Astronomy*, 270 : 495–500. Cité pages 35, 68, 197, 199, et 210.
- [321] West, R. A. and Smith, P. H. (1991). [Evidence for aggregate particles in the atmospheres of Titan and Jupiter](#). *Icarus*, 90 : 330–333. Cité pages 21 et 51.
- [322] White, A. A., Hoskins, B. J., Roulstone, I., and Staniforth, A. (2005). [Consistent approximate models of the global atmosphere : shallow, deep, hydrostatic, quasi-hydrostatic and non-hydrostatic](#). *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 131 : 2081–2107. Cité page 48.
- [323] Wilson, E. H. and Atreya, S. K. (2003). [Chemical sources of haze formation in Titan’s atmosphere](#). *Planet. Space Sci.*, 51(14-15) : 1017–1033. Cité page 54.
- [324] Wishnow, E. H., Orton, G. S., Ozier, I., and Gush, H. P. (2007). [The distortion dipole rotational spectrum of CH<sub>4</sub> : A low temperature far-infrared study](#). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.*, 103 : 102–117. Cité pages 114 et 166.
- [325] 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](#). *ApJ*, 733 : L48. Cité page 45.
- [326] Yelle, R. V. (1991). [Non-LTE models of Titan’s upper atmosphere](#). *ApJ*, 383 : 380–400. Cité pages 68 et 209.
- [327] Yelle, R. V., Cui, J., and Müller-Wodarg, I. C. F. (2008). [Methane escape from Titan’s atmosphere](#). *J. Geophys. Res.*, 113(E10) : E10003. (Non cité.)
- [328] Yelle, R. V., Vuitton, V., Lavvas, P., Klippenstein, S. J., Smith, M. A., Hörst, S. M., and Cui, J. (2010). [Formation of NH<sub>3</sub> and CH<sub>2</sub>NH in Titan’s upper atmosphere](#). *Faraday Discussions*, 147 : 31. Cité page 54.
- [329] Yung, Y. L., Allen, M., and Pinto, J. P. (1984). [Photochemistry of the atmosphere of Titan - Comparison between model and observations](#). *ApJS*, 55 : 465–506. Cité pages 19 et 52.



# Table des figures

I.1	Assombrissement au limbe de Titan relevé par José Comas Solá. . . . .	16
I.2	Titan vu par <i>Pioneer 11</i> , <i>Voyager 1</i> et <i>2</i> . . . . .	19
I.3	Évolution saisonnière de Titan. . . . .	24
I.4	La mission <i>Cassini-Huygens</i> . . . . .	25
I.5	Aperçu de la variété géologique de la surface de Titan. . . . .	27
I.6	Propriétés de l'atmosphère relevées <i>in situ</i> par le module <i>Huygens</i> . . . . .	29
I.7	Champs de température et de vent zonal obtenus à partir des données CIRS. . . . .	30
I.8	Schéma simplifié des réactions photochimiques dans l'atmosphère titanienne. . . . .	31
I.9	Temps d'équilibre radiatif dans l'atmosphère de Titan. . . . .	32
I.10	Nuages saisonniers dans la troposphère et la stratosphère de Titan. . . . .	33
I.11	Altitudes de condensation des composés organiques dans l'atmosphère de Titan. . . . .	34
I.12	Évolution saisonnière du nuage stratosphérique. . . . .	35
I.13	Évolution de la stratosphère autour de l'équinoxe, révélée par <i>Cassini/CIRS</i> . . . . .	37
I.14	Profils de température issus des radio-occultations. . . . .	38
I.15	Titan en opposition de phase, vu par la sonde <i>Cassini</i> . . . . .	39
I.16	Titan occulté par les anneaux de Saturne, vu par la sonde <i>Cassini</i> . . . . .	39
II.1	Les constituants nécessaires d'un GCM. . . . .	47
II.2	Vents zonaux simulés par les versions 3-D et 2-D du GCM de l'IPSL. . . . .	52
II.3	Couplages dans un système atmosphérique tel que celui de Titan. . . . .	54
II.4	Profils thermiques simulés par le modèle de l'IPSL et le modèle TAM. . . . .	57
II.5	Maillage de LMDZ. . . . .	58
II.6	Grille d'Arakawa de type C telle qu'utilisée dans LMDZ. . . . .	59
II.7	Gestion de la photochimie en moyenne zonale et interfaçage de la haute atmosphère. . . . .	64
II.8	Problèmes d'éclairage au-delà du terminateur aux pôles. . . . .	65
II.9	Dérive progressive du vent zonal dans les simulations couplées de référence. . . . .	69
II.10	Distributions de composés autour de l'équinoxe dans les simulations pré-existantes. . . . .	70
III.1	Profils de raie lorentzien, gaussien et de Voigt. . . . .	81
III.2	Transfert radiatif en géométrie plan-parallèle avec diffusion multiple. . . . .	88
III.3	Illustration de la méthode de <i>k</i> -distribution. . . . .	91
III.4	Illustration des différents types de recouvrement spectral. . . . .	95
III.5	Profils thermiques issus des simulations 1-D tests avec le modèle pré-existant. . . . .	102
III.6	Sensibilité à l'extinction des aérosols dans le modèle 1-D pré-existant . . . . .	103
III.7	Sections efficaces d'extinction des aérosols utilisées dans le modèle. . . . .	104
III.8	Aperçu global des opacités des gaz et des brumes dans le modèle pré-existant. . . . .	105



III.9	Spectres des opacités du gaz et des brumes à 1 Pa et 100 Pa dans le modèle pré-existant. . . . .	106
III.10	Spectre infrarouge de Titan et fonctions de Planck. . . . .	109
III.11	Spectres d'absorption <i>line-by-line</i> issus de <i>kspectrum</i> . . . . .	111
III.12	Absorptions induites par collisions près de la surface. . . . .	113
III.13	Opacités des gaz dans le nouveau transfert radiatif. . . . .	113
III.14	Spectres à 1 Pa et 100 Pa des gaz dans le nouveau transfert radiatif. . . . .	115
III.15	Profil thermique 1-D obtenu avec le nouveau transfert radiatif. . . . .	117
IV.1	Impact de la mise à jour de la photochimie sur les profils de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> et HCN. . . . .	123
IV.2	Méthode de recombinaison par tri et rebin. . . . .	125
IV.3	Pseudo-code schématique pour la méthode de recombinaison. . . . .	126
IV.4	Validation de la méthode de recombinaison. . . . .	128
IV.5	Lois de distributions en taille issues d'un modèle microphysique 1-D ou couplé 2-D. . . . .	131
IV.6	Moments de la microphysique. . . . .	133
IV.7	Profils de température 1-D avec couplage radiatif du modèle microphysique. . . . .	134
IV.8	Cartes topographiques de Titan. . . . .	135
IV.9	Tentative d'extension verticale du plafond du GCM. . . . .	137
V.1	Analyse en Puissance Nettes Échangées du budget radiatif dans la basse stratosphère. . . . .	143
V.2	Études de sensibilité aux brumes en 1-D. . . . .	145
V.3	Influence des couplages sur la température de surface. . . . .	149
V.4	Température de surface sur une simulation à forte inertie. . . . .	150
V.5	Profils de température dans la troposphère, issus des simulations 3-D. . . . .	151
V.6	Évolution saisonnière de la structure thermique dans la simulation de référence. . . . .	152
V.7	Profils de température du GCM à la position et la saison de <i>Huygens</i> . . . . .	153
V.8	Profils de température du GCM et des observations CIRS. . . . .	154
V.9	Évolution saisonnière du vent zonal et de la circulation méridienne. . . . .	155
V.10	Influence des couplages sur l'évolution saisonnière du vent zonal et de la circulation méridienne. . . . .	157
V.11	Influence des couplages sur l'intensité de la superrotation en moyenne annuelle. . . . .	159
V.12	Influence des couplages sur la phase de la circulation méridienne stratosphérique. . . . .	161
V.13	Opacité des brumes à l'amorce du renversement automnal de la circulation. . . . .	162
V.14	Influence du couplage sur les taux de chauffage à 1 Pa à l'amorce du renversement de la circulation. . . . .	163
V.15	Évolution de la structure thermique autour de l'équinoxe, dans les données CIRS et le GCM. . . . .	165
V.16	Profils méridiens de températures simulés et observés à 6 mbar et 15 mbar. . . . .	167
V.17	Évolution saisonnière des températures simulées dans la basse stratosphère à 70°N. . . . .	168
V.18	Épaulement dans la basse stratosphère hivernale : simulations et observations. . . . .	170
V.19	Sensibilité de l'épaulement à la résolution et aux couplages. . . . .	172
V.20	Minimum de vent stratosphérique et sensibilité à la résolution verticale. . . . .	176
V.21	Vent zonal, structure thermique et stabilité statique vu par <i>Huygens</i> . . . . .	178

VI.1	Profils verticaux modélisés de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> et HCN à basse et moyenne latitude et comparaisons aux observations. . . . .	183
VI.2	Évolution saisonnière de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> et HCN sur toute l'atmosphère. . . . .	185
VI.3	Évolution saisonnière de C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> et HC <sub>3</sub> N sur toute l'atmosphère. . . . .	186
VI.4	Influence des couplages sur l'évolution saisonnière de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> et HCN à basse latitude. . . . .	187
VI.5	Évolution saisonnière de C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> , C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> et C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> et circulation méridienne. . . . .	188
VI.6	Influence des couplages sur l'évolution saisonnière de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> , C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> et HCN à haute latitude. . . . .	190
VI.7	Évolution des distributions de C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> autour de l'équinoxe, dans les données CIRS et le GCM. . . . .	192
VI.8	Impact de l'extension verticale sur HCN sur le cycle saisonnier du HCN à haute latitude. . . . .	193
VI.9	Évolution saisonnière des composés traces dans la basse stratosphère. . . . .	194
VI.10	Variation saisonnière des altitudes de condensation modélisées. . . . .	196
VI.11	Profils d'extinction des brumes dans l'ancien et le nouveau modèle. . . . .	198
VI.12	Évolution saisonnière de la couche détachée de brumes. . . . .	199
VI.13	Distribution méridienne de l'opacité des brumes, de l'équinoxe au solstice. . . . .	200

## Liste des tableaux

I.1	Paramètres orbitaux du système kronien et paramètres physiques et atmosphériques de Titan. . . . .	20
III.1	Comparaison des différents élargissements spectraux pour la raie $\nu_4$ du CH <sub>4</sub> . . . . .	79
III.2	Profils verticaux de référence pour les composés radiativement actifs. . . . .	110
V.1	Nomenclature des simulations réalisées. . . . .	146
A.1	Niveaux verticaux du GCM. . . . .	220
A.2	Espèces du schéma photochimique. . . . .	221



# Nomenclature

## Abréviations

ALMA	Atacama <b>L</b> arge <b>M</b> illimeter/submillimeter <b>A</b> rray
CAPS	<b>C</b> assini <b>P</b> lasma <b>S</b> pectrometer
CIA	<b>A</b> bsorptions <b>I</b> nduites par <b>C</b> ollisions
CIRS	<b>C</b> omposite <b>I</b> nfra <b>R</b> ed <b>S</b> pectrometer
DISR	<b>D</b> escent <b>I</b> mager/ <b>S</b> pectral <b>R</b> adiometer
DWE	<b>D</b> oppler <b>W</b> ind <b>E</b> xperiment
ETL	<b>É</b> quilibre <b>T</b> hermodynamique <b>L</b> ocal
GCM	<b>M</b> odèle(s) de <b>C</b> irculation <b>G</b> énérale - <b>M</b> odèle(s) de <b>C</b> limat <b>G</b> lobal
GCMS	<b>G</b> as <b>C</b> hromatograph/ <b>M</b> ass <b>S</b> pectrometer
GIEC	<b>G</b> roupe d'experts <b>I</b> ntergouvernemental sur l' <b>É</b> volution du <b>C</b> limat
HASI	<b>H</b> uygens <b>A</b> tmospheric <b>S</b> tructure <b>I</b> nstrument
HITRAN	<b>H</b> Igh-resolution <b>T</b> RANnsmission molecular absorption database
INMS	<b>I</b> on and <b>N</b> eutral <b>M</b> ass <b>S</b> pectrometer
IPSL	<b>I</b> nstitut <b>P</b> ierre- <b>S</b> imon <b>L</b> aplace
IRIS	<b>I</b> nfra <b>R</b> ed <b>I</b> nterferometer <b>S</b> pectrometer and radiometer
ISS	<b>I</b> maging <b>S</b> cience <b>S</b> ubsystem
JWST	<b>J</b> ames <b>W</b> ebb <b>S</b> pace <b>T</b> elescope
LMD	<b>L</b> aboratoire de <b>M</b> étéorologie <b>D</b> ynamique
NASA	<b>N</b> ational <b>A</b> eronautics and <b>S</b> pace <b>A</b> dmistration
PNE	<b>P</b> uissances <b>N</b> ettes <b>É</b> changées
RADAR	<b>R</b> Adio <b>D</b> etection <b>A</b> nd <b>R</b> anging
RSS	<b>R</b> adio <b>S</b> cience <b>S</b> ubsystem
TAM	<b>T</b> itan <b>A</b> tmospheric <b>M</b> odel
UCLA	<b>U</b> niversité de <b>C</b> alifornie à <b>L</b> os <b>A</b> ngeles
UVIS	<b>U</b> ltra <b>V</b> iolet <b>I</b> maging <b>S</b> pectrograph
VIMS	<b>V</b> isible <b>I</b> nfrared <b>M</b> apping <b>S</b> pectrometer

## Constantes

$c$	Vitesse de la lumière dans le vide
$h$	Constante de Planck
$k_B$	Constante de Boltzmann
$N_A$	Constante d'Avogadro
$R$	Constante des gaz parfaits

## Opérateurs

$D_t = \partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla$	Dérivée lagrangienne
--	----------------------

## Symboles

$\alpha$	Facteur de forme ou relation inter-moments pour les distributions microphysiques
$\alpha_{\tilde{\nu}}$	Coefficient massique d'extinction monochromatique
$\gamma_D, \gamma_L, \gamma_V$	Demi-largeur à mi-hauteur Doppler / lorentzienne / de Voigt
$\Gamma$	Gradient adiabatique sec
$\zeta_i$	Budget radiatif infrarouge de la couche $i$
$\theta$	Angle zénithal
$\theta$	Température potentielle
$\Theta$	Angle de diffusion
$\kappa_{\tilde{\nu}}$	Coefficient massique d'absorption monochromatique
$\lambda$	Latitude planétocentrique
$\lambda$	Longueur d'onde
$\mu$	Cosinus de l'angle zénithal
$\tilde{\nu}$	Nombre d'onde
$\tilde{\nu}_0$	Nombre d'onde du centre de la raie dans le vide
$\xi_i$	Distance optogéométrique des couches $i$ et $j$
$\phi$	Angle azimutal
$\rho$	Masse volumique
$\sigma$	Coordonnée <i>sigma</i> verticale
$\sigma_i$	Section efficace d'absorption de l'espèce $i$
$\sigma_{\tilde{\nu}}$	Coefficient massique de diffusion monochromatique
$\tau_i$	Temps de vie du niveau atomique $i$
$\tau_{\tilde{\nu}}$	Profondeur optique monochromatique
$d\tau_{\tilde{\nu}}$	Épaisseur optique monochromatique élémentaire
$\Delta\tau_{\tilde{\nu}}$	Épaisseur optique monochromatique
$\phi$	Longitude planétocentrique
$\Phi_i$	Flux de l'espèce $i$
$\chi$	Facteur correctif sub-lorentzien

$\Psi$	Fonction de courant de la circulation méridienne
$\Psi_{ij}$	Puissance échangée radiative échangée entre les couche $i$ et $j$
$\varpi_{\bar{\nu}}$	Albédo de simple diffusion
$\Omega$	Vitesse angulaire de rotation
$\mathbf{\Omega}$	Vecteur rotation
$d\Omega$	Angle solide élémentaire
$A_{ij}$	Coefficient d'Einstein de la transition atomique du niveau $i$ vers $j$
$B_{\bar{\nu}}$	Intensité spécifique du rayonnement de corps noir - Fonction de Planck
$c_p$	Capacité calorifique spécifique à pression constante
$D_f$	Dimension fractale
$D_i$	Coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce $i$ dans l'azote moléculaire
$E_i$	Énergie du niveau atomique $i$
$f_D, f_L, f_V$	Profil de raie Doppler / lorentzien / de Voigt
$F^\uparrow, F^\downarrow$	Flux thermique ascendant / descendant
$F_\odot$	Flux solaire entrant en haut de l'atmosphère
$\mathbf{g}$	Champ de pesanteur
$g$	Pesanteur - Gravité effective
$g_0$	Pesanteur de surface
$g_i$	Degré de dégénérescence du niveau atomique $i$
$H, H_i$	Hauteur d'échelle totale / pour l'espèce $i$
$I$	Inertie thermique de surface
$I_{\bar{\nu}}$	Intensité spécifique monochromatique de rayonnement - Radiance - Brillance
$j_{\bar{\nu}}$	Coefficient massique d'émission monochromatique
$J_i$	Coefficient de photodissociation de l'espèce $i$
$k$	Constante de réaction chimique
$k_{\bar{\nu}}$	Coefficient d'absorption monochromatique
$K$	Coefficient de diffusion turbulente
$L_i$	Taux de destruction photochimique de l'espèce $i$
$L_s$	Longitude solaire
$M$	Masse molaire
$M_{k,i}$	Moment d'ordre $k$ du mode $i$ pour les distributions microphysiques
$n, n_i$	Densité particulaire totale / de l'espèce $i$
$n_i(r)$	Distribution en taille du mode $i$ des particules microphysiques
$N, N_i$	Nombre total de particules du système / à l'énergie $E_i$
$N_g$	Nombre de points pour la quadrature de Gauss
$g_{\bar{\nu}}$	Facteur d'asymétrie pour la diffusion
$p$	Pression
$p_0$	Pression de référence

$p_i$	Pression partielle de l'espèce $i$
$p_s$	Pression de surface
$p_{\bar{\nu}}$	Fonction de phase de diffusion
$p_{sat}$	Pression de vapeur saturante
$P_i$	Taux de production photochimique de l'espèce $i$
$q_j$	Rapport de branchement de la réaction $j$
$Q_0$	Taux de production des aérosols
$r$	Distance planétocentrique en coordonnées sphériques
$r_0$	Rayon planétaire
$r_i$	Rayon caractéristique du mode $i$ des particules microphysiques
$R^*$	Constante spécifique du gaz
$ds$	Chemin optique élémentaire
$s$	Position le long d'un chemin optique
$S_T$	Stabilité statique
$S_{\bar{\nu}}$	Fonction source du rayonnement
$t$	Temps
$\bar{\mathcal{T}}_{\bar{\nu}}$	Transmission moyenne sur une bande spectrale centrée en $\bar{\nu}$
$\mathcal{T}_{\bar{\nu}}$	Transmission monochromatique
$T$	Température
$T_0$	Température de référence
$u$	Composante zonale du champ de vent
$u_g$	Densité particulaire surfacique de l'espèce $g$
$\mathbf{v}$	Champ de vent
$v$	Composante méridienne du champ de vent
$w$	Composante verticale du champ de vent
$y_i$	Rapport de mélange - Fraction molaire de l'espèce $i$
$z$	Coordonnée cartésienne verticale
$Z$	Fonction de partition du système





# ABSTRACT

This thesis focuses on the study of Titan's atmosphere, especially its seasonal variations, with a Global Climate Model (GCM). The exceptional longevity of the *Cassini-Huygens* mission having made it possible to map and characterize the atmosphere for nearly half a Titan-year, many seasonal phenomena have been highlighted, concerning the evolution of temperature in the polar stratospheric regions, the radiative feedback of trace compounds, and the identification of polar clouds at very high altitude. A global understanding of these mechanisms is achieved through tools such as GCMs. The IPSL Titan GCM preexisting before this thesis did not satisfactorily address these problems, as it suffered from a poor representation of the thermal structure in the stratosphere. An analysis of the control of the thermal structure in this model is first performed, and points to an inappropriate representation of the gases absorption. A new radiative transfer scheme is therefore implemented, adapted from the one of the generic planetary atmospheres GCM, developed at LMD. This revision extends to the entire coupling with photochemical and microphysical modules. For the first one, an update of the reaction schemes is carried out and a method is developed to take into account the opacities variations of trace compounds induced by seasonal changes along with their radiative feedbacks - a method potentially applicable to other objects. Since the preexisting microphysical model has many limitations, a new one is being implemented to simulate Titan haze. Fully coupled dynamic-physical-photochemical-microphysical simulations can thus be performed. They enable the study of the influence of the different couplings on the thermal structure and atmospheric dynamics, in various regions of the atmosphere. Special attention is brought to bear on the stratospheric polar regions, where *Cassini* observations were able to follow the reversal of circulation around equinox and reveal a strong winter cooling at low altitudes, bound to the presence of stratospheric clouds. The mechanisms at work in the circulation reversal and the control of stratospheric cooling in the simulations are studied. Finally, the seasonal evolution of the compounds, the role of couplings on the phase is discussed, and the condensation altitudes as represented in the model are analyzed.

# RÉSUMÉ

Cette thèse porte sur l'étude de l'atmosphère de Titan, plus particulièrement ses variations saisonnières, avec un modèle de climat global (GCM). La longévité exceptionnelle de la mission *Cassini-Huygens* ayant permis de cartographier et caractériser l'atmosphère pendant près d'une demi-année titannienne, de nombreux phénomènes saisonniers ont été mis en évidence, concernant l'évolution de la température dans les régions stratosphériques polaires, la rétroaction radiative des composés traces, et d'identifier les nuages polaires à très haute altitude. Une compréhension globale de ces mécanismes passe par le biais d'outils comme les GCMs. Le GCM Titan de l'IPSL existant avant ces travaux de thèse ne permettait pas d'aborder de manière satisfaisante ces problèmes, car souffrant d'une mauvaise représentation de la structure thermique dans la stratosphère. Une analyse du contrôle de la structure thermique dans ce modèle est effectuée dans un premier temps, et pointe une représentation insuffisante de l'absorption des gaz. On met donc en place un nouveau transfert radiatif, adapté de celui du GCM générique d'atmosphères planétaires, développé au LMD. Cette refonte s'étend à l'ensemble du couplage avec les modules photochimiques et microphysiques. Pour le premier, on effectue une mise à jour des schémas réactionnels et on développe une méthode capable de prendre en compte les variations d'opacités des composés traces induites par les changements saisonniers et leurs rétroactions radiatives - méthode potentiellement applicable à d'autres objets. Le modèle microphysique pré-existant ayant de nombreuses limitations, on en implémente également un nouveau, permettant de simuler les brumes. Des simulations entièrement couplées dynamique-physique-photochimie-microphysique peuvent ainsi être réalisées. Avec celles-ci on peut étudier l'influence des différents couplages sur la structure thermique et la dynamique atmosphérique, dans les différentes régions de l'atmosphère. Une attention particulière est portée sur les régions polaires stratosphériques, où les observations de *Cassini* ont pu suivre le renversement de la circulation à l'équinoxe et mettre en évidence un refroidissement hivernal très marqué à basse altitude, lié à la présence de nuages stratosphériques. Les mécanismes à l'œuvre dans le renversement de la circulation et le contrôle du refroidissement stratosphérique dans les simulations sont étudiés. Enfin, l'évolution saisonnière des composés, le rôle des couplages sur la phase est discuté, et les altitudes de condensation représentées dans le modèle sont analysées.