



HAL
open science

Modélisation de la dynamique atmosphérique de la stratosphère de Saturne

Déborah Bardet

► **To cite this version:**

Déborah Bardet. Modélisation de la dynamique atmosphérique de la stratosphère de Saturne. Astrophysique [astro-ph]. Sorbonne Université, 2021. Français. NNT : 2021SORUS158 . tel-03599455

HAL Id: tel-03599455

<https://theses.hal.science/tel-03599455>

Submitted on 7 Mar 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

Deborah BARDET

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences de l'Environnement

MODÉLISATION DE LA DYNAMIQUE ATMOSPHÉRIQUE
DE LA STRATOSPHERE DE SATURNE

Thèse préparée au sein de l'École Doctorale
Sciences de l'Environnement d'Île-de-France (ED 129)

Soutenue publiquement le 20 septembre 2021

Devant un jury composé de :

Président du jury

M. FRANÇOIS LOTT - Directeur de Recherche CNRS
Laboratoire de Météorologie Dynamique

Rapporteurs

M. PETER READ - Professor
Department of Physics, University of Oxford

M. THIBAUT CAVALIE - Chercheur CNRS
Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux

Examineurs

MME GABRIELLA GILLI - Chercheuse associée
Instituto de Astrofísica de Andalucía, Granada, España
MME ITZIAR GARATE LOPEZ - Lecturer

Universidad del País Vasco, Euskal Herriko Unibertsitatea, Bilbao, España

Directeurs de thèse

M. AYMERIC SPIGA - Maître de conférence, Sorbonne Université
Laboratoire de Météorologie Dynamique

MME SANDRINE GUERLET - Chargée de recherche CNRS
Laboratoire de Météorologie Dynamique

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

RÉSUMÉ

À l'issu de la mission *Cassini-Huygens*, avec le support des observations depuis l'orbite terrestre, l'atmosphère de Saturne se révèle très active, structurée en jets en bande alternés, avec des épisodes de convection intenses, perturbée par des ondes et de la turbulence, avec une oscillation équatoriale stratosphérique de température ainsi que des variations thermiques et de concentration en hydrocarbures suggérant un transport méridien de grande échelle. Malgré de nombreuses années d'observation et de modélisation de son atmosphère, la dynamique globale de Saturne reste mal connue notamment parce que peu d'études sur les interactions multi-échelles de la dynamique abordent l'émergence de tels phénomènes pour les géantes gazeuses. Dans cette thèse, un point de vue de mécanique des fluides géophysiques pour interpréter les observations astrophysiques de Saturne est adopté à l'aide d'un modèle de climat global à haute résolution horizontale. Les simulations obtenues avec ce modèle reproduisent des jets en bande alternés dans la troposphère respectant un régime zonostrophique ainsi qu'une oscillation équatoriale de température et de vent influencée par l'ombre des anneaux, maintenue par le cycle saisonnier et surtout résultante d'interaction entre les ondes d'échelle planétaire résolues par le modèle et l'écoulement moyen. Ces premières simulations à résolution verticale assez restreinte échouent à stabiliser la périodicité de l'oscillation équatoriale et sont défavorables au forçage vers l'est par les ondes, provoquant une phase prograde bien inférieure à la phase rétrograde, ce qui est en contradiction avec les observations. Avec l'augmentation de la résolution verticale de la stratosphère modélisée, il est possible de pallier ce manque de quantité de mouvement prograde dans les hautes couches de l'atmosphère de Saturne. Ainsi, la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale s'est renforcée et la périodicité s'est stabilisé grâce à une meilleure représentation d'une circulation inter-hémisphérique saisonnière en inter-connexion avec le changement de phase de l'oscillation. Par ailleurs, cette circulation de grande échelle influence également les latitudes plus élevées par transport de quantité de mouvement mais également par transport thermique. La branche descendante principale de la circulation inter-hémisphérique est située dans l'hémisphère d'hiver sous l'ombre des anneaux de Saturne et permet une accumulation de chaleur par compression adiabatique aux tropiques d'hiver, ce qui est cohérent avec les anomalies de température chaudes relevées dans les observations de *Cassini*. Cependant, les moyennes et hautes latitudes de la stratosphère de Saturne sont également sujettes à des cellules de circulation provoquant systématiquement des anomalies chaudes persistantes sur l'ensemble de l'année entre 40 et 60°, qui ne trouvent pas d'équivalent dans les observations. Enfin, en enrichissant le spectre d'ondes atmosphériques présentes dans le modèle par l'implémentation d'une paramétrisation stochastique d'ondes de gravité non-orographiques, les simulations à basse résolution verticale dépeignent une structure de vent et de température équatoriale qui s'éloigne d'une oscillation équatoriale, en détruisant la phase vers l'est ou en arrêtant la propagation vers le bas dans les plus hautes couches de l'atmosphère. De même les simulations à haute résolution verticale ne montrent pas d'amélioration significative de la structure du vent zonal et de la température équatoriale lorsque de telles ondes sont considérées. Le rôle des ondes de gravité méso-échelle dans le forçage de l'oscillation équatoriale modélisée de Saturne semble moindre par rapport au rôle du cycle saisonnier à travers la circulation inter-hémisphérique, *sin equa non* d'une fine discrétisation verticale.

SUMMARY

At the end of the mission *Cassini-Huygens*, with the support of Earth based observations, Saturn's atmosphere reveals a very active dynamics, with alternating banded jets, intense convection episodes, disturbed by waves and turbulence, with a stratospheric equatorial oscillation of temperature as well as thermal and hydrocarbon concentration variations suggesting a large-scale meridional transport. Despite many years of observation and modeling of its atmosphere, the global dynamics of Saturn remains poorly understood, in particular because few studies on the multi-scale interactions of the dynamics address the emergence of such phenomena for gas giants. In this thesis, a geophysical fluid mechanics point of view to interpret the astrophysical observations of Saturn is adopted using a global climate model with high horizontal resolution. The simulations obtained with this model reproduce alternating banded jets in the troposphere respecting a zonostrophic regime as well as an equatorial oscillation of temperature and wind influenced by the rings shadow, maintained by the seasonal cycle and especially resulting from interaction between the planetary scale waves resolved by the model and the mean flow. These first simulations with a limited vertical resolution fail to stabilize the periodicity of the equatorial oscillation and are unfavorable to the eastward forcing by the waves, causing a prograde phase much lower than the retrograde phase, which is in contradiction with the observations. With the increase of the vertical resolution of the modeled stratosphere, it is possible to overcome this lack of prograde momentum in the upper layers of Saturn's atmosphere. Thus, the eastward phase of the equatorial oscillation has been strengthened and the periodicity has stabilized thanks to a better representation of a seasonal inter-hemispheric circulation in inter-connection with the phase change of the oscillation. Moreover, this large-scale circulation also influences higher latitudes by momentum transport but also by thermal transport. The main downward branch of the inter-hemispheric circulation is located in the winter hemisphere under the shadow of Saturn's rings and allows heat accumulation by adiabatic compression in the winter tropics, which is consistent with the warm temperature anomalies found in the observations of *Cassini*. However, the middle and high latitudes of Saturn's stratosphere are also affected by circulation cells systematically causing persistent warm anomalies over the whole year between 40 and 60°, which is inconsistent with observations. Finally, by enriching the spectrum of atmospheric waves present in the model through the implementation of a stochastic parameterization of non-orographic gravity waves, the low vertical resolution simulations depict an equatorial wind and temperature structure that departs from an equatorial oscillation, destroying the eastward phase or stopping the downward propagation in the highest layers of the atmosphere. Similarly, high vertical resolution simulations do not show significant improvement in the zonal wind structure and equatorial temperature when such waves are considered. The role of mesoscale gravity waves in forcing the modeled equatorial oscillation of Saturn seems less compared to the role of the seasonal cycle through the interhemispheric circulation, *sin equa non* of a thin vertical discretization.

TABLE DES MATIÈRES

I	Saturne et sa stratosphère	9
I.1	Découverte de la planète Saturne	9
I.2	Saturne à l'ère du spatial	12
I.2.1	<i>Pionner 11</i> et <i>Voyager 1 & 2</i> , premières rencontres avec Saturne	12
I.2.2	Observations depuis l'orbite terrestre, Saturne se dévoile	13
I.3	Saturne à travers le regard de <i>Cassini-Huygens</i>	15
I.3.1	La mission <i>Cassini-Huygens</i>	15
I.3.2	L'atmosphère de Saturne : les découvertes majeures de <i>Cassini-Huygens</i>	18
I.3.3	La stratosphère de Saturne : une dynamique similaire à celle de la Terre ?	32
I.4	Problématique de la thèse au regard des résultats de <i>Cassini-Huygens</i>	39
II	Un Modèle de Climat Global de Saturne	41
II.1	De l'observation à la modélisation du climat de Saturne	41
II.2	Vers un Modèle de Climat Global pour une planète géante	46
II.2.1	Qu'est-ce qu'un Modèle de Climat Global ?	46
II.2.2	Quels sont les défis numériques à relever ?	49
II.3	Le Modèle de Climat Global DYNAMICO-Saturn	51
II.3.1	Le cœur dynamique DYNAMICO	51
II.3.2	Un modèle de transfert radiatif adapté	53
II.4	DYNAMICO-Saturn, les premières simulations : conclusions et limitations	57
III	Oscillation équatoriale dans la stratosphère de Saturne	63
III.1	Préambule	63
III.2	Abstract	64
III.3	Introduction	64
III.4	DYNAMICO-Saturn	67
III.5	Impact of the extended model top on Saturn's atmospheric dynamics	68
III.6	Equatorial stratospheric dynamics with the DYNAMICO-Saturn	73
III.6.1	Global stratospheric zonal wind	73
III.6.2	Equatorial stratospheric zonal jets	74
III.6.3	Equatorial stratospheric thermal structure	76
III.6.4	Equatorial stratospheric planetary-scale waves	81
III.6.5	Eddy-to-mean interactions driving the equatorial stratospheric oscillation	84
III.7	Saturn seasonal cycle to synchronize its equatorial oscillation	86
III.8	Impact of the rings on Saturn's stratospheric dynamics	90
III.8.1	Zonal wind in the tropical regions	90
III.8.2	Temperature field in the tropical region	91
III.8.3	Eddy-to-mean interactions in the tropical region	92

III.9 Conclusions and perspectives	95
IV Oscillation équatoriale et circulation inter-hémisphérique dans la stratosphère de Saturne	97
IV.1 Préambule	97
IV.2 Abstract	99
IV.3 Introduction	99
IV.4 Results	100
IV.4.1 Saturn's stratospheric equatorial oscillation	100
IV.4.2 Saturn's stratospheric inter-hemispheric circulation	102
IV.4.3 The interplay between the equatorial oscillation and the inter-hemispheric circulation	104
IV.5 Conclusion	106
IV.6 Extended data figures	107
V Variations saisonnières et circulation inter-hémisphérique dans la stratosphère de Saturne	115
V.1 Les saisons de Saturne à travers le regard de <i>Cassini</i>	116
V.2 La thermodynamique en Moyenne Eulérienne Transformée	118
V.3 Résultats	119
V.3.1 Structure thermique globale de la stratosphère de Saturne	119
V.3.2 Variations saisonnières de la température stratosphérique	121
V.3.3 Circulation inter-hémisphérique et transport de température	131
V.4 Conclusion	140
VI Influence des ondes de gravité non-orographiques dans la stratosphère de Saturne	141
VI.1 Ondes de gravité dans le forçage des oscillations équatoriales planétaires	143
VI.2 Ondes de gravité non-orographiques dans DYNAMICO-Saturn	145
VI.2.1 Formalisme	145
VI.2.2 Paramètres de réglage	147
VI.2.3 Mise en œuvre des simulations de réglage	149
VI.3 Ondes de gravité et dynamique équatoriale	150
VI.3.1 Ondes de gravité et oscillation équatoriale de vent	150
VI.3.2 Ondes de gravité et oscillation équatoriale de température	156
VI.3.3 Ondes de gravité et interaction ondes – écoulement moyen	160
VI.4 Ondes de gravité et variations inter-hémisphériques	162
VI.4.1 Ondes de gravité et structure méridienne du vent zonal	162
VI.4.2 Ondes de gravité et gradient méridien de température	168
VI.4.3 Ondes de gravité et circulation inter-hémisphérique	172
VI.5 Ondes de gravité et sensibilité à la résolution verticale	179
VI.5.1 Oscillation équatoriale et structure méridienne de vent zonal	179
VI.5.2 Oscillation équatoriale de température	182
VI.5.3 Interaction ondes – écoulement moyen	184
VI.6 Conclusions	186
VII Conclusions et perspectives	187
Bibliographie	193

CHAPITRE I

SATURNE ET SA STRATOSPHERE

Sommaire

I.1	Découverte de la planète Saturne	9
I.2	Saturne à l'ère du spatial	12
I.2.1	<i>Pionner 11</i> et <i>Voyager 1 & 2</i> , premières rencontres avec Saturne	12
I.2.2	Observations depuis l'orbite terrestre, Saturne se dévoile	13
I.3	Saturne à travers le regard de <i>Cassini-Huygens</i>	15
I.3.1	La mission <i>Cassini-Huygens</i>	15
I.3.2	L'atmosphère de Saturne : les découvertes majeures de <i>Cassini-Huygens</i>	18
I.3.3	La stratosphère de Saturne : une dynamique similaire à celle de la Terre?	32
I.4	Problématique de la thèse au regard des résultats de <i>Cassini-Huygens</i>	39

I.1 Découverte de la planète Saturne

Motivé par la mesure du temps, la création d'un calendrier culturel et l'interprétation d'éventuels signes divins, le clergé des temples mésopotamiens s'est tourné vers l'observation du ciel. Les textes savants issus de cette époque initient l'édition de rapports d'observations astronomiques, avec la mise en évidence de périodicité des phénomènes. La Lune y était le principal sujet d'observation : les variations de sa position dans le ciel et de son apparence déterminaient ainsi le rythme du mois.

Cette époque de l'Histoire a également contribué, dans un second objectif, à l'observation des planètes visibles à l'œil nu, telles que Mercure, Vénus, Mars, Jupiter et Saturne. Ces sont les plus anciennes observations connues de Saturne, attribuées aux Assyriens – peuple du nord de la Mésopotamie – autour de 700 ans av.J.-C. Le Soleil, la Lune et les 5 planètes connues étaient des divinités supérieures pour les Assyriens, Saturne en était le principal interprète. Les astronomes babyloniens ont ainsi systématiquement suivi et reporté les mouvements de Saturne au fil des ans. Étincelle dans la nuit estivale, ils l'appelaient l'Étoile de Ninib, Nisroch ou Asshur, le dieu du temps ou de l'année.

L'idée que l'apparition de Saturne dans le ciel rythme le temps se retrouve également dans la Grèce antique 400 ans av.J.-C. D'abord interprétée comme une étoile errante par les astronomes, les grecques la nommèrent Kronos, en l'honneur du dieu de l'agriculture, domaine où le temps est ponctué par les semences et les récoltes. C'est à l'époque romaine que nous devons son nom moderne : Saturne était alors connue comme l' "Étoile de Saturne", dieu de l'agriculture équivalent au dieu grec Kronos.

Plus d'un millénaire s'est écoulé quand l' "Étoile de Saturne" laisse place à la planète Saturne. Grâce à l'essor des instruments d'observation astronomique, Galilée découvre en 1610 que Saturne possède une forme non sphérique, unique parmi les planètes connues. Il en déduit alors que Saturne est entourée de deux lunes très proche de la planète, qui ne sont visibles que périodiquement. Près d'un demi siècle plus tard, en 1655, Christiaan Huygens observe de façon plus précise Saturne et découvre qu'elle est entourée d'un anneau plat et fin qui, suivant l'inclinaison de la planète, n'apparaît pas sous

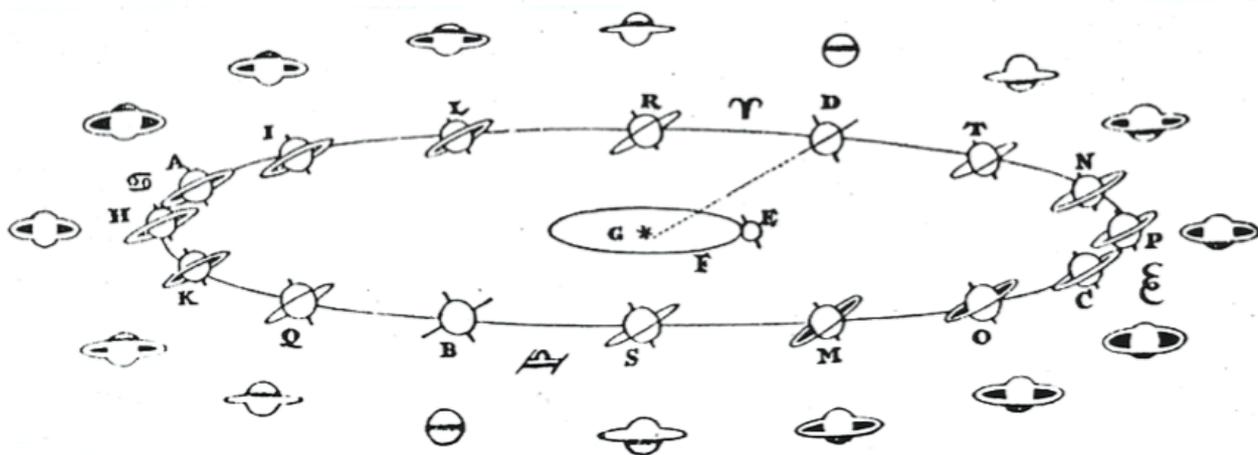


FIGURE I.1 – Reproduction des schémas d’aspect de Saturne depuis la Terre (E) par Christiaan Huygens. L’aspect de Saturne vue depuis la Terre change parce que son axe de rotation est incliné par rapport au plan de son orbite et qu’elle possède un anneau dans son plan équatorial. Au printemps et à l’automne saturniens (positions D et B), les anneaux sont vus par la tranche par un observateur terrestre ; lors des étés boréal et austral (positions P et A) les anneaux sont ouverts au maximum (≈ 27 degrés d’inclinaison par rapport à l’écliptique), la planète semble alors avoir des poignées.
Source : Huygens (1659)

la même forme (figure I.1). Ses observations assidues de l’anneau de Saturne lui permettent également de découvrir Titan, le premier et le plus imposant satellite de Saturne. En 1675, Giovanni Domenico Cassini remarque que l’anneau de Saturne n’est pas continu, il y a une nette discontinuité qui le divise en deux. Cette division est aujourd’hui nommée “Division de Cassini”, séparation entre les anneaux A et B. Il découvre également quatre autres lunes de Saturne : Japet, Rhéa, Téthys et Dioné. Deux autres satellites naturels sont découverts par William Herschel en 1789, Mimas et Encelade. Hypérior, son premier satellite naturel non-sphérique est découvert par les britanniques William Cranch Bond et Georges Phillips Bond en 1848. À la même époque, la présence des anneaux de Saturne, unique dans notre Système Solaire, est expliquée par Edouard Roche. En 1850, l’astronome français théorise la Limite de Roche, distance en-dessous de laquelle les forces de marée d’une planète sont supérieures au champ gravitationnel de son satellite et provoquent ainsi la dislocation de ce dernier. Les anneaux de Saturne sont l’exemple de satellites (ou tout autre objet astronomique) qui, situés trop près de Saturne, ont été disloqués par ses forces de marées. En 1899, William Henry Pickering découvre Phœbé. Satellite atypique, Phœbé possède une orbite rétrograde par rapport à Saturne. Ce mouvement rétrograde est aujourd’hui l’un des principaux indices permettant de penser que Phœbé est un objet qui a été capturé par l’attraction gravitationnelle de la planète géante et par interaction avec ses satellites.

Le XX^e siècle marque un tournant majeur dans l’observation de Saturne : son atmosphère devient le centre d’attention. Avec des télescopes au sol, les astronomes vont effectivement chercher à déterminer la composition et les caractéristiques de l’atmosphère de la géante. Les études photométriques de Menzel et al. (1926) ont déterminé une température moyenne de 123 K pour l’atmosphère de Saturne. Et grâce à la spectroscopie, les constituants chimiques de son atmosphère commencent à être listés, Adel and Slipher (1934) et Kuiper (1947) ont ainsi détecté du méthane (CH_4 , un des constituants majoritaires de l’atmosphère de Saturne) et suggéraient la présence d’ammoniac (NH_3). L’observation spatialement résolue dans l’infrarouge thermique des constituants chimiques de la stratosphère de Saturne a montré une émission très accrue proche de $12 \mu\text{m}$ – bande d’émission de l’éthane (C_2H_6) – au pôle sud (Gillett and Orton, 1975; Rieke, 1975). L’accumulation très localisée au pôle sud pendant le solstice d’été austral a mené Gillett and Orton (1975) et Rieke (1975) à conclure que cette forte concentration d’éthane est une réponse dynamique à une insolation maximale saisonnière. Ainsi, un résultat implicite de ces travaux est que des processus saisonniers se produisent dans l’atmosphère de Saturne et transportent ses constituants chimiques. Par ailleurs, Tokunaga and Cess (1977) ont montré une inversion du gradient de température vertical autour de 100 mbar à l’aide d’une étude de

modélisation de la réponse radiative de l’atmosphère de Saturne. Les processus saisonniers observés par [Gillett and Orton \(1975\)](#) et [Rieke \(1975\)](#) autour de la bande $12\ \mu\text{m}$ se réfèrent donc à des niveaux atmosphériques au-dessus du niveau de 100 mbar, ainsi les possibles variations saisonnières de l’éthane se produiraient dans la haute stratosphère de Saturne.

Bien que ces résultats soient intéressants, l’éthane n’est qu’un constituant à l’état de trace qui se trouve avoir une bande favorablement située pour les observations. L’abondance du C_2H_6 est régie par des réactions photochimiques et, très certainement par des processus dynamiques aussi, de sorte que l’abondance peut ne pas être uniforme sur la planète. Comme il y a dégénérescence avec la température à cette longueur d’onde infrarouge, déduire une concentration quantitative en éthane à partir des seules observations à $12\ \mu\text{m}$ est nécessairement très incertaine. En raison de cette incertitude, [Tokunaga et al. \(1978, 1979\)](#) ont effectué des balayages spatiaux de l’atmosphère de Saturne à travers trois filtres à bande étroite à $17,8$, $19,7$ et $22,7\ \mu\text{m}$ principalement pour déterminer l’abondance de cet hydrocarbure dans la troposphère et la stratosphère. L’opacité à ces longueurs d’onde est due aux larges raies de rotation de H_2 induites par la pression aux longueurs d’onde 17 et $28\ \mu\text{m}$. Une comparaison des balayages des limbes polaires et équatoriaux à $17,8\ \mu\text{m}$ indique qu’il existe un réel réchauffement stratosphérique du pôle d’été par rapport à l’équateur. De plus, il n’y a aucune indication d’une diminution de cet effet sur une année terrestre d’observation ([Tokunaga et al., 1978, 1979](#)), même si l’insolation du pôle sud a diminué lorsque l’angle d’inclinaison solaire est passé de $-16,73^\circ$ à $-11,78^\circ$. En fait, les observations suggèrent une légère augmentation de la température polaire avec la diminution de l’insolation. Des variations saisonnières similaires ont également été détectées autour de la bande $8\ \mu\text{m}$ du méthane ([Tokunaga et al., 1978](#)). Ces contrastes sont néanmoins plus faibles dans la troposphère, autour $17\text{-}23\ \mu\text{m}$ ([Caldwell et al., 1978](#); [Tokunaga et al., 1978](#)), du fait de la plus grande inertie thermique dans la troposphère, en-dessous de l’inversion thermique dans l’atmosphère de Saturne ([Tokunaga and Cess, 1977](#)).

	$\text{♁} / \odot$	
Demi-grand axe	$1,42 \times 10^9\ \text{km}$	
Excentricité	0,056	
Obliquité	$26,7^\circ$	
Période de révolution	29,45 années \oplus	
Période de rotation	$10\text{h}39\text{min} \pm 4\text{min}$	
Masse	$5,68 \times 10^{24}\ \text{kg}$ ($95 \times M_\oplus$)	
	Équateur	Pôles
Gravité	$8,96\ \text{m s}^{-2}$	$12,14\ \text{m s}^{-2}$
Rayon	60 268 km	54 364 km
Aplatissement	0,09796	
Composition	H_2 : 96,3% He : 3,25% CH_4 : 0,45% NH_3 , C_2H_2 , C_2H_6 , H_2O ,...	

TABLE I.1 – Paramètres orbitaux par rapport au plan de l’écliptique ($\text{♁} / \odot$), caractéristiques physiques et principaux composés chimiques de l’atmosphère de Saturne.

Orbitant à environ 9,5 UA du Soleil en 29,5 années terrestres, la planète géante possède un axe de rotation inclinée de $26,7^\circ$ par rapport à son plan de révolution, engendrant des variations du flux solaire incident, également modulées par l’excentricité de 0,056 de l’orbite de Saturne. Cela donne lieu à d’importantes variations saisonnières de sa température et de sa composition atmosphérique, suscitant un grand intérêt scientifique depuis les années 80, surtout pendant l’avènement des missions spatiales de plus en plus éloignées de la Terre.

I.2 Saturne à l'ère du spatial

I.2.1 *Pionner 11* et *Voyager 1 & 2*, premières rencontres avec Saturne

La sonde *Pioneer 11* a été la première à survoler Saturne (en 1979, à $L_s^1=354^\circ$) et à mesurer des profils verticaux de température de son atmosphère grâce aux occultations radio (Kliore et al., 1980). Le spectromètre infrarouge embarqué a montré que le passage à l'équinoxe de printemps nord n'a pas engendré d'asymétrie thermique entre 10°N et 30°S dans la structure méridienne de température de la troposphère de Saturne (Orton and Ingersoll, 1980). Cependant, les inversions des spectres *Voyager 1* (1980, $L_s=8,6^\circ$) et *2* (1981, $L_s=18,2^\circ$) mesurés par l'instrument IRIS entre 14 et $50\ \mu\text{m}$ ont révélé des asymétries de température de la troposphère (Hanel et al., 1981, 1982; Conrath and Pirraglia, 1983; Conrath et al., 1998), l'hémisphère nord étant plus froid que l'hémisphère sud de 150 à 200 mbar peu après l'équinoxe de printemps nord. La chronologie équinoxiale de ces observations suggère un retard entre l'augmentation de l'insolation (le forçage solaire) et la réponse atmosphérique (Cess and Caldwell, 1979) en conséquence de la forte inertie thermique de la troposphère et des temps de réponse radiative d'autant plus longs. À des profondeurs troposphériques de 500 à 700 mbar, cette inertie, et donc la réponse décalée au forçage solaire, devient si importante que les températures des hémisphères nord et sud de Saturne ne présentent pas d'asymétries significatives (Conrath and Pirraglia, 1983).

Les missions *Voyager* ont également contribué à l'observation de la structure des vents de Saturne par *cloud tracking*, c'est-à-dire par suivi du mouvement des nuages dans des séquences d'images successives à une bande de latitude choisie. La planète présente ainsi une structure méridienne en configuration alternée de vents zonaux dans la troposphère, du sommet des nuages ≈ 1 bar jusqu'à la tropopause ≈ 100 mbar, avec la prédominance d'un intense jet équatorial troposphérique vers l'est avec une vitesse maximale d'environ $450\ \text{m s}^{-1}$ à l'époque (Ingersoll et al., 1984). La structure méridienne de vent est assez symétrique d'un hémisphère à l'autre, avec une fine bande ondulante centrée à la latitude 47°N dans le pic d'un jet orienté vers l'est avec une vitesse de $140\ \text{m s}^{-1}$. Cette onde est appelée le "ribbon" (Sromovsky et al., 1983) et, à l'aide de travaux de modélisation, est interprétée par la suite comme une onde barocline instable avec des circulations cycloniques et anticycloniques de part et d'autre (Godfrey and Moore, 1986).

L'activité des ondes dans l'atmosphère de Saturne s'étend aux plus grandes échelles, notamment dans la partie supérieure des nuages, où il est assez aisé de suivre les variations temporelles de la dynamique atmosphérique. La morphologie de motif hexagonal des nuages qui encerclent le pôle nord de Saturne est observée de près pour la première fois et représente une caractéristique distincte partagée avec aucune autre planète du système solaire. Structure qui deviendra l'énigmatique Hexagone de Saturne, cette caractéristique du pôle nord a été découverte bien après le survol de *Voyager 2* en 1981. En effet, les vaisseaux *Voyager* possédaient une trajectoire quasi-équatoriale par rapport à la géante et, par conséquent, les pôles étaient très peu visibles. Néanmoins, l'utilisation de projections polaires appropriées sur les images mosaïquées prises par *Voyager* ont permis de révéler l'Hexagone, intégré dans un fort jet orienté vers l'est et centré à 80°N (Godfrey, 1988). Le phénomène a ensuite été modélisé comme une onde de Rossby forcée par un énorme anticyclone, la tâche polaire nord (*North Polar Spot* NPS) située sur l'un des bords équatoriaux de l'Hexagone (Allison et al., 1990). Enfin, au niveau de l'équateur, la détection d'ondes thermiques d'échelle planétaire dans la haute troposphère (de 130 à 270 mbar) a été rapportée par Achterberg and Flasar (1996) à partir de l'analyse des spectres infrarouges de *Voyager/IRIS* et interprétée comme une onde de Rossby équatoriale.

1. **Longitude solaire** : coordonnée orbitale représentée par une valeur angulaire sur l'orbite d'une planète. Cette grandeur permet de dater en fonction de la position de la planète sur son orbite. Une année correspond à une révolution autour du Soleil, soit 360° , et l'origine $L_s=0^\circ$ est choisie arbitrairement. Sur toutes les planètes, $L_s=0^\circ$ est pris à l'équinoxe de printemps de l'hémisphère nord.

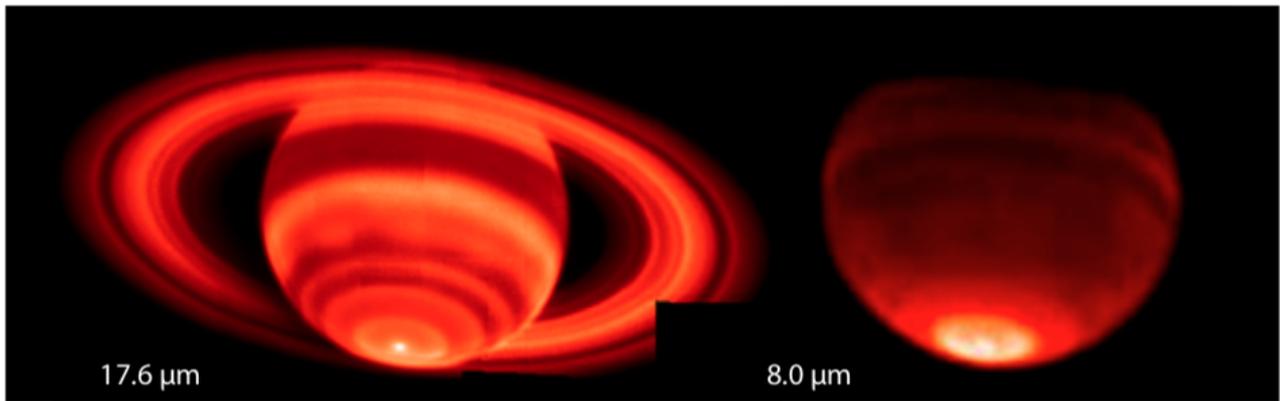


FIGURE I.2 – Emission thermique de la stratosphère de Saturne observée depuis du télescope Keck I/LWS au sol en février 2004, à proximité du solstice d'été sud ($L_s=287^\circ$), montrant une émission thermique plus importante au niveau du pôle d'été sud. La bande infrarouge à $17,6 \mu\text{m}$ permet de sonder des niveaux de pressions compris entre 100 et 200 mbar (la troposphère) alors que la bande infrarouge à $8,0 \mu\text{m}$ permet de sonder la stratosphère autour de 2 mbar.

Source : [Orton and Yanamandra-Fisher \(2005\)](#)

I.2.2 Observations depuis l'orbite terrestre, Saturne se dévoile

Vingt-trois ans passeront avant qu'un autre vaisseau spatial n'atteigne le système de Saturne, mais de nouvelles données seront obtenues en utilisant des télescopes terrestres et des instruments d'une nouvelle génération, en particulier le Hubble Space Telescope (HST).

Les images du HST ont amélioré d'un facteur dix la résolution de Saturne obtenue au sol, en utilisant d'abord la Wide Field Planetary Camera 1 (WFPC1) de 1990 à 1994, puis la WFPC2 associée à un système de correction optique qui a considérablement amélioré la résolution et la qualité des images. L'introduction au milieu des années 80 du dispositif à couplage de charge (CCD), avec sa haute sensibilité et la numérisation des images, a permis l'utilisation d'une variété de filtres spectraux étroits (en particulier ceux centrés sur les bandes d'absorption du méthane) et le sondage des nuages à différentes altitudes. Entre 1981 et 2005, les outils de télédétection ont été en mesure d'observer des objets présentant un contraste élevé et une taille supérieure à 1000 km pour les télescopes terrestres ; et des objets présentant des tailles supérieures à 300 km avec le HST.

En septembre 1990, l'éruption d'une énorme tâche brillante s'est produite à l'équateur de Saturne, la dernière avant l'ère de la mission *Cassini-Huygens* ([Sánchez-Lavega et al., 1991](#); [Beebe et al., 1992](#)). L'utilisation du CCD et la date de l'événement, quelques mois après la mise en orbite du HST, ont permis à ce dernier d'obtenir la première image haute résolution du phénomène pour l'époque ([Barnet et al., 1992b](#); [Westphal et al., 1992](#)). À partir d'un modèle de transfert radiatif, la structure verticale des nuages a été déterminée ([Sánchez-Lavega et al., 1994](#); [Acarreta and Sánchez-Lavega, 1999](#)), révélant que cette tâche brillante était une énorme tempête très convective formée d'un ensemble de cellules de type cumulus élevées au-dessus des nuages environnants ([Sánchez-Lavega and Battaner, 1986](#); [Hueso and Sánchez-Lavega, 2004](#)). Des tâches de nuages brillants ont été observées entre 1991 et 1992 comme des résidus de cette tempête de 1990 ([Sánchez-Lavega et al., 1993a](#)) jusqu'à ce qu'une deuxième grande tempête équatoriale éclate en 1994 ([Sánchez-Lavega et al., 1996](#)). La seconde moitié des années 1990 a été dominée par la formation et la disparition continues de points brillants dans la région équatoriale, peut-être en tant que résidu des processus plus profonds à l'origine de l'activité convective de 1990 et 1994 ([Sánchez-Lavega et al., 1999](#)).

Témoin d'un phénomène exceptionnel que représente les grandes tempêtes dans l'atmosphère de Saturne, l'observation presque en continu depuis le sol et avec le HST a d'abord été motivée par le suivi des variations temporelles de l'atmosphère.

La confirmation des effets saisonniers dans la structure thermique de la stratosphère a été obtenue grâce à l'imagerie infrarouge moyen au sol. Les régions polaires nord de Saturne présentaient une augmentation dans les émissions de méthane et d'éthane au début de l'été boréal (observations de

Gezari et al. (1989), en mars 1989, $L_s=104^\circ$), bien que cette augmentation n'ait pas été facilement observable dans la troposphère (décembre 1992, $L_s=146^\circ$, Ollivier et al. (2000)). Des changements à long terme, probablement couplés au cycle saisonnier d'insolation, ont également été détectés dans la profondeur optique de la brume au-dessus du nuage d'ammoniac de 1967 à 1984, lors d'une étude spectroscopique par Trafton (1985). Cette étude de variabilité a été étendue par la suite de 1986 à 1989 par Karkoschka and Tomasko (1992) en utilisant des données au sol et de 1994 à 2003 par Pérez-Hoyos et al. (2005) et Karkoschka and Tomasko (2005) en utilisant des images HST.

En outre, Sánchez-Lavega et al. (2000) se sont de nouveau intéressés à la structure méridienne des vents zonaux sur Saturne, afin de confirmer et d'étendre les découvertes de l'époque de *Voyager* (Ingersoll et al., 1984). Saturne possède une structure nuageuse active sous le niveau du nuage d'ammoniac (≈ 1 bar), déduite de la détection de tâches sombres à différentes latitudes à une longueur d'onde de $5 \mu\text{m}$ (Yanamandra-Fisher et al., 2001). Ces tâches résultent de l'effet de la variabilité de l'opacité du nuage au niveau de pression de 2 à 4 bars sur le rayonnement provenant de niveaux plus profonds. Aux longueurs d'onde visibles, un relevé à long terme de Saturne par le HST de 1994 à 2002 a permis de suivre ces tâches discrètes et de détecter une forte diminution apparente de la vitesse du jet équatorial alors que le profil de vent zonal aux autres latitudes est resté constant (Sánchez-Lavega et al., 2003, 2004). Le "ribbon" situé à 47°N a été ré-observé 14 ans plus tard dans des images HST (Sánchez-Lavega et al., 2002), de même que le North Polar Spot et l'Hexagone ont été ré-observés 10 ans après leur découverte par *Voyager* à l'aide de l'imagerie CCD au sol et du HST (Caldwell et al., 1993; Sánchez-Lavega et al., 1993b, 1997), confirmant que ces trois caractéristiques ont une longue durée de vie. Cependant, aucun équivalent de l'onde hexagonale n'a été observé autour du pôle sud dans les images HST (Sánchez-Lavega et al., 2002).

Les observations au sol possèdent néanmoins l'inconvénient de restreindre la connaissance de la stratosphère de Saturne uniquement à l'hémisphère d'été faisant face à la Terre. Dans ces conditions, le pôle sud est donc le seul pôle observable au début des années 2000. Greathouse et al. (2005) ont utilisé le télescope IRTF/TEXES pour l'observation de l'émission du méthane (CH_4) à haute résolution et en déduire une asymétrie de température stratosphérique au solstice d'été austral (2002, $L_s = 268^\circ$, le pôle sud étant ≈ 10 K plus chaud que l'équateur entre 10 et 0,01 mbar), qui s'affaiblissait avec l'augmentation de la profondeur, avec un gradient de température marqué près de 70°S . Les observations à haute résolution entre 7 et $25 \mu\text{m}$ du télescope Keck I/LWS ont montré une région d'émission élevée de méthane stratosphérique polaire en février 2004 ($L_s=287^\circ$, juste après le solstice d'été du sud), au delà d'une latitude planétocentrique d'environ 65°S (soit 70°S en latitude planétographique) et sensible à la gamme de pression de 0,5 à 200 mbar (Orton and Yanamandra-Fisher (2005), figure I.2, image de droite à $8 \mu\text{m}$, soit une pression de 2 mbar), appelée la *Warm Polar Hood*. Une région similaire d'émission accrue dans la bande d'émission du méthane a été observée en mars 1989 dans l'hémisphère nord ($L_s=104,5^\circ$, juste après le solstice d'été boréal, Gezari et al. (1989)), et suggérait la présence d'un tourbillon stratosphérique variant selon les saisons au pôle à environ 65° de latitude (planétocentrique) dans les deux hémisphères. En plus de la grande région d'émission renforcée de méthane vers le pôle sud, Orton and Yanamandra-Fisher (2005) ont également détecté un vortex cyclonique chaud et compact dans la stratosphère et la haute troposphère d'été, centré sur le pôle sud autour de 87°S , avec un rayon de 2 à 3° de latitude (figure I.2).

Après les missions *Voyager*, l'Hexagone n'a plus été détecté jusqu'à ce que le pôle nord de Saturne soit bien visible depuis la Terre au moment du solstice d'été nord en 1987. Ce n'est finalement qu'en 1991 que son existence a été confirmée dans les images capturées par le Hubble Space Telescope (HST) (Caldwell et al., 1993) et des télescopes terrestres (Sánchez-Lavega et al., 1993b). Tant que l'inclinaison de Saturne permettait l'observation du pôle nord depuis la Terre avant le solstice d'hiver nord de 1995, Sánchez-Lavega et al. (1997) ont suivi l'évolution de la structure de l'Hexagone. Après cette date, la région polaire nord n'a plus été observée jusqu'à l'ère de la mission *Cassini-Huygens*.

surface, et en mode actif (par émission d'un signal réfléchi par la surface) il mesure l'altimétrie et cartographie la texture de la surface, permettant par exemple d'identifier les étendues de liquide.

- **RPWS** (*Radio and Plasma Wave Spectrometer*) analyse les ondes plasma (générées par le vent solaire ou orbitant autour de Saturne), les émissions naturelles d'ondes radio et la poussière.
- **RSS** (*Radio Science Subsystem*), est le système de communication radio qui analyse les variations de fréquence des ondes radio (par effet Doppler) envoyées par la sonde vers la Terre lorsque celle-ci passe derrière l'atmosphère de Saturne et permet ainsi d'étudier le champ de gravité de Saturne.
- **UVIS** (*UltraViolet Imaging Spectrograph*), un spectro-imageur ultraviolet (0,2 - 0,5 nm) permettant l'étude de la composition, de la chimie et de la température dans la haute atmosphère et des anneaux. Cet instrument permet également de déterminer la structure verticale de l'atmosphère de Saturne pendant les occultations radios.
- **VIMS** (*Visual and Infrared Mapping Spectrometer*), un spectromètre observant dans le visible et l'infrarouge proche (0,3 - 5 μm) l'atmosphère, les nuages, et permettant l'étude de la composition proche de la surface de Titan dans les fenêtres visibles du méthane.

Initialement, la mission *Cassini-Huygens* devait être opérationnelle pendant quatre ans, jusqu'au 31 mai 2008. La phase principale de la mission a apporté une nouvelle dimension de compréhension du système complexe et diversifié de Saturne. Un certain nombre de découvertes et d'observations de phénomènes exceptionnels ont été réalisés pendant ces quatre premières années.

Remarquées pour la deuxième fois seulement sur Saturne, deux tempêtes situées aux moyennes latitudes sud ont fusionné l'une avec l'autre le 7 avril 2004, pour former finalement une seule tempête de taille plus imposante. Presque simultanément (pour une année saturnienne), le 31 mai 2004, deux nouvelles lunes sont découvertes, Methone et Pallene. Juste avant son insertion en orbite (qui a eu le 30 juin 2004), *Cassini-Huygens* effectue son premier survol de Phœbé le 10 juin 2004, et amorce sa riche collection des nombreuses images des lunes de Saturne prises tout au long de la mission.

Par ailleurs, l'utilisation de la sonde *Huygens* le 14 janvier 2005 par l'Agence Spatiale Européenne constitue une avancée technique et scientifique incroyable. Il s'agit du premier engin spatial à se poser en douceur sur la surface d'un satellite d'une autre planète, Titan, le satellite géant de Saturne. La sonde fournit la première étude directe de l'atmosphère de Titan et les premières et seules images directes de sa surface. Les premières cartes détaillées du pôle sud d'Encelade ne tarderont pas à suivre, le 15 juin 2005. Enfin, le 14 septembre 2006 marque la découverte d'un nouvel anneau de Saturne grâce aux images prises pendant une occultation solaire qui a rétro-éclairé la planète. La présence de ce nouvel anneau coïncide également avec les orbites des lunes de Janus et Epimetheus. Au cours de cette période, les hautes latitudes boréales étaient encore enveloppées dans la nuit polaire hivernale, c'est donc l'instrument Cassini/VIMS qui a confirmé pour la première fois dans l'histoire de la mission la présence de l'Hexagone à l'aide de son canal à 5 μm le 29 octobre 2006 (Baines et al., 2009). La forme hexagonale a également été enregistrée dans la carte de température troposphérique construite à partir des données Cassini/CIRS capturées le 2 mars 2007 (Fletcher et al., 2008).

La mission *Équinoxe*, d'une durée de deux ans, a continué à susciter l'enthousiasme. Au cours de cette première prolongation de la mission, la sonde a effectué 60 orbites supplémentaires de Saturne, 26 survols de Titan, sept d'Encelade et un de Dione, Rhéa et Héléne. Cette extension de mission a permis d'observer les anneaux de Saturne lorsque le Soleil les éclaire par la tranche, révélant ainsi une multitude d'informations inédites sur la structure des anneaux, comme une nouvelle lune, Aegaeon, située dans l'anneau G. Fin 2008, la lumière du Soleil a commencé à briller sur l'Hexagone à 75°N de latitude planétocentrique (ou 78°N de latitude planétographique), ce qui a permis de prendre des images à longueur d'onde visible à l'aide des caméras de l'instrument Cassini/ISS ; la première vue complète de l'Hexagone a été révélée dans une mosaïque polaire capturée le 3 janvier 2009 lors d'une autre série d'orbites à forte inclinaison. Le pôle nord était illuminé par le Soleil depuis l'équinoxe d'août 2009 ; cependant, la prochaine vue de l'Hexagone a dû attendre jusqu'à la fin 2012 car *Cassini* est resté dans le plan équatorial pendant la période intermédiaire. Le premier ensemble d'images post-équinoxe montrant la région entière de l'Hexagone a été capturé le 10 décembre 2012.

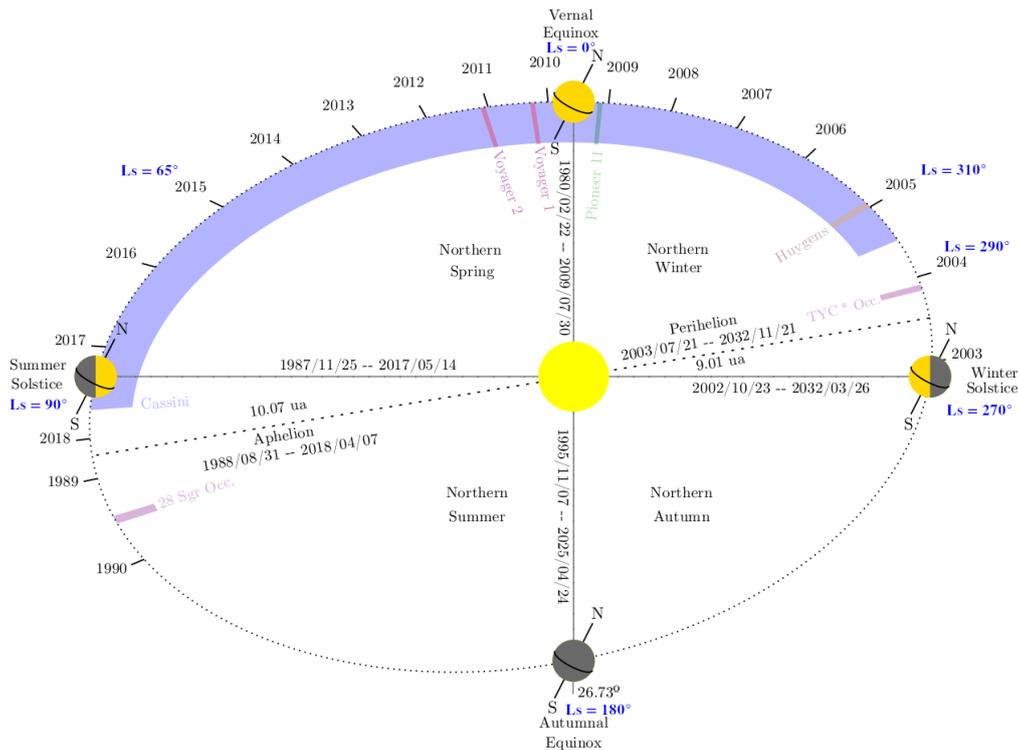


FIGURE I.4 – Chronologie de la mission *Cassini-Huygens* en fonction des saisons de Saturne, sur laquelle j’ai ajouté la correspondance année terrestre – Ls.

Source : [Seignovert \(2017\)](#)

Le 2 février 2010, une seconde extension de la mission est officiellement annoncée et durera jusqu’en 2017. L’objectif principal d’une telle durée d’extension de mission est d’observer les variations jusqu’au solstice d’été nord, saison presque symétrique à celle du commencement de la mission en 2004 (figure I.3). Ainsi, l’ensemble des observations représentera une série temporelle conséquente, sans précédent pour Saturne et permettra ainsi de caractériser les variations saisonnières sur presque une demi année de Saturne. La *mission Solstice* commence officiellement le 26 septembre 2010, et permet l’observation de la Grande Tâche Blanche à partir du 5 décembre 2010 (une section détaillée y est consacrée dans la suite de ce chapitre). Cette dernière extension de mission s’est terminée par une phase connue sous le nom de “*Grand Finale*”.

Le 22 avril 2017, la phase du *Grand Finale* commence et marque la fin de la mission *Cassini-Huygens*. Jusqu’au 15 septembre de cette même année, le satellite a effectué 22 orbites polaires – comme la mission actuelle *Juno* – de plus en plus resserrées autour de la planète, jusqu’à passer entre ses anneaux et le sommet des nuages, et finir sa course par un plongeon dans l’épaisse atmosphère de Saturne. Jusqu’à la dernière seconde de cette plongée spectaculaire et planifiée, la sonde *Cassini* a envoyé des données à la Terre, dont les principales mesures provenaient de son spectromètre de masse. Ainsi, les cinq dernières orbites de *Cassini* ont permis d’échantillonner directement l’atmosphère de Saturne pour la première fois. La sonde a été en mesure de dresser des cartes détaillées des champs gravitationnels et magnétiques de Saturne, révélant la structure interne de la planète et contribuant peut-être à résoudre l’énigmatique mystère de la vitesse de rotation de Saturne. La position très proche de *Cassini* par rapport aux anneaux de Saturne a permis d’améliorer considérablement la connaissance de la quantité de matière contenue et ainsi s’approcher d’une meilleure compréhension de leur origine. Enfin, les détecteurs de particules de la sonde ont été capables d’échantillonner les particules glacées des anneaux canalisées vers l’atmosphère par le champ magnétique de Saturne. Évidemment, une multitude d’étonnantes images ultra rapprochées des anneaux et des nuages de Saturne ont été prises au cours de la descente et envoyées à la Terre plusieurs heures avant le plongeon final.

Même s’il est toujours triste qu’une mission s’achève, le final de la mission *Cassini-Huygens* a été une fin vraiment spectaculaire, digne de l’un des voyages les plus riches jamais entrepris dans notre

système solaire. Près de trois cents orbites décrites autour de Saturne sur treize années de mission ont, de fait, permis de préciser notre compréhension de ses anneaux, sa magnétosphère, ses satellites et surtout l’atmosphère de la planète, afin d’y suivre toutes ses variations inter-hémisphériques, saisonnières et non-saisonnières au cours d’une demi-année saturnienne.

I.3.2 L’atmosphère de Saturne : les découvertes majeures de *Cassini-Huygens*

Un des objectifs primordiaux de la mission *Cassini-Huygens* était la documentation approfondie de la circulation atmosphérique de Saturne, afin d’améliorer considérablement la compréhension des processus physiques qui la maintiennent (Del Genio et al., 2009; Showman et al., 2018). Les observations multi-spectrales réalisées par plusieurs instruments de la sonde *Cassini* ont échantillonné l’atmosphère à différents niveaux de pression en fonction du temps pour atteindre cet objectif.

L’Hexagone polaire nord

Observé pour la première fois lors des survols des missions *Voyager 1 & 2* (Godfrey, 1988) et surveillé presque en continu dans les années 90 par des observations au sol (Sánchez-Lavega et al., 1993b) et le satellite Hubble Space Telescope (Caldwell et al., 1993), les hautes latitudes nord de Saturne présentent un jet vers l’est rapide, centré à 75°N. Ce jet forme un motif de méandres à six lobes : le célèbre Hexagone de Saturne, encerclant son pôle nord (figure I.5). Sa forme si particulière résulte du fait que les six lobes de méandres se traduisent par des excursions en latitude d’environ $\pm 1^\circ$ et donnent à la structure sa forme polygonale par projection sur la sphère. Si ces excursions étaient plus importantes, le jet circumpolaire aurait une forme plus sinusoidale, semblable à une vague, comme le vortex polaire terrestre.

Pendant la mission *Cassini-Huygens*, trois instruments de la sonde ont participé à l’étude approfondie de l’Hexagone : Cassini/CIRS entre 2007 et 2008 (Fletcher et al., 2008), puis Cassini/VIMS (Baines et al., 2009) et enfin Cassini/ISS (Sánchez-Lavega et al., 2014; Antuñaño et al., 2015; Sayanagi et al., 2016). Malgré une vitesse du jet importante, le motif hexagonal est très stable au cours du temps. L’imagerie des instruments Cassini/ISS et Cassini/VIMS montre que l’Hexagone est quasi-statique par rapport à la vitesse de rotation nominale de Saturne (définie après la rencontre avec *Voyager*, Desch and Kaiser (1981)) alors que les nuages à l’intérieur du jet se déplacent à $\approx 125 \text{ m s}^{-1}$ par rapport au motif. Ainsi, l’Hexagone s’assimile à un guide, fixe depuis l’époque de *Voyager*, pour les nuages internes au jet marquant le déplacement.

Depuis l’époque *Voyager*, il n’a plus été observé de large anticyclone, *North Polar Spot*, sur un des flancs de l’Hexagone, malgré sa persistance depuis plus de 30 ans. L’hypothèse des modèles selon laquelle cet anticyclone participerait au forçage dynamique de l’onde de Rossby à l’origine de l’Hexagone a été abandonnée, suggérant que ces modèles soit obsolètes (Allison et al., 1990). À ce jour, la faible vitesse de déplacement de la structure par rapport à la rotation de la planète, associé à l’anatomie à six lobes, est interprétée comme une onde de Rossby résultante d’instabilité dynamique et piégée selon la verticale (Allison et al., 1990; Sánchez-Lavega et al., 2014; Read et al., 2009; Rostami et al., 2017), dont la stabilité à long terme constitue une caractéristique profonde et intrinsèque de l’atmosphère de Saturne et pourrait être utilisée pour révéler la véritable rotation de la planète (Sánchez-Lavega et al., 2014).

Visible au niveau de la couche nuageuse de Saturne, les effets de l’onde de Rossby piégée de l’Hexagone se manifestent aussi dans le champ de température et s’étendent jusque dans la stratosphère à des altitudes de 0,5 mbar ($\approx 300 \text{ km}$ au dessus des nuages, Adriani et al. (2015); Fletcher et al. (2018); Pryor et al. (2019); Sanz-Requena et al. (2018); Sánchez-Lavega et al. (2020a,b)). En juin 2015, l’existence d’un système d’au moins six couches de brume empilées au-dessus de la couche nuageuse supérieure, au sud de l’Hexagone, a été montré par des images à visée au limbe (Sánchez-Lavega et al., 2020b). L’épaisseur verticale des couches individuelles de brumes varie de 7 à 18 km, et l’ensemble s’étend en altitude de 0,5 bar jusqu’à 0,01 bar ($\approx 130 \text{ km}$ d’étendue verticale), surmonté d’une couche d’aérosol mince étendue jusqu’à une altitude de $\approx 340 \text{ km}$ (pression de 0,4 mbar). La nature de ces brumes est compatible avec la formation par condensation de glaces d’hydrocarbures, dont l’acétylène et le benzène aux plus hautes altitudes, et la distribution verticale de ces brumes pourrait être due à

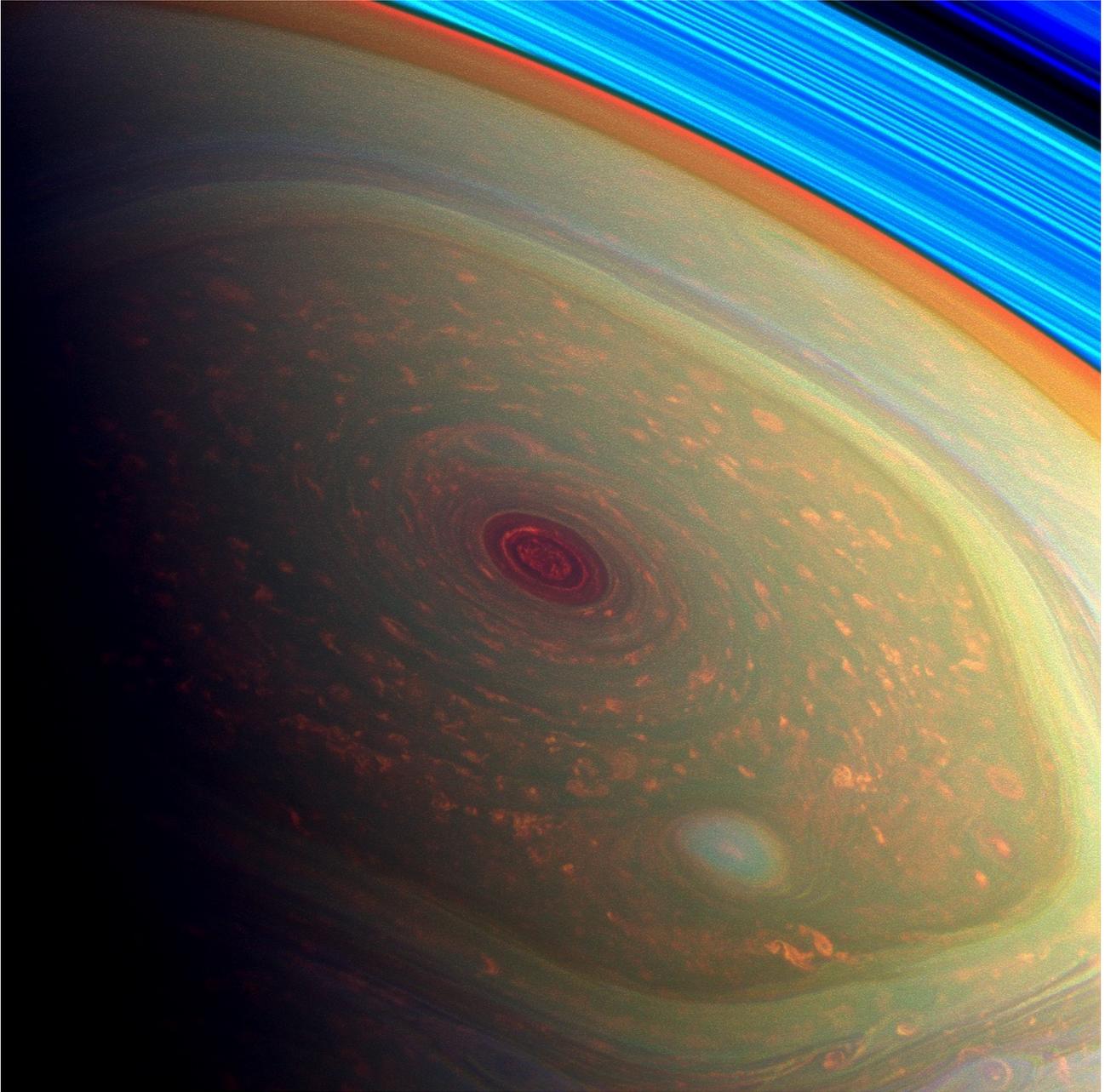


FIGURE I.5 – Image en fausses couleurs de l’Hexagone polaire nord et le cyclone polaire de Saturne prise le 27 novembre 2012 par l’instrument Cassini/CIRS. Fruit d’une combinaison de filtres spectraux sensibles aux longueurs d’onde de la lumière proche infrarouge, les couleurs sont en corrélation avec les différentes altitudes de l’atmosphère polaire de la planète : le rouge indique des nuages profonds (le filtre utilisé ici n’est pas sensible à l’absorption du méthane), tandis que le vert indique des nuages plus élevés en altitude (dans ce cas, le filtre est sensible à l’absorption par le méthane). Les nuages élevés sont généralement associés à des endroits de remontée intense dans une tempête. Les anneaux sont d’un bleu vif dans ce schéma de couleurs car il n’y a pas de méthane entre les particules des anneaux et le satellite. La tache rouge au centre s’étend du pôle à une latitude de 88-89°N. Enfin, la tache vert-bleu en bas à droite est un cyclone avec des vents de $\approx 100 \text{ m s}^{-1}$.

Source : NASA/JPL-Caltech/Space Science Institute, PIA14946

des ondes de gravité se propageant vers le haut, générées par le forçage dynamique de l'Hexagone et de son jet associé vers l'est (Sánchez-Lavega et al., 2020b).

Bien que l'Hexagone soit une particularité du pôle nord (Sánchez-Lavega et al., 2002; Antuñaño et al., 2015), le vortex polaire central (en rouge foncée sur la figure I.5) est une caractéristique partagée par les deux pôles (Dyudina et al., 2008, 2009; Sánchez-Lavega et al., 2006; Antuñaño et al., 2015; Liu et al., 2019; Sayanagi et al., 2017). Le vortex polaire nord a été observé pour la première fois comme une augmentation de la température sur les cartes par Fletcher et al. (2008) et a été clairement révélé dans les images visibles après l'équinoxe de printemps, lorsque le pôle nord de Saturne a commencé à être illuminé par la lumière du Soleil. Ce vortex est interprété par Dyudina et al. (2008) et Dyudina et al. (2009) comme l'œil d'un ouragan, dont les nuages de paroi sont situés à $88,5^\circ\text{N}$ (Antuñaño et al., 2015; Sayanagi et al., 2016, 2017), qui matérialisent un jet rapide vers l'est avec un pic de vitesse de 140 à 160 m s^{-1} et surplombent de 20 à 70 km les nuages polaires environnants. À l'extérieur du mur de l'œil, il y a de nombreux tourbillons anticycloniques qui suggèrent une origine convective (Dyudina et al., 2009). La région du vortex présente un noyau de 4 à 7 K plus chaud que l'environnement, qui s'étend de la haute troposphère à la stratosphère (Achterberg et al., 2018). Le noyau chaud et la stratification stable impliquent une descente d'air sec, ce qui est cohérent avec la faible abondance de phosphine observée dans le noyau (Fletcher et al., 2008). La subsidence de l'air sec est également cohérente avec la quasi-absence de nuages de haut et moyen niveaux dans l'œil (Sromovsky et al., 2020), bien que des nuages convectifs isolés soient présents (Baines et al., 2018).

Le vortex polaire nord est le pendant du vortex polaire sud. De forme et de taille similaires, la région polaire sud de Saturne a d'abord été observée depuis la Terre dans l'infrarouge thermique par Orton and Yanamandra-Fisher (2005) et plus tard par des images de *Cassini*. Le pôle sud présente également un jet vers l'est étroit et rapide avec un pic de vitesse de $\approx 160\text{ m s}^{-1}$ situé à $88,5^\circ\text{S}$. Sayanagi et al. (2017) ont comparé les cyclones polaires nord et sud et ont attribué les différences aux effets saisonniers. Les phénomènes polaires sont examinés en détail par Sayanagi et al. (2018).

Variations saisonnières de composés chimiques

Les variations saisonnières de température dans une atmosphère planétaire résultent autant du forçage radiatif saisonnier que de processus dynamiques et (photo)chimiques. À travers la photolyse du méthane dans la haute atmosphère, l'éthane (C_2H_6) et l'acétylène (C_2H_2) sont les deux principaux sous-produits photo-chimiques et réfrigérants de la stratosphère de Saturne. Leurs abondances moyennes globales ont été mesurées depuis les observations de *Voyager* (Courtin et al., 1984), mais l'étude de leurs variations méridiennes et saisonnières a émergé avec les télescopes au sol à haute résolution spectrale (Greathouse et al., 2005) et la mission *Cassini-Huygens* (Guerlet et al., 2009, 2011; Sinclair et al., 2013, 2014; Sylvestre et al., 2015; Fletcher et al., 2018).

Conjointement aux observations IRTF/TEXES, les premières observations de *Cassini/CIRS* entre 2005 à 2010 (de $\text{Ls}=303^\circ$ à $\text{Ls}=10^\circ$, Guerlet et al. (2009); Sinclair et al. (2013); Sylvestre et al. (2015)) ont fait apparaître une importante asymétrie de concentration en éthane et en acétylène dans la haute atmosphère, avec des disparités entre haute et basse stratosphère.

Selon le modèle photochimique de Moses and Greathouse (2005), sans l'existence d'une circulation inter-hémisphérique saisonnière, les espèces générées par photochimie à des pressions de l'ordre du μbar ont tendance à avoir des abondances qui suivent les conditions locales et saisonnières d'insolation, ce qui se traduit par des abondances plus élevées dans l'hémisphère d'été que dans l'hémisphère d'hiver. Or, les observations publiées par Guerlet et al. (2009) et Sylvestre et al. (2015) montrent un minimum local aux moyennes latitudes sud (15°S à 40°S) et un maximum local sous l'ombre des anneaux (entre 15°N et 30°N) de concentration en éthane comme en acétylène à $0,01\text{ mbar}$ pendant l'hiver boréal (figure I.6). De plus, Sylvestre et al. (2015) montrent que ce maximum local autour de 25°N , observé pendant l'hiver boréal, disparaît avec l'arrivée du printemps, alors que le modèle photochimique de Moses and Greathouse (2005) présenté en figure I.6 montre un enrichissement en hydrocarbures à cette latitude et à cette saison. Cela suppose donc que le maximum local hivernal à 25°N , interprété comme une preuve de subsidence locale sous l'ombre des anneaux (Guerlet et al., 2009), est lié à une cellule de Hadley qui s'inverse de manière saisonnière (Friedson and Moses, 2012). L'arrivée du printemps est ainsi considérée par Sylvestre et al. (2015) comme un arrêt de la subsidence saisonnière sous l'ombre

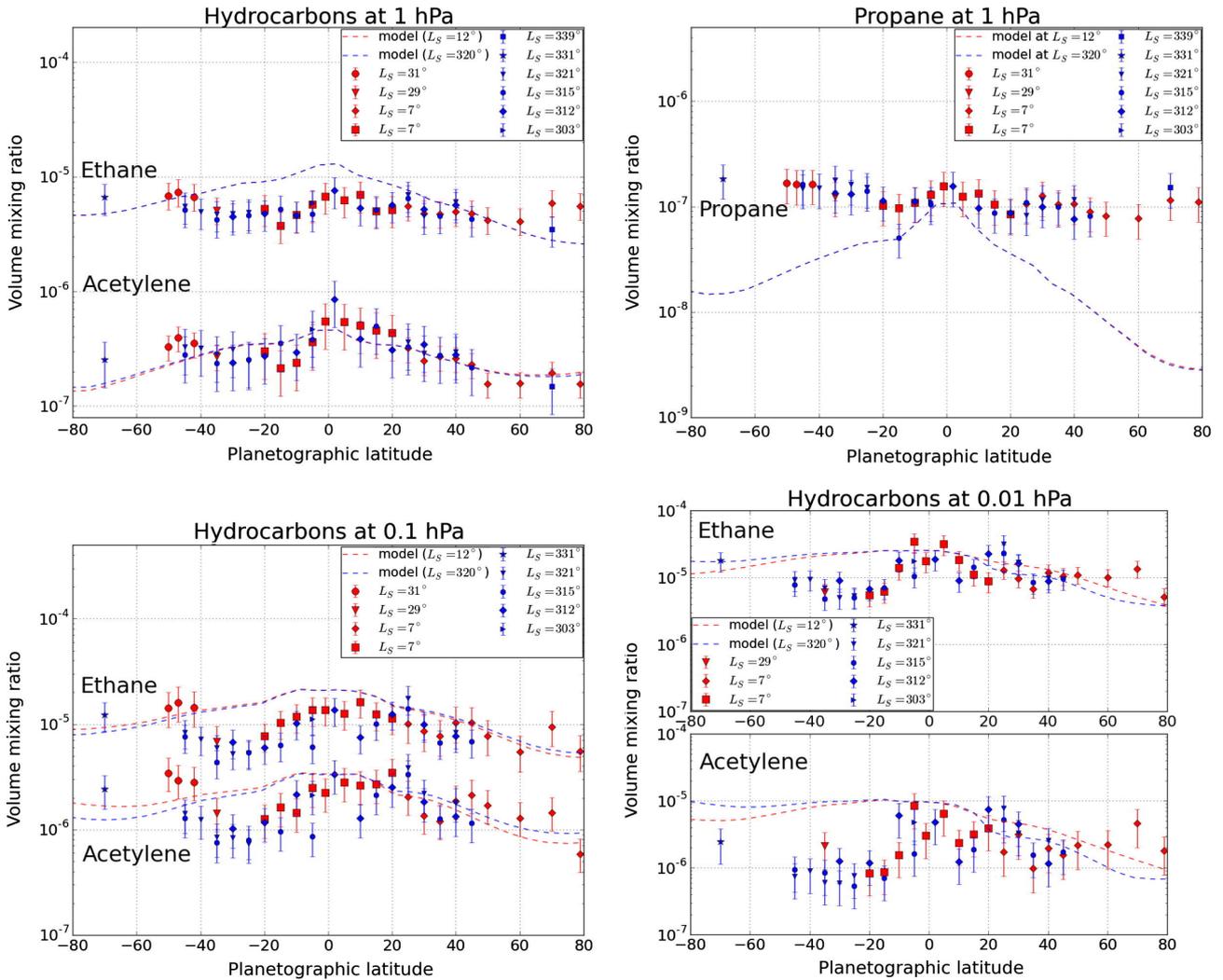


FIGURE I.6 – Distribution méridionale des hydrocarbures à 1 hPa, 0,1 hPa et 0,01 hPa. Les points rouges correspondent aux données analysées de [Sylvestre et al. \(2015\)](#), tandis que les points bleus correspondent aux données précédentes de [Guerlet et al. \(2009\)](#). Les lignes pointillées représentent les prédictions d'abondance du modèle photochimique unidimensionnel de [Moses and Greathouse \(2005\)](#). *Source* : [Sylvestre et al. \(2015\)](#)

des anneaux (qui tend à disparaître par ailleurs), permettant une diffusion du maximum local d’hiver.

Concernant la basse stratosphère, autour de 1 mbar et 2 mbar, la distribution méridionale de l’éthane est homogène, alors que celle de l’acétylène est décroissante de l’équateur aux pôles en suivant l’insolation moyenne annuelle déduite du modèle photochimique unidimensionnel (figure I.6, Greathouse et al. (2005); Guerlet et al. (2009); Howett et al. (2007); Hesman et al. (2009)). Cette continuité inter-hémisphérique dans la concentration en éthane soutient l’idée d’une circulation méridienne persistante sur le temps, indépendante de la saison, (Howett et al., 2007; Hesman et al., 2009; Guerlet et al., 2009) transportant les hydrocarbures sur une échelle de temps plus longue que l’échelle de temps photochimique de l’acétylène (3 ans, Moses and Greathouse (2005)), mais plus courte que les constantes de temps photochimiques nettes de l’éthane (634 ans, Moses and Greathouse (2005)) et du propane (différence entre les échelles de temps de perte et de production photochimiques). Néanmoins, des modèles de chimie-transport bidimensionnels appliqués à Jupiter (qui présente les mêmes particularités dans les observations de la répartition de l’acétylène et l’éthane dans la basse stratosphère) échouent à dé-corréler les variations d’éthane et d’acétylène pour la basse stratosphère (Hue et al., 2018). Malgré un transport inter-hémisphérique persistant, l’éthane est continuellement réparti selon l’insolation moyenne annuelle dans les sorties de modèle, comme l’acétylène, et non de façon homogène comme dans les observations. L’échec de réconcilier l’éthane et l’acétylène dans les variations inter-hémisphériques autour de 1 mbar reste à ce jour un mystère à la suite de la mission *Cassini-Huygens*.

Les variations saisonnières de température

Scrutant l’atmosphère pendant près d’une demi année saturnienne, la mission *Cassini-Huygens* a permis de caractériser ses variations saisonnières de température, avec le grand avantage de voir les hémisphères nord et sud presque simultanément (alors que l’hémisphère d’hiver est toujours caché pour un observateur situé à proximité de la Terre).

L’utilisation à l’unisson de plusieurs instruments de mesure embarqués sur la sonde *Cassini*, qui se traduit par une combinaison de télédétection infrarouge et d’occultation radio, permet une couverture optimale de la température troposphérique et stratosphérique de Saturne (figure I.7). La spectroscopie nadir 7-1000 μm avec le spectromètre infrarouge *Cassini/CIRS* (Flasar et al., 2004) mesure les températures de la tropopause jusqu’aux couches de nuages les plus élevées (environ 80 à 800 mbar) et les températures stratosphériques (à partir de l’émission de méthane) dans la gamme de 0,5 à 5,0 mbar (Flasar et al., 2005; Fletcher et al., 2007). Les observations aux limbes de *Cassini/CIRS* (Fouchet et al., 2008; Guerlet et al., 2009) complètent la couverture verticale des observations à visée nadir en contraignant le profil de température stratosphérique entre 20 mbar et 1 μbar avec une résolution verticale de 1 à 2 hauteurs d’échelle², au détriment d’une couverture horizontale et temporelle loin d’être aussi complète que les données à visée nadir. Enfin, les observations de radio-occultation (Schinder et al., 2011), disponibles à un nombre limité de latitudes, atteignent la plus haute résolution verticale (6 à 7 km, un

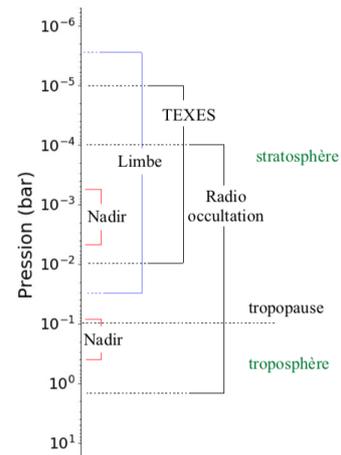


FIGURE I.7 – Domaines de pression sondés par *Cassini/CIRS* et *IRTF/TEXES*. *Source* : adaptée du rapport de stage de Lucile Pauget effectué sous ma direction, dont les travaux seront présentés en chapitre V.

2. **Hauteur d’échelle** : hauteur caractéristique avec laquelle la pression décroît avec l’altitude pour tendre vers 0 dans l’espace interplanétaire. Elle représente la différence d’altitude qui entraîne une division de la pression atmosphérique par un facteur constant $e \approx 2,718$ déterminé suivant la loi barométrique. Cette échelle de hauteur est le résultat du compromis entre deux phénomènes physiques : la gravitation qui tend à tasser les molécules de l’atmosphère vers le bas, et l’agitation thermique des molécules qui tend à les disperser dans tout l’espace, y compris vers le haut. À ce titre, l’échelle de hauteur atmosphérique est d’autant plus grande que la température de l’atmosphère est élevée et d’autant plus petite que la gravité de la planète est élevée ou le gaz constituant l’atmosphère est dense. Dans le système solaire, les valeurs extrêmes vont de 8 km pour la Terre à environ 50 km pour Saturne.

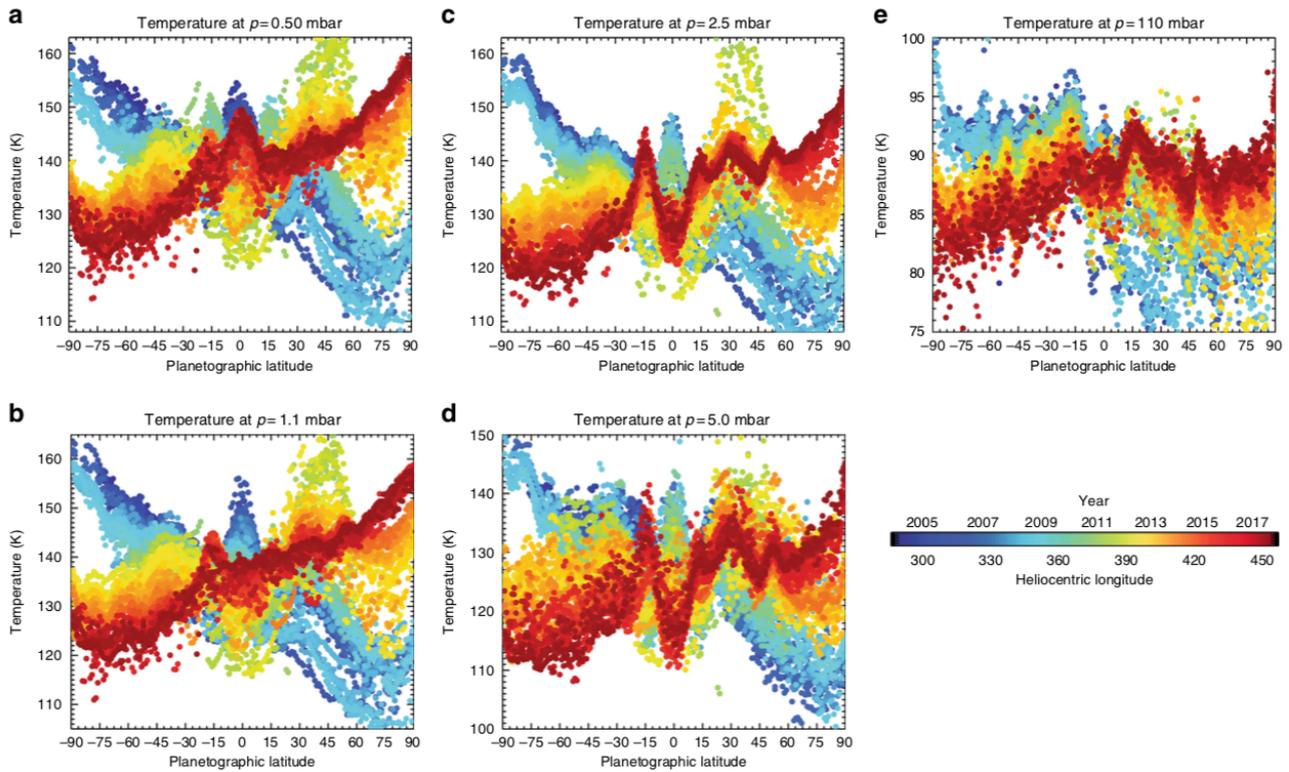


FIGURE I.8 – Moyennes zonales de la température en fonction de la latitude dans la stratosphère (a, b, c et d) et la haute troposphère (e), obtenues à partir des observations à visée nadir de l’instrument Cassini/CIRS sur l’ensemble de la durée de la mission.

Source : Fletcher et al. (2018)

dixième de hauteur d’échelle) et contraignent le profil de température entre 1500 mbar et 0,1 mbar.

Ainsi, la phase nominale de la mission *Cassini-Huygens* a permis de caractériser les asymétries de température hémisphériques de Saturne à la fin de l’été austral (2004-2008, $L_s=293^\circ$ à $L_s=345^\circ$, Flasar et al. (2005); Fletcher et al. (2007, 2008); Guerlet et al. (2009)). Les températures troposphérique et stratosphérique sont alors décrites par un fort gradient méridien entre l’hémisphère d’été et l’hémisphère d’hiver, avec le pôle d’été sud 40 K plus chaud que le pôle d’hiver nord à 1 mbar : il s’agit du contraste saisonnier le plus important. Pour des pressions inférieures et supérieures à 1 mbar, le gradient inter-hémisphérique de température diminue, jusqu’à par exemple ≈ 24 K à 0,1 mbar et s’affaiblit encore à 0,01 mbar (Fletcher et al., 2007; Guerlet et al., 2009).

À cette saison, la tropopause est environ 10 K plus froide et légèrement plus haute en altitude dans l’hémisphère d’hiver que dans l’hémisphère d’été (Fletcher et al., 2007). Sous la tropopause, le gradient vertical de température augmente avec la profondeur jusqu’à atteindre le gradient adiabatique sec à environ 350-500 mbar (Lindal et al., 1985; Fletcher et al., 2007), ce qui indique probablement l’emplacement de la limite radiative-convective qui sépare la haute troposphère stratifiée stable de la troposphère convective plus profonde. Le gradient adiabatique sec est atteint à des pressions plus élevées (entre 400 et 500 mbar) dans l’hémisphère d’été sud que dans l’hémisphère d’hiver nord (entre 350 et 450 mbar), en raison de la plus grande pénétration du chauffage solaire dans l’hémisphère d’été. Pour des pressions supérieures à 500 mbar, les asymétries hémisphériques de température sont négligeables du fait des temps de réponse radiative importants.

Entre la limite radiative-convective et la tropopause, les inversions de spectres dans l’infrarouge lointain ont révélé un point d’inflexion dans la structure de la température troposphérique autour de 100 à 300 mbar de pression. Cette perturbation a été appelée le “genou” (Fletcher et al., 2007), suggérant un chauffage localisé en altitude dans la brume troposphérique de Saturne. L’amplitude et l’altitude de cette perturbation de température varient avec la latitude, mais reste tout de même fortement accentuée en été austral et quasi-inexistante dans l’hémisphère d’hiver nord. Ces variations marquées de l’emplacement et de l’ampleur du genou pourrait correspondre à une réponse radiative

au forçage saisonnier et à la distribution inhomogène des aérosols troposphériques (Fletcher et al., 2017), hypothèse confirmée ultérieurement par la modélisation radiative du climat par Friedson and Moses (2012) et Guerlet et al. (2014).

Les deux extensions successives de la mission *Cassini-Huygens* ont révélé l'évolution de la structure globale de la température du solstice d'hiver nord au solstice d'hiver sud (figure I.8).

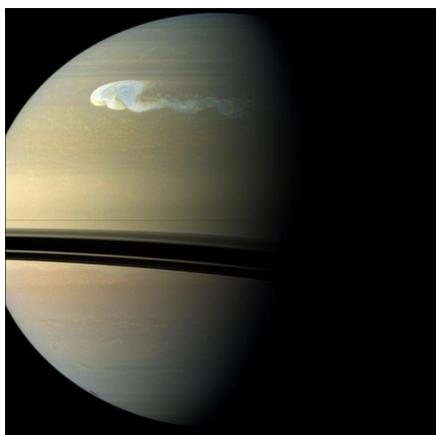
L'arrivée du printemps dans l'hémisphère nord (entre $L_s=297^\circ$ et $L_s=358^\circ$) permet aux moyennes latitudes nord d'émerger de l'ombre des anneaux et produit ainsi un réchauffement de la stratosphère de 6 à 10 K pour une pression de 1 mbar (Fletcher et al., 2010). Symétriquement, l'hémisphère sud entrant dans la saison automnale, la stratosphère australe se refroidit de 4 à 6 K tant aux moyennes latitudes qu'au niveau de la *Warm Polar Hood* (Orton and Yanamandra-Fisher, 2005). Ainsi, l'asymétrie de 40 K entre les hémisphères observée en 2004 est considérablement diminuée à l'approche de l'équinoxe de printemps, avec des températures aux latitudes moyennes nord et sud comprises entre 140 et 145 K à 1 mbar. L' "aplatissement" du gradient méridien de température est un comportement prédit par les modèles climatiques radiatifs développés simultanément à la mission (Greathouse et al., 2010), bien qu'ils ne soient pas en mesure de représenter l'oscillation équatoriale, la dynamique du vortex polaire et la structure ceinture/zone. Après le passage de l'équinoxe de printemps nord, les observations de 2010 ($L_s=10^\circ$) ont montré l'amplification du réchauffement de la stratosphère nord et le refroidissement de la stratosphère sud, particulièrement soutenue dans la région polaire sud de Saturne (≈ 17 K entre 2005 et 2010). À des altitudes stratosphériques plus élevées, Sylvestre et al. (2015) ont complété l'analyse de Guerlet et al. (2009) avec les observations au limbe de 2010 à 2012, et confirment la tendance saisonnière offerte par les données nadir à 1 mbar, avec cependant des variations plus faibles à des pressions plus basses. La température des moyennes latitudes sont, par exemple, restées approximativement constantes entre 2005 et 2010 à 0,1 mbar.

Étendue jusqu'en 2017, l'observation de la structure méridienne globale de la température de Saturne tend à reproduire un gradient inter-hémisphérique réciproque à celui du début de la mission *Cassini-Huygens*. Dans la troposphère, au niveau des latitudes les plus élevées, les zones polaires froides de 80 à 85° , encerclées par des ceintures polaires (de 75 à 80°) chaudes, ont subi d'importantes variations de température, indiquant des changements du cisaillement vertical sur les jets zonaux via l'équation du vent thermique. La stratosphère polaire chaude du sud s'est refroidie de façon spectaculaire de ≈ 5 K/an, reflétée par un réchauffement d'une ampleur similaire dans le nord. Cependant, alors que la région du pôle sud était isolée par un fort gradient thermique près de 75° S au plus fort de l'été (la fameuse *Warm Polar Hood*), aucune frontière similaire n'est apparue près de 75° N au printemps malgré des températures en hausse vers le pôle nord à $L_s = 56^\circ$, ce qui suggère que le vortex d'été du nord ne s'est pas encore formé à cette date (Fletcher et al., 2015). La fin de la mission *Cassini-Huygens* (2014-2017, de $L_s=56^\circ$ à $L_s=93^\circ$) a finalement montré la formation timide de ce vortex au début de l'été nord (Fletcher et al., 2018) qui ne sera toujours pas accompagné d'une *Warm Polar Hood* nord au moment de la fin de la mission.

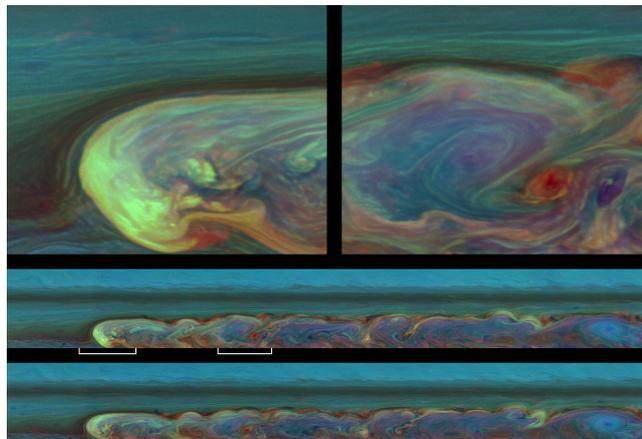
La grande tempête de 2010-2011

D'apparence tranquille avec une dynamique bien établie, l'atmosphère de Saturne est également sujette à des phénomènes météorologiques exceptionnels par leurs tailles et leurs effets à plus long termes sur l'ensemble de la planète.

Dès les premières observations au sol de Saturne, son atmosphère a montré de fréquentes éruptions de tempêtes convectives de grande ampleur, se produisant dans l'hémisphère nord peu de temps après le solstice d'été nord (Sánchez-Lavega, 1982; Sánchez-Lavega et al., 1991, 2011). Sur près de 140 années terrestres d'observations, six événements ont été répertoriés jusqu'à ce jour, permettant de montrer la régularité du phénomène. Sánchez-Lavega et al. (1994) en répertorie cinq avant la mission *Cassini-Huygens* en 1876, 1903, 1933, 1960, et 1990. Cela donne une périodicité moyenne de 28,5 années terrestres, ce qui est proche de l'année saturnienne de 29,46 années terrestres. Les bandes de latitude correspondantes de ces tempêtes sont $8 \pm 3^\circ$ N, $36 \pm 2^\circ$ N, $2 \pm 3^\circ$ N, $58 \pm 1^\circ$ N et $12 \pm 1^\circ$ N. Le développement de ces grandes tempêtes s'effectue généralement autour de $L_s=110^\circ$ et $L_s=167^\circ$, néanmoins la dernière tempête observée a dérogé à cette règle.



(a) *Source* : NASA/JPL-Caltech/Space Science Institute, PIA12824



(b) *Source* : NASA/JPL-Caltech/Space Science Institute, PIA12825



(c)

FIGURE I.9 – **I.9(a)** Observation de la Grande Tâche Blanche de 2010-2011 par l'instrument Cassini/ISS le 25 février 2011. La tempête est visible sur une bande de latitudes comprise entre 30 et 40 °N. Depuis son apparition le 5 décembre 2010, le sommet du nuage convective a dérivé vers l'ouest. **I.9(b)** Vue en fausses couleurs prise environ deux mois après le 25 février 2011, avec la queue de la tempête encerclant la planète et l'étendue méridienne étendue à presque 15 000 kilomètres. **I.9(c)** Image en lumière visible, à gauche, et images infrarouges thermiques sondant le niveau 200-500 mbar, au centre, et le niveau 1-10 mbar, à droite, le 19 janvier 2011. La tempête est associée à deux importantes anomalies stratosphériques de température, appelées les *beacons* B1 & B2, qui se détachent sur l'image de droite. L'image en lumière visible provient de la base de données International Outer Planet Watch (Hueso et al. 2010), et les images infrarouges proviennent du Very Large Telescope (VLT) au Chili (Fletcher et al., 2011).

La Grande Tache Blanche de 2010-2011 (*Great White Spot* – GWS – [Fletcher et al. \(2011, 2012\)](#); [Fischer et al. \(2011\)](#); [Sánchez-Lavega et al. \(2011, 2012\)](#)) constitue un événement singulier dans la mission et est de plus le premier exemple de tempête printanière à l'échelle planétaire (figure [I.9\(a\)](#)). La concordance des temps entre l'avance du développement de la tempête et l'extension de la mission a permis une étude précise de ce phénomène. Elle est apparue le 5 décembre 2010, à $L_s=16^\circ$, comme une tâche blanche très localisée d'environ 1 000 km de diamètre dans les observations de routine de l'instrument Cassini/ISS. La puissante remontée d'air humide dans les multiples cellules orageuses de la zone de convection de la GWS est associée à une activité quasi-continue de décharges lumineuses vue par l'instrument Cassini/RPWS, alimentée par la chaleur interne de Saturne (avec un pic de dix décharges électrostatiques de Saturne par seconde, [Fischer et al. \(2011\)](#)). L'activité convective orageuse a perduré pendant ≈ 7 mois, jusque juillet 2011 ($L_s=23^\circ$), accompagnée d'une dérive du sommet du nuage vers l'ouest ([Sánchez-Lavega et al., 2012](#)), laissant apparaître ainsi une queue (figure [I.9\(b\)](#)) qui a fini par encercler la planète. À maturité, la tempête occupait une bande de latitude de 10 000 km de large, centrée autour de 35°N (latitude planétocentrique). La tempête semble être née d'une caractéristique appelée le collier de perles, un train de cyclones à la latitude de la grande tempête ([Sayanagi et al., 2014](#)).

Les ressources sans précédent fournies par les instruments infrarouges de *Cassini* et la haute résolution spatiale offerte par les télescopes terrestres de 8 m de diamètre ont permis de réaliser les premières observations de la structure thermique d'une tempête saturnienne et d'en révéler les effets dans la stratosphère jusqu'au niveau de 1 mbar ([Fletcher et al., 2011](#)). Entre janvier et avril 2011, la GWS est associée à la formation et l'intensification de deux masses d'air chaud distinctes près de 0,5 mbar entre 25 et 35°N (B1 et B2), se déplaçant vers l'ouest avec des vitesses zonales différentes, B1 se trouvant directement au-dessus de la tempête troposphérique convective. Ces deux anomalies chaudes ont fini par fusionner pour former le *beacon* stratosphérique proche de la latitude 40°N entre avril et juin 2011 (figure [I.9\(c\)](#)). Dissociée de la tête de la tempête et à une pression plus élevée (2 mbar) que les anomalies originales, le *beacon* a atteint une température de 226 K le 5 mai 2011 immédiatement après la fusion, soit environ 80 K de plus que la stratosphère environnante (comme montré dans la structure thermique globale en figure [I.8](#), [Fletcher et al. \(2012\)](#); [Fouchet et al. \(2016\)](#)). Enfin, l'anomalie de température s'est estompée à travers un refroidissement lent ($0,11 \pm 0,01$ K/jour) et un rétrécissement longitudinal de l'anticyclone.

En s'intéressant à la composition chimique de la tempête, [Hesman et al. \(2012\)](#) ont montré que la tempête avait produit une multiplication par 100 de l'éthylène dans la stratosphère près du *beacon*. Les modèles photochimiques de [Cavalié et al. \(2015\)](#) et de [Moses et al. \(2015\)](#) n'ont pas été en mesure d'expliquer cette augmentation, qui semble ainsi provenir d'un mécanisme dynamique. Les températures de la troposphère à la latitude de la tempête ont augmenté de 3 K, et la fraction de H_2 para/ortho a diminué d'environ 0,4, indiquant une remontée d'air chaud ([Achterberg et al., 2014](#)) dont la vitesse reste indéterminée.

La tempête de 2010-2011 semble avoir eu un impact sur les nuages et la brume, tant à la latitude de la tempête que plus loin. [Sromovsky et al. \(2013\)](#) ont utilisé les spectres Cassini/VIMS pour étudier la composition des particules nuageuses soulevées par la tempête, et ont trouvé des preuves de la présence de glace d'ammoniac, de glace d'eau et d'hydrosulfure d'ammonium. Il s'agit de la première preuve spectroscopique de la présence de glace d'eau dans l'atmosphère de Saturne et elle indique une remontée d'eau à 200 km sous le sommet des nuages d'ammoniac. Une étude plus approfondie des conséquences de la tempête révèle que le nuage d'ammoniac s'est dissipé avec quelques particules résiduelles d'autres espèces ([Sromovsky et al., 2016](#)). Selon une analyse des données Cassini/VIMS, une couche de brume résiduelle a persisté dans la haute troposphère et la basse stratosphère également ([Oliva et al., 2016](#)).

Enfin, et non des moindres, un réchauffement de 10 K de la moyenne atmosphère à l'équateur pour des pressions de 0,5 à 5 mbar s'est produit de façon contemporaine à la GWS et au *beacon*. Aucune étude sur les données ou de modélisation n'a réussi à montrer l'effet de causalité entre la GWS, le *beacon* et ce réchauffement stratosphérique équatorial, mais si cela est avéré dans les futures études, nous aurions ainsi des preuves d'interconnexions entre les latitudes. Cette tempête aurait donc perturbé l'oscillation équatoriale de Saturne de 2011 à 2014, par l'intermédiaire des ondes produites

par la GWS qui auraient parcouru 30 000 km et auraient modifié le spectre d'ondes à l'origine des forçages dynamique de l'oscillation (Fletcher et al., 2017).

L'oscillation équatoriale de température

Les variations saisonnières et symétriques d'un hémisphère à l'autre de la température stratosphérique de Saturne s'effectuent de part et d'autre de la région tropicale qui présente un comportement bien singulier.

Dans la stratosphère tropicale, les contrastes de température entre l'équateur et les latitudes voisines varient d'un extrême à l'autre avec le temps et l'altitude. La température équatoriale présente un empilement selon la verticale d'anomalies chaudes et froides, respectivement entourées par des anomalies froides et chaudes centrées à 15°N et 15°S (figure I.10). Le suivi de l'évolution de la température au cours de l'ensemble de la mission *Cassini-Huygens* a indiqué que ces extrema locaux de température observés en 2005 (un maximum local équatorial situé au niveau de pression de 1 mbar et un minimum local situé à 0,1 mbar) sont descendus d'environ 1,3 hauteur d'échelle pendant 4,2 années terrestres.

Associée à l'important gradient méridien et vertical de température, la descente vers le bas de cette structure si particulière est caractéristique d'une oscillation équatoriale stratosphérique. Identifiée à l'origine par Fouchet et al. (2008) et Orton et al. (2008), cette oscillation équatoriale s'étend sur l'ensemble de la stratosphère saturnienne (les observations de radio occultation montrent un signal oscillatoire de 0,1 à 100 mbar et les observations au limbe de Cassini/CIRS montrent un signal oscillatoire de 0,01 à 20 mbar) avec une période proche d'une demi-année de Saturne. Avec une telle période d'oscillation, les observations du début de la mission *Cassini-Huygens* pendant le printemps boréal devraient être comparables (et même similaires) aux observations des missions *Voyager 1 & 2* prises une année saturnienne plus tôt (de $L_s=8^\circ$ à $L_s=18^\circ$ Li et al. (2013), Sinclair et al. (2014) et Fletcher et al. (2016)). Les températures aux moyennes latitudes étaient en grande partie les mêmes entre les deux époques, confirmant une répétition d'un large cycle saisonnier présentant néanmoins quelques distorsions. En effet, Sinclair et al. (2014) ont montré que les températures observées par Cassini/CIRS en 2009 et 2010 étaient $7,1 \pm 1,2$ K plus chaudes que les températures Voyager/IRIS de 1980 près de 2 mbar dans la région équatoriale. De plus, en analysant l'ensemble de la région tropicale, les températures observées par Cassini/CIRS montraient une anomalie chaude de température équatoriale alors que les observations de Voyager/IRIS dévoilaient une anomalie froide de température, ce qui impliquerait que les missions *Voyager* et *Cassini-Huygens* ont été témoins de phases de l'oscillation équatoriale différentes et suggérerait que l'oscillation équatoriale de Saturne pourrait fluctuer autour d'une période semestrielle.

Par son importante extension verticale, l'oscillation équatoriale de Saturne influence également le "genou" de l'inversion de température au niveau de la tropopause, avec des maxima locaux à 15°N et 15°S et une variation d'anomalie chaude et froide au-dessus de l'équateur (Fletcher et al., 2016).

De plus, en appliquant l'approximation de l'équilibre du vent thermique, la structure méridienne thermique de la région tropicale implique un important cisaillement de vent zonal, avec un empilement d'extrema locaux de vent zonal qui se dirigent vers le bas au cours du temps (Guerlet et al., 2018). Ce cisaillement de vent s'élève à 200 m s^{-1} sur deux décades de pression. Les observations révèlent en outre que le jet équatorial s'est intensifié d'environ 60 m s^{-1} entre 2005 et 2008 dans la stratosphère, c'est-à-dire à des niveaux de pression de 1 à 5 mbar (Li et al., 2011, 2013). Comme l'accélération du vent est plus faible près de la tropopause que plus haut dans la stratosphère, cela montre que l'oscillation équatoriale semi-annuelle de l'atmosphère moyenne de Saturne est également amortie lorsqu'elle se propage vers le bas. La propagation vers le bas de l'oscillation équatoriale, autant dans le champ de température que le champ de vent déduit, suggère une absorption d'ondes qui se propagent vers le haut depuis la troposphère. La structure des ondes atmosphériques de Saturne a été étudiée à l'aide de la spectroscopie infrarouge et des données de radio-occultations des différents instruments de *Cassini* (Fletcher et al., 2010; Guerlet et al., 2011; Li et al., 2011; Schinder et al., 2011) et a montré des signatures d'ondes de Rossby-gravité ou d'ondes d'inertie gravité de vitesse de phase vers l'ouest (Li et al., 2008), et des signatures d'ondes de Rossby (Fletcher et al., 2016; Guerlet et al., 2018).

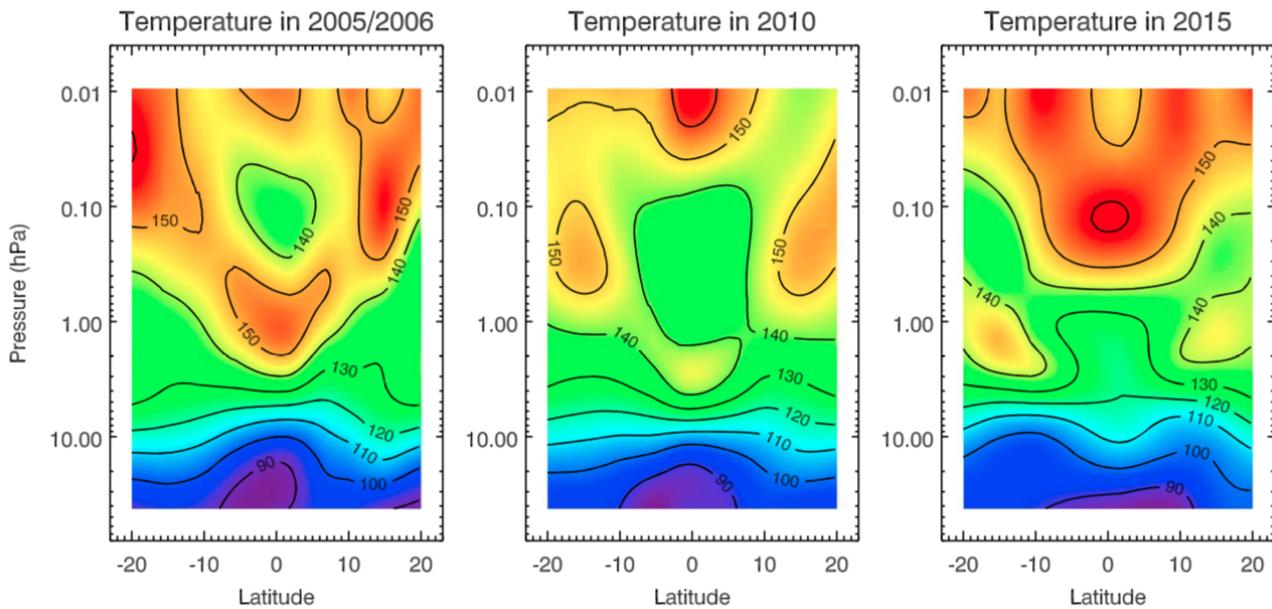


FIGURE I.10 – Structure méridienne et altitudinale de la température équatoriale de la stratosphère de Saturne, obtenue à partir des observations au limbe de l’instrument Cassini/CIRS en 2005–2006, février 2010 et de juin à novembre 2015.

Source : [Guerlet et al. \(2018\)](#)

La variabilité non-saisonnnière dans la région équatoriale est également observée jusque dans la troposphère ([Li et al., 2013](#); [Fletcher et al., 2016](#)), potentiellement en raison de la structure d’onde empiétant sur la haute troposphère stable et stratifiée. Une comparaison entre les résultats de Cassini/CIRS avec les résultats Voyager/IRIS par [Li et al. \(2013\)](#) montre une augmentation de la température de 2 à 4 K à $\pm 15^\circ$ de latitude près de 300 mbar et une tropopause (50-100 mbar) 8 à 10 K plus chaude en 2009/2010 par rapport à 1980. Bien que les changements à basse pression ($p < 100$ mbar) n’aient pas été confirmés par [Sinclair et al. \(2014\)](#) et [Fletcher et al. \(2016\)](#), ils confirment l’évolution des gradients thermiques méridiens près de l’équateur (et donc le cisaillement vertical sur les vents zonaux), plutôt différents entre les époques *Voyager* et *Cassini-Huygens* et peuvent traduire une irrégularité dans le cycle de l’oscillation équatoriale de Saturne.

En considérant l’ensemble des résultats troposphériques et stratosphériques, il semble que l’oscillation équatoriale de Saturne ne soit pas strictement “semestrielle”, et qu’elle change peut-être d’une année à l’autre en réponse à des phénomènes dynamiques tels que les éruptions de tempêtes.

Il est en effet possible que l’activité des tempêtes saisonnières, comme l’éruption équatoriale de 1990 et l’éruption des latitudes moyennes du nord de 2010, perturbe cette oscillation équatoriale et participe à la fluctuation de sa périodicité autour d’une demi-année Saturne.

[Fletcher et al. \(2017\)](#) montrent notamment que l’éruption de la Grande Tache Blanche de 2010-2011 est corrélée à une décélération de la phase vers l’est de l’oscillation équatoriale entre 1 et 3 mbar sur une bande de latitude de $\pm 10^\circ$, très probablement en raison d’une injection de quantité de mouvement vers l’ouest, supprimant le fort cisaillement du vent vers l’est près de 5 mbar (figure I.11c). Peu de temps après cette décélération (en 2012), le cisaillement de vent dans la région équatoriale montre de faibles vents vers l’est entre 0,5 et 5,0 mbar, qui viennent perturber et amoindrir considérablement la phase vers l’ouest établie en 2010 à 0,2 mbar. Cependant, dès 2013, le cisaillement du vent vers l’ouest reprend de l’amplitude près de 1 mbar, au point de devenir la phase dominante entre 2014 et 2016 et en décrivant une descente jusque 10 mbar. Malgré la perturbation du vent zonal de l’oscillation équatoriale entre 2011 et 2014 associée au refroidissement brutal de la région $\pm 10^\circ$ (figures I.11a et I.11b), l’oscillation équatoriale a rétabli la progression de la phase vers l’ouest antérieure à l’émergence de la Grande Tache Blanche.

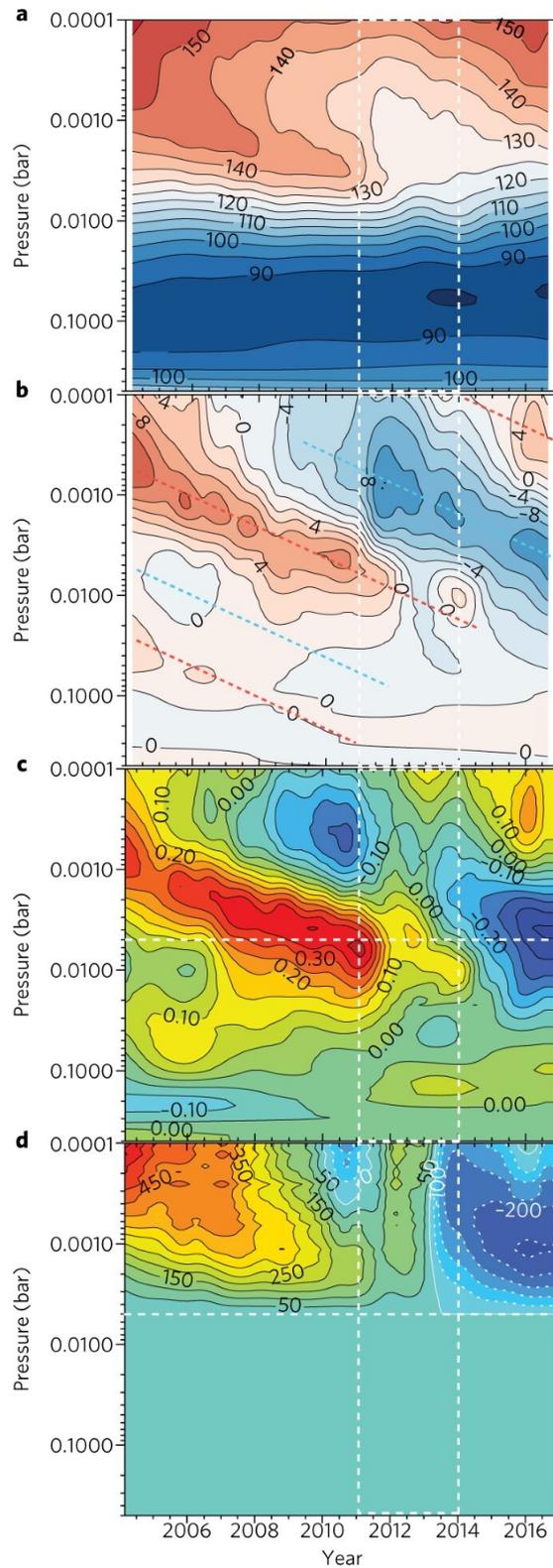


FIGURE I.11 – Diagrammes de Hovmöller montrant la propagation vers le bas des extrêmes de température et de vent de l'oscillation équatoriale et la perturbation de 2011- 2014. **(a)** les températures équatoriales (en K); **(b)** les anomalies de température (en K); **(c)** le cisaillement du vent le long des cylindres parallèles à l'axe de rotation de Saturne ($\text{m s}^{-1} \text{ km}^{-1}$) estimé à partir de l'équation modifiée de l'équilibre du vent thermique; et **(d)** les vents zonaux (m s^{-1}). Les lignes pointillées verticales en 2011 et 2014 indiquent la durée de vie du vortex stratosphérique près de 40°N (Fletcher et al., 2012). Toutes les valeurs ont été moyennées sur $\pm 5^\circ$ de l'équateur. Les vents vers l'ouest (par rapport au niveau de 5 mbar) sont représentés par des contours en pointillés dans **(d)**. Les lignes pointillées diagonales en **(b)** montrent les pics positifs et négatifs de l'oscillation équatoriale.

Source : Fletcher et al. (2017)

Les panaches ascendants de la tempête ont été caractérisés par [García-Melendo and Sánchez-Lavega \(2017\)](#) comme des panaches de convection anticycloniques (ces panaches sont connus comme une source de quantité de mouvement vers l'ouest à travers la production d'ondes de Rossby et de gravité sur Terre). L'interaction avec l'écoulement moyen serait l'origine de l'anomalie chaude dans la stratosphère de Saturne associée à la grande tempête ([Fletcher et al., 2012](#)), qui a montré un mouvement vers l'ouest au cours de son cycle de vie, supportant la possible existence d'ondes de Rossby et de gravité (transportant de la quantité de mouvement vers l'ouest).

Au cours de cet épisode, il a eu une importante accumulation de quantité de mouvement vers l'ouest dans les moyennes latitudes nord, qui a pu se propager dans toutes les directions de l'atmosphère jusqu'à atteindre l'équateur. En effet, l'écoulement atmosphérique moyen de Saturne est fortement orienté vers l'est dans les basses latitudes en raison du large jet équatorial super-rotatif ([García-Melendo et al., 2011b](#)) et des petits cisaillements verticaux des vents à partir de l'équateur ([Fletcher et al., 2011](#); [Read et al., 2009](#)). Ceci implique l'absence de surfaces critiques pour absorber les ondes de Rossby stationnaires ou se déplaçant vers l'ouest (c'est-à-dire par rapport à l'écoulement équatorial moyen vers l'est). En d'autres termes, toutes les ondes rayonnées par la tempête de l'hémisphère nord n'étaient pas confinées sur une bande de latitude et ont pu se propager jusqu'à l'équateur où elles ont rencontré la zone de cisaillement vers l'est de l'oscillation équatoriale de vent et perturber sa périodicité (figure [I.11c](#)).

Les jets en bandes troposphériques

Les vents sont des mouvements de l'atmosphère par rapport à la planète en rotation. Le principal moyen (et le plus aisé) pour suivre l'évolution des vents zonaux est le *cloud tracking*. Pour localiser les caractéristiques des nuages, la période de rotation propre de Saturne doit être connue. La valeur utilisée (10 h 39 min 24 s) est celle définie à la suite des missions *Voyager* par rotation du champ magnétique, sachant que les incertitudes de quelques minutes sur cette période impliquent des vents systématiquement trop rapides ou trop lents de plus de 100 m s^{-1} .

Dans la troposphère de Saturne, les mesures de *Cassini* ont confirmé la structure en bandes des jets alternés vers l'ouest (rétrograde) et vers l'est (prograde), qui présente un jet équatorial super-rotatif de 450 m s^{-1} ([Porco et al., 2005](#); [García-Melendo et al., 2010](#); [Studwell et al., 2018](#)).

L'instrument Cassini/ISS a fourni des données directes sur les vents zonaux depuis le sommet des nuages près de ≈ 1 bar jusqu'à la tropopause près de ≈ 100 mbar au début de la mission *Cassini-Huygens* ([Del Genio et al., 2007](#); [Del Genio and Barbara, 2012](#); [Sánchez-Lavega et al., 2007, 2016](#); [García-Melendo et al., 2009, 2010, 2011a,b](#); [Porco et al., 2005](#)) et une précieuse comparaison avec *Voyager* 25 ans plus tôt ([Vasavada et al., 2006](#); [Choi et al., 2009](#); [Li et al., 2011, 2013](#); [Sayanagi et al., 2013](#); [Antuñano et al., 2015](#)). En dehors du jet équatorial qui s'étend de 35°N à 35°S , la structure du vent est restée essentiellement inchangée en termes d'intensité et de localisation des jets à une altitude et latitude données pendant toute une année saturnienne (dans les limites des incertitudes), c'est-à-dire depuis l'époque *Voyager*. Apparemment, le cycle saisonnier d'insolation n'affecte pas la structure globale du vent au niveau des nuages, niveau pour lequel les temps radiatifs sont très longs.

Néanmoins, une question fondamentale remontant de l'époque *Voyager* ([Gierasch et al., 1986](#)), pour Jupiter et Saturne, est de comprendre pourquoi l'intensité des jets zonaux décroît avec la hauteur au-dessus du sommet des nuages. Pour observer cela, il faut avoir recours à la méthode de *cloud tracking*, en utilisant différents filtres en longueurs d'onde pour sonder l'atmosphère à différentes altitudes; et utiliser le gradient méridien de température pour en déduire le cisaillement de vent zonal à l'aide de l'équilibre du vent thermique intégré vers le haut au-dessus de la couche nuageuse ([García-Melendo et al., 2009, 2011b](#)). La perte de vitesse avec l'altitude au-dessus des nuages s'effectue autant pour les jets vers l'est que les jets vers l'ouest ([Fletcher et al., 2008](#); [Read et al., 2009](#)). En revanche, en-dessous de cette couche nuageuse, entre 2 bar et 300 voire 500 mbar, les observations par Cassini/VIMS montrent une augmentation de la vitesse des jets avec la profondeur ([Choi et al., 2009](#); [Studwell et al., 2018](#)). Plusieurs hypothèses ont été émises pour expliquer ce comportement : les gradients de température pourraient être forcés par un chauffage différentiel, ou la décroissance des jets pourrait être forcée par le transport ondulatoire de la quantité de mouvement, ou les deux, puisque ces deux processus sont liés par l'équilibre du vent thermique. Quoi qu'il en soit, le forçage responsable de la

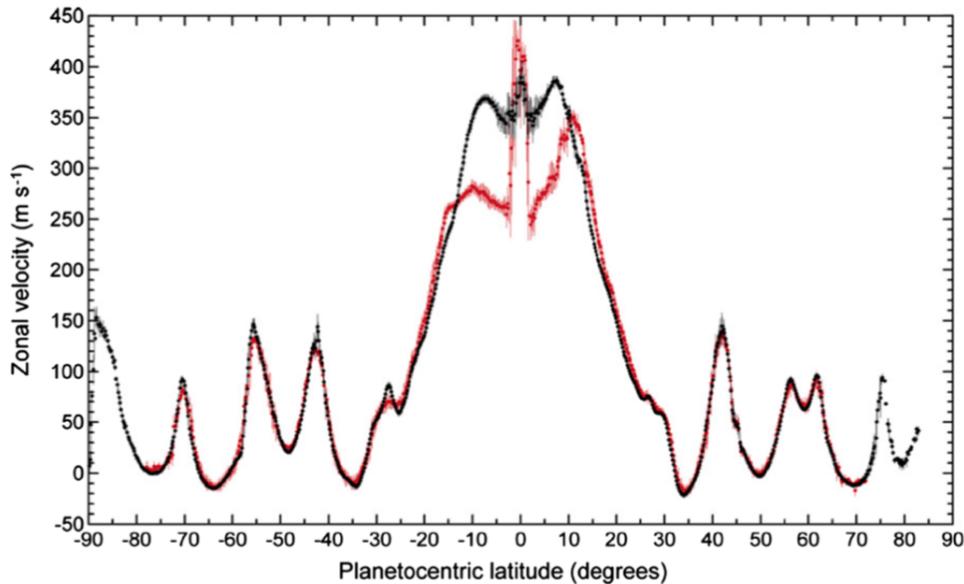


FIGURE I.12 – Profils des vents zonaux dans la troposphère de Saturne, observés par l’instrument Cassini/ISS, de 700 à 350 mbar pour la courbe noire et de 200 à 100 mbar pour la courbe rouge. La vitesse des vents zonaux est stable dans la troposphère de Saturne, excepté pour la bande de latitudes équatoriales, compris entre $\pm 15^\circ$.

Source : [García-Melendo et al. \(2011b\)](#)

structure verticale des jets zonaux n’a pas été correctement identifié et la question reste ouverte à la suite de la mission *Cassini-Huygens*.

La phase *Grand Finale* de la mission *Cassini-Huygens* a permis de s’approcher au plus près, et même de traverser, un grand nombre de couches atmosphériques de Saturne. Les mesures de champ de gravité effectuées par la sonde à cette occasion ont dévoilé la structure en profondeur des jets zonaux en bandes, qui s’étendent jusque ≈ 9000 km sous la couche nuageuse ([Galanti et al., 2019](#)), ce qui est conforme aux estimations de la profondeur à laquelle la conductivité du fluide interdit les écoulements forts ([Cao and Stevenson, 2017](#); [Liu et al., 2008](#)).

Par ailleurs, la structure méridienne de vent zonal organisée en bandes présente un important jet équatorial troposphérique, caractéristique permanente de la circulation globale de Saturne et manifestation de la super-rotation de la planète, qui montre néanmoins une grande variabilité temporelle.

En effectuant une comparaison entre les observations du jet équatorial troposphérique faites par les missions *Voyager* (1980-1981), Hubble Space Telescope, les observations au sol (1990-2003) et *Cassini* (2004-2009), [García-Melendo et al. \(2011b\)](#) montrent des différences flagrantes probablement dues à de véritables changements majeurs dans la circulation équatoriale. Ces variations de structure du jet équatorial pourraient être imputées au débordement de l’événement GWS en 1990, qui a peut-être affecté la dynamique et la structure des nuages de la région équatoriale, mais cela n’a pas été montré jusqu’alors. Le cisaillement vertical du vent peut également contribuer à la différence observée, mais les traceurs nuageux vus par *Voyager* n’étaient pas beaucoup plus profonds que ceux vus dans les bandes du continuum de *Cassini* ([Pérez-Hoyos and Sánchez-Lavega, 2006](#)). Par conséquent, la différence d’environ 100 m s^{-1} entre *Voyager* et *Cassini* ne peut être expliquée en invoquant uniquement le cisaillement vertical du vent.

De plus, les instruments de la sonde *Cassini* ont permis de détailler la structure de ce jet équatorial (figure I.12). [García-Melendo et al. \(2011b\)](#) ont par exemple montré la présence d’un jet étroit et étendu (de 3°N et 3°S) à l’équateur, particulièrement visible dans les filtres MT2 et MT3 de l’instrument Cassini/ISS sur l’ensemble de la série temporelle 2004-2009. Ce petit jet superposé au jet équatorial plus large est une caractéristique évidente de la super-rotation équatoriale. Au cours de cette même période, [García-Melendo et al. \(2011b\)](#) ont également détecté deux ailes d’inversion de vitesse de 30 m s^{-1} entre 10° et 25° de latitude, de par et d’autre du petit jet centré à l’équateur. Il s’agit également

d'une caractéristique persistante au cours des 30 dernières années d'observation. Comme l'ensemble des jets de la planète, le jet équatorial en super-rotation tend à diminuer en intensité avec l'altitude.

Enfin, les observations *Cassini* de la couche nuageuse de Saturne ont également été utilisées pour démontrer le taux élevé de conversion de l'énergie des tourbillons en jets (Del Genio et al., 2007; Del Genio and Barbara, 2012; Antuña et al., 2015), pour détailler la structure de la vorticité (Read et al., 2009), et explorer les spectres énergétiques atmosphériques de Jupiter et Saturne à travers les échelles spatiales de la dynamique (Galperin et al., 2014; Young and Read, 2017), confirmant les études théoriques pré-*Cassini* sur la turbulence géostrophique et la cascade d'énergie inverse (Sukoriansky et al., 2002). Toutes ces observations suggèrent fortement que les jets troposphériques organisés en bande à grande échelle émergent d'un forçage par des tourbillons et des ondes à plus petite échelle issus d'instabilités hydrodynamiques.

Les jets stratosphériques

Dans la stratosphère de Saturne, non seulement les instruments de *Cassini* ont conduit à des découvertes clés, mais la longévité de la mission a permis un suivi saisonnier des phénomènes dévoilés par ailleurs.

Seules des estimations indirectes des vents au-dessus des sommets des nuages et dans la stratosphère peuvent être obtenues en appliquant l'équation du vent thermique aux champs de température restitués par Cassini/CIRS (en utilisant les champs de vent au sommet des nuages observé par Cassini/ISS comme condition de limite inférieure), car l'absence de nuages dans cette région de l'atmosphère ne permet pas l'application du *cloud tracking* (Li et al., 2011, 2013; Fletcher et al., 2016; Guerlet et al., 2018). Mise à part la décroissance en intensité des jets vers l'est et vers l'ouest dans la haute troposphère et la stratosphère, ces estimations ont permis de révéler une variation temporelle significative de la force du jet équatorial de Saturne. Plus précisément, la vitesse du vent à des niveaux de pression atmosphérique de 60 mbar, correspondant à la tropopause de Saturne, a augmenté d'environ 20 m s^{-1} entre 2004 et 2008, alors que la vitesse du vent a été essentiellement constante dans le temps dans la troposphère équatoriale sud (Li et al., 2011, 2013).

I.3.3 La stratosphère de Saturne : une dynamique similaire à celle de la Terre ?

Planète diamétralement opposée, l'atmosphère de Saturne partage pourtant un certain nombre de processus dynamiques avec l'atmosphère de la Terre, et de fortes analogies peuvent être faites entre la stratosphère terrestre et la stratosphère saturnienne (Dowling, 2008).

La dynamique atmosphérique terrestre abrite, entre autres phénomènes, deux types d'oscillations équatoriales se produisant dans sa stratosphère (Lindzen and Holton, 1968; Andrews et al., 1983; Baldwin et al., 2001).

La "Quasi-Biennial Oscillation" (QBO) terrestre

Alternance de la direction de propagation du vent zonal, la "Quasi-Biennial Oscillation" (QBO) est observée sur une bande de latitudes de $\pm 12^\circ$ autour de l' quateur, s'étend sur l'ensemble de la stratosphère terrestre de $\approx 100 \text{ hPa}$ ($\approx 16 \text{ km}$)   $\approx 3 \text{ hPa}$ ($\approx 40 \text{ km}$) et possède une périodicité moyenne de 28 mois (figure I.13(a)).

La QBO est le résultat d'interactions onde –  coulement moyen suite au forçage d'un large spectre d'ondes équatoriales troposphériques, qui se propagent verticalement jusque dans la stratosphère et interagissent avec le flux de vent moyen, provoquant alternativement une descente progressive des régimes de vent d'ouest (vers l'est) et d'est (vers l'ouest) sans perte d'amplitude (Reed et al., 1961; Lindzen and Holton, 1968; Holton and Lindzen, 1972; Andrews et al., 1983; Burrage et al., 1996; Garcia et al., 1997; Baldwin et al., 2001). Ce large spectre d'ondes atmosphériques est généré par la convection des cumulus tropicaux, allant des ondes de gravité (GW) de relativement petite échelle aux ondes équatoriales d'échelle planétaire telles que les ondes de Kelvin, Rossby-gravité ou d'inertie-gravité (figure I.13(b), Dunkerton (1997); Hamilton et al. (2001); Giorgetta et al. (2002); Ern and Preusse (2009)). Les modes sont formés par la propagation latérale, la réfraction et la réflexion à l'intérieur d'un guide d'onde équatorial (d  à un fort effet- β), dont l'extension horizontale dépend des

propriétés de l'onde. Chacune des phases de régime de vent de la QBO possède un forçage préférentiel : la phase d'accélération vers l'est de la QBO est forcée par des ondes de Kelvin de grande échelle ($\approx 30\%$ du forçage vers l'est) et des ondes de gravité (à hauteur de 70% du forçage vers l'est total); tandis que la phase d'accélération vers l'ouest est principalement dirigée par des ondes de Rossby, de Yanai (Rossby-gravité) et des ondes de gravité de petite échelle (avec un nombre d'onde négatif, [Dunkerton \(1997\)](#); [Hamilton et al. \(1999\)](#); [Ern and Preusse \(2009\)](#); [Kawatani et al. \(2010a,b\)](#)).

L'essence du mécanisme de la QBO peut être démontrée par une représentation simple de l'interaction d'ondes se propageant verticalement avec un écoulement de fond qui varie en fonction de l'altitude (figure [I.13\(c\)](#)).

Soient deux ondes de gravité internes discrètes se propageant vers le haut, forcées à une altitude inférieure, avec des amplitudes identiques et des vitesses de phase zonales égales mais opposées. Les ondes sont supposées être quasi-linéaires (interagissant avec l'écoulement moyen, mais pas entre elles), stables, hydrostatiques, non affectées par la rotation, et sujettes à un amortissement linéaire. La superposition de ces ondes correspond exactement à une seule onde "stationnaire".

Lorsque chaque composante de l'onde se propage verticalement, son amplitude est diminuée par déferlement, quand la relation $|\bar{u} - c|$ est proche de zéro (avec \bar{u} la vitesse du vent zonal moyen et c la vitesse de phase de l'onde), ce qui génère une force sur l'écoulement moyen due à la convergence du flux vertical de quantité de mouvement zonale. Cette force accélère localement l'écoulement moyen dans la direction de propagation de la vitesse de phase zonale de l'onde dominante. La convergence du flux de quantité de mouvement dépend de la vitesse de propagation ascendante et donc de la structure verticale du vent zonal moyen. Pour chaque onde, le profil vertical du vent zonal détermine le niveau critique auquel ou juste en dessous duquel la quantité de mouvement est déposée. Les niveaux critiques de ces ondes dépendent, en partie, des zones de cisaillement de la QBO ([Lindzen and Holton, 1968](#); [Dunkerton, 1997](#)).

Lorsque la zone de cisaillement descend (figures [I.13\(c\)a](#) et [I.13\(c\)b](#)), la couche de vents vers l'est devient suffisamment étroite pour que la diffusion visqueuse détruise les vents vers l'est à basse altitude. Cela laisse l'onde vers l'est libre de se propager vers les niveaux élevés à travers l'écoulement moyen vers l'ouest, où la dissipation et l'accélération vers l'est qui en résulte construisent progressivement un nouveau régime vers l'est qui se propage vers le bas (figure [I.13\(c\)c](#)). Le processus décrit ci-dessus se répète, mais avec un cisaillement vers l'est descendant au-dessus du cisaillement vers l'ouest, ce qui entraîne la formation d'un jet vers l'ouest à basse altitude. Lorsque le jet vers l'ouest disparaît, l'onde vers l'ouest s'échappe vers les niveaux supérieurs et une nouvelle zone de cisaillement vers l'ouest se forme en altitude (figure [I.13\(c\)d](#) et figure [I.13\(c\)a](#)). La séquence entière, telle que décrite, représente un cycle d'une oscillation non linéaire. La période de l'oscillation est déterminée, entre autres, par l'entrée du flux de quantité de mouvement vers l'est et vers l'ouest à la frontière inférieure et par la quantité de masse atmosphérique affectée par les ondes.

Chacune des ondes impliquées dans la forçage de la QBO ont de longues périodes, ce qui entraîne leur domination dans les spectres de dispersion du vent horizontal et de la température. Cependant, ces ondes diffèrent dans leurs caractéristiques intrinsèques : les ondes de Kelvin et de Rossby, qui sont piégées au niveau de l'équateur, ont une période supérieure à 3 jours et un nombre d'onde compris entre 1 et 4 (ce qui implique une longueur d'onde zonale supérieure à 10 000 km); les ondes d'inertie gravité, qui peuvent être piégées au niveau de l'équateur ou libre de se propager dans l'atmosphère, ont une période de 1 à 3 jours et un nombre d'onde compris entre 4 et 40 (ce qui implique une longueur d'onde zonale de 1 000 à 10 000 km) et enfin les ondes de gravité ont une période inférieure à 1 jour et un nombre d'onde supérieur à 40 (et donc une longueur d'onde zonale de 10 à 1 000 km) se propageant rapidement sur la verticale. Les ondes de très courte longueur d'onde horizontale (inférieure à 10 km) ont tendance à être piégées verticalement aux niveaux troposphériques proches de l'altitude où elles sont forcées et ne semblent pas jouer un rôle significatif dans la dynamique de l'atmosphère moyenne.

Afin d'approfondir la compréhension des mécanismes physiques intrinsèques à ce processus dynamique, il a fallu recourir à la modélisation notamment pour comprendre quelles ondes étaient les plus dominantes dans le forçage des régimes de vent zonal équatorial.

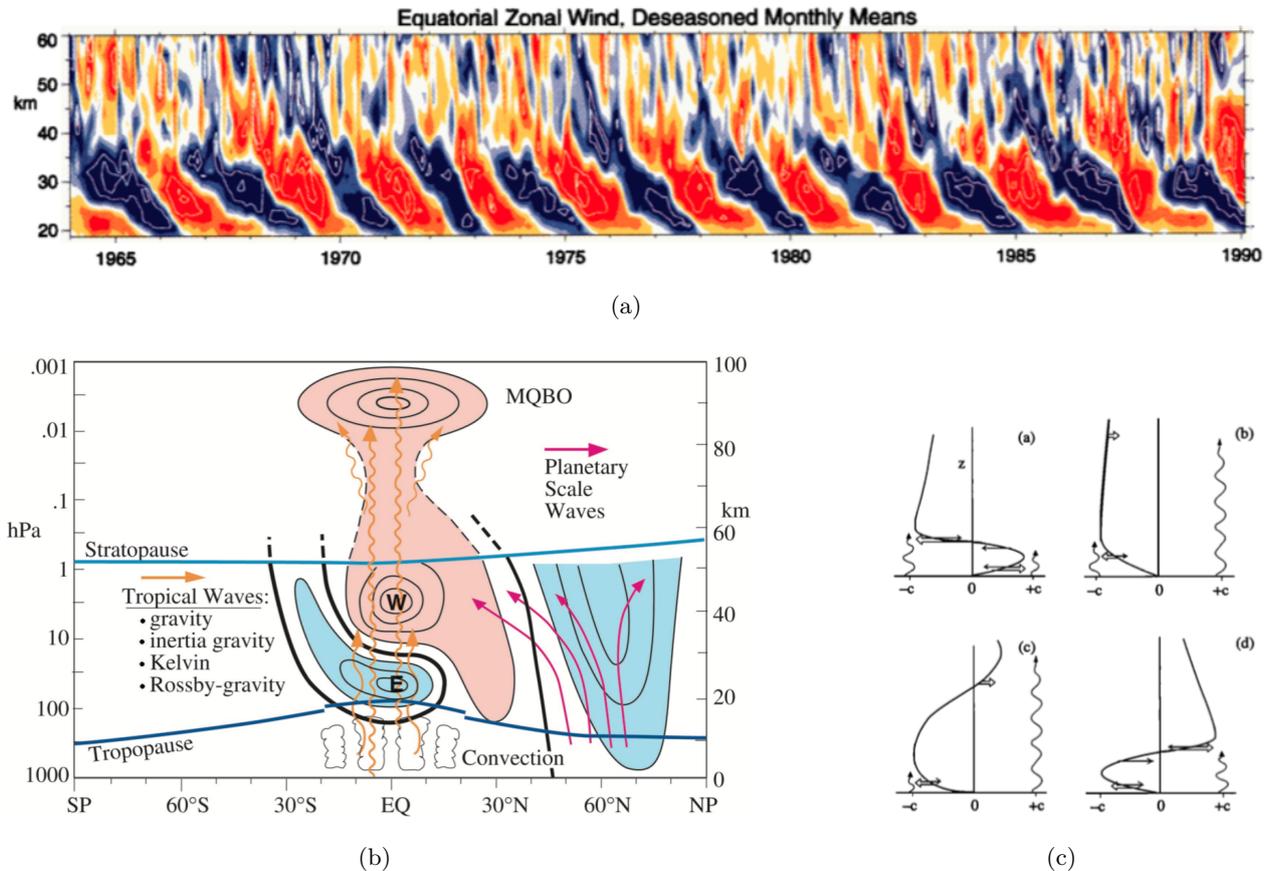


FIGURE I.13 – **I.13(a)** Section temps-altitude des composantes moyennes mensuelles du vent zonal (m s^{-1}), le cycle saisonnier étant supprimé, pour la période 1964-1990. Au-dessous de 31 km, utilisation des données des radiosondes équatoriales de l'île de Canton ($2,8^{\circ}\text{N}$, janvier 1964 à août 1967), des îles Gan/Maldives ($0,7^{\circ}\text{S}$, septembre 1967 à décembre 1975) et de Singapour ($1,4^{\circ}\text{N}$, janvier 1976 à février 1990). Au-dessus de 31 km, les données des fusées-sondes de Kwajalein ($8,7^{\circ}\text{N}$) et de l'île de l'Ascension ($8,0^{\circ}\text{S}$) sont présentées. L'intervalle de contour est de 6 m s^{-1} , la bande entre -3 et $+3$ n'étant pas ombragée. Le rouge représente des vents positifs (prograde, vers l'ouest). **I.13(b)** Aperçu dynamique de la QBO pendant l'hiver boréal. La propagation de diverses ondes tropicales est représentée par des flèches orange, la QBO étant entraînée par des ondes de gravité, d'inertie-gravité, de Kelvin et de Rossby-gravité se propageant vers le haut. La propagation des ondes d'échelle planétaire (flèches violettes) est représentée aux latitudes moyennes et élevées. Les contours noirs indiquent la différence des vents zonaux moyens entre les phases est et ouest de la QBO, où la phase de la QBO est définie par le vent équatorial à 40 hPa. Les anomalies vers l'ouest sont en bleu clair, et celles vers l'est en rose. Sous les tropiques, les contours sont similaires aux valeurs de vent observées lorsque la QBO est orientée vers l'est. La QBO mésosphérique (MQBO) est représentée au-dessus de 80 km, tandis que les contours du vent entre 50 et 80 km sont en pointillés en raison de l'incertitude des observations. **I.13(c)** Représentation schématique du forçage du vent zonal moyen par les ondes. Quatre étapes d'un demi-cycle sont représentées. Les doubles flèches indiquent l'accélération due aux ondes, et les flèches simples indiquent les accélérations dues à la viscosité. Les lignes ondulées indiquent la pénétration relative de l'onde vers l'est et vers l'ouest.

Source : Baldwin et al. (2001)

Des études de modélisation bidimensionnelle ont montré que les ondes de Kelvin et de Rossby-gravité ne suffisent pas à rendre compte du flux vertical de quantité de mouvement nécessaire pour entraîner la QBO. Le flux de quantité de mouvement requis a été revu à la hausse, conséquence des ascendances d'air tropical stratosphérique associées à la circulation de Brewer-Dobson. Lorsque des remontées équatoriales réalistes sont incluses dans les modèles, le flux total requis pour une QBO réaliste est 2 à 4 fois plus important que celui des ondes de Kelvin et de Rossby-gravité à grande échelle et à longue période observées. Des simulations tridimensionnelles confirment la nécessité de flux d'ondes supplémentaires.

Il est alors apparu qu'une représentation des effets des ondes de gravité non orographiques d'échelle sous-maille est essentielle à la modélisation de la QBO pour correctement contraindre la descente des jets empilés (Lindzen and Holton, 1968), via une paramétrisation des ondes de gravité (Palmer and Gray, 2005; Lott et al., 2012; Lott and Guez, 2013; Kawatani et al., 2019). Diverses techniques *in situ* et de télédétection permettent actuellement d'observer certains aspects des ondes de gravité méso-échelles dans la troposphère et stratosphère tropicale, mais celles-ci sont insuffisantes pour déterminer la distribution globale complète et les variations temporelles des ondes de gravité et de leurs sources (Hertzog et al., 2008; Alexander and Ortland, 2010). De fait, des paramétrisations des ondes de gravité non orographiques ont donc été développées sur la base d'hypothèses physiques généralement trop simplifiées, telles que des sources d'ondes de gravité et/ou des niveaux de lancement maintenus constants dans l'espace et le temps.

Par ailleurs, malgré un semblant de répétition cyclique dans l'évolution temporelle de la QBO, il persiste quelques variations dans la période et l'amplitude d'un cycle au suivant. La nature de cette variabilité n'est pas encore complètement comprise, mais les mécanismes possibles qui ont été avancés comprennent l'interaction avec le cycle saisonnier (Rajendran et al., 2016), ce qui conduit à une tendance pour la QBO à se rapprocher parfois d'un état presque verrouillé sur des périodes de 2 ou 3 ans (Dunkerton, 2017), les effets des éruptions volcaniques majeures et les effets du changement climatique forcé à long terme et une possible modulation par le cycle El Niño-Southern Oscillation (ENSO) sur la convection tropicale.

La “Semi-Annual Oscillation” (SAO) terrestre

L'oscillation semestrielle ou “Semi-Annual Oscillation” (SAO) terrestre est une alternance du vent zonal équatorial entre une propagation vers l'est et vers l'ouest avec une période de 6 mois. Elle s'opère de la haute stratosphère jusqu'au-dessus de la mésosphère terrestre.

La SAO a été mise en évidence pour la première fois lors d'observations du vent zonal par fusées-sondes près de l'équateur (Reed, 1965; Hopkins, 1975). Ces premières observations indiquèrent que l'amplitude de la SAO présente deux pics : l'un près de la stratopause (environ 1 hPa) et l'autre près de la mésopause (environ 0,01 hPa; Hirota (1978, 1980)). La présence de deux pics d'amplitude maximale dans l'oscillation peut conduire à disjoindre les deux localisations, ainsi la “Semi-Annual Oscillation” est donc composée d'une “Semi-Annual Oscillation” stratosphérique (SSAO) et d'une “Semi-Annual Oscillation” mésosphérique (MSAO). La MSAO est caractérisée par un maximum de vents vers l'ouest près de 80 km peu avant les équinoxes, et un maximum de vents vers l'est près de 85 km près des solstices. Cette oscillation est déphasée d'environ trois mois par rapport à l'oscillation semi-annuelle stratosphérique

Sous la région de mise en œuvre de la SSAO, les variations du vent moyen sont dominées par l'oscillation quasi-biennale (QBO) stratosphérique. Les variations du vent zonal de la QBO et de la SSAO présentent certaines similitudes, notamment une progression constante vers le bas des inversions de vent et la formation de fortes zones de cisaillement vertical. Le pic d'amplitude déterminé par Hirota (1978) à partir d'observations de fusées-sondes est supérieur à 30 m s^{-1} , ce qui est un peu plus grand que le pic d'amplitude correspondant de la QBO.

Contrairement à la QBO, qui a présenté des périodes entre les cycles individuels allant de 18 à 34 mois environ, la SSAO est clairement verrouillée sur le cycle saisonnier, prenant effet par la circulation méridienne de grande échelle (Hamilton, 1986; Ray et al., 1998), et modulée par l'activité des ondes de Rossby plus intense dans l'hémisphère d'été. Les résultats de modèles simples (Dunkerton, 1979; Holton and Wehrbein, 1980), d'études diagnostiques (Hamilton, 1986; Hitchman and Leovy, 1986; Ray

et al., 1998) et de modèles de circulation générale complets (Hamilton and Mahlman, 1988; Jackson and Gray, 1994) ont montré que la SSAO est alimentée par une combinaison de l'advection méridienne trans-équatoriale de la quantité de mouvement moyenne, des transports de la quantité de mouvement zonale par les ondes équatoriales et de gravité se propageant verticalement, et du forçage des ondes planétaires quasi-stationnaires extra-tropicales. En effet, la phase vers l'ouest de la SSAO est régulée par la circulation méridienne de grande échelle (que j'expliquerai en détail dans le paragraphe suivant). Par transport de quantité de mouvement à travers l'équateur deux fois par an, cette circulation de grande échelle dépose de la quantité de mouvement vers l'ouest à l'équateur (Holton and Wehrbein, 1980).

Concernant la phase vers l'est, la SSAO résulte du forçage d'ondes se propageant verticalement, y compris d'ondes de Kelvin à l'échelle planétaire, et d'ondes de Kelvin et d'inertie-gravité à l'échelle intermédiaire provenant de la troposphère (Kinnersley and Pawson, 1996; Dunkerton, 1979, 1991, 1997; Garcia, 2000). Ce forçage se produit notamment aux équinoxes, lorsque la circulation méridienne de l'hémisphère d'été vers l'hémisphère d'hiver s'arrête et se renverse. À ces saisons, la circulation résiduelle moyenne se réduit à une unique ascendance équatoriale qui permet la propagation vers les hautes couches de l'atmosphère des ondes de Kelvin. Dans cette configuration dynamique, le dépôt de quantité de mouvement par l'amplification ou le déferlement des ondes de Kelvin est en mesure de contre-balancer le forçage de la circulation méridienne solsticiale et modifier la direction de propagation du vent zonal moyen. Les ondes de gravité à petite échelle et à haute fréquence peuvent contribuer aux deux phases de la SSAO ; cependant, en raison des contraintes d'observation, leur contribution exacte est difficile à évaluer.

Le forçage de la MSAO est par ailleurs mal compris, mais est supposé entièrement piloté par les ondes. Dunkerton (1982) suggère que la transmission sélective des ondes de gravité et de Kelvin par la SSAO est responsable de l'entraînement de la MSAO, mécanisme confirmé par Sassi and Garcia (1997), qui ont également constaté que les ondes d'inertie-gravité forcées par le chauffage convectif peuvent fournir la majeure partie du forçage de la phase vers l'ouest de la MSAO et peuvent forcer la phase vers l'est de la MSAO en combinaison avec des ondes de Kelvin d'échelle intermédiaire. Lieberman and Hays (1994) ont de plus constaté que la dissipation de la marée diurne migratoire dans la haute mésosphère peut également contribuer à la phase vers l'ouest de la MSAO, jusqu'à $-20 \text{ m s}^{-1} \text{ jour}^{-1}$ près des équinoxes à 100 km, et moins de $-5 \text{ m s}^{-1} \text{ jour}^{-1}$ près de 85 km.

La Circulation de Brewer-Dobson (CBD) terrestre

Par ailleurs, comme évoqué dans le forçage de la périodicité de la SAO, la stratosphère terrestre est également sujette à une circulation méridienne de grande échelle, la circulation de Brewer-Dobson (CBD), résultant de prime abord des différences d'insolation entre l'hémisphère d'été et l'hémisphère d'hiver (Butchart, 2014).

Suggérée par Dobson et al. (1929) et Brewer (1949) pour expliquer les différences hémisphériques de concentration en ozone dans la stratosphère, la première estimation de la circulation méridienne stratosphérique à partir du forçage diabatique a été faite par Murgatroyd and Singleton (1961) qui ont utilisé les taux de chauffage radiatif pour déduire un mouvement ascendant à la tropopause tropicale, une descente à travers la tropopause extratropicale et un fort transport dans la mésosphère de l'hémisphère d'été vers l'hémisphère d'hiver. Murgatroyd and Singleton (1961) ont cependant noté une possible non-conservation du moment angulaire dans leur modèle, ce qui impliquerait l'existence d'importants processus tourbillonnaires qu'ils avaient négligés. Ainsi, en prenant en compte la contribution des tourbillons dans le calcul de la circulation méridienne moyenne eulérienne de la stratosphère, Vincent (1968) a mis en évidence non pas une, mais deux cellules de circulation avec une cellule inverse dans les hautes latitudes, constituée d'une ascension dans les régions polaires et d'une descente dans les latitudes moyennes. La résolution de ce paradoxe entre la circulation moyenne eulérienne à deux cellules et la circulation de transport de masse à cellule unique n'a été obtenue que lorsque Andrews and McIntyre (1976, 1978a,b,c) ont estimé qu'au lieu d'utiliser la moyenne eulérienne, il était plus approprié d'utiliser la moyenne lagrangienne généralisée ou, en fait, leur moyenne eulérienne transformée plutôt ingénieuse (que je présenterai en chapitres III, IV et V). Dunkerton (1978) a suivi cette approche pour dériver une image dynamiquement cohérente des lignes de courant de transport moyen

pour la stratosphère et la mésosphère qui est maintenant généralement considérée comme définissant le concept de base de la circulation de Brewer-Dobson, malgré des raffinements ultérieurs dans les détails (Plumb, 2002) et les différents modèles utilisés pour décrire la circulation. En outre, en s’inspirant de la formulation du “principe de contrôle vers le bas” (“*downward control*” Haynes and McIntyre (1987); Haynes et al. (1991)), les travaux théoriques de Andrews and McIntyre (1976, 1978a,b,c) ont également permis de mieux comprendre les mécanismes sous-jacents de la circulation de Brewer-Dobson (figure I.14).

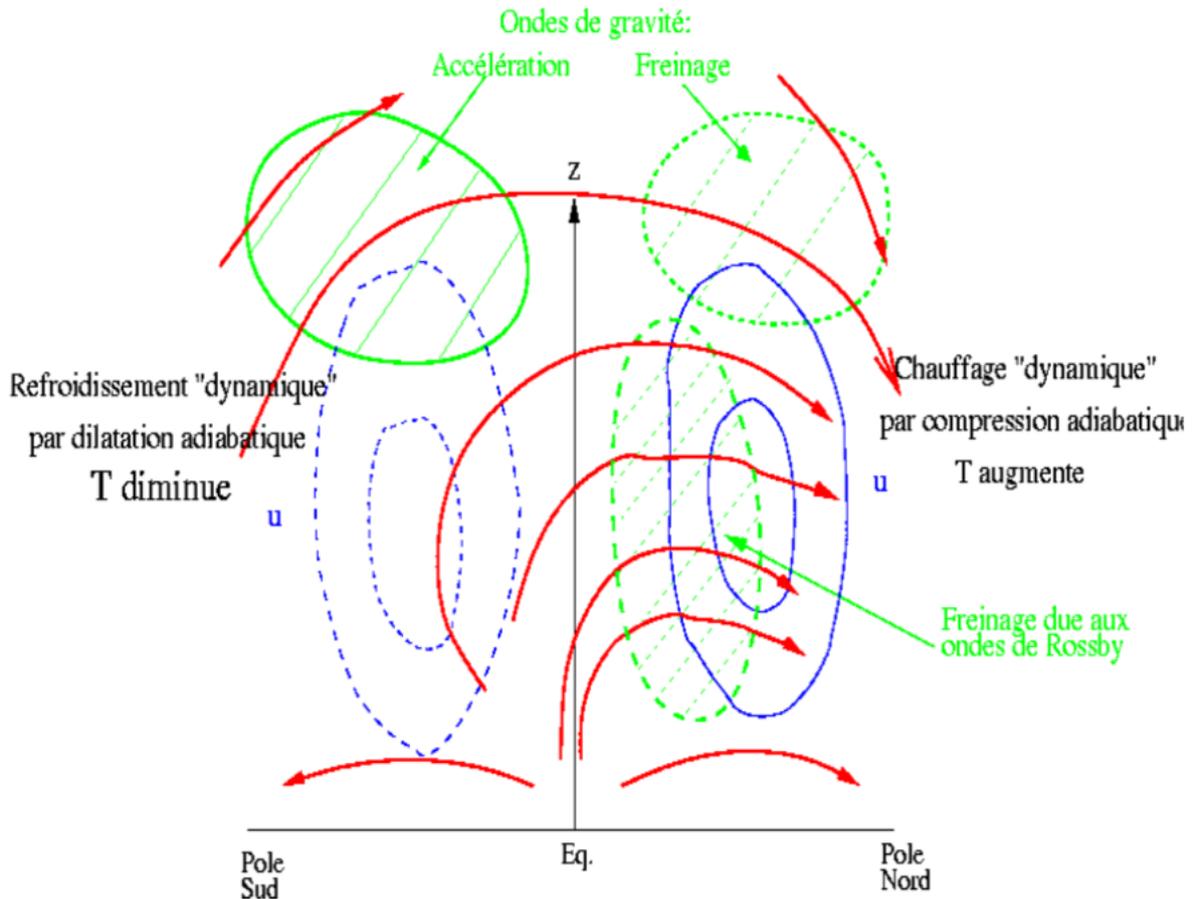


FIGURE I.14 – Schéma représentant la circulation de Brewer Dobson pendant l’hiver nord et les mécanismes de forçage dynamique par les ondes associés.

Source : Cours de M2 SOAC Dynamics Meteorology par François Lott

Qualitativement, le mécanisme sous-jacent du flux de masse vers le pôle dans la moyenne et la haute stratosphère d’hiver est la “pompe à ondes de Rossby” (“*Rossby wave pump*” Haynes et al. (1991); Plumb (2002); Seviour et al. (2012); Butchart (2014)), connu également sous le nom de “pompage gyroscopique” (Holton, 2002). Ce pompage est l’effet non local de la traînée des ondes de Rossby provenant de la troposphère et se dissipant vers le haut. La traînée des ondes de Rossby dominantes à l’échelle planétaire ne peut être que vers l’ouest, et par conservation du moment angulaire, l’action de pompage est à sens unique : l’air est extrait de la région tropicale et dirigé vers le bas dans les latitudes moyennes et élevées, du moins dans la limite de l’état d’équilibre. L’action des ondes répond aux préoccupations initiales de Dobson et al. (1929), Brewer (1949) et Murgatroyd and Singleton (1961) concernant la non-conservation possible du moment angulaire car les ondes elles-mêmes transportent et déposent la quantité de mouvement nécessaire pour équilibrer le bilan du moment angulaire (Andrews, 1987). Le transport unicellulaire vers le pôle dans l’hémisphère hivernal qui s’étend dans la stratosphère moyenne et supérieure est connu sous le nom de “branche profonde” de la circulation de Brewer-Dobson (Briner et al., 2011). En outre, des “branches peu profondes” distinctes et plus rapides sont observées dans les deux hémisphères tout au long de l’année. Là encore, ces branches résultent presque certainement du pompage des ondes de Rossby, bien que les ondes d’échelle synoptique qui en

sont responsables soient présentes tout au long de l'année dans la basse stratosphère subtropicale et entraînent un flux polaire dans cette région et dans la haute troposphère des deux hémisphères (figure 2 de [Plumb \(2002\)](#), [Briner et al. \(2011\)](#)).

Analogies avec Saturne

Par la présente revue succincte de la dynamique stratosphérique de la Terre, il apparaît plus clairement que l'oscillation équatoriale de Saturne observée avec précision par les instruments Cassini/CIRS ([Fouchet et al., 2008](#); [Guerlet et al., 2009, 2011](#); [Guerlet et al., 2018](#)) et NASA Infrared Telescope Facility (IRTF [Orton et al. \(2008\)](#)), possède de nombreuses similitudes avec la "Quasi-Biennial Oscillation" (QBO) et la "Semi-Annual Oscillation" (SAO) terrestres.

À l'instar de la QBO, l'oscillation équatoriale de Saturne s'étend sur l'ensemble de la stratosphère ([Schinder et al., 2011](#)), jusqu'à la tropopause à 100 mbar (les observations d'occultation radio montrent un signal oscillatoire de 0,1 à 100 mbar et les observations au limbe de Cassini/CIRS montre un signal oscillatoire de 0,01 à 20 mbar). Les zones de cisaillement de vent zonal associées s'élèvent à 200 m s^{-1} et descendent assez régulièrement au cours du temps et décrivent un amortissement de la propagation vers le bas à l'arrivée de la tropopause ([Li et al., 2011](#)). Ces caractéristiques de l'oscillation équatoriale de Saturne sont remarquablement analogues à la QBO, et non à la SSAO pour laquelle la propagation vers le bas se limite principalement à la phase vers l'est (Figure [I.13\(a\)](#), [Andrews \(1987\)](#)).

En revanche, la période de l'oscillation équatoriale de Saturne laisse fortement penser à l'implication du cycle saisonnier dans le forçage dynamique, comme la SSAO terrestre. Pour soutenir cette analogie, [Fletcher et al. \(2016\)](#) ont montré une saisonnalité des ondes troposphériques qui se propagent verticalement dans la stratosphère, pouvant influencer la dynamique équatoriale stratosphérique de Saturne, et ainsi forcer l'oscillation équatoriale de Saturne. L'effet sur les interactions entre les ondes et le vent zonal moyen reste encore à évaluer quantitativement. De plus, une circulation stratosphérique méridionale dépendant des saisons est spéculée à partir de l'observation d'anomalies dans les champs de température et d'hydrocarbures ([Guerlet et al., 2009](#); [Sinclair et al., 2014](#)) mais son amplitude est encore mal connue. Cette circulation méridienne, si elle est avérée, pourrait être vecteur de quantité de mouvement vers l'ouest (provenant d'ondes de Rossby d'échelle planétaire) lors de la traversée de l'équateur aux saisons solsticiales et forcer l'écoulement moyen vers l'ouest. Cela serait donc favorable à l'analogie de la SSAO terrestre et expliquerait la périodicité semi-annuelle (par rapport à une année Saturne) de l'oscillation équatoriale saturnienne. Néanmoins, la SAO terrestre a une amplitude maximale aux niveaux de la stratopause et de la mésopause, avec une amplitude minimale entre ces deux maxima ([Garcia et al., 1997](#)), ce qui n'est absolument pas le cas de Saturne, il n'y a pas de région de minimum de ce type dans l'amplitude du vent thermique dans l'atmosphère moyenne de Saturne ([Guerlet et al., 2018](#)).

Oscillations équatoriales de Mars et Jupiter Les oscillations équatoriales ne sont pas uniquement le fait de la Terre ou de Saturne, il y en a également sur Mars ([Kuroda et al., 2008](#); [Ruan et al., 2019](#)) et Jupiter ([Leovy et al., 1991](#); [Orton et al., 1991, 1994](#); [Antuñano et al., 2021](#)).

Mise en évidence dans les variations diurnes de la température atmosphérique martienne mesurées par Mars Global Surveyor ([Kuroda et al., 2008](#)), l'oscillation semestrielle de Mars survient entre 100 et 1 Pa, avec des signaux plus importants pour des pressions supérieures à 30 Pa. Cette oscillation de marée thermique influence également le vent tropical, sans forcément inverser systématiquement la direction du vent zonal mais plutôt en décélérant le vent dominant à certains niveaux de pression et à certaines latitudes ([Ruan et al., 2019](#)). Les mécanismes de forçage pourraient différer légèrement de ceux de la "Semi-Annual Oscillation" terrestre, avec un forçage vers l'ouest provenant de la circulation méridienne moyenne ([Ruan et al., 2019](#)) et un forçage vers l'est provenant des marées thermiques (ondes de gravité non-orographiques) et ondes planétaires quasi-stationnaires induites par la topographie martienne (ondes orographiques) ([Kuroda et al., 2008](#)). Ces diverses ondes non zonales fournissent au vent zonal moyen un forçage presque opposé à celui dû à l'advection méridienne au-dessus de $\approx 3 \text{ Pa}$, mais soutiennent aussi partiellement cette oscillation entre 40 Pa et 3 Pa.

La stratosphère équatoriale de Jupiter présente également une oscillation de température, associée à un empilement d'extrêmes de vent zonal connue sous le nom de "Quasi Quadriennial Oscillation"

(Leovy et al., 1991; Orton et al., 1991, 1994; Simon-Miller et al., 2006, 2007; Antuñano et al., 2021), et constitué d'un cisaillement de vent zonal de près de 300 m s^{-1} entre 4 mbar et 0,1 mbar (Flasar et al., 2004; Benmahi et al., 2021). Présentant une périodicité autour de 4 ans terrestres (environ un tiers d'année Jupiter), cette oscillation indique qu'il existe un important transport vertical de quantité de mouvement dû à des ondes atmosphériques piégées à l'équateur (spécialement dans la ceinture équatoriale nord, Leovy et al. (1991); Orton et al. (1991)).

I.4 Problématique de la thèse au regard des résultats de *Cassini-Huygens*

Ces nombreuses ressemblances entre les stratosphères terrestre et saturnienne suscitent de nombreuses questions, tant sur le rôle du cycle saisonnier que sur la nature des ondes impliquées dans le forçage de l'oscillation équatoriale de Saturne, qui mènent presque directement à la problématique de ma thèse.

Est-ce que l'oscillation équatoriale est effectivement une oscillation de périodicité semi-annuelle? Est-elle forcée par les ondes d'échelle planétaire et/ou méso-échelles? Est-elle forcée par le forçage radiatif saisonnier qui lui conférerait la période demi-année? Est-ce que ce possible forçage saisonnier passerait par la circulation inter-hémisphérique de grande échelle?

Est-ce qu'il y a une circulation inter-hémisphérique? De quelle nature est-elle? Est-ce que cette circulation inter-hémisphérique représente un transport méridien de grande échelle tel que celui de la circulation de Brewer-Dobson terrestre? *A contrario*, est-ce que cette circulation inter-hémisphérique se produit à travers une succession de petites cellules de circulation de type Hadley? Et enfin, est-ce que cette possible circulation méridienne explique les anomalies de température chaude et de haute concentration en hydrocarbures sous l'ombre des anneaux pendant l'hiver?

Ma thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet de l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), EMERGIAN ANR-17-CE31-0007 dont l'objectif est de construire un Modèle de Climat Global complet pour les planètes géantes gazeuses telles que Jupiter ou, dans le cas présent, Saturne. Ce modèle permettra de passer outre le point de vue phénoménologique des observations à une compréhension complète, basée sur la physique de ces atmosphères si particulières. L'approche scientifique est unique par l'aspect comparatif entre les atmosphères de Jupiter et de Saturne, mais aussi par la volonté d'élargir ces questions de dynamique des fluides géophysiques également valables sur Terre. En effet, dans cette thèse, je vais tenter d'expliquer les observations astrophysiques de Saturne en adoptant un point de vue de mécanique des fluides géophysiques, car la nature des processus atmosphériques mis en lumière par ces observations l'exige.

Après une brève revue de l'état de l'art de la modélisation de l'atmosphère de Saturne, je présenterai les hypothèses et ingrédients essentiels au développement des Modèles de Climat Global en chapitre II et décrirai DYNAMICO-Saturn, spécifique à l'étude menée au cours de cette thèse. Le chapitre III décrira les résultats des premières simulations GCM de la stratosphère de Saturne, en se focalisant sur la région équatoriale pour déterminer les interactions onde - écoulement moyen contrôlant l'oscillation équatoriale modélisée. Bien que ces premiers résultats seront plus qu'encourageant, il demeurera néanmoins des défauts de modélisation par rapport aux observations Cassini/CIRS. Dans l'objectif d'améliorer la représentation des interactions multi-échelles et permettre une meilleure propagation des ondes et perturbations sur l'ensemble de l'atmosphère modélisée, le chapitre IV s'appuiera sur une résolution verticale augmentée dans la stratosphère. Je serai ainsi en mesure de mieux caractériser le forçage saisonnier responsable de la périodicité semestrielle de l'oscillation équatoriale de Saturne, notamment à travers la saisonnalité de la circulation inter-hémisphérique émergente dans cette nouvelle simulation. La forte cohérence entre l'emplacement de la branche subsidente de la circulation méridienne de grande échelle et l'anomalie observée de température et de concentration en hydrocarbures sous l'ombre des anneaux posera la question de la représentation du transport thermique par cette circulation. Au chapitre V, j'étudierai ainsi le gradient méridien de température dans la stratosphère de Saturne en comparant les résultats de la simulation haute résolution avec les observations, entre autre, de Cassini/CIRS. Enfin, je m'intéresserai au déséquilibre entre forçage vers l'est et forçage vers l'ouest de l'oscillation équatoriale de vent. Le chapitre VI présentera l'ajout et étudiera l'impact d'une

paramétrisation stochastique sous-maille d'ondes de gravité non-orographiques pour corriger ce dés-équilibre. Les conclusions de ce travail de thèse et les perspectives qui en découlent seront présentées au chapitre [VII](#).

CHAPITRE II

UN MODÈLE DE CLIMAT GLOBAL DE SATURNE

Sommaire

II.1 De l'observation à la modélisation du climat de Saturne	41
II.2 Vers un Modèle de Climat Global pour une planète géante	46
II.2.1 Qu'est-ce qu'un Modèle de Climat Global?	46
II.2.2 Quels sont les défis numériques à relever?	49
II.3 Le Modèle de Climat Global DYNAMICO-Saturn	51
II.3.1 Le cœur dynamique DYNAMICO	51
II.3.2 Un modèle de transfert radiatif adapté	53
II.4 DYNAMICO-Saturn, les premières simulations : conclusions et limitations	57

II.1 De l'observation à la modélisation du climat de Saturne

Le développement de modèles d'atmosphère pour Saturne a été largement motivé par l'ambition d'identifier les processus physiques à l'origine des variations de température observées par télédétection dans les années 80.

La première approche adoptée pour cela fût la modélisation de l'évolution de la température par un calcul d'équilibre radiatif (Cess and Caldwell, 1979; Carlson et al., 1980; Bézard and Gautier, 1985; Greathouse et al., 2008). Les modèles d'équilibre radiatif calculent les flux radiatifs montants et descendants à différents niveaux de pression en prenant en compte l'absorption du flux solaire par le méthane et l'émission infrarouge des gaz et aérosols de l'atmosphère.

Motivés par l'arrivée de nouvelles observations à travers les missions *Voyager 1 & 2*, Cess and Caldwell (1979) et Carlson et al. (1980) ont développé l'un des premiers modèles radiatifs de Saturne. Celui-ci calcule la température stratosphérique en fonction de la latitude sur plusieurs niveaux de pression et ce pendant une année Saturne (30 ans terrestres). Néanmoins la variabilité méridienne d'un aérosol absorbant et les dynamiques stratosphériques ont été exclues du calcul, malgré leurs fortes influences suggérées par les observations de Tokunaga et al. (1978, 1979). Avec ce premier modèle radiatif de la géante, une asymétrie méridienne marquée a pu être prédite, où les latitudes polaires sud sont considérablement plus chaudes que les régions polaires nord pour l'époque des missions *Voyager* à $L_s=8,6^\circ$ et $18,2^\circ$. Autour de $30^\circ S$ et $60^\circ S$, la structure méridienne thermique présente une légère diminution de température, correspondant à la région de l'atmosphère comprise entre le point subsolaire et la région du début du jour polaire. Cette caractéristique est plutôt cohérente avec les observations mais se produit avec une avance d'un quart d'année de Saturne.

Le modèle radiatif développé par Bézard and Gautier (1985) représente correctement le champ de température équatoriale avec des variations saisonnières de 30 K d'amplitude dans les régions

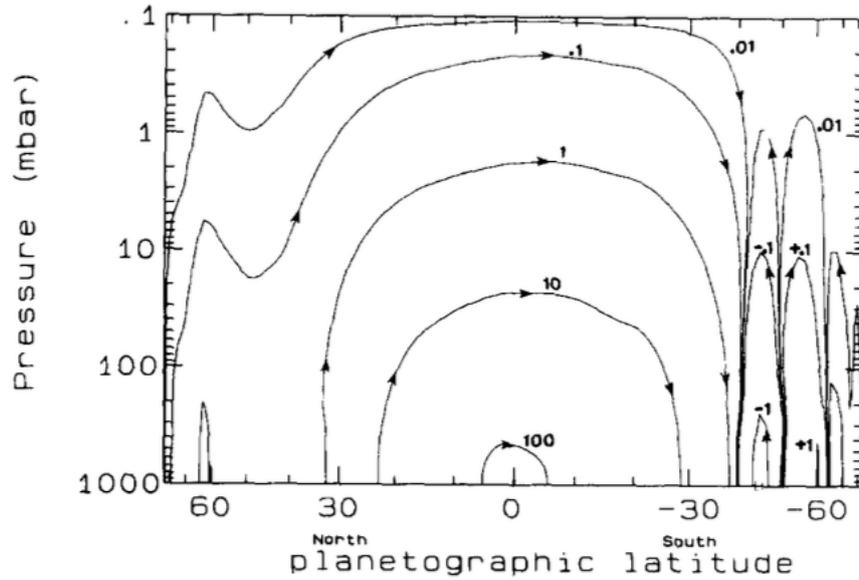


FIGURE II.1 – Fonction de courant pendant l’été nord $\psi(\phi, P)$, définie pour un écoulement bidimensionnel par $u = \partial\psi/\partial y$ et $v = -\partial\psi/\partial x$. Le modèle prédit une circulation inter-hémisphérique des latitudes d’été nord vers les tropiques d’hiver sud. Des tropiques au pôle sud, il y a une succession de cellules de circulation plus restreintes en latitudes qui, comparativement au modèle de [Conrath et al. \(1990\)](#), montrent la réponse dynamique de l’effet modulateur de l’ombre des anneaux dans l’insolation.

Source : [Barnet et al. \(1992a\)](#)

équatoriale et polaires de la haute stratosphère. Pour arriver à ce résultat, il fût nécessaire aux auteurs de cette étude de diminuer les concentrations d’éthane et d’acétylène de moitié par rapport aux observations ([Courtin et al., 1984](#)) pour que le modèle radiatif soit en mesure de reproduire les profils de température obtenus par *Voyager 2*. Comme les variations méridiennes des concentrations d’hydrocarbures ne sont pas prises en compte dans le modèle, cette inadéquation entre température modélisée et observée peut être mise sur le compte d’un biais de modélisation systématique provenant très certainement des bases de données spectroscopiques incomplètes pour l’époque

Abordée assez rapidement comme actrice fondamentale des variations de température observées, la dynamique fait son apparition dans les travaux de [Conrath et al. \(1990\)](#) et [Barnet et al. \(1992a\)](#). Ces deux études complémentaires ont alors mis au point un modèle radiatif-dynamique permettant de caractériser la réponse thermique de l’atmosphère de Saturne aux variations saisonnières d’insolation. La dynamique constitue une réponse directe aux écarts à l’équilibre radiatif entre l’énergie solaire absorbée et l’énergie thermique émise dans l’infrarouge et est calculée en résolvant les formes linéarisées en régime permanent des équations primitives en moyenne zonale. Le modèle de [Barnet et al. \(1992a\)](#) a la particularité de résoudre ces équations du mouvement en effectuant une analyse spectrale en série de Fourier, sur une période égale à la période de rotation de Saturne, ce qui lui permet de ne garder que les termes dominants dans l’évolution temporelle des vents et de la température. Les variations temporelles de température sont donc uniquement bidimensionnelles (selon la latitude et la verticale). Le transfert radiatif prend également en compte la présence des anneaux : leur ombre projetée sur l’atmosphère de Saturne constitue un fort modulateur de la fonction d’insolation saisonnière, dont le principal effet est de refroidir l’atmosphère. Malgré de fortes incertitudes dans les mesures de vent et de température pendant les missions *Voyager*, qui n’ont pas permis d’identifier l’effet de l’ombre des anneaux sur la structure thermique méridienne, le modèle développé par [Conrath et al. \(1990\)](#) et [Barnet et al. \(1992a\)](#) a montré une asymétrie inter-hémisphérique dans la température. Ceci est cohérent avec une augmentation des aérosols et de l’éthane et l’acétylène produits par photochimie dans l’hémisphère sud pendant la saison estivale. De plus, ce modèle est en mesure de prédire l’existence d’une circulation méridienne secondaire sous l’ombre des anneaux (figure II.1).

Plus récemment, l'inter-comparaison des observations au sol (Greathouse et al., 2005, 2006; Orton et al., 2008) et de Cassini/CIRS (Flasar et al., 2005; Fletcher et al., 2007; Fouchet et al., 2008) concernant la température et l'abondance en hydrocarbures a montré de fortes variations, supposées saisonnières, qui n'avaient pas été reproduites jusqu'alors dans les modèles radiatifs ou à dynamique moyennée. Partant de ce constat, Greathouse et al. (2008) ont cherché à améliorer la représentation du cycle saisonnier radiatif et ont créé un code de transfert radiatif multi-couche à chauffage et refroidissement rapide, prenant en compte l'effet des hydrocarbures (acétylène C_2H_2 et éthane C_2H_6), du méthane CH_4 et de l'absorption des aérosols (mais négligeant leur diffusion) sur la température stratosphérique. À des fins d'efficacité de modélisation et de gains de temps calculatoire, Greathouse et al. (2008) utilisent la méthode de k-corrélés plutôt qu'un modèle raie-par-raie pour le calcul des opacités des réactifs radiatifs précédemment cités. Ce modèle de transfert reproduit un gradient méridien plutôt satisfaisant entre $10^\circ S$ et $80^\circ S$, notamment à haute altitude, avec un refroidissement stratosphérique engendré par la projection des anneaux sur la planète évalué à environ 20 K. De plus, à hautes altitudes, il existe de fortes décroissance de la température vers les hautes latitudes de l'hémisphère d'hiver.

Même s'ils sont de plus en plus sophistiqués, les modèles radiatifs ou à dynamique moyennée échouent dans la représentation – et donc la compréhension – des phénomènes ou événements climatiques observés dans l'atmosphère de Saturne, à savoir l'oscillation équatoriale de température dans la stratosphère (Orton et al., 2008; Fouchet et al., 2008), la *Warm Polar Hood* au pôle sud (Orton and Yanamandra-Fisher, 2005), la formation et la stabilité du jet hexagonal au pôle nord ou encore l'émergence des grandes tempêtes convectives type *Great White Spot* (Fischer et al., 2011). Ces travaux de modélisation sur plus de deux décennies ont par conséquent montré la nécessité de coupler le forçage saisonnier radiatif à la dynamique de grande et petite échelle pour obtenir des variations de température au plus près des observations, et donc de recourir aux Modèles de Climat Global pour les planètes comme Saturne.

Plusieurs variantes de GCM existent pour représenter le climat des planètes géantes gazeuses mais ont un point commun, ils ont tous été développés pour d'abord traiter la troposphère de Saturne ou Jupiter.

La compréhension de la formation des jets en bandes des planètes géantes fût l'un des grands objectifs des Modèles de Climat Global (GCM), dont je préciserai la nature en section II.2.1. Avec des modèles d'atmosphère idéalisée, pouvant correspondre de prime abord à celle de Jupiter, Saturne, Neptune ou Uranus, Lian and Showman (2010) et Liu and Schneider (2010) ont pu représenter de nombreuses caractéristiques des écoulements des planètes géantes, et notamment de multiples jets en bandes et la super-rotation équatoriale de la troposphère de Saturne. Dans le cas de Lian and Showman (2010), la formation des jets zonaux s'effectue via la libération de la chaleur latente par condensation de la vapeur d'eau, ce qui produit des tourbillons baroclines dans l'écoulement global. Ces tourbillons interagissent avec l'écoulement à grande échelle et l'effet β^1 pour accroître le gradient de quantité de mouvement dans les jets zonaux. En même temps, une circulation méridionale se développe dont l'accélération de Coriolis contrecarre les accélérations des tourbillons dans la couche météorologique. Cette quasi-annulation des accélérations des tourbillons et de Coriolis conduit à une évolution lente des jets zonaux et maintient la stabilité des jets zonaux en présence d'un forçage continu. Ces jets zonaux en bandes, au nombre de 20, sont barotropes et ont un espacement latitudinal conforme à l'échelle de Rhines, mais sont légèrement instables.

De plus, ces modèles sont également en mesure de produire une super-rotation dans la troposphère de Saturne, générée par de fortes ondes de Rossby convective (Liu and Schneider, 2010) et corrélée à une abondance de la vapeur d'eau modeste (Lian and Showman, 2010). Néanmoins, ces deux modèles tri-dimensionnel produisent des jets en super-rotation trop étroits en latitude et sous-estimés d'au moins 300 m s^{-1} pour celui de l'équateur. Une variété de processus exclus dans ces études (comme une microphysique des nuages, un transfert radiatif réaliste et une convection humide) pourraient affecter de manière significative la forme et l'intensité du jet équatorial.

Concernant les jets des latitudes plus élevées, Morales-Juberías et al. (2011) ont utilisé le GCM *Explicit Planetary Isentropic-Coordinate* (EPIC), dont le calcul de transfert radiatif est effectué à

1. **Effet β** : traduit la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude.



FIGURE II.2 – Projections polaire de la vorticité potentielle à ≈ 200 mbar (gauche) et ≈ 1500 mbar (droite) après 300 jours de simulation. L'échelle des gris pour les projections de gauche s'étend de 8,5 à 10,5 PVU. L'échelle des gris pour les projections de droite se situe entre 0,3 et 0,5 PVU (PVU = $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ K s}^{-1} \text{ kg}^{-1}$).

Source : [Morales-Juberías et al. \(2011\)](#)

partir du modèle de [Greathouse et al. \(2008\)](#), pour étudier la formation d'un jet circumpolaire nord polygonal. Les auteurs de cette étude ont montré que l'origine de l'Hexagone polaire nord de Saturne est le résultat de l'équilibre non-linéaire d'un jet zonal barotrope instable (figure II.2). Cependant, le modèle qu'ils présentent n'est pas en mesure de reproduire l'Hexagone sans les grands tourbillons dans la région hexagonale de Saturne et nécessite une vitesse du jet à 78°N plus importante que les observations de [Godfrey \(1988\)](#). En prenant en compte un cisaillement vertical barocline, cela permet à [Morales-Juberías et al. \(2015\)](#) d'obtenir une stabilisation du jet sans en augmenter la vitesse. Par ailleurs, l'utilisation d'un modèle "Eau peu profonde en rotation" (*Rotating Shallow Water RSW*) par [Rostami et al. \(2017\)](#) précise que la stabilité de l'Hexagone polaire nord résulte de la présence du vortex polaire central, associée à des gradients de vorticité potentielle² en ligne droite sur les six côtés de l'hexagone. Ainsi, la nature de l'Hexagone de Saturne semble se préciser en un jet à méandres réguliers, sans grands tourbillons adjacents dans les modèles et est cohérent avec les observations.

Peu à peu, la modélisation de la dynamique atmosphérique des géantes gazeuses s'est tournée vers les couches supérieures de l'atmosphère. Par exemple, [Friedson and Moses \(2012\)](#) ont choisi de modéliser la haute troposphère et la stratosphère de Saturne à l'aide d'un modèle 3-D pour y étudier la circulation de grande échelle et ont ainsi prédit une circulation méridienne inter-hémisphérique gouvernée dans les basses latitudes par des cellules à inversion saisonnière de même nature que les cellules de Hadley terrestres. Ce sont des cellules d'échelle horizontale assez restreinte, induites par les différences d'insolation entre les basses et hautes latitudes de Saturne. Dans ce modèle, l'air s'élève dans la région tropicale, circule de l'hémisphère d'été vers celui d'hiver et redescend dans les tropiques

2. **Vorticité potentielle (PV)** est une quantité proportionnelle au produit scalaire de la vorticité (pseudo-vecteur qui décrit la rotation locale du fluide) et de la stratification. Cette quantité, qui suit une parcelle de fluide, ne peut être modifiée que par des processus diabatiques ou frictionnels. C'est un concept utile pour comprendre la génération de la vorticité dans la cyclogénèse (la naissance et le développement d'un cyclone), en particulier le long du front polaire, et pour analyser l'écoulement dans l'océan.

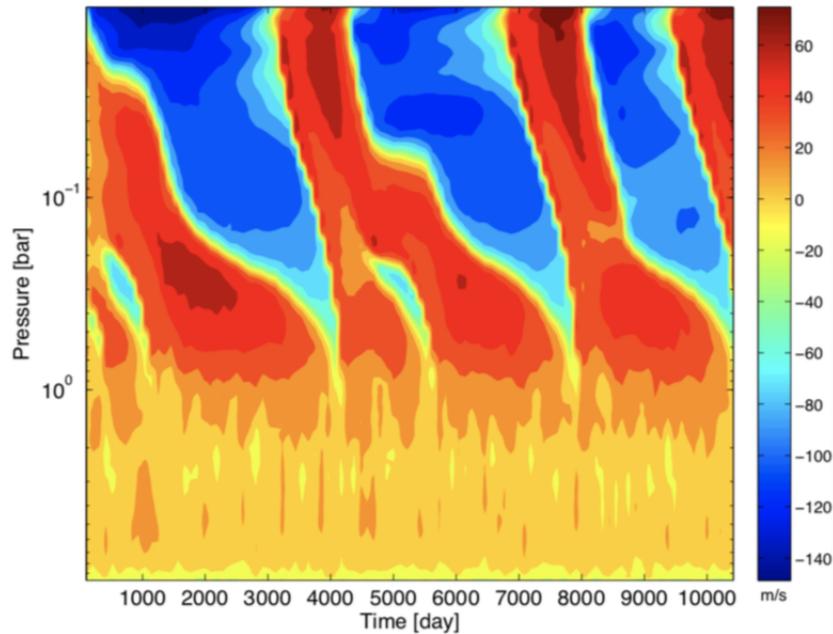


FIGURE II.3 – Moyenne zonale du vent zonal à l'équateur en fonction de la pression et du temps (en jours terrestres) résultant d'une simulation d'atmosphère idéalisée à haute résolution horizontale et verticale.

Source : [Showman et al. \(2019\)](#)

d'hiver, autour de 25° . L'emplacement de la branche de subsidence est cohérente avec un transport thermique et d'espèces chimiques qui provoquerait les accumulations de chaleur et d'hydrocarbures observées sous l'ombre des anneaux. Par ailleurs, la circulation inter-hémisphérique présentée ici pourrait contribuer au forçage vers l'ouest de l'oscillation équatoriale, notamment avec la présence d'un extrême de vent vers l'ouest, qui malheureusement ne présente pas de descente au cours du temps.

Un autre modèle bidimensionnel a également été utilisé pour étudier l'oscillation équatoriale de Jupiter. Associé à une paramétrisation stochastique de traînée d'ondes de gravité sous maille, [Cosentino et al. \(2017\)](#) utilisent un jet équatorial idéalisé sous forme Gaussienne dans la version bidimensionnelle (selon la latitude et la pression) du GCM EPIC pour forcer la région équatoriale de Jupiter. Ce modèle est ainsi capable de reproduire une oscillation équatoriale dans la stratosphère de Jupiter, dépendante de l'intensité de la traînée des ondes de gravité mais également de la largeur du jet équatorial zonal initial ([Cosentino et al., 2020](#)).

Enfin, le développement des outils informatiques, notamment de calculateurs de plus en plus puissants, a ouvert la voie de la haute résolution, et a permis d'obtenir des simulations globales plus détaillées et représentant davantage de phénomènes. L'utilisation d'un GCM idéalisé à haute résolution horizontale, mais surtout verticale, appliqué aux atmosphères des naines brunes et des planètes type Jupiter ou Saturne par [Showman et al. \(2019\)](#) a montré la formation d'une oscillation équatoriale (figure II.3). Cette dernière était en effet forcée par des ondes d'échelle planétaire – telles que les ondes de Rossby, de Kelvin, d'inertie-gravité,... – mais nécessitait un forçage d'ondes de gravité sous-maille prescrit et régulier pour exister.

Bien que la performance des modèles 3D et les ressources de calculs ont été démultipliés au cours du temps, aucun des travaux présentés jusqu'alors n'a été en mesure de modéliser une oscillation équatoriale et une circulation inter-hémisphérique saisonnière en même temps, dans la même simulation. De ce fait, aucun travail de modélisation n'a permis de déterminer clairement l'origine de la période semi-annuelle de l'oscillation équatoriale de Saturne, sa possible inter-connexion avec une circulation inter-hémisphérique saisonnière et ainsi démontrer que cette oscillation s'approchait plus ou moins d'une "Semi-Annual Oscillation" ou d'une "Quasi-Biennial Oscillation" terrestre.

L’objectif de la construction d’un GCM de géantes gazeuses, et particulièrement de Saturne dans le cadre de cette thèse, est de comprendre processus par processus les interactions dynamiques des différentes échelles à l’origine des célèbres phénomènes que sont l’oscillation équatoriale, la stabilité du jet hexagonal du pôle nord et l’accumulation de chaleur et de composés chimiques sous l’ombre des anneaux. Pour ce faire, le groupe *Géantes* du *Laboratoire de Météorologie Dynamique* souhaite une utilisation transverse de la modélisation par rapport aux travaux menés jusqu’à présent. L’idée de ce projet de recherche n’est pas de prescrire un forçage trop artificiel pour obtenir, par exemple, une oscillation équatoriale, mais plutôt de suffisamment résoudre les ondes d’échelle planétaire et les tourbillons émergeant des instabilités baroclines dont le rôle dans le forçage de la “Quasi-Biennial Oscillation” ou de la “Semi-Annual Oscillation” terrestre est parfaitement établi. Mon travail sera ainsi une étude d’interprétations des interactions de petites à grandes échelles à l’origine des phénomènes potentiellement obtenus. Dans l’éventualité d’un échec de reproduction de l’oscillation équatoriale, par exemple, cette démarche permettra d’identifier les possibles sources énergétiques et/ou turbulentes manquantes au GCM, et de les inclure de façon plus naturelle dans le modèle.

Nous ne souhaitons pas reproduire à tout prix les observations, mais plutôt de comprendre la physique intrinsèque de la dynamique stratosphérique de Saturne par une modélisation GCM.

II.2 Vers un Modèle de Climat Global pour une planète géante

II.2.1 Qu’est-ce qu’un Modèle de Climat Global ?

Un Modèle de Climat Global (GCM) est un ensemble d’une multitude de sous-programmes permettant de calculer l’évolution temporelle de différentes variables d’état – telles que la température, la vitesse du vent, etc. – qui contrôlent ou décrivent la météorologie et le climat d’une planète.

À partir d’un état initial donné, le modèle calcule l’évolution des variables physiques, pas de temps par pas de temps. Il s’agit d’une intégration temporelle de la variable à chaque instant, afin de déterminer sa valeur en chaque point de l’atmosphère et ses tendances d’évolution au cours d’un intervalle de temps. À la fin du pas de temps d’intégration, la valeur finale de la variable à partir de sa valeur initiale et de ses tendances sont obtenues et permettent d’évaluer les variations des conditions climatiques ou météorologiques de l’atmosphère modélisée.

En pratique, le modèle est scindé en deux parties.

- Le **cœur dynamique** contient la résolution numérique des équations générales de circulation atmosphérique projetées sur la sphère planétaire et transporte les éventuels traceurs ; il s’agit d’une modélisation commune à toutes les planètes possédant une atmosphère.
- La seconde partie, nommée partie **physique**, contient un assortiment de *paramétrisations* qui permettent la résolution des phénomènes physiques spécifiques – les mouvements turbulents, les nuages, le forçage radiatif, etc. –, et sous-maille de la planète étudiée. Chaque paramétrisation est associée à un processus particulier dont on calcule l’influence sur les valeurs moyennes des variables d’état. Le développement de ces paramétrisations s’appuie souvent sur les résultats de modèles de plus fine échelle capables de résoudre explicitement le phénomène étudié et d’en comprendre plus clairement le fonctionnement et l’effet à plus grande échelle.

Cette séparation se justifie par le fait que les mouvements de l’atmosphère à grande échelle sont principalement bidimensionnels, ce qui implique une différence d’échelle spatiale entre la circulation générale et les processus régionaux d’échelle sous-maille. Le concept qui en découle est celui d’une atmosphère constituée d’un ensemble de colonnes atmosphériques, où les échanges verticaux ont lieu sur des échelles bien inférieures à la circulation générale. Chacune de ces colonnes atmosphériques est discrétisée selon la verticale et s’assimile finalement à un empilement de fines couches atmosphériques, dont l’extension verticale (de l’ordre de la dizaine de mètre au kilomètre) correspond à une infime portion de l’échelle horizontale choisie pour le **cœur dynamique**.

Cette distinction entre l’échelle globale et l’échelle régionale dans le GCM est directement liée à une logique de modélisation. En effet, la **physique** peut être utilisée seule, sans le **cœur dynamique**, pour calculer uniquement les effets des processus sous l’échelle de la maille et est particulièrement adaptée à des études de bilans thermiques radiatifs et de sensibilité habituellement réalisées en amont des simulations tri-dimensionnelles.

Ainsi les variables d'état du modèle, comme le vent, la température et la pression, sont calculées en tout point de la grille de discrétisation horizontale et verticale de l'atmosphère. De ce fait, chaque grandeur représente une valeur moyenne au sein de chaque maille.

Cœur dynamique

Je choisis de m'attarder un instant sur le fonctionnement d'un **cœur dynamique**, dont les principes et hypothèses sont communs à presque tous les GCM.

Dans cette partie du modèle, l'évolution du fluide atmosphérique est décrit par un système d'équations à 6 inconnues (u, v, w, T, p, ρ) avec $(u, v, w) = \vec{v}$ les composantes zonale, méridienne et verticale de la vitesse du vent (en m s^{-1}), T la température (en K), p la pression (en Pa) et ρ la masse volumique (en kg m^{-3}).

En supposant l'atmosphère comme un gaz parfait, l'équation d'état est introduite ainsi :

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

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

La conservation de la masse au sein de la parcelle de fluide en mouvement est décrite ci-après grâce à l'équation de continuité :

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

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 :

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) T = Q + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) p \quad (\text{II.3})$$

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

Afin de distinguer les transferts thermiques diabatiques et adiabatiques résultants des mouvements de l'atmosphère, la température potentielle θ (en K) est introduite :

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R^*}{c_p}} \quad (\text{II.4})$$

où p_0 est une pression de référence ($p_0 = 1$ bar pour la Terre). Celle-ci représente une quantité conservée au cours des transformations adiabatiques, dont elle constitue le traceur dynamique.

En introduisant cette nouvelle grandeur dans l'équation thermodynamique (II.3) :

$$\frac{c_p}{\theta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \theta \right) = \frac{Q}{T} \quad (\text{II.5})$$

il est possible de caractériser les transports de chaleur diabatiques et adiabatiques.

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

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} + \vec{F} \quad (\text{II.6})$$

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

En considérant la planète comme une sphère à géoïde sphérique, les équations de Navier-Stokes sont transformées en équation d'Euler pour un fluide compressible :

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

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

$$\frac{\partial w}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})w + 2u\Omega \cos \phi - \frac{u^2 + v^2}{r} + g \frac{a^2}{r^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (\text{II.7c})$$

où a est le rayon planétaire (m) et g est la pesanteur de surface (en m s^{-2}).

Pour permettre une résolution numérique plus aisée, un certain nombre d'approximations sont appliquées aux équations d'Euler :

- *L'approximation de couche mince* permet de négliger l'altitude r à laquelle se trouve la parcelle d'air considérée. Cette approximation est étayée sur le fait que plus de 99% de la masse atmosphérique terrestre est concentrée sur une épaisseur de fluide d'environ 50 km, qui correspond à l'altitude de la stratopause. Sachant que le rayon terrestre a est de l'ordre de 6 400 km, la majorité de l'atmosphère se retrouve dans une coquille d'épaisseur de moins de 1 % de rayon de la planète. Cela amène ainsi à fixer $r = a$. Ainsi, les variations selon la verticale ne prennent en considération que les variations selon l'altitude z et permettent de remplacer $\frac{\partial}{\partial r}$ par $\frac{\partial}{\partial z}$. De plus, les mouvements atmosphériques de grande échelle sont donc principalement horizontaux, et induisent un rapport d'aspect entre l'échelle verticale H et l'échelle horizontale L respectant $H/L \ll 1$, il est découle donc $W/U \ll 1$ où U est l'échelle de vitesse horizontale et W l'échelle de vitesse verticale. Ce calcul d'échelle permet de négliger les termes de géométrie $\frac{uw}{r}$ et $\frac{vw}{r}$ par rapport aux termes facteurs de $\frac{u^2}{r}$ et $\frac{uv}{r}$ dans les équations du mouvement horizontal II.7a et II.7b.
- *L'approximation traditionnelle* consiste à négliger les couplages entre composantes horizontale et verticale de la force de Coriolis. Cette simplification repose également sur le principe de mouvements atmosphériques majoritairement horizontaux, et revient à considérer que chaque parcelle de fluide tourne autour d'un axe localement vertical. De ce fait, le terme de Coriolis $2w\Omega \cos \phi$ de l'équation II.7a et le terme $2u\Omega \cos \phi$ de l'équation II.7c sont retirés de l'équation du mouvement. Ainsi, l'accélération de Coriolis se réduit à $f\hat{k} \wedge \vec{v}$ où $f = 2\Omega \sin \phi$ est le paramètre de Coriolis et \hat{k} est le vecteur unitaire selon la verticale. Enfin, le concept d'axe localement vertical autour duquel les parcelles de fluide se mettent en mouvement libère l'effet de la géométrie de la sphère sur le mouvement vertical. Le terme $\frac{u^2+v^2}{r}$ est également abandonné.
- *L'approximation hydrostatique* traduit que l'accélération verticale $\left(\frac{\partial w}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})w \right)$ est résiduelle en conséquence des faibles mouvements verticaux qui s'opèrent dans l'atmosphère. L'équation II.7c se résout donc à l'équilibre hydrostatique. Cette approximation est particulièrement valable pour des modèles représentant la circulation de grande échelle mais présente de forts désaccords lorsque des phénomènes à de plus petites échelles seront abordés.

Afin de conserver le moment cinétique dans le modèle, *l'approximation de couche mince et l'approximation traditionnelle* sont insécables et doivent être appliquées ou écartées conjointement.

Appliquées simultanément, ces trois approximations permettent d'obtenir les *équations primitives hydrostatiques* de la météorologie (II.8). Associés à l'équation d'état (II.1), la conservation de la masse (II.2) et la principe de la thermodynamique (II.5), les *équations primitives hydrostatiques* constituent le fondement de la résolution numérique d'une grande majorité des modèles d'atmosphères planétaires.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})u - \left(2\Omega + \frac{u}{a \cos \phi}\right) v \sin \phi + \frac{1}{\rho a \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} = 0 \quad (\text{II.8a})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})v + \left(2\Omega + \frac{u}{a \cos \phi}\right) u \sin \phi + \frac{1}{\rho a} \frac{\partial p}{\partial \phi} = 0 \quad (\text{II.8b})$$

$$g + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.8c})$$

La résolution des équations du mouvement est par ailleurs modifiée par toutes les tendances de vents, de température et de quantité de traceurs fournies par les paramétrisations de la partie **physique**. Pour que l'évolution du climat de la planète considérée soit représentative par rapport aux observations, un certain nombre de paramétrisations sont indispensables dans la modélisation du climat de n'importe quelle planète, notamment :

- une paramétrisation du **transfert radiatif** : Le premier acteur des circulations atmosphériques est le chauffage non-uniforme de l'atmosphère à travers une absorption du rayonnement solaire très différente d'une région à l'autre. La circulation de grande échelle dépend presque exclusivement de la structure thermique de l'atmosphère, qui résulte de la façon dont est absorbée, ré-émise et redistribuée l'énergie. Sur Terre, les variations saisonnières et inter-hémisphériques du chauffage de l'atmosphère sont responsables des phénomènes caractéristiques de la circulation générale, tels que les cellules de Hadley, la circulation de Brewer-Dobson, les alizés, le jet circumpolaire, etc. Il est donc essentiel de correctement représenter le transfert radiatif de l'atmosphère que l'on considère, point clé de la mise en mouvement de l'air.
- une paramétrisation du **mélange vertical** : Au cours du temps, l'atmosphère subit des forces de friction au contact d'une surface solide (dans le cas d'une planète tellurique) ou de densité élevée (pour les planètes gazeuses), qui se traduisent par des mouvements de **diffusion turbulente** permettant les échanges d'énergie et de quantité de mouvement entre les différentes couches atmosphériques. De plus, le chauffage localisé de certaines régions de l'atmosphère peuvent déclencher des mouvements de **convection**. Ces deux processus s'effectuent sous l'échelle de la maille du GCM, mais influencent cependant la dynamique globale de l'atmosphère par des transports sur la verticale. Il est ainsi impératif de correctement les représenter par le biais des paramétrisations.

II.2.2 Quels sont les défis numériques à relever ?

La construction d'un Modèle de Climat Global pour n'importe quelle planète est un défi numérique de par la multitude de phénomènes à représenter, la large gamme d'échelles horizontales et verticales sur lesquelles ces-dits phénomènes se produisent et, de fait, la fine discrétisation tri-dimensionnelle nécessaire pour correctement les résoudre. Ce corollaire est encore plus vrai lorsque l'on s'intéresse à des planètes de la taille de Saturne et Jupiter.

Une grande part de la réussite d'une simulation GCM repose sur la résolution horizontale choisie, à laquelle s'ajoute ensuite la résolution verticale et enfin sur la robustesse des paramétrisations physiques telles qu'un transfert radiatif adéquat à l'atmosphère considérée ou la convection humide.

La résolution horizontale Définir dans un premier temps une résolution horizontale appropriée à l'atmosphère que l'on souhaite modéliser doit permettre de résoudre les perturbations (tourbillons, que l'on appellera parfois *eddies*, et les ondes) qui alimentent les jets, notamment par instabilité barocline. Il est crucial de représenter correctement ces *eddies* sur l'ensemble des échelles composantes de la cascade d'énergie inverse donnant naissance aux jets.

Pour que l'interprétation des résultats repose uniquement sur des principes physiques ou thermodynamique, il est fondamental que ces *eddies* soient issus de la résolution des processus physiques calculés par le modèle et non issus d'instabilités numériques provenant d'un maillage trop grossier. En d'autres termes, comme la largeur des jets dépend de l'intensité en vitesse des perturbations de l'écoulement moyen, il est nécessaire que la résolution horizontale choisie soit au minimum égale à l'échelle de Rhines³.

Mais avant de se tourner vers des études hydrodynamiques aussi poussées, il est possible de déterminer par un calcul très simple la résolution horizontale minimale adéquate à l'atmosphère planétaire considérée. La détermination de la résolution horizontale minimale est donnée par le rayon de déformation de Rossby L_D de la planète, défini tel que :

$$L_D = \frac{\sqrt{gh}}{f} \quad (\text{II.9})$$

où g est l'accélération de la pesanteur, h l'épaisseur du fluide atmosphérique et f le paramètre de Coriolis. Le rayon de déformation de Rossby est une grandeur adimensionnée qui désigne la longueur caractéristique à partir de laquelle l'effet de la rotation planétaire sur le mouvement d'une parcelle de fluide devient aussi important que ceux de la flottabilité et des ondes de gravité.

Le calcul du rayon de déformation de Rossby appliqué à l'atmosphère de Saturne donne une valeur $L_D = 1\ 500$ km à 45° de latitude, très similaire à celui correspondant à la Terre. Présentant un rayon planétaire près de 10 fois supérieur au rayon terrestre, la résolution horizontale minimale pour représenter correctement l'atmosphère de Saturne est de $1/2^\circ$ en longitude et latitude, en considérant trois points de grille horizontale nécessaires à la résolution de L_D . Pour l'atmosphère terrestre, cette résolution minimale est de l'ordre de 5° pour les mêmes conditions de résolution du rayon de déformation de Rossby. Il existe donc un facteur 100 entre l'aire des mailles pour la Terre et celle adaptée à Saturne, ce même facteur se retrouve dans le nombre de points de grille horizontale et également dans le temps de calcul et les ressources numériques nécessaires à l'exécution d'un GCM de Saturne.

La résolution verticale Dans un second temps, les observations de température et de composés chimiques dans l'atmosphère de Saturne semblent prédire des dynamiques de grandes échelles similaires à celles de la Terre, telles que l'oscillation équatoriale et une circulation inter-hémisphérique saisonnière. Ces deux phénomènes climatiques sont étudiés depuis des décennies pour l'atmosphère terrestre, et résultent d'interactions de petites et grandes échelles entre la troposphère et la stratosphère.

Afin de capturer l'ensemble des interactions, la longue histoire de la modélisation de l'atmosphère terrestre a montré la nécessité d'une extension verticale importante et, surtout, d'une fine résolution verticale. Une planète géante gazeuse représente une couche atmosphérique de plusieurs décades de pression, avec une inter-connexion entre chacune des couches atmosphériques, par exemple, les processus physiques de l'atmosphère profonde⁴ des géantes gazeuses peuvent influencer la couche météorologique⁵. Dans l'objectif de modéliser l'ensemble de l'atmosphère (profonde et la couche météorologique) de Saturne, il serait nécessaire de configurer une extension verticale qui outre-passerait les prérogatives de l'approximation de couche mince. En revanche, un modèle météorologique de géante gazeuse telle que Saturne imposerait une limitation verticale conséquente sur la couche atmosphérique. Les processus de l'atmosphère profonde ne pourraient être résolus dans un modèle météorologique, tenir compte de l'effet de ces processus sur la couche météorologique nécessite donc un forçage et des conditions limites en bas du domaine à modéliser.

3. **Échelle de Rhines** : en mécanique des fluides, échelle caractéristique d'une planète montrant la limite d'un régime dynamique à un autre dans la cascade d'énergie inverse.

4. **Atmosphère profonde** : couche située à des pressions supérieures à 30 bars, purement convective contrôlée par la chaleur interne, sujette à de la convection profonde et dont la limite basse est la rotation solide.

5. **Couche météorologique** : couche très mince résultant d'un équilibre radiatif-convectif et des changements d'état dans les nuages, typiquement la haute troposphère (à partir de 20 bars) et la stratosphère. Elle est largement découplée de l'atmosphère profonde par une couche intermédiaire stable qui permet le transfert du flux de chaleur convectif jusque la couche météorologique.

Le transfert radiatif Enfin, l’atmosphère de Saturne, comme celle de Jupiter, est une atmosphère froide avec des temps radiatifs longs, une forte sensibilité aux propriétés des aérosols et des réactions photochimiques complexes. Par conséquent, cela présente l’avantage de négliger l’influence du cycle diurne de Saturne mais impose une temporalité longue des simulations de l’atmosphère de Saturne, autour de 10 ans Saturne (300 ans terrestres) pour atteindre un régime radiatif permanent et équilibré.

De plus, à cause de sa complexité et du temps de calcul onéreux qu’une résolution exhaustive impliquerait, peu de modèles radiatifs ou de climat global représentent complètement et physiquement le transfert radiatif des géantes gazeuses. Afin de limiter la dépense d’heures CPU sans faillir à modéliser efficacement l’atmosphère saturnienne, il est donc nécessaire de construire une résolution du transfert radiatif adaptée à de telles atmosphères.

II.3 Le Modèle de Climat Global DYNAMICO-Saturn

II.3.1 Le cœur dynamique DYNAMICO

Pour construire un GCM de haute résolution numériquement stable pour une planète aussi imposante que Saturne, le groupe *Géantes* a eu recours à un nouveau cœur dynamique nommée DYNAMICO (Dubos et al., 2015). Il s’agit d’un cœur dynamique possédant, non pas une grille horizontale en longitude-latitude comme les GCM les plus répandus, mais une grille icosaédrique à mailles hexagonales, elles-mêmes subdivisées par des mailles triangulaires permettant une couverture quasi-uniforme de points sur l’ensemble de la sphère (il existe une dualité entre la grille hexagonale et la grille triangulaire voir figure II.4(a), Sadourny et al. (1968)).

D’abord développée pour la modélisation du climat terrestre dans les années 70, notamment parce que la régularité de la discrétisation horizontale permet de se soustraire des filtrages spectraux aux pôles et ainsi de diminuer le temps de communication entre les processeurs gérant les mailles polaires, l’utilisation d’une telle grille pour un GCM s’est popularisée avec l’arrivée des super-calculateurs et les modèles massivement parallèles.

Comme n’importe quel cœur dynamique résolvant les *équations primitives hydrostatiques* (équations II.8) régissant les mouvements de l’atmosphère, les champs géophysiques sont calculés en valeurs moyennes pour chacune des mailles de la grille hexagonale et sont discrétisés en volume fini de manière à assurer la conservation de la masse au cours de la simulation. Néanmoins, contrairement aux grilles longitude-latitude où l’ensemble des grandeurs géophysiques est évalué pour le centre de la maille, il est possible de définir trois groupes de points de calcul auxquels sont associés les grandeurs physiques en fonction de leur nature mathématique (figure II.4(b)) :

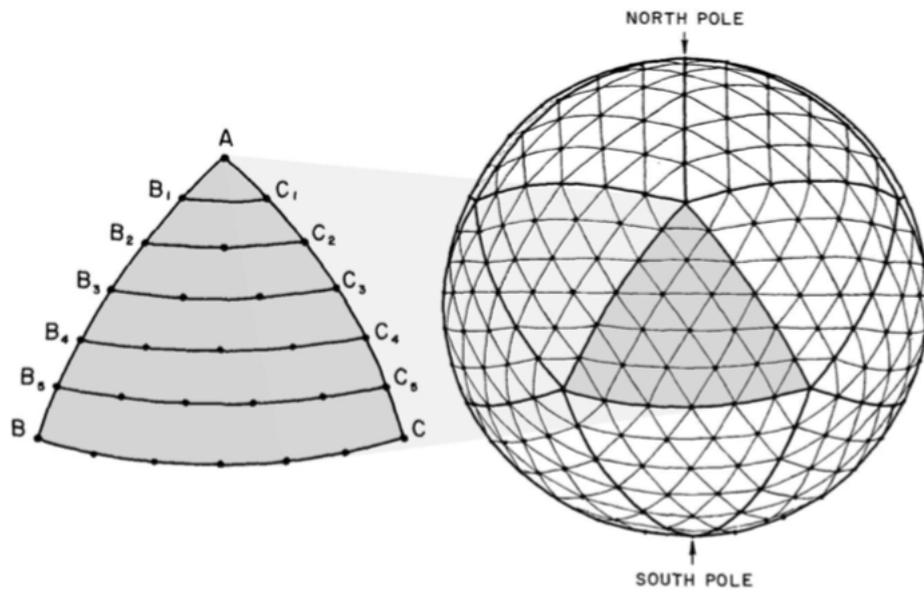
- **les centres de mailles** i où sont calculés les fonctions scalaires et les densités, telles que la température potentielle Θ_i exprimée par flux de masse
- **les sommets de mailles** v où sont calculés les champs géophysiques résultants d’un opérateur rotationnel, comme la vorticité potentielle q_v également exprimé par flux de masse.
- **le centres des arêtes** e où sont calculés les gradients et les champs vectoriels, à l’instar du vecteur vitesse U_e , avec une composante normale et une composante tangentielle.

Les opérateurs gradient, divergence et rotationnel sont discrétisés suivant les relations ci-après :

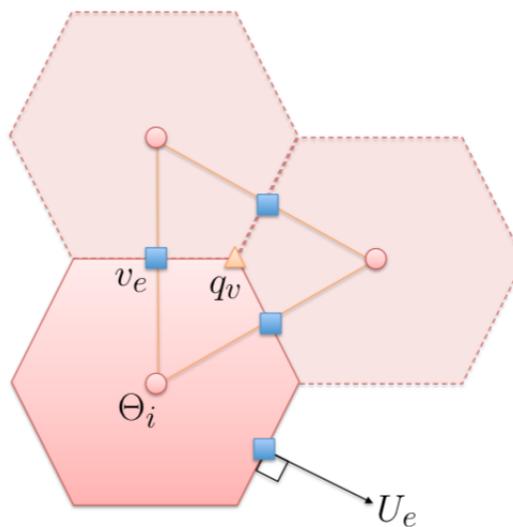
$$\begin{aligned}\partial_e \Theta &= - \sum_{i \in C_e} n_{ei} \Theta_i \\ \partial_i U &= \sum_{e \in E_i} n_{ei} U_e \\ \partial_v v &= \sum_{e \in E_v} t_{ev} v_e\end{aligned}$$

où C_e représente deux centres de maille séparés par une arête e , E_i est l’ensemble des six point-milieux des arêtes autour du point i et E_v l’ensemble des points e adjacents au sommet de maille v . Et n_{ei} et t_{ev} sont des coefficients dont la valeur ± 1 est déterminée par la direction de U_e et v_e .

Enfin, la direction verticale est discrétisée selon des *niveaux sigma*. Ce sont des niveaux de pression déterminés par le rapport p/p_0 où p_0 est la pression de référence en bas du modèle. Ainsi, la pression



(a) Source : Sadourny et al. (1968)



(b) Source : Dubos et al. (2015)

FIGURE II.4 – Représentation de la grille horizontale icosaèdre de DYNAMICO (II.4(a)) et schématisation des localisations de calcul des grandeurs géophysiques (II.4(b))

au sein d'une couche d'atmosphère varie horizontalement, d'une colonne atmosphérique à une autre, car la pression de la couche d'atmosphère est définie en fonction de la masse d'air contenue dans la colonne correspondante.

Comme pour la modélisation du climat terrestre, les *approximations traditionnelle, de couche mince et hydrostatique* ont également été appliquées pour Saturne. Au regard de l'épaisseur de l'atmosphère saturnienne, le lecteur pourrait se poser la question de la validité de l'*approximation de couche mince*. Dans le cadre de notre projet de modélisation des géantes gazeuses, dont fait partie la présente thèse, seule la couche météorologique de Saturne et Jupiter seront abordées par la modélisation GCM. Dans ces conditions, puisque la couche atmosphérique considérée possède une accélération gravitationnelle g constante où la force de Coriolis est purement horizontale sur l'ensemble de la planète, il est pertinent de conserver les mêmes simplifications que le modèle terrestre.

De surcroît, l'atmosphère de Saturne est supposée se comporter comme un gaz parfait, quelles que soient les conditions de température et de pression considérées. Néanmoins, la petite portion d'atmosphère modélisée impose des conditions à la limite basse du modèle pour émuler l'influence des couches inférieures de l'atmosphère de Saturne. Pour ce faire, un flux de chaleur interne ainsi qu'une force de traînée de type Rayleigh (Liu and Schneider, 2010) sont appliqués en bas du modèle. Ces paramètres permettent de contraindre le calcul de transfert radiatif en considérant les processus thermiques des couches inférieures pour le premier et de reproduire une traînée résultante des forces de Lorenz agissant sur les courants-jets qui s'étendent possiblement jusqu'aux profondeurs de Saturne (Liu et al., 2008; Galanti et al., 2019) pour la seconde.

Les équations d'état et du mouvement sont sous forme de différences finies discrètes, ce qui conserve l'énergie aux erreurs de troncatures ou d'arrondis près. L'intégration temporelle s'effectue de façon explicite, par la méthode Runge-Kutta 4, précise jusqu'au second ordre pour les équations différentielles. Finalement, les *équations primitives hydrostatiques* sont implémentées dans le formalisme hamiltonien, basé sur un invariant en énergie contrairement à la formulation "classique" qui est basée sur l'invariant en impulsion (Dubos et al., 2015). Par ailleurs, le moment cinétique n'est pas parfaitement conservé au cours du temps, ce qui pourrait perturber la circulation générale principalement lorsque le bruit numérique n'est pas dissipée et peut prendre le contrôle de l'écoulement moyen par l'émergence de turbulence et perturbations artificielles (Lebonnois et al., 2012). DYNAMICO s'approche tout de même de la conservation du moment cinétique de l'ordre du pourcent (Spiga et al., 2020), ce qui permet d'être confiant dans les résultats des premières simulations troposphériques, dont je résumerai les principaux résultats en section II.4 et des simulations stratosphériques qui feront l'objet de cette thèse.

II.3.2 Un modèle de transfert radiatif adapté

Dans la plupart des GCM, les flux radiatifs montants et descendants impliqués dans le transfert radiatif d'une atmosphère planétaire sont calculés à chaque pas de temps et sur chaque maille de la grille horizontale. Appliquer cette même méthode à un GCM pour Saturne représenterait un coup de calcul impressionnant au regard de la résolution horizontale élevée nécessaire à l'émergence des *eddies* (voir section II.2.2). Pour pallier cette contrainte, il est indispensable de recourir à une paramétrisation du transfert radiatif en identifiant les termes dominants dans le bilan radiatif et/ou à variation rapide avec la température et les termes qui sont peu impliqués dans ce bilan, pouvant ainsi être calculés moins fréquemment.

Guerlet et al. (2014) ont par conséquent adapté un modèle radiatif-convectif flexible (Wordsworth et al., 2010), pouvant être utilisé seul en version 1-D – pour conduire des études de sensibilité et s'intéresser à la réponse de l'atmosphère de Saturne aux forçages radiatifs saisonniers – mais pouvant être adapté à un GCM également. Cette section s'attarde donc à décrire ce nouveau modèle radiatif-convectif adapté à la haute troposphère et la stratosphère de Saturne.

Le modèle permet de calculer les échanges radiatifs résultants de l'insolation et de l'émission thermique infrarouge de l'atmosphère saturnienne. En appliquant l'approximation à deux flux pour résoudre les équations du transfert radiatif, ce modèle prend également en compte la diffusion multiple (Toon et al., 1989) ainsi que la diffusion de Rayleigh (Hansen and Travis, 1974). Les opacités due au CH_4 , C_2H_6 et C_2H_2 , l'absorption induite par collision par $\text{H}_2\text{-H}_2$ et $\text{H}_2\text{-He}$ ainsi que deux couches

d'aérosols sont comprises dans ce modèle. Le rapport de mélange volumique du méthane est fixé à $4,5 \times 10^{-3}$ sous le niveau de pression de 1 bar (Flasar et al., 2005) et diminue avec l'altitude pour émuler la photochimie et la diffusion moléculaire, comme Moses et al. (2000). Les profils verticaux d'abondance de C_2H_6 et C_2H_2 sont une moyenne des profils observés par Cassini/CIRS entre $40^\circ N$ et $40^\circ S$ en 2005 (Guerlet et al., 2009). Les fractions d'hydrogène et d'hélium fixées ici s'appuient sur l'analyse des mesures *Voyager* par Conrath and Gautier (2000), et s'élèvent respectivement à 0,86 et 0,1355. La capacité thermique du mélange H_2/He est choisie à $11\,500\text{ J kg}^{-1}\text{ K}^{-1}$, correspondant à la valeur pour une pression de 1 bar à 130 K, conditions atmosphériques pour lesquelles le rapport hydrogène ortho/para est proche de sa valeur d'équilibre à haute température. Cette approximation est valable au-dessus de la limite radiative-convective.

De plus, la présence d'aérosols se justifie par le fait qu'ils influent sur la profondeur de pénétration du flux solaire et les niveaux de pression où la chaleur est absorbée. Guerlet et al. (2014) ont de ce fait considéré des aérosols sphériques dont les caractéristiques sont indépendantes de la latitude et de la saison, qui se répartissent en :

- une couche d'aérosols stratosphériques, optiquement mince, dont les particules ont un rayon de $0,1\ \mu\text{m}$ et une opacité de $\tau=0,1$
- une couche d'aérosols troposphériques, optiquement épaisse, dont les particules ont un rayon de $2\ \mu\text{m}$ et une opacité de $\tau=8$

La détermination de ces paramètres résulte des nombreuses contraintes dans les observations – à partir des images du Hubble Space Telescope (Karkoschka and Tomasko, 1993; Muñoz et al., 2004; Karkoschka and Tomasko, 2005; Pérez-Hoyos et al., 2005) et plus récemment à l'aide du Cassini Imaging Science Subsystem (Roman et al., 2013) – et également d'études de sensibilité au scénario d'aérosols.

À partir de cette composition, il est possible de déterminer la transmission et l'absorption moyennes du rayonnement au sein de l'atmosphère pour des longueurs d'onde comprises entre $0,2\ \mu\text{m}$ et 1 mm. Afin d'économiser du temps de calcul, Guerlet et al. (2014) ont choisi d'appliquer à l'atmosphère de Saturne le modèle de *k-distribution* pour calculer les opacités gazeuses de Wordsworth et al. (2010) et d'abandonner les calculs raie-par-raie plus classiques. En effet, les coefficients d'absorption varient rapidement avec la longueur d'onde. Si l'estimation de ces coefficients est maintenue à une méthode raie-par-raie, à chaque point de maille, cela impliquera un temps de calcul conséquent, d'autant que chaque coefficient doit être évalué pour plusieurs valeurs de pression et de température pour correspondre à l'ensemble des conditions météorologiques de l'atmosphère de Saturne.

Dans cette approche, le modèle radiatif-convectif comme le GCM seraient en surconsommation pour des simulations de plusieurs années de Saturne, années requises pour le temps d'équilibrage de la température dû aux temps radiatif longs de l'atmosphère (section II.2.2). En revanche, un modèle de *k-distribution* repose sur une méthode de calcul de l'absorption et de la transmission appelée *correlated-k approximation*. Cette méthode consiste à calculer la fonction de densité de probabilité de l'absorption sur un intervalle de longueurs d'onde $\Delta\lambda$. Ainsi, en effectuant un changement d'espace, l'intégration du spectre ne se fait plus dans l'espace des longueurs d'onde (ou éventuellement des nombres d'ondes) mais dans l'espace des fonctions de densité de probabilité de chaque raie d'absorption. L'intégrale s'effectue donc sur une fonction continue, pour quelques points qui représentent l'ensemble de la distribution cumulative de la force des raies. Cela constitue un gain de temps de calcul considérable, tout en conservant l'information de chacune des raies d'absorption, qu'elles soient fortes ou faibles.

De plus, les anneaux de Saturne sont optiquement épais et projettent une ombre très intense par sa taille et son assombrissement de l'atmosphère. De ce fait, le modèle radiatif-convectif comprend une détermination de la gamme de latitudes et longitudes sous l'ombre des anneaux qui bloquent le flux solaire entrant. Ainsi, comme chaque maille du GCM à venir sera traitée individuellement par la paramétrisation de transfert radiatif, le modèle vérifie pour chaque point P de la grille horizontale s'il se situe en-dessous de l'ombre des anneaux. En définissant O le centre de la planète et A l'intersection entre le rayon solaire incident et le plan équatorial, le point P se retrouve sous l'ombre d'un anneau de rayon interne R_{int} et de rayon externe R_{ext} si $R_{int} \leq OA \leq R_{ext}$ (figure II.5). La distance OA est calculée en considérant que les deux rayons solaires PA et OS, où S est le point subsolaire, sont colinéaires.

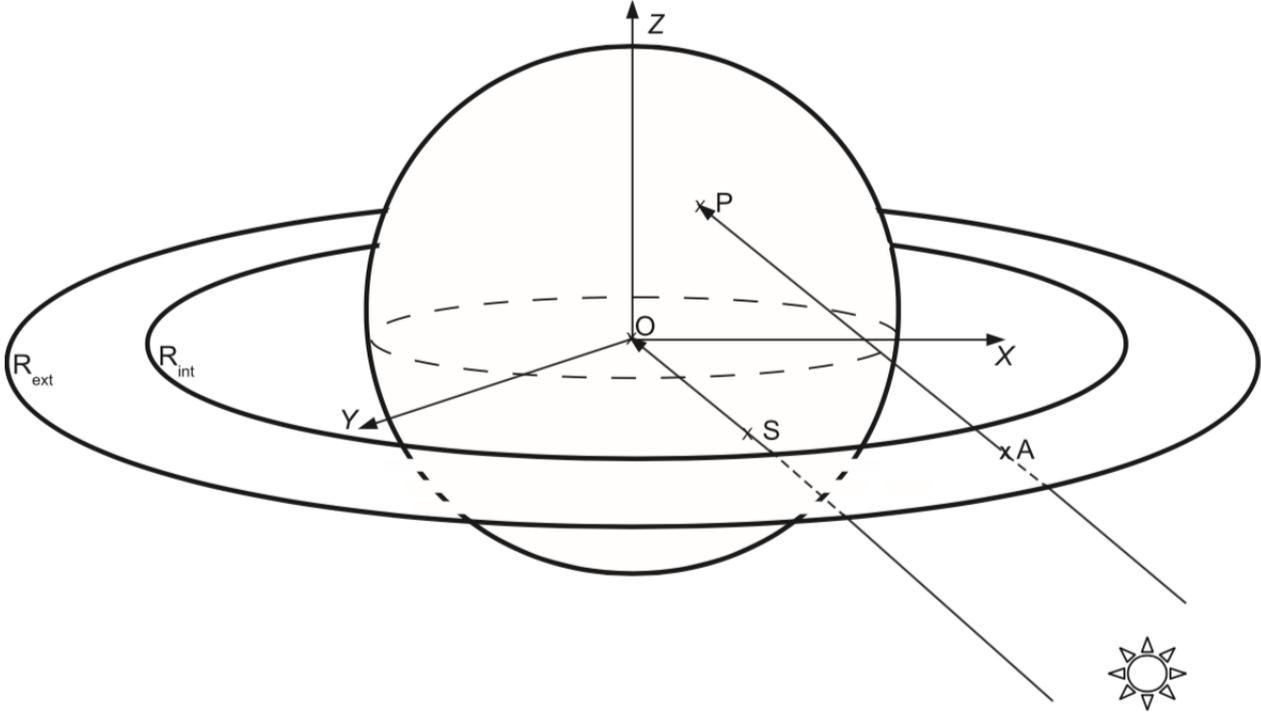


FIGURE II.5 – Représentation schématique de la géométrie de l'ombre des anneaux permettant de prendre en compte son effet dans le calcul du transfert radiatif.

Source : [Guerlet et al. \(2014\)](#)

On obtient ainsi :

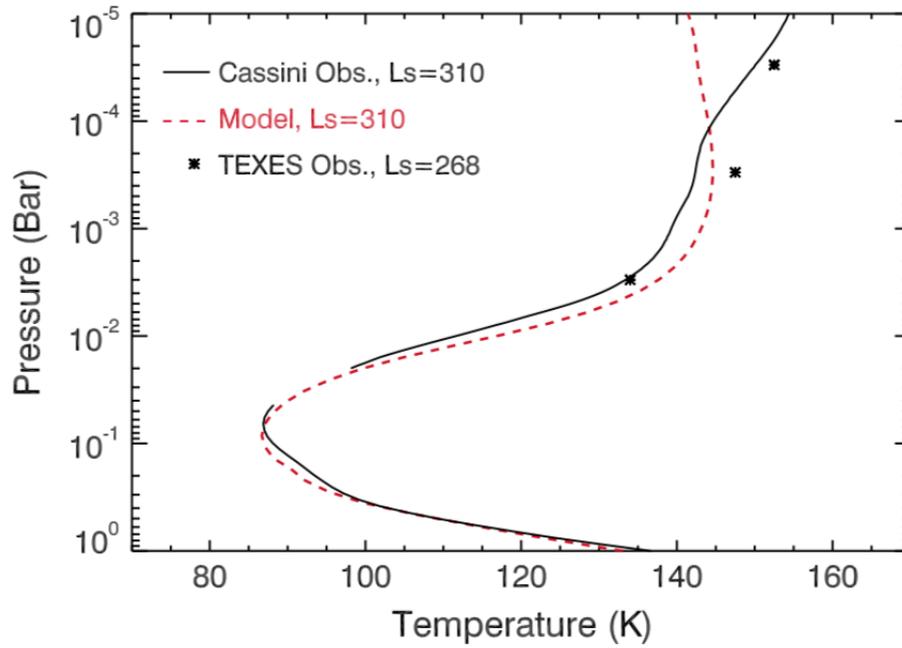
$$OA = \sqrt{\left(x - \frac{z}{z_s}x_s\right)^2 + \left(y - \frac{z}{z_s}y_s\right)^2} \quad (\text{II.10})$$

où (x, y, z) and (x_s, y_s, z_s) sont les coordonnées cartésiennes des points P et S respectivement. Pour que le point P soit sous l'ombre des anneaux, il doit être localisé dans l'hémisphère d'hiver ($\theta \times \theta_s < 0$ où θ et θ_s sont les latitudes planétocentriques des points P et S, respectivement) et sur la face éclairée de la planète. Dans ce cas, le flux solaire entrant au point de grille P est réduit suite à l'opacité des anneaux. Les opacités des anneaux A, B et C (et de la division Cassini) sont prises en compte avec les valeurs obtenues par les occultations Cassini/UVIS ([Colwell et al., 2010](#)).

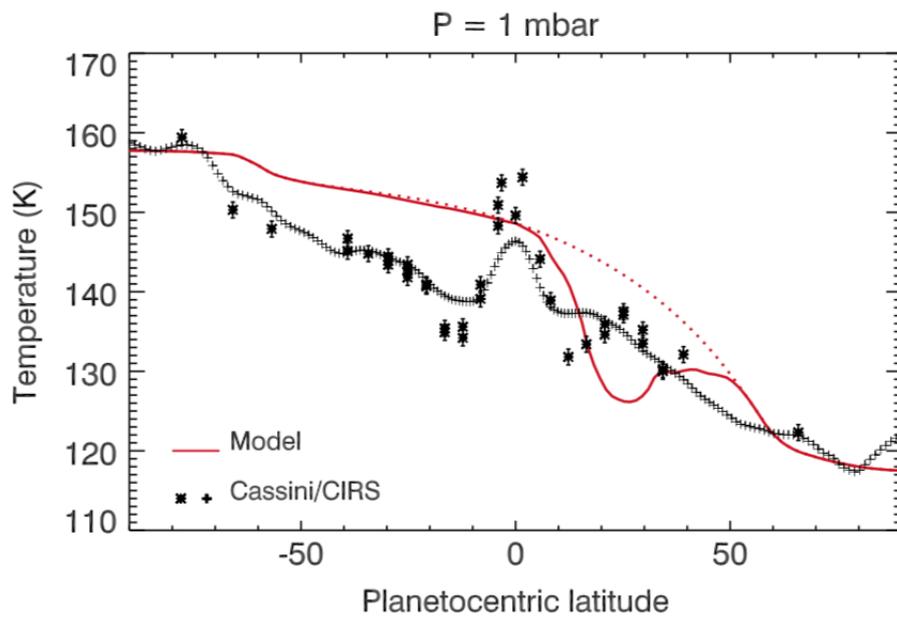
Enfin, l'équilibre radiatif-convectif est assuré en version 1-D par un schéma d'ajustement convectif qui relaxe le profil de température vers l'adiabatique ($\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{g}{c_p}$, avec g la gravité et c_p la capacité thermique spécifique) lorsque le profil de température présente une zone instable après les calculs radiatifs ([Hourdin et al., 1993](#)).

Après toutes ces considérations de processus physiques et tous ces développements numériques, le modèle radiatif-convectif de [Guerlet et al. \(2014\)](#) présente une structure thermique verticale et méridienne cohérente avec les observations Cassini/CIRS (figure II.6). Néanmoins, en s'intéressant à des régions plus confinées, quelques désaccords persistent.

Au dessus de 2 mbar, le profil de température modélisé est proche de l'isotherme alors que les observations montrent une augmentation de la température avec l'altitude en figure II.6(a). Les variations inter-hémisphériques dans la température avec l'altitude ne sont pas correctement représentées non plus. Alors que les observations prévoient une diminution de ces contrastes avec l'altitude, le modèle radiatif-convectif conserve une importante variabilité pour des pressions inférieures à 5 mbar, d'environ 25 à 28 K à $L_s = 300^\circ$. De plus, la prise en compte de l'effet radiatif de l'ombre des anneaux conduit le modèle à prédire un minimum local de 10 K à 1 mbar (par exemple) autour de 25°N . Ceci est en contradiction avec les observations, qui dépeignent un maximum local de température (figure II.6(b)). En fait, la variation méridienne observée dans les tropiques nord est plutôt équivalente aux



(a)



(b)

FIGURE II.6 – Structure verticale et méridienne de la représentation de la température stratosphérique dans le modèle radiatif-convectif de Saturne.

Source : [Guerlet et al. \(2014\)](#)

résultats du modèle radiatif-convectif sans l'effet des anneaux (pointillés rouge dans la figure II.6(b)).

Malgré un calcul des taux de chauffage et de refroidissement détaillé et spécifique à l'atmosphère de Saturne, le modèle développé par Guerlet et al. (2014) échoue à reproduire la totalité des particularités observées par la mission *Cassini-Huygens*. La conclusion est sans appel : les écarts observés par rapport à l'équilibre radiatif-convectif résultent très probablement des processus dynamiques (ondes, advection, tourbillons). Ce qui motive d'autant plus la création d'un GCM pour Saturne.

II.4 DYNAMICO-Saturn, les premières simulations : conclusions et limitations

Le développement en simultané d'un modèle de transfert radiatif adapté aux spécificités de l'atmosphère de Saturne (Guerlet et al., 2014) et d'un cœur dynamique numériquement stable et particulièrement approprié aux calculs massivement parallèle (Dubos et al., 2015) a donné naissance, après couplage, au premier GCM haute résolution de Saturne. Ce nouvel arrivant dans la famille des modèles de climat du *Laboratoire de Météorologie Dynamique* a dû faire ses preuves, et s'est d'abord concentré sur la troposphère et la basse stratosphère de Saturne.

En utilisant une résolution horizontale au $1/2^\circ$ de longitude/latitude, avec une extension verticale sur 32 niveaux de pression compris entre 3 bar et 1 mbar, Spiga et al. (2020) ont utilisé le GCM DYNAMICO-Saturn pour la première fois et ont eu l'occasion d'étudier la variabilité saisonnière de la température, la formation des jets en bande, la structure verticale du vent zonal à l'équateur et l'activité des ondes d'échelle planétaire.

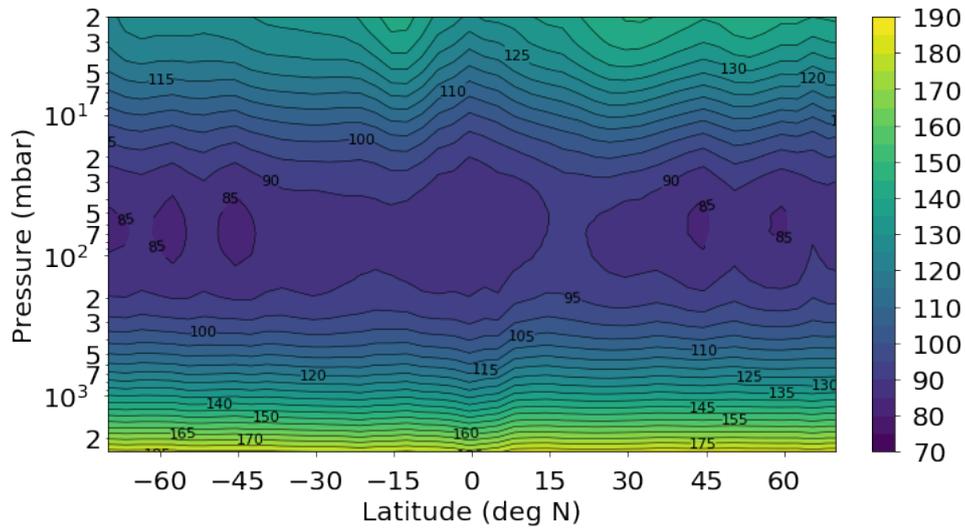
Une analyse du champ de température troposphérique modélisé par DYNAMICO-Saturn a montré une structure thermique méridienne et une variabilité saisonnière associée satisfaisantes par rapport aux observations de Cassini/CIRS sur l'ensemble de la planète (figure II.7).

Concernant le vent zonal moyen, le GCM est en mesure de produire des jets en bande sur l'ensemble des latitudes (figure II.8). Aux moyennes latitudes, le GCM reproduit de larges jets vers l'ouest et des jets vers l'est un peu plus fins en latitude. Le nombre, malgré un léger décalage en latitude, et l'intensité des jets sont conformes aux observations, bien que légèrement sous-estimés en vitesse. Mais le jet circumpolaire hexagonal qui semble stable d'après les observations n'est pas reproduit par DYNAMICO-Saturn.

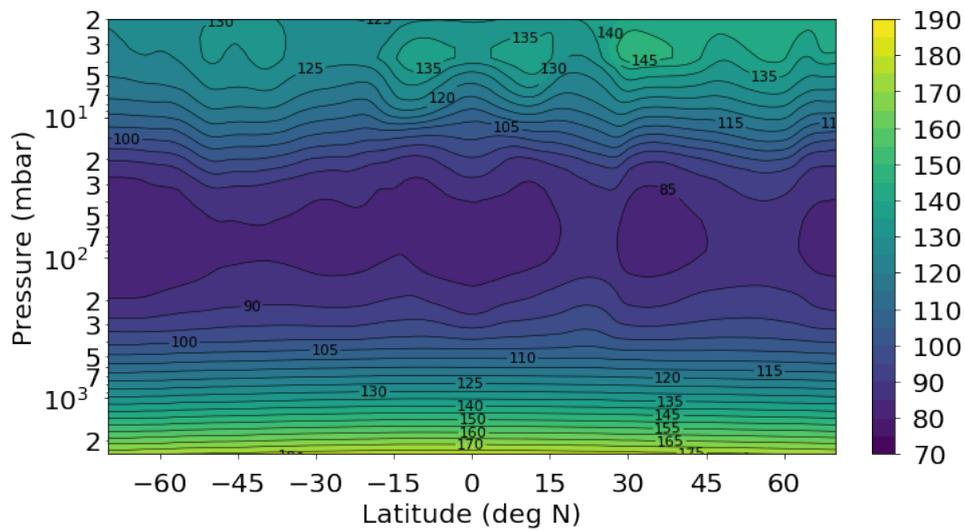
La structure verticale des jets montre une augmentation de l'intensité des jets avec l'altitude (figure II.9). Leur organisation méridienne est associée à un "escalier" de vorticités potentielle. Malgré un gradient méridien de vorticités potentielle monotone sur l'ensemble de la planète, celui-ci présente des zones de vorticités potentielle constante qui correspondent exactement à l'emplacement d'un jet vers l'est. Cette caractéristique montre que l'émergence et l'accentuation des jets vers l'est aux latitudes moyennes sont associées à un mélange de vorticités potentielle. Cette homogénéisation sur les flancs des jets est l'incarnation d'un fort déferlement des ondes de Rossby émises depuis le centre des jets (Dritschel and McIntyre, 2008), qui crée ainsi une convergence de quantité de mouvement vers l'est aux régions d'émission des ondes (Vallis, 2006; Schneider and Liu, 2009; Showman and Polvani, 2011) et maintient donc la structure des jets vers l'est contre la dissipation (O'Gorman and Schneider, 2008). Ce mécanisme dynamique est cohérent avec les profils de vorticités potentielle calculés à partir des observations de la mission *Cassini-Huygens* par Read et al. (2009).

En s'intéressant à la région équatoriale, la figure II.9 montre également un jet troposphérique en légère super-rotation et un empilement de jets zonaux alternativement vers l'est et vers l'ouest dans la basse stratosphère de Saturne.

Concernant le jet en super-rotation, il résulte de la convergence de quantité de mouvement vers l'est par les ondes d'échelle planétaire et les *eddies* au niveau de l'équateur. L'accélération résultante de cette convergence est néanmoins sous-estimée par DYNAMICO-Saturn car le jet modélisé est dix fois moins intense que celui observé par García-Melendo et al. (2010, 2011b). Cela pourrait être symptomatique de l'absence de paramétrisation de la convection humide dans le modèle (Zuchowski et al., 2009; Young et al., 2019). Une autre piste pourrait concerner le schéma d'ajustement convectif. En effet, Liu and Schneider (2010) utilisent simplement un flux de chaleur interne et un ajustement convectif avec un temps de relaxation non nul (Schneider and Liu, 2009), contrairement à Spiga



(a)



(b)

FIGURE II.7 – Structure verticale de la moyenne zonale de la température (II.7(a)) observé par Cassini/CIRS en 2015 et (II.7(b)) produit par DYNAMICO-Saturn pendant la quinzième année simulée à $L_s=70^\circ$. Les observations de Cassini/CIRS montrées ici sont des observations au nadir.

Source : Spiga et al. (2020)

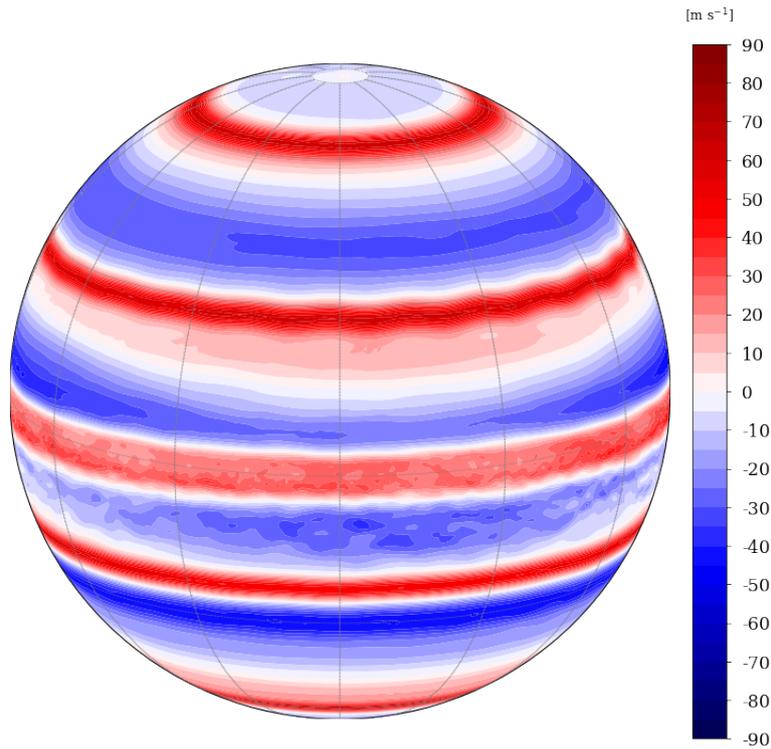
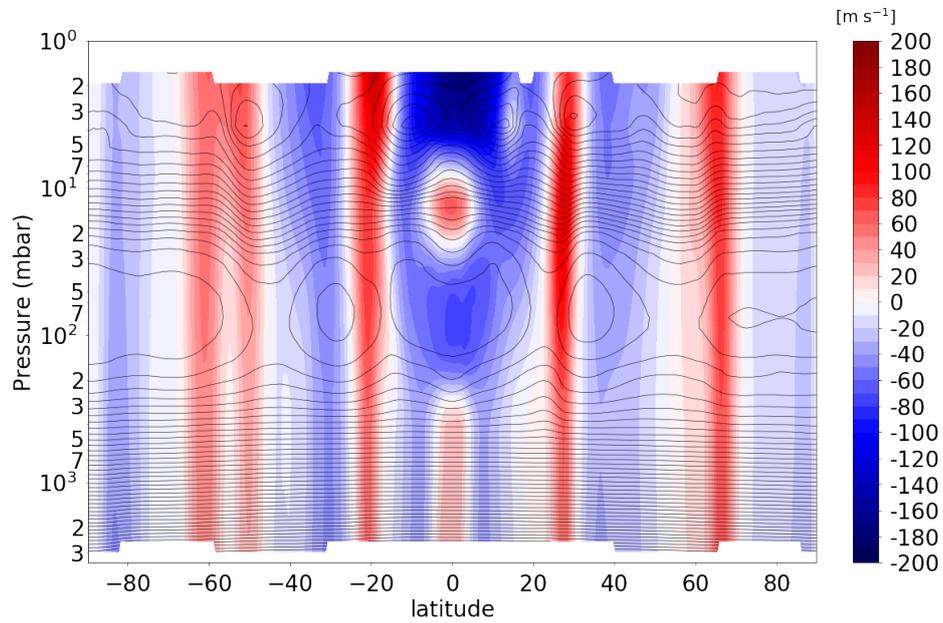


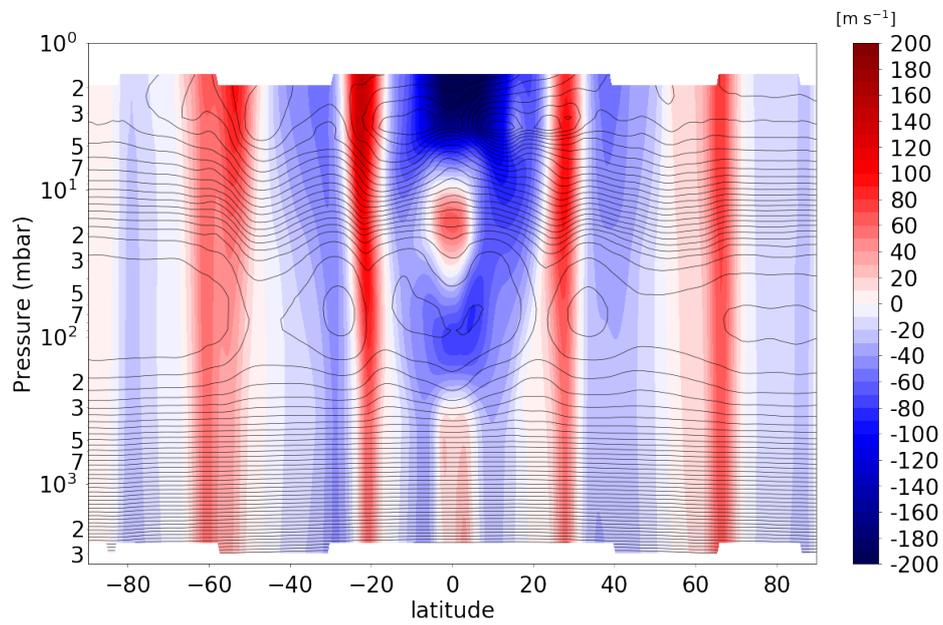
FIGURE II.8 – Vent zonal instantané u au début ($L_s \approx 0^\circ$) de la douzième année simulée (après 270 000 de jours saturniens simulés), au cinquième niveau sigma du modèle (niveau de pression $\approx 1,5$ bar, correspondant à la couverture nuageuse visible de Saturne et aux conditions troposphériques).

Source : Spiga et al. (2020)

et al. (2020) où l'ajustement convectif s'effectue instantanément. Ce temps de relaxation non nul pourrait émuler le temps de retournement convectif des structures convectives sèches et humides et appuyer le besoin d'une paramétrisation convective (sèche et humide) sophistiquée dans DYNAMICO-Saturn, telle que la modélisation de panache thermique décrite dans Hourdin et al. (2002), Rio and Hourdin (2008) et Rio et al. (2010). Cet axe de développement fait l'objet de la thèse d'Alexandre Boissinot, réalisée presque simultanément à celle-ci, qui s'intéresse à la dynamique de la troposphère de Jupiter. Pour cette raison, le schéma de panache thermique n'est pas pris en compte dans les résultats décrits dans ce manuscrit. Néanmoins, je peux rappeler brièvement qu'à l'issue de ses travaux de thèse, Alexandre a montré que l'activité convective humide est la plus forte aux moyennes latitudes et produit des jets plus nombreux et plus contrastés qu'une configuration des panaches thermiques sèche, c'est-à-dire ne prenant pas en compte l'abondance en eau dans la troposphère de Jupiter. Lorsque l'eau entre en jeu dans ce schéma convectif, la quantité nécessaire pour obtenir une dynamique optimale, en accord avec les observations dont un puissant jet équatorial troposphérique en super-rotation, est proche de celle mesurée récemment par la mission *Juno*.



(a)



(b)

FIGURE II.9 – Structure verticale de la moyenne zonale du vent zonal u (en couleurs) et de la température (en contours) au solstice d’été nord ($L_s \approx 90^\circ$, II.9(a)) et à l’équinoxe d’automne nord ($L_s \approx 180^\circ$, II.9(b)) de la quinzième année simulée par DYNAMICO-Saturn.

Source : Spiga et al. (2020)

Enfin, et non des moindres, les jets empilés selon la verticale dans la stratosphère de Saturne ne se propagent pas vers le bas avec le temps, contrairement à ce que suggère les observations de l'oscillation équatoriale de Saturne (Orton et al., 2008; Fouchet et al., 2008; Guerlet et al., 2018). Ceci est probablement dû à un plafond du modèle trop bas et une résolution verticale trop grossière, qui ne permettent pas la propagation des ondes et *eddies* suffisamment haut dans la stratosphère pour forcer l'écoulement moyen dans une direction privilégiée. Cependant, Spiga et al. (2020) ont montré que la structure d'empilement de jets équatoriaux dans la basse stratosphère est corrélée à une activité d'ondes planétaires dans la région tropicale telles que des ondes de Rossby, de Kelvin et de Yanai (aussi appelées Rossby-gravité), dont l'existence n'est que supposée dans les observations actuelles (Fletcher et al., 2010; Guerlet et al., 2011; Li et al., 2011; Schinder et al., 2011).

Pour conduire une étude plus approfondie des interactions entre les différentes échelles de la dynamique, Cabanes et al. (2020) se sont penchés sur la représentation des échanges énergétiques dans le modèle DYNAMICO-Saturn.

Une rotation rapide et un confinement de faible profondeur dans une couche atmosphérique turbulente permet l'établissement d'une cascade d'énergie inverse dans la simulation troposphérique (figure II.10). Par ailleurs, l'analyse spectrale d'échelle révèle un régime turbulent dans la simulation de référence de Saturne (Spiga et al., 2020) qui est similaire à celui trouvé dans l'atmosphère de Jupiter (Galperin et al., 2014; Young and Read, 2017). Les jets modélisés par DYNAMICO-Saturn respectent ainsi un régime turbulent zonostrophique (Sukoriansky et al., 2002), résultant d'une anisotropie spectrale, elle-même provoquée par le développement d'intenses tourbillons baroclines de petites échelles, un fort effet β et un faible nombre de Rossby.

De plus, l'utilisation du modèle DYNAMICO-Saturn pour des simulations idéalisées par Cabanes et al. (2020) montre que la résolution horizontale et verticale est primordiale dans la représentation des turbulences de petites échelles. Les tourbillons baroclines sont capables de se développer dans les simulations idéalisées (et celles réalistes) au $1/2^\circ$ de résolution horizontale, mais peuvent être déformés par hyperdiffusivité. L'augmentation de la résolution horizontale pour passer d'une simulation *eddy-permitting* à une simulation *eddy-resolving* améliorerait probablement la représentation du bilan énergétique global. La force du transfert d'énergie vers les grandes échelles de la dynamique est décisive dans la mise en place de la dynamique non-axisymétrique à grande échelle, marquée par la présence de modes zonaux. Les auteurs précisent également que, comme le confinement dynamique en latitude est fixé par le taux de rotation de Saturne, la force de la cascade inverse d'énergie pourra varier avec la résolution verticale et/ou l'extension de la profondeur par le confinement géométrique.

Pour appréhender les questions concernant la dynamique de la stratosphère de Saturne restées en suspens après la mission *Cassini-Huygens* et qui n'ont pas été résolues par les travaux de Spiga et al. (2020) et Cabanes et al. (2020), je me suis attelée à augmenter l'extension verticale du GCM jusque 10^{-3} mbar. L'étude de la cascade inverse d'énergie montre qu'il serait préférable d'augmenter la résolution horizontale au quart de degré, mais cela représente un coup calculatoire multiplié par 8 par rapport à une simulation au demi-degré (car il faut également diminuer le pas de temps dynamique par deux pour assurer la stabilité numérique des simulations). Pour une question d'économie d'heures de calcul CPU, je me suis cantonnée à une simulation au demi-degré de résolution horizontale, puisque l'élévation du plafond du modèle représente à elle seule une augmentation du temps de calcul par 2. L'ensemble des travaux présentés ci-après a été obtenu avec cette configuration étendue et au demi-degré de DYNAMICO-Saturn.

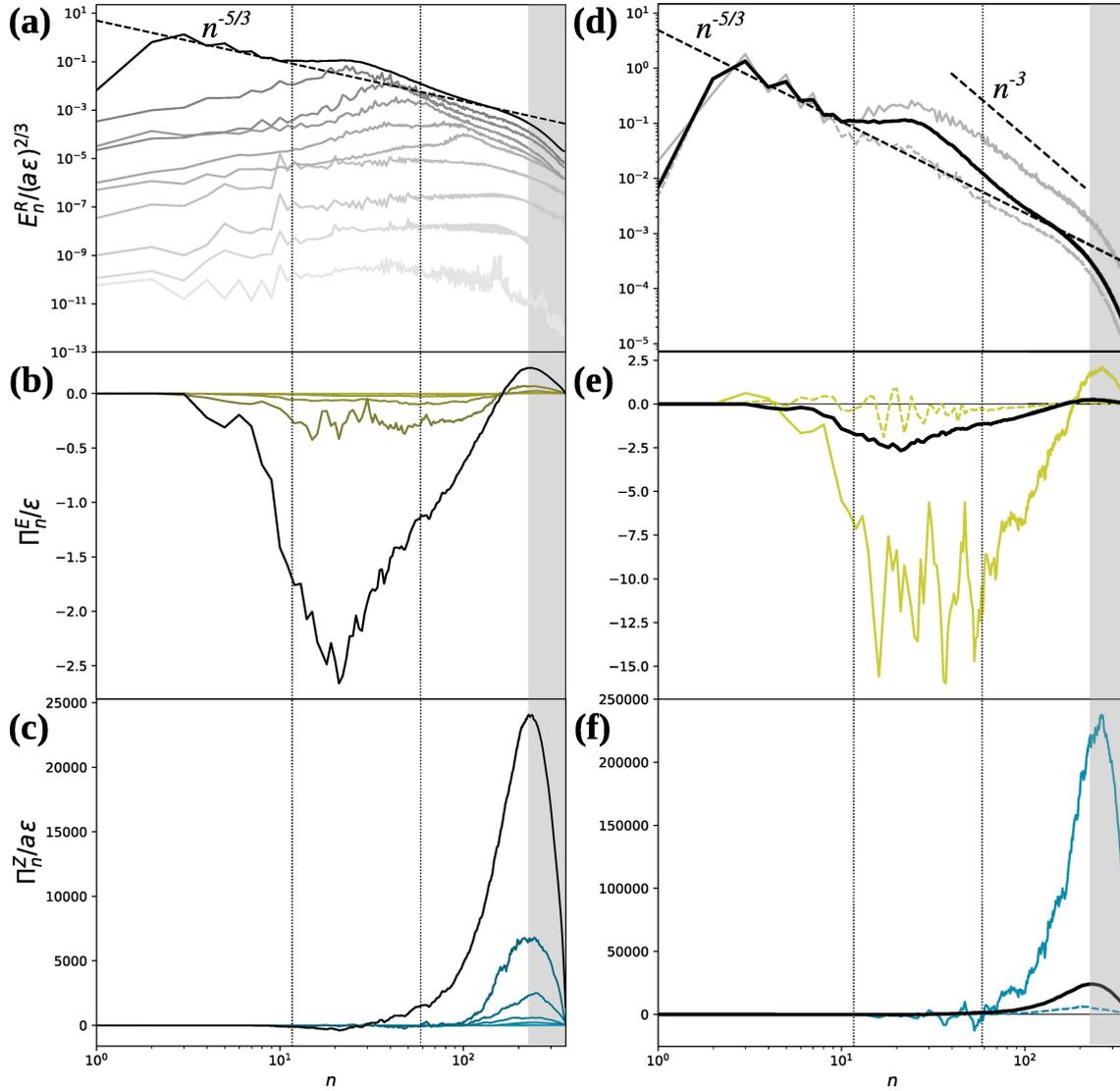


FIGURE II.10 – Évolution temporelle des spectres d'énergie cinétique spatiale ainsi que des flux d'énergie et d'entrophie en fonction de l'indice total pour la simulation de référence de [Spiga et al. \(2020\)](#). L'indice total n est défini en fonction d'une échelle de longueur en latitude L suivant la relation $n = 2\pi a/L$, où a est le rayon de la planète considérée. Les lignes grises verticales correspondent à l'échelle de Rhines n_R (à gauche) et à l'échelle de transition n_β (à droite). La zone grise correspond aux rayons de déformation de Rossby n_D , montrant les échelles typiques des instabilités baroclines. Spectres normalisés (en haut) d'énergie cinétique résiduelle $E_R(n)/(\epsilon a)^{2/3}$, (au milieu) flux spectraux d'énergie Π^E/ϵ et (en bas) flux spectraux d'entrophie $\Pi^Z/(\epsilon^{-1}a^2)$. Dans tous les panneaux, les quantités spectrales en régime permanent sont moyennées dans le temps et représentées par des lignes noires pleines. (À gauche) Transitoires des quantités spectrales instantanées du début de la simulation (gradient de couleur) à l'état d'équilibre (ligne noire). Le gradient de couleur des lignes claires aux lignes sombres correspond aux temps $t \approx 0,002$ (60 jours), $0,009$ (220 jours), $0,012$ (300 jours), $0,015$ (380 jours), $0,02$ (540 jours), $0,04$, $0,1$, $0,2$ et $0,6$ ans. (À droite) Quantités spectrales instantanées près du minimum du cycle d'énergie à $t_2 = 12,5$ ans (lignes pointillées colorées) et du maximum du cycle d'énergie à $t_4 = 12,8$ ans (lignes pleines colorées).

Source : [Cabanes et al. \(2020\)](#)

CHAPITRE III

OSCILLATION ÉQUATORIALE DANS LA STRATOSPHERE DE SATURNE

Sommaire

III.1 Préambule	63
III.2 Abstract	64
III.3 Introduction	64
III.4 DYNAMICO-Saturn	67
III.5 Impact of the extended model top on Saturn’s atmospheric dynamics . .	68
III.6 Equatorial stratospheric dynamics with the DYNAMICO-Saturn	73
III.6.1 Global stratospheric zonal wind	73
III.6.2 Equatorial stratospheric zonal jets	74
III.6.3 Equatorial stratospheric thermal structure	76
III.6.4 Equatorial stratospheric planetary-scale waves	81
III.6.5 Eddy-to-mean interactions driving the equatorial stratospheric oscillation . .	84
III.7 Saturn seasonal cycle to synchronize its equatorial oscillation	86
III.8 Impact of the rings on Saturn’s stratospheric dynamics	90
III.8.1 Zonal wind in the tropical regions	90
III.8.2 Temperature field in the tropical region	91
III.8.3 Eddy-to-mean interactions in the tropical region	92
III.9 Conclusions and perspectives	95

III.1 Préambule

Les premières simulations réalisées par [Spiga et al. \(2020\)](#) et [Cabanes et al. \(2020\)](#) pour la troposphère de Saturne ont montré un très bon accord avec les observations sur le régime des vents, les interactions ondes - écoulements moyens, l’activité des ondes planétaires et les échanges énergétiques entre les différentes échelles de la dynamique. Ces résultats encourageants de DYNAMICO-Saturn ont constitué de solides racines numériques quant à la poursuite de la modélisation vers la haute atmosphère de Saturne.

Ce chapitre porte sur la dynamique dans la stratosphère de Saturne modélisée par notre modèle et s’inscrit ainsi dans la continuité directe des études menées par [Spiga et al. \(2020\)](#) et [Cabanes et al. \(2020\)](#). Les simulations présentées ci-après n’avaient pas pour vocation de représenter la stratosphère de Saturne à elle seule. En effet, les atmosphères planétaires sont le sein d’échanges turbulents de composés chimiques ainsi que de transferts d’ondes et de quantité de mouvement entre les différentes couches atmosphériques. Ces interactions sont à l’origine des mouvements de grande échelle – des basses aux hautes couches et des basses aux hautes latitudes – tels que la circulation inter-hémisphérique et

l'oscillation équatoriale. Pour étudier la stratosphère de Saturne, tout en maintenant les propriétés de la troposphère obtenues jusqu'alors, je me suis consacrée à étendre de trois décades de pression la couverture verticale modélisée par DYNAMICO-Saturn. J'ai choisi de conserver la même discrétisation pour la troposphère, en ajoutant simplement 29 niveaux verticaux pour discrétiser la stratosphère.

Focalisé sur la région équatoriale de la stratosphère de Saturne, le travail présenté dans ce chapitre fait l'objet d'un article publié dans le journal *Icarus*, en janvier 2021.

Référence : Deborah Bardet, Aymeric Spiga, Sandrine Guerlet, Simon Cabanes, Ehouarn Millour, and Alexandre Boissinot, **Global Climate Modeling of Saturn's atmosphere. Part IV : Stratospheric equatorial oscillation**, *Icarus*, 2021. (DOI :10.1016/j.icarus.2020.114042)

III.2 Abstract

The Composite InfraRed Spectrometer (CIRS) on board Cassini revealed an equatorial oscillation of stratospheric temperature, reminiscent of the Earth's Quasi-Biennial Oscillation (QBO), as well as anomalously high temperatures under Saturn's rings. To better understand these predominant features of Saturn's atmospheric circulation in the stratosphere, we have extended to the upper stratosphere the DYNAMICO-Saturn global climate model (GCM), already used in a previous publication to study the tropospheric dynamics, jets formation and planetary-scale waves activity. Firstly, we study the higher model top impact on the tropospheric zonal jets and kinetic energy distribution. Raising the model top prevents energy and enstrophy accumulation at tropopause levels. The reference GCM simulation with $1/2^\circ$ latitude/longitude resolution and a raised model top exhibits a QBO-like oscillation produced by resolved planetary-scale waves. However, the period is more irregular and the downward propagation faster than observations. Furthermore, compared to the CIRS temperature retrievals, the modeled QBO-like oscillation underestimates by half both the amplitude of temperature anomalies at the equator and the vertical characteristic length of this equatorial oscillation. This QBO-like oscillation is mainly driven by westward-propagating waves ; a significant lack of eastward wave-forcing explains a fluctuating eastward phase of the QBO-like oscillation. We also show that the seasonal cycle of Saturn is a key parameter of the establishment and the regularity of the equatorial oscillation. At 20°N and 20°S latitudes, the DYNAMICO-Saturn GCM exhibits several strong seasonal eastward jets, alternatively in the northern and southern hemisphere. These jets are correlated with the rings' shadowing. Using a GCM simulation without rings' shadowing, we show its impact on Saturn's stratospheric dynamics. Both residual-mean circulation and eddy forcing are impacted by rings' shadowing. In particular, the QBO-like oscillation is weakened by an increased drag caused by those two changes associated with rings' shadowing.

III.3 Introduction

The longevity of the Cassini mission permitted an unprecedented spatial and seasonal coverage of Saturn's stratosphere. In particular, the Composite InfraRed Spectrometer (CIRS) instrument on board Cassini revealed stratospheric phenomena analogous to ones occurring in Earth's and Jupiter's stratospheres (Dowling, 2008).

Firstly, seasonal monitoring of hydrocarbons in Saturn's stratosphere suggests a conceivable inter-hemispheric transport of stratospheric hydrocarbons (Guerlet et al., 2009, 2010; Sinclair et al., 2013; Fletcher et al., 2015; Sylvestre et al., 2015), similar to the Earth's Brewer-Dobson circulation which affects the stratospheric ozone distribution (Murgatroyd and Singleton, 1961; Dunkerton, 1979; Solomon et al., 1986; Butchart, 2014). The Cassini mission further revealed a lack of temperature minimum under the rings' shadow (that was expected by the radiative balance Fletcher et al. (2010); Friedson and Moses (2012); Guerlet et al. (2009, 2010, 2014)), which is an additional hint of subsidence motion in the winter hemisphere.

Secondly, a crucial discovery is that temperatures retrieved from thermal infrared spectra in Saturn's stratosphere exhibit an equatorial oscillation with semi-annual periodicity (Orton et al., 2008; Fouchet et al., 2008). During the 13-Earth-years cruise of Cassini around Saturn, CIRS and radio occultations measurements permitted to characterize this equatorial oscillation of temperature and its

downward propagation over seasonal timescales (Guerlet et al., 2011; Li et al., 2011; Schinder et al., 2011; Guerlet et al., 2018). Alternatively eastward and westward stacked jets are associated with the temperature signatures detected by Cassini, according to the thermal wind equation. This oscillation is called Saturn “Quasi-Periodic Oscillation” or “Semi-Annual Oscillation”, due to its half-Saturn-year periodicity. Equatorial oscillations appear to be common phenomena in planetary stratospheres. Observations of Jupiter’s stratosphere revealed an equatorial oscillation of temperature (Leovy et al., 1991; Orton et al., 1991) associated with a wind propagation reversal (Friedson, 1999; Simon-Miller et al., 2007). This oscillation exhibits a period of 4.4 Earth years and has been designated as the jovian Quasi-Quadrennial Oscillation. Equatorial oscillations are also suspected on Mars (Kuroda et al., 2008; Ruan et al., 2019). Those equatorial oscillations in planetary atmospheres are reminiscent of the Earth’s stratospheric Quasi-Biennial Oscillation (QBO) and Semi-Annual Oscillation (SAO) (Lindzen and Holton, 1968; Andrews et al., 1983; Baldwin et al., 2001).

Earth’s Quasi-Biennial Oscillation (QBO) results from wave-mean flow interactions (Reed et al., 1961; Andrews et al., 1983; Baldwin et al., 2001). The QBO is driven by the vertical propagation of tropospheric waves – both planetary-scale and mesoscale waves – to stratospheric altitudes where they break either by becoming convectively unstable or by encountering critical level (depending on vertical and horizontal wavelengths, wave phase speeds and vertical shear (Lindzen and Holton, 1968; Dunkerton, 1997)). Critical levels play a central role in driving the alternate eastward/westward QBO phases by zonal momentum transfer. Radiative and mechanical damping of the waves also induce wave absorption by the mean flow, as suggested by Holton and Lindzen (1972). Equatorially trapped waves carry eastward and westward momentum. During wave breaking, momentum is transferred to the mean flow, changing the large-scale zonal wind field and driving an axisymmetric meridional circulation. The observed Earth’s QBO displays a vertical stack of warm and cold anomalies due to this meridional circulation : adiabatic warming in the subsidence region produces warm anomalies and adiabatic cooling in the upwelling region produces cold anomalies (Plumb and Bell, 1982). The induced large-scale thermal perturbations, and zonal wind reversal, oscillate with an average period of 28 months and a mean downward propagation rate of 1 km per month on Earth (Reed et al., 1961; Mayr and Lee, 2016). The eastward and westward phases of the Earth’s equatorial oscillation are of similar amplitude and are created by a diversity of eastward- and westward-propagating wave sources (Dunkerton, 1997; Hamilton et al., 2001; Giorgetta et al., 2002; Ern and Preusse, 2009). The terrestrial QBO’s eastward phase is produced by the wave breaking of eastward-propagating gravity waves (from tropospheric moist convection) and Kelvin waves. Kelvin waves contribute to about 30% of the eastward forcing (Ern and Preusse, 2009), whereas mesoscale gravity waves contribute to 70% of the eastward forcing (Dunkerton, 1997). The westward phase of the Earth’s QBO is induced by Rossby and mixed Rossby-gravity waves’ breaking, as they carry westward momentum. Furthermore, inertia-gravity waves transport eastward and westward zonal momentum, thus are involved in both the eastward and westward phases of the QBO (Baldwin et al., 2001).

Despite differences in their periods, Jupiter’s and Saturn’s equatorial oscillations share similarities with the Earth’s (Dowling, 2008), which raises questions about the driving mechanisms of the gas giants’ equatorial oscillations. Building on tools developed throughout the long history of Earth’s atmospheric modeling, numerical models of global circulation on Jupiter and Saturn have been developed for almost 20 years. Stratospheric oscillations on gas giants have been previously addressed by a handful of those models. Three studies employed a quasi-two-dimensional modeling framework that only resolves meridional and vertical structure and parameterizes longitudinal forcing. On the one hand, Li and Read (2000) demonstrated that the major contribution to a QBO-like oscillation in Jupiter’s atmosphere was planetary-scale waves (Rossby, mixed Rossby-gravity and Kelvin waves). On the other hand, Friedson (1999) and Cosentino et al. (2017) showed that a parameterization of mesoscale gravity waves enabled to reproduce the observed jovian equatorial oscillation – with no need to invoke planetary-wave forcing.

Regardless of the nature of waves invoked in these studies, QBO-like oscillations are phenomena resulting from wave propagation in longitude, latitude and on the vertical that cannot be fully resolved by 2D models : the 3D propagation of waves, and their impact on global circulation, must be parameterized in 2D models. Thus, to better understand the wave-mean flow interactions leading to

the observed gas giants' equatorial oscillations, atmospheric models must solve the three-dimensional dynamics. A fully three-dimensional model to study in detail the global troposphere-to-stratosphere circulation in gas giants has only been recently developed, because of the huge computational resources required to resolve eddies arising from hydrodynamical instabilities that putatively force equatorial oscillations. [Showman et al. \(2019\)](#) were the first to show the development of a QBO-like oscillation in an idealized 3D global primitive-equation model for gas giants and brown dwarfs. Their model uses a random wave forcing parameterization at the radiative-convective boundary to drive equatorial oscillations, and a Newtonian scheme to represent radiative heating/cooling in the thermodynamics energy equation. A stack of eastward and westward jets that migrate downward over time is created in the stratosphere of [Showman et al. \(2019\)](#)'s model, analogous to Earth's QBO, with a range of periods similar to Jupiter's and Saturn's equatorial oscillations. Nevertheless, the QBO-like oscillations depicted in their model occur at higher pressure (between 10^5 and 10^3 Pa) than the observations (Saturn's equatorial oscillation extends from 10^3 to 1 Pa).

To gain further insights on Saturn's equatorial oscillation, this work aims at adopting the three-dimensional approach of [Showman et al. \(2019\)](#) with a more realistic representation of radiative transfer and wave dynamics in Saturn's stratosphere. The present paper is part IV of a series of papers about global climate modeling of Saturn. In part I, [Guerlet et al. \(2014\)](#) built a complete seasonal radiative model for Saturn. In part II, [Spiga et al. \(2020\)](#) coupled this radiative model to a new hydrodynamical core ([Dubos et al., 2015](#)) to obtain the DYNAMICO-Saturn Global Climate Model (GCM). Using this GCM tailored for Saturn, [Spiga et al. \(2020\)](#) simulated Saturn's atmosphere from the troposphere to the lower stratosphere for 15 Saturn years at fine horizontal resolution, without any prescribed sub-grid-scale wave parameterization. The DYNAMICO-Saturn GCM simulation described in [Spiga et al. \(2020\)](#) produced consistent thermal structure and seasonal variability compared to Cassini CIRS measurements, mid-latitude eddy-driven tropospheric eastward and westward jets commensurate to those observed (and following the zonostrophic regime – see section [III.5](#) for details – as is argued in the part III paper by [Cabanès et al. \(2020\)](#)), and planetary-scale waves such as Rossby-gravity (Yanai), Rossby and Kelvin waves in the tropical waveguide. While the simulations in [Spiga et al. \(2020\)](#) exhibited stacked eastward and westward jets in the equatorial stratosphere, those jets were not propagating downwards, contrary to the observed equatorial oscillation. The likely reason for this is that the model top was too low and the vertical resolution too coarse to address the question of a QBO-like oscillation in the stratosphere.

In this paper, we use the DYNAMICO-Saturn model as in [Spiga et al. \(2020\)](#) with a top of the model extended to the higher stratosphere. As in the part II paper, the simulations presented here include neither a gravity-wave drag nor the bottom thermal forcing invoked in [Showman et al. \(2019\)](#). Planetary-scale waves involved in the equatorial dynamics are triggered by both baroclinic and barotropic instabilities associated to tropospheric jets in our DYNAMICO-Saturn GCM ([Spiga et al., 2020](#)). We describe here the benefits on the stratospheric dynamics of using a wider vertical extent in our GCM. In section [III.4](#), we describe briefly our DYNAMICO-Saturn GCM. Section [III.5](#) presents, through comparison between [Spiga et al. \(2020\)](#) and our results, the impact on dynamical spectral regime of raising the model top. Section [III.6](#) focuses on the stratospheric dynamics and wave-mean flow interactions producing a QBO-like oscillation in our Saturn GCM. We also tested the Saturn annual cycle influences in its equatorial oscillation periodicity in section [III.7](#). In addition, a strong seasonal wind reversal is obtained at 20°N and 20°S . We study this phenomenon and discuss the impact of the rings' shadowing on the stratospheric tropical dynamics in section [III.8](#). Summary, conclusions and perspectives for future improvements are explained in section [III.9](#).

III.4 DYNAMICO-Saturn

A complete description of the DYNAMICO-Saturn is available in [Spiga et al. \(2020\)](#). A Global Climate Model (GCM) is composed of two parts : a dynamical core to resolve the Navier-Stokes equations on planetary scales and a physical package which is an ensemble of parameterizations to describe sub-grid-scale processes. The Saturn GCM developed at Laboratoire de Météorologie Dynamique employs DYNAMICO, a dynamical core using an icosahedral grid that ensures conservation and scalability properties in massively parallel resources ([Dubos et al., 2015](#)). It solves the primitive hydrostatic equations assuming a shallow atmosphere. Our DYNAMICO-Saturn features an optional absorbing ("sponge") layer with a Rayleigh drag acting on the topmost model layers. As in [Spiga et al. \(2020\)](#), we did not use it in simulations presented in this paper since previous studies ([Shaw and Shepherd, 2007](#); [Schneider and Liu, 2009](#); [Liu and Schneider, 2010](#)) show that using such an absorbing layer poses problems of angular momentum conservation.

The physical package used in our DYNAMICO-Saturn is tailored for Saturn, particularly regarding radiative transfer (this is fully detailed in the part I paper by [Guerlet et al. \(2014\)](#)). Radiative transfer computations use correlated-k tables, tabulated offline from detailed line-by-line computations. Methane, ethane and acetylene are included in radiative contributions, as well as H₂-H₂ and H₂-He collision-induced absorption and aerosol layers in the troposphere and the stratosphere. Rings' shadowing is taken into account in radiative computations. The internal heat flux prescribed at the bottom of the model is used as a boundary condition for radiative transfer calculations. Possible unstable temperature lapse rates, induced after radiative transfer calculations, are modified by a convective adjustment scheme : the vertical profile of temperature is instantaneously brought back to the dry adiabat.

Most simulation settings in this part IV paper are analogous to those adopted in the part II paper by [Spiga et al. \(2020\)](#). For our *reference simulation*, we employ DYNAMICO-Saturn with an approximate horizontal resolution of 1/2° in longitude/latitude. The time step of calculations is 118.9125 seconds¹, with physical packages called every half a Saturn day and radiative computations done every 20 Saturn days, because of the long radiative timescales in troposphere and stratosphere of gas giants. The values of all parameters detailed in Table 1 of [Spiga et al. \(2020\)](#) are set similarly in the simulations of this paper. The major difference between [Spiga et al. \(2020\)](#) (Part II) and the present Part IV reference simulation is the inclusion of 61 levels in the vertical dimension, extending from the troposphere $p_{bottom} = 3.10^5$ Pa (or 3 bars) to the upper stratosphere $p_{top} = 10^{-1}$ Pa (1 μbar).

In this study, we opt for a reasonable yet not particularly high vertical discretization. Unlike [Showman et al. \(2019\)](#), we do not attempt to test the sensitivity of the modeled equatorial oscillation to vertical resolution. We choose, instead, to make a simulation long enough to reach a steady state in the troposphere (at least 8 simulated Saturn years, see [Spiga et al. \(2020\)](#)) and to simulate several cycles of the equatorial oscillation in the stratosphere. This is crucial to obtain interactions between the troposphere and the stratosphere, and create a conceivable and stable equatorial oscillation. This choice of modeling strategy does not allow us to attest that the results presented here are vertically convergent, which is deferred to another study. It is possible that a simulation with twice as many levels over the same pressure range would give quantitatively different results.

Simulations using our DYNAMICO-Saturn are initialized at every horizontal grid point with a vertical profile of temperature computed by a 1D radiative-convective equilibrium model of Saturn's atmosphere ([Guerlet et al., 2014](#)), using the same physical parameterizations than our DYNAMICO-Saturn GCM. The single-column simulation starts with an isothermal profile and runs for twenty Saturn years to reach the annual-mean steady-state radiative-convective equilibrium. The initial zonal and meridional winds are set to zero in our simulations. DYNAMICO-Saturn simulations requires radiative and dynamical spin-up of about five simulated Saturn years for the tropopause levels to ensure a dynamical steady-state ([Spiga et al., 2020](#)). In what follows, we present 13-Saturn-year-long simulations to study Saturn's stratospheric dynamics.

1. 4 significant numbers of precision for the dynamic time step allows to obtain 320 time steps per Saturn day (38 052 seconds).

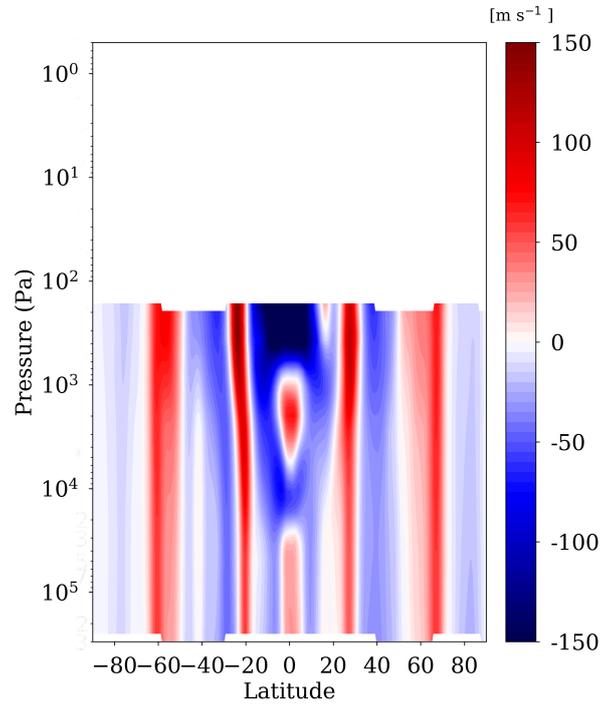
III.5 Impact of the extended model top on Saturn’s atmospheric dynamics

Saturn’s atmosphere is dominated by zonal jets, invariant in the longitudinal direction (i.e. flow axisymmetry) and alternatively prograde (eastward) and retrograde (westward) in latitude. The spherical curvature of the planetary fluid layer acts to channel kinetic energy into the zonal direction via the so-called β -effect, where the parameter $\beta = 2\Omega\cos\varphi/a$ is the variation of the Coriolis force with Saturn’s radius a , rotation rate Ω and latitude φ . This dynamical regime is referred to as zonostrophic macroturbulence (Sukoriansky et al., 2002; Galperin et al., 2014). Further discussions on this topic can be found in the Part III paper Cabanes et al. (2020).

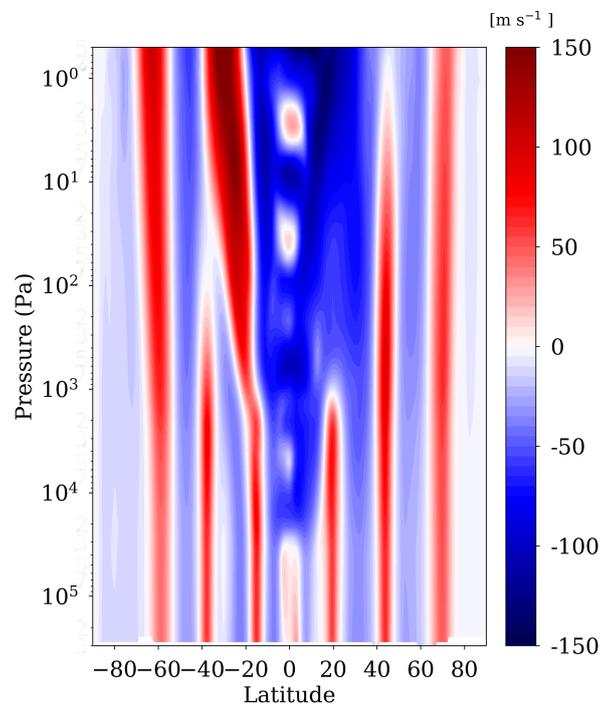
Here, we present a comparison of tropospheric and stratospheric jets as simulated by Spiga et al. (2020) versus the present work, to check that the dynamical regime is conserved with the new vertical grid. Figure III.1 displays altitude/latitude sections of zonal-mean zonal wind after 11 years of simulation for each vertical grid. Both simulations present similar results in the troposphere, although with some notable differences. The 32-vertical-level simulation (Spiga et al. (2020), Figure III.1(a)) exhibits about 10 jets, over latitude, each one extending from 3×10^5 Pa (or 3 bars) to the model top (10^2 Pa or 1 mbar) except the equatorial one. At the equator, there is a stacking of eastward and westward jets between 2×10^4 Pa and the model top. With an extended vertical range (Figure III.1(b), model top at 10^{-1} Pa), we now distinguish 14 jets into the troposphere and 9 jets in the stratosphere. The equatorial stacking of wind seen in 32-level simulation is now clearly localized between 2×10^4 Pa (tropopause) and the model top. Contrary to previous GCM works (Lian and Showman, 2008, 2010; Schneider and Liu, 2009), we remark that some of eastward jets of the 61-level simulation, particularly ones closer to the equator, decay with altitude, which is not the case in the 32-level one (except for the equatorial jet). In both simulations, the jets beyond 60° latitudes do not exhibit this decay with altitude. Thus the behavior of our 61-level troposphere-to-stratosphere simulation is more consistent with observations for the lower latitudes (Fletcher et al., 2019). We also note that the equatorial tropospheric eastward jet is less intense in our reference (61-level) simulation than in the 32-level simulation of Spiga et al. (2020).

We now extend our comparison by computing the spherical harmonic decomposition of horizontal velocity maps from our 61-level simulation, using the same tools as in the Part III paper (Cabanes et al., 2020) for the 32-level simulation. When spherical harmonic functions are invoked, energy spectra depend on non-dimensional total and zonal indices n and m respectively (Boer, 1983). The axisymmetric flow component defines the jets and corresponds to the zonal index $m = 0$. The non-axisymmetric flow component, or residual, defines waves and eddies and corresponds to all other indices $m \neq 0$. We report on Figure III.2 the time evolution of the total energy integrated over all indices, for the upper troposphere and the lower stratosphere. The general tendency shows that the total energy in the troposphere is similar in our 61-level simulation and in the 32-level simulation of Spiga et al. (2020). However, the stratosphere is more energetic than the troposphere and the energetic intensity reduces by a factor of two when we extend the model top in the 61-level simulation.

We show the temporal average of the spectral quantities at steady state in the upper troposphere in Figure III.3 and the lower stratosphere in Figure III.4. A common feature of the 32-level and 61-level simulations is that the energetic magnitude of the zonal jets (i.e. axisymmetric spectra in red) is bounded by the $0.5\beta^2n^{-5}$ spectral law of the zonostrophic theory coined by Sukoriansky et al. (2002). The energetic maximum is well estimated by the Rhines typical index $n_R = a(\beta/2U)^{1/2}$ (Rhines, 1977), which sets typical jets’ size to $\sim 38,000$ km in the troposphere and $\sim 44,000$ km in the stratosphere (see details in Figure III.3). At Rhines scale, the energy of the jets is two orders of magnitude higher than the residual energy spectra, namely the energy contained in waves and eddies. To disclose the dynamical transfers underlying this jet-dominated flow, we also report in Figures III.3 and III.4 the spectral fluxes of energy and enstrophy. In all simulations, spectral fluxes clearly show the predominance of an inverse cascade of energy at large scale and a direct cascade of enstrophy at small scale. This energy-enstrophy double cascade scenario is a well-known feature of quasi-two-dimensional (2D) turbulence, when a turbulent flow is made quasi-2D by confinement to a shallow atmosphere and under rapid planetary rotation (Pouquet and Marino, 2013; Cabanes et al., 2020). For



(a)



(b)

FIGURE III.1 – Altitude/latitude cross sections of the zonal-mean zonal wind, at the northern spring equinox, comparing Spiga et al. (2020) results (32 vertical levels, III.1(a)) and our results using 61 vertical levels (III.1(b)).

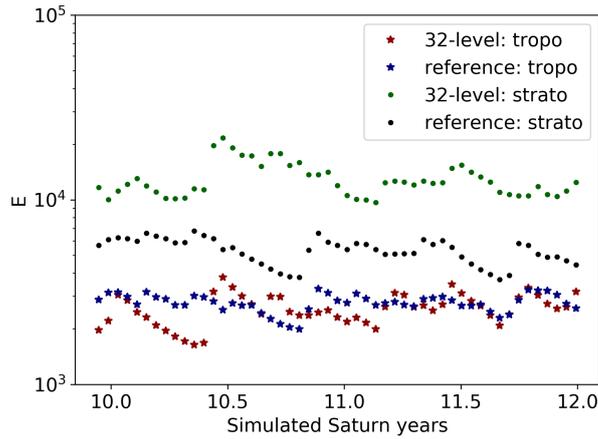


FIGURE III.2 – Time evolution of the total energy ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$) in the two last simulated Saturn years for each simulations. Red and green curves correspond to the 32-level simulation at $p \sim 1.9 \times 10^4$ Pa and $p \sim 4.9 \times 10^2$ Pa respectively. Blue and black curves correspond to the reference simulation at $p \sim 1.9 \times 10^4$ Pa and $p \sim 4.9 \times 10^2$ Pa respectively.

the 32-level simulation, Cabanes et al. (2020) showed that the inverse cascade of energy results from the barotropization of baroclinic eddies at small scales and drives the large scale atmospheric flow.

What Figures III.3 and III.4 also show is that the eddy spectra is different in our 61-level simulation compared to the 32-level simulation analyzed in Spiga et al. (2020) and Cabanes et al. (2020). In the 32-level simulation, the tropospheric residual spectrum barely fits the well-known Kolmogorov-Kraichnan (KK) law $\epsilon^{2/3} n^{-5/3}$ (Kraichnan, 1967a) evocative of the inverse turbulent cascade with the energy transfer rate $\epsilon = 2 \times 10^{-6} \text{ W Kg}^{-1}$. Conversely, in the 61-level reference simulation, the $-5/3$ KK slope does not apply to the residual spectrum that shows an energetic bump at intermediate indices (i.e. $10 < n < 100$). The 32-level simulation also features very energetic non-axisymmetric modes $m = 1, 2, 3$ (see modal spectra in green) that dominate in the residual spectrum beyond the Rhines index ($n < n_R$) and extend the $-5/3$ slope to small indices (i.e. down to $n \sim 2$). Such modes or waves are absent in the 61-level simulation and energy of the residual spectrum decreases at indices smaller than the Rhines index. It is likely that the energetic $m = 1, 2, 3$ modes enforced in the 32-level simulation are artifacts of the shallow geometry. By extending the model top, we also release part of the flow confinement in the vertical that promotes a quasi-2D flow. This release might explain the reduction of the energy and enstrophy fluxes in the 61-level simulation compared to the 32-level simulation. The raise of model top towards stratospheric levels appears to significantly impact the statistical properties of the tropospheric flow. Saturn’s direct observations, akin to those used for Jupiter in Young and Read (2017), are required to further validate our model.

Statistical properties are mostly similar in the upper troposphere and in the lower stratosphere (Figure III.4). The 32-level simulation preserves a $-5/3$ residual spectrum that prevails at all indices in the lower stratosphere. In the 61-level simulation, the residual spectrum is substantially steepened and spectral energy piles up in the range $n > n_R$, to decrease beyond Rhines index. In both simulations, the integrated total energy in the stratosphere is more energetic than in the troposphere (Figure III.2), with energy fluxes one order of magnitude higher in the stratosphere. This might result from the growth of baroclinic instabilities that preferentially form in the stratosphere (Cabanes et al., 2020). The integrated total energy also show that the 32-level simulation predicts a flow at stratospheric levels more energetic by a factor of 2 than in the 61-level simulation. In the former simulation, the top of the model is close to the lower stratosphere, therefore an energy accumulation likely produces these high values of total energy – and might also create wave reflection leading to energetic non-axisymmetric modes $m = 1, 2, 3$.

Finally, we propose in Figure III.5 a spectral analysis similar to those of Figure III.3 and III.4 for the stratospheric level 25 Pa of our 61-level simulation, left unresolved in the previous Part II and III papers. At the smallest resolved scales, the zonal kinetic spectrum depicts a -5 slope with estimated

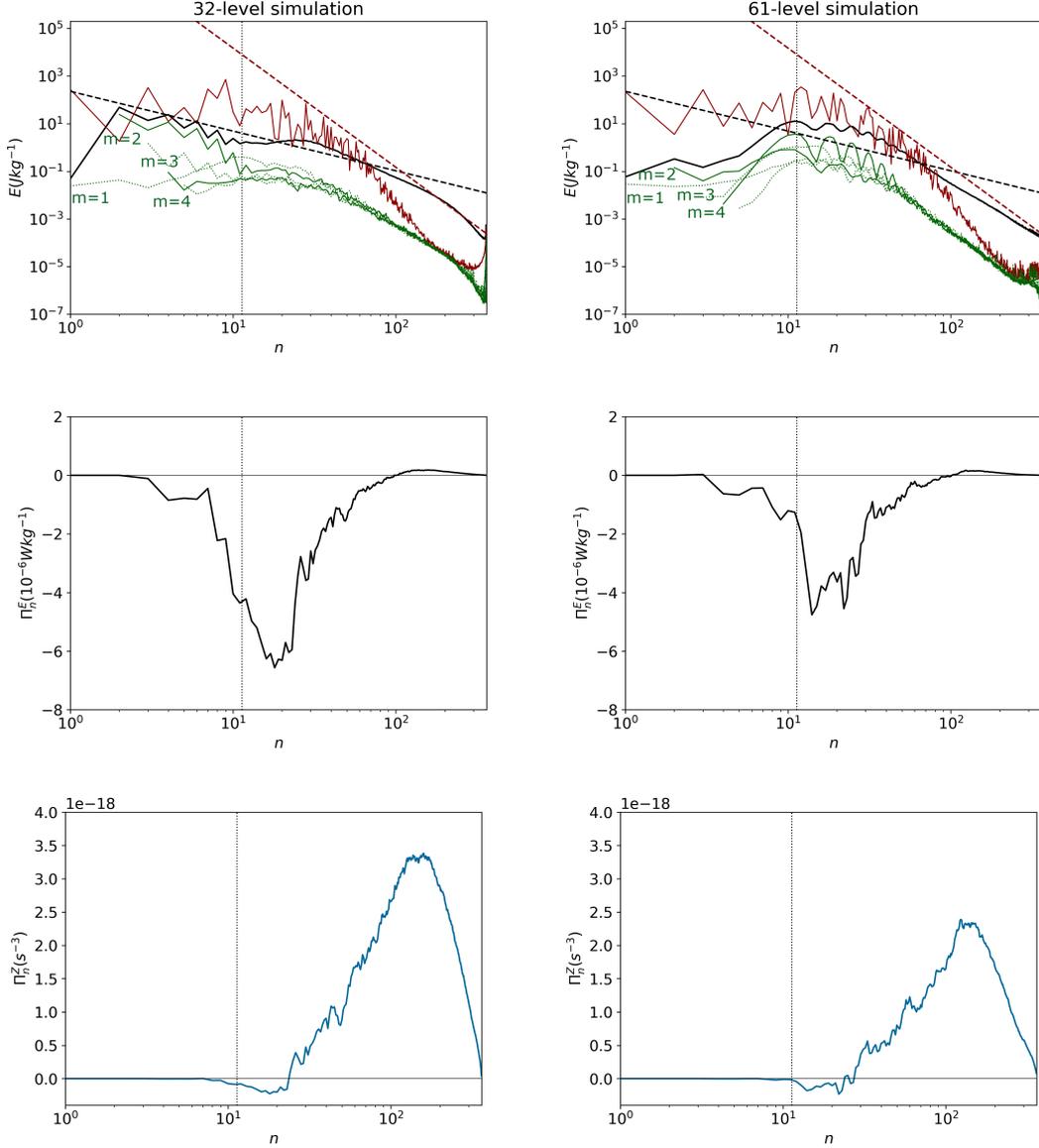


FIGURE III.3 – Comparative spectral analysis of the 32-level simulation (left) and the reference simulation (right) in the upper tropospheric level $p \sim 1.9 \times 10^4$ Pa. Spectral quantities are averaged in time, over the tenth to twelfth simulated Saturn years, and in altitude, over pressure levels $(1.7 < p < 2) \times 10^4$ Pa. Top panels show kinetic energy spectra : the zonal spectra in red (i.e. axisymmetric $m = 0$ mode), the residual spectra in black (i.e. sum over all non-axisymmetric $m \neq 0$ modes shown separately), the modal spectra are shown for zonal modes $m = 1$ to 5 in green. Middle and bottom panels represent the spectral energy and enstrophy fluxes respectively. Positive fluxes corresponds to downscale energy/enstrophy transfers (a “direct” cascade) and negative fluxes are upscale energy/enstrophy transfers (an “inverse” cascade). All spectral quantities are function of the total indices n . At any typical length scale in latitude L , one can attribute a typical index by the relation $n = 2\pi a/L$. Dashed lines are (black) the theoretical Kolmogorov-Kraichnan law $6\epsilon^{2/3}n^{-5/3}$ with the energy transfer rate $\epsilon = 2 \times 10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$ (Kraichnan, 1967b) and (red) the theoretical zonostrophic law $0.5\beta^2 n^{-5}$. The vertical dotted lines are the Rhines indices $n_R = a(\beta/2U)^{1/2}$, with U the square root of the total energy presented in Figure III.2. It corresponds to the typical length scale $\sim 32,000$ km for both simulations. All our calculation consider a parameter $\beta = 4 \times 10^{-12} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ estimated at mid-latitude $\varphi = 45^\circ$.

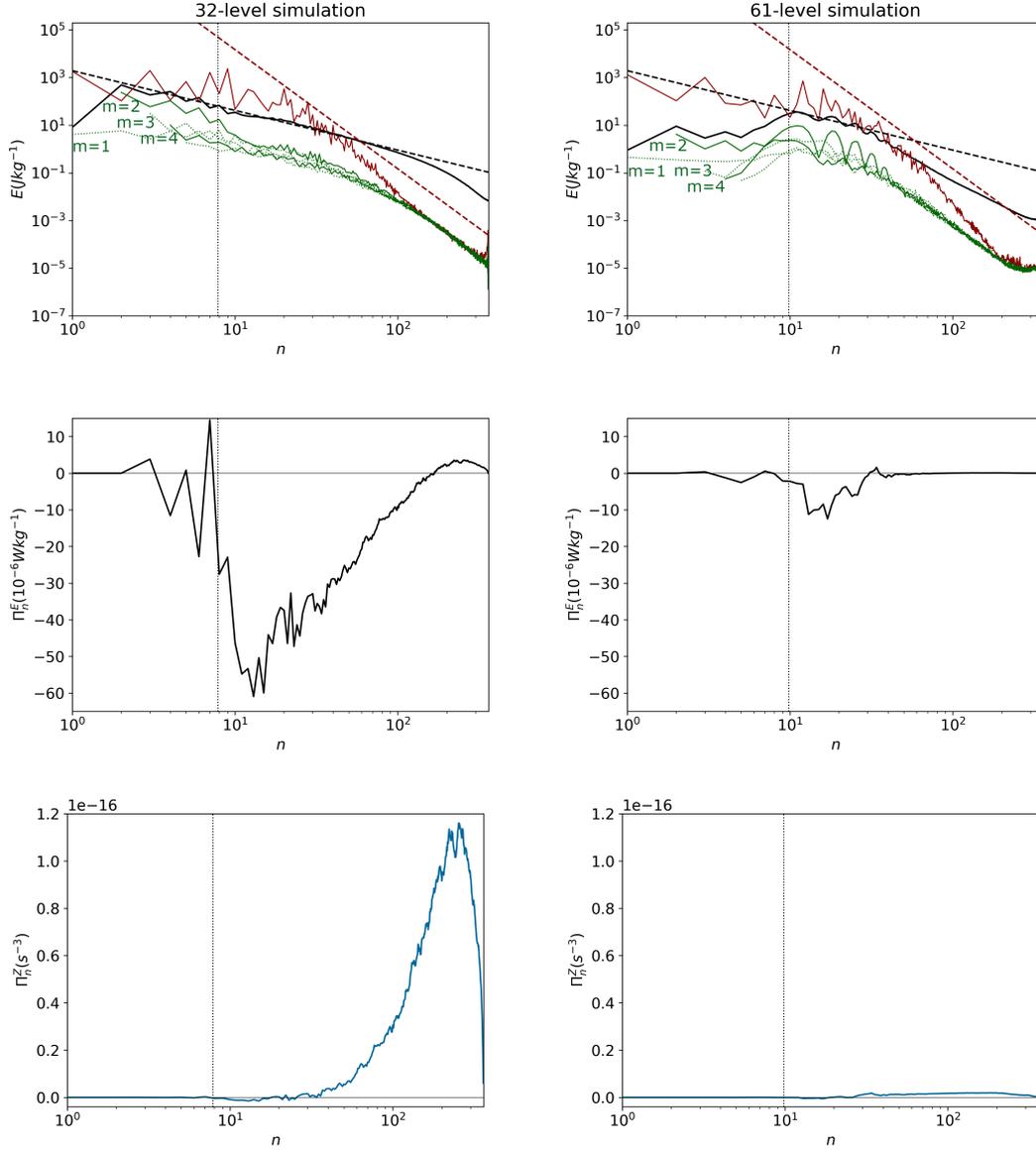


FIGURE III.4 – Comparative spectral analysis of the 32-level simulation (left) and the reference 61-level simulation (right) in the stratospheric level $p \sim 4.9 \times 10^2$ Pa. Spectral quantities are averaged in time, over the tenth to twelfth simulated Saturn years, and in altitude, over pressure levels $(4.7 < p < 6) \times 10^2$ Pa. The dashed black lines are the KK-law with the energy transfer rate $\epsilon = 5 \times 10^{-5} \text{ W kg}^{-1}$ (Kraichnan, 1967b). The Rhines typical indices correspond to a typical length scale of $\sim 47,000$ and $\sim 37,000$ km for the 32-level and 61-level simulations respectively. All other spectral quantities are similar to the caption of Figure III.3

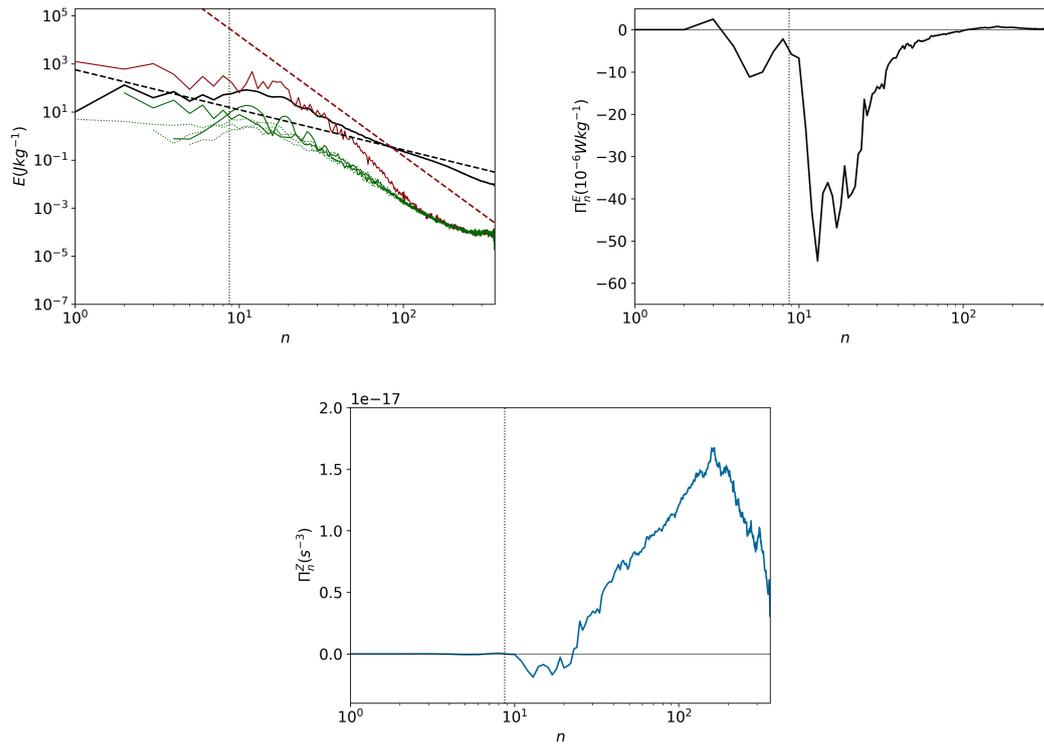


FIGURE III.5 – Spectral analysis of the reference simulation in the stratospheric level $p \sim 25$ Pa. Spectral quantities are averaged in time, over the tenth to twelfth simulated Saturn years, and in altitude, over pressure levels $21 < p < 27$ Pa. The dashed black lines are the KK-law with the energy transfer rate $\epsilon = 8 \times 10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$ (Kraichnan, 1967b). The Rhines typical indices correspond to a typical length scale of $\sim 42,000$ km. All other spectral quantities are similar to the caption of Figure III.3

values of $\epsilon = 8 \times 10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$, two orders of magnitude less than the residual kinetic spectrum. As in the troposphere (Figure III.3, right top row), the large scales are driven by a strong zonal anisotropy linked to zonostrophic turbulence. In the stratosphere, our simulation indicates that the modes $m = 2$ and 4 are dominant in the residual spectrum, suggesting that strongly-energetic waves propagate in the zonal direction. The spectral flux of energy depicts huge negative values for moderate n , contrary to tropospheric results in Figure III.3. The inverse energy cascade, from the small scales to the large scales, is operating in the stratosphere for most intermediate scales between $n = 3$ and $n = 10^2$. At both the largest and the smallest resolved scales, the energy flux becomes positive denoting a direct energy cascade (energy is transferred from the large to the small scales). Aside from the positive peak around $n = 3$, the global trend of energy flux is equivalent in the troposphere and the stratosphere. The enstrophy flux confirms the dynamical regime of the stratosphere (bottom row of Figure III.5) : it is positive for n higher than 10, which suggests the existence of an inverse cascade.

III.6 Equatorial stratospheric dynamics with the DYNAMICO-Saturn

III.6.1 Global stratospheric zonal wind

The temporal evolution of the zonal-mean stratospheric zonal wind over the whole 13-year duration of our DYNAMICO-Saturn simulation is shown in Figure III.6 at the pressure level of 40 Pa. Before turning to low latitudes, we note that at high and mid-latitudes, zonal jets undergo a poleward migration due to bursts of eddies induced by baroclinic instabilities. This migration was already witnessed by Spiga et al. (2020) in the troposphere and is thought to be partly caused by baroclinicity at the bottom of the model (3×10^5 Pa), where the meridional gradient of temperature is slightly overestimated compared to the observations. Furthermore, Chemke and Kaspi (2015) show that the

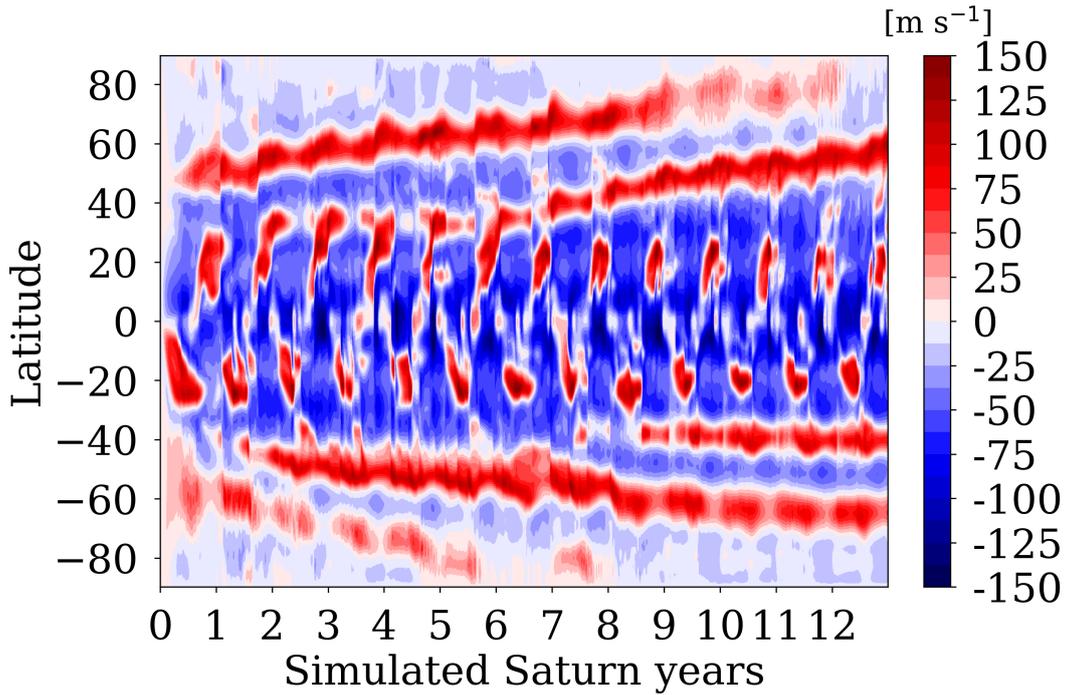


FIGURE III.6 – Time evolution of the zonal-mean zonal wind in Saturn’s stratosphere (40 Pa) within the whole 13-years duration of our DYNAMICO-Saturn simulation. The wind structure at this pressure level is typical of conditions between the tropopause and the model top in the upper stratosphere.

poleward migration of baroclinic eddy-driven jets is consistent with an asymmetry in the baroclinic growth around the jet’s core : the poleward flank of the jet can be slightly more baroclinically unstable than the equatorward flank. The baroclinic growth precedes the increase of the eddy momentum flux convergence, causes the eddy forcing to be shifted slightly poleward of the jet peak, and thus drives the poleward migration of the jets.

Now, turning to the low latitudes simulated in our reference 61-level Saturn simulation, we notice in Figure III.6 two key features in the temporal evolution of the stratospheric zonal-mean zonal wind :

- an alternatively eastward and westward wind direction at the equator, with a sub-annual periodicity, appearing in the second simulated year and maintained for the rest of the 13 simulated years ;
- an alternatively eastward and westward wind direction at 20°N and 20°S, with an annual periodicity and a phase opposition between the northern and the southern hemisphere.

These two features are discussed in detail in the following sections.

III.6.2 Equatorial stratospheric zonal jets

By making an altitude/time section of the zonal-mean zonal wind at the equator (Figure III.7), for the four last years of our 13-years simulation, the downward propagation with time of the stacked stratospheric eastward-westward jets is well visible. At a given pressure level, the zonal wind alternates between eastward and westward direction, with a westward phase more intense – about -100 m s^{-1} (Figure 9 in Showman et al. (2019) shows a similar behaviour) – than the eastward one (only 60 m s^{-1}). In addition, at a given pressure level, the westward phase lasts longer than the eastward one. The equatorial eastward phases of the oscillation seem to be unstable and disturbed compared to westward phases. For this reason, the period of the resulting equatorial oscillation is irregular in time.

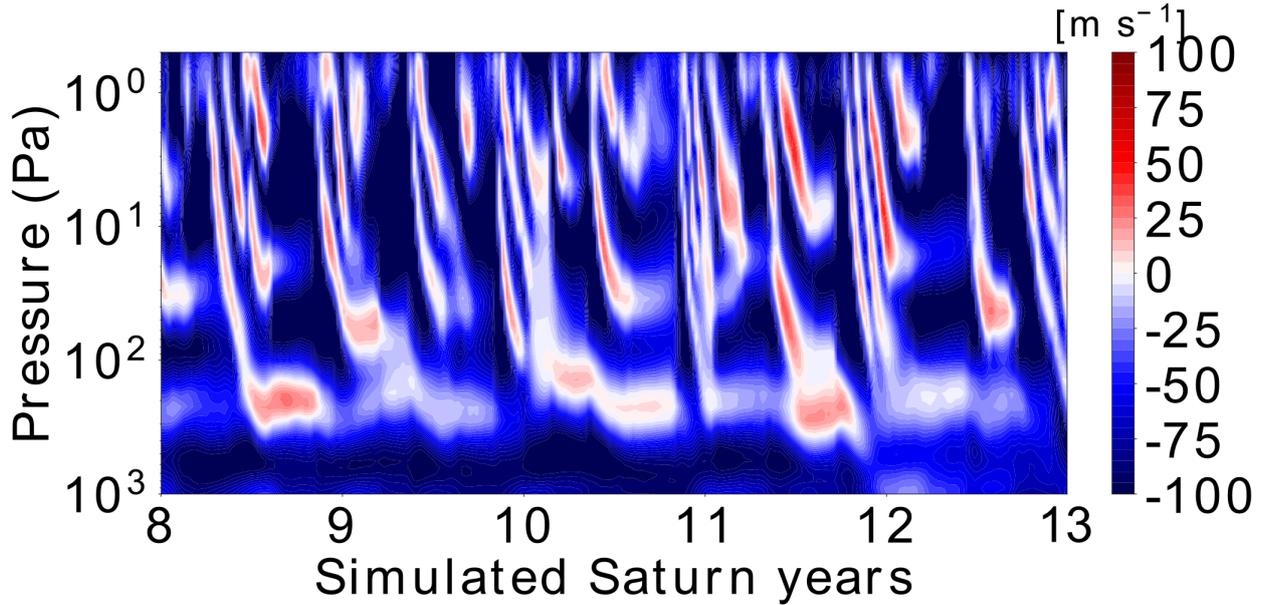


FIGURE III.7 – Altitude/time section at the equator of the zonal-mean zonal wind in Saturn’s stratosphere for the 5 last years of our 13-years DYNAMICO-Saturn simulation.

As is reminded in the introduction, a pattern of alternatively eastward and westward jets stacked on the vertical, with a downward propagation, reminds both the Quasi-Biennial Oscillation (QBO) on Earth and the QBO-like oscillation evidenced in Cassini observations (Fouchet et al. (2008), Guerlet et al. (2011), Li et al. (2011), Orton et al. (2008), Guerlet et al. (2018)). We tracked the equatorial jets to calculate the periodicity and the downward propagation rate of the modeled QBO-like oscillation. Our DYNAMICO-Saturn produces a QBO-like oscillation with a period in the range 0.3-0.7 Saturn year. The corresponding stacked jets’ downward propagation rate is respectively between 73 and 60 km per Saturn month. In Fletcher et al. (2017), Cassini observations were used to estimate a period of 0.50 ± 0.03 Saturn year and a downward propagation speed of (42 ± 2) km per Saturn month. Guerlet et al. (2018) estimated a downward propagation of 24.5 km per Saturn month at 500 Pa and 49 km per Saturn month at 10 Pa. Hence, the DYNAMICO-Saturn simulation exhibit an equatorial oscillation periodicity of the right order of magnitude compared to the observations, but more irregular. Moreover, the stacked zonal jets in our simulation propagate downward 1.5 times too fast compared to the observations. The irregularity in both the oscillating period and the downward rate propagation could be due to the absence of sub-grid-scale waves parameterization, which, as is explained in introduction, contribute to 70% of the eastward phase forcing in the Earth’s QBO.

The second notable feature in Figure III.6 is the strong alternating eastward and westward jets at around 20°N and 20°S , with a seasonal phase opposition between the northern and southern hemispheres. Compared to a time evolution of the incoming solar radiation (Figure III.8), we remark that each eastward jets emerge during the winter and seem to be correlated to the rings’ shadowing. Those tropical eastward and westward jets both have an amplitude of about 100 m s^{-1} , contrary to the QBO-like equatorial oscillation which exhibits an eastward phase weaker than the westward phase. This pattern exhibits a regular one-Saturn-year periodicity without downward propagation : the jets shown in Figure III.6 at 40 Pa extend from 10^3 Pa to the model top (Figure III.9).

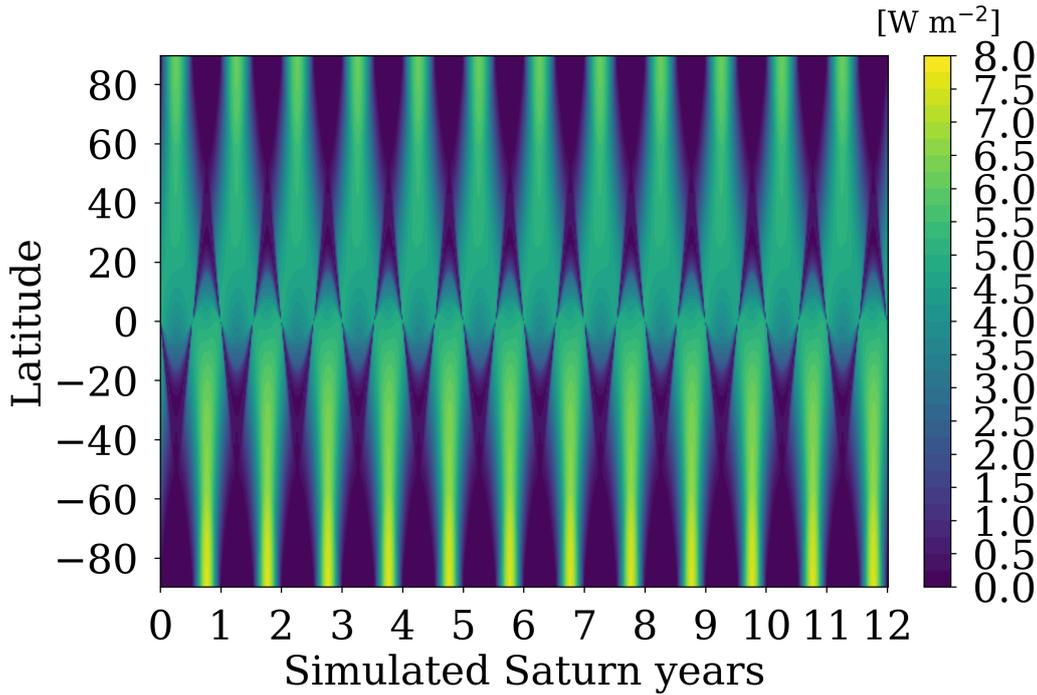
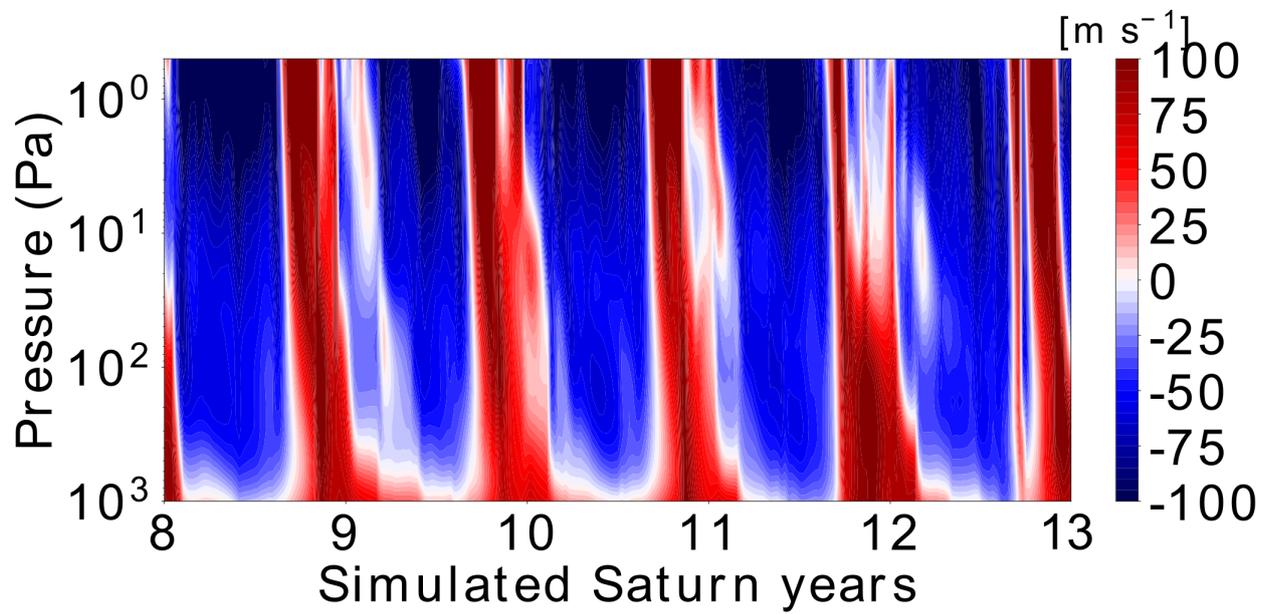


FIGURE III.8 – Temporal evolution of the incoming solar radiation in Saturn’s atmosphere on the whole 12-year DYNAMICO-Saturn simulation

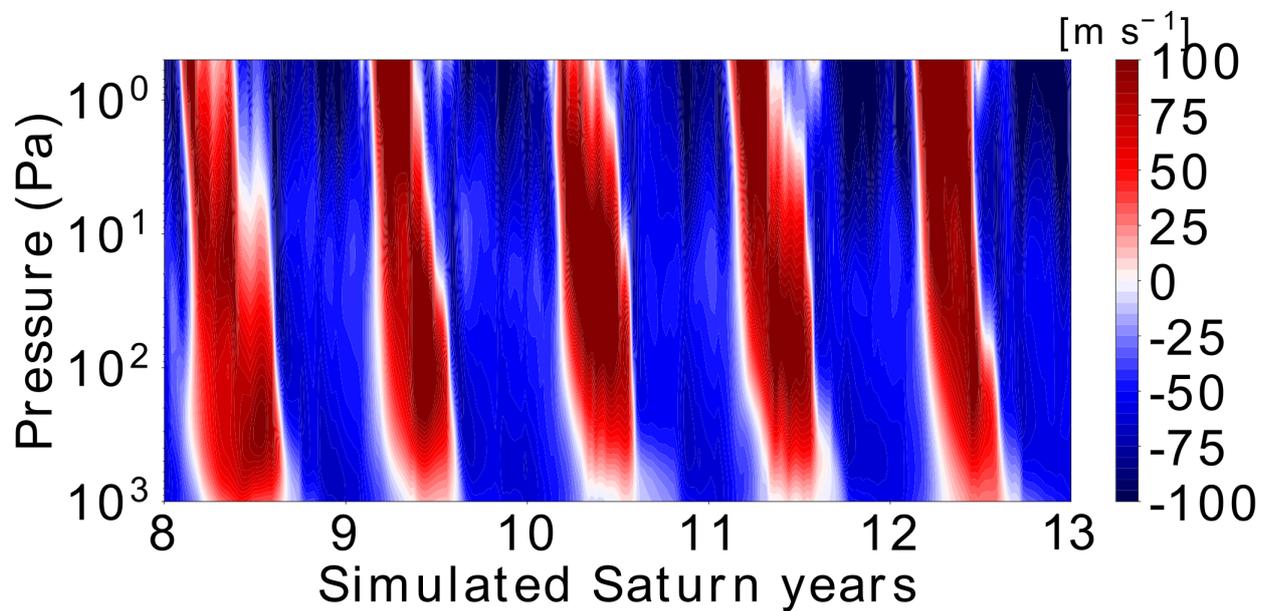
III.6.3 Equatorial stratospheric thermal structure

In this section, we compare our DYNAMICO-Saturn simulations with the observations of Saturn’s equatorial stratosphere by Cassini/CIRS. Stratospheric winds have never been measured; rather, the CIRS instrument on-board the Cassini spacecraft allowed the retrieval of stratospheric temperature vertical profiles and stratospheric winds were calculated using thermal wind balance. It is therefore relevant to compare the observed and simulated stratospheric temperatures. Figure III.10 represents altitude/latitude section of temperature simulated by DYNAMICO-Saturn in the stratosphere. Between 8°N and 8°S , this meridional section exhibits a stack of local maxima (around 148 K) and minima (130 K) of temperature from 10^2 Pa to the top of the model. The pattern of alternating temperature extrema propagate downward with time. Temperature oscillates with a 10 K-magnitude around 140 K with a period and a descent rate equivalent to the wind’s. Moreover, temperature extrema at the equator are anti-correlated to those occurring in the tropics. At a given pressure level, the cold equator regions are flanked by warmer tropical regions at 10 to 15°N and at 10 to 15°S . Using the thermal-wind equation applied assuming a geostrophically balanced flow, this significant meridional gradient of temperature confirms the presence of a significant vertical shear of the zonal wind at the equator.

To compare our simulation to CIRS observations, we re-mapped altitude vs latitude sections of modeled and observed temperatures with the same temperature range. GCM results are mapped in Figure III.11 and CIRS limb observations (acquired in 2005, 2010 and 2015) in Figure III.12, focused on high stratospheric levels. To carry out this comparison, we used CIRS data already processed in Guerlet et al. (2018). Our DYNAMICO-Saturn simulation produces a temperature field qualitatively consistent with observations, with alternative maxima and minima of temperature stacked on the vertical in the stratosphere. There are between 3 and 4 temperature extrema in our DYNAMICO-Saturn model whereas there are only 2 (2010) or 3 (2005 and 2015) temperature extrema in CIRS temperature retrievals. Moreover, observations show a temperature oscillation from 170 K to 120 K, with a 20 K-magnitude, hence twice as much as in our Saturn GCM simulations.



(a)



(b)

FIGURE III.9 – Altitude/time section at 20°N (III.9(a)) and 20°S (III.9(b)) of the zonal-mean zonal wind in Saturn's stratosphere for the 5 last years of our 13-years DYNAMICO-Saturn simulation.

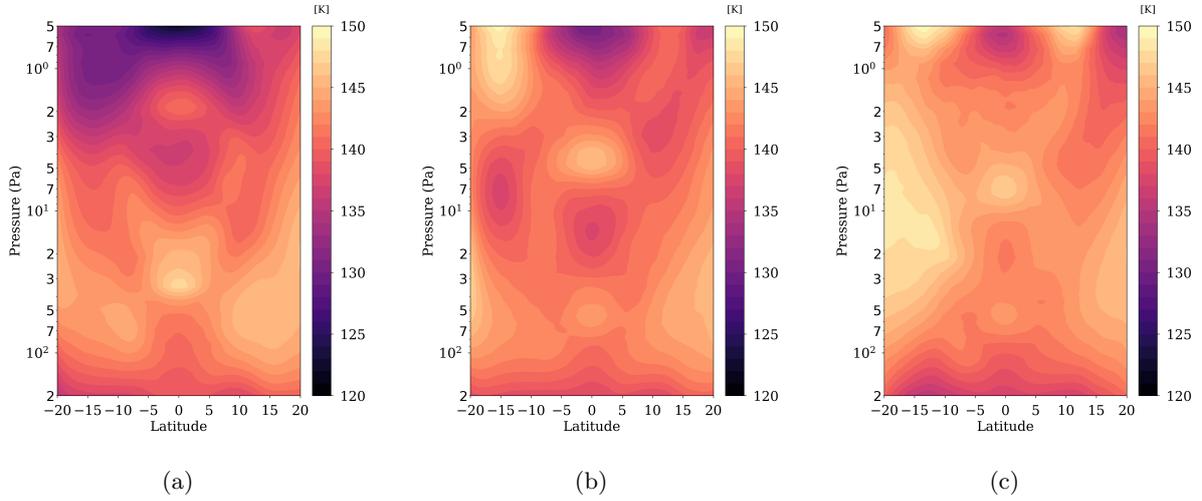


FIGURE III.10 – Altitude/latitude sections of zonal-mean temperature in Saturn’s stratosphere at three dates of simulation : III.10(a) at 10.45 years, III.10(b) at 10.55 years and III.10(c) at 10.60 years.

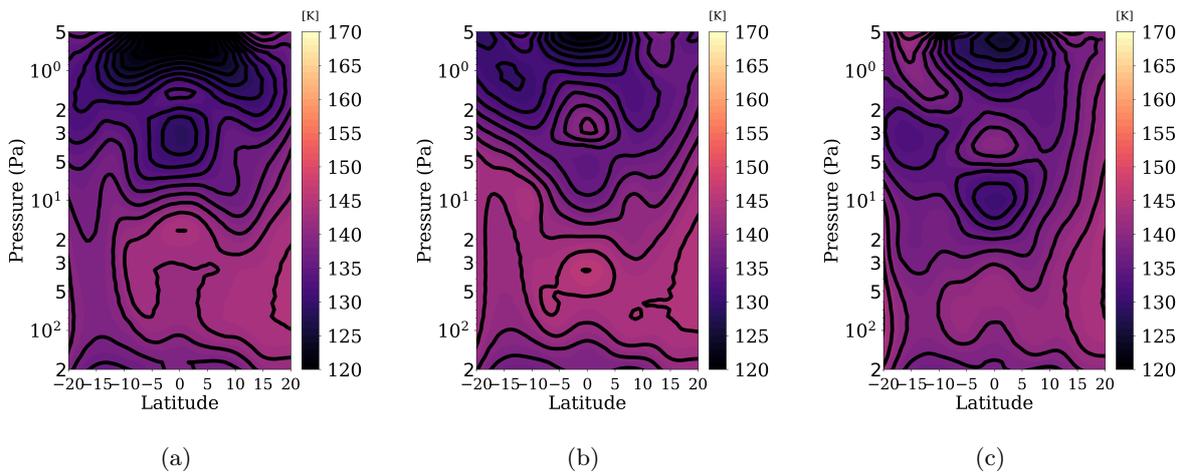


FIGURE III.11 – Altitude/latitude sections of zonal-mean temperature in Saturn’s stratosphere at the 8.5 (III.11(a)), 8.53 (III.11(b)) and 8.6 (III.11(c)) years to compare with CIRS measurements (Figure III.12). Contour lines are separated by 2 Kelvin.

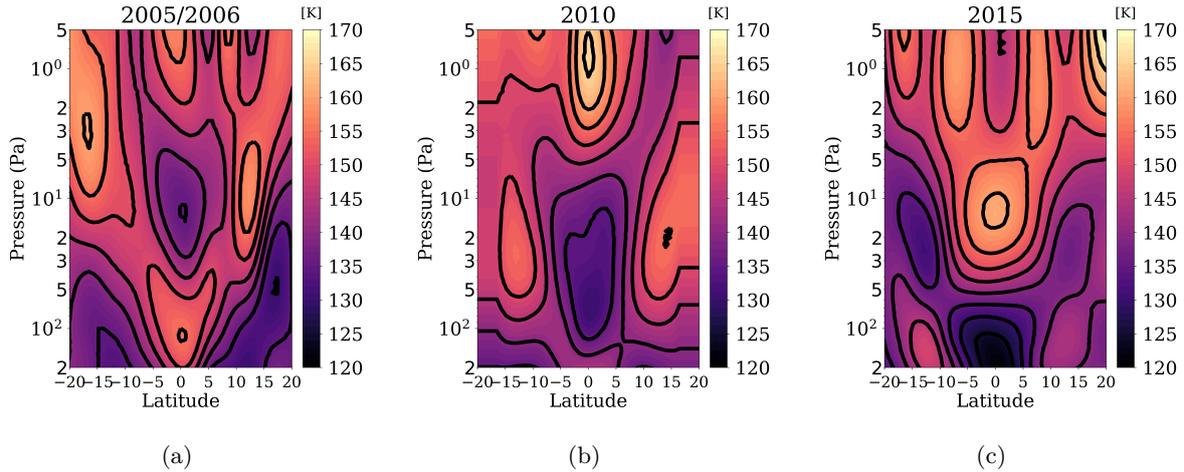


FIGURE III.12 – Altitude/latitude sections temperature measured by Cassini CIRS instrument at 2005/2006, 2010 and 2015 (analogous to Guerlet et al. (2018) Figure 3 top row but focused here on high stratospheric levels). Contour lines are separated by 5 Kelvin.

To highlight the anomalies temperature resulting of the modeled and observed Saturn equatorial oscillation, we map temperature differences between two half-period-separated dates. Figure III.13 displays altitude/latitude sections of temperature differences between the dates 8.53 and 8.5 years (top left) and between the dates 8.6 and 8.53 years (bottom left) of Figure III.11. Comparison with CIRS measurements (right rows of Figure III.13) shows the similarities and differences in the modeled and observed QBO-like oscillations. Temperature differences underline a stack of positive and negative anomalies of temperature, with Saturn-DYNAMICO underestimating the amplitude by a factor of 2 compared to the observations. The characteristic vertical size of the DYNAMICO-Saturn QBO-like oscillations is two times smaller than the observed one. Our DYNAMICO-Saturn underestimates the temperature maximum by around 20 K and underestimates the magnitude of the temperature anomalies by 10 K. Another difference between the Cassini observations and the GCM-modeled equatorial oscillation is the vertical extent of the temperature anomalies at the equator. Cassini radio occultation data showed that the descending temperature minima and maxima extend down to the tropopause level, around 100 hPa (Schinder et al., 2011) whereas in the Saturn-DYNAMICO simulations there is no more equatorial-oscillation signal below the 1-2 hPa level.

We can also compare our simulations to the idealized work of Showman et al. (2019). In their idealized simulation, they obtain a temperature oscillation of about ~ 10 K that migrate downward over time (Figure 8 of Showman et al. (2019)), as in our simulation. Moreover, we obtain a stack of temperature extremes spatially close to each other on the vertical, contrary to their simulation, where the extremes of temperature are half a decade (in pressure) apart from each other by a constant temperature zone. In our and their simulations, opposite extremes of temperature (at a given pressure level), centered between 10 and 15 latitude degrees (both north and south), are generated. There is, in the two simulations, an anti-correlation between temperature extremes at the equator and those occurring off the equator. With DYNAMICO-Saturn, compared to the CIRS observations, we obtain a more realistic patterns of temperature anomalies at the equator than the idealized work of Showman et al. (2019), but there are still some notable differences with the CIRS observations.

Another feature of Saturn’s stratosphere observed by Cassini/CIRS is the anomalously high temperatures under the rings’ shadows (Fletcher et al., 2010). Previous radiative simulations of Saturn’s atmosphere failed to reproduce these temperature anomalies (Guerlet et al., 2014), hence dynamical heating was considered to explain this feature.

In our simulations, there is an interplay between the tropical eastward jets and temperature evolution, displayed in Figure III.14. In wintertime, at 20° latitude, the temperature starts by cooling rapidly (from 150K to 140K), which is likely due to the ring’s shadow radiative effect. Then, when the eastward jet increases in strength, this low temperature region is significantly reduced, there is

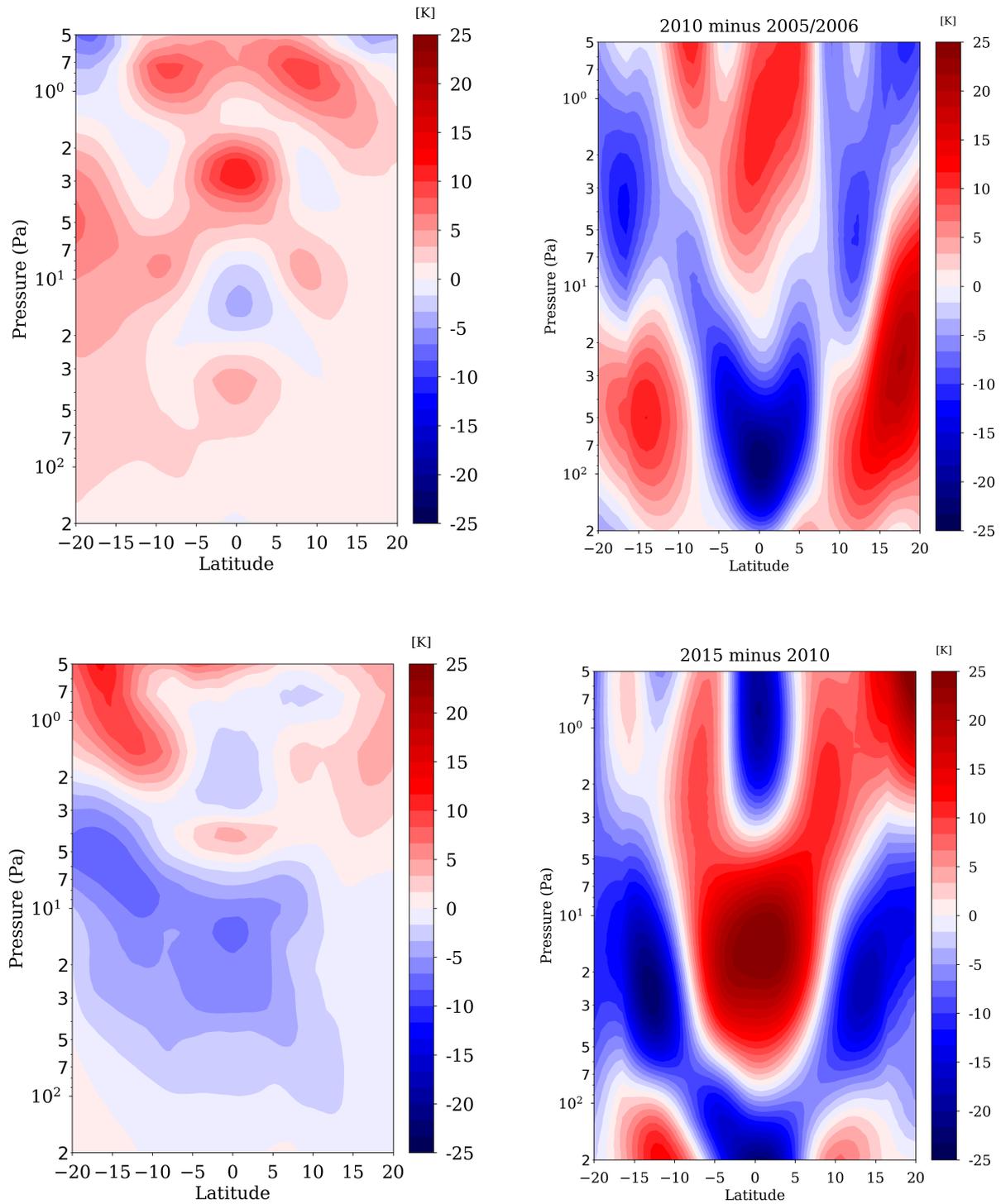


FIGURE III.13 – Altitude/latitude sections of temperature differences between two half-period-separated dates (left : DYNAMICO-Saturn results and right : as derived from CIRS measurements, analogous to [Guerlet et al. \(2018\)](#) Figure 3 bottom row) in Saturn’s stratosphere. The modeled temperature oscillation underlines a vertical characteristic length twice as small as the observed one and a amplitude differences weaker than derived from CIRS measurements.

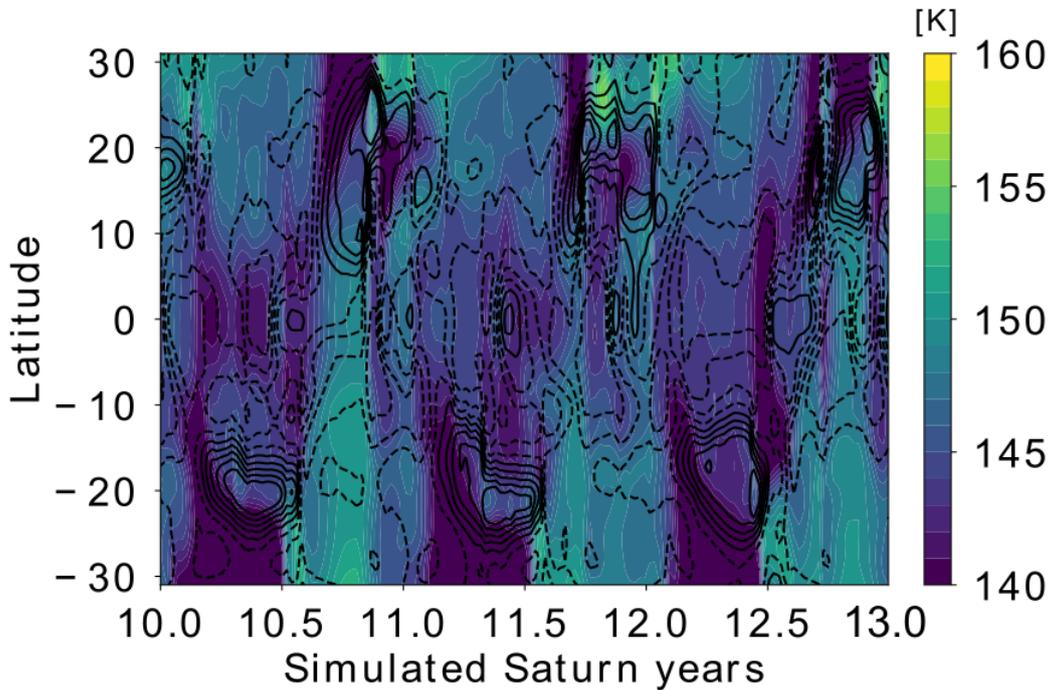


FIGURE III.14 – Time evolution of the zonal-mean temperature (color) and the zonal-mean zonal wind (contours spacing by 25 m s^{-1} between -100 m s^{-1} and 100 m s^{-1}) in Saturn’s stratosphere (40 Pa) of our 13-years DYNAMICO-Saturn simulation.

an increase of temperature from 140K to 145K. This is true only near the core of the eastward jet, at 20° . Indeed, at 30° latitude, the temperature remains very cold (140K) throughout wintertime. We will assess in more detail the dynamical impact of ring shadowing in the stratosphere in section III.8.

III.6.4 Equatorial stratospheric planetary-scale waves

According to the terrestrial experience, equatorial oscillation results from both planetary-scale waves and mesoscale waves forcing. In our DYNAMICO-Saturn GCM simulation, the oscillation at the low latitudes can only result from resolved motions, therefore planetary-scale waves, because there is no sub-grid scale parameterization or bottom thermal forcing in our model. To study those waves, we performed a two-dimensional Fourier transform of the symmetric and antisymmetric components of temperature and zonal wind fields, following [Wheeler and Kiladis \(1999\)](#) method, as in [Spiga et al. \(2020\)](#) section 3.3.1. We applied the two-dimensional Fourier analysis on a specific 1000-day-long run, with daily output frequency, after 270000 simulated Saturn days as in [Spiga et al. \(2020\)](#). The spectral mapping in the wavenumber s and frequency σ space enables to evidence and characterize the planetary-scale waves driving the stratospheric equatorial oscillation². Symmetric component of

2. To help identify modeled waves, theoretical dispersion relations for a sample of equivalent fluid layer depth (color lines) are superimposed on Fourier transforms. These theoretical lines are based on the *linear waves theory* ([Andrews et al., 1987](#); [Vallis, 2006](#)), which defines the way used to resolve momentum equations to determine wave types involved in atmospheric motion. For this purpose, we commonly use the Rotating Shallow Water (RSW) model (but assumptions made for the RSW model are also valid for the 3D Primitive Equations) for a thin layer of fluid (of height h) with constant density with a free surface. Consider a spectrum of small perturbations (η) to the state of the rest for a RSW fluid (of constant height H), one can define the free surface height as $h = H + \eta$. For sufficiently small components of the wind u , v and perturbations η , one can neglect non-linear terms of the momentum equations. Following the Fourier method, which consist in an eigenvalue problem for harmonic waves solutions for $u = u_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})}$, $v = v_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})}$ and $\eta = \eta_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})}$, one obtains an algebraic system after substitution into linearized momentum equations. These colored lines describe different “equivalent depth” corresponding to the RSW model constant height H , which is imposed to introduce the small perturbation and the harmonic waves solution. These “equivalent depths” indicate the order of

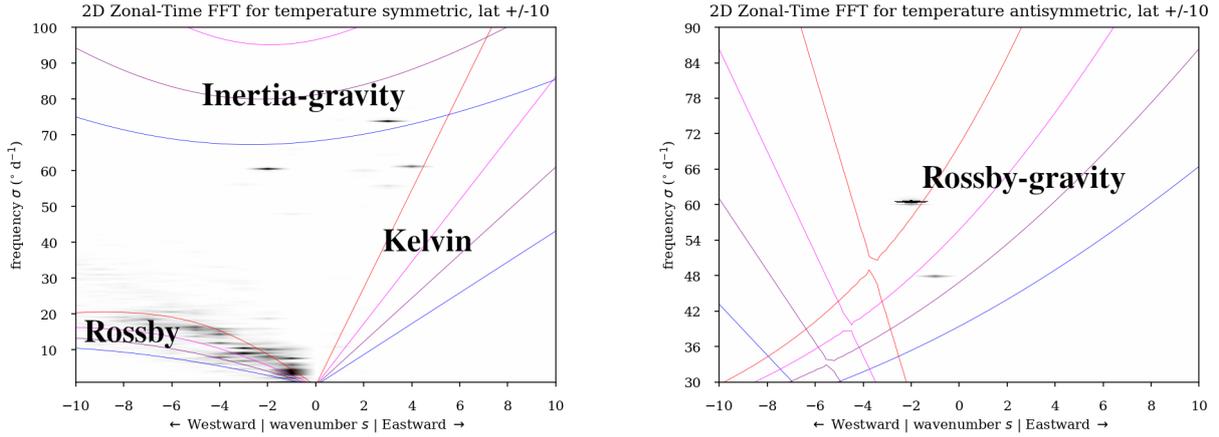


FIGURE III.15 – Two-dimensional Fourier transforms of the symmetric component of temperature field, following [Wheeler and Kiladis \(1999\)](#) method, to highlight the equatorial waves produced by our DYNAMICO-Saturn in dynamical steady-state at the 40th pressure-level (43 Pa). Grey shaded areas depict the waves identified by the spectral analysis. The colored curves correspond to the dispersion relation from the linear theory. Four values of equivalent depths are included into the linear theory : 5 km in blue, 10 km in purple, 20 km in magenta and 50 km in red.

temperature (about the equator) T_S shows Rossby, inertia-gravity and Kelvin waves and antisymmetric component of temperature T_A shows Yanai (Rossby-gravity) waves.

The results of the two-dimensional Fourier transform for the stratospheric temperature and zonal wind fields at the 20-Pa pressure level are shown in Figure III.15 and in Table III.1. The spectral analysis demonstrates, both in the antisymmetric component of temperature and zonal wind fields, that the dominant wavenumber-2 is a westward-propagating Rossby-gravity wave with a period of 6 days and a frequency of 60° longitude per day. Westward-propagating Rossby and inertia-gravity waves with wavenumber $s = -1$ are the secondary prominent mode in temperature, with a period of 100 Saturn days. There are two other westward-propagating modes with wavenumbers $s = -2$ and $s = -3$, and respectively a period of 6 and 34 Saturn days. Finally, there are only two eastward-propagating Kelvin waves (identified both in the temperature and wind field) with $s = +3$ and $s = +4$, with a 5 Saturn days and 6 Saturn days periodicity. The zonal wind field indicates westward-propagating Rossby waves with $s = -1$ to $s = -10$, exhibiting long periods of several tens of Saturn days and frequencies of about fifteen degrees longitude per day.

It is worth noticing that there are numerous westward-propagating modes versus only two eastward-propagating mode, both in temperature and zonal wind components. The resolved QBO-like oscillation in our DYNAMICO-Saturn reference GCM simulation is thus characterized by an imbalance in eastward- and westward-wave forcing. This may be symptomatic of the absence of sub-grid scale waves parameterization, which contribute of almost $3/4$ of the eastward momentum forcing in the equatorial oscillation of Earth. Indeed, the smaller the eastward-wave forcing is, the smaller the eastward momentum carried by waves to critical levels is. This lack of eastward momentum in the resolved dynamics could explain why, as noticed in section III.6.2, the eastward phase of the equatorial oscillation seems to be unstable in time compared to the westward phase. A plausible explanation is that the eastward momentum deposition of Kelvin wave is too low on its own to balance the westward phase induced by the Rossby-gravity, Rossby and inertia-gravity waves.

magnitude of the vertical wavenumber (linked to vertical wavelength) of waves in our GCM. To choose these theoretical “equivalent depths”, we created a sample of values that encircle the vertical discretization of the GCM to only consider resolved waves.

Dominant modes in T_s			
s	σ ($^{\circ}/\text{d}$)	period (d)	$\log(\text{SP})$
-1	3.6	100	9.6
-2	60.5	6	9.4
-3	10.4	34	9.2
+3	73.8	5	8.9
-4	7.9	45	8.7
+4	61.2	6	8.7
-5	16.2	22	8.7

Dominant modes in u_s			
s	σ ($^{\circ}/\text{d}$)	period (d)	$\log(\text{SP})$
-1	4.0	91	11.9
-2	7.9	45	11.9
-3	11.2	32	11.3
-7	13.7	26	11.3
+3	73.8	5	11.3
-4	8.3	43	11.2
-5	10.4	34	11.1
-10	17.3	21	11.0
-6	16.2	22	11.0
+4	61.2	6	11.0

Dominant modes in T_A, u_A, v_S			
s	σ ($^{\circ}/\text{d}$)	period (d)	$\log(\text{SP})$
-2	60.5	6	11.3

TABLE III.1 – Spectral modes detected by Fourier analysis and depicted in Figure III.15. SP means spectral power and d Saturn days.

III.6.5 Eddy-to-mean interactions driving the equatorial stratospheric oscillation

To determine the eddy-to-mean interactions within the flow, we use the Transformed Eulerian Mean (TEM) formalism. In terrestrial atmospheric studies, it is commonly employed to investigate momentum and heat transfers by wave-mean flow interactions (Andrews et al., 1983).

In all the following equations (III.1 to III.4), the overline denotes the zonal-mean of each field, the prime symbol denotes the eddy component, i.e. departures from the zonal mean. By defining the transformed zonal-mean velocities as follows

$$\overline{v^*} = \overline{v} - \frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{\overline{v'\theta'}}{\overline{\theta_P}} \right) \quad (\text{III.1})$$

$$\overline{\omega^*} = \overline{\omega} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\cos \phi \overline{v'\theta'}}{\overline{\theta_P}} \right) \quad (\text{III.2})$$

we obtain the momentum equation in the Transformed Eulerian Mean formalism :

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} = \overline{X} - \underbrace{\left[\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (\overline{u} \cos(\phi))}{\partial \phi} - f \right]}_I \overline{v^*} - \overline{\omega^*} \frac{\partial \overline{u}}{\partial P} + \underbrace{\frac{1}{a \cos \phi} \overline{\nabla \cdot \vec{F}}}_{II} \quad (\text{III.3})$$

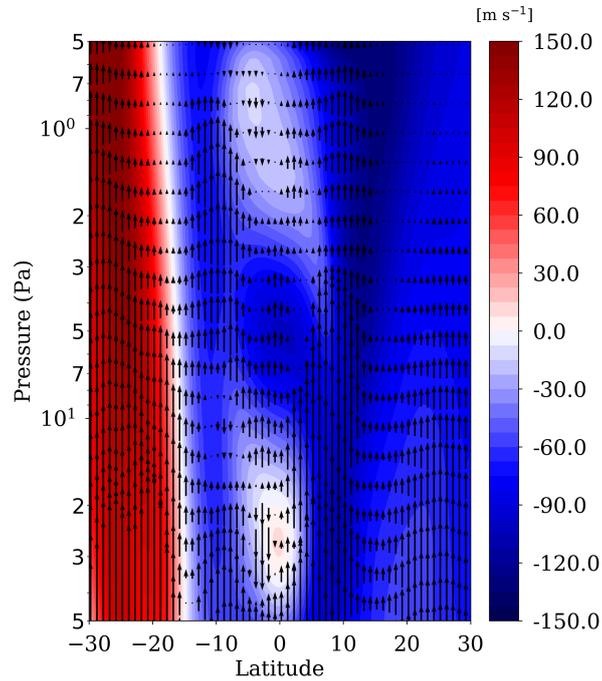
where \overline{X} is the zonal-mean non-conservative friction and $\vec{F} = (F^\phi, F^P)$ is the Eliassen-Palm flux, which components are defined in equation III.4 below.

$$\begin{aligned} F^\phi &= \rho_0 a \cos \phi \left(\overline{v'\theta' \frac{\partial \overline{u}}{\partial P}} - \overline{u'v'} \right) \\ F^P &= \rho_0 a \cos \phi \left(\overline{\frac{v'\theta'}{\partial \theta}} \left(f - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (\overline{u} \cos \phi)}{\partial \phi} \right) - \overline{u'\omega'} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.4})$$

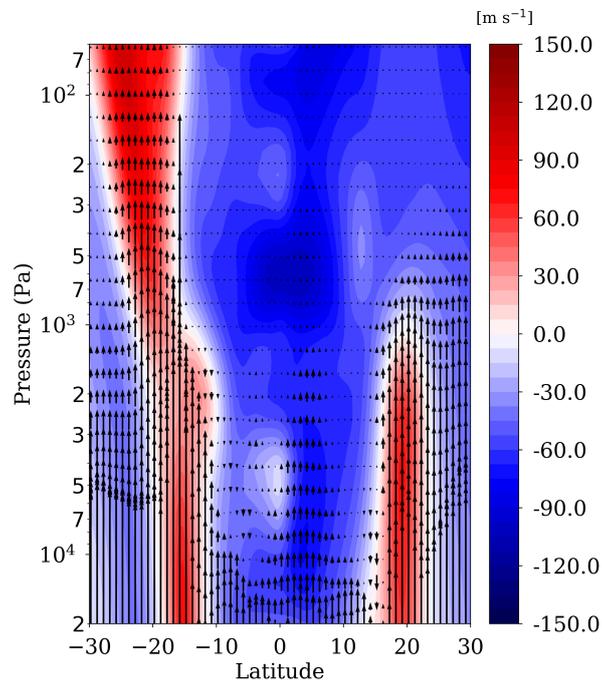
The Eliassen-Palm flux is defined as a wave momentum flux : it depicts both interactions between eddies and the mean flow (a momentum stress on the mean flow) and eddy propagation, as a wave activity. It allows one to link the meridional flux of heat $\overline{v'\theta'}$ and zonal momentum $\overline{u'v'}$ (due to waves forcing) to a horizontal F^ϕ and vertical F^P flux of momentum on the mean flow (into Equation III.3). In equation III.3, the term I is the residual-mean acceleration and the term II is the Eliassen-Palm flux divergence, i.e. the eddy forcing in momentum on the mean flow acceleration (named eddy-induced acceleration in the following). Studying the Eliassen-Palm flux, as well as its divergence, makes it possible to identify the regions of greatest interaction between the eddies and the mean flow, and to visually determine the propagation of eddy-induced momentum from one region of the atmosphere to another.

In the following analysis, we separate the lower stratosphere (2×10^4 Pa to 6×10^1 Pa) and the upper stratosphere (6×10^1 Pa to 5×10^{-1} Pa) to clarify the analysis. For each stratospheric regions, the two components of the Eliassen-Palm vectors are scaled by their own averaged values which are distinct in the two stratospheric regions.

We ran an additional, specific 1000-day-long GCM simulations with a daily output frequency, restarted at a time of a strong reversal of wind direction from the westward to the eastward direction (at $L_s = 140^\circ$ during the eighth simulated Saturn years). Figure III.16 displays the time-average of the Eliassen-Palm flux diagram (vectors) superimposed on the zonal-mean zonal wind (color). The Eliassen-Palm flux essentially comes from the high troposphere in tropical regions, particularly the strong eastward jets located at $\pm 20^\circ$ of latitude. In the southern hemisphere, the Eliassen-Palm flux vectors is significant between 2×10^4 Pa and 6×10^2 Pa in the lower stratosphere (Figure III.16(b)) and between 5×10^1 Pa and 1×10^1 in the upper stratosphere (Figure III.16(a)). The eddy momentum transferred to the upper stratospheric layers mainly comes from the strong eastward jet correlated to the rings shadow (centered at 25° S). Comparison between northern and southern tropical regions shows that the largest eddy momentum forcing is correlated to this strong eastward jet, even in the highest stratospheric layers, where the forcing is greatly reduced. Furthermore, there is an inversion of the Eliassen-Palm vectors' direction at the equator (downward) compared to the two tropical regions



(a)



(b)

FIGURE III.16 – Altitude/latitude sections of the zonal mean zonal-wind (color) and the Eliassen-Palm flux in equatorial regions at $L_s = 140^\circ$ during the eighth simulated Saturn years, focused on high stratospheric levels (III.16(a)) and low stratospheric levels (III.16(b)). Vectors scale is arbitrary for each section.

(upward). We deduce that there is a conceivable cell of eddy flux on both sides of the equatorial stacked jets, which suggests an eddy forcing of the equatorial oscillation.

Eddy-to-mean interactions are indeed involved in the downward propagation of the terrestrial equatorial oscillation. We investigate those interactions in the case of our simulated Saturn equatorial oscillation by choosing a representative case study, the downward propagation of the equatorial eastward zonal jets between $Ls = 185^\circ$ and $Ls = 188^\circ$ on simulated year 8. For this test case, to diagnose the wave-induced forcing on the mean flow, we report the temporal evolution of zonal wind profiles, waves and the divergence of the Eliassen-Palm flux in Figure III.17. Additionally, to investigate the types of waves involved in this forcing, we perform two related spectral analysis, one in the interval $Ls = 181-185^\circ$ and the other in the interval $Ls = 185-188^\circ$, each one over 250 simulated Saturn days.

At $Ls = 185^\circ$, zonal wind profile shows an intense westward jet (almost -75 m s^{-1}) between 50 and 15 Pa, a weak eastward jet between 15 and 9 Pa (only 10 m s^{-1}) and the lower part of a second intense westward jet (from 9 Pa to the top of the figure). At 21 Pa, between $Ls=181^\circ$ and 188° , there is a small eastward eddy-induced acceleration, of about 0.3 m s^{-2} . Our spectral analysis shows that this is associated to a decrease of both Rossby and Kelvin waves activity at this pressure level. The eastward eddy-induced acceleration, correlated to the Kelvin waves activity at 21 Pa, forces the wind direction to eastward propagation and tends to “push” the eastward jet down. So, at $Ls = 188^\circ$, this eastward jet is located from 20 to 12 Pa, close to the weak eastward eddy-induced acceleration. At 10 Pa, the temporal average of the Eliassen-Palm flux divergence demonstrates a significant westward eddy-induced acceleration, associated to a great enhancement of Rossby waves and a vanishing of Kelvin waves activity in spectral analysis. During the 500 Saturn days around the date $Ls = 185^\circ$, at 10 Pa, the westward waves transfer westward momentum to the mean flow, the large westward acceleration changes the wind direction and attenuates the eastward jet. As a result, the westward jet, located between 9 Pa to the top of the figure at $Ls = 185^\circ$, downs to 11 Pa at $Ls = 188^\circ$. At this pressure level, we observe the transition from the eastward phase to the westward phase of the equatorial oscillation. Eastward and westward accelerations occur just below eastward and westward jets, respectively : this may be due to the location of critical levels. Approaching a critical level from below, the wave vertical group velocity and vertical wavelength both decrease, facilitating the momentum exchange with the mean flow, although the maximum transfer of momentum can occur somewhere before encountering the critical level (e.g. through radiative damping). This could explain the downward propagation of the stacked jets causing the QBO-like oscillation.

III.7 Saturn seasonal cycle to synchronize its equatorial oscillation

Idealized terrestrial QBO simulations show that the seasonal cycle could lock the equatorial oscillation period to an integer multiple of the annual cycle period (Rajendran et al., 2016). In our reference simulation, the QBO-like oscillation period is nearly the observed mean period, namely about half a Saturn year. This raises a new question : does Saturn’s annual seasonal cycle synchronize the period of the equatorial oscillation? To address this question, we performed an alternate simulation (named hereinafter the “no-season” simulation) in which the seasonal cycle of the incoming solar radiation is neglected : the planet’s position around the Sun is fixed at $Ls=0^\circ$. As a consequence, there is no ring shadowing in this simulation to avoid any singularities in the radiation at the equator. All other settings are similar to the DYNAMICO-Saturn reference simulation described previously. This “no-season” simulation starts with an initial state derived from the reference simulation after 7 simulated Saturn years. In this alternate simulation, the DYNAMICO-Saturn GCM is run for six simulated years : three years to reach a dynamical steady-state (a spin-up phase) and three additional years to compare the results with the eleventh to the thirteenth years of our reference simulation.

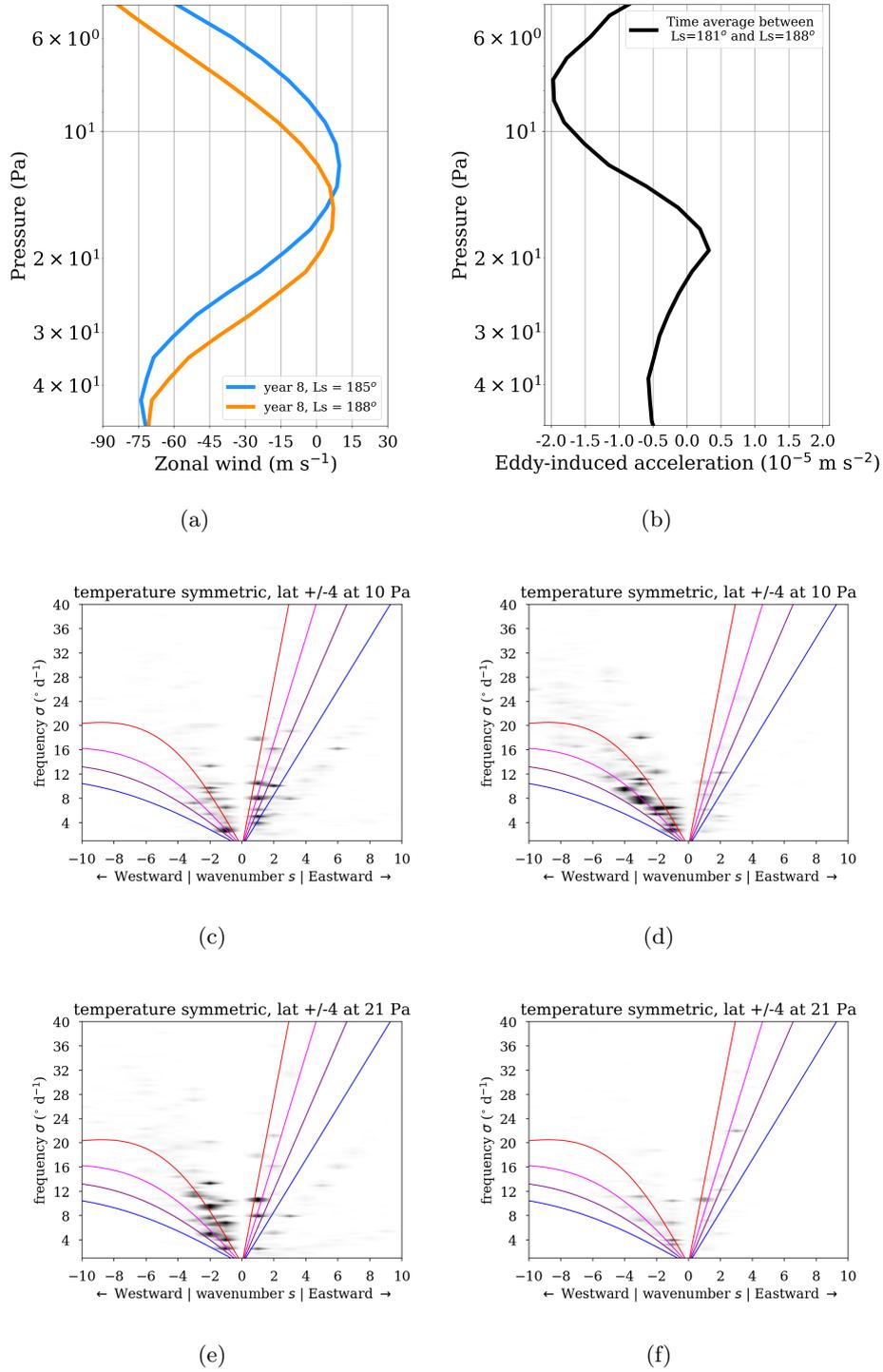


FIGURE III.17 – III.17(a) : Zonal-mean zonal wind profiles at $L_s = 185^\circ$ (blue line) and $L_s = 188^\circ$ (orange line). III.17(b) zonal-mean eddy-induced acceleration (term II of Equation III.3, black line), average over 500 days around $L_s = 185^\circ$. Each profiles are average over ± 5 degrees of latitude. III.17(c) to III.17(f) : two-dimensional Fourier transforms of the symmetric component of temperature field, following Wheeler and Kiladis (1999) method, over two time intervals ($L_s = 181-185^\circ$ and $L_s = 185-188^\circ$) and at 21 and 10 Pa.

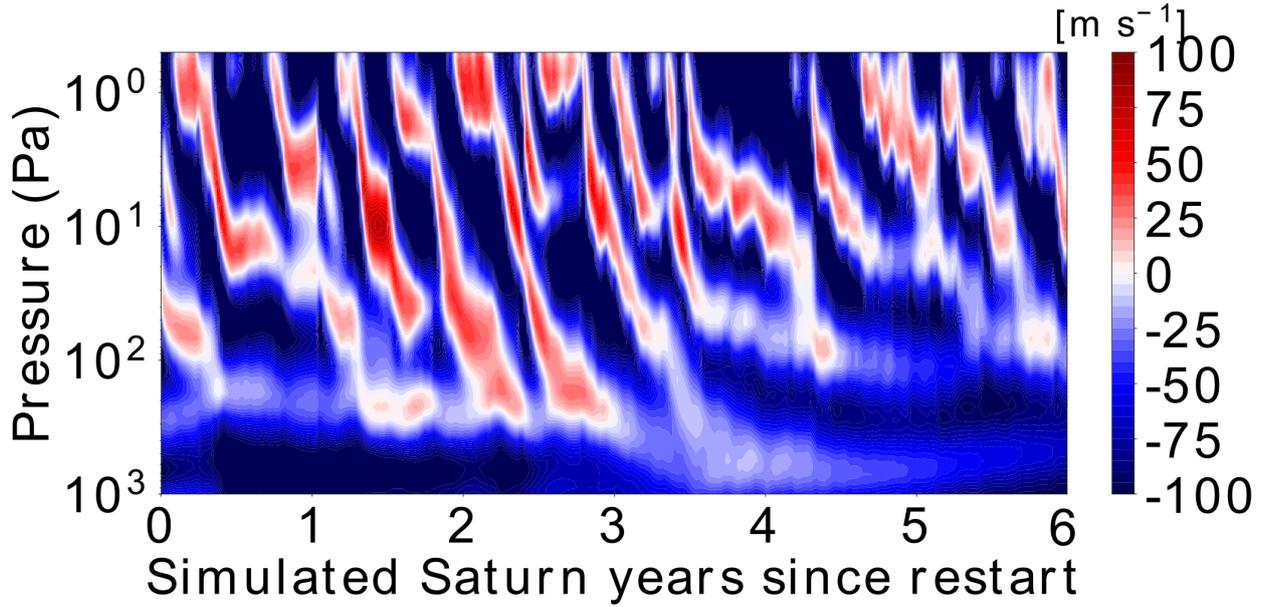


FIGURE III.18 – Altitude/time section at the equator of the zonal-mean zonal wind in Saturn’s stratosphere for the no-season DYNAMICO-Saturn simulation.

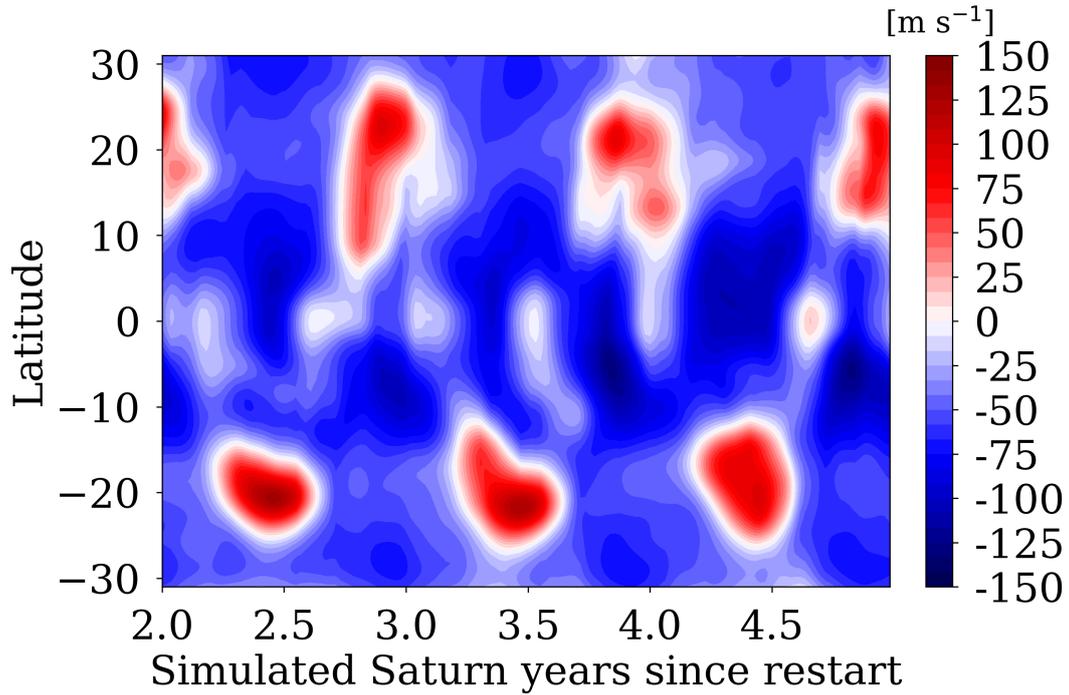
Figure III.18 shows the time evolution of the zonal-mean zonal wind vertical structure at the equator for the six simulated Saturn years of the “no-season” simulation. Compared to the reference simulation (Figure III.7), two conclusions emerge from the “no-season” simulation :

- During the spin-up phase, the eastward wind intensity is higher and the eastward phase of the equatorial oscillation is more regular and longer duration than in the reference simulation.
- after three simulated Saturn years, the oscillation begins to disappear in the lower stratosphere, toward 5×10^1 Pa.

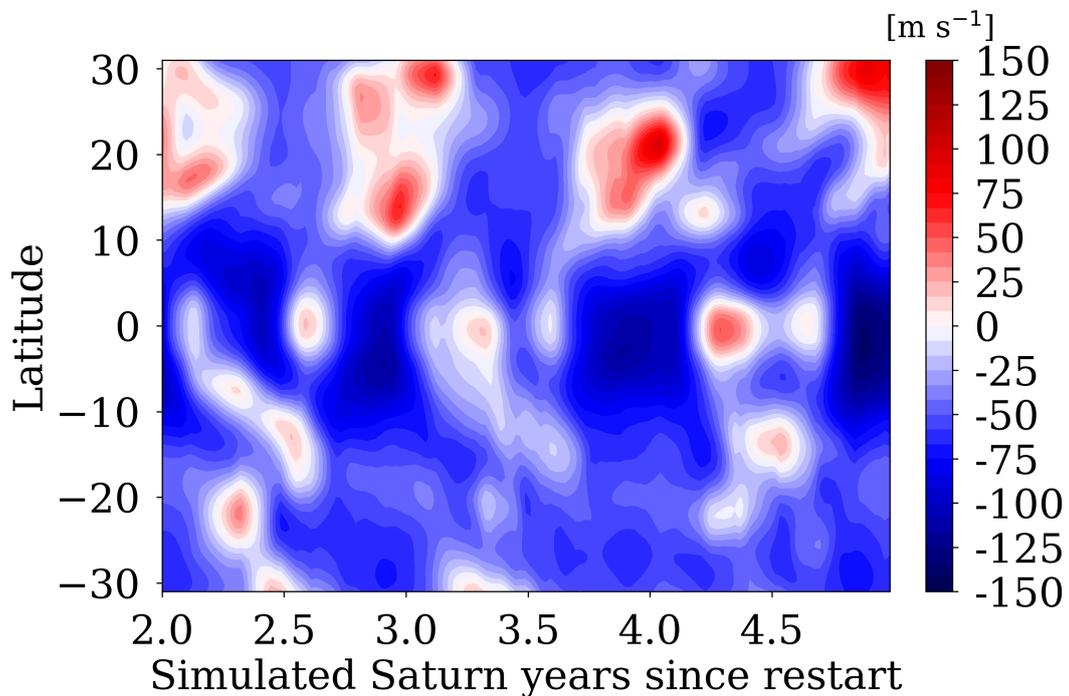
There is an interconnection between the stratospheric jets (mean flow) and the eddies that force the equatorial oscillation. The presence of established jets, coming from the reference simulation, at the beginning of the “no-season” simulation influences the eddies activity, maintaining a seasonal signature for about three years. Jets and eddies are intimately coupled : once the seasonal cycle is removed, the equilibrium between jets and eddies is slightly disturbed, the effect of which is only noticeable after three simulated years.

After spin-up, the equatorial oscillation disappears in the lower stratosphere, between 10^3 and 5×10^1 Pa, but it is maintained between 5×10^1 Pa to the model top with a different periodicity than in the reference simulation. At any pressure level, from the fourth simulated Saturn year to the end of the “no-season” simulation, we notice only 3 or 4 stratospheric eastward jets. We obtain, in this “no-season” simulation, a periodicity of about 0.7 simulated Saturn year which is less consistent with observations than the reference simulation. This is consistent with one of the conclusions of [Rajendran et al. \(2016\)](#) : the annual cycle can regulate an equatorial oscillation by enhancing the eddies forcing induced by the seasonality of atmospheric waves.

We conclude from our “no-season” simulation that the seasonal cycle of Saturn is a key parameter to establish and regulate the stratospheric equatorial oscillation modeled by our DYNAMICO-Saturn GCM. Both eddy activity and residual-mean circulations are impacted by seasons in such a way that the periodicity of the equatorial oscillations is “locked” close to a semi-annual periodicity. How much which effect dominates over the other is left for a future study.



(a)



(b)

FIGURE III.19 – Two-month running mean evolution of the zonal-mean zonal wind in Saturn’s stratosphere (40 Pa) between 30°N and 30°S of our DYNAMICO-Saturn comparative simulations : III.19(a) with rings’ shadow (reference simulation) and III.19(b) without rings’ shadow. The two first simulated years of the alternate simulation are not shown (model spin-up).

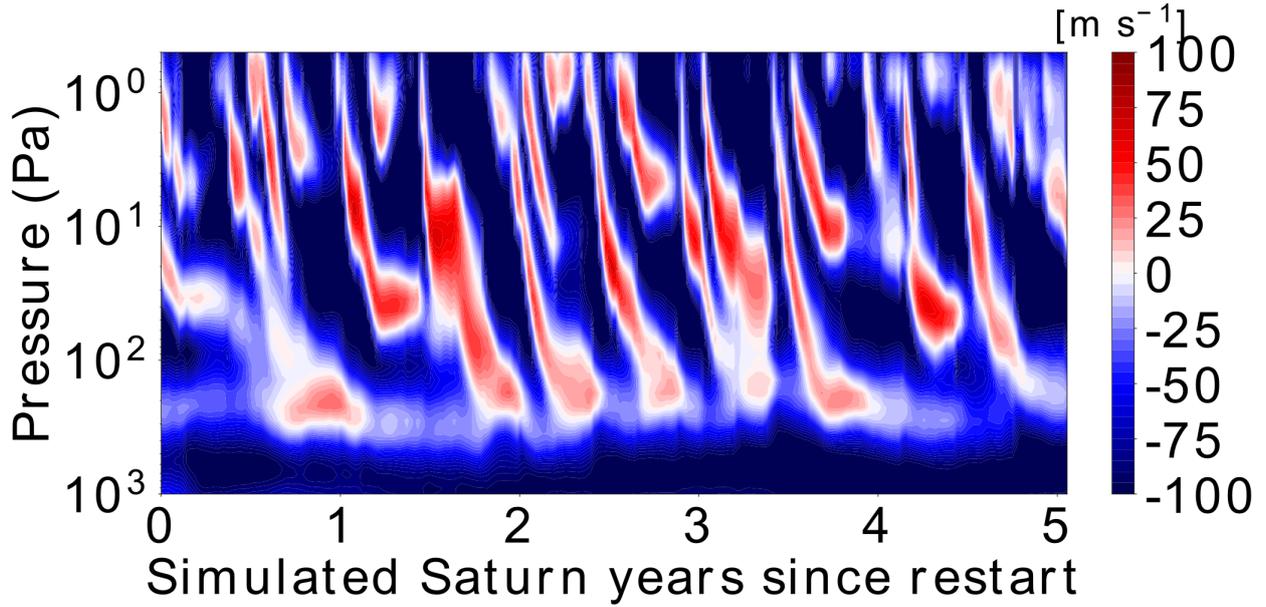


FIGURE III.20 – Altitude/time section at the equator of the zonal-mean zonal wind in Saturn’s stratosphere for the no-ring DYNAMICO-Saturn simulation.

III.8 Impact of the rings on Saturn’s stratospheric dynamics

III.8.1 Zonal wind in the tropical regions

To determine Saturn’s rings contribution to the atmospheric dynamics in the tropical channel, we performed an alternate simulation named the “no-ring” simulation, in which the rings’ shadowing of the incoming solar radiation is neglected, all other settings being equal with the DYNAMICO-Saturn reference simulation described previously. Contrary to the “no-season” simulation, a seasonal cycle is simulated in the “no-ring” simulation : it is different from the reference simulation since the shadow of the rings is removed. This “no-ring” simulation starts with an initial state derived from the reference simulation after 8 simulated Saturn years. The DYNAMICO-Saturn GCM is run for five simulated years : three years devoted to spin-up to reach a dynamical steady-state (see section III.7) and two additional years to compare the results with the eleventh and the twelfth years of our reference simulation.

Figure III.19 compares the two Saturn GCM simulations. In the no-ring simulation compared to the reference simulation, we note a disturbance of the structure of the zonal-mean zonal wind at the tropics, as well as an enhancement of the zonal wind intensity at the equator. Eastward jets at the tropics in the no-ring simulation split in several weaker eastward jets in the northern hemisphere. In the southern tropics, eastward jets even disappear after 3.5 Saturn years of simulation. Hence, rings’ shadowing (or the absence thereof) impacts equatorial and tropical dynamics. We present in Figure III.20 the vertical structure of the stratospheric equatorial oscillation resulting from the no-ring simulation. As in the reference simulation, the eastward phase of this QBO-like oscillation is irregular compared to the westward phase. However, eastward stratospheric jets in the no-ring simulation are larger in amplitude compared to the reference simulation (see Figure III.7), and the eastward phase of the equatorial oscillation lasts longer in the no-ring simulation than in the reference simulation. Eastward and westward phases are less contrasted. Neglecting the ring shadowing, we obtain an eastward phase of the simulated Saturn QBO-like oscillation enhanced by around 25 m s^{-1} and a periodicity between 0.4 and 0.5 simulated Saturn years.

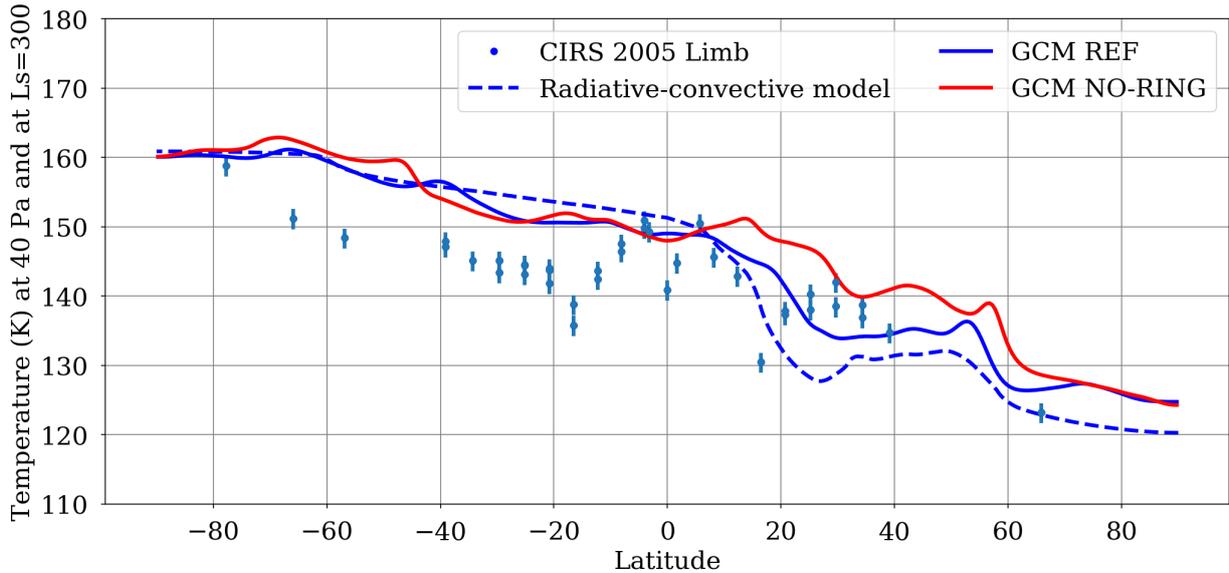


FIGURE III.21 – Temperature comparison between CIRS 2005 limb data (blue dots), reference simulation (blue line), NO-RING simulation (red line) and the radiative-convective model *à la Guerlet et al. (2014)* (blue dashed line) at the 40 Pa pressure level. Errorbars for the CIRS data contain the error due to the measurement noise and also related to the uncertainty of the CH_4 abundance.

III.8.2 Temperature field in the tropical region

Figure III.21 compares at the 40-Pa pressure level the reference DYNAMICO-Saturn simulation, the no-ring DYNAMICO-Saturn simulation, with radiative-convective 2D seasonal modeling *à la Guerlet et al. (2014)*, and the 2005 CIRS limb observations (Guerlet et al., 2009). This comparison is carried out at $L_s = 300^\circ$ in southern summer, when rings shadowing occurs at $20\text{--}25^\circ\text{N}$. As mentioned previously, the radiative-convective model fails to reproduce the local temperature maximum under the rings' shadow (between 20 and 30°N). It predicts instead a temperature ~ 12 K colder than the CIRS observations. Besides, the reference GCM simulation presents higher temperatures at these latitudes, which are still ~ 5 K too cold compared to measurements. At northern mid-latitudes in the winter hemisphere, the modeled temperature decreases from 20°N to 40°N , that we can associate with the signature of the rings shadow. Even if the dynamics of the DYNAMICO-Saturn GCM raises temperature underneath the ring, there remains a failure to replicate hot anomalies in the shadows. The no-ring simulation also exhibits warm temperature between 20°N and 30°N ; however, these temperatures are higher than the reference simulation (probably because the tropical eastward jets are impacted by the lack of ring shadowing) and too warm compared to the observations for the whole northern hemisphere except between $30\text{--}35^\circ\text{N}$. Hence Figure III.21 suggests a possible dynamical origin of the unexpected high temperature below Saturn's rings, but this dynamics is not fully addressed by DYNAMICO-Saturn *with* rings shadow. We defer the detailed study of the seasonal circulation to a future work.

III.8.3 Eddy-to-mean interactions in the tropical region

Ring shadowing impacts the tropical eastward jets. Those jets are forced by the residual-mean circulation and the eddy-to-mean interactions. To further characterize the impact of ring shadowing on those two contributions, we use the TEM formalism (Equation III.3).

In the two simulations, eddy-induced (term II of Equation III.3) and mean-circulation-induced (term I of Equation III.3) accelerations are of the same order of magnitude. It is also of the same order of magnitude between both simulations (Figure III.22). The presence of the tropical southern eastward jet in the reference simulation is associated with a significant eddy-induced acceleration that disappears completely when ring shadowing is not included (Figure III.22 top rows). The equatorial behavior of eddy-induced acceleration is of opposite sign at the top of the stratosphere in the no-ring simulation compared to the reference simulation.

The acceleration due to the mean circulation is shown at the bottom of Figure III.22. Without rings shadowing, acceleration induced by the mean circulation is mainly positive in the north and negative in the south. With ring shadowing, this pattern is disturbed both in the southern hemisphere (where a reduced acceleration is seen at the location of the tropical eastward jet) and in the opposite hemisphere as well. Indeed, in the northern hemisphere, the acceleration is now mainly negative in the range 2 – 100 Pa when ring shadowing is taken into account. A similar behavior is observed during southern summer (not shown).

The amplification of the eddy-induced acceleration just below rings shadowing presents the same periodicity than the Saturn seasonal cycle. We map the time evolution of the acceleration due to eddies in the reference simulation (Figure III.23(a)) and the no-ring simulation (Figure III.23(b)). In the reference simulation, eddy-induced acceleration is enhanced at the tropics when eastward tropical jets are present. There is a strong deceleration due to eddies at the location of the tropical eastward jets (except for the jets located at 20°S at 2.5 simulated Saturn year). The winter tropics, where the rings' shadow occurs and eastward jets are produced, are associated with an intense interaction between eddies and the mean circulation, which induces a significant deceleration due to eddy activity. Regarding the no-ring simulation, the eddy-induced acceleration is halved compared to the reference simulation at the location of the eastward jets. The seasonality of the eddy-to-mean interaction persists at the tropics without the rings shadowing, but the intensity of the eddy forcing in the mean flow is reduced. In this case, the whole tropical channel is driven by homogeneous absolute values of acceleration and deceleration (about $1.5 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$).

To summarize the conclusions of this section III.8, rings' shadowing affects the stratospheric dynamics of Saturn. Rings shadowing impacts the thermal structure of the tropical regions with a seasonal periodicity. This causes seasonally-varying tropical eastward jets underneath the shadows, through two distinct dynamical interactions. First of all, there is an enhancement of the eddy-induced acceleration at the location of the shadow. Secondly, there is a reversal of sign of the acceleration (positive in the case without ring shadow to negative sign in the case with rings shadow) due to the residual-mean circulation in summer hemisphere (opposite of the "rings shadow" hemisphere). Moreover, the strong meridional gradients of wave activity disturb the eastward phase of the equatorial oscillation (and the overall periodicity of it) by producing low-intensity eastward jets.

A putative impact of the ring's shadow on Saturn's stratospheric dynamics was already suspected by previous authors, based on the observation of a local maximum in hydrocarbons and anomalously high temperatures under the ring's shadow in northern winter, disappearing at the spring equinox (Guerlet et al., 2009; Sylvestre et al., 2015). Upward motion at summer mid-latitudes associated with a tropical adiabatic subsidence in the winter hemisphere could explain heat transport under the ring shadowing, as well as the observed hydrocarbon abundances asymmetries (Guerlet et al. (2009), Guerlet et al. (2010)). With our study, we show that such interpretations of anomalies seen in observations invoking upward and downward motions may reflect a too simplistic view. Rather, eddy forcings might play a role as much as significant as the residual-mean circulation in shaping Saturn's stratospheric temperatures and dynamics.

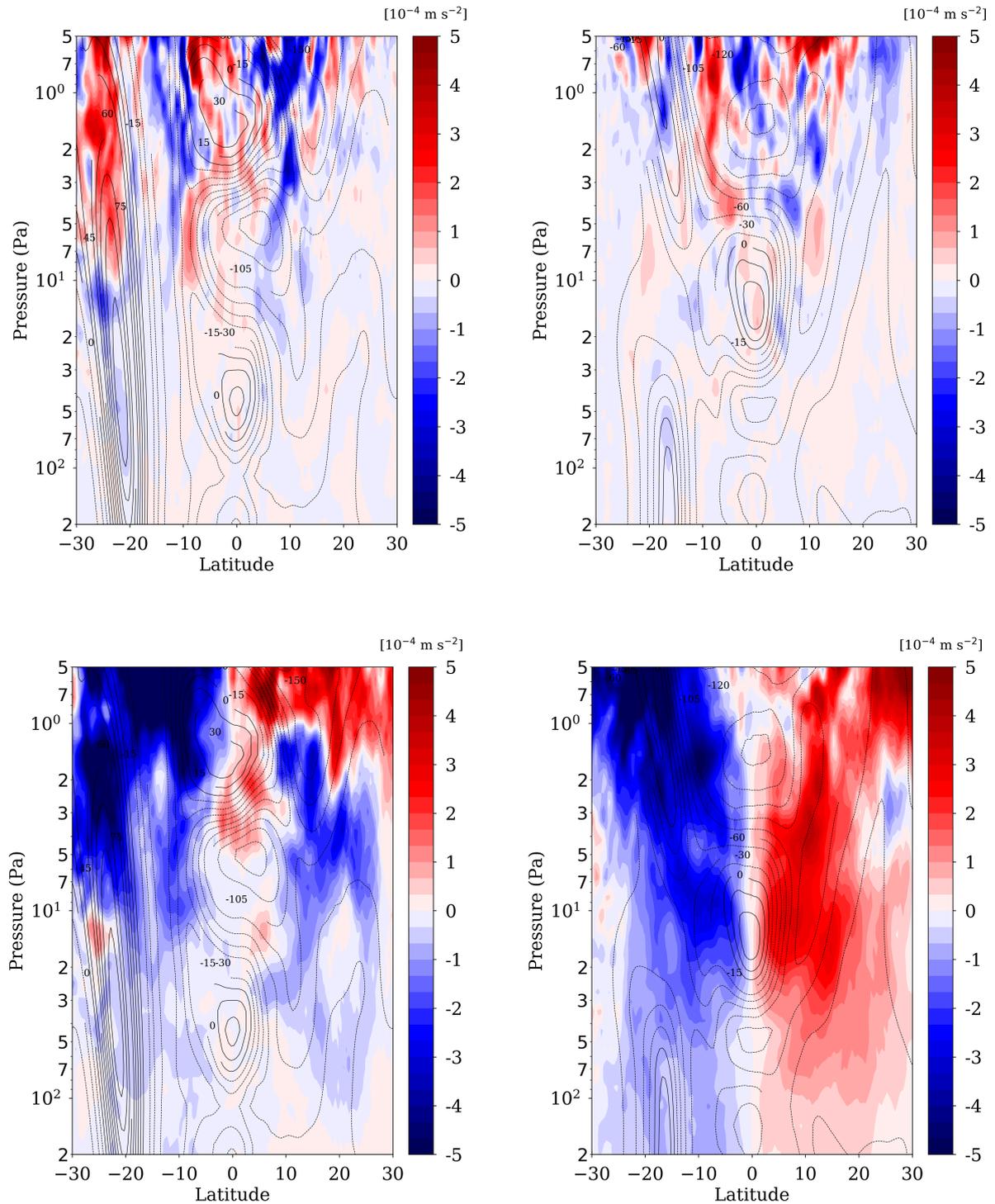
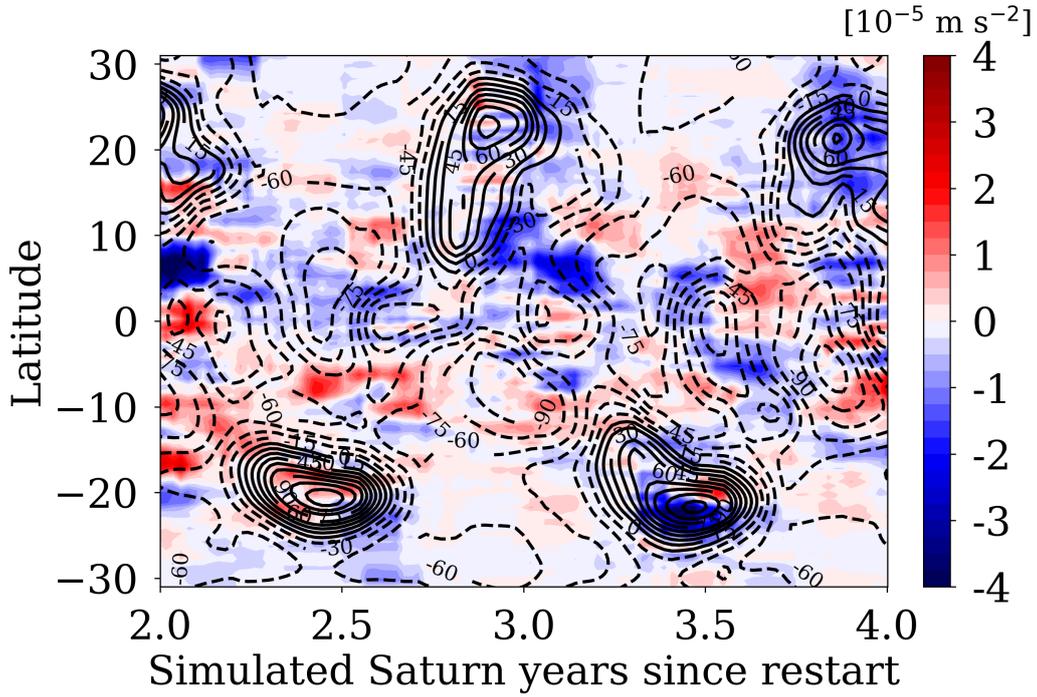
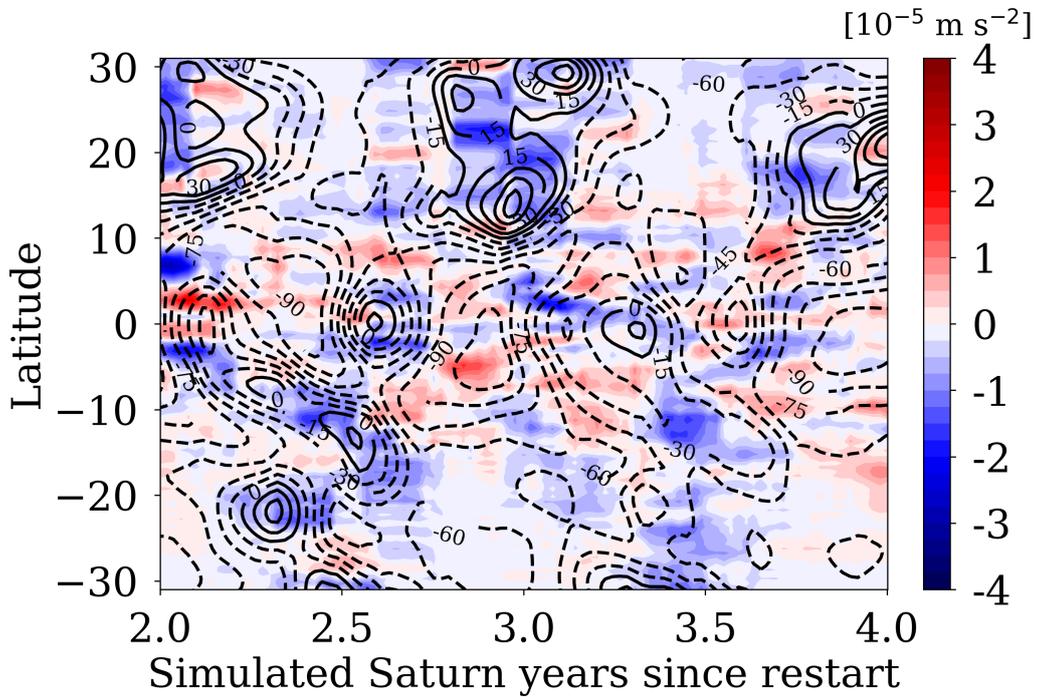


FIGURE III.22 – Comparative meridional sections of zonal-mean zonal wind (contours, solid lines depict eastward jets and dashed lines depict westward jets), eddy-induced acceleration (color, top rows) and mean-circulation-induced acceleration (color, bottom rows) in TEM formalism between rings- (left columns) and no-ring- (right columns) simulations at the 3.5 simulated Saturn year since restart. This dates correspond to the northern summer : rings’ shadow takes place at around 20°S and produces a strong eastward jet centered at 25°S.



(a)



(b)

FIGURE III.23 – Two-month running mean evolution of the zonal-mean eddy-induced acceleration (colors) and the zonal wind (contours) in Saturn's stratosphere (40 Pa) between 30°N and 30°S of our DYNAMICO-Saturn comparative simulations : III.23(a) with rings' shadow (reference simulation) and III.23(b) without rings' shadow.

III.9 Conclusions and perspectives

We use a troposphere-to-stratosphere Saturn GCM without any prescribed wave parameterization to study the equatorial stratospheric dynamics, especially the stratospheric equatorial oscillation. Concerning the global atmospheric dynamics, spherical harmonic decomposition of the horizontal velocity shows that statistical properties are similar in the tropospheric and stratospheric levels. These properties differ when we extend the model top toward higher stratospheric levels, but still predict a stratosphere more energetic than the troposphere. However, the 32-level simulation shows energetic non-axisymmetric modes $m = 1, 2, 3$ at large scale (i.e. small indices n) that vanish in our reference simulation. These modes likely results from energy accumulation at the model top which artificially enforces large-scale waves in the 32-level simulation of Spiga et al. (2020). Our spectral analysis emphasizes a currently open question : does the statistical framework of 2D-turbulence with a β -effect apply to energy spectra of Saturn’s atmosphere, and more generally to 3D planetary macroturbulence? If Spiga et al. (2020) simulation retrieves the well-known KK-law of quasi-2D turbulence, the $-5/3$ slope does not apply when we raise the model top in our reference simulation. These statistical predictions of our Saturn climate model have now to be validated by direct observations of the Saturn’s atmospheric flow.

Regarding the lower latitudes, our DYNAMICO-Saturn GCM reproduces an almost semi-annual equatorial oscillation with contrasted eastward and westward phases. This oscillation shows a similar behavior in temperature than the Cassini/CIRS retrievals, with alternatively local maxima and minima of temperature stacked on the vertical at the equator. The DYNAMICO-Saturn signal exhibits a two times smaller vertical characteristic size of the oscillation and underestimates by a factor of two the amplitude of the temperature anomalies, compared with CIRS observations. Regarding the zonal-mean zonal wind, we determined an irregular period of wind reversal and a downward propagation rate faster than observations. Spectral analysis at the equator demonstrated that this QBO-like oscillation is produced by planetary-scale waves. The equatorial oscillation in the DYNAMICO-Saturn GCM is mainly driven by strong westward-propagating waves, such as Rossby, Rossby-gravity and inertia-gravity waves, which deposit westward momentum in the stratosphere. There are only two eastward-propagating modes (Kelvin waves) in the spectral analysis with a weaker impact in the stratospheric dynamics than the westward-propagating waves. This lack of eastward waves prevents the eastward momentum deposition in the mean zonal wind and explains the erratic behavior of the eastward phase of the modeled QBO-like oscillation. Using the Transformed Eulerian Mean formalism to determine how the eddy-to-mean interactions drives the Saturn equatorial oscillation, we are able to conclude that the maximum of eddy forcing comes from the high-troposphere tropical regions. Moreover, we demonstrate the wave forcing origin of the vertically-stacked stratospheric eastward and westward jets that propagate downward with time to form the equatorial oscillation. At the equator, in the stratosphere, the eddy-induced eastward acceleration maximum is located just under the eastward jets and the eddy-induced westward acceleration maximum is located just under the westward jets at every step of the downward propagation of this Saturn QBO-like equatorial oscillation. A control experiment, using a perpetual equinox radiative forcing, demonstrate that the seasonal cycle of Saturn plays a significant role to establish and regulate the stratospheric equatorial oscillation modeled by our DYNAMICO-Saturn GCM. Both eddy activity and residual-mean circulations are impacted by seasons in such a way that the periodicity of the equatorial oscillations is “locked” close to a semi-annual periodicity.

For future improvements of the modeling of the QBO-like oscillation in Saturn’s equatorial stratosphere, we will draw inspiration from Earth’s atmospheric modeling. Adequate vertical resolution is needed to obtain a more realistic Quasi-Biennial Oscillation in Earth models (Richter et al. (2014), Hamilton et al. (2001)). We plan to refine the vertical resolution in the stratosphere both to lead to a downward propagation rate of the oscillating zonal wind consistent with the observations, and a large-enough amplitude of Kelvin and Rossby-gravity waves to enhance the westward and eastward forcing of the Saturn equatorial oscillation phases. Furthermore, the Earth’s QBO eastward phase is primarily induced by gravity waves, triggered by tropospheric convection (around 70% of the total eastward forcing) and Kelvin waves for the remaining 30% (Baldwin et al., 2001). To overcome the lack of eastward momentum in our Saturn stratospheric modeling, we plan to add a stochastic gravity wave drag

parameterization (Lott et al., 2012) in our DYNAMICO-Saturn GCM. This is expected to produce a more realistic wave spectrum (with equivalent eastward- and westward-propagating waves), which would strongly impact the simulation of the equatorial oscillation and the downward propagation of winds.

Another main result of this study is the impact of ring shadowing on the stratospheric dynamics. In our DYNAMICO-Saturn reference simulation we obtained strong tropical eastward jets, which are seasonally periodic, and correlated with Saturn rings' shadow. With an additional simulation not including rings' shadowing, we show that the tropical eastward jets are caused by rings' shadowing in the stratosphere. Without rings' shadowing, the tropical eastward jets disappear after 3 simulated Saturn years. Comparisons between temperature predicted by our dynamical GCM simulations, computed with radiative-convective equilibrium, and measured from Cassini/CIRS observations also suggests a dynamical impact of rings' shadowing in the stratosphere. The transformed Eulerian mean formalism shows that the dynamical impact of ring shadowing on tropical eastward jets is strong both on the eddy-induced acceleration and the residual-mean-induced acceleration. In presence of rings' shadowing, eddy-induced acceleration is increased in the tropical channel and there is a reversal of the residual-mean-induced acceleration in the opposite hemisphere to the rings. Wave activity is correlated with rings' shadowing : the seasonality of the eddies is enhanced by rings' shadowing, which contributes to the annual periodicity of the strong eastward tropical jets. Dynamics in the equatorial region, in particular the QBO-like oscillation, is also influenced by rings' shadowing.

Stratospheric winds have never been measured on Saturn and were determined using the thermal wind balance from the CIRS retrievals of stratospheric temperatures. Obviously, the tropical eastward jets could be a particularity of our DYNAMICO-Saturn GCM. Because of the small vertical wind shear associated with these tropical jets, there is no specific temperature signature associated to it. In other words, we cannot invalidate their existence with the available observations of the temperature field. Future measurements of winds in Saturn's stratosphere would help to validate the predictive scenario drawn by our model.

Future studies using the DYNAMICO-Saturn GCM could adopt a wider analysis scope and study the global meridional circulation in the stratosphere. Results presented here are focused on the tropical regions, while the GCM extent is global. For instance, we could further characterize heat transport under the ring shadows, as well as the observed asymmetries of hydrocarbon abundances (Guerlet et al. (2009), Guerlet et al. (2010)). More generally, a complete study on the possible Brewer-Dobson-like circulation in the stratosphere of Saturn, and its impact on the hydrocarbons distribution, is warranted. A subsequent coupling of DYNAMICO-Saturn with photochemical models would then allow to refine this picture.

Sudden stratospheric warming on Earth's high and mid-latitude regions are associated with downward wind propagation anomalies of the Quasi-Biennial Oscillation (Lu et al., 2008). Is it possible that the extremely warm stratospheric disturbance in the aftermath of the Great White Storm of 2010-2011 (Fletcher et al., 2011, 2012; Fouchet et al., 2016) is due to a disruption of the downward propagation of the equatorial oscillation on Saturn? Conversely, Cassini observations showed that the occurrence of this huge storm disturbed the equatorial oscillations (Fletcher et al., 2017). Global stratospheric dynamical simulations by DYNAMICO-Saturn could help to address these questions in future studies.

Acknowledgments

The authors acknowledge the exceptional computing support from Grand Equipement National de Calcul Intensif (GENCI) and Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur (CINES). All the simulations presented here were carried out on the Occigen cluster hosted at CINES. Bardet, Spiga, Guerlet acknowledge funding from Agence Nationale de la Recherche (ANR), project EMERGIANT ANR-17-CE31-0007. Cabanes acknowledges funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie grant agreement N° 797012.

We also acknowledge funding by CNES as support of interpretation of Cassini/CIRS data analysis.

This paper is dedicated to the memory of Adam Showman who reviewed our paper with his perfect balance of expertise and open-mindedness that our entire field will sorely miss.

CHAPITRE IV

OSCILLATION ÉQUATORIALE ET CIRCULATION INTER-HÉMISPHERIQUE DANS LA STRATOSPHERE DE SATURNE

Sommaire

IV.1 Préambule	97
IV.2 Abstract	99
IV.3 Introduction	99
IV.4 Results	100
IV.4.1 Saturn's stratospheric equatorial oscillation	100
IV.4.2 Saturn's stratospheric inter-hemispheric circulation	102
IV.4.3 The interplay between the equatorial oscillation and the inter-hemispheric circulation	104
IV.5 Conclusion	106
IV.6 Extended data figures	107

IV.1 Préambule

L'étude menée en chapitre III m'a permis de déterminer que l'oscillation équatoriale obtenue avec notre modèle est forcée par des ondes d'échelle planétaire, d'une période proche des observations et perturbée par la présence de l'ombre des anneaux pendant les saisons solsticiales. Néanmoins ces simulations, bien que particulièrement novatrices, ne me permettaient pas de caractériser précisément la nature de l'oscillation équatoriale de Saturne, qui fait aujourd'hui débat au sein de la communauté. En effet, l'observation de l'oscillation équatoriale de Saturne montre des similitudes contradictoires avec la Quasi-Biennial Oscillation (QBO) et la Semi-Annual Oscillation (SAO) terrestres, qui soulèvent plusieurs questions quant aux caractéristiques intrinsèques de l'oscillation équatoriale de Saturne :

- Est-ce une oscillation type QBO, forcée par les ondes troposphériques qui se propagent et déferlent dans la stratosphère, et dont la phase prograde est principalement contrôlée par les ondes de gravité méso-échelle ?
- Est-ce une oscillation type SAO, dont le forçage par les ondes troposphériques est enrichi par le forçage saisonnier de la circulation inter-hémisphérique de Brewer-Dobson, produisant une périodicité semi-annuelle ?
- Ou est-ce une oscillation hybride, qui mélangerait plusieurs caractéristiques de la SAO et de la QBO ?

Pour répondre à ce questionnement, je me suis inspirée de la modélisation des oscillations équatoriales terrestres. En effet, il est essentiel d'avoir un spectre d'ondes atmosphériques complet ainsi

qu'une résolution verticale suffisamment fine pour permettre aux ondes de se propager correctement d'une couche atmosphérique à l'autre et reproduire une QBO et/ou une SAO au plus près des observations. Chacun de ces axes de développement peut être étudiés séparément, ainsi j'ai choisi d'étudier en premier l'influence de la résolution verticale sur la dynamique de l'atmosphère de Saturne, objet de ce présent chapitre. L'effet d'un spectre d'ondes planétaires enrichi par des ondes de gravité méso-échelle sera étudié en chapitre VI.

En conservant les paramètres de réglage identiques aux simulations réalisées dans le cadre du chapitre III, j'ai raffiné la résolution verticale dans la stratosphère (35 niveaux verticaux supplémentaires entre la tropopause et le plafond du modèle pour la même extension verticale que les simulations de Bardet et al. (2021)) dans les simulations DYNAMICO-Saturn, car cet élément de réglage des modèles a été prouvé comme essentiel pour une représentation correcte des oscillations équatoriales sur Terre. J'ai ainsi obtenu une simulation haute résolution de l'atmosphère de Saturne sur 96 niveaux verticaux : 32 niveaux verticaux dans la troposphère (identiques à Spiga et al. (2020)) et 64 niveaux verticaux dans la stratosphère.

Méthodologie affinée : Les diagnostics dynamiques utilisés ici sont identiques à ceux du chapitre III, avec quelques améliorations pour clarifier et renforcer les conclusions.

Pour commencer, le formalisme de Moyenne Eulérienne Transformée (TEM)¹ a été agrémentée par la définition de la fonction de courant ψ associée à la circulation résiduelle $(\overline{v^*}, \overline{\omega^*})$, définie ci-après (Haynes et al., 1991) :

$$\overline{v^*} = \overline{v} - \frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{\overline{v'\theta'}}{\overline{\theta}_P} \right) = -\frac{1}{\rho_0 \cos \phi} \frac{\partial \psi}{\partial P} \quad (\text{IV.1})$$

$$\overline{\omega^*} = \overline{\omega} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\cos \phi \overline{v'\theta'}}{\overline{\theta}_P} \right) = \frac{1}{a \rho_0 \cos \phi} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} \quad (\text{IV.2})$$

Ainsi, le signe et l'intensité de la fonction de courant en formalisme TEM permet de déterminer, respectivement, le sens et l'intensité de la circulation résiduelle en fonction de l'hémisphère considéré. Dans ce chapitre, les termes I et II de l'équation III.3 ont été respectivement renommés RMC and EPF

Enfin, l'analyse spectrale des ondes présentes dans les simulations de l'atmosphère de Saturne a été également améliorée pour cette étude. Auparavant, je me concentrais uniquement sur une petite portion de la simulation de référence sur 61 niveaux verticaux, c'est pourquoi les figures III.15 et III.17 ne montrent que très peu d'ondes, et de faible intensité, impliquées dans le forçage de l'oscillation équatoriale. A présent, pour obtenir un échantillon d'ondes plus représentatif de l'ensemble de l'oscillation équatoriale, j'ai réalisé plusieurs simulations avec DYNAMICO-Saturn d'une durée de 1000 jours, espacées de 5000 jours, sur une période correspondant aux trois dernières années de la simulation à 96 niveaux verticaux. Ces simulations ont une fréquence de sortie quotidienne, qui est 20 fois supérieure à celle d'une simulation habituelle de Saturne. Pour chaque série de 1000 jours, j'ai effectué la transformée de Fourier bidimensionnelle des champs de vents zonal, méridien, vertical et de température, que j'ai ensuite sommé pour obtenir une analyse de Fourier spécifique pour chaque champ géophysique et représenter l'oscillation équatoriale dans sa globalité. Par rapport à l'analyse spectrale précédente (Spiga et al., 2020; Bardet et al., 2021), qui n'était effectuée que sur une période de 1000 jours, je suis maintenant en mesure d'identifier clairement tous les types d'ondes impliquées dans le forçage de l'oscillation équatoriale et de la circulation inter-hémisphérique, même les plus faibles.

En adoptant une vue globale de la circulation stratosphérique de Saturne, le travail présenté dans ce chapitre fait l'objet d'un article soumis au journal *Nature Astronomy*, en 2021.

Référence : Deborah Bardet, Aymeric Spiga, Sandrine Guerlet, **Joint evolution of equatorial oscillation and inter-hemispheric circulation in Saturn's stratosphere**, *Nature Astronomy*, 2022.

1. Dans ce chapitre, les termes I et II de l'équation III.3 ont été respectivement renommés RMC and EPF.

IV.2 Abstract

Planetary stratospheres are characterized by a subtle interplay between dynamics, radiation, and chemistry. Observations of Saturn’s stratosphere revealed a semi-annual equatorial oscillation of temperature and hinted at an inter-hemispheric circulation of hydrocarbon species. Both the forcing mechanisms of the former and the existence of the latter are however still debated. Here we use a new troposphere-to-stratosphere Saturn global climate model to argue that those two open questions are intimately connected. Our Saturn climate model reproduces a stratospheric oscillation exhibiting the observed semi-annual period, amplitude, and downward propagation. In the same Saturn simulation, a prominent stratospheric summer-to-winter hemispheric circulation develops at solstices, controlled by both the seasonal radiative gradients and Rossby-wave pumping in the winter subsiding branch, analogous to Earth’s Brewer-Dobson circulation. Furthermore, we show that Saturn’s equatorial oscillation is driven by the seasonal variability of both the resolved planetary-scale wave activity and the inter-hemispheric circulation, akin to Earth’s Semi-Annual Oscillation.

IV.3 Introduction

An important recent finding in Saturn’s atmospheric science is the discovery of an equatorial oscillation in its stratosphere (Fouchet et al., 2008; Orton et al., 2008; Guerlet et al., 2018). Temperature retrievals by infrared spectroscopy revealed a semi-annual oscillation consisting in a downward propagation of local extrema of equatorial stratospheric temperatures and inferred winds over seasonal timescales (Guerlet et al., 2011; Schinder et al., 2011; Sánchez-Lavega et al., 2016; Guerlet et al., 2018; Hueso et al., 2020; Simon et al., 2021).

Saturn’s semi-annual equatorial oscillation (≈ 15 Earth years for its ≈ 30 Earth year orbital period) is reminiscent of the Earth’s stratospheric Quasi-Biennial Oscillation (QBO) and Semi-Annual Oscillation (SAO) (Lindzen and Holton, 1968; Andrews et al., 1983; Baldwin et al., 2001) and Jupiter’s equatorial quasi-quadrennial oscillation (QJO) (Leovy et al., 1991; Orton et al., 1991, 1994; Antuñaño et al., 2021). While the Earth’s QBO extends from the lower stratosphere down to the tropopause, the Earth’s SAO occurs from the mesosphere down to the high stratosphere. Equatorial oscillations result from interactions between the mean zonal flow and planetary waves – such as Rossby, Kelvin, inertia-gravity, Rossby-gravity waves – and mesoscale gravity waves (Reed et al., 1961; Lindzen and Holton, 1968; Andrews et al., 1983; Burrage et al., 1996; Garcia et al., 1997; Baldwin et al., 2001). Furthermore, the Earth’s SAO undergoes a seasonal forcing originating from the Brewer-Dobson circulation, a summer-to-winter hemispheric circulation, that forces the westward phase during solstitial cross-equatorial transport and the eastward phase during equinoctial overturns.

The nature of Saturn’s equatorial oscillation remains uncertain, hence the variety of names given in the literature : QBO-like (Showman et al., 2019), SAO-like (Orton et al., 2008), or quasi-periodic (Fletcher et al., 2017). This is mainly due to its similarities with both the Earth’s QBO and SAO (Lindzen and Holton, 1968; Andrews et al., 1983; Baldwin et al., 2001; Guerlet et al., 2018). On the one hand, the downward propagation of Saturn’s equatorial oscillation extends, akin to Earth’s QBO, almost down to the tropopause (Schinder et al., 2011). On the other hand, its semi-annual periodicity advocates for a seasonal forcing and hints at an SAO-like mechanism (Guerlet et al., 2018). The conditions for upward propagation of planetary-scale waves, together with their seasonal variations, has been partly characterized (Li et al., 2008; Fletcher et al., 2016; Guerlet et al., 2018), but the wave-mean flow interactions remain to be quantified to address the open question of the nature of Saturn’s equatorial oscillation.

The existence of an analog of the Earth’s Brewer-Dobson circulation in Saturn’s stratosphere has remained elusive. Observations of anomalies in temperature and hydrocarbons concentration at the winter tropics (Guerlet et al., 2009, 2010; Sinclair et al., 2013; Fletcher et al., 2015; Sylvestre et al., 2015) were interpreted as the downwelling branch of a seasonally-dependent meridional stratospheric circulation (Guerlet et al., 2009; Sinclair et al., 2014), reminiscent of the Earth’s Brewer-Dobson circulation. However, both the overall structure of this putative meridional circulation in Saturn’s stratosphere, and its possible role in the forcing of the oscillation, remain completely unknown.

To characterize the nature and leading mechanisms of Saturn’s stratospheric dynamics, modeling is of key importance. Three-dimensional modeling using artificial eddy forcing (Friedson and Moses, 2012) featured a seasonal equator-to-subtropics cell qualitatively consistent with the measured anomalies in the winter tropics, but without reproducing any kind of periodic equatorial oscillation. Idealized three-dimensional Global Climate Model (GCM) for brown dwarfs and gas giants using a simple random forcing to generate waves (Showman et al., 2019) demonstrated the emergence of a stratospheric equatorial oscillation driven by planetary and meso-scale waves. A previous version of our three-dimensional Saturn GCM (Bardet et al., 2021) showed an equatorial oscillation forced by resolved planetary-scale waves, maintained by seasonal cycle and influenced by ring shadowing. Nevertheless, the coarse vertical resolution in this GCM produced an irregular periodicity which prevented demonstrating the nature of Saturn’s equatorial oscillation and exploring the possibility of stratospheric inter-hemispheric circulation.

Here we propose to address these open questions with new simulations with the DYNAMICO-Saturn GCM (Spiga et al., 2020; Bardet et al., 2021) (see Methods). Our methodology is a combination of fine scale dynamics permitting a spontaneous emergence of eddies and planetary-scale waves, tailored seasonal radiative transfer for Saturn, and adequate stratospheric vertical resolution (96 instead of 61 levels for the same pressure domain than Bardet et al. (2021), 3 bar to 1 μ bar). We provide, in a single simulation, a consistent picture of key dynamics in Saturn’s stratosphere : we report on the nature of the stratospheric oscillation that develops without prescribed wave forcing ; we describe the seasonal inter-hemispheric circulation obtained in our model ; and we eventually highlight interactions in between.

IV.4 Results

IV.4.1 Saturn’s stratospheric equatorial oscillation

An equatorial oscillation close to the observed Saturn equatorial oscillation is reproduced by our model. The modeled equatorial zonal wind displays a stack of alternating eastward and westward wind direction over the vertical (Figure IV.1(a)). This wind structure moves downward with time with a semi-annual periodicity, from 0.5 to 10^3 Pa, with a “staircase” behavior (Figure IV.1(b)) : between two descent episodes, the zonal wind undergoes a plateau phase, locked at a given pressure level for almost a quarter of year, as in the 11th and 12th simulated Saturn years. Eastward and westward wind maxima (hereafter named phases) exhibit a shear of 140 m s^{-1} over a decade of pressure (Figure IV.1(c)), which is slightly less than an implied vertical zonal wind shear of the order of 150 to 250 m s^{-1} derived, using the thermal-wind equation, from the observed temperatures between the equator and 15° of latitude (Guerlet et al., 2018). Overall, the oscillation of eastward and westward phases is recurring over the last four simulated Saturn years. The periodicity of this wind oscillation depends on the pressure level : 0.5-year period at altitudes of 5 and 10 Pa and closer to 1-year at altitudes ranging between 20 to 100 Pa. A stack of alternating local temperature extrema at the equator and $\pm 20^\circ$ of planetocentric latitude (Figures IV.4 and IV.5), which propagate downward over time (Figure IV.6) is also reproduced by our model. These strong meridional temperature gradients, changing sign with altitude, are consistent with the strong vertical shear of zonal wind at the equator (Figures IV.1(b) and IV.1(c)), and are reminiscent of Cassini observations (Guerlet et al., 2018). The temperature oscillation has the same periodicity as the zonal wind oscillation. This periodic evolution is comparable to the one observed from ground-based telescopes (Orton et al., 2008) (Figure IV.7).

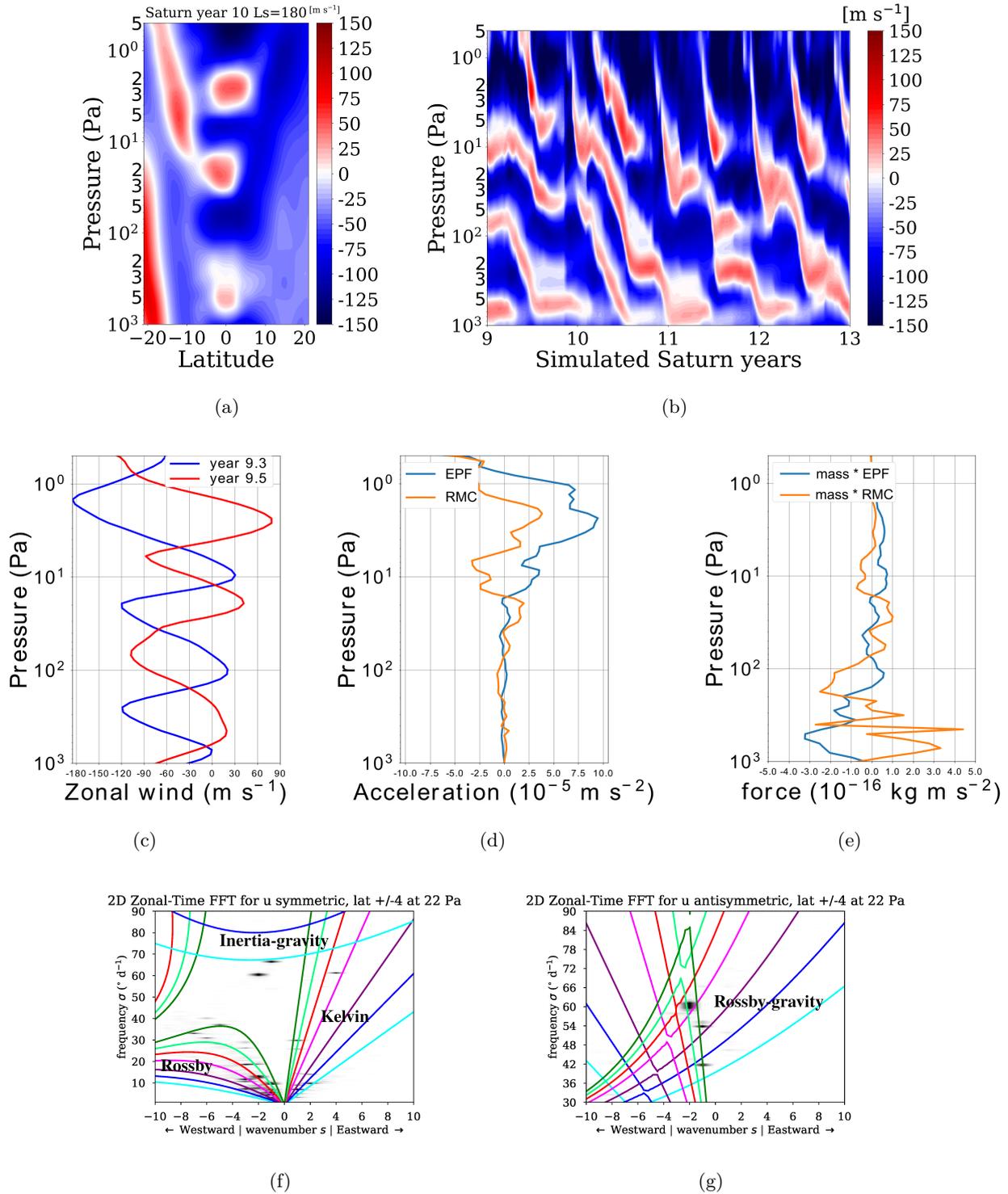


FIGURE IV.1 – Eddy-to-mean interactions at the origin of the time evolution of Saturn’s equatorial oscillation.

IV.1(a), Altitude-latitude cross-section of the zonal-mean zonal wind at $L_s=180^\circ$ of the tenth simulated Saturn year. **IV.1(b)**, Altitude-time cross-section of the zonal-mean zonal wind at the equator for the last four simulated Saturn years. **IV.1(c)**, Zonal-mean zonal wind profiles at 9.3 simulated Saturn year (blue line) and at 9.5 simulated Saturn year (red line). These profiles are averaged between $\pm 2^\circ$ of latitude. **IV.1(d)**, 1000-day temporal mean of the zonal-mean eddy-induced acceleration (blue line, term I of Eq. III.3, hereafter named EPF) and of the zonal-mean RMC-induced acceleration (orange line, term II of Eq. III.3, hereafter named RMC) profiles to highlight dynamical forcing responsible of the 9.5-year zonal-mean zonal wind profile. Moreover, these profiles are averaged between $\pm 3^\circ$ of latitude. **IV.1(e)**, same as **IV.1(d)** but multiply by the mass of atmospheric layers. **IV.1(f)-IV.1(g)** Two-dimensional Fourier transform at 22 Pa of the symmetric and antisymmetric component of the zonal wind to highlight equatorial planetary-scale waves (Wheeler and Kiladis, 1999) involved in the equatorial oscillation forcing. Gray shaded areas depicted the waves identified by the spectral analysis. Color curved represent dispersion relation from the linear theory. Seven equivalent depths are used for theoretical curves : 5 km (cyan), 10 km (blue), 20 km (purple), 50 km (magenta), 100 km (red), 200 km (light green), 500 km (dark green).

Both the vertical structure and the downward propagation of the equatorial oscillation phases are controlled by the forcing of waves resolved by the model. To highlight this effect, we compute the acceleration of the zonal wind driven by wave saturation or breaking (given by the Eliassen-Palm Flux divergence that represent eddy forcing, hereafter named EPF) and by the residual mean circulation (hereafter named RMC), the two main dynamical forcing sources, using the Transformed Eulerian Mean (TEM) formalism (see Eq III.3 and Methods for detail). As an example, the descent from 2 to 5 Pa of the westward jet during the 9th simulated Saturn year (Figure IV.1(c)) is due to an eastward forcing from EPF and RMC in this pressure interval (Figure IV.1(d)). These cumulative eastward forcings during 1000 Saturn days before year 9.5 drive the zonal-mean zonal wind in eastward direction and produce the eastward phase change at 9.5-year between 2 and 5 Pa. Moreover from 5 to 11 Pa, RMC induces a westward forcing on the zonal wind that produces a westward phase peaking at -90 m s^{-1} . Around 2 Pa, the above eastward forcing slows down the westward jet, while the westward forcing just below the 2-to-5-Pa westward jet accelerates the flow around 10 Pa, resulting in the downward propagation of the westward phase.

Planetary-scale waves resolved by our DYNAMICO-Saturn model drive the equatorial oscillation phases and its downward propagation, as is partly the case for the Earth's QBO and SAO. We demonstrate this with two-dimensional Fourier transforms of zonal and meridional winds (Wheeler and Kiladis, 1999) in which we identify the waves involved in driving the equatorial oscillation (see Methods for details). Planetary-scale Rossby waves (lowest frequency and westward in Figure IV.1(f)) are the main source of westward wave forcing; other key wave forcing is provided by Rossby-gravity waves (highest frequency and westward in Figure IV.1(g)) and inertia-gravity waves (highest frequency in Figure IV.1(f)). Inertia-gravity waves are a westward and eastward forcing source for the mean flow. The main eastward wave forcing comes from the Kelvin waves (lowest frequency and eastward in Figure IV.1(f)).

IV.4.2 Saturn's stratospheric inter-hemispheric circulation

Our model simulations for Saturn exhibit clear-cut inter-hemispheric transport in the stratosphere. At northern winter solstice (Figure IV.2(a)), DYNAMICO-Saturn develops a circulation from the southern hemisphere to the northern hemisphere; this circulation is reversed at northern summer solstice (Figure IV.2(e)). Although they have the same vertical extent (from 10^3 to 10^1 Pa), the solstice circulations differ by their intensity: the northern winter amplitude peaks at about 45 Pa m s^{-1} ² while the southern winter amplitude only at 20 Pa m s^{-1} . This asymmetry in the circulation intensity may result from the orbital eccentricity, which produces a southern summer warmer than the northern summer, inducing a more significant south-to-north circulation. At solstices, the main descending branch of the inter-hemispheric circulation modeled by DYNAMICO-Saturn (Figure IV.2(a) and Figure IV.2(e)) is located in the same latitude region (15 to 25°) as the warm temperature anomaly and the high concentration of hydrocarbons observed by Cassini (Guerlet et al., 2009, 2010; Sinclair et al., 2013; Fletcher et al., 2015; Sylvestre et al., 2015) that is, at low winter latitudes. Regarding the higher latitudes, several small-scale cells, with a circulation intensity under 5 Pa m s^{-1} , are associated to high-latitude jets extending to 10^2 Pa.

The downwelling branch of the inter-hemispheric circulation at mid-winter latitudes results from planetary-scale Rossby waves producing a westward wave forcing in the winter hemisphere. During the northern winter (Figure IV.2(b)), a peak of negative eddy-induced acceleration (EPF term in equation III.3), culminating at $-0.8 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ at 10 Pa, occurs at the same latitudes as the descending branch of the inter-hemispheric circulation. Similar behavior happens during the northern summer (Figure IV.2(f)), where the descending branch is correlated to a powerful westward wave forcing, about $-1 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$. The downwelling branches of the meridional circulation appear to originate from westward wave forcing. This interpretation is reinforced by the seasonality of the Rossby waves (Figure IV.8). During northern winter, the Rossby wave activity is much higher in the northern tropics (Figure IV.8(b)) than in the southern hemisphere (Figure IV.8(a)). This asymmetry is reversed at the northern summer, where the Rossby wave activity is enhanced in the southern (winter) tropics

2. Using Eq. IV.1 to calculate the TEM stream function, ψ is given in units of $\text{kg m}^{-2} \text{ Pa s}^{-1}$, (Pa coming from vertical velocity ω in Pa s^{-1}). To obtain Figure IV.2 panels, we normalized Eq. IV.1 by the density ρ_0 .

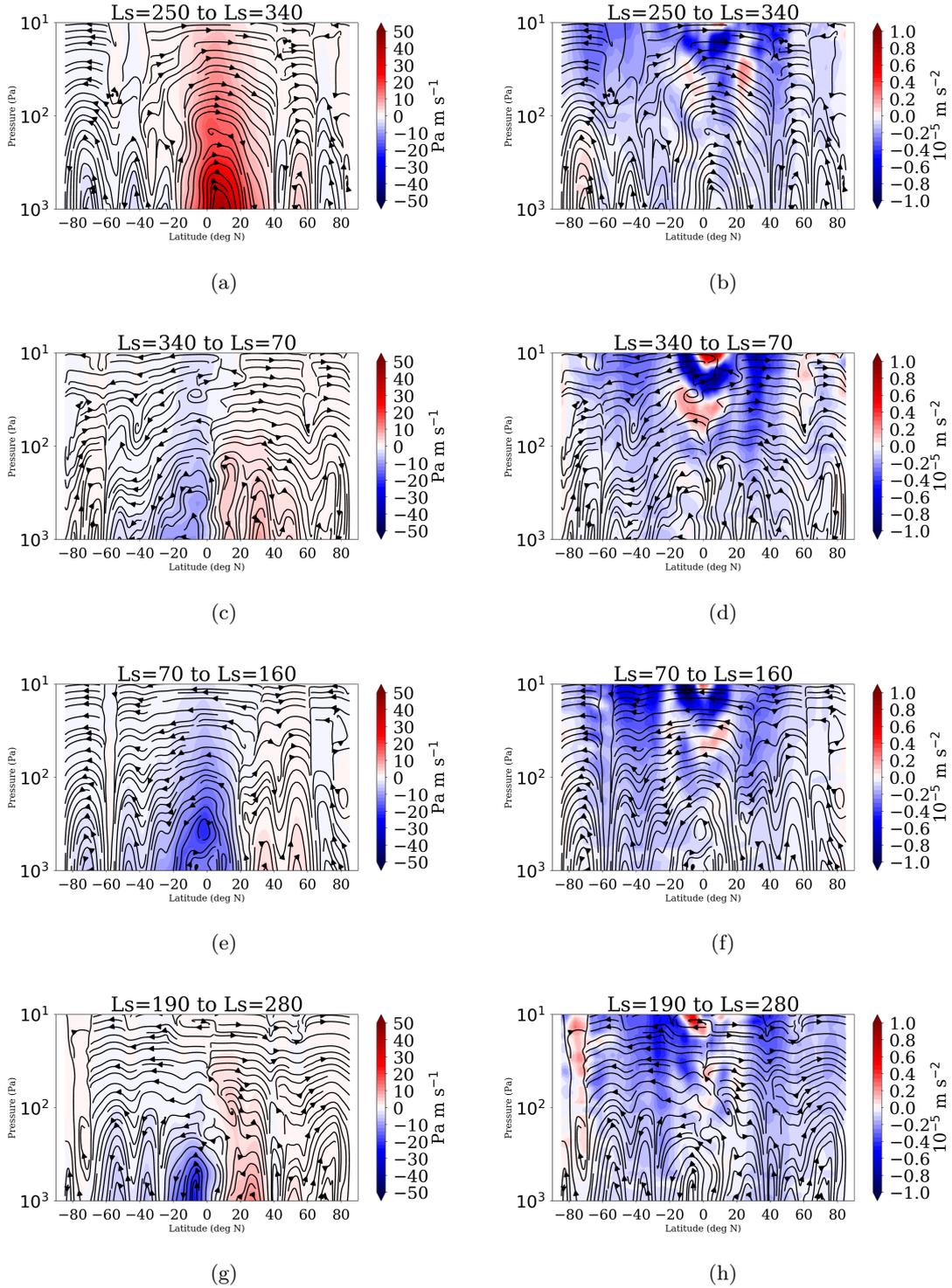


FIGURE IV.2 – Circulation at different seasons and main acceleration terms driving it.

Color maps in the left column represent the seasonal- and zonal-mean Transformed Eulerian Mean stream function. Color maps in the right column represent the seasonal- and zonal-mean eddy-induced acceleration. Both columns superimpose the residual mean circulation ($\overline{v^*}$, $\overline{\omega^*}$ in streamlines, see Methods) for a typical simulated year from DYNAMICO-Saturn. Panels IV.2(a) and IV.2(b) show the northern winter solstice from Ls=250° to Ls=340°, panels IV.2(c) and IV.2(d) the northern spring equinox from Ls=340° to Ls=70°, panels IV.2(e) and IV.2(f) the northern summer solstice from Ls=70° to Ls=160° and panels IV.2(g) and IV.2(h) the northern autumn equinox from Ls=190° to Ls=280°. The seasonal mean for the autumn equinox is shifted by 30° of Ls to clearly bring out the fall overturn that occurs later in the season compared to the spring overturn. The TEM stream function is calculated by integrating Eq. III.1 (normalized by the density ρ_0) downward from the top level assuming $\overline{v^*}$ is zero above that level (Seviour et al., 2012). The sign of the TEM stream function defines the direction of circulation : positive values correspond to a south-to-north circulation and negative values correspond to a north-to-south circulation. The typical simulated year is defined by the average of the last nine simulated Saturn years. We also used a 20-grid-point running mean over latitudes to smooth the small-scale dynamics and highlight the residual mean circulation.

(Figure IV.8(e)) and reduced in the summer tropics (Figure IV.8(f)). Together with the westward wave forcing occurring for the descending branch, the presence of Rossby waves at these latitudes shows the Rossby waves breaking and hints for the “Rossby-wave pump” (Haynes et al., 1991; Plumb, 2002; Seviour et al., 2012; Butchart, 2014) involved in the poleward flow forcing of the Brewer-Dobson circulation on Earth. In short, the “Rossby-wave pump” is a westward drag at mid- to high winter latitudes induced by the dominant Rossby waves, causing the descent at middle winter latitudes (to conserve angular momentum).

The overturning of the inter-hemispheric circulation occurs twice a year, at the equinoxes. At northern spring equinox (Figure IV.2(c)), the DYNAMICO-Saturn model depicts two symmetric cells composed by a single, common, upwelling branch centered at the equator and two downwelling branches located around 40°N and 40°S. The two symmetric cells represent a mass flux which does not exceed 10 Pa m s^{-1} per unit of density. The single equatorial upwelling is associated to a pronounced shear of westward and eastward eddy-induced acceleration (EPF term in equation III.3, in Figure IV.2(d)), between $\pm 1.5 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$, from 10^2 and 10^1 Pa . The stack of westward and eastward acceleration is characteristic of a vertical stack of eastward- and westward-forcing waves at the equator. This configuration is reminiscent of the stratospheric circulation on Earth’s northern spring, with a single equatorial ascending branch (Haynes et al., 1991; Seviour et al., 2012; Butchart, 2014). The northern autumn overturning is disturbed by the persistence of the cross-equatorial circulation established during the northern summer, which induces a temporal shift in the development of this reversal. A circulation equivalent to the northern summer solstice persists, if we consider a seasonal average centered at $L_s=210^\circ$. However, if we consider the average between $L_s=190^\circ$ and $L_s=280^\circ$ (Figure IV.2(g)), a similar configuration to the northern spring equinox (Figure IV.2(c)) is evidenced with a slight enhancement in equator-to-south circulation intensity (peaked at -30 Pa m s^{-1}), but focused on a narrower pressure range (between 10^3 to 10^2 Pa), and a single ascending branch moved to 10°N . This suggests that there is a temporal lag of 30 to 60° of L_s in the autumnal reversal. Analysis of wave forcing during the northern autumn equinox (Figure IV.2(h)) depicts a significant negative drag from southern tropical to southern high latitudes, which is similar to the summer solstice configuration (Figure IV.2(f)), with a slight decrease in the eastward and westward wave forcing at the equator. The persistence of solstice-like forcing during the northern autumn equinox implies that the expected inter-hemispheric circulation overturning is incomplete during this season (Figure IV.2(g)).

IV.4.3 The interplay between the equatorial oscillation and the inter-hemispheric circulation

Analyzing further our Saturn simulation results, we highlight an intimate link between the two main stratospheric phenomena discussed thus far : equatorial oscillations and inter-hemispheric circulations. To that end, we combine dynamical forcing analysis (with EPF and RMC) with a seasonal wave activity study depicted by spectral and eddy kinetic analysis at the equator (see Figures IV.9, IV.10, IV.11 and IV.12). From this, we design the schematic representation of the seasonal Saturn’s stratospheric dynamics in Figure IV.3.

During solstice seasons (Figure IV.3(a)), the westward phase of the equatorial oscillation results from both the westward forcing of the trapped Rossby waves at the equator and the forcing of Rossby waves generated at mid-latitudes (also involved in the “Rossby-wave pump”) whose westward deposition of momentum is carried out by the interhemispheric circulation transporting mass and momentum flux from the summer tropics to the equator (Figures IV.9 and IV.11). As an example, during the northern winter, the westward phase of the equatorial oscillation, around 10 Pa , is correlated to a negative RMC-induced acceleration at summer tropics and a positive RMC-induced acceleration at winter tropics, associated to the summer-to-winter circulation. The equator acts as a frontier, where the entire westward momentum transported from the highest summer latitudes is deposited. Beyond the equator towards the highest winter latitudes, the inter-hemispheric circulation carries only eastward momentum which forces a strong prograde jet correlated to the rings’ shadow (already noticed in Bardet et al. (2021)). The location of the rings’ shadow (and associated abrupt change in radiative heating) is correlated with the location of the main downwelling branch of the seasonal circulation in our model, as well as with the associated high Rossby wave activity (Figure IV.8). Spectral analysis at the equator

demonstrates a wave activity mainly composed of westward-forcing Rossby waves (Figure IV.9(c)). The northern summer solstice exhibits in our simulation the same behavior as the northern winter solstice (see Additional Data Figure IV.11).

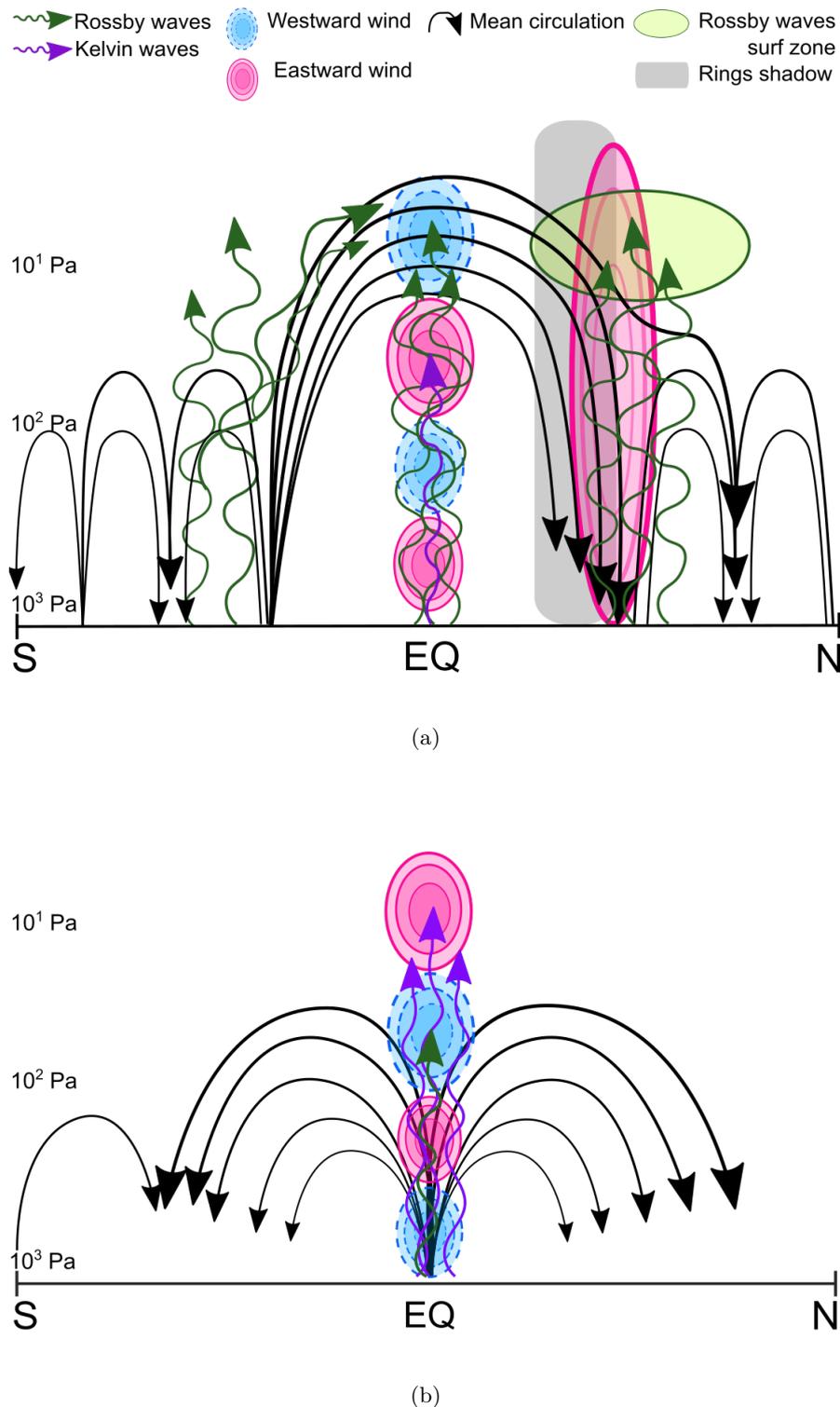


FIGURE IV.3 – Schematic representation of the inter-connection between Saturn equatorial oscillation and its seasonal inter-hemispheric circulation.

IV.3(a) represents Saturn's stratospheric dynamics during the northern winter. At the solstices, the forcing of the westward phase of the equatorial oscillation results both from Rossby waves trapped at the equator and from Rossby waves generated at mid-latitudes (also involved in the "Rossby wave pump") whose forcing is carried by the inter-hemispheric circulation. IV.3(b) represents Saturn's stratospheric dynamics during equinoctial seasons (spring and fall). At these seasons, the eastward phase forcing of the equatorial oscillation occurs during the inter-hemispheric circulation reversal that allow the transport and deposition of the eastward momentum of tropospheric Kelvin waves.

As is the case on the Earth’s stratosphere, the reversals of the modeled inter-hemispheric circulation near the equinoxes are associated to the transition to the eastward phase of Saturn’s equatorial oscillation, through the transport and deposition of eastward momentum from Kelvin waves from the troposphere. The combination of the two equinoctial shear zone on either side of the equator in the RMC-induced acceleration (Figures IV.10(a) and IV.12(a)) and the wave forcing EPF shear centered at the equator (Figures IV.2(d) and IV.2(h)) are characteristic of a phase change of the equatorial oscillation in the upper stratosphere. Furthermore, an eddy kinetic energy maximum is located at the equator (Figure IV.10(b)), which is consistent with the fact that at equinoxes, the equatorial oscillation is driven by planetary waves, with insignificant contribution from the RMC. The development of the eastward phase, just below 10 Pa at northern spring equinox, results from a dissipation of westward-forcing Rossby waves and an enhancement of eastward-forcing Kelvin waves (Figure IV.10(c)), whose propagation is facilitated by the upwelling centered at the equator (Kinnersley and Pawson, 1996; Dunkerton, 1979, 1991, 1997). Kelvin waves drive the equatorial zonal wind because of the absence of the residual mean circulation crossing the equator and depositing westward momentum originating from mid-latitudes. A similar behavior as the northern spring equinox is observed at the northern autumn equinox (see Figures IV.12(b) to IV.12(c)).

IV.5 Conclusion

In our GCM simulations, Saturn’s stratospheric equatorial oscillation is reproduced with a periodicity and a vertical extent consistent with observations. This oscillation is mainly driven by planetary-scale waves and the inter-hemispheric circulation. Furthermore, our modeling results exhibit solstitial inter-hemispheric circulations that offer a natural explanation for transport processes suggested from stratospheric Cassini observations. The two phenomena arise naturally from the wave-mean flow dynamics in the stratosphere and their respective seasonality appears closely connected. This leads us to conclude that Saturn’s equatorial oscillation bears more resemblance with the Earth’s SAO than the Earth’s QBO, as it is forced by planetary-scale waves and by the seasonal inter-hemispheric circulation.

Our simulations did not require gravity waves to reproduce an oscillation similar to Saturn’s, and its half-year period is well related to seasonal effects. On Jupiter, conversely, the role of gravity waves in forcing the QJO (Leovy et al., 1991; Orton et al., 1991; Friedson, 1999; Li and Read, 2000) could be dominant (Cosentino et al., 2017), similarly to the QBO forcing on Earth. The modeling approach developed here for Saturn would be beneficial to the study of Jupiter’s equatorial oscillation, too. Moreover, simulating the stratospheric dynamics of Jupiter and Saturn with the same modeling platform would open perspectives for comparative studies between the two gas giants.

The DYNAMICO-Saturn model is thus able to emulate a plausible stratospheric dynamics leading to the observed signatures. As a follow-up, such a modeling tool could allow us to broaden our understanding of the major dynamical changes caused by exceptional events observed by Cassini and ground-based telescopes, such as the warm stratospheric temperature anomaly (Fletcher et al., 2011; Sánchez-Lavega et al., 2011; Sánchez-Lavega et al., 2018) and the disruption of the equatorial oscillation (Fletcher et al., 2017) both resulting from Great White Storms. Our simulations could also provide guidance for future observations of temperature and wind in gas giants’ stratosphere (Cavalié et al., 2021; Benmahi et al., 2021).

Data availability

Simulation outputs are too heavy to be shared in a public DOI-based repository. Nevertheless, minimal dataset derived from simulation outputs (zonal averaged eddy-to-mean interaction diagnostics) are made available at the DOI-based data center IPSL-ESPRI at the following link :

<https://doi.org/10.14768/6494348c-3304-4838-a379-a7ccfefac872>.

Acknowledgements

The authors acknowledge the exceptional computing support from Grand Equipement National de Calcul Intensif (GENCI) and Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur (CINES). All the simulations presented here were carried out on the Occigen cluster hosted at CINES. This work was granted access to the High-Performance Computing (HPC) resources of CINES under the allocations A0080110391. Bardet, Spiga, Guerlet acknowledge funding from Agence National de la Recherche (ANR), project EMERGIANT ANR-17-CE31-0007. The authors acknowledge Thomas Dubos, Yann Meurdesoif and Ehouarn Millour for key contributions in developing the DYNAMICO-Saturn model, François Lott for insightful comments on terrestrial stratospheric dynamics, and Thierry Fouchet for long-standing support of modeling studies of Saturn's stratosphere.

IV.6 Extended data figures

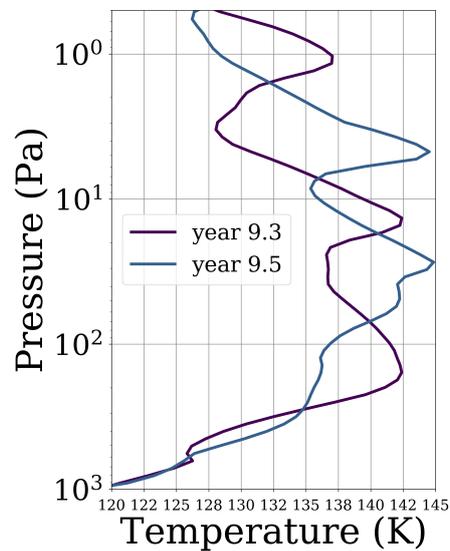


FIGURE IV.4 – Zonal-mean temperature profiles for two different times to highlight temperature oscillation phases change. These profiles are averaged between $\pm 2^\circ$ of latitude.

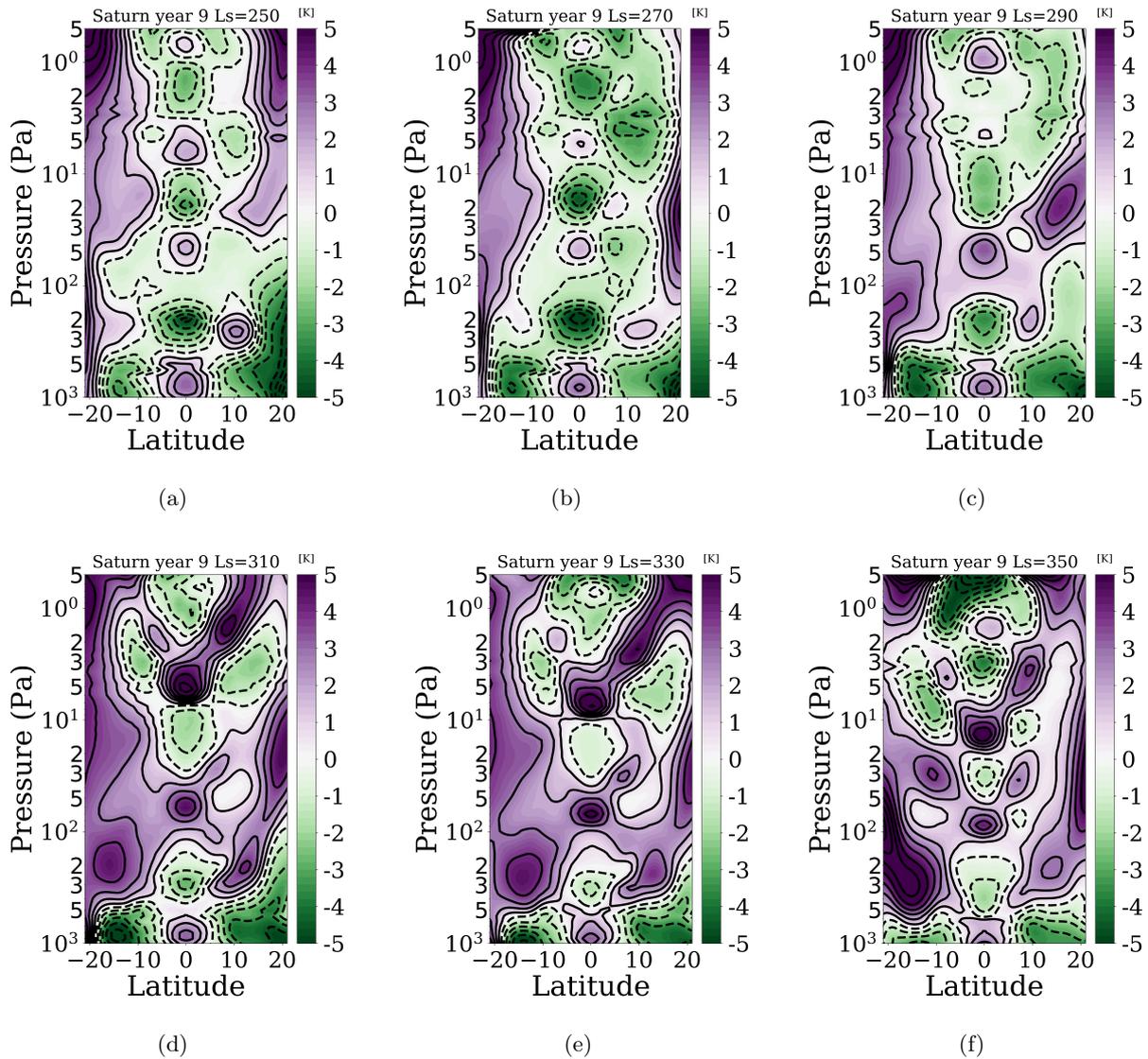
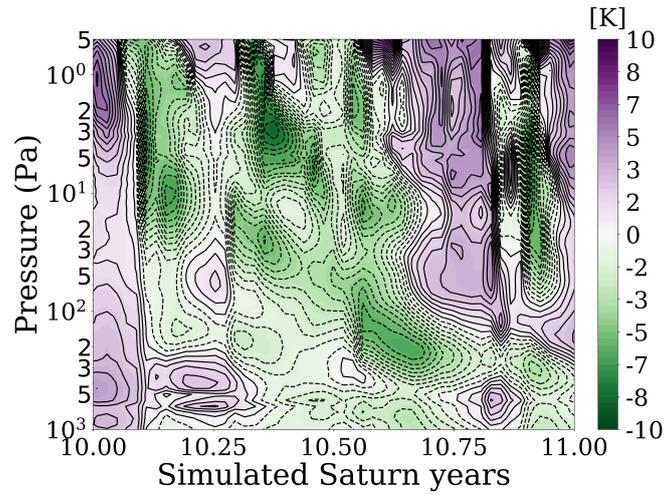
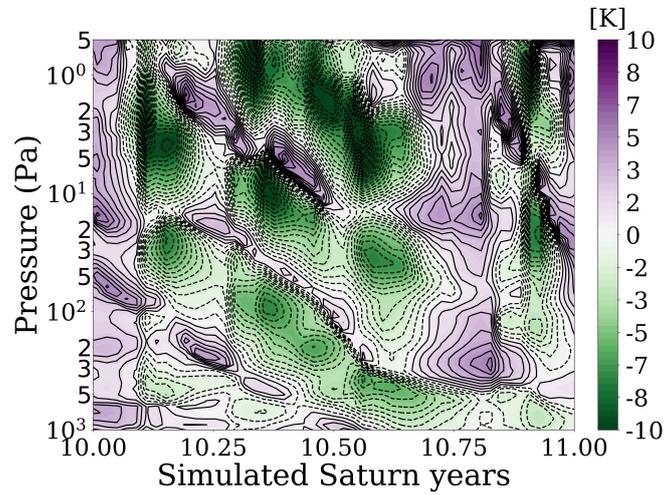


FIGURE IV.5 – Descent over time of equatorial temperature anomalies.

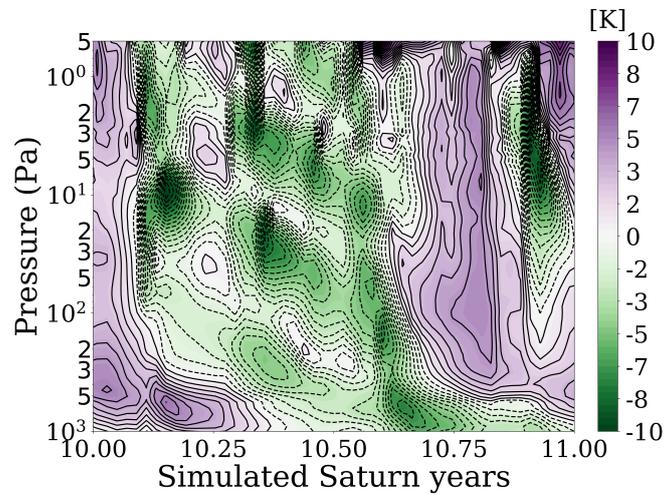
Altitude/latitude sections of zonal-mean temperature departures from mean temperature, which varies with seasons in Saturn's stratosphere at six dates for the ninth simulated Saturn year. To see the variations of the descent of the temperature anomalies over 10 Saturn years, we refer the reader to the video in additional data available here : <https://doi.org/10.14768/6494348c-3304-4838-a379-a7ccfefac872>



(a)



(b)



(c)

FIGURE IV.6 – Altitude-time cross section of the zonal-mean temperature anomalies at (IV.6(a)) 11°N, at (IV.6(b)) the equator and at (IV.6(c)) 11°S for the tenth simulated Saturn years.

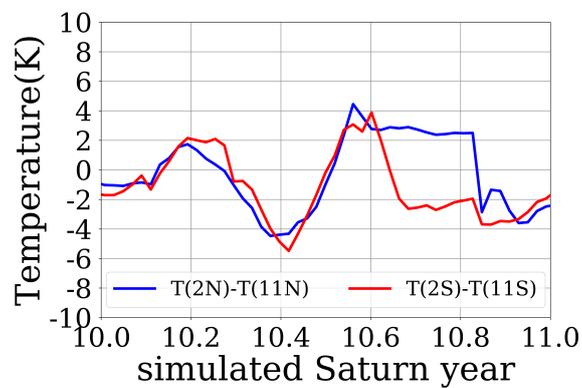


FIGURE IV.7 – Differences of zonal-mean temperature at two different planetocentric latitudes over time to highlight the equatorial oscillation periodicity.

These figures were produced so as to be comparable to ground-based observations and can be compared to [Orton et al. \(2008\)](#) : the temperature was averaged between 100 and 200 Pa to account for the coarse vertical resolution of nadir observations, and were also averaged from 0 to $\pm 3^\circ$ and from ± 10 and $\pm 12^\circ$ of latitude to emulate the 3° spatial resolution of these observations. Then, we compute temperature differences between the average $0-3^\circ\text{N}$ and the average $10-12^\circ\text{N}$ (denoted by blue line) and between the average $0-3^\circ\text{S}$ and the average $10-12^\circ\text{S}$ (denoted by red line).

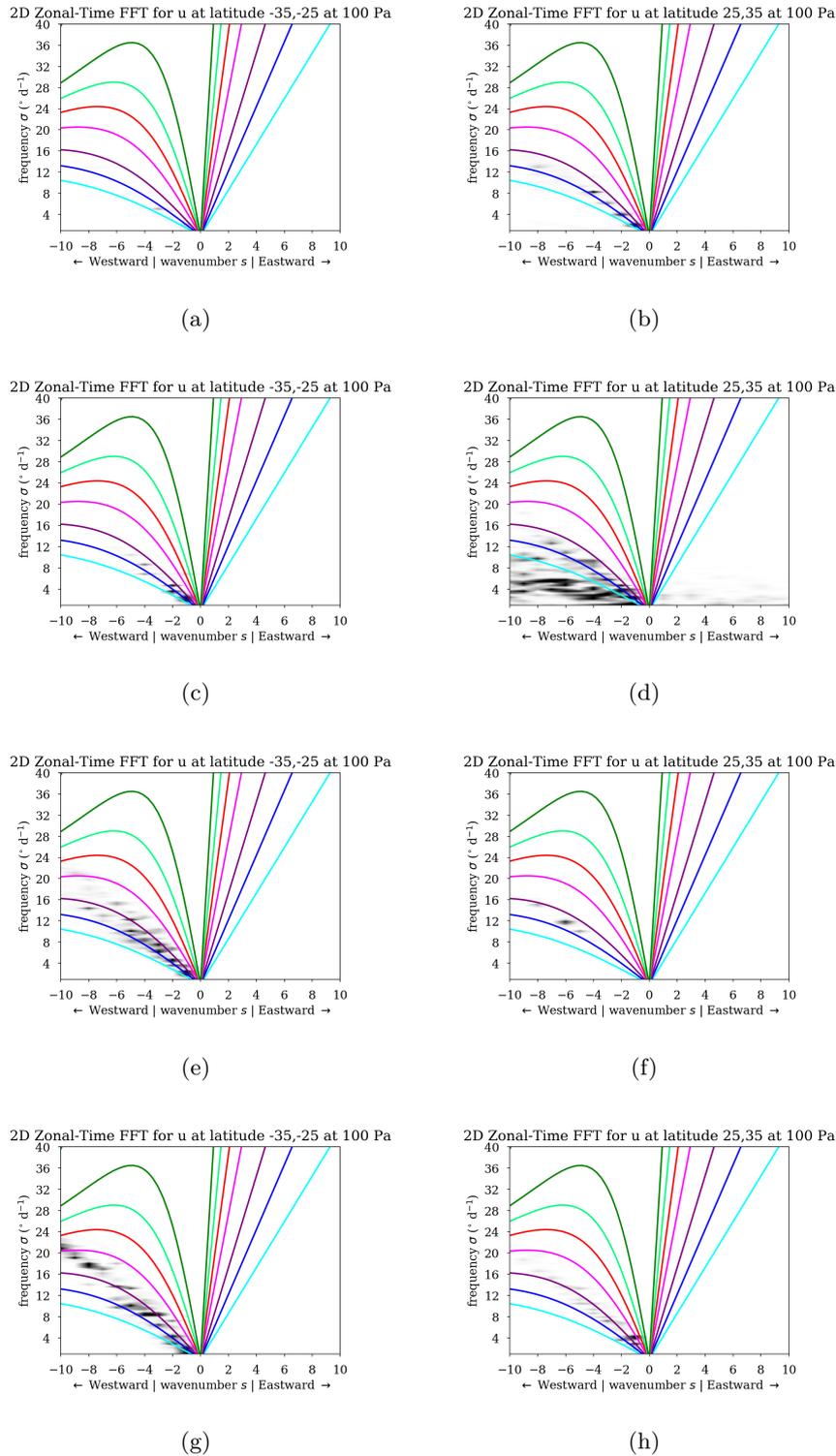


FIGURE IV.8 – Seasonal activity of planetary-scale waves around $\pm 30^\circ$ of latitude to highlight Rossby waves surf zones driving the main downward branch of the seasonal inter-hemispheric circulation.

Two-dimensional Fourier transforms (Wheeler and Kiladis, 1999) of the symmetric component of u – IV.8(a) and IV.8(b) northern winter from $Ls=250^\circ$ to $Ls=340^\circ$, IV.8(c) and IV.8(d) northern spring from $Ls=340^\circ$ to $Ls=70^\circ$, IV.8(e) and IV.8(f) northern summer from $Ls=70^\circ$ to $Ls=160^\circ$ and IV.8(g) and IV.8(h) northern autumn from $Ls=160^\circ$ to $Ls=250^\circ$ – at 100 Pa. Gray shaded areas depict the waves identified by the spectral analysis. Color curves represent relation dispersion from the linear theory. Seven equivalent depths are used for theoretical curves : 5 km (cyan), 10 km (blue), 20 km (purple), 50 km (magenta), 100 km (red), 200 km (light green), 500 km (dark green).

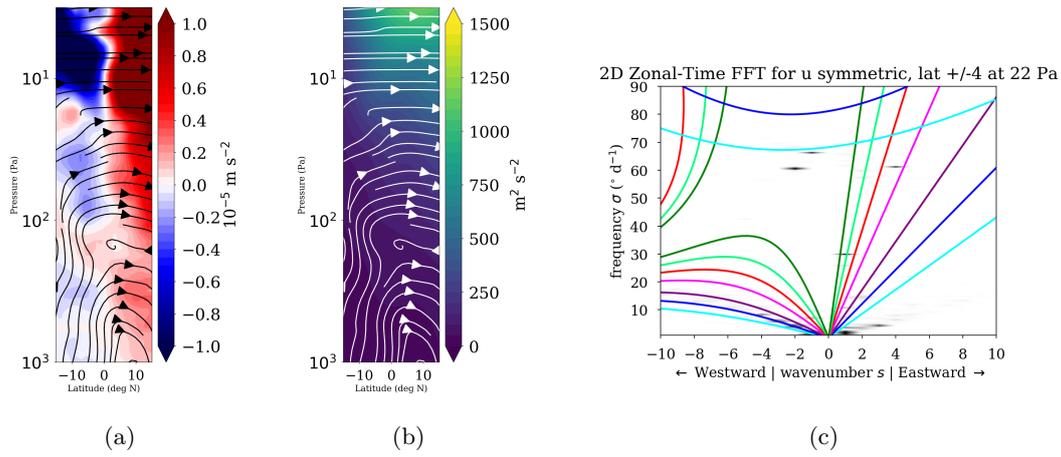


FIGURE IV.9 – Northern winter seasonal mean ($L_s=250^\circ$ to $L_s=340^\circ$) of RMC (IV.9(a)) and of the eddy-kinetic energy (IV.9(b)), defined by $EKE = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2)$, superimposed to the residual mean circulation ($\overline{v^*}$, $\overline{\omega^*}$ in streamlines) for a typical simulated year from DYNAMICO-Saturn. The associated spectra is shown in IV.9(c) to identify waves involved in the interplay between Saturn’s equatorial oscillation and Saturn’s inter-hemispheric circulation.

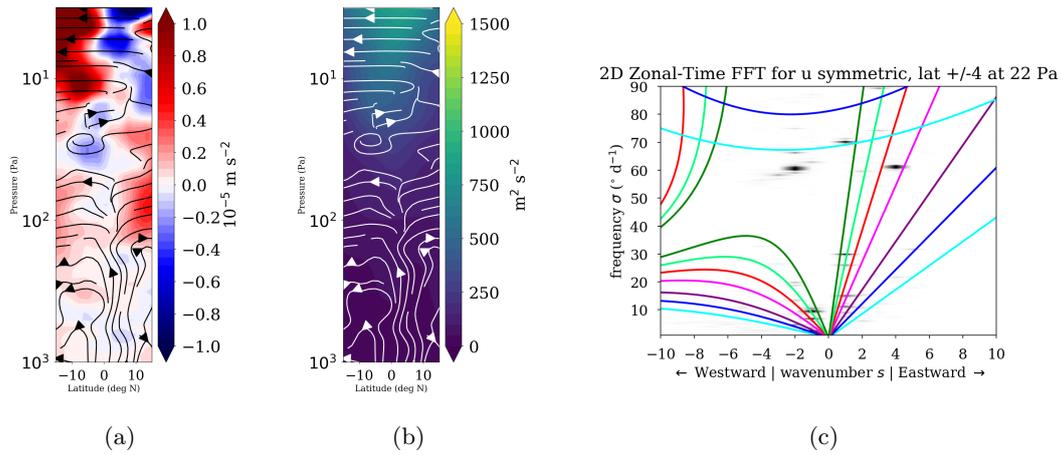


FIGURE IV.10 – Same as Figure IV.9 for northern spring seasonal mean ($L_s=340^\circ$ to $L_s=70^\circ$).

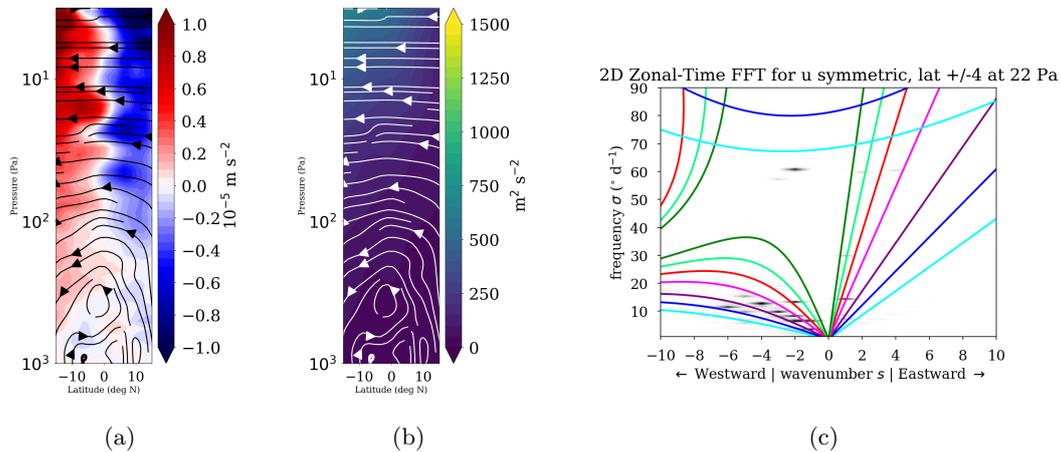


FIGURE IV.11 – Same as Figure IV.9 for northern summer seasonal mean ($L_s=70^\circ$ to $L_s=160^\circ$).

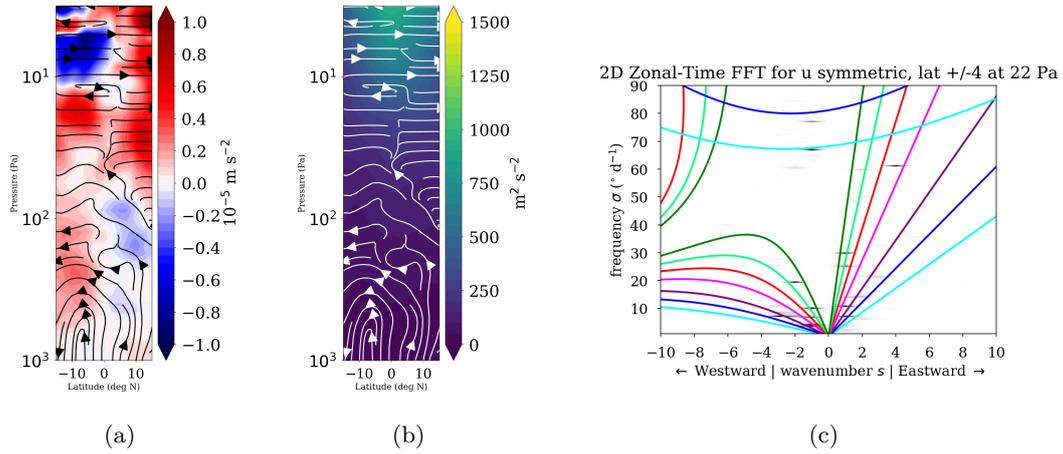


FIGURE IV.12 – Same as Figure IV.9 for northern autumn seasonal mean ($L_s=190^{\circ}$ to $L_s=280^{\circ}$). The seasonal mean for the autumn equinox is shift by 30° of L_s to clearly brought out the fall overturn, that occurs later in the season compared to the spring overturn.

CHAPITRE V

VARIATIONS SAISONNIÈRES ET CIRCULATION INTER-HÉMISPHERIQUE DANS LA STRATOSPHERE DE SATURNE

Sommaire

V.1 Les saisons de Saturne à travers le regard de <i>Cassini</i>	116
V.2 La thermodynamique en Moyenne Eulérienne Transformée	118
V.3 Résultats	119
V.3.1 Structure thermique globale de la stratosphère de Saturne	119
V.3.2 Variations saisonnières de la température stratosphérique	121
V.3.3 Circulation inter-hémisphérique et transport de température	131
V.4 Conclusion	140

La circulation inter-hémisphérique mise en évidence dans le chapitre [IV](#) questionne quant à la structure planétaire de la température stratosphérique de Saturne représentée par notre GCM. En effet, les mesures d'anomalies chaude de température et de haute concentration en hydrocarbure laissent penser à une accumulation thermique et d'espèces chimiques résultante de la branche descendante d'une possible circulation méridienne de grande échelle. J'ai montré que cette circulation méridienne saisonnière de Saturne est reproduite par notre modèle et sa subsidence dans les tropiques d'hiver se situe aux mêmes latitudes que les anomalies observées.

Dans ce chapitre, j'étends des tropiques aux hautes latitudes l'étude de la structure thermique et de la dynamique stratosphérique commencée en chapitre [III](#). L'objectif de ce chapitre est de caractériser les variations saisonnières et les transports thermiques par la circulation de grande échelle et les *eddies* qui modulent la saisonnalité du gradient de température dans la stratosphère de Saturne, mais également expliquer l'origine dynamique de plusieurs particularités thermiques de la stratosphère de Saturne, telles que les anomalies de température sous l'ombre des anneaux abordée au chapitre [III](#). Pour conduire cette étude sur la structure planétaire du champ de température stratosphérique de Saturne, j'ai supervisé une stagiaire de M1, Lucile Pauget, pendant trois mois au printemps 2020. Ensemble, nous avons comparé les données spectroscopiques à visée nadir ou au limbe de Cassini/CIRS, ainsi que des données au sol de IRTF/TEXES (Infrared Telescope Facility / Texas Echelon Cross Echelle Spectrograph) avec les résultats du modèle radiatif-convectif ([Guerlet et al., 2014](#)) et ceux de la simulation DYNAMICO-Saturn sur 96 niveaux verticaux (chapitre [IV](#)).

À la suite de ce stage, j'ai complété la comparaison et poursuivi l'étude en m'intéressant à la dynamique globale responsable de la répartition de chaleur en utilisant le formalisme de Moyenne Eulérienne Transformée appliqué à l'équation thermodynamique que je présente en section [V.2](#). La

section V.3.1 compare la structure thermique verticale globale simulée par nos différents modèles aux observations. Les contrastes saisonniers de la température stratosphérique sont décrits dans la section V.3.2. La section V.3.3 présente les processus dynamiques qui pourraient être responsables des différences entre les modèles et les observations dans le gradient saisonnier de température. Le résumé, les conclusions et les perspectives d'améliorations futures de la modélisation sont expliqués dans la section V.4.

Certaines observations utilisées ici ont été reprises de précédentes publications (Guerlet et al., 2009, 2011; Fletcher et al., 2015; Sylvestre et al., 2015) et complétées par des observations non publiées pour le moment, qui font l'objet d'un article en préparation.

Référence : Sandrine Guerlet, Deborah Bardet, Aymeric Spiga, Lucile Pauget, *in preparation*.

V.1 Les saisons de Saturne à travers le regard de *Cassini*

Au cours de ses 13 années terrestres de mission, *Cassini* a suivi l'évolution saisonnière de température atmosphérique de Saturne du solstice d'hiver au solstice d'été. Plus particulièrement, l'instrument Composite InfraRed Spectrometer (CIRS) à bord de *Cassini* a observé la structure thermique estivale et hivernale dans les deux hémisphères et a ainsi offert une caractérisation spatiale et saisonnière sans précédent de la stratosphère de Saturne.

Pendant la première partie de la mission, les observations au nadir et au limbe à 1 mbar ont révélé une asymétrie de température hémisphérique pendant l'été austral de Saturne (2004-2005, Flasar et al. (2005); Fletcher et al. (2007, 2008); Guerlet et al. (2009)), dépeinte par une augmentation méridienne de température assez monotone entre les deux pôles, modulo la signature de l'oscillation équatoriale stratosphérique, avec un pôle sud (été) 40 K plus chaud que le pôle nord. À cette époque de la mission, Saturne vient de passer le solstice d'été sud, le gradient très prononcé de la température est ainsi associé à un fort forçage radiatif saisonnier. D'abord observée par le spectromètre Long Wavelength Spectrometer (LWS) depuis le télescope Keck puis confirmée par Cassini/CIRS, les plus hautes latitudes de la stratosphère de Saturne présentent une forte augmentation de température, nommée la *Warm Polar Hood*, de 70°S jusqu'au pôle pendant l'été austral (Orton and Yanamandra-Fisher, 2005; Fletcher et al., 2008) et corrélée à un intense jet zonal situé à 69°S, appelé Vortex polaire sud (Sánchez-Lavega et al., 2002).

La longévité de la mission *Cassini-Huygens* a permis d'observer la transition de l'été austral à l'hiver austral, et donc la diminution de l'asymétrie planétaire observée en 2004. L'hémisphère sud s'est refroidi de 4 à 6 K (à la fois aux moyennes latitudes et au niveau de la *Warm Polar Hood* (Fletcher et al., 2010)). En conséquence, le gradient global méridien s'est considérablement réduit, d'environ 17 K entre 2005 et 2010, dans la région polaire sud de Saturne (Sinclair et al., 2013). Le refroidissement s'est effectué progressivement, environ 5K/années terrestres, en parallèle un réchauffement d'une ampleur similaire s'est produit dans l'hémisphère nord (Sylvestre et al., 2015). En utilisant les observations au limbe de 2010-2012 pour des altitudes stratosphériques plus élevées et à 1 mbar, Sylvestre et al. (2015) ont montré une tendance saisonnière cohérente avec les données au nadir à 1 mbar, mais avec de plus petites variations à des pressions plus basses : les températures des latitudes moyennes proches de 0,1 mbar sont restées approximativement constantes entre 2005 et 2010. Bien que l'hémisphère nord se soit fortement réchauffé, la calotte polaire nord ne présente aucun signe de gradient thermique aussi prononcé que celui observé au pôle sud, qui avait été associé au vortex polaire sud au début de la mission *Cassini-Huygens*. Même si le vortex polaire nord a fini par timidement se former, aucun gradient de température aussi important que celui de la *Warm Polar Hood* sud n'a été observé aux hautes latitudes nord (Fletcher et al., 2018). La *Warm Polar Hood* pourrait être une spécificité du pôle sud résultant de l'excentricité de l'orbite de la planète, comme l'Hexagone est la spécificité dynamique du pôle nord.

Par ailleurs, la mission *Cassini-Huygens* a également permis de caractériser l'évolution saisonnière de la distribution des hydrocarbures stratosphériques de Saturne. La structure thermique et la distribution des hydrocarbures sont étroitement liées. En effet, la présence d'hydrocarbures dans l'atmosphère modifie les échanges radiatifs et a un impact sur la structure thermique résultante (Hue et al., 2016). De plus, les hydrocarbures peuvent être considérés comme des traceurs de la dynamique atmosphérique

lorsque leur temps de vie photochimique est très bien connu. L'évolution saisonnière de l'abondance méridienne des hydrocarbures met en évidence l'augmentation et la diminution de l'acétylène et de l'éthane. [Sylvestre et al. \(2015\)](#) ont montré que le maximum de concentration en hydrocarbure sous l'ombre des anneaux, à 25°N, a été dissipé entre 2005 et 2010. Associée aux variations importantes de concentration en hydrocarbures aux pôles de Saturne ([Fletcher et al., 2015](#); [Fletcher et al., 2018](#)), cette dissipation pourrait être la manifestation d'un arrêt de la supposée circulation méridienne globale à l'origine de l'accumulation initiale d'acétylène et d'éthane. Les changements de concentration de ces traceurs atmosphériques laissent donc entrevoir un possible transport inter-hémisphérique d'espèces chimiques ([Guerlet et al., 2009, 2010](#); [Sinclair et al., 2013](#); [Fletcher et al., 2015](#); [Sylvestre et al., 2015](#)), analogue à la circulation de Brewer-Dobson terrestre qui affecte de façon similaire la distribution de l'ozone stratosphérique ([Dobson et al., 1929](#); [Brewer, 1949](#); [Murgatroyd and Singleton, 1961](#)).

Enfin, l'observation de l'atmosphère de Saturne par *Cassini* a montré que des phénomènes météorologiques exceptionnels peuvent perturber la température et la structure dynamique de sa stratosphère. L'atmosphère de Saturne est sujette au développement de grandes tempêtes annuelles, dont la *Great White Spot* (GWS) observée par *Cassini* en 2010-2011 ([Fischer et al., 2011](#)). Ces tempêtes résultent de panaches convectifs localisés qui se développent rapidement sur une surface restreinte pour finalement encercler toute une bande de latitude. Détectée conjointement les instruments TEXES ([Sánchez-Lavega et al., 2011](#)) et VISIR (*Very Large Telescope Imager and Spectrometer for mid InfraRed*, [Fletcher et al. \(2011\)](#)), la mission *Cassini-Huygens* a permis d'associer à la GWS une perturbation stratosphérique chaude ([Fouchet et al., 2016](#)), appelée le "beacon", dont l'origine pourrait être la saturation des ondes de gravité émises par la tempête. Le *beacon* a longtemps été présent dans la stratosphère de Saturne, et [Fletcher et al. \(2017\)](#) ont observé que cette anomalie chaude de température aux moyennes latitudes a été contemporaine à une perturbation dans la propagation vers le bas de l'oscillation équatoriale. Mais les observations de *Cassini* n'ont pas permis de quantifier les interactions dynamiques responsables de cette perturbation de l'oscillation équatoriale, ainsi que leur provenance.

Pour comprendre et espérer prévoir l'évolution temporelle de la structure thermique de Saturne, des modèles climatiques saisonniers ont été développés depuis les années 1970 et adaptés à partir des premières observations de l'asymétrie saisonnière des températures datant de l'époque de *Pioneer-Voyager*. En utilisant un modèle radiatif-convectif, [Bézar et al. \(1984\)](#) et [Bézar and Gautier \(1985\)](#) ont montré un gradient méridien de température cohérent avec la tendance générale de réchauffement vers les latitudes d'été plus élevées, ce qui a déjà été observé à l'époque de *Voyager*, et en tenant compte de la distribution spatiale des hydrocarbures stratosphériques, celui de [Fletcher et al. \(2010\)](#) a reproduit les variations saisonnières du gradient de température entre 2005 et 2010 pour la plupart des latitudes ([Greathouse et al., 2010](#)), alors que celui de [Guerlet et al. \(2014\)](#) n'a eu besoin d'inclure de variation spatiale d'abondance d'hydrocarbure pour arriver au même résultat. En revanche, puisque les modèles radiatif-convectifs ne modélisent pas les processus dynamiques, les particularités de la structure méridienne de la température – telles que le réchauffement distinctif entre 70°S et le pôle, l'anomalie chaude sous l'ombre des anneaux et l'oscillation semi-annuelle équatoriale ([Orton and Yanamandra-Fisher, 2005](#)) – restent des défis de modélisation ([Friedson and Moses, 2012](#); [Guerlet et al., 2009, 2010, 2014](#)).

Les variations de température saisonnières ou non saisonnières de Saturne révèlent ainsi l'importance de la réponse dynamique de petite et grande échelle au forçage radiatif saisonnier. Il est donc nécessaire de recourir à des modèles de climat global (GCM) tri-dimensionnel avec un transfert radiatif approprié et une résolution spatiale fine (nécessaire pour résoudre les tourbillons résultant des instabilités dynamiques qui influencent le flux moyen), tels que DYNAMICO-Saturn.

V.2 La thermodynamique en Moyenne Eulérienne Transformée

Le raisonnement de Moyenne Eulérienne Transformée appliqué à l'équation du mouvement du fluide atmosphérique (voir chapitre III) s'étend à l'ensemble des équations primitives, et notamment à l'équation thermodynamique définie ci-après (équation V.1) :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = Q - \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} - \frac{v}{a} \frac{\partial \theta}{\partial \phi} - \omega \frac{\partial \theta}{\partial P} \quad (\text{V.1})$$

où θ est la température potentielle, Q représente le chauffage diabatique, u, v, ω sont, respectivement, le vent zonal, méridien et vertical, a le rayon de la planète considérée, ϕ la latitude, λ la longitude et P la pression.

Les variations thermiques de grande échelle résultent de la réponse dynamique de grande échelle au forçage radiatif saisonnier, mais également de l'activité turbulente de petite échelle. Pour l'ensemble des équations primitives, le formalisme de Moyenne Eulérienne Transformée découle directement du formalisme de Moyenne Eulérienne Classique. Néanmoins dans cette section, je vais expliciter le raisonnement mathématique permettant de passer de l'un à l'autre car l'utilisation de ces formalismes pour l'équation thermodynamique est peu usuel. Ce formalisme va me permettre d'étudier la circulation inter-hémisphérique et les transports thermiques de grandes et petites échelles à l'origine de certaines variations de température observées par *Cassini* et TEXES, et également extrapoler l'analyse à l'échelle saisonnière et annuelle à l'aide des résultats de simulation de DYNAMICO-Saturn.

De nombreux phénomènes de l'atmosphère moyenne peuvent être considérés comme l'interaction d'un écoulement moyen avec des perturbations (ondes ou tourbillons) qui lui sont superposées. Cette interaction est généralement à double sens, car la configuration de l'écoulement moyen peut fortement modifier la propagation des perturbations, tandis que les perturbations elles-mêmes peuvent entraîner des changements significatifs de l'écoulement moyen, par des effets non-linéaires rectifiés.

En définissant l'opérateur de moyenne zonale, dénoté par une ligne au-dessus de la variable, sur un champ géophysique x tel que :

$$\bar{x}(\phi, P, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} x(\lambda, \phi, P, t) d\lambda \quad (\text{V.2})$$

et l'écart à la moyenne (aussi appelé perturbation), qui sera quant à lui dénoté par une apostrophe :

$$x'(\lambda, \phi, P, t) = x - \bar{x} \quad (\text{V.3})$$

il est aisé de séparer les contributions moyennes de celles des perturbations dans la dynamique et la thermodynamique de l'écoulement atmosphérique général.

En décomposant chaque champ géophysique de l'équation V.1 par la somme d'une moyenne et d'une perturbation, en appliquant ensuite l'opérateur de moyenne zonale sur l'ensemble de l'équation résultante et après quelques manipulations mathématiques en respectant les règles suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{x}}{\partial \lambda} &= 0 \\ \bar{\bar{x}} &= \bar{x} \\ \overline{x'} &= 0 \\ \overline{\bar{x}b'} &= \overline{\bar{x}b'} = \overline{\bar{x}b'} = 0 \end{aligned} \quad (\text{V.4})$$

où b est un second champ géophysique, différent de x , il est possible d'obtenir l'équation thermodynamique en formalisme de Moyenne Eulérienne Classique :

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \bar{Q} - \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} \bar{v} - \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial P} \bar{\omega} - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \overline{\theta'v'}}{\partial \phi} \cos \phi - \frac{\partial \overline{\theta'\omega'}}{\partial P} \quad (\text{V.5})$$

Le formalisme de Moyenne Eulérienne Classique est un bon départ pour séparer les sources de forçages de l'écoulement global mais reste perfectible. En effet, l'équation V.5 montre une tendance

de compensation entre la convergence du flux turbulent de chaleur $\left(-\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \theta' v'}{\partial \phi} \cos \phi - \frac{\partial \theta' \omega'}{\partial P}\right)$ et le refroidissement adiabatique $\left(-\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} \frac{\bar{v}}{a} - \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial P} \bar{\omega}\right)$. De plus, cette formulation exprime le terme de chauffage diabatique \bar{Q} seulement comme un petit résidu. Puisque, en moyenne, une parcelle d'air ne s'élèvera à une altitude d'équilibre plus élevée que si sa température potentielle est augmentée par le chauffage diabatique, c'est la circulation méridienne résiduelle associée aux processus diabatiques qui est directement liée au flux méridien moyen.

Andrews and McIntyre (1976) ont donc introduit une approche alternative à l'analyse de la circulation zonale moyenne, qui fournit un diagnostic plus clair du forçage par les tourbillons (*eddies*) et offre également une vue plus directe des processus de transport dans le plan méridional. Cette approche constitue les fondements du formalisme de la Moyenne Eulérienne Transformée.

À l'instar de l'équation du mouvement III.3, la même définition de la circulation résiduelle $(\bar{v}^*, \bar{\omega}^*)$ que nous avons déjà rencontrée en chapitre III et IV (équation III.1, III.2, IV.1 et IV.2) est utilisée pour l'équation thermodynamique. La vitesse verticale résiduelle définie de cette manière montrera dans le formalisme "transformé" la part de la vitesse verticale moyenne dont la contribution au changement de température adiabatique n'est pas compensée par la divergence du flux turbulent de chaleur.

Pour permettre l'élimination des termes $(\bar{v}, \bar{\omega})$, il suffit d'injecter $(\bar{v}^*, \bar{\omega}^*)$ dans la formulation en moyenne zonale de l'équation thermodynamique (équation V.5) pour obtenir la formulation en Moyenne Eulérienne Transformée de l'équation de la thermodynamique :

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \bar{Q} - \underbrace{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} \frac{\bar{v}^*}{a} - \bar{\omega}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial P}}_{RMC} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{\theta' v'}{a} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} \right) - \frac{\partial \theta' \omega'}{\partial P}}_{Eddies} \quad (\text{V.6})$$

où \bar{Q} est le chauffage diabatique moyen, *RMC* est le flux thermique direct provenant de la circulation de grande échelle en réponse au gradient de température saisonnier équateur-pôle et *Eddies* est le flux thermique turbulent provenant des *eddies*.

Les résultats présentés ci-après reposent donc sur ce diagnostic. Après avoir effectué des comparaisons brutes de la température observée et modélisée (sections V.3.1 et V.3.2), j'ai calculé à partir des résultats de simulation de DYNAMICO-Saturn les contributions de la *RMC* et des *eddies* dans la tendance saisonnière de la température (section V.3.3) afin d'expliquer les gradients thermiques globaux.

V.3 Résultats

V.3.1 Structure thermique globale de la stratosphère de Saturne

La structure thermique verticale globale modélisée par DYNAMICO-Saturn est plutôt cohérente avec les observations de Cassini/CIRS, comme le montrent les figures V.1(a) et V.1(b), notamment pour les niveaux les plus bas de la stratosphère.

Dans un premier temps, à $L_s=310^\circ$, le GCM s'écarte des résultats du modèle convectif-radiatif (Guerlet et al., 2014) pour se rapprocher des températures observées, notamment dans la moyenne stratosphère entre 3 et 0,1 mbar. Dans cette couche atmosphérique DYNAMICO-Saturn décrit parfaitement la température stratosphérique observée pour toutes les années de simulations, qui varie généralement de 140 à 145 K au-dessus de 1 mbar (figure V.1(a)). Néanmoins, des désaccords persistent toujours. Au niveau de la tropopause, même si le GCM reproduit la variation de température à 180 mbar de façon cohérente, le minimum de température à la tropopause reste trop froid de 10 K environ dans les résultats de DYNAMICO-Saturn par rapport aux observations. Le principal désaccord concerne les niveaux verticaux les plus élevés : au-dessus de 0,1 mbar, les profils du GCM montrent un refroidissement modéré (145 à 135 K) vers les basses pressions alors que les mesures du CIRS présentent un réchauffement de 10 K dans la haute stratosphère. Le modèle radiatif-convectif et DYNAMICO-Saturn sous-estime de 20 K la température de la haute stratosphère à $L_s=310^\circ$. Cette caractéristique avait déjà été montrée dans Guerlet et al. (2014) : la dynamique n'a pas amélioré la structure verticale thermique de la haute stratosphère pour l'hiver boréal.

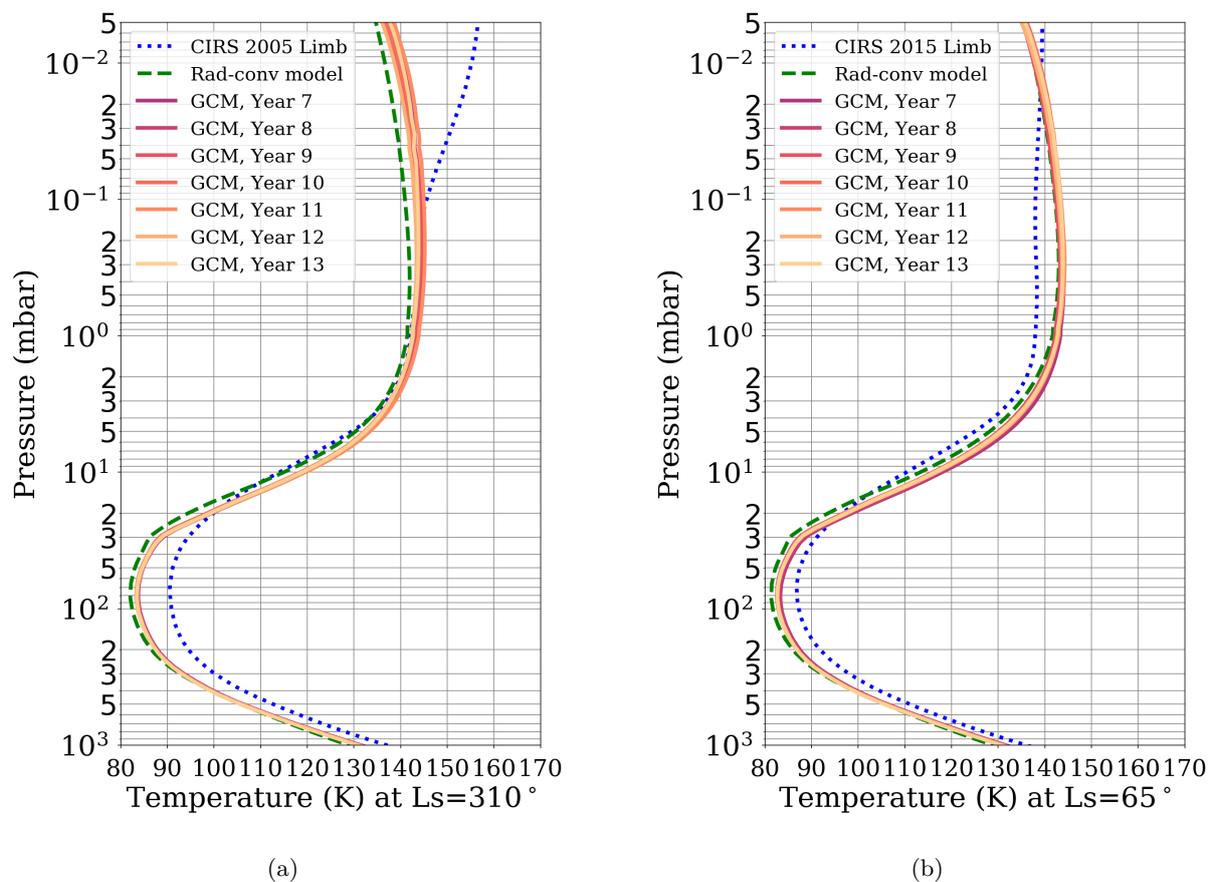


FIGURE V.1 – Comparaison des profils de température moyens entre les observations Cassini/CIRS, les sept dernières années simulées par DYNAMICO-Saturn sur 96 niveaux et le modèle radiatif-convectif (à la *Guerlet et al. (2014)*) à V.1(a) $L_s=310^\circ$ et V.1(b) $L_s=65^\circ$.

Dans un second temps, pendant le printemps boréal (à $L_s=65^\circ$, figure V.1(b)), les résultats du modèle dynamique présentent toujours les mêmes défauts autour de la tropopause. Le GCM comme le modèle radiatif-convectif présente un minimum de température à 180 mbar de l'ordre de 5 à 6 K trop froid par rapport aux observations de Cassini/CIRS. De plus, pour l'ensemble de la stratosphère, les deux types de modèles (ayant des résultats très similaires) produisent des gradients verticaux de température qui n'ont pas le même comportement que celui observé. En effet, pour les pressions inférieures à 2 mbar, la stratosphère de Saturne est presque parfaitement isotherme, avec une température comprise entre 138 et 140 K sur trois décades de pression. En revanche, les gradients modélisés montrent un chauffage d'environ 5 K entre 2 mbar et 0,5 mbar, puis un refroidissement de près de 10 K jusqu'en haut de la stratosphère. Globalement, la température de la moyenne stratosphère est sur-estimée de 5 K, et celle de la haute stratosphère est sous-estimée de 5 K. Ainsi, la modélisation présente des gradients de température verticaux moyens assez proches des observations en valeur de température, mais ne capture pas les spécificités du gradients thermiques observé par Cassini/CIRS, comme le refroidissement de la haute stratosphère en hiver boréal et la structure isotherme de la moyenne stratosphère à l'approche de l'été boréal.

V.3.2 Variations saisonnières de la température stratosphérique

Une simulation de Modèle de Climat Global d'une durée de 13 années saturniennes représente une excellente opportunité d'étudier les contrastes saisonniers entre les hémisphères d'été et d'hiver, leur variabilité et de les comparer aux mesures au sol TEXES et de l'orbiteur *Cassini* en 2005-2006, 2010, 2015 et 2017. Dans cette section, je présente les résultats de température du GCM DYNAMICO-Saturn, comparées au modèle radiatif-convectif à la [Guerlet et al. \(2014\)](#) et aux observations Cassini/CIRS et TEXES. À des fins de comparaison, les observations au sol et de l'orbiteur *Cassini* ont été converties en latitude planétocentrique, telle que produite par les modèles radiatif-convectif et DYNAMICO-Saturn.

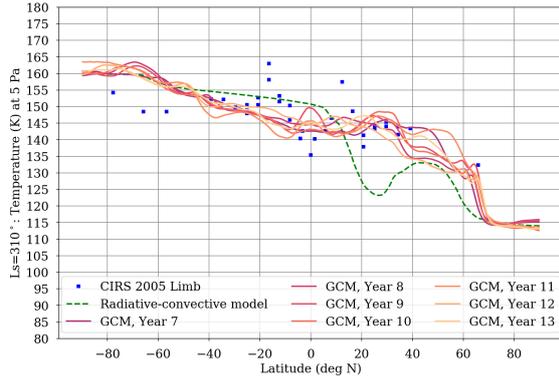
$L_s = 310^\circ$, observations de 2005-2006 pendant la mission *Cassini-Huygens*

La figure V.2 présente les contrastes saisonniers de température entre l'hémisphère d'été sud et l'hémisphère d'hiver nord, observés par le spectromètre Cassini/CIRS, modélisés par DYNAMICO-Saturn et le modèle radiatif-convectif, au niveau de pression 5 Pa (figure V.2(a)), 10 Pa (figure V.2(b)), 50 Pa (figure V.2(c)), 100 Pa (figure V.2(d)), 500 Pa (figure V.2(e)) et 1000 Pa (figure V.2(f)). Sur l'ensemble de la planète, DYNAMICO-Saturn reproduit un gradient méridien global compris entre 40 et 45 K, ce qui est plutôt en accord avec les observations ([Flasar et al., 2005](#); [Fletcher et al., 2007, 2008](#); [Guerlet et al., 2009](#)). Néanmoins, un regard plus détaillé sur chaque région de latitudes montre qu'il reste plusieurs désaccords entre les observations et le GCM.

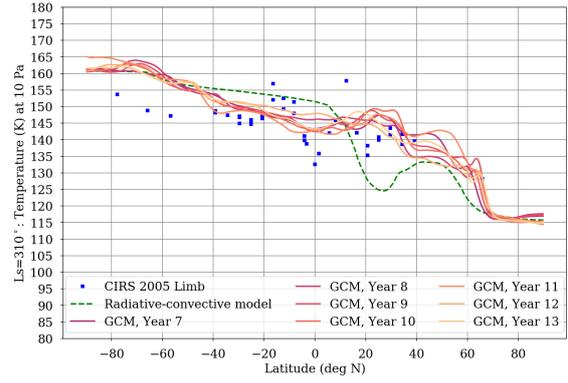
La dynamique du GCM produit globalement une température méridienne surestimée d'environ 10 K pour cette saison, en particulier pour les niveaux de pression de 50 à 1000 Pa (figures V.2(c) à V.2(f)).

De façon plus précise, une anomalie de température chaude dans les moyennes latitudes de l'hémisphère d'hiver nord, déjà présente dans la simulation radiative-convective (figures V.2(d) à V.2(f)), semble être accentuée par la dynamique et s'élève même jusqu'à 15 K entre 40 et 60°N, pour des niveaux de pression de 500 et 1000 Pa à $L_s=310^\circ$ (figures V.2(e) et V.2(f)). Presque de façon symétrique, une anomalie de température chaude allant jusqu'à 20 K entre 40 et 60°S est également modélisée par DYNAMICO-Saturn pour ces mêmes altitudes, ce qui suggère des accumulations de chaleur par transport thermique (et impliqueraient donc une circulation méridienne). À cette date, $L_s=310^\circ$, Saturne vient de passer le solstice d'été sud, la circulation méridienne potentiellement à l'origine de ces anomalies de température pourrait varier avec la saison. En effet, sur une majeure partie de la stratosphère présentée ici, l'anomalie de l'hémisphère d'hiver est un peu plus importante que l'anomalie de l'hémisphère d'été (de l'ordre de 5 à 10 K) et évoque un transport thermique préférentiel vers les moyennes latitudes d'hiver, renforcé par le fort gradient thermique inter-hémisphérique.

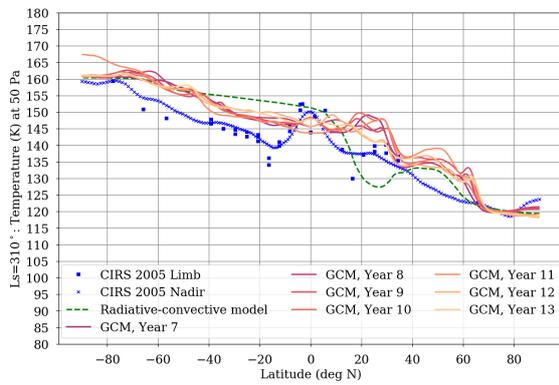
Par ailleurs, de 50 à 500 Pa, la température polaire nord résultante de la simulation GCM pour les années 7 et 8 présente une très légère augmentation de la température entre 70 et 90°N, mais qui



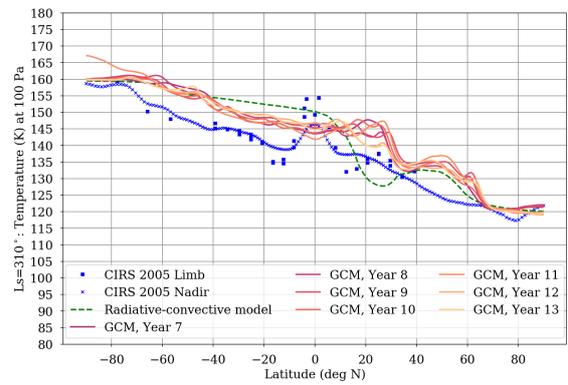
(a) 5 Pa (ou 0,05 mbar)



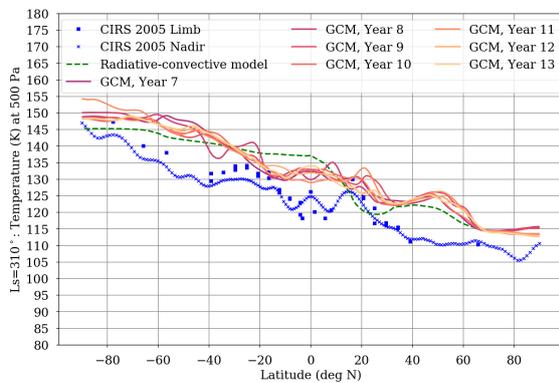
(b) 10 Pa (ou 0,1 mbar)



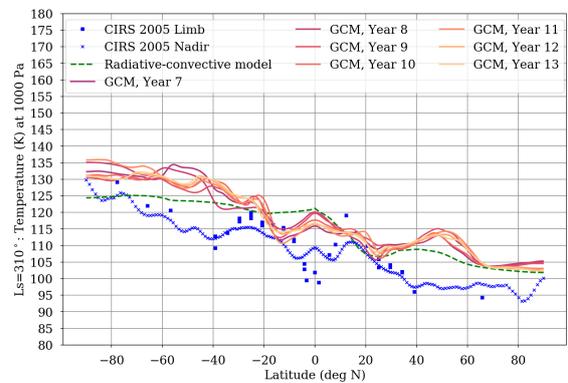
(c) 50 Pa (ou 0,5 mbar)



(d) 100 Pa (ou 1 mbar)



(e) 500 Pa (ou 5 mbar)



(f) 10³ Pa (ou 10 mbar)

FIGURE V.2 – Variations saisonnières de température à $L_s=310^\circ$, observées par Cassini/CIRS 2005-2006 (Flasar et al., 2004, 2005; Fletcher et al., 2007, 2008; Fletcher et al., 2010; Guerlet et al., 2009) et simulées par DYNAMICO-Saturn et le modèle radiatif-convectif (à la Guerlet et al. (2014)). Pour étudier la variabilité de la structure méridienne de la température stratosphérique de Saturne représentée par DYNAMICO-Saturn, les 7 dernières années sont montrées pour chaque niveau de pression. Les observations à visée nadir de Cassini/CIRS mesure les températures de la tropopause jusqu'aux couches de nuages les plus élevées (environ 80 à 800 mbar) et les températures stratosphériques dans la gamme de 0,5 à 5,0 mbar (Flasar et al., 2004, 2005; Fletcher et al., 2007). Les observations aux limbes de Cassini/CIRS (Fouchet et al., 2008; Guerlet et al., 2009) complètent la couverture verticale des observations entre 20 mbar et 1 μ bar, au détriment d'une couverture horizontale et temporelle aussi complète que les données à visée nadir.

reste beaucoup trop faible pour être comparable à l’anomalie chaude polaire qui a été observée par [Sánchez-Lavega et al. \(2002\)](#), [Orton and Yanamandra-Fisher \(2005\)](#) et [Fletcher et al. \(2008\)](#).

Concernant l’hémisphère d’été sud, dans les plus bas niveaux, les années simulées avec la dynamique décrivent un gradient thermique méridional plus raide que la simulation radiative-convective au delà de 20°S (figures [V.2\(d\)](#) et [V.2\(f\)](#)), en rejoignant les températures polaires observées mais avec une surestimation des températures locales entre les tropiques jusque $\approx 70^{\circ}\text{S}$ de l’ordre de 10 K pour la moyenne stratosphère (entre 100 et 50 Pa). Lorsque des plus basses pressions sont considérées de 5 à 10 Pa, la simulation GCM comme la simulation radiative-convective, surestime de 10 K les températures aux hautes latitudes sud, au delà de 50°S , alors que la température des tropiques sud modélisée par le GCM avoisine celle observée par Cassini/CIRS. L’absence de données à visée nadir (plus précise en couverture méridienne) empêche la certitude mais la forte cohérence entre la température du modèle radiatif-convectif et celle du GCM conforte dans l’idée que DYNAMICO-Saturn échoue à reproduire le gradient thermique aux hautes latitudes sud, sur l’ensemble des niveaux de pression présentés en figure [V.2](#).

Enfin, en regardant la région équatoriale, il est intéressant de noter que DYNAMICO-Saturn simule une oscillation équatoriale, avec un maximum de température de 155 K à 10 Pa (figure [V.2\(b\)](#)) et un minimum de 110 K pour les observations à visée nadir et de 100 K pour les observations à visée au limbe à 1000 Pa (figure [V.2\(f\)](#)). Comme montré par [Bardet et al. \(2021\)](#), l’amplitude de l’oscillation équatoriale modélisée par DYNAMICO-Saturn est sous-estimée d’environ 20 K par rapport aux observations (chapitres [III](#) et [IV](#)).

L’une des principales caractéristiques de la stratosphère de Saturne observée par Cassini/CIRS, sur laquelle je souhaiterais m’attarder, est la température anormalement élevée sous l’ombre des anneaux ([Fletcher et al., 2010](#)).

Les simulations radiatives précédentes de l’atmosphère de Saturne ont permis de mettre en évidence ces anomalies de température ([Guerlet et al., 2014](#)). D’un point de vue purement radiatif, l’absence d’insolation solaire due à la présence des anneaux opaques pendant l’hiver boréal devrait produire un refroidissement significatif de l’atmosphère en dessous des anneaux. Ce comportement n’est pas reproduit dans les observations de Cassini/CIRS, c’est pourquoi un chauffage dynamique a été envisagé pour expliquer cette caractéristique. Pendant l’hiver boréal, à $L_s=310^{\circ}$, la dynamique supprime l’anomalie de température froide apparaissant dans la simulation radiative-convective, qui résulte de l’absence d’insolation solaire bloquée par les anneaux de Saturne, sur l’ensemble de la stratosphère (figure [V.2](#)).

Cependant, cette région contient plusieurs différences entre les observations et DYNAMICO-Saturn. Sur les plus hautes couches de la stratosphère kronienne, entre 10 et 100 Pa, le GCM produit une importante anomalie chaude associée à l’ombre des anneaux, qui surestime de 10 K la température entre 15 et 35°N par rapport aux observations. Les températures sous les anneaux sont variables d’une année à l’autre. Par exemple, l’année 13 montre une anomalie de température chaude de seulement 140 K alors que les années 7 et 11 montrent une anomalie chaude de 150 K, pour des pressions de 50 et 100 Pa (figures [V.2\(c\)](#) et [V.2\(d\)](#)). Pour des altitudes plus basses dans la stratosphère, entre 500 et 1000 Pa, l’anomalie chaude obtenue par GCM se réduit au fur et à mesure que la pression (et donc la profondeur) augmente, et tend même à disparaître. En effet, à une pression de 500 Pa, le GCM produit un gradient méridien de température entre 20 et 30° dont la pente se rapproche de celle des observations, mais toujours avec une surestimation d’environ 10 K et une variabilité très importante d’une année sur l’autre. Pour certaines années du GCM, la région de température chaude est décalée par rapport à l’ombre des anneaux. Ce déplacement en latitude produit une anomalie froide du côté équatorial de l’ombre des anneaux et une anomalie chaude intense du côté polaire de l’ombre des anneaux. Cette caractéristique est particulièrement claire aux niveaux de pression de 0,1, 0,5 et 1 mbar.

Malgré la surestimation de la température au niveau des tropiques, le gradient de température en sortie du modèle DYNAMICO-Saturn s’approche de celui des observations. En effet, sous l’ombre des anneaux, la suppression de l’anomalie froide par la dynamique de DYNAMICO-Saturn dépeint un gradient méridien de température constant en moyenne (autour de 150 K) sur la bande de 20°N à 35°N , rappelant celui observé dans les données de Cassini/CIRS pour les pressions de 10, 50 voir

100 Pa (figures V.2(b), V.2(c) et V.2(d)). De façon symétrique, entre 20°S et 40°S, le gradient de température observé est assez plat, de température constante autour de 145 K aux mêmes pressions, le GCM produit également ce gradient méridien de température constant sur cette bande de latitude, dont la température moyenne est surestimée de 5 K environ. Alors que le modèle radiatif-convection (Guerlet et al., 2014) prévoit un fort contraste saisonnier entre les tropiques d’hiver et les tropiques d’été, la dynamique globale apportée par DYNAMICO-Saturn montre un réel gain dans la description de la structure méridienne de température globale, et s’accorde avec les observations de Cassini/CIRS.

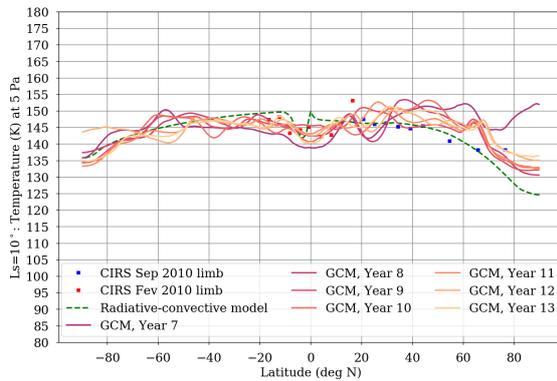
Ls = 10°, observations de 2010 pendant la mission *Cassini-Huygens*

Proche de l’équinoxe de printemps nord, à Ls = 10°, je ne disposais que d’observations de Cassini/CIRS au limbe de l’hémisphère nord (figure V.3). Néanmoins pour caractériser le comportement du GCM pour l’hémisphère sud, je me suis appuyée sur les conclusions des observations de Cassini/CIRS en 2010 décrites dans la littérature pour cette région de l’atmosphère kronienne (Sinclair et al., 2013; Sylvestre et al., 2015).

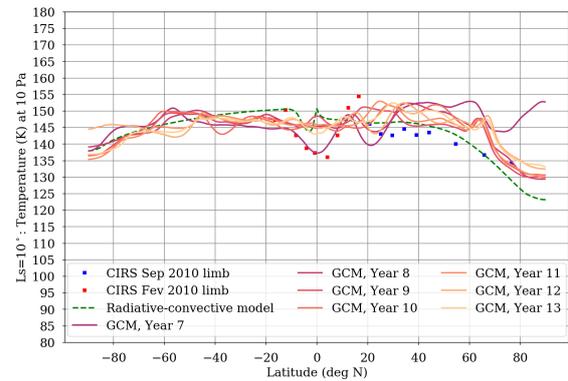
Tout d’abord, dans l’hémisphère nord au printemps, le gradient méridien de température est plus élevé dans la basse stratosphère (de 1000 Pa à 100 Pa) que dans la haute stratosphère (au-dessus du niveau de pression de 10 Pa), ce qui est cohérent avec un temps de latence lors des changements de saisons. Dans la haute atmosphère de Saturne, à 5 Pa de pression (figure V.3(a)), les observations au limbe de Cassini/CIRS, comme le modèle radiatif-convectif, décrivent un gradient méridien de température uniforme entre 25°N à 50°N (Sylvestre et al., 2015). Alors que la température est approximativement constante des basses aux moyennes latitudes à 1 Pa (Sylvestre et al., 2015), la transition vers un gradient méridien très marqué de l’hémisphère nord s’opère entre 10 et 50 Pa dans les observations de *Cassini*, avec une diminution de la température de 12 K à 20 K respectivement, entre les latitudes 25°N et 79°N (figures V.3(b) et V.3(c)). La diminution globale de la température pour les latitudes polaires est reproduite par le modèle radiatif-convectif, avec cependant quelques surestimations locales de la température, entre 40 et 55°N à 10 et 50 Pa par exemple. En revanche, la dynamique du GCM amplifie et généralise à tout l’hémisphère la surestimation de température présente dans le modèle de Guerlet et al. (2014). Entre 10 et 70°N, sur l’ensemble des 7 années présentées, la température méridienne moyenne modélisée par DYNAMICO-Saturn oscille autour de 148 K avec un maximum de 154 K à 35°N et un minimum de 141 K à 25°N, tous deux obtenus pendant la 8^{ème} année de simulation, au niveau de pression de 5 Pa (figure V.3(a)). Ce comportement oscillatoire dans le gradient méridien de l’hémisphère nord se propage sur l’ensemble de la haute stratosphère modélisée par le GCM, jusqu’à 100 Pa et atteint une amplitude extrême de 20 K, pendant la 8^{ème} année, entre 10 et 40°N à une pression de 50 Pa (figure V.3(c)).

Avec l’augmentation de la pression, le gradient thermique méridien observé dans l’hémisphère nord devient de plus en plus fort. À 100 Pa (figure V.3(d)), comme à 1000 Pa (figure V.3(f)), les observations de *Cassini* montre une importante diminution de 19 K de 30°N à 79°N (Sylvestre et al., 2015). Pour les modèles (radiatif-convectif et GCM), le contraste de température entre les tropiques nord (20°N) et le pôle nord s’élève à 15 K. Le gradient global de l’hémisphère nord est ainsi proche des observations mais présente d’importants désaccord locaux, notamment à 30 et entre 50 et 60°N. À 500 et 1000 Pa (figures V.3(e) et V.3(f)), le modèle radiatif-convectif surestime de 10 K au maximum la température entre 30 et 60°N. Pour ces mêmes niveaux de pression, le GCM produit deux maxima de température systématiques pour les sept années de simulation représentées ici, situés à 25 et 55°N et respectivement 10 et 20 K trop élevés par rapport aux observations. Ces maximum se trouvent dans des régions confinées en latitudes, ce qui amène à penser qu’ils peuvent être le résultat de branches descendantes produisant une accumulation de chaleur par transport thermique. J’étudierais cette possibilité dans la suite de ce chapitre, en section V.3.3.

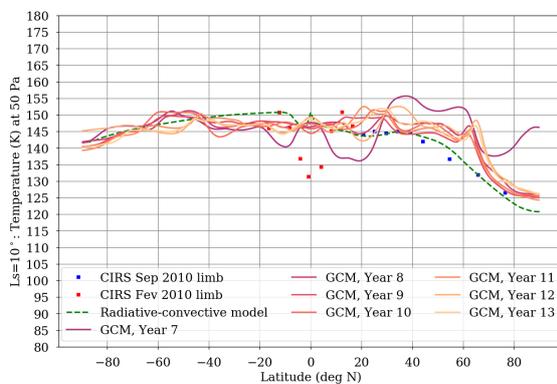
Globalement, la stratosphère dans l’hémisphère sud de Saturne subit un refroidissement pouvant atteindre 4 K de 35°S à 50°S (Sinclair et al., 2013), avec une légère augmentation de 2 K vers 70°S (Sylvestre et al., 2015). Pour les plus faibles pressions atmosphériques, DYNAMICO-Saturn produit un gradient de température méridien plutôt homogène des tropiques jusqu’aux moyennes latitudes sud. En effet, de 10 à 50°S, la température stratosphérique varie de 3 K autour d’une valeur moyenne de 145 K pour une gamme de pression allant de 5 à 100 Pa (figures V.3(a) à V.3(d), respectivement). En



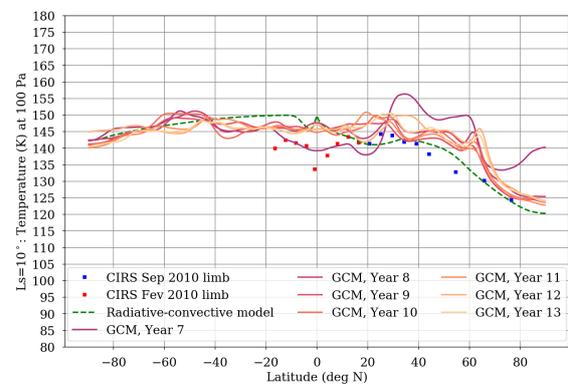
(a) 5 Pa (ou 0,05 mbar)



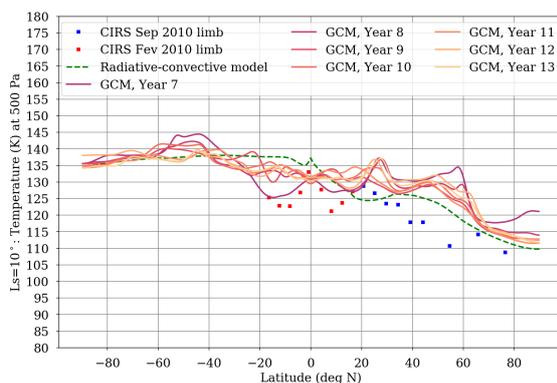
(b) 10 Pa (ou 0,1 mbar)



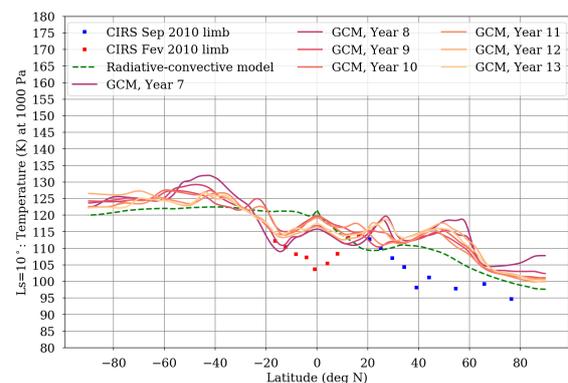
(c) 50 Pa (ou 0,5 mbar)



(d) 100 Pa (ou 1 mbar)



(e) 500 Pa (ou 5 mbar)



(f) 1000 Pa (ou 10 mbar)

FIGURE V.3 – Variations saisonnières de température à $Ls=10^\circ$, observées par Cassini/CIRS en 2010 (Guerlet et al., 2011; Sylvestre et al., 2015) et simulées par DYNAMICO-Saturn et le modèle radiatif-convectif (à la Guerlet et al. (2014)). Pour étudier la variabilité de la structure méridienne de la température stratosphérique de Saturne représentée par DYNAMICO-Saturn, les 7 dernières années sont montrées pour chaque niveau de pression. Les observations aux limbes de Cassini/CIRS (Guerlet et al., 2011; Sylvestre et al., 2015) couvrent les observations de la température entre 20 mbar et 1 μ bar, au détriment d’une couverture horizontale et temporelle aussi complète que les données à visée nadir.

revanche, entre 50 et 60°S, pour ces mêmes niveaux de pression, le GCM montre une variabilité annuelle de température plus importante pour cette région, qui s'accroît lorsque la pression diminue (jusqu'à 10 K pour une pression 5 Pa en figure V.3(a)). Les années 7, 8, 9 et 10 décrivent une augmentation locale de température de 5 K pour la bande de latitudes comprises entre 45 et 60°, alors que les années 11, 12 et 13 dépeignent une diminution locale de la température de l'ordre de 3 à 5 K par rapport aux latitudes environnantes. Cette diminution très localisée de température est cohérente avec la diminution de température d'environ 10 K plus importante qu'aux latitudes environnantes observée par Sylvestre et al. (2015) à 50°S pour une gamme de pression de 10 à 100 Pa.

Pour des niveaux plus bas dans la stratosphère, le gradient de température méridien de l'hémisphère sud est faible. À 100 Pa, les observations montrent que la température est approximativement constante, autour de 143 K entre 42°S et 47°S, alors que l'atmosphère présente un refroidissement surprenant de 8 K de 47°S à 50°S (Sylvestre et al., 2015). Pour les plus hautes latitudes sud, au-delà de 60°S, le GCM et le modèle radiatif-convectif produisent la même température moyenne autour de 145 K à 100 Pa (figure V.3(d)) et de 138 K à 500 Pa (figure V.3(e)), valeurs assez proches des observations de Cassini/CIRS. Pour ces deux altitudes, le modèle dynamique comme le modèle radiatif-convectif ne reproduisent pas le refroidissement très localisé observé entre 47 et 50°S, interprété comme la manifestation du passage d'une onde par Sylvestre et al. (2015). Au contraire, le GCM a tendance à décrire une anomalie chaude entre 40 et 60°S pendant quatre années consécutives (des années 7 à 11). Il s'agit du même comportement vu à plus basse pression (figures V.3(a) à V.3(c)).

Intéressons nous maintenant au niveau de pression 1000 Pa, où les observations de Cassini/CIRS montrent une diminution de la température de 4 K de 35°S à 50°S, passant ainsi d'une température de 118 K à 114 K, mais augmente de 2 K vers 70°S (Sylvestre et al., 2015). À ce niveau de pression, pour les latitudes supérieures à 20°S, la structure méridienne de température calculée par le GCM se rapproche de celle calculée par le modèle radiatif-convectif, ce qui engendre une température moyenne de 125 K pour l'ensemble de l'hémisphère sud. Par rapport aux observations présentées dans la figure 7 de Sylvestre et al. (2015), le GCM surestime d'environ 8 K la température dans l'hémisphère sud à cette période de l'année, et ne reproduit pas l'augmentation de 2 K observée pour des latitudes supérieures à 70°S. Par ailleurs, DYNAMICO-Saturn décrit une augmentation de température, avec un maximum de 132 K, entre 25 et 45°S pour les années 7 et 8, qui se restreint à une bande de latitudes plus fine, entre 25 et 35°S pour les années suivantes. Ce comportement d'anomalie chaude aux moyennes latitudes se retrouve également dans les observations de Cassini/CIRS (figure 7 de Sylvestre et al. (2015)), pour un maximum de température qui s'élève seulement à 118 K. L'augmentation de température localisée, présente à partir de 50 Pa et qui s'accroît avec l'augmentation de pression jusqu'à atteindre son paroxysme à 1000 Pa, peut résulter d'une descente adiabatique produisant une accumulation de chaleur dans cette région de l'atmosphère, qui serait ainsi symétrique des branches descendantes évoquées pour les latitudes 25 et 55°. Le modèle dynamique reproduit donc un comportement similaire aux observations mais, comme pour les autres niveaux de pressions et la saison précédente, conserve une surestimation globale de la température stratosphérique.

Enfin, concernant la région équatoriale de Saturne, compris entre 20°S et 20°N, la température a diminué d'environ 6 K entre 2005 (figure V.2) et 2010 (Sinclair et al., 2013). Cette diminution est le reflet de la propagation vers le bas de l'oscillation équatoriale de Saturne (Guerlet et al., 2011). Sur l'ensemble de la stratosphère, le GCM comme le modèle radiatif-convectif sous-estiment d'au moins 15 K l'amplitude des extrêmes de température de l'oscillation équatoriale notamment aux niveaux de pression 50 et 1000 Pa (figures V.3(c) et V.3(f)). Cependant, au plus haut niveau de la stratosphère, à 5 Pa, l'ensemble des années simulées par DYNAMICO-Saturn présentent des températures équatoriales très proches des observations, à plus ou moins 3 K. On peut tout de même noter un résultat exceptionnel, de par sa grande correspondance avec les observations, que par sa rareté dans les sorties des différentes simulations réalisées avec le GCM. Au niveau de pression de 10 Pa (figure V.3(b)), la 7^{ème} année simulée par DYNAMICO-Saturn reproduit presque parfaitement les variations de température méridiennes entre 10°S et 10°N.

Ls = 65°, observations de 2015 pendant la mission *Cassini-Huygens*

*Les observations présentées dans cette section n'ont pas encore été publiées, et font l'objet de l'article **Guerlet, Bardet et al. in prep.***

Onze années après le début de la mission, Saturne s'approche du solstice d'été nord, et l'inversion du gradient méridien global commence à décrire une certaine symétrie avec le gradient observé en 2005-2006.

À Ls=65°, la stratosphère de Saturne présente un gradient inter-hémisphérique global de l'ordre de 25 K pour la haute stratosphère (figures V.4(a) à V.4(d)) et inférieur à 15 K pour la moyenne stratosphère (figures V.4(e) et V.4(f)), ces deux gradients se retrouvent dans les observations de Cassini/CIRS et également dans les résultats des modèles GCM et radiatif-convectif. Cette variabilité verticale dans l'intensité du gradient méridien de température s'explique notamment par les temps de réponses radiatives en fonction de la couche atmosphérique considérée, qui augmentent avec la profondeur.

Malgré un gradient méridien global cohérent avec les observations, les résultats de DYNAMICO-Saturn sont très proches des résultats de la simulation radiative-convective, sauf pour la bande $\pm 20^\circ$ (où il y a la signature de l'oscillation équatoriale et de l'ombre des anneaux), ce qui produit d'important désaccord locaux des moyennes aux hautes latitudes. L'hémisphère d'hiver (sud) modélisée (par GCM et le modèle radiatif-convectif) présente une anomalie de température chaude de 5 à 20 K, entre 40 et 60°S, symétrique à celle observée dans l'hémisphère nord à Ls = 310° (figure V.2). Cette anomalie chaude localisée est particulièrement marquée à faible pression, telles que 50 et 100 Pa (figures V.4(c) et V.4(d)), pour les deux modèles. Néanmoins, la simulation dynamique du GCM semble décaler l'anomalie chaude d'une dizaine de degré de latitudes vers le pôle pour ces mêmes niveaux de pression, ce qui engendre un écart entre les observations et le modèle qui s'accroît avec l'augmentation de la pression. De plus, l'ensemble de la moyenne stratosphère présente une surestimation de la température, allant de 15 à 20 K, sur les deux hémisphères, de 20° de latitude jusqu'aux pôles (figures V.4(e) et V.4(f)), comportement qui se voyait très bien sur le profil de température moyen à cette date (figure V.1(b)). La surestimation globale de température dans l'hémisphère nord dépeint deux maximum locaux à 500 et 10³ Pa, situés à 30 et 60°N, qui sont très similaires, bien que moins marqués, à ceux observés à Ls=10° à ces mêmes niveaux de pression. Ces anomalies persistantes dans le champ de température pourraient indiquer une possible subsidence dynamique persistante à l'échelle de la saison génératrice d'une accumulation localisée de la chaleur aux moyennes latitudes. Comme ce dernier point est partagé par le GCM et la simulation radiative-convective à cette saison et ces altitudes, l'origine de ces anomalies ne peut être exclusivement attribué à l'un ou l'autre.

Par ailleurs, il existe une région de la stratosphère qui est particulièrement bien reproduite par le GCM. À des pressions comprises entre 10 et 100 Pa (figures V.4(b) et V.4(d)), la température des tropiques d'hiver résultante de la simulation GCM reproduit presque parfaitement le gradient de température méridien observé par Cassini/CIRS entre 10 et 30°. La dynamique du GCM semble avoir décalé en latitude la diminution de la température et permet ainsi un meilleur accord avec les observations. En effet, comparée à la température produite par la simulation radiative-convective, la température résultant du GCM présente la même diminution, sur une bande de latitude équivalente en largeur (soit près de 10 K sur 10° de latitude). La dynamique a fait migrer cette diminution de température d'environ 10 à 15° vers les tropiques. À l'approche du solstice d'été, l'ombre des anneaux commence à se projeter sur l'atmosphère de Saturne vers 20°S et nous montre que la dynamique représentée par DYNAMICO-Saturn permet de parer les incohérences entre les observations et une représentation purement radiative-convective de la stratosphère.

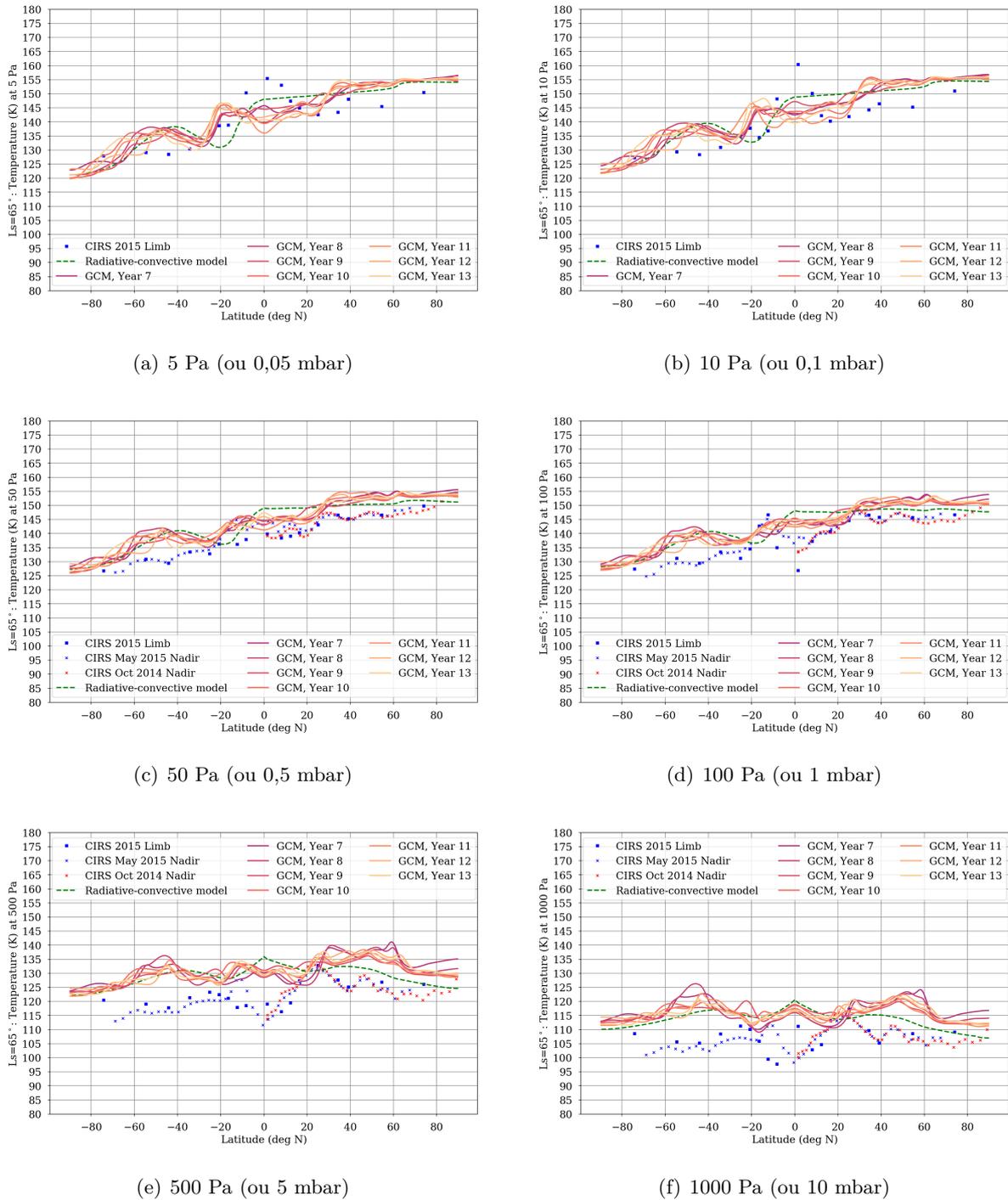


FIGURE V.4 – Variations saisonnières de température à $L_s=65^\circ$, observées par Cassini/CIRS en 2014-2015 et simulées par DYNAMICO-Saturn et le modèle radiatif-convectif (à la [Guerlet et al. \(2014\)](#)). Pour étudier la variabilité de la structure méridienne de la température stratosphérique de Saturne représentée par DYNAMICO-Saturn, les 7 dernières années sont montrées pour chaque niveau de pression. Les observations à visée nadir de Cassini/CIRS mesure les températures de la tropopause jusqu'aux couches de nuages les plus élevées (environ 80 à 800 mbar) et les températures stratosphériques dans la gamme de 0,5 à 5,0 mbar. Les observations aux limbes de Cassini/CIRS complètent la couverture verticale des observations entre 20 mbar et 1 μ bar, au détriment d'une couverture horizontale et temporelle aussi complète que les données à visée nadir.

Ls = 85°, observations de 2017 pendant la mission *Cassini-Huygens*

*Les observations présentées dans cette section n'ont pas encore été publiées, et font l'objet de l'article **Guerlet, Bardet et al. in prep.***

À quelques degrés de longitude solaire (Ls) du solstice d'été nord, les observations au sol de TEXES et du satellite *Cassini* montrent un gradient méridien global de 35 K (figure V.5), presque équivalent à celui observé peu après le solstice d'hiver nord à Ls = 310°.

Dans la haute stratosphère, entre 5 et 100 Pa (figures V.5(a) à V.5(d)), il y a une grande disparité entre le gradient méridien de température de l'hémisphère nord et celui de l'hémisphère sud que ce soit dans les observations ou les résultats de modélisation.

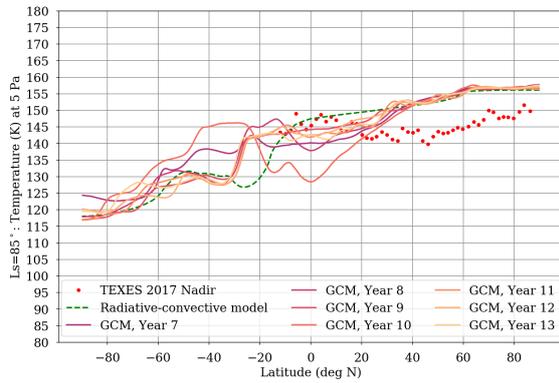
D'une part, l'hémisphère nord présente un gradient global de température de 10 à 15 K (figures V.5(a) et V.5(c) respectivement) entre 20°N et le pôle, ce qui est cohérent avec les observations TEXES et Cassini/CIRS. De plus, à $\approx 20^\circ$ N et au pôle, le modèle dynamique montre des valeurs locales de température très proches des observations, néanmoins entre ces deux régions, la température modélisée par DYNAMICO-Saturn présente une température 10 K supérieure à la température observée. Ce décalage dans la température globale de l'hémisphère nord est également présente dans la sortie de simulation radiative-convective. D'ailleurs, pour des latitudes supérieures à 20°, le champ de température calculé par le GCM pour toutes les années simulées présente des valeurs très proches, sinon égales, à celles calculées par le modèle de Guerlet et al. (2014). Il est ainsi possible, qu'à cette période de l'année saturnienne, les processus dynamiques contenus dans l'état actuel du GCM ne soit pas en mesure de contraindre correctement la variation méridienne de température. En comparant avec une simulation sans processus dynamique, le GCM ne semble pas apporter de plus-value à la modélisation du gradient thermique de l'hémisphère nord à Ls=85°.

D'autre part, l'hémisphère sud présente de fortes variations thermiques en latitude. Par exemple, à 50 Pa (figure V.5(c)) dans la région tropicale sud entre 15 et 30°S, les observations montrent une diminution de la température, très bien reproduite par DYNAMICO-Saturn. Pour cette région, en comparant avec le modèle radiatif-convectif, la dynamique du GCM produit un décalage vers les moyennes latitudes de l'anomalie chaude sous l'ombre des anneaux, qui s'accorde mieux avec les observations. Ce phénomène est d'autant plus vrai au niveau de pression 100 Pa (figure V.5(d)), où le gradient tropical de température simulé par le GCM varie seulement d'un kelvin autour de la valeur observée, d'une année sur l'autre. En revanche, comme aux dates précédentes, l'anomalie chaude entre 35 et 60°S persiste à ces niveaux de pression pour les résultats du GCM, en restant très proche des résultats du modèle radiatif-convectif. Ceci provoque ainsi un désaccord de 10 à 15 K entre la modélisation et l'observation de la stratosphère sud. Associée à celle sous l'ombre des anneaux, l'anomalie chaude des moyennes latitudes suggère un rôle important d'un transport inter-hémisphérique dans la répartition de la température. Cette hypothèse sera étudiée en section V.3.3.

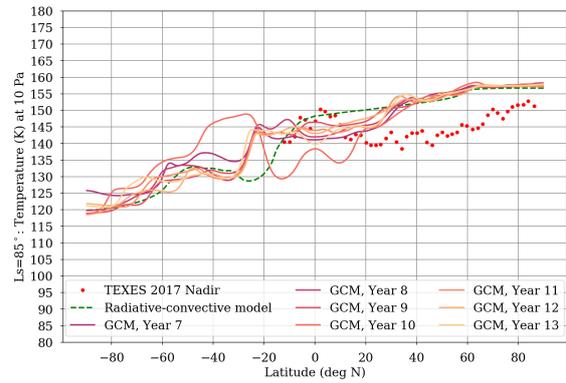
Enfin, comme à Ls=10° et Ls=65° (figures V.3 et V.4), l'augmentation de la pression amplifie les désaccords entre les observations et les résultats de modélisation. À 500 et 1000 Pa (figures V.5(e) et V.5(f)), le gradient hémisphérique nord modélisé par DYNAMICO-Saturn conserve les mêmes caractéristiques que celles relevées entre 5 et 100 Pa, notamment des températures locales à 20° et au pôle cohérentes avec les observations spatiales et au sol, mais une surestimation de la température allant jusque 15 K entre 25 et 70°N. Le modèle radiatif-convectif présente également une surestimation de la température pour cette région de l'atmosphère, mais la dynamique semble avoir amplifié le phénomène. Une fois encore, ceci peut être le résultat d'une accumulation de chaleur par transport thermique.

Concernant l'hémisphère sud pour ces niveaux de pression, DYNAMICO-Saturn comme le modèle radiatif-convectif ne reflète pas du tout la variation méridienne de température à 500 Pa. En effet, entre 20 et 40°S, les observations de Cassini/CIRS montrent une diminution de la température de plus de 20 K, passant respectivement de 130 à 110 K pour 500 Pa (figure V.5(e)) et de 115 à 100 K pour 1000 Pa (figure V.5(f)); alors que les résultats de modélisation présentent un gradient méridien approximativement constant (variation de moins de 5 K) pour l'ensemble de l'hémisphère. De plus, entre 40 et 60°, la température observée est constante sur cette région de l'atmosphère, alors que les modèles montrent un maximum local de température à 50°.

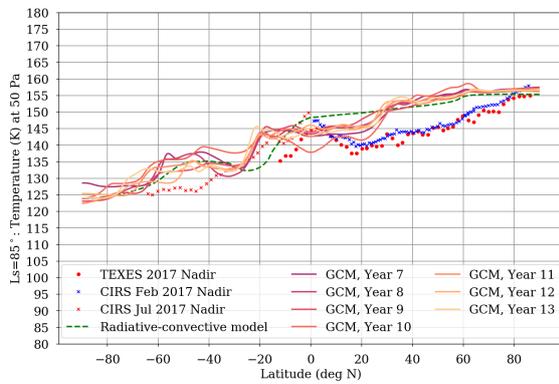
CHAPITRE V. VARIATIONS SAISONNIÈRES ET CIRCULATION INTER-HÉMISPÉRIQUE DANS LA STRATOSPHERE DE SATURNE



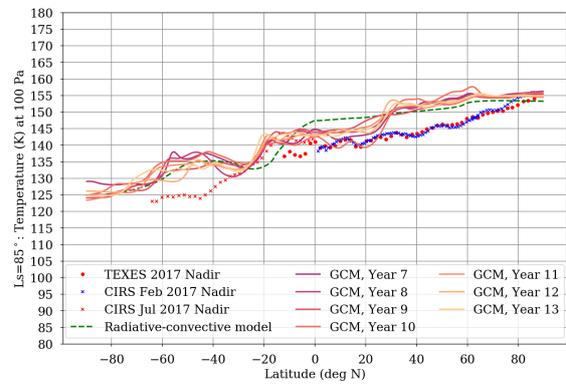
(a) 5 Pa (ou 0,05 mbar)



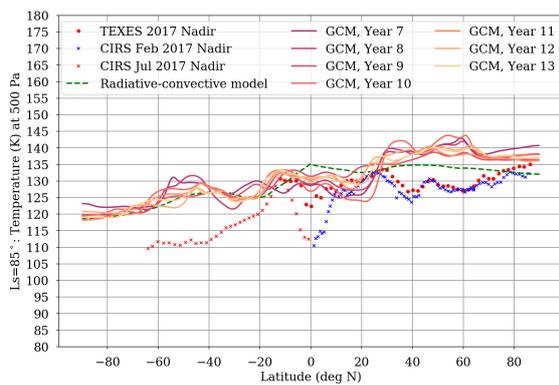
(b) 10 Pa (ou 0,1 mbar)



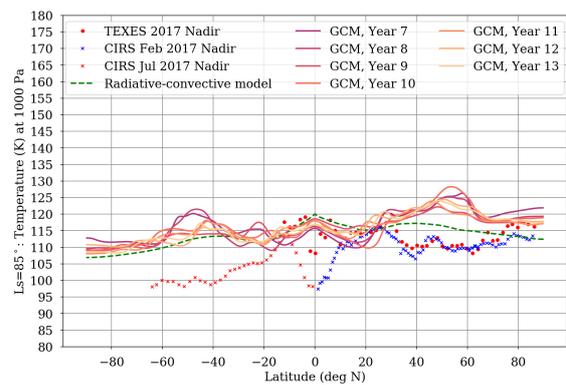
(c) 50 Pa (ou 0,5 mbar)



(d) 100 Pa (ou 1 mbar)



(e) 500 Pa (ou 5 mbar)



(f) 1000 Pa (ou 10 mbar)

FIGURE V.5 – Variations saisonnières de température à $Ls=85^\circ$, observées par Cassini/CIRS et IRTF/TEXES en 2017 et simulées par DYNAMICO-Saturn et le modèle radiatif-convectif (à la [Guerlet et al. \(2014\)](#)). Pour étudier la variabilité de la structure méridienne de la température stratosphérique de Saturne représentée par DYNAMICO-Saturn, les 7 dernières années sont montrées pour chaque niveau de pression. Les observations à visée nadir de Cassini/CIRS mesure les températures de la tropopause jusqu'aux couches de nuages les plus élevées (environ 80 à 800 mbar) et les températures stratosphériques dans la gamme de 0,5 à 5,0 mbar. Les observations à visée nadir de IRTF/TEXES mesure les températures stratosphériques de 0,01 à 10,0 mbar.

V.3.3 Circulation inter-hémisphérique et transport de température

La structure méridienne et les variations saisonnières et inter-hémisphériques de la température modélisée par DYNAMICO-Saturn ont montré des zones chaudes et froides localisées, présentant parfois un meilleur accord avec les observations spatiales et au sol (par exemple sous l'ombre des anneaux) ou en amplifiant un désaccord déjà présent dans le modèle radiatif-convectif (comme aux moyennes latitudes d'hiver).

Dans cette section, je vais profiter de la résolution de la dynamique atmosphérique par le GCM pour expliquer l'origine de certaines variations méridiennes de la température. Ici, je suis la même méthodologie qui a permis de montrer la saisonnalité de la circulation inter-hémisphérique dans le chapitre IV. J'ai donc réalisé une moyenne temporelle des neuf dernières années de simulation pour obtenir une année saturnienne type.

Dans un premier temps, je vais étudier la répartition des transports thermiques par la circulation résiduelle moyenne (figure V.6) et les *eddies* (figure V.7), moyennés sur 20° de Ls autour des dates d'observation. Ceci dans le but de poursuivre l'interprétation du gradient inter-hémisphérique de la température stratosphérique représentée par DYNAMICO-Saturn et de confirmer (ou infirmer) les phénomènes dynamiques supposés par les observations de température. Dans un second temps, je m'intéresserai au transport saisonnier de température par la circulation résiduelle moyenne (figure V.8) et les *eddies* (figure V.9) afin d'étendre l'analyse sur l'ensemble de l'année de Saturne.

Circulation inter-hémisphérique et transport thermique aux dates d'observation

Autour de Ls=310° La circulation inter-hémisphérique modélisée par le GCM correspondant au début de la mission *Cassini-Huygens* (figure V.6(a)) décrit un transport très marqué des tropiques d'été sud vers les tropiques d'hiver nord, dont les échanges thermiques y sont les plus importants par rapport à l'ensemble de la planète¹. Ce transport méridien entre les tropiques produit un important refroidissement autour de 20°S, qui s'élève à plus de -1×10^{-7} K s⁻¹. La chaleur ôtée de ces latitudes est transférée à la région tropicale nord, entre 15 et 40°N, sur l'ensemble de la stratosphère. Cette zone de chauffage généralisée sur toutes les couches de la stratosphère subit néanmoins un affinement de la bande de latitudes avec l'augmentation de la pression, pour finalement se restreindre entre 20 et 30°N à une pression de 10 Pa. Associé à l'action de la circulation résiduelle moyenne entre 20 et 30°N, les *eddies* engendrent une accumulation de chaleur supérieure à 1×10^{-7} K s⁻¹ pour des pressions de 200 à 10 Pa (figure V.7(a)).

Le gradient méridien de température représenté par DYNAMICO-Saturn à cette localisation décrit une anomalie de température chaude, notamment pour les niveaux de pression de 50 et 100 Pa (figures V.2(c) et V.2(d)), qui est donc le résultat de l'accumulation de chaleur par l'action de la circulation résiduelle moyenne et les *eddies*. Bien que l'anomalie de température produite soit beaucoup trop élevée par rapport aux observations, la présence de la branche descendante, déjà montrée en figure IV.2 du chapitre IV, est cohérente et confirme l'hypothèse d'un transport inter-hémisphérique occasionnant une accumulation de chaleur sous l'ombre des anneaux qui annihilerait une zone très froide en absence d'insolation solaire (Fletcher et al., 2010; Guerlet et al., 2014). À Ls=310°, les plus hautes latitudes ne subissent pas de forçage thermique particulier, aussi bien par les *eddies* que par la circulation résiduelle moyenne, il n'y a aucune trace de *Warm Polar Hood*. Les deux hémisphères montrent des cellules de circulation, dont la branche ascendante produit un appauvrissement thermique et la branche descendante produit un chauffage symétrique à ce refroidissement de la branche montante.

1. Le chauffage radiatif net (en sortie du modèle radiatif convectif de Guerlet et al. (2014)) s'élève à $\pm 5 \times 10^{-7}$ K s⁻¹. Les variations thermiques décrites dans ce chapitre sont à ajouter à cette valeur purement radiative.

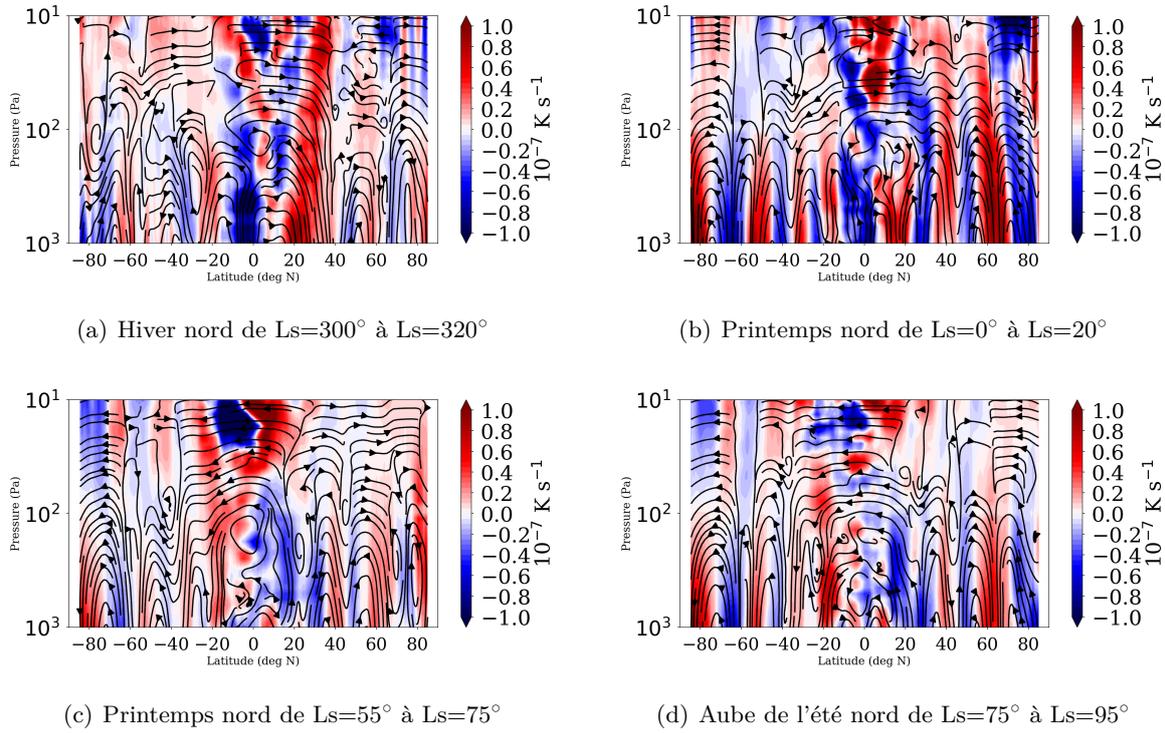


FIGURE V.6 – Moyenne temporelle autour des dates d'observations Cassini/CIRS et IRTF/TEXES du transport de température par la circulation moyenne résiduelle en formalisme de Moyenne Eulérienne Transformée (terme RMC de l'équation V.6, en couleur) superposé à la circulation moyenne résiduelle ($\overline{v^*}$, $\overline{\omega^*}$ en lignes de courant) pour une année type simulée par DYNAMICO-Saturne. L'année type est définie par une moyenne des neuf dernières années de Saturne simulées par le modèle. J'ai également réalisé une moyenne glissante sur les latitudes (par 20 points de grille) pour lisser la dynamique de petites échelles et mettre en évidence la circulation moyenne résiduelle.

Autour de $L_s=10^\circ$ Le début de l'année présente une toute autre répartition des transports thermiques, notamment celui de la circulation résiduelle moyenne (figure V.6(b)).

Entre 10^3 et 10^2 Pa, l'ensemble de la planète est régie par des cellules de circulation, dont les échanges thermiques sont tous équivalents quelque soit la région considérée. Chaque branche ascendante présente un refroidissement et chaque branche descendante montre un chauffage, rappelant les mouvements adiabatiques de l'atmosphère. Néanmoins, deux zones de chauffage plus fortes par la circulation résiduelle moyenne se distinguent des autres.

La première se situe entre 60 et 70°N , s'étend sur l'ensemble de la stratosphère et s'associe à une zone de chauffage par les *eddies* (figure V.7(b)) entre 10^2 et 10 Pa. Ainsi, la région autour de 65°N subit un chauffage presque homogène sur l'ensemble de la couche stratosphérique. Cette importante source de chaleur fait écho à l'importante anomalie chaude dans le gradient inter-hémisphérique de température, particulièrement marquée à grandes pressions (figure V.3).

De plus, j'avais également remarqué une petite anomalie de température chaude, très piquée, entre 20 et 30°N , qui ne semble pas provenir d'un forçage thermique de la circulation résiduelle moyenne, mais plutôt d'un forçage thermique par les *eddies* (figure V.7(b)). Alors que la circulation résiduelle moyenne dépeint effectivement un refroidissement de l'atmosphère dans cette région, les *eddies* montrent une région de chauffage dans les basses couches de l'atmosphère, entre 10^3 et 10^2 Pa, qui augmenterait la température environnante. Juste au-dessus du chauffage par les *eddies*, il y a une région de fort refroidissement, qui s'accorde à celle du forçage par la circulation résiduelle moyenne. Ces deux sources de refroidissement ne produisent pas d'anomalie froide dans le gradient de température, qui décrit plutôt un aplatissement dans la variation méridienne de la température (figures V.3(a), V.3(b), V.3(c)).

La seconde zone de fort chauffage est située entre 80°S et le pôle sur une gamme de pression comprise entre 10^3 et 10^2 Pa. En se rapportant au gradient méridien de la température pour ces niveaux de pression (figures V.3(d), V.3(e) et V.3(f)), il n'y a pas d'augmentation importante de la température au pôle sud qui pourrait résulter du chauffage par la circulation résiduelle moyenne. En effet, le gradient méridien de la température stratosphérique présente une diminution très faible à ces niveaux de pression, seulement 2 K sur 20° de latitude.

Par ailleurs, les forçages thermiques du pôle nord dans la haute stratosphère racontent une toute autre histoire. Entre 10^2 et 10 Pa, la circulation résiduelle moyenne produit un fort refroidissement résultant d'une ascendance qui s'opère entre le pôle et 70°N sur toute la hauteur de l'atmosphère. Cette région atmosphérique est également le lieu d'un chauffage par les *eddies*, au pôle nord et autour de 60°N . Ces deux localisations produisent des gradients méridiens de température tout à fait différents l'un de l'autre. Pour le pôle nord, le refroidissement induit par l'ascendance de la circulation résiduelle moyenne, supérieur à -1×10^{-7} K s^{-1} prend le pas sur le chauffage par les *eddies* (seulement de $0,7 \times 10^{-7}$ K s^{-1}) car la variation de la température à l'approche du pôle décrit une forte diminution de la température, passant de 140 K à 70°N à 130 K au pôle nord pour des pressions comprises entre 5 et 100 Pa (figures V.3(a) à V.3(d)).

Par contre, à 60°N , le gradient méridien de la température montre une anomalie chaude entre 5 et 10 K pour des pressions de 5 à 100 Pa, correspondant à la zone de chauffage par l'activité des *eddies*. Lorsque le transport thermique de grande échelle par la circulation inter-hémisphérique est assez faible, l'activité des *eddies* peut produire des variations de température très localisées et ainsi modifier, à travers des anomalies froides ou chaudes, le gradient méridien global de la température stratosphérique.

Autour de $L_s=65^\circ$ Au milieu du printemps, entre $L_s=55$ et 75° , les forçages thermiques par la circulation résiduelle moyenne sont assez modérés des moyennes aux hautes latitudes (figure V.6(c)).

Sur l'ensemble de la couche stratosphérique, le transport est réalisé suivant plusieurs petites cellules de circulation, et non par un unique transport inter-hémisphérique, comme à $L_s=310^\circ$. Chacune de ces cellules de circulation présente des échanges thermiques plus faibles qu'aux périodes précédentes, à seulement $\pm 0,4 \times 10^{-7}$ K s^{-1} , et ne semble pas produire une caractéristique particulière au gradient méridien de température étudié en figure V.4. Néanmoins, la région équatoriale pour des pressions entre 50 et 10 Pa est contrôlée par une zone de fort refroidissement dans les tropiques sud et une forte

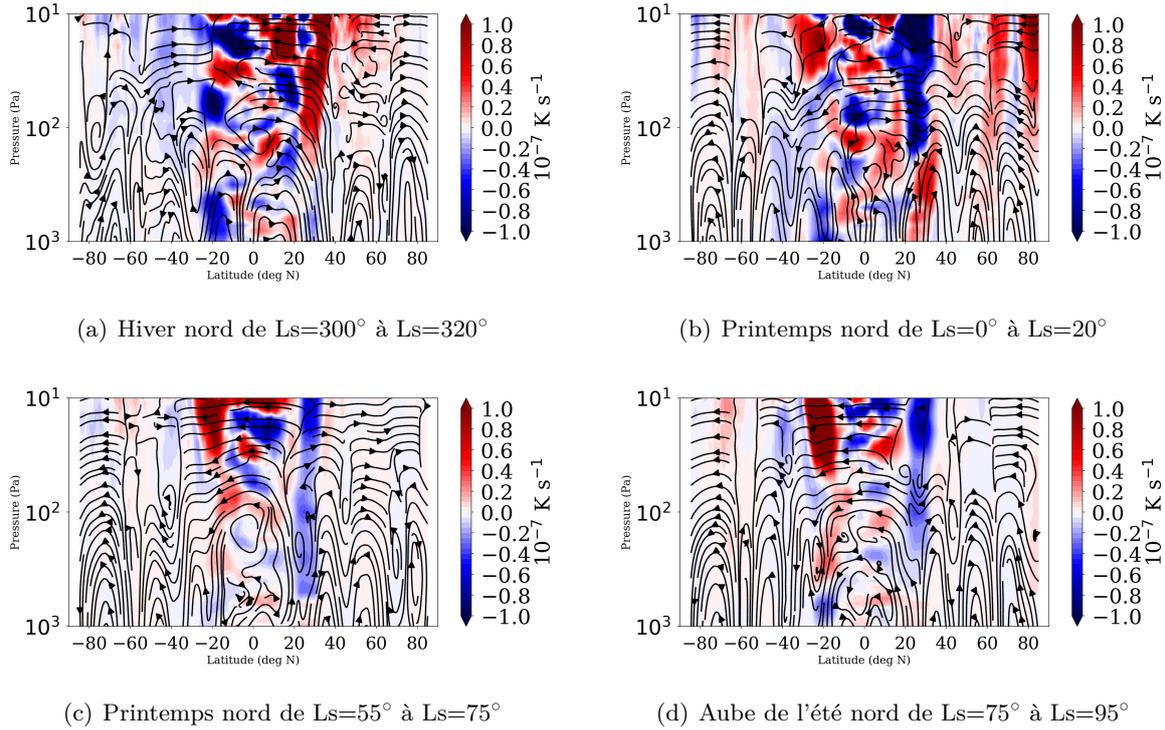


FIGURE V.7 – Moyenne temporelle autour des dates d'observations Cassini/CIRS et IRTF/TEXES du transport de température par les *eddies* en formalisme de Moyenne Eulérienne Transformée (terme *Eddies* de l'équation V.6, en couleur) superposé à la circulation moyenne résiduelle (v^* , ω^* en lignes de courant) pour une année type simulée par DYNAMICO-Saturn. L'année type est définie par une moyenne des neuf dernières années de Saturne simulées par le modèle. J'ai également réalisé une moyenne glissante sur les latitudes (par 20 points de grille) pour lisser la dynamique de petites échelles et mettre en évidence la circulation moyenne résiduelle.

zone de chauffage dans les tropiques nord.

De façon symétrique, les *eddies* engendrent un chauffage dans les tropiques sud et un refroidissement dans les tropiques nord (figure V.7(c)). Pour cette date, la variation méridienne de la température est assez monotone, voire constante à 100 Pa (figure V.4(d)), qui pourrait être expliquée par une compensation entre les forçages thermiques de la circulation résiduelle et les forçages thermiques des *eddies*.

Par ailleurs, la circulation résiduelle moyenne cause une zone de chauffage à 20°S entre 10^3 et 10^2 Pa, qui se décale jusque 30°S entre 10^2 et 10 Pa (figure V.6(c)), et l'activité des *eddies* engendre une zone de chauffage entre 10 et 30°S pour des pressions inférieures à 100 Pa (figure V.7(c)). Au regard de la structure thermique méridienne, l'action conjointe de la circulation résiduelle moyenne et des *eddies* accumule de la chaleur sous l'ombre des anneaux, permet ainsi le décalage vers les moyennes latitudes de la diminution de la température calculée par le modèle radiatif-convectif (Guerlet et al., 2014) et explique ainsi la meilleure cohérence entre les gradients de température observés et modélisés par le GCM aux pressions 100, 50, 10, et 5 Pa sous l'ombre des anneaux (figures V.4(a) à V.4(d)).

Autour de $L_s=85^\circ$ À quelques degrés de L_s du solstice d'été nord, entre $L_s=75^\circ$ et $L_s=95^\circ$ (figure V.6(d)), la circulation inter-hémisphérique est presque parfaitement symétrique à celle étudiée autour de $L_s=310^\circ$. Le principal transport s'effectue des tropiques nord vers les tropiques sud, avec des échanges thermiques équilibrés : le refroidissement de l'hémisphère nord est symétrique au chauffage de l'hémisphère sud. Autour de 60°N , la circulation résiduelle moyenne décrit une subsidence qui, en comprimant l'air ambiant, produit une augmentation de la température sur une couche atmosphérique comprise entre 10^3 et 10^2 Pa principalement. Cette accumulation de chaleur explique ainsi la forte anomalie de température de plus de 15 K dans le gradient méridien de température à 10^3 Pa (figure

V.5(f)), qui se retrouve également à 500 Pa (figure V.5(e)).

De la même façon, la branche descendante située à entre 50 et 60°S induit une zone de chauffage qui peut expliquer l'anomalie chaude des moyennes latitudes sud à 10^2 jusque 10^3 Pa (figures V.5(d) à V.5(f)), qui est amplifiée par rapport aux résultats du modèle radiatif-convectif. Néanmoins, les échanges thermiques réalisés par la circulation résiduelle moyenne ne permettent pas d'expliquer la persistance de cette anomalie chaude à plus faible pression (entre 5 et 10^2 , figures V.5(a) et V.5(d)). Au vu de la forte proximité des résultats du GCM avec ceux du modèle radiatif-convectif, l'anomalie des moyennes latitudes sud à $L_s=85^\circ$ peut autant résulter de phénomènes radiatifs que de la dynamique dans la haute stratosphère de Saturne.

Les *eddies*, quant à eux, participent activement aux échanges thermiques de la région tropicale, à l'instar de ce que j'ai déjà remarqué précédemment, avec la particularité qu'à $L_s=85^\circ$ le forçage par l'activité des *eddies* se concentre dans la haute stratosphère, pour des pressions inférieures à 50 Pa (figure V.7(d)). Les tropiques sud sont régis par un intense chauffage, supérieur à 1×10^{-7} K s⁻¹, qui s'associe à celui de la circulation résiduelle moyenne, situé entre 10^3 et 50 Pa mais bien moins important, de l'ordre de $0,4 \times 10^{-7}$ K s⁻¹. L'augmentation forte et abrupte de l'accumulation de la chaleur aux tropiques sud par l'activité des *eddies* ne peut être mis en relation avec le gradient de température calculé par le GCM par manque d'observations au delà de 10°S lorsque la pression diminue (figures V.5(a) et V.5(b)).

Oscillation équatoriale Enfin, et non des moindres, l'ensemble des dates présentées en figures V.6 et V.7 montrent qu'entre 20°S et 20°N, les échanges thermiques dûs à l'activité des *eddies* et à la circulation résiduelle moyenne semblent former des structures d'empilement de zones de chauffage et de refroidissement de l'atmosphère.

À $L_s=310^\circ$, l'activité des *eddies* engendre (figure V.7(a)), de part et d'autre de l'équateur, deux empilements suivant la direction verticale de zones de chauffage et de refroidissement, antisymétrique l'un par rapport à l'autre : à un niveau de pression donné, une zone froide dans l'hémisphère sud est associée à une zone chaude dans l'hémisphère nord et, réciproquement une zone chaude dans l'hémisphère sud est associée à une zone froide dans l'hémisphère nord. Pour les trois dates restantes, autour de $L_s=10^\circ$, $L_s=65^\circ$ et $L_s=85^\circ$, un seul empilement de zones de chauffage et de refroidissement, centrées sur l'équateur et plus larges en latitude (20°S et 15°N), se profile dans le forçage thermique par l'activité des *eddies* (figures V.7(b) à V.7(d)).

Cette distribution d'empilement se retrouve également dans le transport thermique de la circulation moyenne résiduelle à $L_s=310^\circ$, $L_s=10^\circ$ et $L_s=85^\circ$ (figures V.6(a), V.6(b) et V.6(d)), sur une bande de latitudes plus confinée, entre 0 et 10°N. Une structure d'empilement de zones chaude et froide sur la verticale dans les transports, et donc forçages, thermiques rappelle également celle de l'oscillation équatoriale de température montrée en chapitre 3 (figure III.10) et chapitre 4 (figure IV.5). L'oscillation équatoriale de la température stratosphérique de Saturne serait ainsi l'œuvre du forçage par la circulation résiduelle moyenne et du forçage par les *eddies*.

Circulation inter-hémisphérique et transport thermique à l'échelle saisonnière

Les observations de la mission *Cassini-Huygens* n'ont permis de suivre l'évolution saisonnière que d'une demi-année de Saturne seulement. Pour permettre d'expliquer les différences et les cohérences des résultats du modèle avec les observations, je me suis donc intéressée ci-dessus qu'à une petite partie de l'année kronienne. Dans cette section, je vais me concentrer sur l'ensemble de l'année et notamment sur les variations des échanges thermiques par saison pour mettre en lumière les forçages responsables de la structure et possiblement des changements de phases de l'oscillation équatoriale de température. La circulation inter-hémisphérique ($\overline{v^*}$, $\overline{\omega^*}$) matérialisée par des lignes de courant dans les figures V.8 et V.9 est exactement la même que celle vue dans la figure IV.2 du chapitre IV, à ceci près que la moyenne temporelle autour de l'équinoxe d'automne nord (figures V.8(d) et V.9(d)) a été légèrement décalée pour mieux représenter les cellules de renversement de la circulation résiduelle moyenne et les forçages thermiques associés.

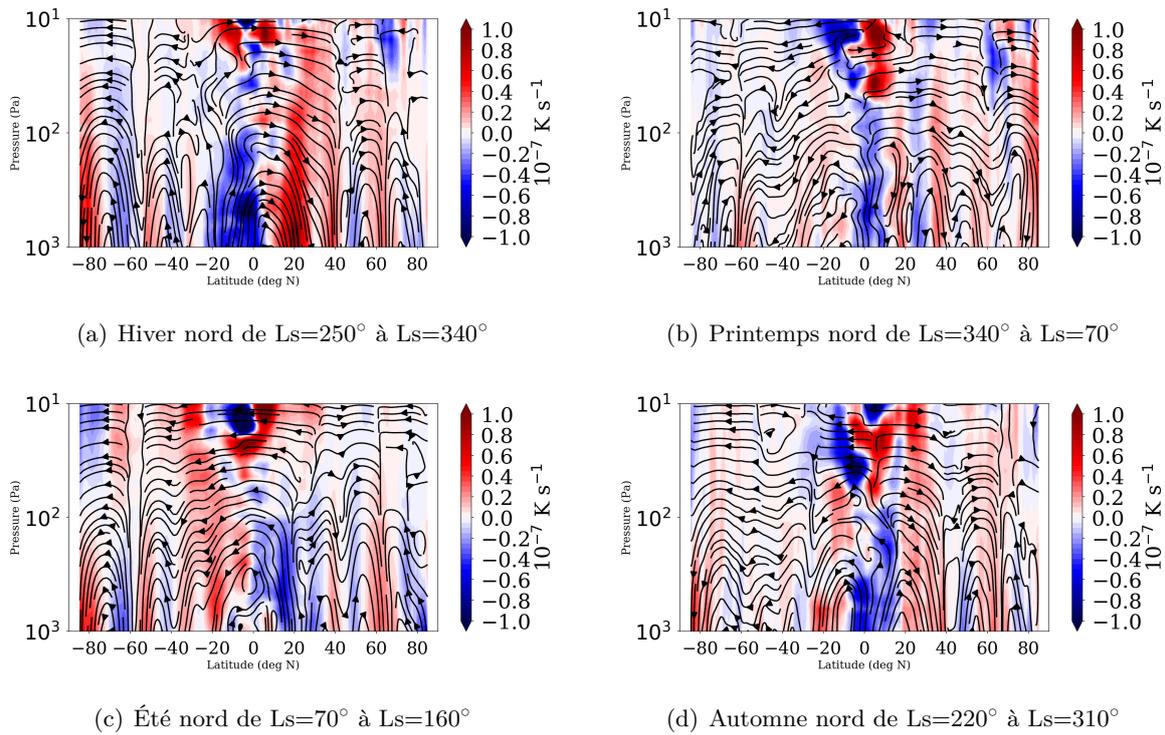


FIGURE V.8 – Moyenne saisonnière du transport de température par la circulation moyenne résiduelle en formalisme de Moyenne Eulérienne Transformée (terme RMC de l'équation V.6, en couleur) superposé à la circulation moyenne résiduelle ($\overline{v^*}$, $\overline{\omega^*}$ en lignes de courant) pour une année type simulée par DYNAMICO-Saturn. L'année type est définie par une moyenne des neuf dernières années de Saturne simulées par le modèle. J'ai également réalisé une moyenne glissante sur les latitudes (par 20 points de grille) pour lisser la dynamique de petites échelles et mettre en évidence la circulation moyenne résiduelle.

Circulation solsticiale Les solstices d’hiver (figure V.8(a)) et d’été (figure V.8(c)) nord présentent un transport inter-hémisphérique évident des tropiques d’été vers les tropiques et moyennes latitudes d’hiver. Cette circulation résiduelle moyenne trans-équatoriale transporte la chaleur des tropiques d’été vers l’hémisphère d’hiver de façon asymétrique entre le solstice d’hiver nord et le solstice d’été nord. En effet, les échanges thermiques hivernaux s’élèvent entre $\pm 0,5 \times 10^{-7} \text{ K s}^{-1}$ et $\pm 1 \times 10^{-7} \text{ K s}^{-1}$, alors les échanges thermiques estivaux n’atteignent pas plus de $\pm 0,4 \times 10^{-7} \text{ K s}^{-1}$ sur la région tropicale.

Comme supposé en section IV.4.2, l’asymétrie entre deux saisons de solstices peut être un effet de l’excentricité de l’orbite. L’excentricité de l’orbite produit un gradient de température inter-hémisphérique plus important entre l’hiver nord et l’été sud qu’entre l’hiver sud et l’été nord. De plus, d’après les résultats de DYNAMICO-Saturn, nous avons montré que la circulation inter-hémisphérique de Saturne semble être le fruit des mêmes forçages dynamiques que la circulation de Brewer-Dobson terrestre en chapitre IV. Or, une circulation inter-hémisphérique de type Brewer-Dobson est une circulation qui répond au forçage radiatif saisonnier. L’hiver nord étant plus froid que l’hiver sud, et respectivement l’été sud étant plus chaud que l’été nord, la circulation résiduelle moyenne répond proportionnellement aux gradients méridiens de température et ainsi, devient plus forte pendant l’hiver nord (figure IV.2(b)) que l’été nord (figure IV.2(f)). De ce fait, plus la circulation de l’hémisphère d’été vers l’hémisphère d’hiver est intense et plus les transports thermiques y sont importants, c’est pourquoi la région tropicale pendant l’été nord est plus modérée dans la répartition de la chaleur que l’hiver nord.

Par ailleurs, pendant les solstices, les mouvements de chaleur aux moyennes et hautes latitudes des deux hémisphères sont persistants d’un solstice à l’autre. Néanmoins, l’accumulation de la chaleur est légèrement plus conséquente dans l’hémisphère d’hiver, notamment pendant l’hiver nord où la zone de chauffage aux moyennes latitudes nord est plus large qu’aux moyennes latitudes sud (figure V.8(a)), et pendant l’hiver sud où la quantité de chaleur accumulée aux tropiques sud (figure V.8(c)) est plus importante que celle accumulée aux tropiques nord pendant l’hiver nord.

La circulation des latitudes supérieures à 30° se résume à deux cellules de circulation, la première entre 40 et 60° et la seconde entre 60 et 80° . En revanche, suivant l’hémisphère considéré, ces deux cellules ne se comportent pas de façon égale. Dans l’hémisphère sud, pour les deux saisons solsticiales, les deux cellules de circulation décrivent un transport des basses vers les hautes latitudes. L’hémisphère nord, quant à lui, dépeint des cellules de circulation qui convergent aux moyennes latitudes, telles que les cellules de Ferrel terrestres. L’unique subsidence à 60°N produit un chauffage moyen sur l’ensemble de la stratosphère, d’une valeur de $0,3 \times 10^{-7} \text{ K s}^{-1}$, par convergence et compression de l’air. Ces deux zones de chauffage persistantes aux solstices peuvent expliquer la persistance des anomalies de température chaude aux moyennes latitudes dans les gradients méridiens globaux, et particulièrement en hiver. Pour les deux saisons de solstices, le pôle sud reçoit un chauffage fort, qui provient d’une importante branche de subsidence, alors que le pôle nord est refroidit pendant ces deux saisons. Ce refroidissement pourrait être l’origine de l’incapacité du GCM à reproduire la *Warm Polar Hood* de l’été nord, c’est-à-dire l’augmentation de la température localisée au pôle d’été nord (Orton and Yanamandra-Fisher, 2005; Fletcher et al., 2010).

Circulation équinoxiale Contrairement aux saisons de solstices, les équinoxes voient les principales variations de température dues à la circulation résiduelle moyenne réduites à la région équatoriale (figures V.8(b) et V.8(d)).

L’unique branche ascendante centrée à l’équateur, commune aux deux cellules de circulation participant au retournement de la circulation inter-hémisphérique, crée d’importants puits de chaleur dans les couches inférieures de l’atmosphère équatoriale. Au sommet des cellules de circulation tropicales, et plus précisément au sommet de l’ascendance équatoriale, les forçages thermiques résultants de la circulation résiduelle moyenne constituent une zone thermique dipolaire.

Pour les deux saisons d’équinoxes, entre 50 et 10 Pa , les tropiques sud montrent une zone de fort refroidissement de la température alors que les tropiques nord montrent une zone de fort chauffage de la température. Seul l’équinoxe d’automne nord semble dépeindre un empilement de refroidissement et de chauffage à l’équateur, avec l’apparition à 10 Pa d’une zone de diminution de la chaleur, juste au-dessus de la zone de chauffage. Ce semblant d’empilement de forçages thermiques opposés et centrés

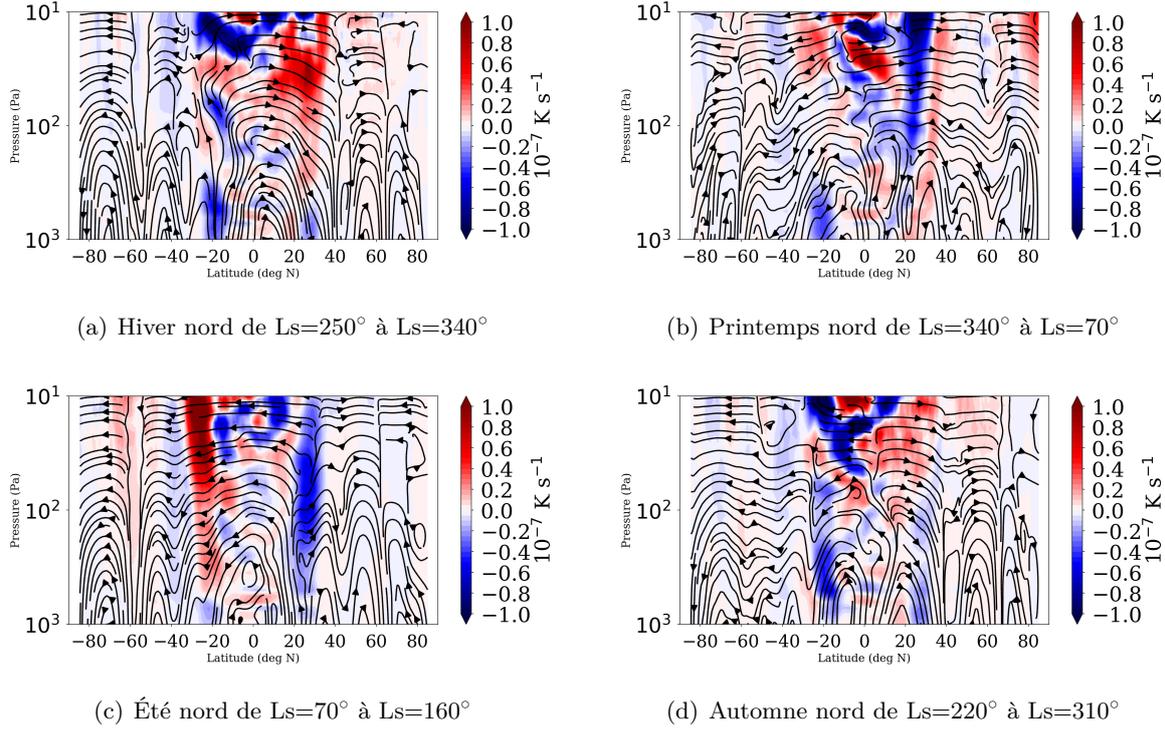


FIGURE V.9 – Moyenne saisonnière du transport de température par les *eddies* en formalisme de Moyenne Eulérienne Transformée (terme *Eddies* de l'équation V.6, en couleur) superposé à la circulation moyenne résiduelle (v^* , ω^* en lignes de courant) pour une année type simulée par DYNAMICO-Saturn. L'année type est définie par une moyenne des neuf dernières années de Saturne simulées par le modèle. J'ai également réalisé une moyenne glissante sur les latitudes (par 20 points de grille) pour lisser la dynamique de petites échelles et mettre en évidence la circulation moyenne résiduelle.

à l'équateur pourrait être corrélé à la structure verticale de l'oscillation équatoriale de température dans la stratosphère de Saturne. Je reviendrai sur ce point à la fin de cette section.

Région tropicale À toutes saisons, les *eddies* concentrent leur forçage thermique dans la zone équatoriale et les tropiques, et particulièrement dans la plus haute couche de la stratosphère à des pressions inférieures à 500 Pa (figure V.9).

Aux saisons de solstices, les *eddies* accumulent la chaleur aux tropiques d'hiver, entre 0 et 30°N pour l'hiver nord (figure V.9(a)) et entre 10 et 35°S pour l'hiver sud (figure V.9(c)). Associée à l'accumulation de chaleur aux tropiques d'hiver produite par la subsidence de la circulation résiduelle moyenne inter-hémisphérique (figures V.8(a) et V.8(c)), la zone de chauffage autour de 20° de latitude par les *eddies* correspond à l'emplacement de l'ombre des anneaux de Saturne. L'atmosphère, privée d'insolation solaire par l'ombre des anneaux, répond dynamiquement à l'absence de forçage radiatif par un transport de chaleur conjointement réalisé par la circulation inter-hémisphérique et l'activité des *eddies*, qui montre ainsi par la modélisation les hypothèses émises par Guerlet et al. (2009, 2010, 2014) en analysant les observations et rappelées en introduction de ce chapitre.

Aux saisons d'équinoxes, la répartition de la chaleur par les *eddies* est relativement homogène sur l'ensemble de la région équatoriale, particulièrement pour l'équinoxe de printemps nord (figure V.9(b)). Les chauffages et refroidissements printaniers sont assez symétriques en intensité sur l'ensemble de la région et croissent avec la diminution de la pression. Les principales variations thermiques s'effectuent en haut de la stratosphère et s'élèvent à plus de $\pm 1 \times 10^{-7} \text{ K s}^{-1}$. L'équateur montre un empilement de zones de chauffage et de refroidissement équilibrées, en revanche les tropiques sont inégaux en forçages thermiques : les tropiques sud reçoivent un pâle chauffage de $0,3 \times 10^{-7} \text{ K s}^{-1}$ sur une zone très limitée de la stratosphère, alors que les tropiques nord écotent d'un refroidissement conséquent supérieur à $-1 \times 10^{-7} \text{ K s}^{-1}$, sur plus d'une décade de pression.

L'automne nord est également caractérisé par des forçages thermiques similaires (figure V.9(d)), mais symétriques par rapport au printemps. Les tropiques nord sont, à cette saison, marqués par un chauffage plutôt modéré, de l'ordre de $0,4 \times 10^{-7} \text{ K s}^{-1}$, sur une grande région atmosphérique comprise entre 10^2 et 10 Pa pour une bande de latitude de 0 à 40°N à son apogée. Par contre, les tropiques sud se distinguent par une zone discontinue de refroidissement dont l'amplitude diminue avec l'augmentation de la pression : à faible pression le refroidissement est supérieur à $-1 \times 10^{-7} \text{ K s}^{-1}$ pour se limiter à seulement $-0,2 \times 10^{-7} \text{ K s}^{-1}$ à 10^3 Pa . La discontinuité du refroidissement résulte probablement de la lame de chauffage étendue entre l'équateur et 20°S autour de 50 Pa , qui doit être un reste de l'intense chauffage sous l'ombre des anneaux de l'été nord (figure V.9(c)). La lame de chauffage participe également à la structure d'empilement de chauffage et de refroidissement à l'équateur.

En comparant les deux équinoxes, les zones équatoriales de chauffage printanières ont été remplacées par les zones de refroidissement en automne et, réciproquement les zones de refroidissement printanières ont été remplacées par des zones de chauffage en automne.

Les *eddies* pourraient ainsi participer aux changements de phases de l'oscillation équatoriale de température de Saturne. Pour vérifier cela, il faut étudier l'association des forçages thermiques résultants de la circulation résiduelle moyenne et des *eddies* à l'échelle de l'année pour tenter de déterminer la temporalité de l'oscillation équatoriale de température.

Oscillation équatoriale Les forçages thermiques à l'origine des changements de phase de l'oscillation équatoriale de température dans la stratosphère de Saturne ne sont pas clairement identifiables avec ce diagnostic.

Alors que le formalisme de Moyenne Eulérienne Transformée appliqué à l'équation de mouvement a permis de déterminer les changements de phase de l'oscillation équatoriale de vent en fonction de la saison (figures IV.9 à IV.12 en chapitre IV), les transports thermiques par la circulation résiduelle moyenne et les *eddies* (figures V.8 et V.9) ne décrivent pas un forçage aussi précis, quelque soit la saison considérée. Nous avons montré que la phase prograde de l'oscillation équatoriale du vent a lieu pendant les saisons équinoxiales qui forcent l'écoulement moyen vers l'Est, et *a contrario*, que la phase rétrograde de l'oscillation équatoriale résulte d'un dépôt de quantité de mouvement vers l'ouest par le transport à travers l'équateur de la circulation résiduelle moyenne.

Quand il s'agit des forçages thermiques, la haute stratosphère équatoriale de Saturne, pour des pressions inférieures à 50 Pa , est régie par des transports thermiques particuliers. Pendant les saisons de solstices, la circulation résiduelle moyenne comme les *eddies* produisent un ensemble de petites zones de chauffage ou de refroidissement, sans structure globale spécifique et/ou sans rappeler la structure d'empilement d'extremum chauds et froids à l'équateur et aux tropiques. En revanche, les saisons d'équinoxes sont caractérisées par des empilements, plus ou moins réguliers et correctement formés, de zones de chauffage et de refroidissement centrés à l'équateur. En comparant les deux sources de forçages thermiques, il est crucial de noter qu'une zone de chauffage produite par la circulation résiduelle moyenne à l'équinoxe de printemps est localisée au même endroit et est d'intensité presque parfaitement opposé à une zone de refroidissement produite par les *eddies*. Je prendrais l'exemple du forçage chaud situé à 20 Pa par la circulation résiduelle moyenne en figure V.8(b) et du forçage froid produit par les *eddies* en figure V.9(b). Le même phénomène est réalisé pendant l'équinoxe d'automne (figures V.8(d) et V.9(d)).

Les forçages thermiques provenant de ses deux sources s'annulent l'une par rapport à l'autre et ne me permettent pas d'émettre de conclusions solides quant aux origines des changements de phases de l'oscillation équatoriale de température dans la stratosphère de Saturne.

V.4 Conclusion

La dynamique atmosphérique joue un rôle crucial dans la répartition thermique à l'échelle planétaire, mais n'est pas le seul phénomène atmosphérique responsable des variations de température stratosphérique.

L'étude comparative des gradients méridiens de température observés par Cassini/CIRS et TEXES et modélisés par le modèle radiatif-convectif à la *Guerlet et al. (2014)* et le GCM DYNAMICO-Saturn montre que la prise en compte des mouvements de l'atmosphère à l'échelle planétaire permet à la modélisation de se rapprocher des observations. La différence de température entre l'hémisphère d'hiver et l'hémisphère d'été modélisée par le GCM est du même ordre de grandeur que les observations (environ 40 K), avec une forme de variation en latitude rappelant celle observée. Les gradients résultants du GCM montrent que, pour une pression donnée, la température de l'hémisphère d'été augmente vers les hautes latitudes en décrivant des sinusoïdes, et de façon symétrique la température de l'hémisphère d'hiver diminue également en oscillant lorsque la latitude augmente, comme dans les observations. Ce comportement oscillatoire dans le gradient méridien de température est caractéristique des vents en équilibre thermique avec les jets. Le GCM est donc en mesure de reproduire cette particularité de la dynamique moyenne dans la stratosphère de Saturne.

Malgré un comportement satisfaisant, DYNAMICO-Saturn présente une température globalement 10 K trop chaud par rapport aux observations, sûrement le fruit d'une intensification de l'activité des *eddies* dans les hautes couches de la stratosphère de Saturne.

Par ailleurs, dans la région équatoriale (entre 30°S et 30°N), le transport des tropiques d'été vers les tropiques d'hiver par la circulation résiduelle moyenne associée à l'activité des *eddies* a permis d'accumuler la chaleur sous l'ombre des anneaux de Saturne (entre 25 et 30°) et contribue ainsi à obtenir un gradient modélisé plus cohérent avec les observations par rapport à un modèle purement radiatif-convectif, notamment pour des pressions intermédiaires (50 et 100 Pa) à la fin de la mission *Cassini-Huygens* (Ls=65 et 85°). Dans le chapitre III, nous avons conclu que DYNAMICO-Saturn n'était pas capable de représenter l'anomalie chaude observée sous les anneaux. Or, avec cette étude plus détaillée, je montre que le GCM reproduit assez bien les champs de température sous l'ombre des anneaux, bien que la variation entre l'équateur et l'ombre des anneaux soit moins marquée, par exemple à Ls = 310° à 5 mbar où la variation en sinusoïde représentée par DYNAMICO-Saturn est plus plate que dans les observations. Cette incohérence peut résulter de la sous-estimation de l'amplitude de l'oscillation équatoriale, qui induit ainsi un gradient méridien moins important dans la région équatoriale et tropicale. De plus, la résolution de la dynamique atmosphérique par le GCM accentue les anomalies chaudes des moyennes latitudes d'hiver déjà présentes dans les résultats du modèle radiatif-convectif, particulièrement par la présence d'une intense subsidence persistante sur toute l'année qui produit un fort chauffage atmosphérique à cette localisation.

L'ensemble de ces différences entre la modélisation et les observations peut être expliqué par une représentation incomplète des processus atmosphériques régissant les variabilités saisonnières de la stratosphère de Saturne. En l'occurrence, les résultats présentés ici sont issus d'une simulation GCM comportant très peu de paramétrisations. L'impact d'ondes sous-maille (telles que les ondes de gravité méso-échelle), la microphysique des nuages, la convection thermique et la présence et la répartition méridionale saisonnières des composés chimiques réactifs impliqués dans le bilan radiatif n'est pas représenté dans DYNAMICO-Saturn. Chacun de ces phénomènes est capable de modifier le champ de température par, respectivement, saturation d'ondes, relâchement de chaleur latente, formation de panaches thermiques et production de chaleur par transformations chimiques, et sera une piste de développement du modèle dans les prochaines années.

CHAPITRE VI

INFLUENCE DES ONDES DE GRAVITÉ NON-OROGRAPHIQUES DANS LA STRATOSPHERE DE SATURNE

Sommaire

VI.1 Ondes de gravité dans le forçage des oscillations équatoriales planétaires	143
VI.2 Ondes de gravité non-orographiques dans DYNAMICO-Saturn	145
VI.2.1 Formalisme	145
VI.2.2 Paramètres de réglage	147
VI.2.3 Mise en œuvre des simulations de réglage	149
VI.3 Ondes de gravité et dynamique équatoriale	150
VI.3.1 Ondes de gravité et oscillation équatoriale de vent	150
VI.3.2 Ondes de gravité et oscillation équatoriale de température	156
VI.3.3 Ondes de gravité et interaction ondes – écoulement moyen	160
VI.4 Ondes de gravité et variations inter-hémisphériques	162
VI.4.1 Ondes de gravité et structure méridienne du vent zonal	162
VI.4.2 Ondes de gravité et gradient méridien de température	168
VI.4.3 Ondes de gravité et circulation inter-hémisphérique	172
VI.5 Ondes de gravité et sensibilité à la résolution verticale	179
VI.5.1 Oscillation équatoriale et structure méridienne de vent zonal	179
VI.5.2 Oscillation équatoriale de température	182
VI.5.3 Interaction ondes – écoulement moyen	184
VI.6 Conclusions	186

Bien que sa période semi-annuelle semble déterminée par un forçage saisonnier, manifesté à travers les renversements de la circulation inter-hémisphérique dans la stratosphère (chapitre IV), l'oscillation équatoriale de Saturne observée possède néanmoins des propriétés caractéristiques de la “Quasi Biennial Oscillation”, et non de la “Semi-Annual Oscillation” terrestre, comme le fort confinement en latitude des extrêmes de température par exemple.

Les forçages dynamiques à l'origine de la “Quasi Biennial Oscillation” et de la “Semi-Annual Oscillation” sur Terre présentent un certain nombre de similitudes, notamment la diversité des ondes atmosphériques nécessaires au changement de direction de propagation des vents (et des extrêmes de température associés) équatoriaux. Néanmoins, une particularité de la “Quasi Biennial Oscillation” terrestre est le rôle primordial attribué aux ondes de gravité méso-échelles dans le forçage vers l'est

du vent zonal moyen, responsables de la majeure partie du forçage total vers l'est (Dunkerton, 1997; Ern and Preusse, 2009).

Même si l'augmentation de la résolution verticale de la stratosphère modélisée de Saturne a permis de stabiliser la périodicité de l'oscillation équatoriale résultante (chapitre IV), le cisaillement de vent zonal moyen obtenu reste défavorable à la propagation vers l'est et constitue un désaccord persistant avec les observations. Il serait ainsi profitable d'enrichir le forçage vers l'est de la région équatoriale de Saturne par l'ajout d'une source complémentaire de quantité de mouvement vers l'est. DYNAMICO-Saturn étant déjà capable de résoudre les ondes d'échelle planétaire telles que les ondes de Rossby, de Kelvin et de Rossby-gravité (chapitre III), il faut recourir aux ondes de fine échelle pour compléter le spectre d'ondes atmosphériques dans les simulations globale de Saturne.

Pour ce faire, je présente ici une paramétrisation stochastique des ondes de gravité non-orographiques adaptée de la modélisation de la "Quasi Biennial Oscillation" dans le modèle terrestre (Lott et al., 2012; Lott and Guez, 2013), que je me suis évertuée à implémenter dans DYNAMICO-Saturn. Dans ce chapitre, constituant le dernier axe de développement effectué au cours de ma thèse pour permettre une représentation optimale de l'oscillation équatoriale de Saturne, j'étudie de façon exploratoire l'effet des ondes de gravité non-orographiques sur la dynamique stratosphérique de Saturne.

Après une brève revue des observations des ondes de gravité dans le forçage dynamique des oscillations équatoriales planétaires en section VI.1, je présenterai le formalisme et les paramètres de réglages de la paramétrisation choisie pour DYNAMICO-Saturn en section VI.2. Une série de simulations tests avec cette nouvelle source d'ondes me permettra d'étudier son effet sur l'oscillation équatoriale de Saturne en section VI.3, ainsi que sur les variations et circulation inter-hémisphériques dans la stratosphère de Saturne en section VI.4. Enfin, je combinerai paramétrisation d'ondes de gravité avec une simulation à haute résolution verticale pour étudier la sensibilité du forçage de ces ondes à la discrétisation choisie en section VI.5. Les conclusions de cette étude seront présentées en section VI.6.

VI.1 Ondes de gravité dans le forçage des oscillations équatoriales planétaires

Les ondes de gravité sont des ondes atmosphériques aux fines échelles horizontales et verticale fréquemment rencontrées dans les atmosphères planétaires, qui constituent un phénomène attendu des atmosphères stratifiées stables.

Dans la troposphère, les ondes de gravité prennent leur origine d’une grande variété de mécanismes qui perturbent l’air stratifié, comme le passage au-dessus d’une topographie pour les planètes telluriques (on parle alors d’ondes de gravité orographiques) ou la convection, les systèmes frontaux et les courant-jets (on parle alors d’ondes de gravité non-orographiques). Au passage de ces ondes dans le fluide atmosphérique, les parcelles d’air subissent un déplacement adiabatique et retrouvent ensuite leur état initial par rappel de flottabilité. La propagation des ondes de gravité à travers les différentes couches de l’atmosphère considérée est une source importante de quantité de mouvement et d’énergie pour l’écoulement moyen lorsqu’elles déferlent ou saturent (c’est-à-dire lorsqu’elles rencontrent des régimes de vent avec une vitesse de propagation égale à leur vitesse de phase). Ainsi, la traînée des ondes de gravité (c’est-à-dire le dépôt de quantité de mouvement des ondes de gravité dans l’écoulement moyen) engendre une accélération ou une décélération du vent moyen.

Sur la Terre, les ondes de gravité sont particulièrement connues pour leur rôle dans la “Quasi Biennial Oscillation” (Lindzen and Holton, 1968), en étant la source principale (presque 3/4) de la quantité de mouvement vers l’est responsable de la phase prograde (Dunkerton, 1997; Lott and Guez, 2013), alors que les ondes de Kelvin d’échelle planétaire ou convectives ne sont responsables que d’une faible portion de ce forçage (Ern and Preusse, 2009). De même, ces ondes de gravité sont impliquées dans l’oscillation de température autour de la mésopause (la “Mesospheric Semi-Annual Oscillation” du chapitre I), qui se traduit par un réchauffement polaire hivernal autour de 80-90 km lié aux effets de traînée des ondes de gravité sur la circulation méridienne globale (Lindzen, 1981; Holton, 1982).

Par ailleurs, les ondes de gravité non-orographiques sont supposées prendre une part importante dans le forçage de l’oscillation semestrielle martienne (Kuroda et al., 2008; Ruan et al., 2019) à travers les marées thermiques, et également dans le forçage de la “Quasi-Quadrennial Oscillation” de Jupiter (Leovy et al., 1991; Orton et al., 1991, 1994; Simon-Miller et al., 2006, 2007; Antuñaño et al., 2021).

Comme la “Quasi Biennial Oscillation”, l’oscillation équatoriale de Saturne clairement révélée par les observations de Cassini/CIRS occupe l’ensemble de la stratosphère, possède une grande extension verticale et des extrêmes de température équatoriaux confinés sur une bande de latitude très réduite (seulement $\pm 10^\circ$ autour de l’équateur), associés à des extrêmes de température situés à $15\text{-}20^\circ$ de latitude déphasés par rapport à ceux de l’équateur, ainsi qu’à un fort cisaillement asymétrique de vent moyen zonal (Dowling, 2008; Orton et al., 2008; Fouchet et al., 2008; Schinder et al., 2011; Guerlet et al., 2018). Ces caractéristiques laissent grandement imaginer un forçage onde – écoulement moyen très similaire à celui de la QBO, et nécessite de prendre en compte les ondes de gravité non-orographiques dans la modélisation globale de la stratosphère de Saturne (Bardet et al., 2021).

Quelle que soit la planète considérée dans l’étude des oscillations équatoriales, il est essentiel de recourir à la paramétrisation des ondes de gravité méso-échelle (Palmer and Gray, 2005; Lott et al., 2012; Lott and Guez, 2013; Cosentino et al., 2017; Gilli et al., 2017; Kawatani et al., 2019; Gilli et al., 2020). En effet ces ondes diffèrent énormément des ondes d’échelle planétaire autant par leur échelle spatiale que temporelle, par conséquent ces deux types d’ondes atmosphériques ne peuvent pas être résolues ensemble sur une seule et même grille de discrétisation. Alors que la grille de discrétisation d’un GCM est adéquate à la résolution des ondes d’échelle planétaire, telles que les ondes de Rossby et les ondes de Kelvin, les ondes de gravité méso-échelles nécessitent une paramétrisation sous-maille même pour les modèles à haute résolution comme DYNAMICO-Saturn. Comme la résolution ne permet pas de résoudre dynamiquement ces ondes, les paramétrisations permettent de prendre en considération leur effet en calculant le forçage sur l’écoulement moyen de la traînée engendrée par un spectre d’ondes de gravité.

Pour ce faire, les paramétrisations reposent essentiellement sur l'utilisation du flux d'Eliassen-Palm d'un ensemble d'ondes de gravité linéaires conservant leur flux de quantité de mouvement jusqu'à atteindre un niveau critique où elles sont dissipées ou jusqu'à ce que l'amplitude des ondes excède un seuil spécifique et déferlent. Le flux d'Eliassen-Palm est simplement le flux de quantité de mouvement associé à la propagation des ondes et caractérise le sens et l'intensité du forçage subit par l'écoulement moyen, ce qui permet à la fin de chaque pas de temps d'obtenir l'accélération (ou la décélération) à appliquer à l'écoulement horizontal de grande échelle. Diverses techniques *in situ* (pour la Terre) et de télédétection pour bon nombre d'atmosphères planétaires permettent actuellement d'observer certains aspects des ondes de gravité méso-échelles dans la troposphère et la stratosphère tropicales, mais celles-ci sont insuffisantes pour déterminer la distribution globale complète et les variations temporelles des ondes de gravité et de leurs sources (Hertzog et al., 2008; Alexander and Ortland, 2010). De fait, des paramétrisations des ondes de gravité non-orographiques sont en permanence développées sur la base d'hypothèses physiques généralement trop simplifiées, telles que des sources d'ondes de gravité et/ou des niveaux de lancement maintenus constants dans l'espace et le temps.

Pour pallier ce déficit d'information et contraindre autant que possible la représentation numérique des ondes de gravité, le développement des paramétrisations s'est tourné vers des formalismes stochastiques (Lott et al., 2012; Cosentino et al., 2017; Gilli et al., 2017, 2020) afin de mieux représenter les aspects en apparence imprévisibles des dynamiques de petites échelles. Dans la basse stratosphère, les ondes de gravité dominant la variabilité tropicale à l'échelle synoptique ont une activité très intermittente. Il est donc important que le paquet d'ondes de gravité produit présente des caractéristiques aléatoires car, par le relâchement de chaleur latente, la convection tropicale crée un flux de quantité de mouvement des ondes de gravité avec une gamme de vitesse de phase aléatoire en sens (vers l'est ou vers l'ouest).

Grâce à cette ruse numérique, la modélisation des atmosphères planétaires a pu se rapprocher davantage des observations. Par exemple, la modélisation de la "Quasi Quadrennial Oscillation" de Jupiter dans un modèle bidimensionnel avec une paramétrisation d'ondes de gravité a notamment montré une bonne cohérence du champ de température à l'équateur jovien et aux latitudes environnantes avec les observations dans l'infrarouge thermique effectuées par IRTF/TEXES (Cosentino et al., 2017). L'activité des ondes de gravité dans l'atmosphère tropicale de Jupiter a évidemment un effet sur la structure du vent zonal équatorial, car l'important effet- β de la planète constitue un guide d'onde équatoriale pour les ondes de gravité et les ondes de grande échelle qui y sont piégées (Friedson, 1999). C'est pourquoi la largeur du forçage engendré par ces ondes détermine la largeur du jet équatorial oscillant (Cosentino et al., 2020) et devient ainsi un paramètre clé dans la compréhension et la représentation de l'oscillation équatoriale jovienne.

Pareillement, les ondes de gravité non-orographiques ont démontré leur importance dans la moyenne atmosphère de Mars, en amortissant les marées thermiques par réduction des variations diurnes des vents méridiens et zonaux (de dizaines à centaines de m s^{-1}) et sur le champ de température de façon relativement modéré (de 10 à 20 K) permettant un meilleur accord avec les observations de la sonde Mars Climate Sounder (Gilli et al., 2020).

Par ailleurs, comme elles sont en outre probablement impliquées dans la structure en couches des brumes de l'Hexagone (Sánchez-Lavega et al., 2020a), dans l'apparition du *beacon* suite à la Grande Tâche Blanche de 2010-2011 et dans la structure verticale des extrêmes de température de l'oscillation équatoriale (Guerlet et al., 2018), il est primordial d'étudier l'effet des ondes de gravité dans la stratosphère de Saturne à l'échelle planétaire.

VI.2 Ondes de gravité non-orographiques dans DYNAMICO-Saturn

VI.2.1 Formalisme

La paramétrisation implémentée dans DYNAMICO-Saturn est basée sur une approche stochastique, déjà utilisée pour les Modèles de Climat Global terrestre (Lott et al., 2012; Lott and Guez, 2013), vénusien (Gilli et al., 2017) et martien (Gilli et al., 2020) du *Laboratoire de Météorologie Dynamique*.

Dans ce schéma numérique, à chaque pas de temps et sur chaque point de la grille horizontale, un nombre fini d'ondes, avec des caractéristiques choisies aléatoirement, est lancé vers le haut. Ce formalisme multi-onde généralise ainsi la méthode stochastique de Eckermann et permet de générer un très grand nombre d'ondes de façon peu coûteuse. Le paquet d'ondes envoyé dans l'atmosphère est composé de $M=NK \times NO \times NP$ types d'ondes, avec $NK=2$ valeurs pour le nombre d'onde, $NO=2$ valeurs absolues de vitesse de phase et $NP=2$ directions de propagation (vers l'est et vers l'ouest) des ondes de gravité non-orographiques. Cette approche permet au GCM de traiter un ensemble important d'ondes à un temps t donné en ajoutant l'effet de ces $M=8$ ondes à celui des ondes lancées aux pas de temps précédents, pour calculer les tendances.

Le cycle de vie Δt des ondes de gravité, c'est-à-dire de sa génération à son déferlement, est sensiblement supérieur au pas de temps δt du GCM. Sur Terre, la théorie des ondes de gravité indique que les perturbations atmosphériques induites par la convection ont des cycles de vie dont la durée Δt est d'environ 1 jour (Lott and Guez, 2013).

Le spectre, constitué de séries de Fourier discrètes triples, est discrétisé en 770 harmoniques stochastiques ($\approx M \times \Delta t / \delta t$) qui contribuent au champ d'ondes chaque jour et à un point de grille horizontale donné. À chaque instant t , le champ de vitesses verticales ω' des ondes de gravité se propageant vers le haut peut être représenté par cette somme :

$$\omega' = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \omega'_n \quad (\text{VI.1})$$

où C_n sont les coefficients de normalisation, tels que $\sum_{n=1}^{\infty} C_n^2 = 1$. Il s'agit donc d'une représentation multi-onde simple, qui s'appuie sur le principe de superposition des ondes, particulièrement adaptée lorsque la dynamique linéaire suffit pour décrire l'écoulement, où rentre en jeu des niveaux critiques d'absorption des ondes.

Ici chacune des vitesses verticales ω'_n peut être traitée indépendamment des autres, et chaque coefficient C_n^2 est considéré comme la probabilité que le champ d'onde soit donné par la vitesse verticale de l'onde de gravité ω'_n :

$$\omega'_n = \Re\{\hat{\omega}_n(z) e^{z/2H} e^{i(k_n x + l_n y - w_n t)}\} \quad (\text{VI.2})$$

où les nombres d'onde k_n , l_n et la fréquence w_n sont choisis au hasard.

Dans cette formulation, H est une échelle verticale caractéristique de l'atmosphère moyenne considérée et z est l'altitude logarithmique de pression $z = H \ln(P_r/P)$, avec P_r une pression de référence, prise ici à la hauteur de la source (c'est-à-dire au-dessus des cellules convectives typiques).

Pour évaluer l'amplitude de ω'_n , la vitesse verticale est calculée aléatoirement à une altitude de lancement donnée z_0 , puis itérée d'un niveau du modèle z_1 au suivant z_2 par une approximation de Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) non-rotative¹. En utilisant cette expression et la relation de polarisation entre les amplitudes du vent horizontal à grande échelle \hat{u} et du vent vertical $\hat{\omega}$ (non montré ici), il est possible de définir le flux d'Eliassen-Palm du paquet d'ondes envoyé dans l'atmosphère :

$$\overrightarrow{F^z}(k, l, \omega) = \Re\{\rho_r \overrightarrow{\hat{u}} \hat{\omega}^*\} = \rho_r \frac{\overrightarrow{k}}{|\overrightarrow{k}|^2} m(z) \|\hat{\omega}(z)\|^2 \quad (\text{VI.3})$$

1. **Approximation de Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB)** : Méthode développée par Léon Brillouin, Hendrik Anthony Kramers et Gregor Wentzel en 1926 afin d'étudier le régime semi-classique d'un système quantique. Basé sur la mécanique quantique et donc le caractère ondulatoire des particules, la fonction d'onde y est développée asymptotiquement au premier ordre de la puissance du quantum d'action \hbar . L'idée est que l'équation de Schrödinger se dérive de l'équation de propagation des ondes, où il doit donc être possible de retrouver la mécanique classique dans la limite où $\hbar \rightarrow 0$, comme il est possible de retrouver l'optique géométrique lorsque $\lambda \rightarrow 0$ dans la théorie de l'optique ondulatoire.

avec k , l les nombres d'onde horizontaux et w la fréquence du champs de vitesse verticale. Celle-ci est incluse dans le nombre d'onde vertical $m = \frac{N|\vec{k}|}{\Omega}$, selon l'approximation WKB non-rotative, dans la limite $H \rightarrow \infty$, avec $\Omega = v - \vec{k} \cdot \vec{u}$ et N la fréquence de Brünt-Väisälä (Lott et al., 2012). Dans l'équation VI.3, ρ_r est la densité du fluide au niveau de pression de référence P_r .

Dans ce schéma, $\hat{\omega}_n$ et le flux d'Eliassen Palm sont imposés aléatoirement à une altitude de lancement donnée z_0 . Une viscosité verticale constante μ (équation 4 dans Lott et al. (2012)) contrôle la distribution verticale de la traînée des ondes de gravité près du sommet du modèle. Pour passer d'un niveau vertical à celui juste supérieur, le flux d'Eliassen Palm est essentiellement conservé, mais peut subir une petite diffusivité, $\nu = \mu/\rho_0$, qui peut être incluse en remplaçant Ω par $\Omega + i\nu m^2$. Cette petite diffusivité garantit que les ondes sont finalement dissipées sur les quelques derniers niveaux du modèle, si elles ne l'ont pas été auparavant (d'où la division par la densité ρ_0). De plus, cette nouvelle amplitude du flux d'Eliassen Palm est limitée à celle produite par une onde monochromatique saturée $\hat{\omega}_s$ suivante (Lindzen, 1981) :

$$\hat{\omega}_s = S_c \frac{\Omega^2}{|\vec{k}|N} e^{-z/2H} \frac{k^*}{|\vec{k}|} \quad (\text{VI.4})$$

soit $\hat{\omega} = 0$ lorsque Ω change de signe, pour traiter les niveaux critiques. Dans l'équation VI.4, S_c est un paramètre de réglage et k^* une nombre d'onde horizontal caractéristique correspondant à la plus grande onde paramétrée.

Enfin, les tendances $\rho^{-1} \delta_z \vec{F}_{n'}^z$ ($n'=1, M$) produites par la traînée des M ondes de gravité générées sont calculées à travers les tendances de vents à appliquer sur le vent zonal horizontal. Puisque les vitesses ω'_n sont des réalisations indépendantes, la tendance moyenne produite est la moyenne de ces M tendances. Ainsi, la tendance moyenne est d'abord redistribuée sur l'échelle de temps la plus longue Δt en la remettant à l'échelle par $\delta t/\Delta t$ et ensuite, la relation auto-régressive d'ordre 1 (AR-1)² décrite dans Lott et al. (2012) est utilisée comme ce qui suit :

$$\left(\frac{\delta \vec{u}}{\delta t} \right)_{GW}^t = \frac{\delta t}{\Delta t} \frac{1}{M} \sum_{n'=1}^M \frac{1}{\rho_0} \frac{\delta \vec{F}_{n'}^z}{\delta z} + \frac{\Delta t - \delta t}{\Delta t} \left(\frac{\delta \vec{u}}{\delta t} \right)_{GW}^{t-\delta t} \quad (\text{VI.5})$$

pour mettre en lumière le formalisme de superposition d'ondes stochastiques à partir de la somme cumulative des tendances de vent zonal dues aux ondes de gravité, en prenant comme coefficient de normalisation :

$$C_n^2 = \left(\frac{\Delta t - \delta t}{\Delta t} \right)^q \frac{\delta t}{M \Delta t} \quad (\text{VI.6})$$

où q est le nombre entier le plus proche qui arrondit $(n-1)/M$ (c'est-à-dire vers des valeurs plus faibles).

2. **Relation Auto-Régressive d'ordre 1** : En statistiques ou traitement du signal, un modèle auto-régressif AR est une représentation d'un processus aléatoire à variation temporelle (comme la nature ou l'économie). Le modèle auto-régressif spécifie que la variable finale dépend linéairement de ses valeurs précédentes et d'un terme stochastique (terme prédictif imparfait), la spécificité de l'ordre 1 étant que les valeurs précédentes sont celles obtenues au pas de temps juste antérieur à celui considéré. Dans le cas présent, les valeurs des tendances du vent zonal au pas de temps précédent $\frac{\Delta t - \delta t}{\Delta t} \left(\frac{\delta \vec{u}}{\delta t} \right)_{GW}^{t-\delta t}$ sont ajoutées à la traînée du paquet d'ondes de gravité stochastiques du pas de temps actuel $\frac{\delta t}{\Delta t} \frac{1}{M} \sum_{n'=1}^M \frac{1}{\rho_0} \frac{\delta \vec{F}_{n'}^z}{\delta z}$.

VI.2.2 Paramètres de réglage

Les caractéristiques de chaque onde lancée dans le GCM sont choisies au hasard avec une distribution de probabilité prescrite, dont les limites sont les paramètres clés du modèle. Ceux-ci sont choisis sur la base de contraintes d’observation (lorsqu’elles sont disponibles) et de considérations théoriques. Un total de 14 simulations tests (résumées dans le tableaux VI.1), d’une durée d’une année Saturne, ont été effectuées pour couvrir un large éventail de combinaisons possibles des caractéristiques de ces ondes, sur la base de ces contraintes. L’un des avantages du schéma utilisé ici est que chaque paramètre a une signification physique, comme décrit ci-dessous :

Source et durée de vie des ondes de gravité :

Tout d’abord, la paramétrisation présentée ici s’appuie sur l’hypothèse que la source des ondes de gravité (GW) non-orographiques est placée au-dessus des cellules convectives de la troposphère.

Le paramètre contrôlant le niveau de lancement des ondes z_0 est $\sigma = P/P_s$. Comme aucune information sur l’altitude de lancement des ondes n’a été observée au cours de la mission *Cassini-Huygens*, ou avec des télescopes depuis le sol, l’altitude de lancement du paquet d’ondes sera un paramètre à régler. En considérant la pression de “surface” P_s égale à la pression en bas du domaine modélisé (3 bar), je vais commencer les tests en imposant une valeur arbitraire de $\sigma=0,4$ correspond à une pression de lancement d’ondes à 1,2 bar. Puis je tenterai d’ajuster la valeur de σ une fois que les paramètres les plus impactants (l’amplitude maximale du flux d’Eliassen Palm et la vitesse de phase maximale des ondes) auront été fixés, voir tableau VI.1.

La source est choisie pour être uniforme, sans variation de la latitude, et à part les profils atmosphériques par lesquels la propagation des GW est modélisée, rien d’autre dans le schéma ne varie en fonction du lieu ou de la saison. Étant donné que les GW non-orographiques sont censées être générées par des sources multiples (convection, accélération de jet, etc.) et que cela représente une interaction complexe de l’échelle de temps pour les GCM, la source est supposée continue sur toute la journée, ce qui est cohérent avec l’absence de cycle diurne pour les géantes gazeuses.

Amplitude maximale du flux d’Eliassen Palm :

L’amplitude maximale du flux d’Eliassen Palm F^z (équation VI.3), associé aux ondes de gravité, donne le taux de transfert vertical du moment horizontal de l’onde par unité de surface. Cette valeur n’a jamais été mesurée dans l’atmosphère de Saturne, et représente donc un degré de liberté important dans la paramétrisation.

Dans ce schéma, la valeur maximale de la distribution de probabilité F_{max}^z est imposée à l’altitude de lancement z_0 , pour chaque simulation test réalisée. Afin de définir F_{max}^0 , je me suis appuyée sur des estimations de flux de quantité de mouvement estimée à partir des observations de température dans la stratosphère équatoriale. Sachant que la composante verticale du flux de quantité de mouvement des ondes diminue seulement lorsque les ondes déposent de la quantité de mouvement dans l’atmosphère, [Guerlet et al. \(2018\)](#) ont pu estimer cette grandeur par unité de densité en multipliant le taux de descente induit par les ondes par le changement net du vent zonal entre les phases opposées de l’oscillation ([Dunkerton, 1991](#)). Ainsi, cette étude a montré que le flux de quantité de mouvement des ondes diminue avec l’altitude, avec un flux moyen de quantité de mouvement d’onde absorbé dans la stratosphère (e.g. $\rho \bar{u}'\omega'$) de l’ordre de $\approx 7 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$. Cette estimation permet de fournir une contrainte en ordre de grandeur pour les modèles.

Il convient de souligner ici que l’approche stochastique mise en œuvre dans ce schéma a l’avantage de traiter une grande diversité d’ondes de gravité émises, et donc une grande diversité de flux d’énergie cinétique. Le paramètre principal est l’amplitude maximale du flux d’Eliassen Palm à l’altitude de lancement, c’est pourquoi j’ai testé plusieurs valeurs de F_{max}^0 comprise entre $10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et $10^{-4} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, afin de largement encadrer la valeur estimée à partir des observations de [Guerlet et al. \(2018\)](#). Ensuite, l’amplitude du flux d’Eliassen Palm pour chaque onde de gravité est choisie aléatoirement entre 0 et F_{max}^0 . J’ai fixé $10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ comme limite inférieure pour ces essais car l’impact des GW est négligeable dans DYNAMICO-Saturn pour un flux de quantité de mouvement inférieur à cette valeur, par rapport à une simulation sans la paramétrisation.

Nombre d'onde horizontal des ondes de gravité :

Le nombre d'onde horizontal des ondes de gravité $|k|$ est défini de la même façon que pour la Terre (Lott et al., 2012) et est distribué de la façon suivante : $k^* < |k| < k_s$.

La valeur minimale est $k^* = \sqrt{1/\Delta x \Delta y}$, où Δx et Δy sont équivalents aux dimensions d'une maille horizontale de DYNAMICO-Saturn (δx et $\delta y \approx 525$ km). Cette valeur correspond aux ondes les plus longues que l'on paramètre avec la résolution horizontale actuelle du GCM.

La valeur maximale, et donc saturée, est $k_s < N/u_0$, N est la racine carré de la fréquence de Brünt-Väisälä associée à l'écoulement moyen et u_0 est le vent zonal moyen à l'altitude source z_0 des ondes de gravité.

Les longueurs d'ondes horizontale minimale et maximale correspondantes pour les ondes de gravité ($\lambda_h = 2\pi/k$) sont comprises entre 63 km et 3 000 km.

Vitesse de phase des ondes de gravité

La vitesse de phase des ondes de gravité $|C| = |\omega/k|$ est également un paramètre clé. Comme l'ensemble des paramètres de réglage, la vitesse de phase des ondes $|C|$ est une distribution aléatoire de valeurs comprises entre une valeur minimale C_{min} et une valeur maximale C_{max} . Ici, C_{min} est fixé à 1 m s^{-1} , pour obtenir un paquet d'ondes de gravité non-stationnaires. L'effet de l'ensemble des ondes de gravité sur l'oscillation équatoriale de Saturne, qu'elles se propagent vers l'est ($C > 0$) ou vers l'ouest ($C < 0$), est considéré dans cette étude. Quatre valeurs pour C_{max} ont été testées pour évaluer la sensibilité du vent et de la température à ce paramètre. J'ai réalisé des tests pour $C_{max}=15 \text{ m s}^{-1}$, $C_{max}=30 \text{ m s}^{-1}$, $C_{max}=70 \text{ m s}^{-1}$ et $C_{max}=100 \text{ m s}^{-1}$.

Saturation des ondes de gravité

La saturation des ondes de gravité, S_c , est également un paramètre de réglage dans ce schéma, qui contrôle le déferlement des ondes de gravité en limitant l'amplitude de w_s . Ici, j'ai choisi de laisser une valeur de saturation neutre $S_c = 1$.

Identifiant de la simulation	\mathbf{F}_{max}^0 (kg m ⁻¹ s ⁻²)	\mathbf{C}_{max} (m s ⁻¹)	σ (P/P_S)
------------------------------	--	---	----------------------

Variation du flux d'Eliassen Palm \mathbf{F}_{max}^0

F-4C30x04	10^{-4}	30	0,4
F-5C30x04	10^{-5}	30	0,4
F-6C30x04	10^{-6}	30	0,4
F-7C30x04	10^{-7}	30	0,4

Variation de la vitesse de phase \mathbf{C}_{max}

F-5C15x04	10^{-5}	15	0,4
F-6C15x04	10^{-6}	15	0,4
F-5C70x04	10^{-5}	70	0,4
F-6C70x04	10^{-6}	70	0,4
F-5C100x04	10^{-5}	100	0,4
F-6C100x04	10^{-6}	100	0,4

Variation de l'altitude de lancement des ondes à travers σ

F-5C30x01	10^{-5}	30	0,1
F-5C30x02	10^{-5}	30	0,2
F-5C30x03	10^{-5}	30	0,3
F-5C30x07	10^{-5}	30	0,7

TABLE VI.1 – Paramètres de réglages de la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques pour une résolution verticale de 61 niveaux.

VI.2.3 Mise en œuvre des simulations de réglage

Les simulations de la dynamique atmosphérique de Saturne présentées dans les précédents chapitres représentent un coût numérique conséquent tant par leur résolution horizontale et verticale que par le temps d'équilibrage (de "spin-up") nécessaire pour que le champ de température et les vents atteignent un état stationnaire. Ce temps d'équilibre s'élève à environ 8 années de Saturne simulées dans la troposphère, 6 années de Saturne simulées à la tropopause (Spiga et al., 2020) et à environ 5 années de Saturne simulées dans la stratosphère (Bardet et al., 2021).

Pour que les différentes simulations tests réalisées ne soient pas trop longues et coûteuses, il est primordial que l'ajout des ondes de gravité non-orographiques dans le spectre d'ondes atmosphériques se fasse sur des champs de vent et de température déjà équilibrés. Les états initiaux des simulations tests seront donc des fichiers "restart" des simulations de référence, établis après 8 années de Saturne simulées. Chacune des années simulées au cours de ces tests devra être comparée avec la neuvième année des simulations de références des chapitres III et IV.

De plus, dans un premier temps, je vais activer la paramétrisation au cours de simulations de résolution verticale de seulement 61 niveaux. Cela va non seulement me permettre de réduire davantage le coût numérique des tests mais de ne voir également que l'effet des ondes de gravité sur la dynamique stratosphérique de Saturne. En effet, au chapitre IV, j'ai montré que la résolution verticale a un effet considérable sur la structure verticale de l'oscillation équatoriale. Ainsi, je pourrai mettre plus facilement en lumière le fonctionnement de la paramétrisation.

Évidemment, je combinerai haute résolution verticale sur 96 niveaux et paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques dans un second temps, pour tenter d'obtenir l'oscillation équatoriale modélisée de Saturne la plus optimale.

VI.3 Ondes de gravité et dynamique équatoriale

VI.3.1 Ondes de gravité et oscillation équatoriale de vent

Afin de déterminer la valeur du flux de quantité de mouvement des ondes de gravité – ou amplitude du flux d’Eliassen-Palm \mathbf{F}_{max}^0 – la plus adéquate pour améliorer le forçage vers l’est de l’oscillation équatoriale de Saturne, j’ai réalisé quatre simulations tests d’une année Saturne (car l’effet de la paramétrisation sur l’écoulement moyen est presque immédiat et ne nécessite pas de longues simulations). Pour ne prendre en compte que l’effet de \mathbf{F}_{max}^0 , j’ai imposé la valeur maximale de vitesse de phase des ondes de gravité à 30 m s^{-1} et l’altitude de lancement σ à 0,4, valeurs plutôt intermédiaires de l’ensemble des tests réalisés pour ce chapitre.

Le flux de quantité de mouvement des ondes de gravité non-orographiques

En réalisant une coupe altitude-temps de la moyenne zonale du vent zonal à l’équateur pour chacun des tests (figure VI.1), je peux comparer la structure verticale de l’empilement des vents vers l’est et vers l’ouest de l’oscillation équatoriale et également la descente des jets au cours du temps avec la simulation de référence sur 61 niveaux utilisée par Bardet et al. (2021).

Comme expliqué en section VI.2.2, des valeurs d’amplitude maximale du flux d’Eliassen-Palm inférieures à $10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ ne produisent aucune variation de la structure verticale des jets à l’équateur, très certainement parce que la quantité de mouvement transportée est alors trop faible pour contrôler la direction de propagation du vent zonal moyen.

En adoptant une vue d’ensemble, il saute aux yeux que la simulation avec une valeur de $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-4} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ n’est pas du tout satisfaisante concernant la structure verticale de l’oscillation équatoriale (figure VI.1(a)). En effet, dans cette simulation test, un jet équatorial en super-rotation avec une vitesse d’environ 25 m s^{-1} émerge assez rapidement au cours du temps et se propage verticalement jusqu’à atteindre une pression de 10^2 Pa . Après une durée de 0,4 année Saturne, ce jet change de direction de propagation et devient légèrement rétrograde (vers l’ouest) mais continue de s’étendre verticalement jusqu’au niveau de pression de presque 10 Pa . Au dessus de ce jet, tout au long de l’année simulée, le vent zonal moyen est clairement vers l’ouest, avec une vitesse maximale de 150 m s^{-1} . Seuls des petits résidus de jets vers l’est persistent de façon sporadique au plafond du modèle, sans jamais décrire une propagation vers le bas de ces vents “plutôt vers l’est”. Cette structure de vent zonal moyen à l’équateur n’est absolument pas ce qui est souhaité dans l’amélioration de la structure de l’oscillation équatoriale obtenue jusqu’à présent. Non seulement, il n’y a plus d’oscillation équatoriale dans la stratosphère, mais en plus la légère super-rotation dans le troposphère obtenue jusqu’alors est remplacée par un jet rétrograde après seulement une demi-année Saturne, ce qui est totalement incohérent avec le profil méridien du vent zonal observé sur Saturne (García-Melendo et al., 2011b).

De façon tout aussi remarquable, les simulations tests avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ ont une structure équatoriale de vent zonal moyen au cours du temps très similaire à celle de la simulation de référence sans paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques (figures VI.1(c), VI.1(d) et VI.1(e) respectivement). En dehors d’une légère diminution de la vitesse du jet vers l’est autour de 0,5 année Saturne et d’une descente du jet interrompue à une pression un peu plus faible pour la simulation à $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, ces trois simulations présentent un groupement de trois à quatre jets vers l’est assez fins, situé à $0,5 \text{ Pa}$ autour de 0,3 année Saturne, qui se propage vers le bas jusqu’à atteindre une pression d’environ 2×10^2 à 10^2 Pa au bout de 0,7 année Saturne. Par rapport à la simulation de référence sans onde de gravité non-orographique, la descente du groupement de jets vers l’est s’effectue, certes moins bas, mais de façon plus ralentie. En effet, le jet vers l’est de la simulation de référence atteint son niveau le plus bas à environ 0,45 année Saturne, alors que les simulations tests F-6C30x04 et F-7C30x04 atteignent leur niveau le plus bas entre 0,5 et 0,6 année Saturne. Le délais temporel est effectivement mince, mais pourrait permettre de stabiliser la période de l’oscillation équatoriale très fluctuante du chapitre III. Néanmoins, de telles valeurs d’amplitude maximale du flux d’Eliassen-Palm ne sont pas suffisantes pour correctement renforcer le forçage vers l’est de l’oscillation équatoriale initialement obtenue dans Bardet et al. (2021).

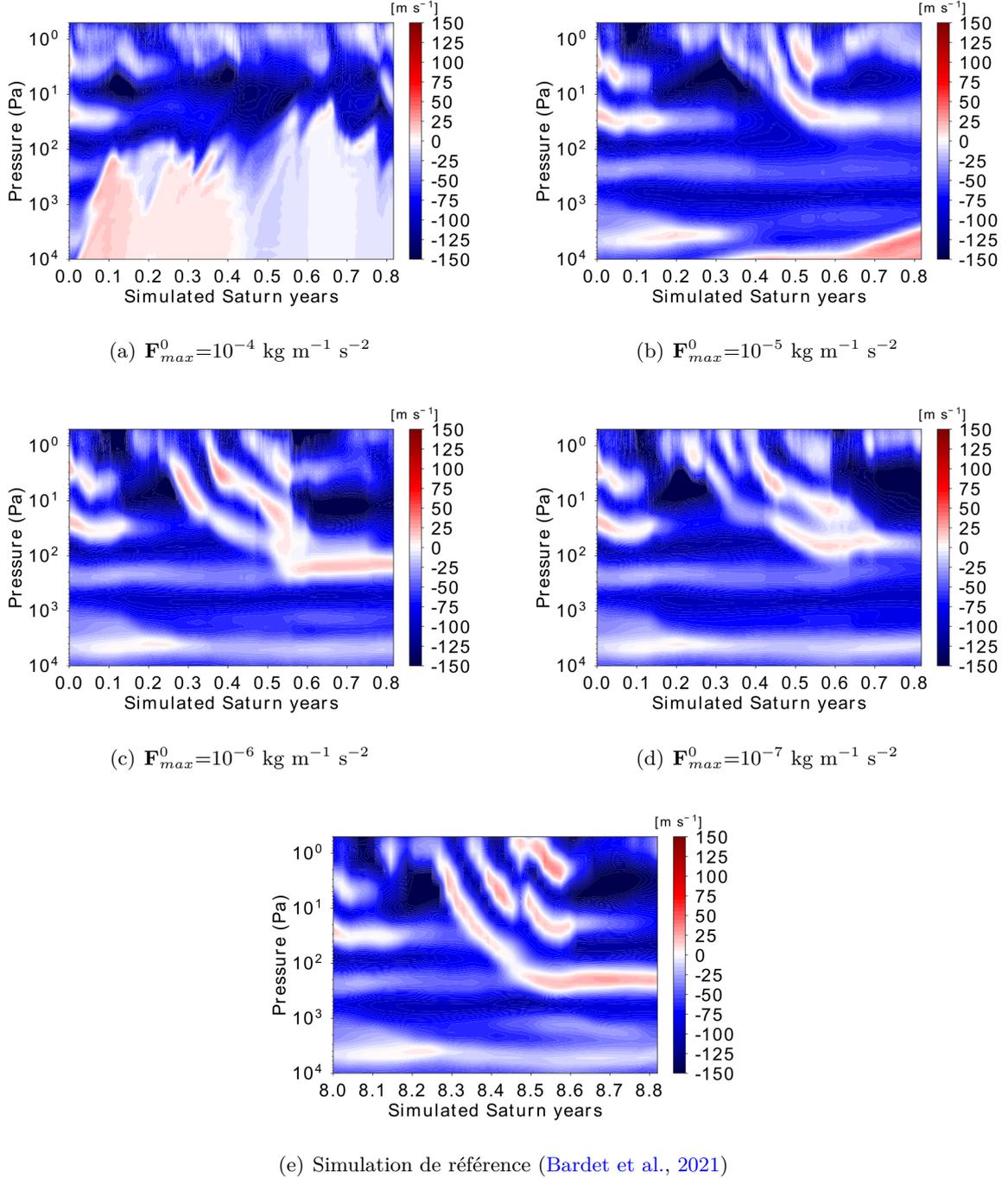


FIGURE VI.1 – Variations de \mathbf{F}_{max}^0 : Comparaison des structures équatoriales de la moyenne zonale du vent zonal pour une gamme de valeurs maximales du flux d’Eliassen Palm comprises entre 10^{-4} et $10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ afin d’encadrer largement la valeur estimée à $7 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ par Guerlet et al. (2018) à partir des observations de température.

Seule la simulation avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, qui se rapproche le plus des observations par rapport à la valeur de \mathbf{F}_{max}^0 (figure VI.1(b)), présente un comportement de vent zonal équatoriale différent et pourrait devenir acceptable par rapport à la simulation de référence avec quelques ajustements supplémentaires. Le groupement des quatre jets vers l'est de la simulation de référence laisse place à seulement deux petits jets vers l'est d'intensité équivalente. Malheureusement, la descente du jet le plus prononcé est interrompue très tôt, à seulement 12 Pa, ce qui n'est pas très encourageant pour coïncider avec les observations de Cassini/CIRS et du télescope Keck 1 qui montrent le signal de l'oscillation équatoriale jusque $2 \times 10^3 \text{ Pa}$ (Fouchet et al., 2008; Orton et al., 2008; Guerlet et al., 2018). Dans cette même simulation, un jet vers l'est en super-rotation commence à apparaître dès 0,3 années Saturne à 10^4 Pa avec une vitesse maximale de l'ordre de 40 m s^{-1} et finalement atteindre une pression de 10^3 Pa en fin d'année simulée. Comme la simulation F-4C30x04, le développement de ce jet semble confiner l'empilement et surtout la descente des jets alternativement vers l'est et vers l'ouest de l'oscillation équatoriale. Une étude plus approfondie sur les interactions ondes - écoulement moyen dans la stratosphère sera effectuée dans la sous-section VI.3.3 pour comprendre pourquoi l'oscillation équatoriale modélisée tend à disparaître en présence d'un jet en super-rotation dans la troposphère (jusqu'à la tropopause), alors que les observations de Saturne montrent une cohabitation harmonieuse de ces deux phénomènes dynamiques.

La vitesse de phase des ondes de gravité non-orographiques

Compte tenu de la première série de test effectués, seules les simulation avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5}$ et $10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ présentent des structures de vent zonal équatorial les plus encourageantes. Pour cette raison, j'ai effectué un étude de sensibilité à la valeur de vitesse de phase maximale \mathbf{C}_{max} des ondes de gravité avec ces deux valeurs d'amplitude maximale du flux d'Eliaassen-Palm.

En portant un regard d'ensemble sur la série de simulations tests de la figure VI.2, la valeur de la vitesse de phase des ondes de gravité agit sur le nombre de jets vers l'est composant la phase prograde de l'oscillation équatoriale, leurs amplitude ainsi que l'altitude jusque laquelle cette phase descend.

Suivant l'intensité du flux d'Eliaassen-Palm des ondes de gravité choisie, la variation de leur vitesse de phase maximale a un effet inverse par rapport à la structure de la phase prograde.

Cas $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ En considérant la série de simulations avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, l'augmentation de la vitesse de phase des ondes est corrélée à une augmentation du nombre de jets composant la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale.

En commençant avec la simulation F-5C15x04 (figure VI.2(a)), autour de 0,5 an Saturne, un petit jet vers l'est d'extension verticale allant de 1 à 10 Pa est créé par le modèle. Comparativement à une simulation avec une vitesse de phase des ondes deux fois plus élevée, à 30 m s^{-1} (F-5C30x04, figure VI.1(b)), ce jet garde la même intensité mais est affublé d'un second jet vers l'est dans les hautes couches de l'atmosphère entre 0,5 et 3 Pa de même vitesse de propagation, autour de 20 m s^{-1} .

Avec un vitesse de phase des ondes de gravité de 70 m s^{-1} pour un flux de quantité de mouvement transportée de $10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale est insatisfaisante (figure VI.2(c)). Même si l'altitude minimale atteinte par la phase prograde est plus basse ($\approx 100 \text{ Pa}$) par rapport aux simulations F-5C15x04 et F-5C30x04, celle-ci est constituée de trois jets dont la vitesse de propagation est majoritairement nulle. Dans ce cas, il n'y a pas franchement une propagation vers l'est mais plutôt un arrêt de la propagation vers l'ouest. De plus, lorsque l'altitude minimale de propagation vers le bas est atteinte à 0,55 an Saturne, deux épisodes de vent à vitesse de propagation nulle composant la phase prograde stagnent autour de 100 et 10 Pa pour le reste de la simulation, sans laisser la place à une nouvelle descente de phase vers l'ouest de l'oscillation équatoriale.

Un comportement similaire se produit pareillement dans la simulation F-5C100x04 (figure VI.2(e)). Il y a également propagation des vents à pression constante sur la fin de la simulation, mais avec des jets qui sont alternativement vers l'ouest (à plus de -130 m s^{-1}) et presque à l'arrêt (à seulement -10 m s^{-1} à 10 et 100 Pa).

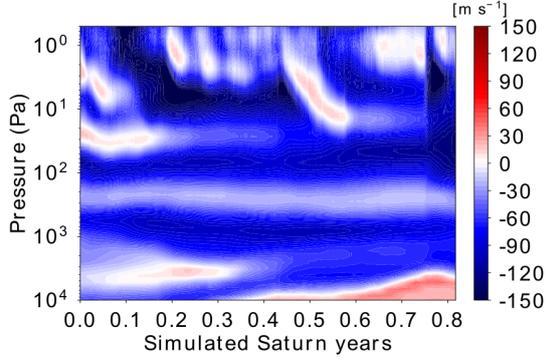
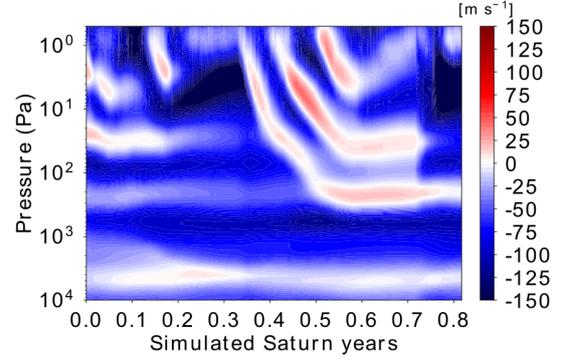
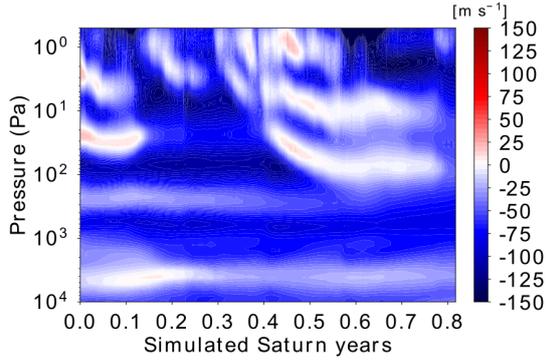
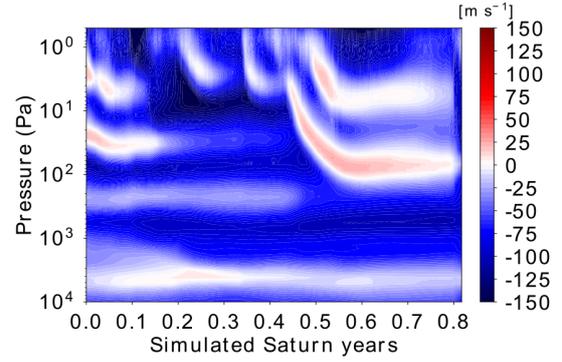
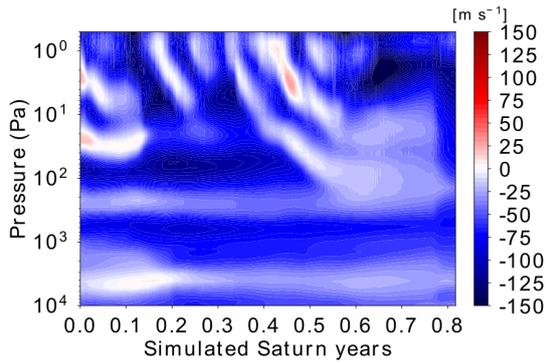
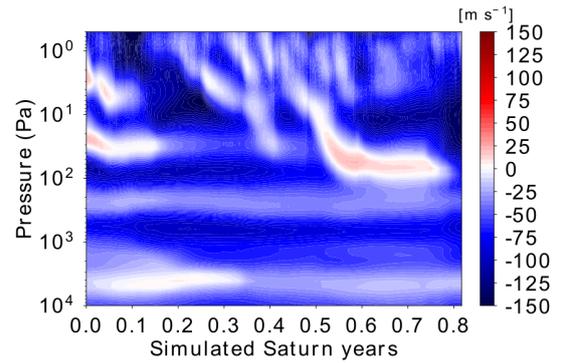

 (a) $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, $\mathbf{C}_{max}=15 \text{ m s}^{-1}$

 (b) $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, $\mathbf{C}_{max}=15 \text{ m s}^{-1}$

 (c) $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, $\mathbf{C}_{max}=70 \text{ m s}^{-1}$

 (d) $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, $\mathbf{C}_{max}=70 \text{ m s}^{-1}$

 (e) $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, $\mathbf{C}_{max}=100 \text{ m s}^{-1}$

 (f) $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, $\mathbf{C}_{max}=100 \text{ m s}^{-1}$

FIGURE VI.2 – Variations de \mathbf{C}_{max} : Comparaison des structures équatoriales de la moyenne zonale du vent zonal pour des valeurs maximales de vitesse de phase des ondes de 15, 30 et 100 m s^{-1} pour deux valeurs de \mathbf{F}_{max}^0 retenues ($10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et $10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$).

Les deux couples de paramètres ($\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻², $\mathbf{C}_{max}=70$ m s⁻¹) et ($\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻², $\mathbf{C}_{max}=100$ m s⁻¹) induisent une structure verticale du vent zonal équatoriale dans la stratosphère à l'encontre de celle attendue d'une oscillation équatoriale et obtenue dans la simulation de référence (figure VI.1(e)). C'est pourquoi, ces deux couples de réglages ne seront pas retenus pour la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques.

Cas $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² À l'inverse, la série de simulations avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² montre une diminution du nombre de jets composant la phase prograde avec l'augmentation de la vitesse de phase des ondes.

La structure verticale au cours du temps du vent zonal par F-6C15x04 (figure VI.2(b)) dépeint trois jets vers l'est plus stable sur la descente et également plus fort en vitesse de propagation (jusque 50 m s⁻¹) que les jets de la phase vers l'est obtenu avec $\mathbf{C}_{max}=30$ m s⁻¹ (figure VI.1(c)). En effet, l'augmentation de la vitesse de phase des ondes à 30 m s⁻¹ implique que ces trois jets deviennent plus fluctuants dans leur descente au cours du temps et s'affaiblissent de moitié en vitesse de propagation.

Une vitesse de phase des ondes de gravité de 70 m s⁻¹ élimine le jet vers l'est le plus haut dans l'atmosphère (situé entre 0,5 et 3 Pa jusqu'alors) mais conserve la vitesse de propagation de la phase prograde de l'oscillation (figure VI.2(d)). En revanche, une vitesse de phase des ondes de gravité de 100 m s⁻¹ pour un flux $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² détruit tous les jets vers l'est situés à des pressions inférieures à 10 Pa, confinant ainsi la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale sur une seule décade de pression (figure VI.2(f)), ce qui est incohérent avec les observations issues de la mission *Cassini-Huygens*.

L'altitude de lancement des ondes de gravité non-orographiques

La variation de l'altitude de lancement des ondes de gravité dans cette paramétrisation permet l'émulation de la variation de l'altitude du sommet des nuages convectifs, origine supposée de ces ondes. Des ondes prenant leur origine à différentes altitudes ne vont pas être absorbées de façon équivalente par l'écoulement moyen : une onde qui sera émise à basse altitude aura potentiellement une grande étendue verticale pour déferler par saturation ou pour atteindre un niveau critique (altitude à laquelle l'écoulement moyen se propage à une vitesse égale à la vitesse de phase intrinsèque de l'onde) ; alors qu'une onde lancée plus haut n'aura qu'une couche d'atmosphère restreinte pour interagir avec l'écoulement moyen.

Pour mener cette étude de sensibilité de l'oscillation équatoriale à l'altitude de lancement des ondes de gravité non-orographiques, j'ai choisi de fixer les paramètres $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻² et $\mathbf{C}_{max}=30$ m s⁻¹, qui est finalement la seule simulation avec l'activation de la paramétrisation présentant une oscillation équatoriale et un jet prograde troposphérique rappelant les observations de la mission *Cassini-Huygens* (García-Melendo et al., 2011b).

J'ai donc réalisé 4 simulations à différentes altitudes de lancement des ondes en faisant varier $\sigma = P/P_s=[0,1; 0,2; 0,3; 0,7]$ à comparer avec la simulation F-5C30x04 en figure VI.1(b).

En adoptant un regard global à cette série de simulations avec les ondes de gravité, la seule modification qui peut être remarquée est l'existence ou non de la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale.

Les simulations F-5C30x01 et F-5C30x02 montrent des résidus de jets progrades autour de 0,5 an Saturne s'étendant de 0,5 à 10 Pa (figures VI.3(a) et VI.3(b)), avec une vitesse de propagation maximale de l'ordre de 20 m s⁻¹. De façon analogue, pour une altitude de lancement plus basse telle que $\sigma =0,7$, la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale est également remplacée par une structure compacte de vent nulle entre 0,5 et 10 Pa (figure VI.3(d)). Il n'y a que la simulation F-5C30x03 qui modélise une phase vers l'est descendant de l'oscillation équatoriale, prenant origine, de même vitesse de propagation et s'arrêtant aux mêmes niveaux de pression que la simulation F-5C30x04 (figures VI.3(c) et VI.1(b) respectivement)

Pour toutes ces simulations, les niveaux de pressions compris entre 10 et 2×10^3 Pa sont le sein d'une superposition de jets alternativement vers l'ouest et nuls qui se propagent à pression constante au cours du temps, sans jamais décrire une quelconque descente verticale. Également, chacune de ces

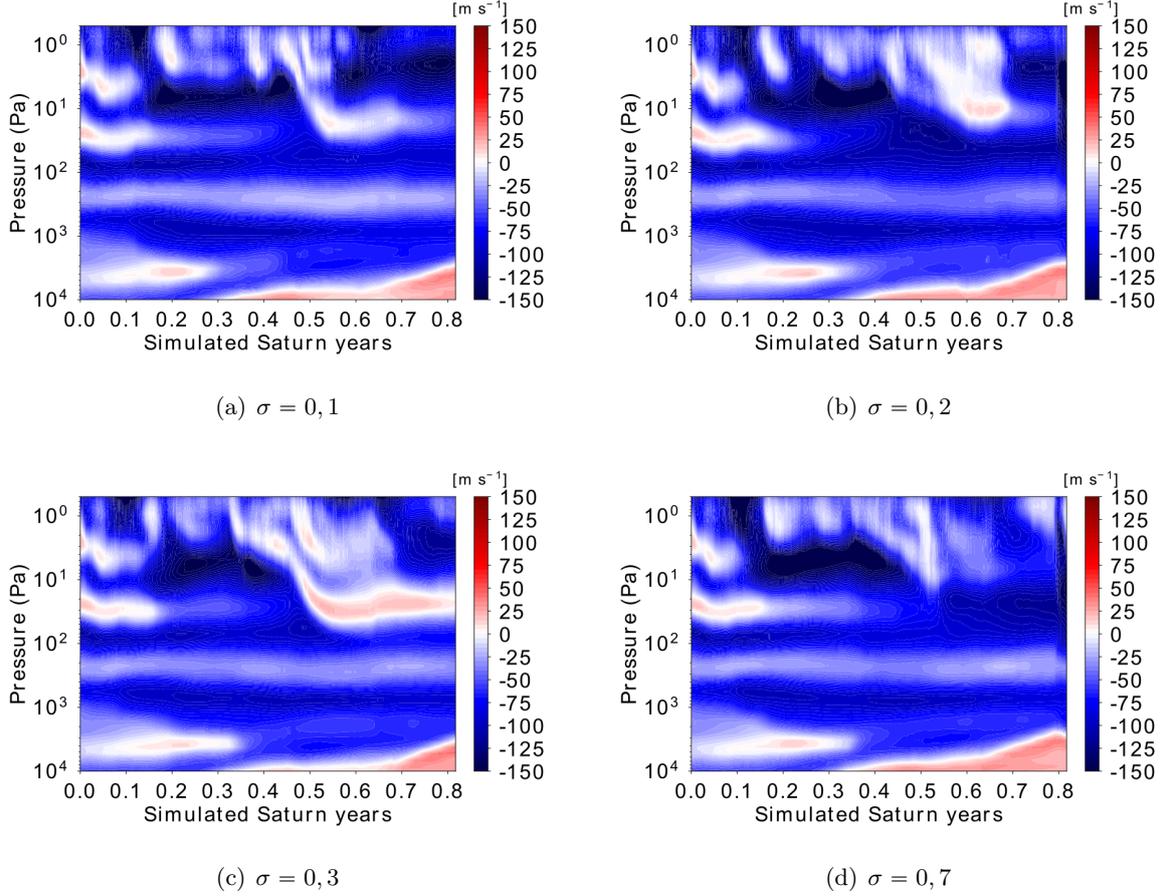


FIGURE VI.3 – *Variations de σ* : Comparaison des structures équatoriales de la moyenne zonale du vent zonal pour des altitudes de lancement du paquet d’ondes correspondant à $\sigma=0,1$, $\sigma=0,2$, $\sigma=0,3$ et $\sigma=0,7$, avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et $\mathbf{C}_{max}=30 \text{ m s}^{-1}$.

simulations présente un jet prograde dont le sommet atteint $5 \times 10^3 \text{ Pa}$. Ce jet prograde est très peu affecté par l’altitude de lancement des ondes de gravité.

L’altitude de lancement de ce paquet d’ondes de gravité, une fois l’amplitude du flux d’Eliassen-Palm et la vitesse de phase des ondes établis, n’a que peu d’effet pour des valeurs comprises entre $\sigma=0,3$ ou $0,4$. Pour cette raison, la suite du chapitre ne prendra en compte que les simulations réalisées avec $\sigma=0,4$.

VI.3.2 Ondes de gravité et oscillation équatoriale de température

Jusqu'à présent, aucune étude publiée ne montre des observations directes du vent dans la stratosphère de Saturne, seule la température est mesurée. La structure de vent associée à l'oscillation équatoriale de température observée par Cassini/CIRS a été déduite de l'équilibre du vent thermique.

Dans cette sous-section, je vais donc m'intéresser à la structure du champ de température à l'équateur, afin d'étudier l'influence de la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques sur l'oscillation équatoriale de température en sortie de DYNAMICO-Saturn.

Le flux de quantité de mouvement des ondes de gravité non-orographiques

Pour commencer cette analyse, je vais donc me pencher sur la première série de simulations tests, permettant le réglage de l'amplitude maximale du flux d'Eliassen-Palm transporté par les ondes de gravité \mathbf{F}_{max}^0 .

À l'instar de la structure de vent zonal à l'équateur, les simulations F-6C30x04 et F-7C30x04 (figures VI.4(c) et VI.4(d)) présentent des modifications subtiles de la structure verticale de la température équatoriale par rapport à la simulation de référence de Bardet et al. (2021) (figures VI.4(e)).

La descente de la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale de vent est associée à une descente d'anomalie chaude de température, culminant à 10 K pour un flux d'Eliassen-Palm de 10^{-6} kg m⁻¹ s⁻² et à 5 K pour un flux d'Eliassen-Palm de 10^{-7} kg m⁻¹ s⁻², entre 0,4 et 0,6 année Saturne. Comparativement à la simulation de référence, l'anomalie de température froide se trouvant juste au-dessus de ces anomalies chaudes descendantes entre 1 et 10 Pa, est atténuée dans les simulations F-6C30x04 et F-7C30x04. L'anomalie chaude descendante s'estompe avec l'augmentation de \mathbf{F}_{max}^0 , jusqu'à disparaître lorsque celui est égal à $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻² (figure VI.4(b)). Ceci implique une température stratosphérique qui est donc tout le temps plus chaude que la moyenne déterminée par la simulation de référence, oscillant légèrement dans les températures élevées.

Par ailleurs, le passage entre $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² et $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-7}$ kg m⁻¹ s⁻² montre une amplification de l'anomalie chaude de température qui s'opère sur presque la totalité de la stratosphère à partir de 0,6 année Saturne. L'augmentation de flux de quantité de mouvement transportée par les ondes de gravité implique donc une augmentation de 4 K sur cette région de l'atmosphère, passant de 6 K pour F-7C30x04 à 10 K pour F-6C30x04 et F-5C30x04, sachant que pour cette dernière l'ensemble de la couche atmosphérique est concernée par cette valeur.

Concernant la simulation avec le flux d'Eliassen-Palm le plus important (figure VI.4(a)), la température équatoriale oscille entre des anomalies chaudes et froides autour de 140 K, qui culmine à ± 6 K, ce qui est plutôt cohérent avec une oscillation équatoriale de température (de faible amplitude). En revanche, dans cette simulation, les anomalies de température chaudes stagnent à un niveau de pression sur l'ensemble de l'année Saturne, à 3 Pa autour de 0,6 an ou encore à 30 Pa en 0,2 et 0,3 année. De façon plus préoccupante pour l'obtention d'une oscillation équatoriale, les anomalies froides montrent des épisodes d'ascendance dans la stratosphère au cours du temps. En illustration, je citerais l'épisode d'ascendance de 100 à 5 Pa entre 0,4 et 0,6 année, ou encore l'ascension de 100 à 30 Pa autour de 0,8 année Saturne.

Ce comportement est caractéristique d'un forçage trop intense de l'oscillation équatoriale et écarte donc définitivement cette valeur de \mathbf{F}_{max}^0 dans le réglage optimal de la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques pour Saturne.

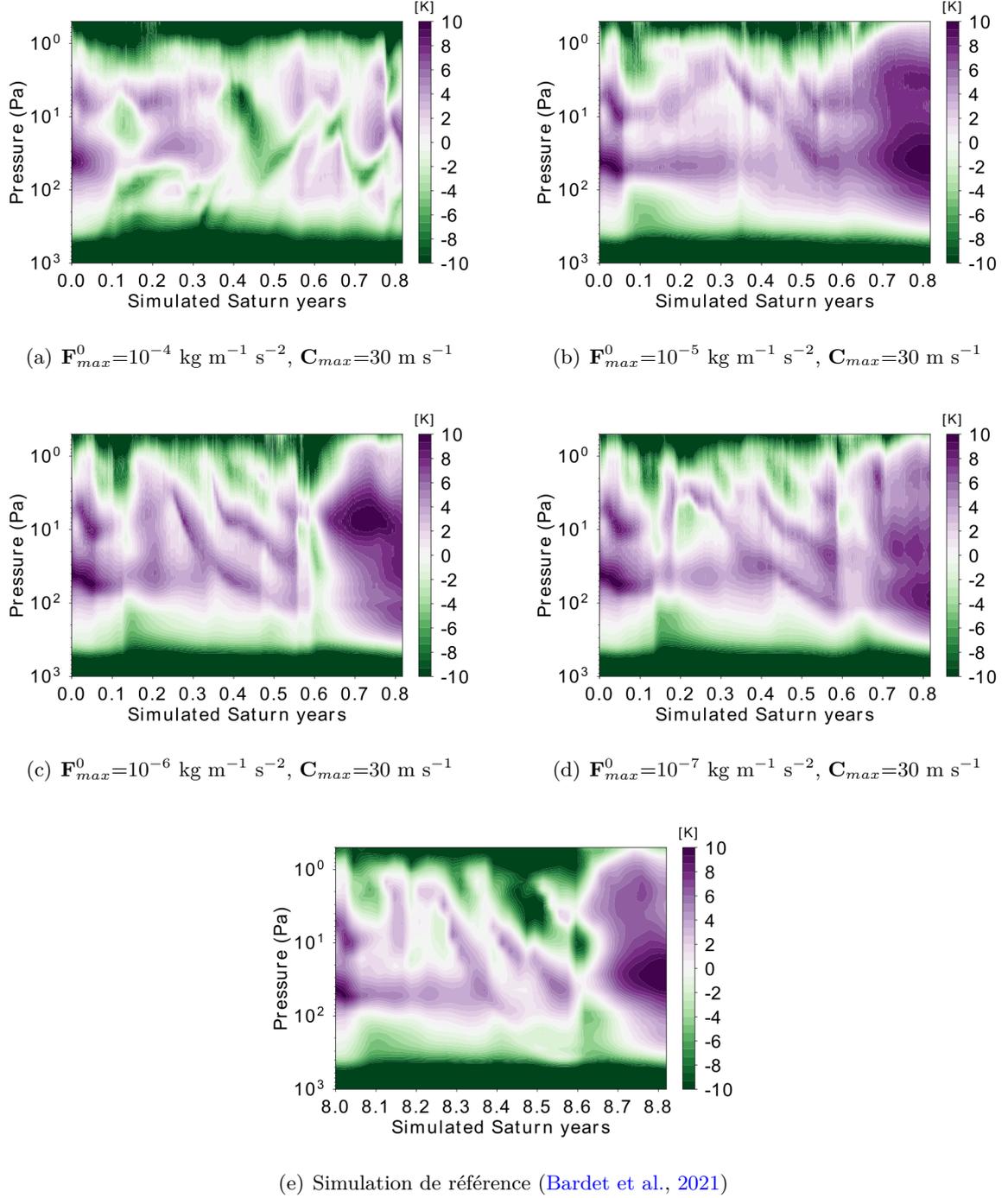


FIGURE VI.4 – *Variations de F_{max}^0* : Comparaison des structures verticales des anomalies de température par rapport à la température moyenne de la simulation de référence (140 K) à l'équateur pour une gamme de valeurs maximales du flux d'Eliassen-Palm comprises entre 10^{-4} et $10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ afin d'encadrer largement la valeur estimée à $7 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ par Guerlet et al. (2018) à partir des observations de température.

La vitesse de phase des ondes de gravité non-orographiques

Suivant le même raisonnement que celui mené pour l'oscillation équatoriale de vent à la section VI.3.1, je me suis focalisée sur l'influence de la vitesse de phase des ondes de gravité sur la structure verticale du champ de température équatorial pour les deux valeurs de \mathbf{F}_{max}^0 retenues par l'étude sur le champ de vent zonal ($10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et $10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$).

Une vue d'ensemble sur la série de simulation test de la figure VI.5 m'apprend que la valeur de la vitesse de phase des ondes de gravité agit subtilement sur la structure de la température équatoriale.

Cas $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ L'augmentation de la vitesse de phase des ondes de gravité implique une augmentation du nombre d'anomalies chaudes descendantes autour de 0,5 année Saturne ainsi que de leur intensité.

En effet, une vitesse de phase des ondes de gravité de 15 m s^{-1} engendre une petite phase de descente d'anomalie chaude de température de 2 jusqu'à 10 Pa entre 0,5 et 0,6 année Saturne, alors qu'une vitesse de phase deux fois plus importante implique deux descentes d'anomalie chaude sur la même période. Avec une vitesse de phase de 70 m s^{-1} , ces deux anomalies de température descendantes sont plus marquées, et atteignent une amplitude maximale de 8 K.

De plus, l'origine de ces anomalies s'effectue à une pression légèrement plus importante. Alors que les simulations F-5C15x04 et F-5C30x04 montraient une émergence d'anomalie chaude à 2 Pa, la simulation F-5C70x04 induit une origine de ces anomalies chaudes située à 5 Pa, ce qui conduit à une descente moins rapide, plus douce de l'anomalie de température au cours de la période 0,5 et 0,6 an.

Enfin, la simulation avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et $\mathbf{C}_{max}=100 \text{ m s}^{-1}$ montre la plus grande extension verticale de la descente de l'anomalie chaude en milieu de l'année Saturne simulée. À 0,3 an, une première anomalie chaude de température apparaît à 2 Pa et suit une propagation vers le bas jusqu'à atteindre une pression de 100 Pa à 0,6 année Saturne. Celle-ci est suivie d'une phase froide de température très timide et coupée par une zone de température légèrement chaude à 4 Pa à 0,45 année. Puis vient ensuite une seconde anomalie de température chaude descendante, qui naît à 2 Pa entre 0,4 et 0,5 an et descend jusque 10 Pa à 0,6 année Saturne.

Les principaux avantages de l'utilisation de $\mathbf{C}_{max}=100 \text{ m s}^{-1}$ sont une descente des anomalies de température étendue, qui s'effectue sur deux décades de pression, ainsi que le "retour" d'une phase froide de l'oscillation équatoriale de température. En revanche, l'inconvénient est que l'amplitude des anomalies de température tombe à seulement $\pm 3 \text{ K}$, bien loin de l'amplitude de 20 K observée par Cassini/CIRS (Orton et al., 2008; Fouchet et al., 2008; Guerlet et al., 2018).

Cas $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ Dans les simulations comportant un flux de quantité de mouvement des ondes de gravité moindres, la variation de la vitesse de phase maximale de ces ondes modifie la structure de la descente des anomalies de température chaudes au milieu de l'année simulée, et non leur nombre.

Par rapport à la simulation F-6C30x04 (figure VI.4(c)), la diminution par deux de la vitesse de phase des ondes de gravité implique une diminution de l'anomalie de température, passant de 8 à 3 K (figure VI.5(b)). Également, le commencement de la descente de l'anomalie chaude est décalé dans le temps. Alors que pour une vitesse de phase des ondes de gravité de 30 m s^{-1} , l'anomalie de température amorçait sa descente presque immédiatement après son apparition à 0,2 année pour une pression de 2 Pa, la simulation F-6C15x04 montre un épisode de "plateau" avec une légère remontée entre 0,2 et 0,3 année avant le début de la descente. Dans les deux cas, la descente de l'anomalie chaude se termine à 100 Pa autour de 0,5, ce qui implique une vitesse de propagation vers le bas plus importante pour une vitesse de phase des ondes de gravité plus faible.

Pour les simulations à $\mathbf{C}_{max}=70 \text{ m s}^{-1}$ et $\mathbf{C}_{max}=100 \text{ m s}^{-1}$, l'anomalie de température chaude entre 0,2 et 0,6 année vue dans les simulations à vitesse de phase plus faible voit sa descente abrégée à 4 Pa pour F-6C70x04 et à 10 Pa pour F-6C100x04 mais son amplitude élevée à 7 K pour ces deux simulations (figures VI.5(d)).

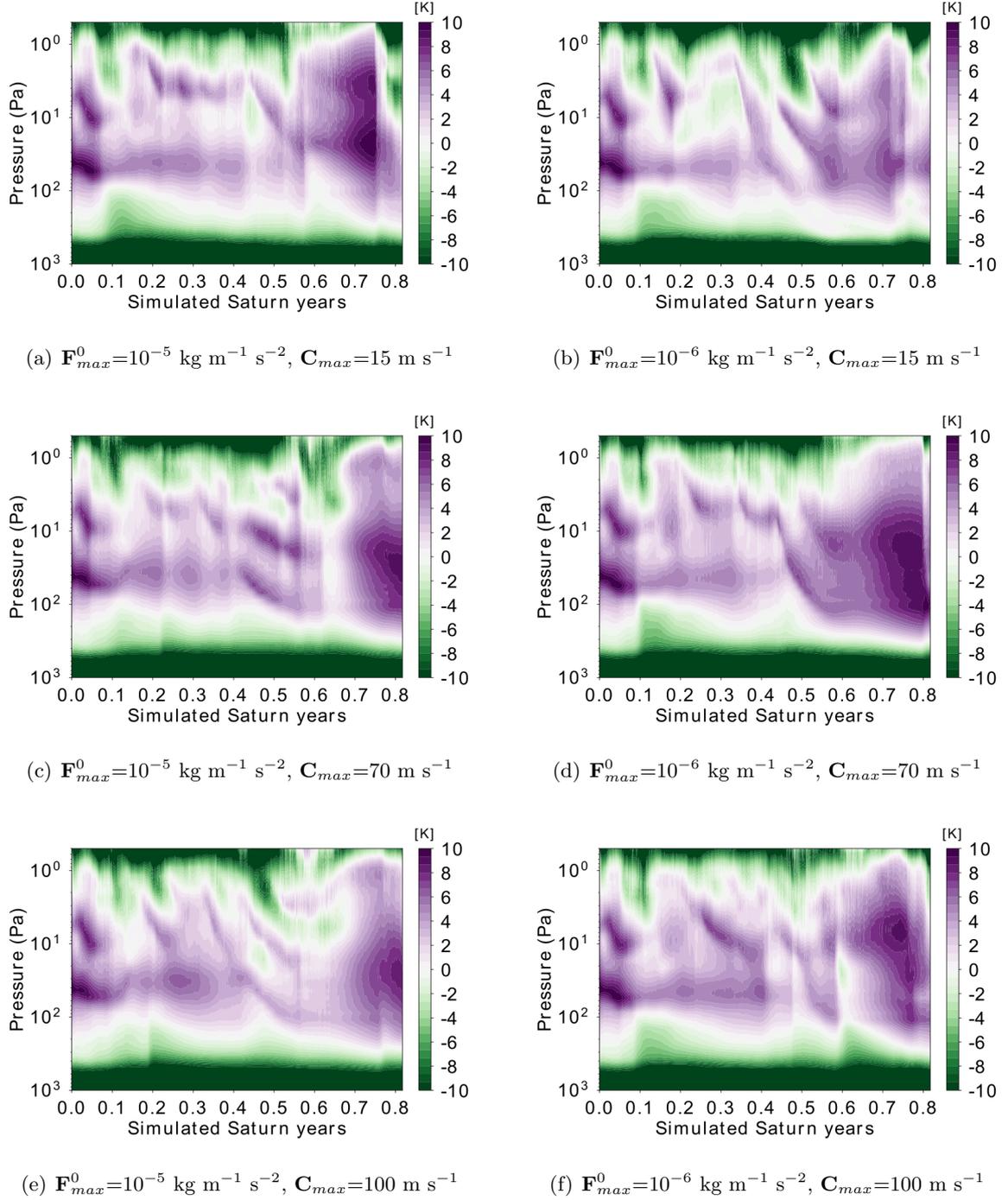


FIGURE VI.5 – *Variations de \mathbf{C}_{max}* : Comparaison des structures verticales des anomalies de température par rapport à la température moyenne de la simulation de référence (140 K) à l'équateur pour des valeurs maximales de vitesse de phase des ondes de 15, 30 et 100 m s^{-1} pour deux valeurs de \mathbf{F}_{max}^0 retenues ($10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et $10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$).

Enfin, sur l'ensemble de ces simulations tests, l'anomalie chaude s'étendant sur l'ensemble de la stratosphère à la fin de l'année simulation est toujours présente, quelque soit la valeur maximale accordée à la vitesse de phase des ondes de gravité, seule son amplitude varie de 5 K pour F-6C15x04 à 10 K pour F-5C15x04 et F-6C70x04.

VI.3.3 Ondes de gravité et interaction ondes – écoulement moyen

Les perturbations de la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale de vent et de la phase chaude de l'oscillation équatoriale de température suite à l'implémentation des ondes de gravité non-orographiques résultent d'une modification de l'accélération par les ondes appliquée à l'écoulement moyen.

En effet, l'ajout d'une nouvelle source de flux de quantité de mouvement transportée par les ondes implique une modification de la divergence du flux d'Eliassen-Palm global, comportant celui des ondes planétaires précédemment étudié en chapitres III et IV et celui des ondes de gravité nouvellement considérée.

Une caractéristique partagée par l'ensemble de la série de tests réalisés avec la paramétrisation des ondes de gravité est la stabilisation du profil d'accélération par les *eddies* (figure VI.6).

Alors que la simulation de référence sur 61 niveaux verticaux montrait plusieurs zones de forçage vers l'est confinées verticalement, les simulations F-5C30x04 et F-6C30x04 avec les ondes de gravité sous-maille montrent, pour la région de l'atmosphère considérée, une seule zone de forçage vers l'est de grande extension verticale, presque deux fois plus grande que celle de la simulation de référence (figures VI.6(b) et VI.6(c)). Ce lissage vertical dans le forçage par les ondes se retrouve de façon plus subtil quand il s'agit de la phase vers l'ouest, et ce pour toutes les simulations considérées.

Grâce à ce diagnostic, je suis également en mesure d'expliquer les comportements du vent zonal moyen suivant la valeur de la traînée des ondes de gravité choisie. En effet, la simulation à $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-4}$ kg m⁻¹ s⁻² présente les mêmes variations d'accélération vers l'ouest par les *eddies* entre 1 et 3 Pa que la simulation de référence, mais avec une accélération vers l'est très faible de 3 à 7 Pa, plus de deux fois inférieure à celle de la simulation de référence qui montre un forçage de l'écoulement moyen déjà en défaveur de la phase vers l'est.

Au contraire, les simulations avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻² et $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² dépeignent un profil de forçage de l'écoulement moyen par les *eddies* très similaires, avec une amplification par 3 du forçage vers l'est en 2 et 4 Pa et justifie l'intensification de la phase vers l'est de F-6C30x04 notamment.

Enfin, toutes les simulations avec les ondes de gravité montrent une asymétrie verticale dans le forçage de l'écoulement moyen. À l'exception de la simulation F-7C30x04 dont l'amplitude des accélérations est à équivalente sur l'ensemble de la couche, les trois autres simulations montrent des accélérations par les *eddies* très faibles pour des pressions supérieures à 12 Pa alors que à ces mêmes pressions la simulation de référence gardait des amplitudes de forçages de 2×10^{-5} m s⁻². Il s'agit d'une caractéristique pouvant expliquer le confinement de l'oscillation équatoriale (quand elle existe) dans les hautes couches de la stratosphère malgré l'enrichissement du spectre d'ondes à l'origine du forçage du vent zonal moyen, dont on espérait une amélioration quant à l'extension de la propagation vers le bas de la structure empilée des jets à l'équateur.

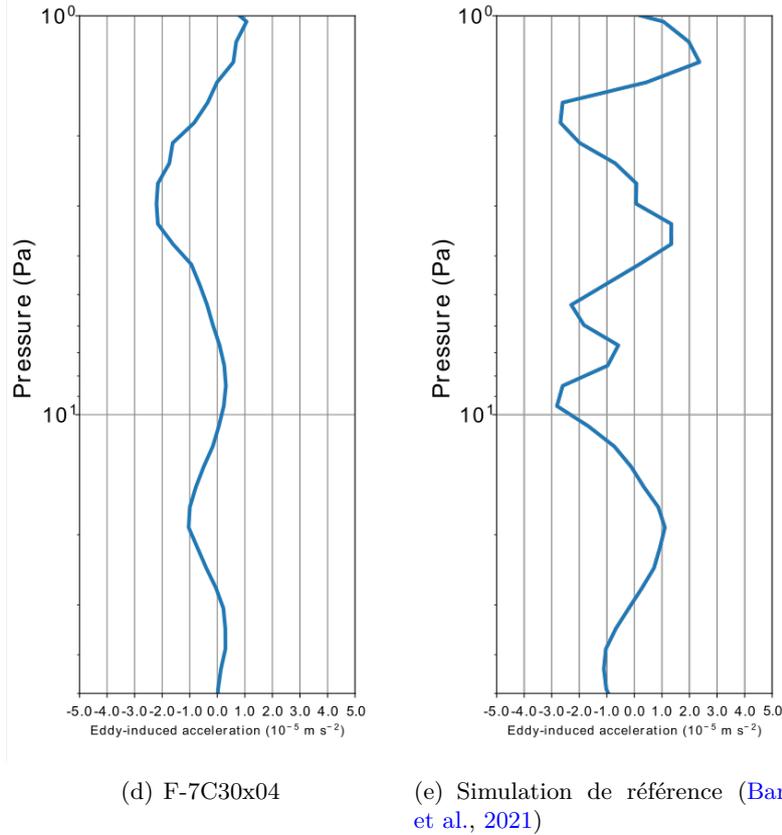
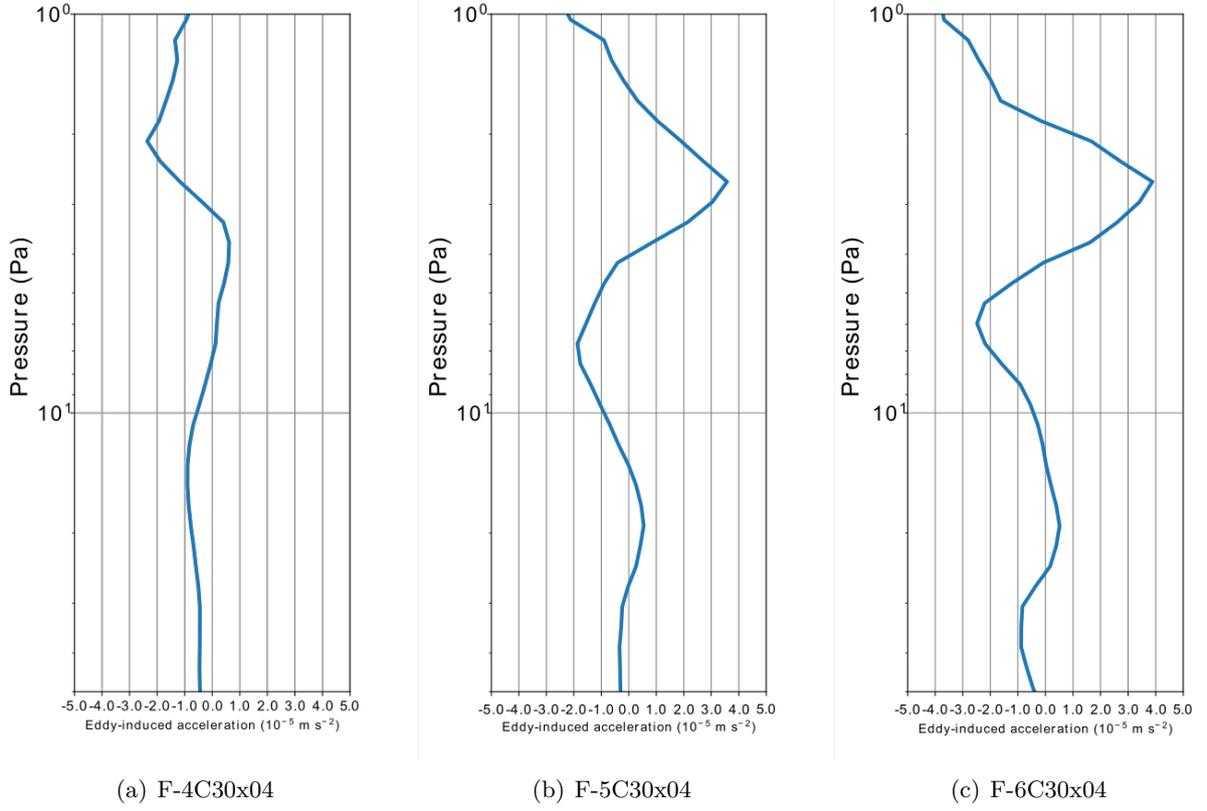


FIGURE VI.6 – Variations de F_{max}^0 : Comparaison des profils d'accélération par les eddies en formalisme TEM (terme II de l'équation III.3) moyennés entre 0,35 et 0,45 année Saturne pour identifier le type de forçage responsable de l'existence (ou non) de la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale pour une gamme de valeurs maximales du flux d'Eliassen-Palm comprises entre 10^{-4} et 10^{-7} $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ afin d'encadrer largement la valeur estimée à 7×10^{-6} $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ par Guerlet et al. (2018) à partir des observations de température.

VI.4 Ondes de gravité et variations inter-hémisphériques

La paramétrisation que j'ai utilisée pour tenter d'améliorer le forçage vers l'est de l'oscillation équatoriale représentée dans le GCM DYNAMICO-Saturn est appliquée à l'ensemble de la planète. De ce fait, la traînée du paquet d'ondes de gravité non-orographiques peut avoir un effet sur l'ensemble de la stratosphère de Saturne, et ainsi engendrer des variations sur le gradient méridien de température et sur la circulation inter-hémisphérique par rapport aux simulations de référence présentées aux chapitres IV et V.

Dans un premier temps, je vais me concentrer sur la dynamique moyenne zonale de la stratosphère de Saturne, en étudiant l'effet de la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques sur la structure méridienne et verticale des jets en bandes sur l'ensemble de la planète. Ensuite, je m'intéresserai à la structure méridienne du gradient de température global de la stratosphère de Saturne en fonction des différents paramètres contrôlant l'effet des ondes de gravité non-orographiques. Enfin, l'analyse concernant la circulation inter-hémisphérique sera abordée par ailleurs, en section VI.5, où la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques s'appliquera à une simulation haute résolution verticale – telle que la simulation sur 96 niveaux du chapitre V – nécessaire à l'obtention d'une circulation méridienne de grande échelle convenable.

VI.4.1 Ondes de gravité et structure méridienne du vent zonal

La structure de jets en bandes est le résultat d'instabilités baroclines et barotropes à travers la turbulence multi-échelle en cascade inverse d'énergie. L'ajout d'un nouveau type d'ondes atmosphériques, et par la même d'une nouvelle source de quantité de mouvement entrant en interaction avec l'écoulement moyen, devrait avoir un impact sur la turbulence et donc la structure méridienne des vents zonaux en bandes.

Variation de F_{max}^0

En s'intéressant à l'effet des différentes valeurs maximales pour le flux d'Eliassen-Palm des ondes de gravité non-orographiques sur la structure méridienne du vent zonal moyen (figure VI.7), il apparaît que la paramétrisation produit des modifications assez subtiles sur l'ensemble de la planète par rapport à la simulation de référence (figure VI.7(e)).

Moyennes et hautes latitudes nord Par exemple, sur l'ensemble de la gamme de F_{max}^0 choisie, la traînée des ondes de gravité non-orographiques engendre un décalage en latitudes du jets circumpolaire vers l'est dans l'hémisphère nord, autour de 60°N. En effet, la simulation de référence situe ce jets prograde entre 50°N et 60°N, alors que les simulations tests localisent le jets entre 60°N et 70°N. De plus, sauf pour la simulation F-4C30x04 (figure VI.7(a)), toutes les autres simulations avec la paramétrisation des ondes de gravité créent une légère diminution de la vitesse maximale de ce jet autour de 1 Pa, qui passe d'environ 150 m s⁻¹ pour la simulation référence à tout juste 100 m s⁻¹ pour la simulation F-5C30x04, F-6C30x04 et F-7C30x04 (figures VI.7(b), VI.7(c) et VI.7(d)).

Pareillement, le jet vers l'est situé aux moyennes latitudes nord, autour de 45°N, subit une modification de structure verticale sur l'ensemble de la salve de simulations tests. Dans la simulation de référence, ce jet en bandes est très restreint en altitude, et s'étend seulement jusque 10² Pa. À proximité de ce jet, toujours dans la simulation de référence, il existe un jet prograde situé entre 30 et 40°N, qui naît à 10² Pa et s'intensifie jusqu'au plafond du modèle. Une telle structure de jet pourrait résulter d'une cassure d'un jet étendu sur l'ensemble de la stratosphère suite à une perturbation dans le forçage par cascade inverse d'énergie des jets. En revanche, dans chacune des simulations tests, autour de 40°N, il existe un jet vers l'est occupant l'ensemble de la stratosphère, avec une vitesse de pointe à 150 m s⁻¹ pour le cas F-4C30x04 (figure VI.7(a)) et à 100 m s⁻¹ pour tous les autres cas (figures VI.7(b), VI.7(c) et VI.7(d)). Par ailleurs, pour les tests F-5C30x04, F-6C30x04 et F-7C30x04, il est intéressant de noter que plus l'amplitude maximale du flux d'Eliassen-Palm augmente, plus la bande de latitude occupée par le jet prograde centré à 40°N s'étale au sommet de la stratosphère modélisée. Notamment la simulation F-5C30x04 (figure VI.7(b)) entraîne un étalement jusque 20° de

latitude à 1 Pa alors que la simulation à F-7C30x04 un étalement de seulement 10° de latitude. Cela pourrait s'expliquer par une accumulation à hautes altitudes de quantité de mouvement vers l'est aux moyennes latitudes nord. Les ondes de gravité avec des vitesses de phases positives seraient peu filtrées à ces latitudes et à cette saison et provoquerait un élargissement du jet prograde par interaction entre ces ondes et l'écoulement moyen.

Sous l'ombre des anneaux Aux tropiques nord, le jet vers l'est sous l'ombre des anneaux est également sujet à une telle transformation. Ce jet initialement situé entre 15 et 20°N dont le sommet culminait à 10^2 Pa dans la simulation de référence, se voit étendu jusqu'au plafond du modèle, avec une intensification de 75 m s^{-1} de sa vitesse de propagation maximale aux plus hauts niveaux de la stratosphère modélisée dans l'ensemble des simulations tests. En outre, ce jet vers l'est occupe une bande de latitude très large au sommet de la stratosphère pour les simulations F-5C30x04, F-6C30x04 et F-7C30x04. L'élargissement de la bande de latitude occupée par le jet est d'autant plus prononcée que l'amplitude du flux d'Eliassen-Palm augmente, comme pour le jet prograde à 40°N . Cet élargissement devient si important dans la simulation F-5C30x04 (figure VI.7(b)) que le jet sous l'ombre des anneaux vient empiéter sur l'équateur et participe très certainement à la perturbation de la structure de l'oscillation équatoriale montrée en section VI.3.

Troposphère équatoriale Ce point de vue méridien global permet également de mieux visualiser la structure du vent zonal moyen autour de l'équateur. En effet, en section VI.3, je faisais remarquer que pour une valeur maximale du flux d'Eliassen-Palm des ondes de gravité égale à $10^{-4}\text{ kg m}^{-1}\text{ s}^{-2}$, la troposphère équatoriale était caractérisée par un jet équatorial rétrograde qui s'étendait progressivement dans la stratosphère équatoriale au cours de l'année Saturne simulée. Or, la figure VI.7(a) confirme effectivement la présence de ce jet rétrograde centré à l'équateur avec néanmoins une petite subtilité. En effet, le jet équatorial est très fin en latitude et est flanqué de deux jets vers l'est également très étroits en latitude s'étendant jusqu'à une pression de 10^2 Pa. De plus, le jet vers l'est tropical entre 15 et 20°S présent dans la simulation de référence semble avoir disparu pour le test F-4C30x04. Il pourrait simplement s'agir d'une migration des jets tropical sud et équatorial vers des latitudes plus au nord, et produirait ainsi l'arrêt de la super-rotation équatoriale dans la troposphère de Saturne.

Moyennes et hautes latitudes sud Enfin, concernant les moyennes et hautes latitudes sud, les ondes de gravité non-orographiques semblent avoir peu d'influence sur la structure des jets zonaux. La paramétrisation des ondes de gravité produit simplement une "fermeture" du jet prograde des moyennes latitudes sud (autour de 35°S) : j'entends par cette expression que le jet voit son intensité diminuer avec l'augmentation de l'altitude, ce qui est cohérent avec les observations (García-Melendo et al., 2009, 2011b; Fletcher et al., 2008; Read et al., 2009). L'altitude à laquelle la fermeture du jet s'opère varie en fonction de la quantité de mouvement maximale transportée par les ondes de gravité, sans pour autant avoir un lien linéaire l'un avec l'autre. En s'intéressant à la simulation F-4C30x04, avec la quantité de mouvement des ondes la plus importante, la fermeture du jet des moyennes latitudes sud s'effectue autour de 2×10^1 Pa, altitude bien inférieure à celle atteinte dans les simulations F-6C30x04 et F-7C30x04 à environ 1 Pa. De façon surprenante, la simulation F-5C30x04 montre un jet de moyenne latitude similaire à celui de la simulation de référence, s'étendant sur l'ensemble de la stratosphère sans présenter de diminution d'intensité avec l'augmentation de l'altitude.

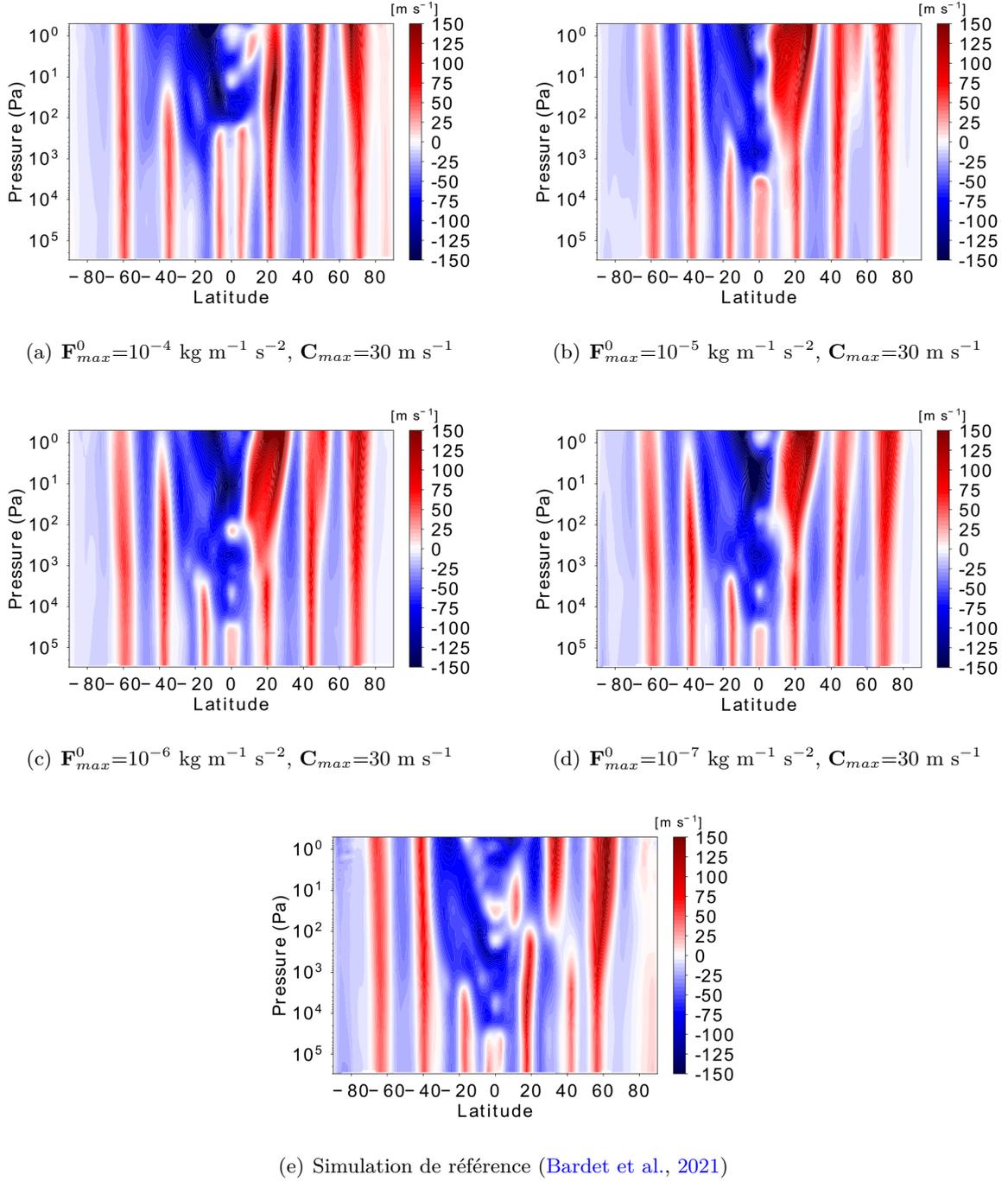


FIGURE VI.7 – Variations de F_{max}^0 : Comparaison avec la simulation de référence des structures méridiennes planétaires de la moyenne zonale du vent zonal des simulations tests avec la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques à $L_s=288^\circ$ (après 0,8 années Saturne simulées depuis le “restart” à 8 ans de la simulation de référence de Bardet et al. (2021)) pour une gamme de valeurs maximales du flux d’Eliassen-Palm comprises entre 10^{-7} et $10^{-4} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$.

Variation de C_{max}

Concernant la sensibilité à la valeur maximale de la vitesse de phase des ondes de gravité, toutes les simulations présentées en figure VI.8 dépeignent des jets vers l'est et vers l'ouest situés aux mêmes latitudes et d'amplitude équivalente. Ces simulations diffèrent uniquement au niveau du jet vers l'est associé à l'ombre des anneaux, tant par sa taille horizontale et verticale que par sa vitesse, et sur l'altitude de fermeture des jets progrades situés à 20°S et 40°S.

Sous l'ombre des anneaux Jusqu'à présent, lorsque le jet vers l'est corrélé à l'ombre des anneaux était à son maximum d'amplitude, celui-ci ne présentait aucune zone de diminution de vitesse avec l'augmentation de l'altitude (c'est-à-dire aucune zone de fermeture du jet). Cette étude sur la sensibilité à la vitesse de phase des ondes de gravité montre qu'il y a deux couple (F_{max}^0, C_{max}) pouvant influencer la structure verticale de ce jet à son paroxysme. En exemple, je citerais la simulation F-5C15x04 et F-6C100x04 (figures VI.8(a) et VI.8(f) respectivement).

Avec un flux d'Eliaassen-Palm fixé à $F_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻², la vitesse de phase minimale induit une forte diminution de taille de ce jet en latitude, passant d'environ 30° de latitude pour une vitesse de phase maximale à 30, 70 ou 100 m s⁻¹ (figure VI.7(b), VI.8(c), VI.8(e)) à une largeur de seulement 10° de latitude pour une vitesse de phase maximale des ondes égale à 15 m s⁻¹.

De plus, la vitesse maximale de ce jet est également déplacée en latitude pour cette même série de test. Sur l'ensemble des tests réalisés avec $F_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻², seule la simulation réglée avec une vitesse de phase maximale des ondes à 15 m s⁻¹ montre un cœur circulaire et parfaitement défini pour le jet des anneaux, situé entre 5×10^1 et 2×10^2 Pa. Au contraire, pour toutes les autres simulations à $F_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻², et également la simulation de référence (figure VI.7(e)), le maximum d'amplitude du jet des anneaux se trouve au plus haut dans la stratosphère, au plafond du modèle, et suggère une accumulation d'énergie des perturbations de petite échelle (par bruit numérique). L'ajout de la paramétrisation des ondes de gravité a amplifié l'intensité de cette accumulation d'énergie, et par ailleurs l'augmentation de la vitesse de phase des ondes de gravité agrandit la couche atmosphérique dans laquelle se produit l'accumulation, au point d'atteindre une pression de 2×10^1 Pa pour $C_{max}=100$ m s⁻¹ (figure VI.8(e)). Une telle structure verticale dans un jet est symptomatique d'une résolution verticale trop grossière ne permettant pas l'absorption des ondes et turbulences de petite échelle résultant à une accumulation d'énergie au plafond du modèle.

Par opposition, lorsque le flux d'Eliaassen-Palm fixé à $F_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² l'augmentation de la vitesse de phase maximale des ondes de gravité participe à déplacer l'amplitude maximale du jet des anneaux vers les couches inférieures de la stratosphère, permettant pour $C_{max}=100$ m s⁻¹ la fermeture du jet et inhibant l'accumulation de bruit numérique au plafond du modèle (figure VI.8(f)).

Troposphère équatoriale Précédemment, j'ai montré que l'unique simulation reproduisant un jet troposphérique à l'équateur s'étendant jusqu'à la tropopause ($\approx 5 \times 10^3$ Pa) est la simulation F-5C30x04, où $F_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻² et $C_{max}=30$ m s⁻¹ (figure VI.7(b)). Avec cette étude de sensibilité à la vitesse de phase des ondes, il est remarquable qu'un tel jet est également présent dans la simulation test F-5C15x04, présentant la même valeur de flux d'Eliaassen-Palm mais avec une vitesse de phase maximale pour les ondes de gravité diminuée de moitié (figure VI.8(a)) mais pas dans les simulations F-5C70x04, où $C_{max}=70$ m s⁻¹ et F-5C100x04 où $C_{max}=100$ m s⁻¹ (figures VI.8(c) et VI.8(e)).

Cela implique qu'il y a une limite haute dans la valeur maximale de la vitesse de phase des ondes de gravité permettant l'obtention d'un jet équatorial prograde limité par la tropopause. Dans ce cas, cela suggère qu'il y a des vitesses de phase d'onde privilégiées dans l'absorption de la quantité de mouvement transportée par les ondes dans la troposphère permettant un intense forçage vers l'est.

Toutes les autres simulations test, y compris celles avec $F_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² et C_{max} variable, présentent un jet équatorial équivalent en intensité, dont le sommet varie seulement de quelques Pa. Ceci conforte l'idée d'une gamme de vitesse de phase des ondes de gravité qui favorise l'absorption des ondes par l'écoulement moyen et amplifie l'effet de l'augmentation "brutale" du flux d'Eliaassen-Palm. Effectivement, à vitesse de phase C_{max} fixe, il faut noter que la différence d'altitude du sommet du jet équatorial entre les simulations F-5C70x04 et F-6C70x04 n'est que d'une dizaine de Pascal en faveur de $F_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻², alors que la différence d'altitude du sommet du jet est de plus de 50

Pa entre F-5C30x04 et F-6C30x04 ou encore entre F-5C15x04 et F-6C15x04, toujours en faveur de $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$.

Une étude de sensibilité plus poussée devrait permettre de mieux caractériser cette limite haute de vitesse de phase des ondes impliquées dans le mécanisme d'émergence et de maintien du jet troposphérique équatorial.

Moyennes latitudes Concernant les latitudes extra-tropicales, la vitesse de phase des ondes de gravité modifie peu la structure des jets en bandes de l'atmosphère de Saturne.

En détaillant ces coupes, le jet prograde proche de 40°S semble également sujet à une absorption préférentielle des ondes de gravité en fonction de leur vitesse de phase. Ainsi, pour un flux d'Eliassen-Palm de $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, l'altitude de fermeture du jet vers l'est varie avec la vitesse de phase, mais de façon non-linéaire. En effet, entre les simulation F-5C100x04, F-5C70x04 et F-5C30x04, le sommet de ce jet augmente en altitude avec la diminution de la vitesse de phase maximale des ondes de gravité, jusqu'à atteindre le plafond du modèle pour $\mathbf{C}_{max}=30 \text{ m s}^{-1}$ (figures VI.8(e), VI.8(c) et VI.7(b) respectivement). La simulation avec $\mathbf{C}_{max}=15 \text{ m s}^{-1}$ présente finalement une diminution de l'altitude du sommet du jet jusque 2 Pa environ (figure VI.8(a)).

Un comportement similaire s'observe également pour la série de simulations avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, à ceci près que le maximum d'altitude de fermeture du jet est atteint pour une vitesse maximale des ondes de gravité à 70 m s^{-1} (figure VI.8(d)).

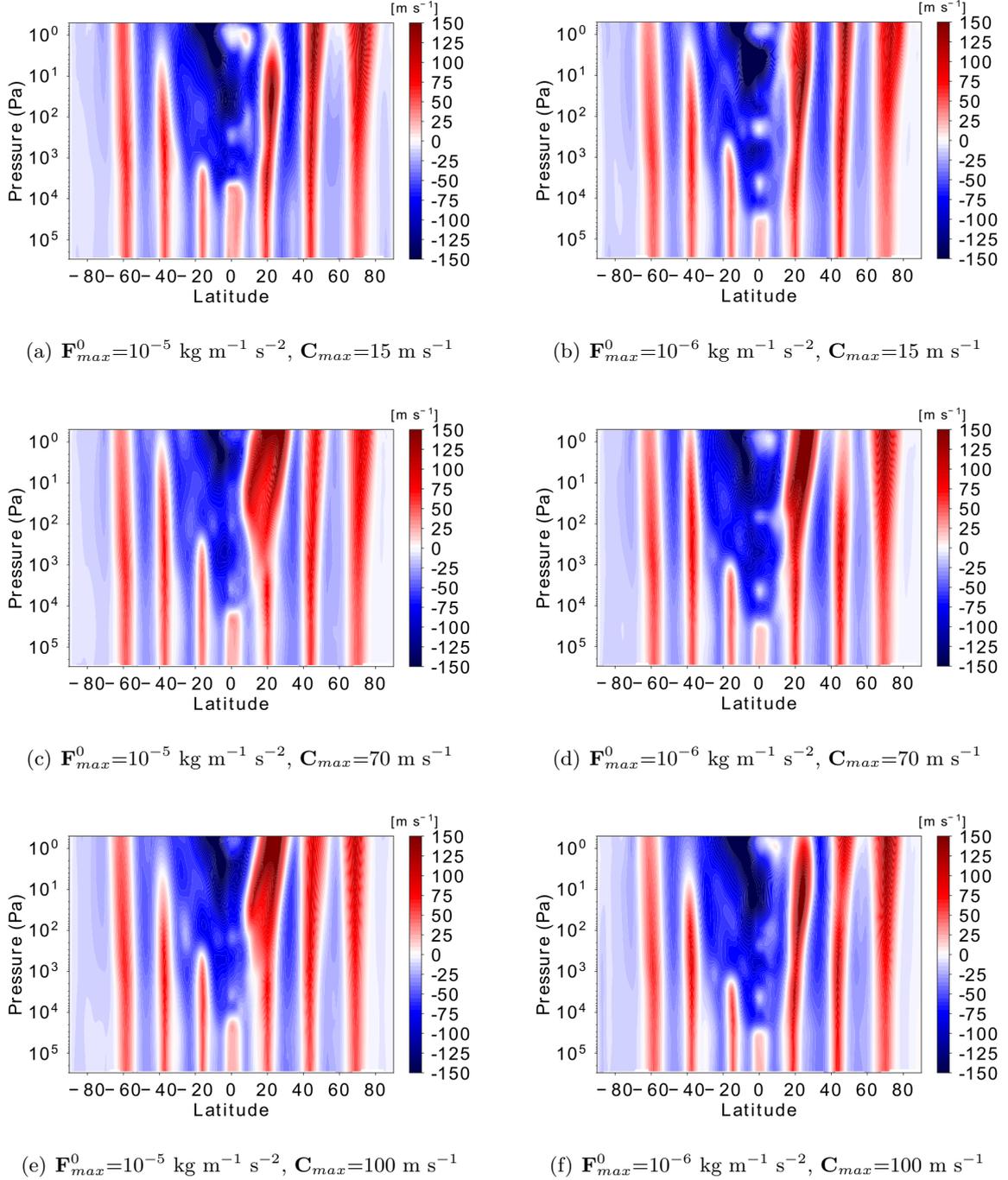


FIGURE VI.8 – *Variations de \mathbf{C}_{max}* : Comparaison avec la simulation de référence des structures méridiennes planétaires de la moyenne zonale du vent zonal des simulations tests avec la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques à $\text{Ls}=288^\circ$ (après 0,8 années Saturne simulées depuis le “restart” à 8 ans de la simulation de référence de [Bardet et al. \(2021\)](#)) pour des valeurs maximales de vitesse de phase des ondes de 15, 30 et 100 m s^{-1} pour les deux valeurs de \mathbf{F}_{max}^0 retenues 10^{-5} et $10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$.

VI.4.2 Ondes de gravité et gradient méridien de température

L'absorption par l'écoulement moyen d'un spectre enrichi d'ondes de gravité non-orographiques modifie également la structure méridienne de la température stratosphérique de Saturne. Cette modification se traduit par des modifications de la température moyenne et du gradient local de la température, mais également des modifications de variations saisonnières au cours de l'année.

À l'instar de l'étude menée au chapitre V, je vais par la présente section présenter une comparaison de la structure méridienne de la température entre les résultats des simulations tests de la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques avec les résultats de la simulation de référence sur 61 niveaux verticaux (Bardet et al., 2021), le modèle radiatif-convection sur 61 niveaux verticaux également (Guerlet et al., 2014), ainsi qu'avec les observations de Cassini/CIRS (Flasar et al., 2005; Guerlet et al., 2009, 2011; Fletcher et al., 2007, 2008; Fletcher et al., 2010; Fletcher et al., 2015; Sylvestre et al., 2015) et les observations de IRTF/TEXES.

Variation de F_{max}^0

D'un point de vue général, l'ensemble des simulations tests avec variation de l'amplitude maximale du flux d'Eliaassen-Palm des ondes de gravité montre des gradients méridiens globaux très proches de la simulation de référence et plutôt cohérent avec les observations, malgré un décalage d'environ 10 K trop chaud par rapport aux données, comme ce que j'ai déjà souligné au chapitre V (figures V.2(c), V.3(c), V.4(c) et V.5(c)). Néanmoins, quelques disparités sont apparues avec l'ajout de la paramétrisation dans le modèle DYNAMICO-Saturn, et ce quelle que soit la saison considérée.

À $Ls=310^\circ$ Pendant l'hiver nord, DYNAMICO-Saturn produit une température à peu près similaire aux observations entre 20 et 40°S et entre 20 à 30°N. En effet, les régions tropicales de la stratosphère de Saturne dépeignent des gradients méridiens de température assez plats sur ces bandes de latitudes (figure VI.9(a)) tant dans les sorties du GCM (avec ou sans paramétrisation) que dans les observations à visée nadir et aux limbes de Cassini/CIRS. Ceci n'est pas retrouvé dans le modèle radiatif-convectif et montre un gain considérable dans la modélisation des variations inter-hémisphériques de la température lorsque la dynamique globale entre en jeu (voir section V.3.2 du chapitre V).

À $Ls=10^\circ$ Au printemps, les régions polaires nord "profitent" de la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques pour décrire des températures moyennes bien plus en accord avec les observations aux limbes de Cassini/CIRS que la simulation de référence sur 61 niveaux verticaux (figure VI.9(b)).

De 45°N jusqu'au pôle, l'ensemble des simulations tests produisent une variation méridienne de température quasi-identiques, qui entoure à ± 5 K les valeurs de températures observées et le modèle radiatif-convectif. Là où la dynamique de la simulation de référence avait fait diverger le gradient de température de l'hémisphère nord, la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques a pallié la surestimation de 10 à 15 K de la simulation de référence par rapport aux observations et au modèle radiatif-convectif. Les ondes de gravité pourraient ainsi jouer un rôle décisif dans la dynamique polaire de l'hémisphère d'été.

En revanche, de 20 à 40°N, la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques a l'effet inverse par rapport aux régions de plus hautes latitudes nord. Les tropiques d'été nord sont sujets à une amplification de la surestimation de la température lorsque les ondes de gravité sont considérées dans la dynamique de Saturne. De façon très similaire, l'ensemble des simulations tests présente une variation sinusoidale très piquée en fonction de la latitude, centrée à 25-30°N. Cela produit une température 7 K trop chaude par rapport à la simulation de référence et 10 K trop chaude par rapport aux observations à la même localisation. Ce gradient de température tropicale présente une forme assez typique d'une accumulation de chaleur localisée, provenant d'une branche descendante de la circulation méridienne moyenne qui aurait été accentuée pour contraindre l'augmentation de vitesse du jet vers l'est sous l'ombre des anneaux sous l'effet de la traînée des ondes de gravité. Une étude plus approfondie de l'effet de cette paramétrisation des ondes de gravité sur la circulation méridienne générale est donc nécessaire pour comprendre cette particularité dans la structure thermique globale.

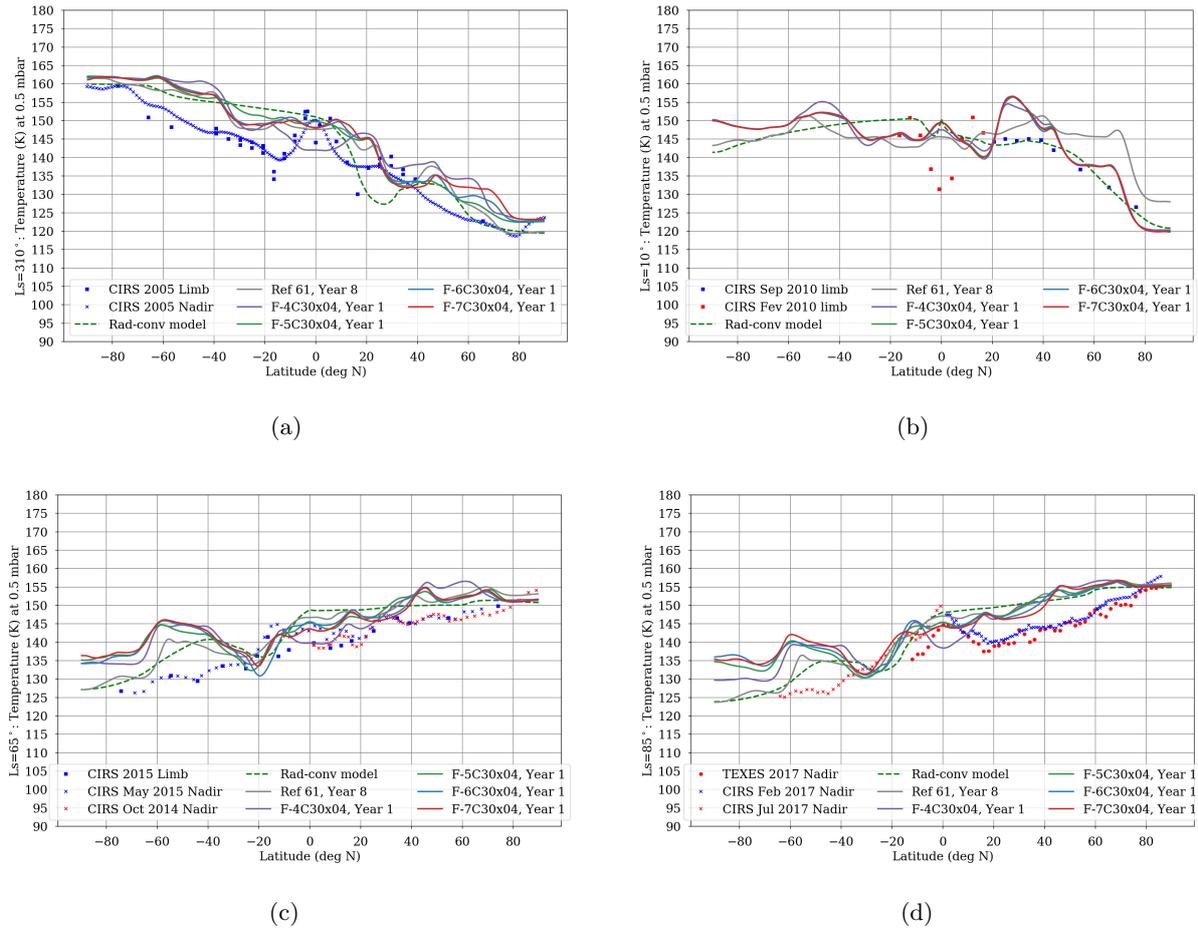


FIGURE VI.9 – Variation de F_{max}^0 : Comparaison des variations saisonnières température à 0,5 mbar (50 Pa), entre les observations Cassini/CIRS, la huitième année de la simulation de référence sur 61 niveaux verticaux par DYNAMICO-Saturn (girse), les simulations tests avec la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques pour une gamme de valeurs maximales du flux d’Eliassen-Palm comprises entre 10^{-7} et 10^{-4} $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ et le modèle radiatif-convectif à la *Guerlet et al. (2014)* (pointillés verts) à VI.9(a) $L_s=310^\circ$, VI.9(b) $L_s=10^\circ$, VI.9(c) $L_s=65^\circ$ et VI.9(d) $L_s=85^\circ$.

À ce niveau de pression de 50 Pa, la paramétrisation des ondes de gravité semble avoir peu (ou pas) d’effet sur la région équatoriale peu après l’équinoxe de printemps nord. Comme la simulation de référence, les simulations tests suivent presque exactement la structure méridienne de température du modèle radiatif-convectif, et ne capture pas du tout l’amplitude très marquée de l’oscillation équatoriale dans les observations de Cassini/CIRS.

La dernière remarque qui peut être faite pour $L_s=10^\circ$ est l’augmentation de l’anomalie de température aux moyennes latitudes sud quand les ondes de gravité non-orographiques sont implémentées dans la dynamique de Saturne. De la même manière qu’au niveau des tropiques nord, l’effet des ondes de gravité non-orographiques se traduit par une augmentation de 5 K environ répartie sur une gamme de latitude comprise entre 40 et 60°S par rapport à la simulation de référence (où cette anomalie était confinée autour de 55°S) et au modèle radiatif-convectif. Il est possible que la subsidence mise en avant dans la figure V.6(b) au chapitre V ait été amplifiée par la présence d’un paquet d’ondes de gravité non-orographiques conséquent. De plus, l’augmentation de la température s’accroît avec la latitude vers les latitudes australes pour les simulations tests : à partir de 60°S, le gradient méridien de la température dans l’hémisphère sud s’écarte de plus en plus de la référence et du modèle radiatif-convectif.

À $L_s=65^\circ$ Peu de distinctions peuvent être énoncées à la fin du printemps nord entre la simulation de référence et les simulations tests incluant la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques (figure VI.9(c)). Ici encore, la structure méridienne globale de chaque simulation test est cohérente avec la simulation de référence et présente toujours un décalage global de température de 10 à 15 K trop chaud par rapport aux observations de Cassini/CIRS, notamment des moyennes (supérieures à $\pm 30^\circ$) aux hautes latitudes.

Dans l'hémisphère nord, les latitudes situées entre $30^\circ N$ et $70^\circ N$ affichent un gradient méridien de température plutôt convexe, la variation méridienne de la température s'effectue selon une courbe arrondie vers les températures les plus chaudes autour de $50^\circ N$, alors que les observations présentent une température augmentant avec la latitude, avec une légère concavité centrée à $60^\circ N$. La surestimation de la température locale à $50^\circ N$ cumule à 10 K par rapport aux observations pour F-4C30x04, alors que l'ensemble des autres simulations (de références, tests et radiative-convective) montrent une surestimation de 5 K. L'augmentation de l'anomalie de température suggère que l'ajout de ce type d'ondes dans la circulation atmosphérique de Saturne pourrait influencer la saisonnalité de la branche descendante de la circulation méridienne, qui se manifeste par l'accumulation de chaleur par transport thermique à travers la circulation résiduelle moyenne.

Dans la région équatoriale, de $15^\circ S$ à $15^\circ N$, les simulations tests incluant la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques révèlent un gradient méridien de température qui s'éloigne des simulations radiative-convective et de référence, pour se rapprocher des observations Cassini/CIRS (figure VI.9(c)). Quelle que soit la valeur de F_{max}^0 considérée, la région équatoriale est régie par une température moyenne de 140 K, alors que la simulation de référence présentait une légère surestimation de 5 K et la simulation radiative-convective montrait une surestimation de la température de 10 K. À cette période de l'année, à 50 Pa, les ondes de gravité non-orographiques permettent un meilleur accord avec les observations, probablement grâce à la quantité de mouvement qu'elles transportent, qui par absorption (ou déferlement) ont modifié le profil de température équatoriale.

À $L_s=85^\circ$ À l'aube du solstice d'été nord, à $L_s=85^\circ$ (figure VI.9(d)), peu de modification de la structure méridienne de température est apportée par les ondes de gravité non-orographiques.

L'ensemble des simulations tests pour la valeur de F_{max}^0 produit des gradients méridiens de température qui restent très proches de la simulation de référence et de la simulation radiative-convective sur l'ensemble de la planète, voire amplifie les défauts déjà présents dans ces deux modélisations. L'influence de la quantité de mouvement transportée par les ondes de gravité dégrade donc légèrement la représentation du gradient méridien de température de Saturne.

Variation de C_{max}

Pour les sections portant sur la structure verticale à l'équateur et la structure méridienne de vent, j'ai testé la sensibilité à la vitesse de phase des ondes pour deux valeurs d'amplitude maximale du flux d'Eliassen-Palm transporté par les ondes de gravité, $F_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et $F_{max}^0=10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$. Or, je viens de montrer que les simulations tests dévoilent des gradients méridiens de température qui se superposent presque parfaitement, sur l'ensemble de la planète.

Dans un souci de concision, je ne m'intéresserai qu'aux simulations pour une amplitude maximale du flux d'Eliassen-Palm des ondes de gravité égale à $10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et $10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ respectivement, pour des valeurs de vitesse de phase des ondes de 15, 30, 70 et 100 m s^{-1} (VI.10). Ce choix se justifie après vérification et comparaison des gradients méridiens de température obtenus pour le même set de simulation avec $F_{max}^0=10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$.

Comparativement à la série de tests sur la variation du flux d'Eliassen-Palm, peu de modifications résultent de la variation de C_{max} . Ici, je ne dresse donc que les différences notables par rapport aux gradients thermiques de la figure VI.4.

À $L_s=310^\circ$ Pendant l'hiver nord, seule la simulation F-5C15x04 déroge au comportement de gradients méridiens de température assez plats sur ces bandes de latitudes entre 15 et 30° de latitude.

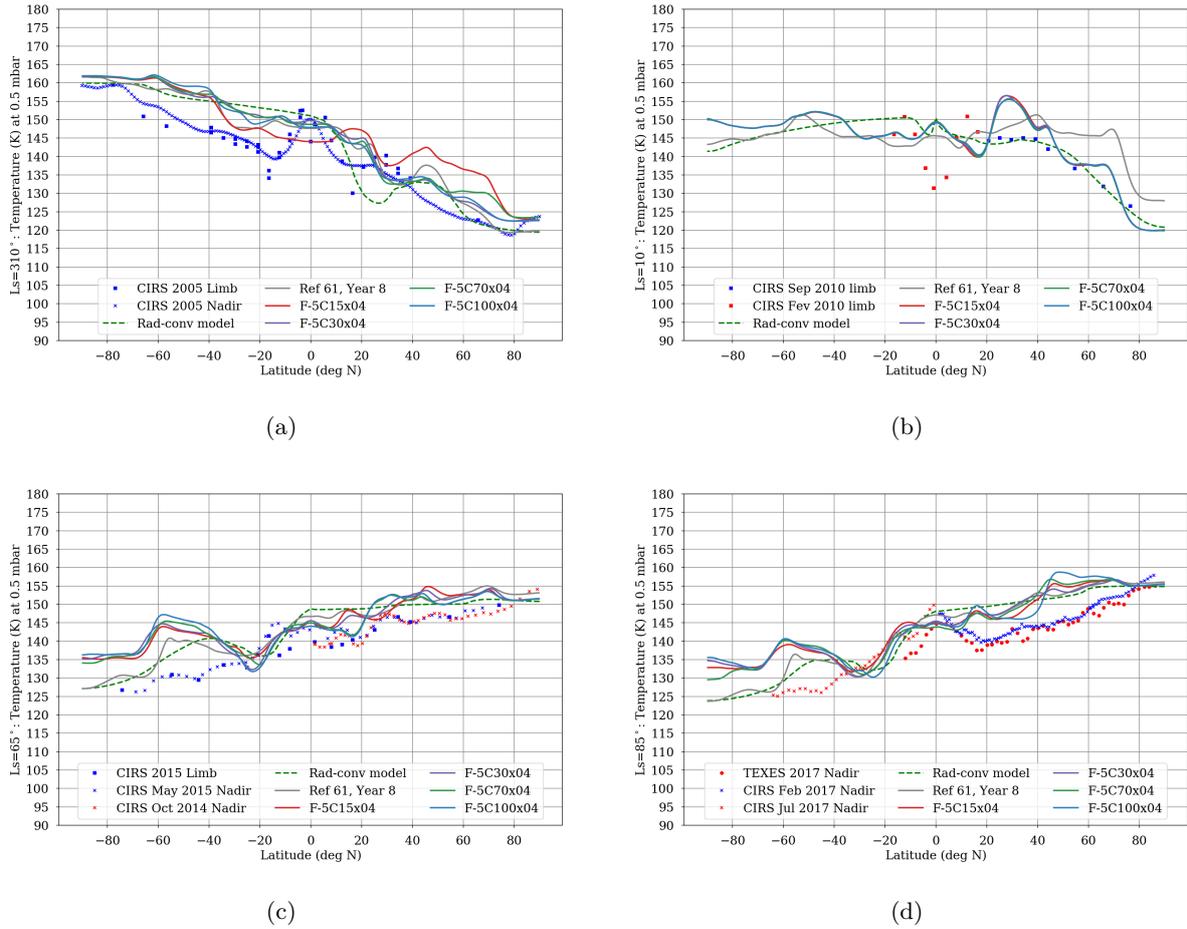


FIGURE VI.10 – *Variation de la vitesse de phase C_{max}* : Comparaison des variations saisonnières température à 0,5 mbar (50 Pa), entre les observations Cassini/CIRS, la huitième année de la simulation de référence sur 61 niveaux verticaux par DYNAMICO-Saturn (girse), la simulation test avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et le modèle radiatif-convectif à la *Guerlet et al. (2014)* (pointillés verts) à VI.10(a) Ls=310°, VI.10(b) Ls=10°, VI.10(c) Ls=65° et VI.10(d) Ls=85°.

À $L_s=10^\circ$ Ajuster la valeur de la vitesse de phase n'a eu aucun effet sur la structure du gradient méridien de température pendant le printemps nord (figure VI.9(b)) et conserve exactement les mêmes variations latitudinales que la série de simulations permettant le réglage de F_{max}^0 (figure VI.10(b)).

À $L_s=65^\circ$ À l'approche du solstice d'été, une seule région de l'atmosphère est influencée par la valeur de la vitesse de phase des ondes de gravité non-orographiques (figure VI.10(c)). Entre 10 et 20°N, deux simulations test F-5C15x04 et F-5C30x04 présentent une augmentation de la température (en pic) alors que les simulations F-5C70x04 et F-5C100x04 présente une variation concave de la température sur cette bande de latitude, et se rapproche au mieux des observations Cassini/CIRS à visée nadir. Ces deux valeurs de vitesse de phases maximale pour les ondes de gravité non-orographiques ($C_{max}=70$ ou 100 m s^{-1}) pourraient avoir un effet privilégié dans cette région de l'atmosphère de Saturne, qui se manifeste par une diminution de l'accumulation de chaleur sur la branche descendante de la cellule de circulation présentée en figure V.6(c) du chapitre précédent. Cette fameuse branche descendante est présente sur l'ensemble de l'année de Saturne, avec des variations saisonnières d'accumulation de chaleur suite au transport thermique par la circulation résiduelle moyenne. Les ondes de gravité pourraient avoir une influence sur la saisonnalité du transport thermique par la circulation de grande échelle.

De plus, comme à $L_s=10^\circ$ (figure VI.10(b)), et comme à $L_s=85^\circ$ (figure VI.10(d)), l'anomalie de température des moyennes latitudes sud se voit amplifiée par la présence des ondes de gravité non-orographiques à $L_s=65^\circ$. Cela confirme effectivement l'éventuel renforcement de la branche descendante des moyennes latitudes, transportant davantage de flux thermique.

L'effet de l'interaction entre l'écoulement moyen et les ondes de gravité non-orographiques dépend de la latitude et des saisons.

VI.4.3 Ondes de gravité et circulation inter-hémisphérique

Dans le chapitre V, j'ai montré qu'une grande part des anomalies de température dans le gradient méridien de la stratosphère de Saturne peut s'expliquer par la circulation méridienne de grande échelle.

Dans cette sous-section, je vais donc étudier la circulation méridienne saisonnière et notamment révéler l'effet de la traînée des ondes de gravité non-orographiques sur la dynamique globale de Saturne. Bien évidemment, au regard de la courte durée en année Saturne des simulations test, un lissage temporel par une moyenne sur plusieurs années (tel que je l'ai fait pour les figures des chapitres IV et V) ne peut être fait, et par conséquent, la circulation de grande échelle risque d'être plus bruitée ici.

Par ailleurs, il y a aussi la question de la résolution verticale. Les résultats présentés ici sont réalisés sur 61 niveaux verticaux, alors que la simulation permet l'étude et l'inter-connexion avec l'oscillation équatoriale comporte 96 niveaux verticaux. Il est fort possible que la circulation méridienne de la simulation de référence (i.e. sans ondes de gravité non-orographiques) ne corresponde pas à celle mise en évidence dans le chapitre IV pour cause d'une résolution verticale trop grossière, ne permettant pas la propagation optimale des ondes impliquées et moteur de la circulation inter-hémisphérique.

Néanmoins, pour une question de cohérence de comparaison, je définie comme jusqu'à présent la simulation sur 61 niveaux verticaux de Bardet et al. (2021) comme la simulation de référence, tout en cherchant les caractéristiques de la circulation inter-hémisphérique du chapitre IV, dont j'ai montré l'inter-connexion avec la périodicité de l'oscillation équatoriale .

Entre $L_s=70^\circ$ et $L_s=160^\circ$

La saison printanière nord (figure VI.11) présente des circulations méridiennes de grande échelle très variables selon l'importance du flux d'Eliassen Palm des ondes de gravité considéré.

La simulation test présentant la plus grande quantité de mouvement transportée par les ondes de gravité, $F_{max}^0=10^{-4} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, présente une circulation inter-hémisphérique singulière par rapport aux autres simulations (figure VI.11(a)). En effet, les latitudes extra-tropicales (au delà de 20°) sont régies par une succession de petites cellules de circulation, dont le sens de circulation alterne l'une à la suite des autres, avec un flux de masse assez équivalent d'une cellule de circulation à l'autre (modulo le signe du flux de masse, indiquant le sens du transport).

La région équatoriale est quant à elle sujette à un mouvement général des tropiques d'été nord au tropiques d'hiver sud assez bruyé, turbulent, entre 10^3 et 10^2 Pa. Par rapport aux hautes latitudes, le flux de masse transporté dans la région tropicale est un peu plus faible, de l'ordre de -10 Pa m s⁻¹ contre -30 Pa m s⁻¹ au delà de 60° de latitude.

Mise à part cette circulation d'amplitude plus faible à l'équateur qu'aux latitudes extra-tropicales, le transport général des tropiques d'été vers les tropiques d'hiver est assez cohérent avec la saisonnalité de la circulation inter-hémisphérique vue au chapitre IV (figure IV.2), qui présente le même type de transport dans la région équatoriale et rappelle la circulation de Brewer-Dobson terrestre. Pour cette simulation test, l'ajout d'une nouvelle source de quantité de mouvement ne semble avoir influencé que la puissance du flux de masse des hautes latitudes et non le flux de masse global de la zone équatoriale. Même si la circulation résiduelle moyenne est plus sinuëuse, elle reste cohérente avec à la saison considérée.

A *contrario*, la simulation test avec une amplitude du Flux d'Eliassen-Palm des ondes de gravité non-orographiques de $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻² présente une circulation plutôt équinoxiale alors que les dates choisies encadrent le solstice d'été nord (figure VI.11(b)). La circulation obtenue dans ce cas se résout en deux cellules de circulation, de sens inverse, avec des flux de masse équivalents, partageant une unique ascendance centrée très proche de l'équateur, à 5° N environ, dont les branches descendantes se situent aux tropiques. Il s'agit tout bonnement d'une circulation qu'il est commun de retrouver aux équinoxes de printemps et d'automne nord (figures IV.2(c) et IV.2(g)). En comparant avec la simulation de référence (figure VI.11(e)), j'obtiens une circulation très similaire avec le test à $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻², où la cellule équateur – pôle nord est simplement mieux définie sur la verticale, et avec des flux de masse vers les pôles plus importants que dans le cas de référence. Un tel réglage de la paramétrisation des ondes de gravité dans le modèle renforce juste la circulation pré-existante pendant la saison estivale.

Néanmoins, lorsque l'amplitude de la quantité de mouvement transportée par les ondes de gravité est inférieure à 10^{-5} kg m⁻¹ s⁻², la circulation résiduelle moyenne se comporte de façon étonnante. Par exemple le test à $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² montre une cellule de circulation de deux décades de pression d'extension verticale, prenant son ascendance aux tropiques d'été nord et décrivant une subsidence sur l'équateur (figure VI.11(c)). De façon symétrique par rapport à l'équateur, mais avec une extension verticale bien moindre (de seulement une décade de pression) et avec un flux de masse transporté très faible (de l'ordre de 5 Pa m s⁻¹), cette simulation test possède également une cellule de circulation allant des tropiques d'hiver sud vers l'équateur. Dans cette configuration de la paramétrisation des ondes de gravité, l'équateur est une région de convergence de la circulation résiduelle moyenne, comportement exotique par rapport à ce qui est connu des circulations inter-hémisphériques saisonnières.

Deux possibilités d'interprétation s'offrent alors, soit la paramétrisation a bouleversé la saisonnalité et surtout le mécanisme de la circulation type Brewer-Dobson, soit la cellule tropiques nord – équateur est une manifestation timide d'un transport trans-équatorial entre l'hémisphère d'été vers l'hémisphère d'hiver qui n'est pas complètement ou correctement établi sur cette année précise, et qui mériterait une moyenne sur plusieurs années simulées de Saturne pour s'éclaircir.

Enfin, la simulation avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-7}$ kg m⁻¹ s⁻² dépeint une circulation trans-équatoriale de faible intensité (à peine 10 Pa m s⁻¹ en flux de masse) originaire des tropiques d'hiver sud vers les tropiques d'été (figure VI.11(d)). Une telle circulation pendant l'été nord semble invraisemblable.

Puisque Saturne est sujette à d'intenses variations d'insolation résultantes de son cycle saisonnier marqué, les tropiques d'été sont bien plus chaud que les tropiques d'hiver. Par ailleurs, la circulation de grande échelle se met en marche lorsqu'il y a d'importante différence de température d'une région à l'autre afin de répartir l'énergie uniformément sur l'ensemble de la planète. Une circulation des tropiques d'hiver vers les tropiques d'été impliquerait alors un refroidissement des tropiques d'hiver (déjà froids) et un chauffage des tropiques d'été déjà chauds. Cela amplifierait les déséquilibres thermiques et serait antithétique à l'homogénéisation énergétique de la planète.

Dans cette simulation, les ondes de gravité non-orographiques semblent avoir complètement bouleversé la circulation inter-hémisphérique, en allant à l'encontre du cycle saisonnier saturnien.

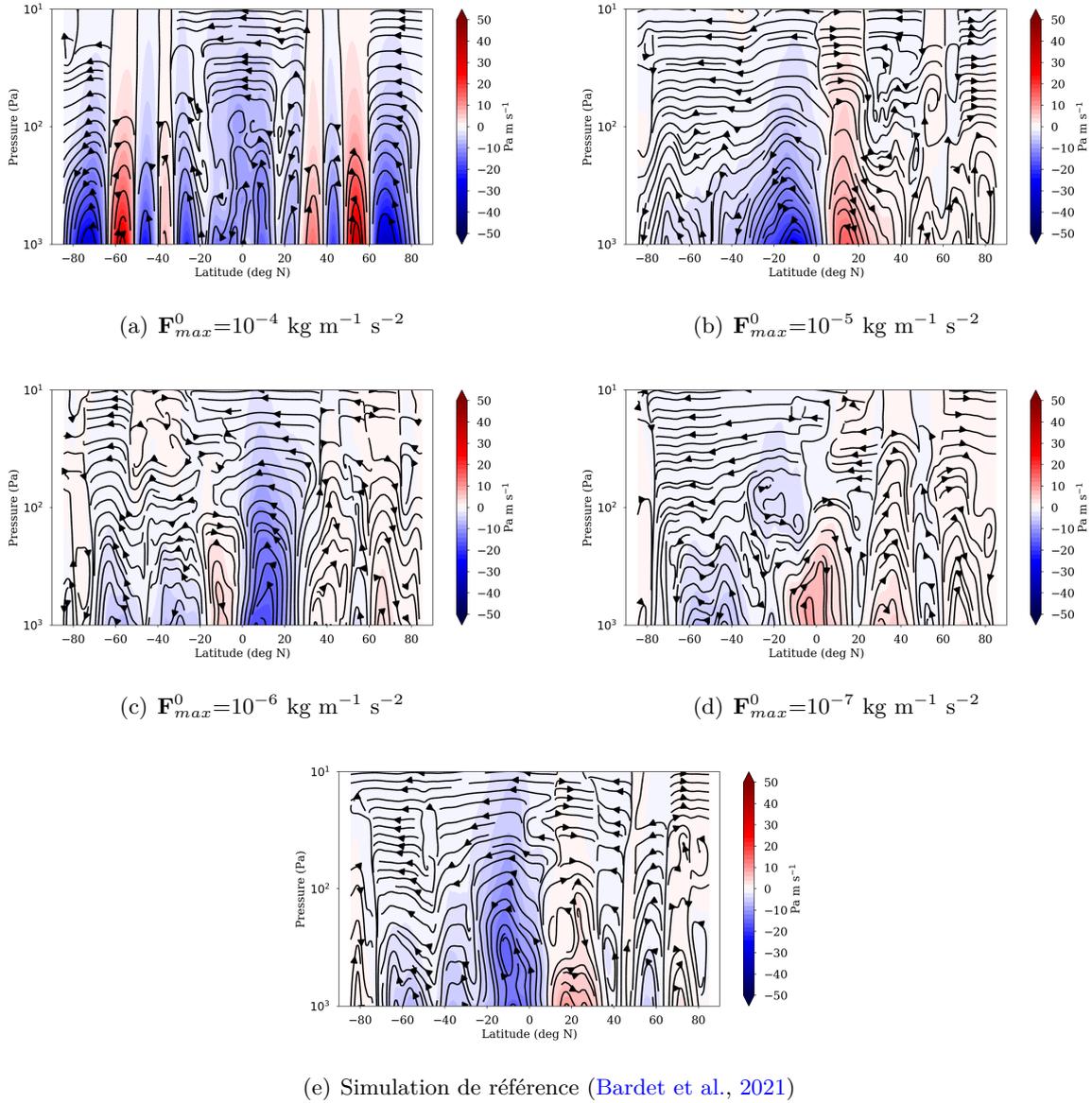


FIGURE VI.11 – Variations de F_{max}^0 : Comparaison des circulations méridiennes de grande échelle pendant l'été nord entre $Ls=70^\circ$ et $Ls=160^\circ$ pour une gamme de valeurs maximales du flux d'Eliassen Palm comprises entre 10^{-4} et $10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ afin d'encadrer largement la valeur estimée à $7 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ par Guerlet et al. (2018) à partir des observations de température. En couleur, la fonction de courant en formalisme de Moyenne Eulérienne Transformée (TEM) superposée à la circulation moyenne résiduelle ($\overline{v^*}$, $\overline{\omega^*}$ en lignes de courant) pour l'année Saturne simulée de chaque simulations test de la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques comparée à la huitième année de la simulation de référence de Bardet et al. (2021). La fonction de courant TEM est calculée en intégrant l'équation IV.1 vers le bas à partir du niveau supérieur en supposant que $\overline{v^*}$ était nul au-dessus de ce niveau (Seviour et al., 2012). Le signe de la fonction de courant en TEM définit la direction de la circulation : une valeur positive correspond à une circulation du sud vers le nord et une valeur négative correspond à une circulation du nord vers le sud. J'ai réalisé une moyenne glissante sur les latitudes (20 points de grille) pour lisser la dynamique à petite échelle et mettre en évidence la circulation moyenne résiduelle.

Entre $L_s=160^\circ$ et $L_s=250^\circ$

L'équinoxe d'automne nord est aussi fortement marqué par l'implémentation de la paramétrisation des ondes de gravité dans le GCM, l'ensemble des simulations tests expose une circulation résiduelle moyenne aux antipodes de la circulation résiduelle moyenne de la simulation de référence (figure VI.12(e)).

Comme pendant l'été nord, la simulation avec $F_{max}^0=10^{-4}$ kg m⁻¹ s⁻² (figure VI.12(a)) décrit une succession de fines cellules de circulation (sur des bandes de latitudes restreintes) alternant en sens et transportant un flux de masse équivalent en valeur absolue. Dans ce cas, la bande de latitude au plus près de l'équateur, à 5°N, est le sein d'une convergence, par subsidence partagée, des deux cellules de circulation tropicale.

Néanmoins, les autres simulations tests décrivent une circulation préférentiellement uni-cellulaire, c'est-à-dire avec une cellule plus intense en flux de masse transporté par rapport aux cellules des moyennes et hautes latitudes.

La circulation résiduelle moyenne de la simulation test avec $F_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻² s'établit en une unique cellule, des tropiques sud vers les tropiques nord et s'étire de 10³ à 10² Pa (figure VI.12(b)). Le flux de masse correspondant à cette cellule s'élève à environ 25 Pa m s⁻¹.

En dessous de $F_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻², la circulation résiduelle moyenne a un tout autre comportement (figures VI.12(c) et VI.12(d)). Ces deux simulations retracent une circulation trans-équatoriale, allant des tropiques sud vers les tropiques d'été avec un flux de masse transporté très proche, de l'ordre de -20 Pa m s⁻¹, dont l'extension verticale, la largeur de la cellule selon la latitude et l'intensité du flux de masse transporté augmentent avec l'amplitude maximale du flux d'Eliassen-Palm imposée par la paramétrisation.

Pour un flux de quantité de mouvement des ondes de gravité maximisée à 10⁻⁶ kg m⁻¹ s⁻², la cellule de circulation s'opère sur une gamme de latitude comprise en $\pm 30^\circ$ de latitude, centré autour de l'équateur. Dans les plus basses régions de la stratosphère présentées sur cette carte, entre 10³ et 10² Pa, cette cellule principale est scindée en deux sous-cellules de circulation transportant le flux de masse des latitudes nord vers les latitudes sud. À l'inverse, dans les hautes couches atmosphériques, entre 10² et 10¹ Pa, une cellule de circulation inverse (allant des latitudes sud vers les latitudes nord) surplombe la cellule trans-équatoriale et semble contribuer à la scission évoquée au-dessus.

La circulation pour $F_{max}^0=10^{-7}$ kg m⁻¹ s⁻² est similaire en comportement, à ceci près que la cellule de circulation trans-équatoriale se réduit à une bande de latitude de $\pm 10^\circ$ autour de l'équateur et plafonne à seulement 3×10^2 Pa. Dans cette configuration, la cellule dans le sens latitudes sud vers latitudes nord qui se situe juste au dessus de la cellule trans-équatoriale est davantage développée. Comprise entre 3×10^2 Pa et 10 Pa, elle encercle presque totalement la circulation nord-sud des basses couches de la stratosphère. L'augmentation du flux d'Eliassen-Palm des ondes de gravité amplifie ainsi la circulation nord-sud au détriment des circulations sud-nord des hautes couches de l'atmosphère.

Il est intéressant de noter qu'à cette saison, aucune valeur pour le flux d'Eliassen-Palm n'est en mesure de conduire à une circulation du type équinoxiale. En effet, la succession de fines cellules de circulation convergentes vers l'équateur ne correspond à aucune "phase" d'une circulation inter-hémisphérique saisonnière. Par ailleurs, les circulations uni-cellulaires et traversant l'équateur des tests à $F_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻², $F_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² et $F_{max}^0=10^{-7}$ kg m⁻¹ s⁻² sont équivoques à des circulations solsticiales, d'hiver sud pour F-5C30x04 et d'été nord pour F-6C30x04 et F-7C30x04, ce qui est complètement incohérent avec la circulation de la simulation de référence.

Sans paramétrisation des ondes gravité non-orographiques (figure VI.12(e)), la circulation résiduelle moyenne s'établit selon deux cellules de circulation, transportant de façon analogue le flux de masse de l'équateur vers les moyennes latitudes. Il s'agit d'un comportement caractéristique d'un renversement de circulation saisonnière aux équinoxes et correspond parfaitement à la circulation mise en lumière au chapitre IV (voir les figures IV.2(c) et IV.2(g)).

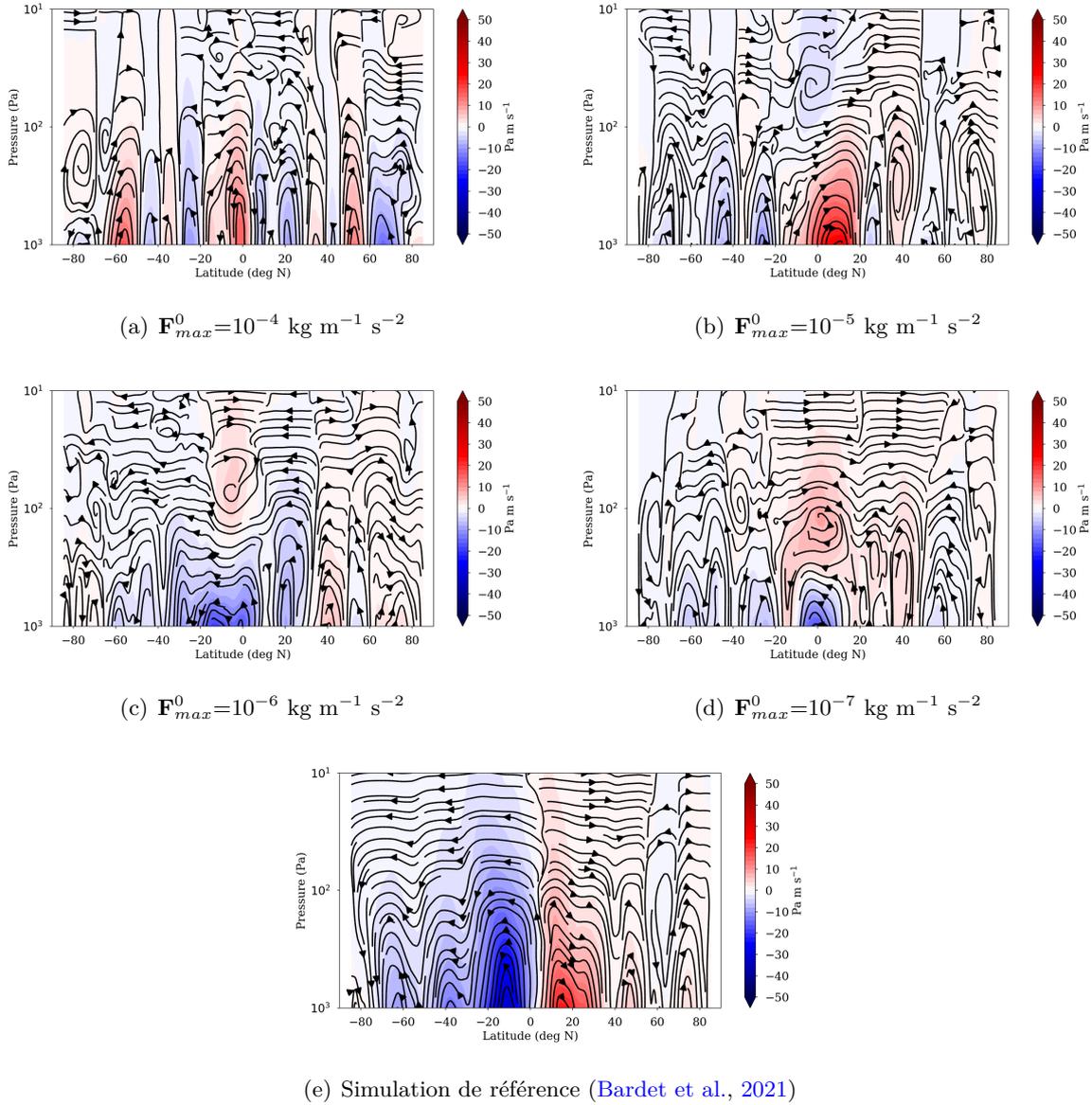


FIGURE VI.12 – Variations de F_{max}^0 : Comparaison des circulations méridiennes de grande échelle pendant l’automne nord entre $Ls=160^\circ$ et $Ls=250^\circ$ pour une gamme de valeurs maximales du flux d’Eliassen Palm comprises entre 10^{-4} et $10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ afin d’encadrer largement la valeur estimée à $7 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ par Guerlet et al. (2018) à partir des observations de température. En couleur, la fonction de courant en formalisme de Moyenne Eulérienne Transformée (TEM) superposée à la circulation moyenne résiduelle ($\overline{v^*}$, $\overline{\omega^*}$ en lignes de courant) pour l’année Saturne simulée de chaque simulations test de la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques comparée à la huitième année de la simulation de référence de Bardet et al. (2021). La fonction de courant TEM est calculée en intégrant l’équation suivante IV.1 vers le bas à partir du niveau supérieur en supposant que $\overline{v^*}$ était nul au-dessus de ce niveau (Seviour et al., 2012). Le signe de la fonction de courant en TEM définit la direction de la circulation : une valeur positive correspond à une circulation du sud vers le nord et une valeur négative correspond à une circulation du nord vers le sud. J’ai réalisé une moyenne glissante sur les latitudes (20 points de grille) pour lisser la dynamique à petite échelle et mettre en évidence la circulation moyenne résiduelle.

Entre $L_s=250^\circ$ et $L_s=340^\circ$

Finalement, pendant l'hiver nord, une majorité des simulations tests avec les ondes de gravité produit une circulation résiduelle moyenne cohérente avec la saison, la simulation de référence mais également la circulation relevée au chapitre IV (figure VI.13).

Les simulations F-5C30x04, F-6C30x04 et F-7C30x04 présentent une circulation des tropiques sud d'été vers les tropiques nord d'hiver, typique d'une circulation régie par les saisons et qui participe à la répartition de l'énergie thermique dans les différentes régions atmosphériques (figures VI.13(b), VI.13(c) et VI.13(d)).

Ce qui est particulièrement remarquable pour ces simulations est la diminution de l'amplitude de flux de masse transporté qui diminue avec l'augmentation du flux d'Eliassen-Palm. En effet, la simulation F-7C30x04 transport un flux de masse de l'ordre de 20 Pa m s^{-1} au maximum, mais les simulations F-6C30x04 et F-5C30x04 transportent un flux de masse inférieur à 10 Pa m s^{-1} et du même ordre de grandeur que la simulation de référence (figure VI.13(e)).

De manière analogue, la bande de latitudes couverte par ce déplacement inter-hémisphérique à haute latitude diminue avec l'augmentation du flux d'Eliassen-Palm. Alors qu'en 10^2 et 10 Pa , la simulation avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ montre un transport de 30°S vers 60°N , le transport inter-hémisphérique pour la simulation avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ devient très fluctuant mais garde à peu de chose près la même bande de latitude, en revanche la simulation avec $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ voit son transport inter-hémisphérique réduit jusque 30 à 40°N seulement.

Implémenter la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques semble stabiliser la circulation inter-hémisphérique des tropiques d'été vers les tropiques d'hiver pour un flux de quantité de mouvement des ondes faible. Mais l'augmentation de ce flux de quantité de mouvement des ondes entraîne une atrophie de la cellule trans-équatoriale, à tel point que pour $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-4} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, la circulation de grande échelle a été remplacée par une succession de petites cellules de circulation (figure VI.13(a)).

Globalement les cellules successives dans la région tropicales, entre 20°S et 20°N transportent le flux de masse des tropiques d'été vers les tropiques d'hiver, mais l'absence d'une traversée tangente à l'équateur ne garantie pas le dépôt de quantité de mouvement par les ondes de Rossby des moyennes latitudes nécessaire au maintien de la périodicité de l'oscillation équatoriale.

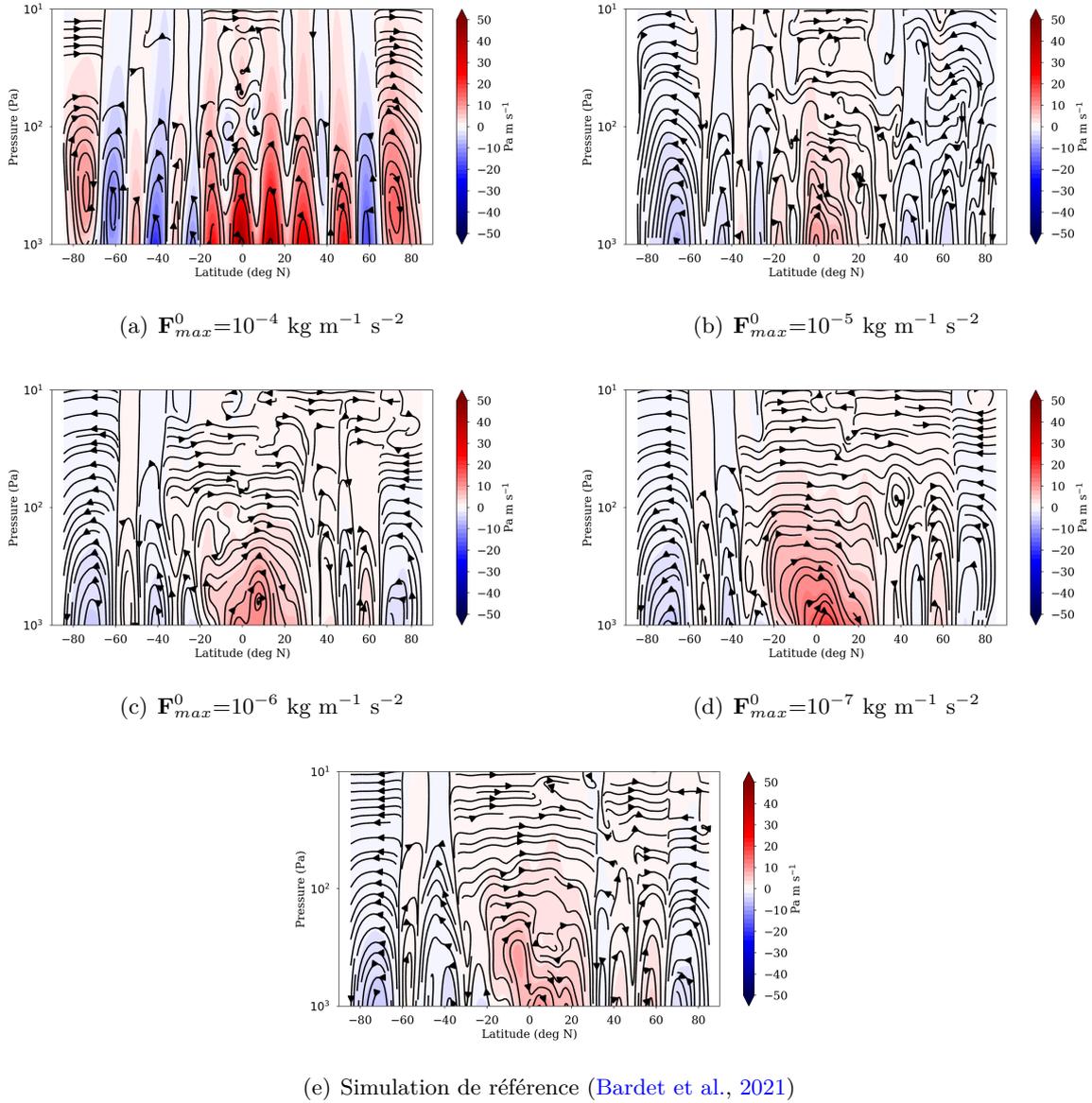


FIGURE VI.13 – Variations de F_{max}^0 : Comparaison des circulations méridiennes de grande échelle pendant l’hiver nord entre $L_s=250^\circ$ et $L_s=340^\circ$ pour une gamme de valeurs maximales du flux d’Eliassen Palm comprises entre 10^{-4} et $10^{-7} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ afin d’encadrer largement la valeur estimée à $7 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ par Guerlet et al. (2018) à partir des observations de température. En couleur, la fonction de courant en formalisme de Moyenne Eulérienne Transformée (TEM) superposée à la circulation moyenne résiduelle ($\overline{v^*}$, $\overline{\omega^*}$ en lignes de courant) pour l’année Saturne simulée de chaque simulations test de la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques comparée à la huitième année de la simulation de référence de Bardet et al. (2021). La fonction de courant TEM est calculée en intégrant l’équation suivante IV.1 vers le bas à partir du niveau supérieur en supposant que $\overline{v^*}$ était nul au-dessus de ce niveau (Seviour et al., 2012). Le signe de la fonction de courant en TEM définit la direction de la circulation : une valeur positive correspond à une circulation du sud vers le nord et une valeur négative correspond à une circulation du nord vers le sud. J’ai réalisé une moyenne glissante sur les latitudes (20 points de grille) pour lisser la dynamique à petite échelle et mettre en évidence la circulation moyenne résiduelle.

VI.5 Ondes de gravité et sensibilité à la résolution verticale

Les réglages de la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques à basse résolution verticale montrent une convergence vers une suite de paramètres précis :

- Une valeur maximale du flux d’Eliassen-Palm compris entre $\mathbf{F}_{max}^0 = 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et $\mathbf{F}_{max}^0 = 10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$
- Une valeur maximale de la vitesse de phase des ondes C_{max} autour de 15 m s^{-1} pour une phase prograde un peu plus rapide.
- Une altitude de lancement des ondes \mathbf{z}_0 telle que $\sigma = P/P_S = 0,4$.

Maintenant que la paramétrisation tend vers un réglage optimal pour une résolution verticale de 61 niveaux verticaux, je vais m’intéresser à la sensibilité à la résolution verticale de ce schéma sous-maille. J’ai ainsi effectué un set de deux tests, l’un pour $\mathbf{F}_{max}^0 = 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et le second pour $\mathbf{F}_{max}^0 = 10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, avec tous les autres paramètres réglés à leur valeur optimale, soit :

	\mathbf{F}_{max}^0 ($\text{kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$)	C_{max} (m s^{-1})	\mathbf{z}_0 (P/P_S)
96F-5C15x04	10^{-5}	15	0,4
96F-6C15x04	10^{-6}	15	0,4

TABLE VI.2 – Paramètres de réglages de la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques pour une résolution verticale de 96 niveaux.

J’ai pris le parti d’étudier uniquement l’impact de la variation du flux d’Eliassen-Palm car il s’agit du paramètre avec le plus d’effet sur l’écoulement atmosphérique. Évidemment, pour une paramétrisation la plus efficace, il faudrait étendre l’analyse de sensibilité aux autres paramètres de réglage du schéma d’ondes de gravité non-orographiques.

VI.5.1 Oscillation équatoriale et structure méridienne de vent zonal

Dans cette configuration à 96 niveaux, les deux simulations tests montrent des vitesses de propagation de la phase vers l’est de l’oscillation équatoriale plus soutenues, comportement que j’ai déjà remarqué dans le chapitre IV pour la simulation sans ondes de gravité non-orographiques (figure VI.14(e)), et qui est imputé à l’augmentation de la résolution verticale.

L’oscillation équatoriale : Avec une traînée des ondes de gravité de $10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$, la structure du vent zonal équatorial est la plus fortement influencée pour les hautes couches de l’atmosphère à des pressions inférieures à 100 Pa, mais également dans la troposphère à des pressions supérieures à 10^4 Pa (figure VI.14(a)).

Concernant les plus hautes couches, la simulation 96F-5C15x04 montre une phase vers l’est descendante comprise entre 0,5 et 30 Pa dont la structure verticale se voit entrecoupée par des vents vers l’est tout aussi puissants, notamment à l’approche de la couche à 3-5 Pa autour de 0,4 année Saturne. De plus, la descente de ce même jet vers l’est s’interrompt à une pression inférieure à celle atteinte pour la simulation de référence à 96 niveaux (figure VI.14(e)). Par ailleurs un épisode de “plateau” plus conséquent que la simulation sans les ondes de gravité s’effectue de 0,5 à 0,9 année Saturne, et participe à altérer la structure satisfaisante de l’oscillation équatoriale obtenue au chapitre IV. Dans ce cas, l’ajout des ondes de gravité ne semble pas stabiliser la périodicité ou la phase vers l’est de l’oscillation équatoriale, mais plutôt à accroître les défauts de la simulation sans la paramétrisation à basse pression.

En revanche, dans les couches atmosphériques intermédiaires présentées ici, le jet vers l’est originnaire du niveau 10^2 Pa (tant dans la simulation avec $\mathbf{F}_{max}^0 = 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ que la simulation de référence sur 96 niveaux) descend plus lentement et plus régulièrement au cours du temps lorsque la paramétrisation des ondes de gravité est activée.

La simulation 96F-5C15x04 présente tout de même une caractéristique assez encourageante dans la compréhension de la dynamique équatoriale de Saturne. Cette simulation montre clairement l’existence d’un jet troposphérique en légère super-rotation ($\approx 30 \text{ m s}^{-1}$) qui s’étend sur l’ensemble de la

troposphère modélisée et dont le sommet atteint la tropopause (comme illustré plus clairement sur la coupe de structure méridienne de vent zonal en figure VI.14(b)). Jusqu'à présent, avec une résolution verticale sur 61 niveaux verticaux (figures VI.1(a), VI.1(b), VI.2(a), VI.3(a), VI.3(b), VI.3(c) et VI.3(d)), l'existence d'un tel jet prograde dans la troposphère impliquait une forte altération de la vitesse de propagation de la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale voire une complète destruction de celle-ci. Avec un nombre restreint de niveaux verticaux, il n'était pas possible de concilier oscillation équatoriale et jet troposphérique en super-rotation. Même si le jet est bien loin de se propager à 400 m s^{-1} comme celui observé (García-Melendo et al., 2011b) et que l'oscillation équatoriale est légèrement altérée par un tel forçage des ondes de gravité, cette nouvelle simulation sur 96 niveaux pourra être une étude préliminaire de l'activité des ondes et des interactions ondes – écoulement moyen qui doivent avoir lieu entre ces deux phénomènes climatiques de Saturne.

Avec une traînée des ondes de gravité non-orographiques de $10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ (figure VI.14(c)), les jets progrades constituant la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale sont très similaires à ceux obtenus dans la simulation de référence sur 96 niveaux (figure VI.14(e)). Trois commentaires peuvent néanmoins être faits concernant ce test.

- Autour de 8 Pa, la simulation avec les ondes de gravité montre une fusion des deux jets progrades de la simulation de référence situés entre 0 et 0,2 année et celui commençant à partir de 0,3 année descendant jusqu'à 10^2 Pa à la fin de l'année simulée. Ceci implique une phase vers l'est de l'oscillation équatoriale qui persiste plus longuement dans le temps et effectuant une descente plus lente. Malgré tout, ceci ne permet pas de stabiliser complètement la périodicité de l'oscillation équatoriale. La phase vers l'ouest est toujours plus ample et plus persistante que la phase vers l'est.
- Par ailleurs, il y a une intensification de la vitesse de propagation vers l'est du jet situé à des pressions inférieures à 5 Pa entre 0,4 et 0,7 année avec une traînée d'ondes de gravité de $10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$.
- Enfin, le dernier jet prograde qui apparaît à 8,8 année dans la simulation de référence apparaît finalement avec 0,1 année de retard dans la simulation 96F-6C15x04, et présente une structure verticale plus instable avec les ondes de gravité.

Structure méridienne du vent zonal moyen : Peu de changements sur la structure méridienne du vent zonal moyen sont apportés par la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques pour une discrétisation verticale sur 96 niveaux verticaux.

Un flux de quantité de mouvement des ondes de gravité égal à $10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et une vitesse de phase de $C_{max}=15 \text{ m s}^{-1}$ supprime la fermeture des jets vers l'est aux moyennes et hautes latitudes, qui s'étendent sur l'ensemble de l'atmosphère sans une franche diminution de leur vitesse de propagation (figure VI.14(b)). Par rapport aux simulations à 61 niveaux verticaux, ce comportement s'est généralisé à l'ensemble de la planète.

Au niveau de la stratosphère équatoriale, les extrêmes de vent zonal obtenus avec un forçage maximal des ondes de gravité de $10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ sont deux fois plus larges horizontalement et verticalement par rapport aux deux simulations de référence sur 61 et 96 niveaux verticaux (figures VI.7(e) et VI.14(f)). Avec les ondes de gravité sous-maille, les plus grands extrêmes de vents s'étendent sur près d'une décade de pression et ainsi s'approchent de la structure du cisaillement de vent déduite des observations de température (Guerlet et al., 2018).

Concernant la simulation 96F-6C15x04, les seuls changements notables par rapport à la simulation de référence sur 96 niveaux sont un élargissement des jets vers l'est aux moyennes et hautes latitudes nord dans la haute stratosphère, une diminution de l'altitude de fermeture du jet prograde à 40°S et l'apparition d'un extrême de vent positif supplémentaire dans la stratosphère équatoriale à 2 Pa.

L'élargissement des jets vers l'est des moyennes et hautes latitudes nord peut résulter d'une accumulation de quantité de mouvement vers l'est à haute latitude provenant de l'ajout des ondes de gravité non-orographiques. De même pour l'apparition de l'extrême de vent positif à 2 Pa au niveau de l'équateur, la prise en compte d'une source de quantité de mouvement vers l'est supplémentaire permet de renforcer le forçage prograde de l'écoulement moyen. Ainsi, l'extrême de vent rétrograde sous-jacent (situé entre 1 et 12 Pa dans la simulation de référence sur 96 niveaux) est diminué en

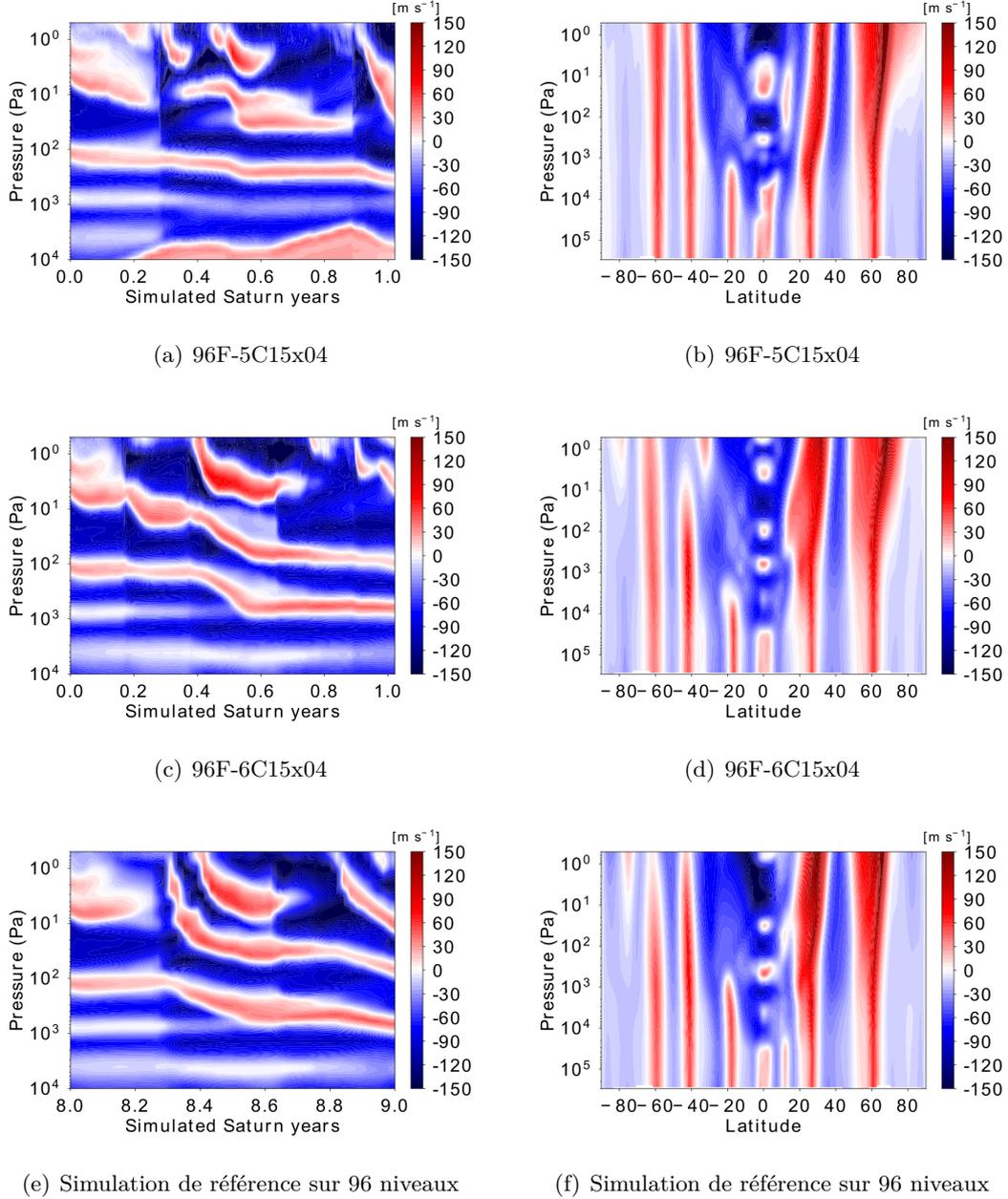


FIGURE VI.14 – *Sensibilité à la résolution verticale* : Comparaison avec la simulation de référence sur 96 niveaux verticaux des structures équatoriales (VI.14(a), VI.14(c) et VI.14(e)) et méridiennes (VI.14(b), VI.14(d) et VI.14(f)) de la moyenne zonale du vent zonal des simulations tests avec la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques pour une gamme de valeurs maximales du flux d’Eliassen-Palm comprises entre 10^{-7} et $10^{-4} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ et une vitesse de phase des ondes de gravité fixée à $C_{max}=15 \text{ m s}^{-1}$. Les structures méridiennes sont montrées à $Ls=288^\circ$ (après 0,8 années Saturne simulées depuis le “restart” à 8 ans de la simulation de référence sur 96 niveaux verticaux)

extension verticale avec les ondes de gravité et s'étend dans ce cas de 4 à 12 Pa. Ceci peut permettre un ré-équilibrage de la fréquence d'apparition de chaque phase de l'oscillation équatoriale de Saturne, même si les extrêmes de vent restent beaucoup plus confinés en latitude que ceux du profil de cisaillement de vent déduit des champs de température observés par *Cassini*.

VI.5.2 Oscillation équatoriale de température

L'oscillation équatoriale de température est pareillement sujette à de subtiles modifications lorsque la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques est activée avec 96 niveaux verticaux.

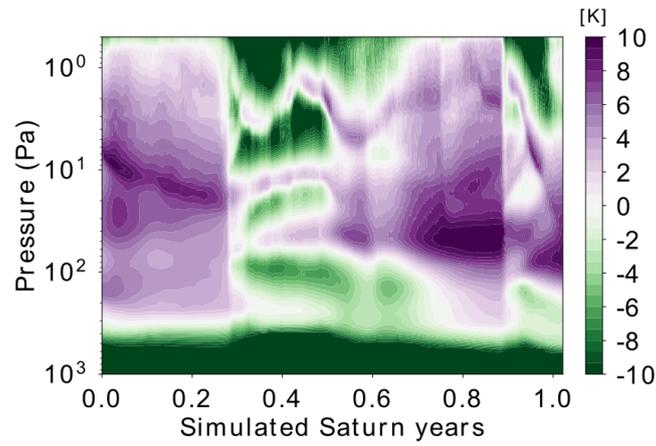
Sur les trois coupes représentant la structure verticale du champ de température à l'équateur au cours du temps en figure VI.15, il y a une prédominance de la phase chaude de l'oscillation équatoriale sur l'ensemble de l'année simulée et les ondes de gravité participent à accentuer cette prédominance, comme les simulations sur 61 niveaux verticaux.

La simulation test avec $10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ décrit une stagnation de la phase chaude de l'oscillation équatoriale entre 0,3 et 0,7 année Saturne (figure VI.15(a)), mais conserve l'empilement d'anomalie chaude et froide autour de la température de 140 K pour cette période de l'année. L'important forçage ajouté dans l'écoulement moyen par la prise en compte des ondes de gravité semble être préjudiciable à la descente de la structure d'empilement, pourtant caractéristique des oscillations équatoriales.

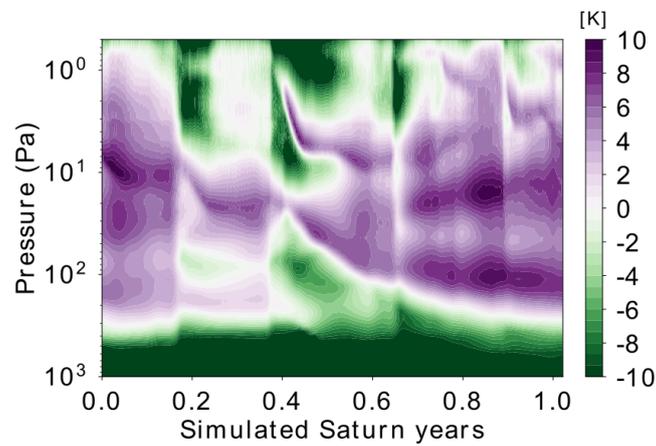
De plus, pour cette même simulation, au delà de 0,7 année simulée la température équatoriale dépeint une homogénéisation de l'anomalie chaude à 10 K sur la verticale, qui s'étend sur près d'une demi-décade de pression (de 80 à 20 Pa environ), alors que la simulation de référence sur 96 niveaux montre deux épisodes de descente d'anomalies chaudes confinées verticalement (figure VI.14(e)).

De façon équivalente, mais moins prononcée, la simulation avec une traînée d'onde de gravité de $10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ montre une généralisation de l'anomalie chaude sur la verticale après 0,8 année simulée (figure VI.15(b)). En revanche, comme pour l'oscillation équatoriale de vent mais avec un signal moins clair, ce réglage de la paramétrisation des ondes de gravité permet de conserver la descente des anomalies de température au cours du temps, jusque 0,7 ans.

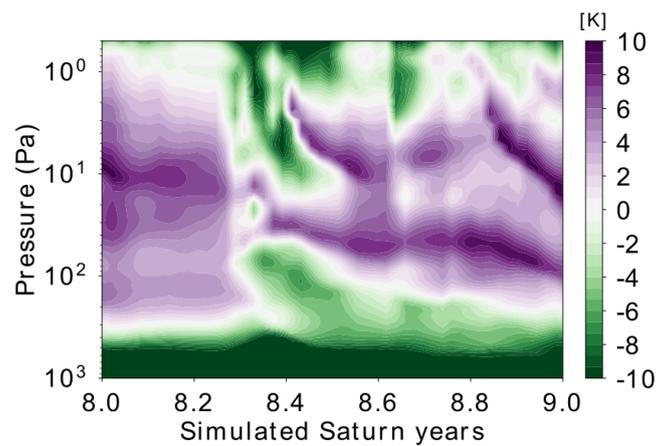
Comparativement aux simulations sur 61 niveaux verticaux avec le même réglage, l'augmentation de la résolution verticale avec les ondes de gravité n'améliore pas significativement la structure de l'oscillation équatoriale de température, alors que pour l'oscillation équatoriale de vent, la résolution verticale joue un rôle essentiel avec et sans ondes de gravité.



(a) 96F-5C15x04



(b) 96F-6C15x04



(c) Simulation de référence sur 96 niveaux

FIGURE VI.15 – *Sensibilité à la résolution verticale* : Comparaison avec la simulation de référence sur 96 niveaux verticaux des structures verticales des anomalies de température par rapport à la température moyenne de la simulation de référence (140 K) à l'équateur pour deux de valeurs maximales du flux d'Eliassen-Palm (10^{-5} et 10^{-6} $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$) et une vitesse de phase des ondes de gravité fixée à $C_{max}=15 \text{ m s}^{-1}$.

VI.5.3 Interaction ondes – écoulement moyen

En s'intéressant aux interactions ondes – écoulement moyen, et en particulier à l'accélération par les *eddies* définie par la divergence du flux d'Eliassen-Palm de l'écoulement total (équation III.3), il apparaît que la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques induit un facteur deux sur le forçage total des ondes selon la valeur de \mathbf{F}_{max}^0 choisie.

Cas $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻² Pour une traînée d'ondes de gravité de 10^{-5} kg m⁻¹ s⁻², l'amplitude maximale de l'accélération par les *eddies* est multipliée par deux par rapport à la simulation de référence sur 96 niveaux verticaux (figures VI.16(a) et VI.16(c) respectivement). De même les extrêmes vers l'ouest et vers l'est de ce forçage se situent plus bas dans l'atmosphère, entre 1 ou 2 Pa en dessous de leur équivalent de la simulation de référence. Le forçage vers l'ouest centré à 1,5 Pa présente une amplitude de plus de -3×10^{-5} m s⁻², et se situe au cœur du jet prograde étendu entre 0,5 et 3 Pa montré en figure VI.14(a). L'augmentation de l'intensité du forçage vers l'ouest associée au déplacement vers des pressions légèrement supérieure dans la simulation 96F-5C15x04 expliquent la perturbation de la phase prograde dans cette simulation par rapport à la simulation de référence. Subissant un important transfert de quantité de mouvement vers l'ouest au cœur de jet vers l'est, la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale est donc contrée et ainsi atrophiée pour laisser place à une propagation vers l'ouest du vent zonal équatorial.

Par ailleurs, entre 2,5 et 6 Pa, l'accélération par les *eddies* dépeint un forçage vers l'est, d'extension verticale de l'ordre de 3,5 Pa surplombant le jet prograde situé entre 5 et 12 Pa (figure VI.14(a)). Le décalage vers une couche de l'atmosphère inférieure de ce forçage est corrélé à un léger agrandissement de l'extension verticale du jet prograde situé entre 5 et 12 Pa par rapport à la simulation de référence sur 96 niveaux. L'apport de forçage par l'implémentation des ondes de gravité engendre un agrandissement vertical des jets vers l'est de l'oscillation équatorial remarqué en figure VI.14(b).

Une dernière remarque satisfaisante peut être émise sur cette simulation test, qui concerne l'influence du jet troposphérique en super-rotation sur les interactions ondes – écoulement moyen. En effet, même si la présence de ce jet est corrélée à une perturbation de la stabilité de la phase prograde de l'oscillation équatoriale à travers le décalage et l'amplification de l'accélération par les *eddies*, le profil moyen de forçage par les ondes décrit néanmoins une alternance entre les deux directions cohérente et de même ordre de grandeur que la simulation sans onde de gravité. En d'autres termes, le jet troposphérique modifie modestement les interactions ondes – écoulement moyen, ce qui pourrait renforcer les mécanismes de forçage mis en lumière dans les chapitres précédents. Évidemment, pour complètement valider cette remarque, il faudrait poursuivre la simulation sur plusieurs années pour étudier la stabilité et le maintien de l'oscillation équatoriale avec la présence du jet troposphérique. Ainsi, j'aurais une compréhension préliminaire des interactions multi-couches pouvant s'opérer dans l'atmosphère de Saturne, même avec un jet largement sous-estimé par rapport aux observations.

Cas $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² Le profil d'accélération par les *eddies* dans la simulation 96F-5C15x04 décrit une diminution de près de moitié de l'intensité du forçage par toutes les ondes lorsque $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² (figure VI.16(b)) par rapport à la simulation de référence. De plus, les extrêmes de forçage présentent un décalage vers le haut de ≈ 1 Pa. Dans ce cas, il n'est pas aisé d'édifier des corrélations ou des conclusions sur la source de l'augmentation de la vitesse de propagation du jet vers l'est situé à des pressions inférieures à 5 Pa entre 0,4 et 0,6 année Saturne. Néanmoins, il est possible d'en déduire que les ondes de gravité non-orographiques semblent inhiber l'accélération due aux ondes planétaires mais pas suffisamment pour perturber l'écoulement moyen et donc l'oscillation équatoriale simulée.

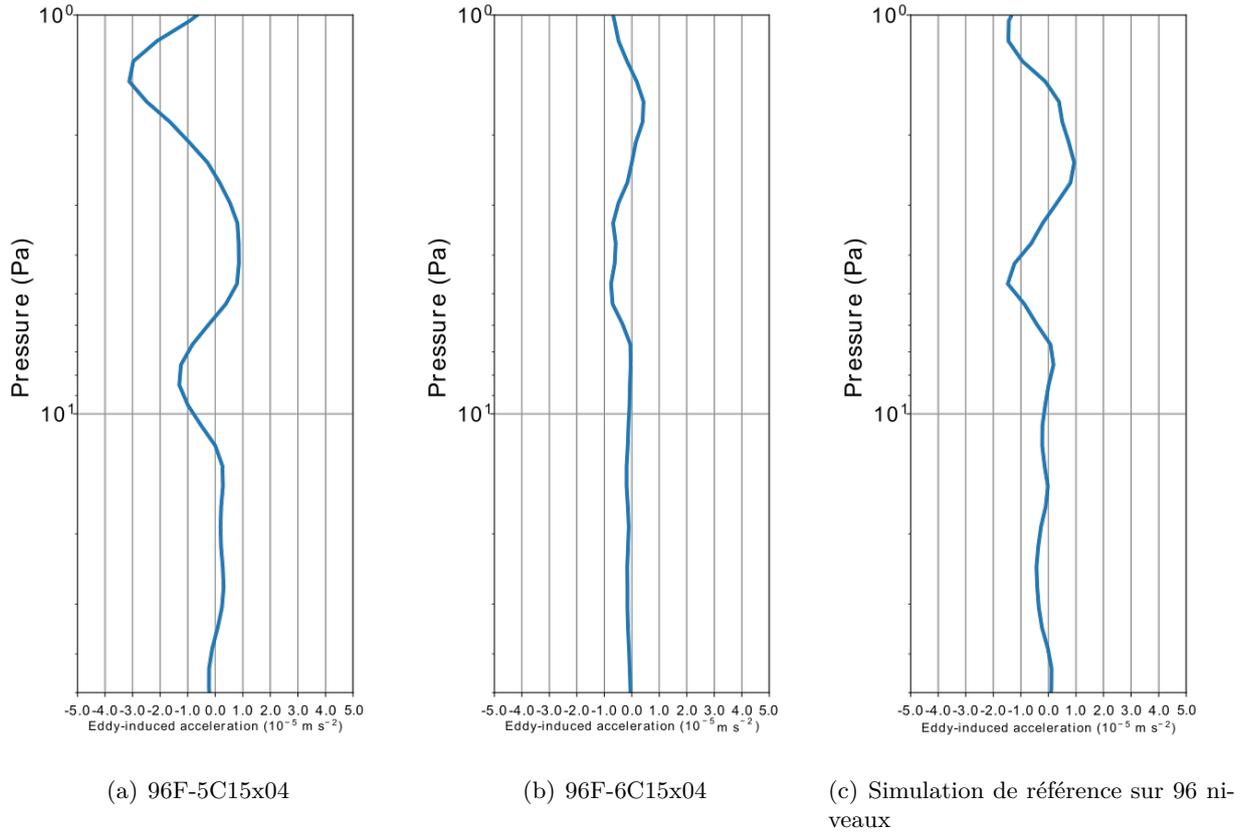


FIGURE VI.16 – *Variations de F_{max}^0* : Comparaison des profils d'accélération par les eddies en formalisme TEM (terme II de l'équation III.3) moyennés entre 0,35 et 0,6 année Saturne pour identifier le type de forçage responsable de l'existence (ou non) de la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale pour deux valeurs maximales du flux d'Eliaassen-Palm égales à 10^{-5} et $10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ afin d'encadrer largement la valeur estimée à $7 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$ par Guerlet et al. (2018) à partir des observations de température.

VI.6 Conclusions

Implémenter une nouvelle source de quantité de mouvement dans le forçage de l'écoulement moyen exacerbe la subtilité des interactions ondes – écoulement moyen dans la modélisation GCM des oscillations équatoriales, notamment pour une planète comme Saturne dont les observations sont très restreintes en série temporelle et sur l'activité des ondes.

L'échec de l'obtention d'une oscillation équatoriale améliorée pour une résolution verticale de 61 niveaux avec les ondes de gravité montre que l'équilibre des interactions ondes – écoulement moyen dans les deux directions de propagation du vent zonal est très fragile et nécessite un travail de modélisation conséquent.

Sans une résolution verticale suffisamment fine, la paramétrisation des ondes de gravité non-orographiques a généralement induit un renforcement de la phase vers l'ouest et une inhibition de celle vers l'est, tout en réchauffant l'ensemble de la région équatoriale et faisant disparaître les anomalies froides de température à l'équateur.

Même si l'implémentation de cette paramétrisation dans DYNAMICO-Saturn n'a pas été un franc succès, quelques conclusions utiles émergent de ce travail :

- Je suis en mesure de confirmer un encadrement de la valeur optimale du forçage par les ondes de gravité impliquées dans les interactions ondes – écoulement moyen de l'oscillation équatoriale, qui serait donc comprise entre $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻² et $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻², et participerait à confirmer les prédictions faites par [Guerlet et al. \(2018\)](#) à partir des observations de température par Cassini/CIRS.
- Les caractéristiques intrinsèques des ondes de gravité (et certainement des ondes en général) ont une influence remarquable sur le forçage de l'écoulement moyen. Notamment, la vitesse de phase des ondes de gravité semble contrôler l'intensité de propagation des vents zonaux et participe à l'apparition de “nouveaux jets” vers l'est dans la phase prograde de l'oscillation équatoriale pour une résolution verticale faible (61 niveaux), ainsi qu'à l'apparition de phases chaudes associées.
- L'étude de sensibilité à l'altitude de lancement des ondes de gravité montre que pour obtenir une structure verticale du vent zonal moyen qui tend vers une oscillation équatoriale, il faut utiliser $\sigma = 0,3$ ou $0,4$. Grâce à ce constat, il est possible d'évaluer grossièrement l'altitude potentielle d'émergence des ondes de gravité de l'atmosphère, c'est-à-dire entre 0,9 et 1,2 bar, pression à laquelle il y a condensation et formation de nuages d'ammoniac. Cette estimation devra être confirmée ou infirmée par ré-analyse des observations de la mission *Cassini-Huygens* ou avec de nouvelles observations de Saturne.
- Les ondes de gravité ont été supposées ici avoir un effet sur l'ensemble de la planète, dans le gradient méridien de température ainsi que la circulation inter-hémisphérique et la structure méridienne des jets en bande, ce qui montre clairement qu'il faudrait reconsidérer la façon d'implémenter cette paramétrisation. Les ondes de gravité ne possèdent certainement pas les mêmes caractéristiques intrinsèques sur l'ensemble de la planète (quantité de mouvement transportée, vitesse de phase, etc.) et ne sont certainement pas envoyées dans l'atmosphère à partir de la même altitude / pression. Il serait ainsi intéressant de considérer un forçage par les ondes de gravité variable en altitude, latitude et même en saison, afin de mieux modéliser les variabilités temporelle et spatiale dont est sujette l'atmosphère de Saturne.
- Les ondes de gravité pourraient tenir un rôle très important dans la dynamique de la circulation inter-hémisphérique. Les ondes de gravité sont en mesure de perturber la circulation inter-hémisphérique jusqu'à en inverser le sens de circulation, devenant ainsi incohérente avec la saison considérée. Cette perturbation peut également mener à la destruction du transport trans-équatorial de grande échelle pour laisser place à une multitude de cellules de petite échelle avec une traînée d'ondes de gravité trop importante ($\mathbf{F}_{max}^0=10^{-4}$ kg m⁻¹ s⁻²).

Évidemment, pour parfaitement étayer ces conclusions préliminaires, il faudrait exploiter davantage les simulations test sur 96 niveaux qui ont montré une meilleure représentation de l'oscillation équatoriale pour une traînée d'ondes de gravité de $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-5}$ kg m⁻¹ s⁻² et une co-existence entre jet équatorial troposphérique en super-rotation et oscillation équatoriale lorsque cette traînée d'ondes de gravité était $\mathbf{F}_{max}^0=10^{-6}$ kg m⁻¹ s⁻².

CHAPITRE VII

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Cette thèse, insérée dans le contexte international d'atteindre une meilleure compréhension fondamentale de la dynamique de Saturne suite à la mission *Cassini-Huygens*, avait pour objectif principal de caractériser les interactions multi-échelles à l'origine de l'oscillation équatoriale de la stratosphère saturnienne.

Pour ce faire, un Modèle de Climat Global adapté à l'atmosphère de Saturne a été développé au sein du *Laboratoire de Météorologie Dynamique*. Ce modèle allie la flexibilité et la haute stabilité du cœur dynamique tri-dimensionnel DYNAMICO avec le réalisme des paramétrisations physiques conçues pour Saturne.

Résumé des conclusions

Après ces trois années de doctorat, 53 années Saturne simulées et 7 000 448 hCPU utilisées, les interactions onde – écoulement moyen régissant les processus dynamiques suggérés par les observations de la mission *Cassini-Huygens* commencent à se préciser.

Oscillation équatoriale et ondes planétaires :

Les premières simulations de la stratosphère de Saturne montrent l'émergence d'une oscillation équatoriale forcée par des ondes d'échelle planétaire, type ondes de Rossby, ondes de Kelvin et ondes de Rossby-gravité, résolues par la fine discrétisation horizontale du cœur dynamique DYNAMICO. En plus d'un forçage par les ondes, l'oscillation équatoriale obtenue est également influencée par les anneaux de Saturne (zone grisée de la figure VII.1(a)), à travers de puissants jets vers l'est qui apparaissent avec l'ombre projetée des anneaux. D'extension verticale restreinte, de périodicité irrégulière et possédant une phase vers l'est plus timide que la phase vers l'ouest, l'oscillation équatoriale modélisée dans ce cas de référence reste assez éloignée des observations de Cassini/CIRS, bien qu'elle soit maintenue par le cycle saisonnier de Saturne.

Cette première représentation de l'oscillation équatoriale stratosphérique de Saturne a souffert d'interactions onde - écoulement moyen insuffisantes. Il a donc été nécessaire de permettre un transfert de quantité de mouvement par les ondes atmosphériques plus aisé (en diminuant l'épaisseur des couches d'atmosphère pour mieux propager les perturbations selon la verticale) et plus riche (en ajoutant une source de quantité de mouvement supplémentaire).

Oscillation équatoriale et circulation inter-hémisphérique :

L'augmentation de la résolution verticale dans la stratosphère de Saturne amène à une meilleure compréhension du rôle du cycle saisonnier dans l'obtention de l'oscillation équatoriale. En plus des forçages par les ondes d'échelle planétaire, l'oscillation équatoriale modélisée présente une inter-connexion

avec la circulation inter-hémisphérique saisonnière de Saturne. Reposant sur les mêmes mécanismes que la circulation de Brewer-Dobson, la circulation représentée par DYNAMICO-Saturn se traduit par un transport inter-hémisphérique des tropiques d'été vers les tropiques d'hiver pendant les saisons solsticiales et décrit une branche descendante aux moyennes latitudes hivernales (par conservation de quantité de mouvement) en rencontrant une zone de déferlement des ondes de Rossby, qui freine le mouvement vers les hautes latitudes (figure VII.1(a)). Pendant les saisons d'équinoxe, cette circulation se renverse en formant deux cellules de circulation centrées autour d'une ascendance partagée à l'équateur (figure VII.1(b)).

La saisonnalité de cette circulation inter-hémisphérique est corrélée aux changements de régime de vent de l'oscillation équatoriale. La traversée de l'équateur par la circulation méridienne aux saisons solsticiales apporte un forçage vers l'ouest à l'oscillation équatoriale par transport de quantité de mouvement des ondes de Rossby d'échelle planétaire des moyennes latitudes estivales associées aux ondes de Rossby piégées à l'équateur, ce qui force le vent zonal moyen vers l'ouest et engendre ainsi le régime de vent vers l'ouest de l'oscillation équatoriale à 10^1 Pa (figure VII.1(a)). L'unique ascendance des saisons équinoxiales favorise la propagation verticale des ondes de Kelvin, dont la traînée vers l'est permet d'établir la phase vers l'est de l'oscillation équatoriale à 10^1 Pa et remplacer la phase vers l'ouest de la saison de solstice juste précédente (figure VII.1(b)).

Circulation inter-hémisphérique et transport thermique :

L'existence de cette circulation inter-hémisphérique saisonnière, qui est une réponse directe au forçage radiatif saisonnier au premier ordre, implique un transport thermique en plus du transport de quantité de mouvement et influence grandement la structure méridienne globale du gradient de température stratosphérique.

Chaque branche ascendante produit un refroidissement local dû à la détente adiabatique et chaque branche subsidente produit un chauffage local par compression adiabatique de l'air (figure VII.1).

Ainsi, pendant les saisons solsticiales, la branche descendante principale de la circulation inter-hémisphérique permet un transport de chaleur sous l'ombre des anneaux et produit un gradient méridien entre 25 et 35° de latitude hivernale assez plat, représentant une température assez constante dans cette région. Comportement qui se rapproche significativement des observations de Cassini/CIRS à visée nadir, la température modélisée par le GCM est sur-estimée d'une petite dizaine de Kelvin.

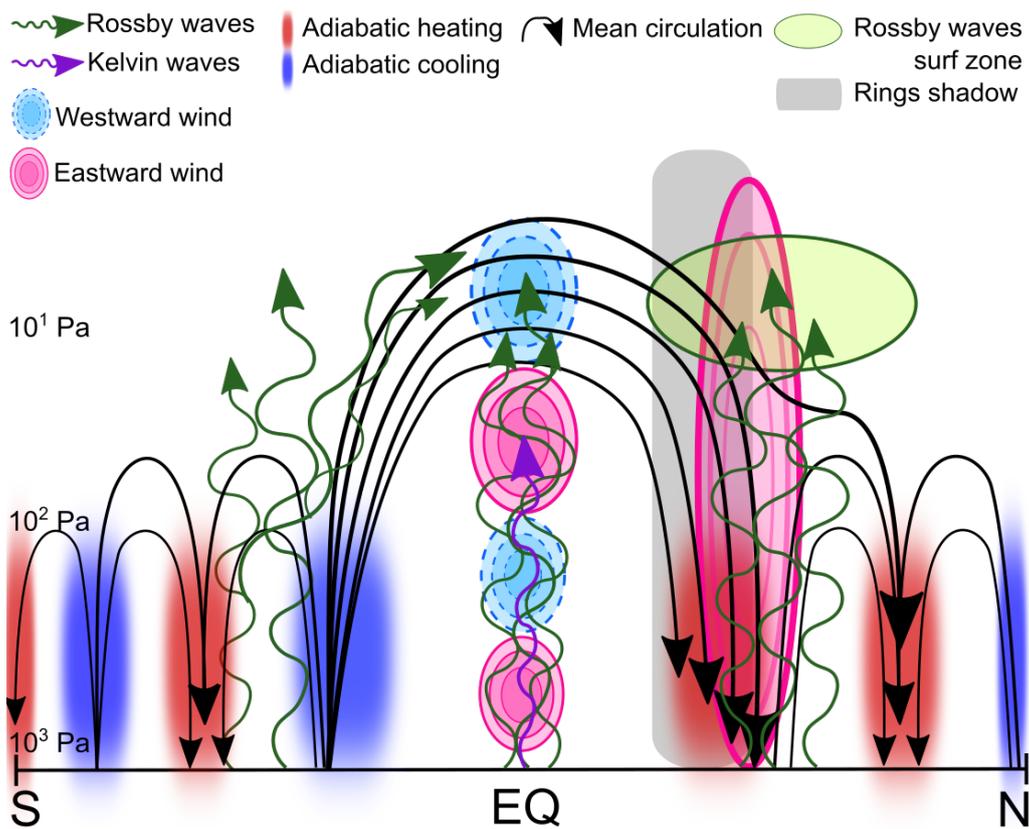
Systematiquement, les hautes latitudes (autour de 60°) présentent des anomalies chaudes de température résultantes d'accumulation de chaleur par des transports thermiques en subsidence.

Stratosphère de Saturne et ondes de gravité non-orographiques :

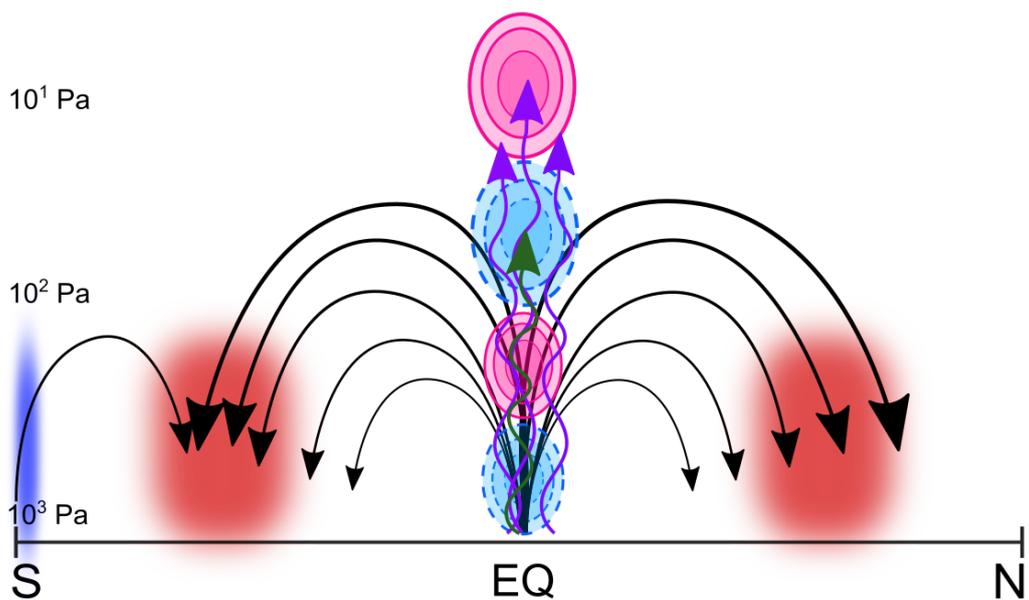
À l'instar des ondes d'échelle planétaire, les ondes de gravité non-orographiques nécessitent une résolution verticale importante pour contribuer à un forçage constructif de l'oscillation équatoriale de Saturne.

L'utilisation à basse résolution verticale d'une paramétrisation d'ondes de gravité non-orographiques initialement développée pour la "Quasi-Biennial Oscillation" terrestre et adaptée à Saturne a tendance à dégrader systématiquement la représentation de l'oscillation équatoriale saturnienne. Il n'est donc pas aussi évident que l'oscillation équatoriale de Saturne, bien que partageant de nombreux points communs avec la "Quasi-Biennial Oscillation" terrestre, respecte un mécanisme de forçage similaire. Les ondes de gravité non-orographiques pourraient avoir un rôle moindre dans le maintien de l'oscillation équatoriale saturnienne par rapport à leur implication dans les oscillations terrestres.

Grâce aux simulations sur 96 niveaux verticaux, il est possible de faire coexister une oscillation équatoriale légèrement saccadée en phase vers l'est dans les hautes couches de la stratosphère avec un jet troposphérique prograde en faible super-rotation. Avec de tels résultats de modélisation GCM, l'étude de l'activité des ondes atmosphériques et des interactions ondes – écoulement moyen entre ces deux régions de l'atmosphère s'initie et ouvre la voie à une compréhension exhaustive de la dynamique équatoriale de Saturne.



(a) Été sud



(b) Printemps nord ou sud

FIGURE VII.1 – Schéma récapitulatif de la dynamique saisonnière de la stratosphère de Saturne

Perspectives

Au terme de cette thèse de nouvelles questions se posent quant à la dynamique globale et les inter-connexions dynamiques entre certaines régions de l’atmosphère.

Oscillation équatoriale et schéma de convection :

La majorité des ondes impliquées dans le forçage des oscillations équatoriales terrestres (ou extra-terrestres) proviennent de la convection troposphérique de la région équatoriale, qui n’est pas prise en compte actuellement dans DYNAMICO-Saturn. Naturellement, une piste de développement est d’implémenter un schéma de convection sèche et humide dans les paramétrisations du modèle et d’en étudier l’effet sur le spectre d’ondes et les forçages de l’oscillation équatoriale.

DYNAMICO-Saturn s’inscrit dans un projet de développement de Modèle de Climat Global des géantes gazeuses et il existe une version pour l’atmosphère de Jupiter sur laquelle repose la thèse d’Alexandre Boissinot effectuée au *Laboratoire de Météorologie Dynamique* de 2017 à début 2021.

Au cours de sa thèse, Alexandre a caractérisé les mécanismes exacts de formation et de maintien de la structure des jets en bandes de Jupiter et notamment la présence d’un jet équatorial en super-rotation. Même si le GCM est capable de reproduire des jets alternés, un écoulement zonostrophique et une cascade inverse d’énergie traduisant le forçage des jets par la turbulence de moyenne échelle reliée au développement d’instabilités barotropes et baroclines, seul l’ajout d’une source de forçage supplémentaire, à travers un mélange convectif humide par le modèle des thermiques, a permis d’obtenir le bon nombre de jets en bande et également un jet équatorial en super-rotation pour une abondance d’eau proche de celle observée par *Juno*.

Non seulement l’utilisation de ce modèle des thermiques pour Saturne pourrait enrichir le spectre d’ondes à l’origine du forçage de l’oscillation équatoriale, notamment avec davantage d’ondes de Kelvin induites convectivement mais également des ondes de gravité plus “naturelles”, mais en plus rendrait possible l’existence d’un jet troposphérique équatorial en super-rotation conforme aux observations.

Circulation inter-hémisphérique et transport d’hydrocarbures :

Le transport thermique désormais établi par la circulation inter-hémisphérique saisonnière modélisée par le GCM, il serait intéressant d’étudier également le transport d’espèces chimiques qui y est (très certainement) associé.

Dans un premier temps, un traceur avec un temps de vie moyen correspondant aux hydrocarbures de Saturne pourrait être ajouté dans le modèle. Ce temps de vie émulerait le comportement des espèces photochimiques et notamment la conséquence des réactions en chaîne qui se produisent dans la stratosphère saturnienne. Ainsi, il serait possible de comparer les résultats de transport d’espèces chimiques par DYNAMICO-Saturn avec les observations des concentrations en hydrocarbures de Cassini/CIRS, et comprendre davantage les anomalies observées sous l’ombre des anneaux par exemple.

De plus, qui dit transport d’espèces chimiques réactives, dit variations thermiques d’origine radiatives. En supposant que l’accumulation d’espèces chimiques soit reproduite par le modèle, il serait également intéressant de prendre en compte les effets réfrigérants des hydrocarbures qui permettraient de réconcilier température observée et température modélisée sous l’ombre des anneaux, mais aussi sur l’ensemble de l’atmosphère de Saturne, notamment sur les régions d’anomalie de température exagérée par la dynamique.

De façon symétrique, et complémentaire, l’étude du transport d’espèces chimiques réactives dans l’atmosphère de Saturne pourrait s’effectuer avec un modèle de chimie-transport, qui serait initialisé par la circulation résiduelle moyenne ($\overline{v^*}$, $\overline{\omega^*}$) résultant de la simulation du chapitre IV. Les réactions chimiques seront complètement résolues mais la circulation impliquée ne sera qu’une représentation moyenne et n’inclura sûrement pas les variabilités de petites échelles temporelles.

Évidemment, l’apogée de ce projet de recherche est de coupler le GCM avec un modèle de photochimie complet ainsi, la dynamique et la photochimie ne seraient pas défavorisées numériquement l’une par rapport à l’autre. Cette ambition sera sans doute précédée d’un travail de développement conséquent afin de rendre le couplage le plus efficace numériquement pour ne pas être trop gourmand en heures de calcul.

Grande Tâche Blanche et ses effets sur la dynamique stratosphérique :

Le suivi en continu de la température atmosphérique de Saturne au cours de la mission *Cassini-Huygens* a montré l’émergence d’une grande tâche blanche en 2010-2011 associée à deux anomalies stratosphériques chaudes qui ont fusionné en une seule appelée le *beacon*. Cette anomalie de température chaude est contemporaine à une perturbation de la propagation vers le bas de l’oscillation équatoriale de température de Saturne observée également par Cassini/CIRS (Fletcher et al., 2017). Ces deux événements simultanés laissent pressentir une inter-connexion entre les différentes régions de l’atmosphère et constituent un projet de recherche à part entière.

Pour étudier l’effet d’une grande tempête convective sur l’ensemble de l’atmosphère de Saturne, il serait bénéfique de recourir à un modèle méso-échelle. Ainsi, en résolvant le panache convectif et les ondes de gravité émergentes d’une telle tempête, il sera possible de forcer le GCM avec des champs de vent, température et un front d’ondes de gravité adéquats et potentiellement obtenir un encerclement du panache sur une bande de latitude, l’émergence et le maintien d’une anomalie de température type *beacon* et une éventuelle influence sur l’oscillation équatoriale dans la stratosphère.

La combinaison de ces deux types de modélisation atmosphérique permettrait d’expliquer les observations, de les relier physiquement les unes aux autres et d’atteindre une compréhension précise de la dynamique à l’échelle globale.

La stratosphère de Jupiter :

En l’état actuel, DYNAMICO-Jupiter se consacre uniquement à la troposphère et la basse stratosphère, entre 10 bar et 1 mbar, et nécessite donc une élévation du plafond du modèle pour étudier la dynamique de la stratosphère de Jupiter et particulièrement sa “Quasi Quadrennial Oscillation” (QQO). L’oscillation équatoriale jovienne possède une périodicité d’un tiers d’année Jupiter. Associée à l’absence de variations saisonnières (due à la faible inclinaison de la planète par rapport à la verticale), cette période non multiple de l’année jovienne suggère une dissociation entre le cycle annuel et l’activité des ondes responsables de la QQO.

L’utilisation d’un unique Modèle de Climat Global pour modéliser les atmosphères de Saturne, Jupiter et Uranus et Neptune (avec la thèse de Gwenaël Milcareck débutée en 2020) permet de se soustraire des subtilités numériques qu’il peut exister entre différents modèles chacun conçu pour une planète spécifique. Ainsi, il sera possible d’étudier précisément les stratosphères, et plus généralement les atmosphères, des géantes afin de mieux comprendre la dynamique générale de telles planètes.

Observations futures et ré-analysées :

Évidemment, la modélisation est un puissant support à la compréhension et à l’interprétation des observations passées d’une planète ou d’un phénomène. Mais lorsque que la série temporelle et l’échelle spatiale obtenues par modélisation dépassent, et même surpassent celles des observations, les résultats de modèle peuvent servir de prédiction. Dans ce dernier cas, il est nécessaire d’enrichir les données d’observations afin de confirmer, infirmer ou de mieux contraindre les prédictions.

Concernant les résultats de cette thèse, il serait intéressant de comparer le vent zonal stratosphérique modélisé avec des mesures directes de vent dans la stratosphère de Saturne. À l’instar des observations faites par Cavalié et al. (2021) et Benmahi et al. (2021) pour la stratosphère équatoriale de Jupiter, des données sur le champ de vent permettrait une meilleure comparaison avec les résultats de DYNAMICO-Saturn.

Par ailleurs, la ré-analyse des données de température et de vent troposphériques obtenues par *Cassini* pourrait être une source d'information sans précédent sur la saisonnalité de l'activité des ondes planétaires dans l'atmosphère saturnienne. Préciser la nature et la variabilité de ces ondes serait un moyen de comparaison direct avec les analyses spectrales réalisées en sortie de simulations présentées dans cette thèse, et permettrait d'étayer davantage la véracité des mécanismes de forçages dynamiques mis en lumière par la modélisation.

BIBLIOGRAPHIE

- Acarreta, J. R. and Sánchez-Lavega, A. : Vertical Cloud Structure in Saturn's 1990 Equatorial Storm, *Icarus*, 137, 24–33, doi :10.1006/icar.1998.6034, 1999. [13](#)
- Achterberg, R. K. and Flasar, F. M. : Planetary-Scale Thermal Waves in Saturn's Upper Troposphere, *Icarus*, 119, 350–369, doi :10.1006/icar.1996.0024, 1996. [12](#)
- Achterberg, R. K., Gierasch, P. J., Conrath, B. J., Fletcher, L. N., Hesman, B. E., Bjoraker, G. L., and Flasar, F. M. : Changes to Saturn's Zonal-mean Tropospheric Thermal Structure after the 2010-2011 Northern Hemisphere Storm, *The Astrophysical Journal*, 786, 92, doi :10.1088/0004-637X/786/2/92, 2014. [26](#)
- Achterberg, R. K., Flasar, F. M., Bjoraker, G. L., Hesman, B. E., Goriuis, N. J. P., Mamoutkine, A. A., Fletcher, L. N., Segura, M. E., Edgington, S. G., and Brooks, S. M. : Thermal Emission From Saturn's Polar Cyclones, *Geophysical Research Letters*, 45, 5312–5319, doi :10.1029/2018GL078157, 2018. [20](#)
- Adel, A. and Slipher, V. M. : The Constitution of the Atmospheres of the Giant Planets, *Physical Review*, 46, 902–906, doi :10.1103/PhysRev.46.902, 1934. [10](#)
- Adriani, A., Moriconi, M. L., D'Aversa, E., Oliva, F., and Filacchione, G. : Faint Luminescent Ring over Saturn's Polar Hexagon, *The Astrophysical Journal Letters*, 808, L16, doi :10.1088/2041-8205/808/1/L16, 2015. [18](#)
- Alexander, M. J. and Ortland, D. A. : Equatorial waves in High Resolution Dynamics Limb Sounder (HIRDLS) data, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 115, D24111, doi : 10.1029/2010JD014782, 2010. [35](#), [144](#)
- Allison, M., Godfrey, D. A., and Beebe, R. F. : A Wave Dynamical Interpretation of Saturn's Polar Hexagon, *Science*, 247, 1061–1063, doi :10.1126/science.247.4946.1061, 1990. [12](#), [18](#)
- Andrews, D. G. : The Influence of Atmospheric Waves on the General Circulation of the Middle Atmosphere, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 323, 693–704, doi :10.1098/rsta.1987.0115, 1987. [37](#), [38](#)
- Andrews, D. G. and McIntyre, M. E. : Planetary Waves in Horizontal and Vertical Shear : The Generalized Eliassen-Palm Relation and the Mean Zonal Acceleration., *Journal of Atmospheric Sciences*, 33, 2031–2048, doi :10.1175/1520-0469(1976)033<2031:PWIHAV>2.0.CO;2, 1976. [36](#), [37](#), [119](#)
- Andrews, D. G. and McIntyre, M. E. : Generalized Eliassen-Palm and Charney-Drazin Theorems for Waves in Axisymmetric Mean Flows in Compressible Atmospheres., *Journal of Atmospheric Sciences*, 35, 175–185, doi :10.1175/1520-0469(1978)035<175:GEPACD>2.0.CO;2, 1978a. [36](#), [37](#)

- Andrews, D. G. and McIntyre, M. E. : An exact theory of nonlinear waves on a Lagrangian-mean flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 89, 609–646, doi :10.1017/S0022112078002773, 1978b. [36](#), [37](#)
- Andrews, D. G. and McIntyre, M. E. : On wave-action and its relatives, *Journal of Fluid Mechanics*, 89, 647–664, doi :10.1017/S0022112078002785, 1978c. [36](#), [37](#)
- Andrews, D. G., Mahlman, J. D., and Sinclair, R. W. : Eliassen-Palm Diagnostics of Wave-Mean Flow Interaction in the GFDL "SKYHI" General Circulation Model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40, 2768–2784, doi :10.1175/1520-0469(1983)040<2768:ETWATM>2.0.CO;2, 1983. [32](#), [65](#), [84](#), [99](#)
- Andrews, D. G., Holton, J. R., and Leovy, C. B. : *Middle Atmosphere Dynamics*, Academic Press, 1987. [81](#)
- Antuñano, A., Río-Gaztelurrutia, T., Sánchez-Lavega, A., and Hueso, R. : Dynamics of Saturn's polar regions, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 120, 155–176, doi :10.1002/2014JE004709, 2015. [18](#), [20](#), [30](#), [32](#)
- Antuñano, A., Cosentino, R. G., Fletcher, L. N., Simon, A. A., Greathouse, T. K., and Orton, G. S. : Fluctuations in Jupiter's equatorial stratospheric oscillation, *Nature Astronomy*, 5, 71–77, doi : 10.1038/s41550-020-1165-5, 2021. [38](#), [39](#), [99](#), [143](#)
- Baines, K. H., Momary, T. W., Fletcher, L. N., Showman, A. P., Roos-Serote, M., Brown, R. H., Buratti, B. J., Clark, R. N., and Nicholson, P. D. : Saturn's north polar cyclone and hexagon at depth revealed by Cassini/VIMS, *Planetary and Space Science*, 57, 1671–1681, doi :10.1016/j.pss.2009.06.026, 2009. [16](#), [18](#)
- Baines, K. H., Sromovsky, L. A., Fry, P. M., Momary, T. W., Brown, R. H., Buratti, B. J., Clark, R. N., Nicholson, P. D., and Sotin, C. : The Eye of Saturn's North Polar Vortex : Unexpected Cloud Structures Observed at High Spatial Resolution by Cassini/VIMS, *Geophysical Research Letters*, 45, 5867–5875, doi :10.1029/2018GL078168, 2018. [20](#)
- Baldwin, M. P., Gray, L. J., Dunkerton, T. J., Hamilton, K., Haynes, P. H., Randel, W. J., Holton, J. R., Alexander, M. J., Hirota, I., Horinouchi, T., Jones, D. B. A., Kinnersley, J. S., Marquardt, C., Sato, K., and Takahashi, M. : The quasi-biennial oscillation, *Reviews of Geophysics*, 39, 179–229, doi :10.1029/1999RG000073, 2001. [32](#), [34](#), [65](#), [95](#), [99](#)
- Bardet, D., Spiga, A., Guerlet, S., Cabanes, S., Millour, E., and Boissinot, A. : Global climate modeling of Saturn's atmosphere. Part IV : Stratospheric equatorial oscillation, *Icarus*, 354, 114042, doi : 10.1016/j.icarus.2020.114042, 2021. [98](#), [100](#), [104](#), [123](#), [143](#), [149](#), [150](#), [151](#), [156](#), [157](#), [161](#), [164](#), [167](#), [168](#), [172](#), [174](#), [176](#), [178](#)
- Barnet, C. D., Beebe, R. F., and Conrath, B. J. : A seasonal radiative-dynamic model of Saturn's troposphere, *Icarus*, 98, 94–107, doi :10.1016/0019-1035(92)90210-X, 1992a. [42](#)
- Barnet, C. D., Westphal, J. A., Beebe, R. F., and Huber, L. F. : Hubble space telescope observations of the 1990 equatorial disturbance on Saturn : Zonal winds and central Meridian albedos, *Icarus*, 100, 499–511, doi :10.1016/0019-1035(92)90113-L, 1992b. [13](#)
- Beebe, R. F., Barnet, C., Sada, P. V., and Murrell, A. S. : The onset and growth of the 1990 equatorial disturbance on Saturn, *Icarus*, 95, 163–172, doi :10.1016/0019-1035(92)90035-6, 1992. [13](#)
- Benmahi, B., Cavalié, T., Greathouse, T. K., Hue, V., Giles, R., Guerlet, S., Spiga, A., and Cosentino, R. : Mapping the zonal winds of Jupiter's stratospheric equatorial oscillation, *Astronomy & Astrophysics*, 652, A125, doi :10.1051/0004-6361/202141523, 2021. [39](#), [106](#), [191](#)
- Boer, G. J. : Homogeneous and isotropic turbulence on the sphere, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40, 154–163, doi :10.1175/1520-0469(1983)040\$<\$0154:HAITOT\$>\$2.0.CO;2, 1983. [68](#)

- Brewer, A. W. : Evidence for a world circulation provided by the measurements of helium and water vapour distribution in the stratosphere, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 75, 351–363, doi :10.1002/qj.49707532603, 1949. [36](#), [37](#), [117](#)
- Briner, J. P., Young, N. E., Thomas, E. K., Stewart, H. A. M., Losee, S., and Truex, S. : Varve and radiocarbon dating support the rapid advance of Jakobshavn Isbræ during the Little Ice Age, *Quaternary Science Reviews*, 30, 2476–2486, doi :10.1016/j.quascirev.2011.05.017, 2011. [37](#), [38](#)
- Burrage, M. D., Vincent, R. A., Mayr, H. G., Skinner, W. R., Arnold, N. F., and Hays, P. B. : Long-term variability in the equatorial middle atmosphere zonal wind, *Journal of Geophysical Research : Atmosphere*, 101, 12,847–12,854, doi :10.1029/96JD00575, 1996. [32](#), [99](#)
- Butchart, N. : The Brewer-Dobson circulation, *Reviews of Geophysics*, 52, 157–184, doi :10.1002/2013RG000448, 2014. [36](#), [37](#), [64](#), [104](#)
- Bézard, B. and Gautier, D. : A seasonal climate model of the atmospheres of the giant planets at the voyager encounter time I. Saturn’s stratosphere, *Icarus*, 61, 296–310, doi :10.1016/0019-1035(85)90110-1, 1985. [41](#), [117](#)
- Bézard, B., Gautier, D., and Conrath, B. : A seasonal model of the Saturnian upper troposphere : Comparison with Voyager infrared measurements, *Icarus*, 60, 274–288, doi :10.1016/0019-1035(84)90189-1, 1984. [117](#)
- Cabanes, S., Spiga, A., and Young, R. M. B. : Global Climate Modelling of Saturn’s atmosphere. Part III : Global statistical picture of zonostrophic turbulence in high-resolution 3D-turbulent simulations, *Icarus*, 345, 113705, doi :10.1016/j.icarus.2020.113705, 2020. [61](#), [62](#), [63](#), [66](#), [68](#), [70](#)
- Caldwell, J., Gillett, F. C., Nolt, I. G., and Tokunaga, A. : Spatially Resolved Infrared Observations of Saturn. 1. Equatorial Limb Scans at 20 μm , *Icarus*, 35, 308–312, doi :10.1016/0019-1035(78)90084-2, 1978. [11](#)
- Caldwell, J., Hua, X. M., Turgeon, B., Westphal, J. A., and Barnet, C. D. : The Drift of Saturn’s North Polar Spot Observed by the Hubble Space Telescope, *Science*, 260, 326–329, doi :10.1126/science.260.5106.326, 1993. [14](#), [18](#)
- Cao, H. and Stevenson, D. J. : Zonal flow magnetic field interaction in the semi-conducting region of giant planets, *Icarus*, 296, 59–72, doi :10.1016/j.icarus.2017.05.015, 2017. [31](#)
- Carlson, B. E., Caldwell, J., and Cess, R. D. : A model of Saturn’s seasonal stratosphere at the time of the Voyager encounters., *Journal of Atmospheric Sciences*, 37, 1883–1885, doi :10.1175/1520-0469(1980)037<1883:AMOSSS>2.0.CO;2, 1980. [41](#)
- Cavalié, T., Dobrijevic, M., Fletcher, L. N., Loison, J. C., Hickson, K. M., Hue, V., and Hartogh, P. : Photochemical response to the variation of temperature in the 2011-2012 stratospheric vortex of Saturn, *Astronomy & Astrophysics*, 580, A55, doi :10.1051/0004-6361/201425444, 2015. [26](#)
- Cavalié, T., Benmahi, B., Hue, V., Moreno, R., Lellouch, E., Fouchet, T., Hartogh, P., Rezac, L., Greathouse, T. K., Gladstone, G. R., Sinclair, J. A., Dobrijevic, M., Billebaud, F., and Jarchow, C. : First direct measurement of auroral and equatorial jets in the stratosphere of Jupiter, *Astronomy & Astrophysics*, 647, L8, doi :10.1051/0004-6361/202140330, 2021. [106](#), [191](#)
- Cess, R. D. and Caldwell, J. : A Saturnian stratospheric seasonal climate model, *Icarus*, 38, 349–357, doi :10.1016/0019-1035(79)90191-X, 1979. [12](#), [41](#)
- Chemke, R. and Kaspi, Y. : Poleward migration of eddy-driven jets, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 7, 1457–1471, doi :10.1002/2015MS000481, 2015. [73](#)
- Choi, D. S., Showman, A. P., and Brown, R. H. : Cloud features and zonal wind measurements of Saturn’s atmosphere as observed by Cassini/VIMS, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114, E04007, doi :10.1029/2008JE003254, 2009. [30](#)

- Colwell, J. E., Esposito, L. W., Jerousek, R. G., Sremčević, M., Pettis, D., and Bradley, E. T. : Cassini UVIS Stellar Occultation Observations of Saturn's Rings, *The Astronomical Journal*, 140, 1569–1578, doi :10.1088/0004-6256/140/6/1569, 2010. [55](#)
- Conrath, B. J. and Gautier, D. : Saturn Helium Abundance : A Reanalysis of Voyager Measurements, *Icarus*, 144, 124–134, doi :10.1006/icar.1999.6265, 2000. [54](#)
- Conrath, B. J. and Pirraglia, J. A. : Thermal structure of Saturn from Voyager infrared measurements : Implications for atmospheric dynamics, *Icarus*, 53, 286–292, doi :10.1016/0019-1035(83)90148-3, 1983. [12](#)
- Conrath, B. J., Gierasch, P. J., and Leroy, S. S. : Temperature and Circulation in the Stratosphere of the Outer Planets, *Icarus*, 1990. [42](#)
- Conrath, B. J., Gierasch, P. J., and Ustinov, E. A. : Thermal Structure and Para Hydrogen Fraction on the Outer Planets from Voyager IRIS Measurements, *Icarus*, 135, 501–517, doi :10.1006/icar.1998.6000, 1998. [12](#)
- Cosentino, R. G., Morales-Juberías, R., Greathouse, T., Orton, G., Johnson, P., Fletcher, L. N., and Simon, A. : New Observations and Modeling of Jupiter's Quasi-Quadrennial Oscillation, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 122, 2719–2744, doi :10.1002/2017JE005342, 2017. [45](#), [65](#), [106](#), [143](#), [144](#)
- Cosentino, R. G., Greathouse, T., Simon, A., Giles, R., Morales-Juberías, R., Fletcher, L. N., and Orton, G. : The Effects of Waves on the Meridional Thermal Structure of Jupiter's Stratosphere, *The Planetary Science Journal*, 1, 63, doi :10.3847/PSJ/abba3, 2020. [45](#), [144](#)
- Courtin, R., Gautier, D., Marten, A., Bezaud, B., and Hanel, R. : The composition of Saturn's atmosphere at northern temperate latitudes from Voyager IRIS spectra - NH₃, PH₃, C₂H₂, C₂H₆, CH₃D, CH₄, and the Saturnian D/H isotopic ratio, *Astrophysical Journal*, 287, 899–916, doi : 10.1086/162748, 1984. [20](#), [42](#)
- Del Genio, A. D. and Barbara, J. M. : Constraints on Saturn's tropospheric general circulation from Cassini ISS images, *Icarus*, 219, 689–700, doi :10.1016/j.icarus.2012.03.035, 2012. [30](#), [32](#)
- Del Genio, A. D., Barbara, J. M., Ferrier, J., Ingersoll, A. P., West, R. A., Vasavada, A. R., Spitale, J., and Porco, C. C. : Saturn eddy momentum fluxes and convection : First estimates from Cassini images, *Icarus*, 189, 479–492, doi :10.1016/j.icarus.2007.02.013, 2007. [30](#), [32](#)
- Del Genio, A. D., Achterberg, R. K., Baines, K. H., Flasar, F. M., Read, P. L., Sánchez-Lavega, A., and Showman, A. P. : Saturn Atmospheric Structure and Dynamics, doi :10.1007/978-1-4020-9217-6_6, 2009. [18](#)
- Desch, M. D. and Kaiser, M. L. : Voyager measurement of the rotation period of Saturn's magnetic field, *Geophysical Research Letters*, 8, 253–256, doi :10.1029/GL008i003p00253, 1981. [18](#)
- Dobson, G. M. B., Harrison, D. N., and Lawrence, J. : Measurements of the Amount of Ozone in the Earth's Atmosphere and Its Relation to Other Geophysical Conditions. Part III, *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 122, 456–486, doi :10.1098/rspa.1929.0034, 1929. [36](#), [37](#), [117](#)
- Dowling, T. E. : Planetary science : Music of the stratospheres, *Nature*, 453, 163–164, doi :10.1038/453163a, 2008. [32](#), [64](#), [65](#), [143](#)
- Dritschel, D. G. and McIntyre, M. E. : Multiple Jets as PV Staircases : The Phillips Effect and the Resilience of Eddy-Transport Barriers, *Journal of Atmospheric Sciences*, 65, 855, doi :10.1175/2007JAS2227.1, 2008. [57](#)
- Dubos, T., Dubey, S., Tort, M., Mittal, R., Meurdesoif, Y., and Hourdin, F. : DYNAMICO-1.0, an icosahedral hydrostatic dynamical core designed for consistency and versatility, *Geoscientific Model Development*, 8, 3131–3150, doi :10.5194/gmd-8-3131-2015, 2015. [51](#), [52](#), [53](#), [57](#), [66](#), [67](#)

- Dunkerton, T. : On the Mean Meridional Mass Motions of the Stratosphere and Mesosphere., *Journal of Atmospheric Sciences*, 35, 2325–2333, doi :10.1175/1520-0469(1978)035<2325:OTMMMM>2.0.CO;2, 1978. [36](#)
- Dunkerton, T. : On the Role of the Kelvin Wave in the Westerly Phase of the Semiannual Zonal Wind Oscillation., *Journal of Atmospheric Sciences*, 36, 32–41, doi :10.1175/1520-0469(1979)036<0032:OTROTK>2.0.CO;2, 1979. [35](#), [36](#), [64](#), [106](#)
- Dunkerton, T. J. : Theory of the mesopause semiannual oscillation, *Journal of Atmospheric Sciences*, 39, 2681–2690, doi :10.1175/1520-0469(1982)039<2681:TOTMSO>2.0.CO;2, 1982. [36](#)
- Dunkerton, T. J. : Nonlinear Propagation of Zonal Winds in an Atmosphere with Newtonian Cooling and Equatorial Wavedriving., *Journal of Atmospheric Sciences*, 48, 236–263, doi :10.1175/1520-0469(1991)048<0236:NPOZWI>2.0.CO;2, 1991. [36](#), [106](#), [147](#)
- Dunkerton, T. J. : The role of gravity waves in the quasi-biennial oscillation, *Journal of Geophysical Research*, 102, 26 053–26 076, doi :10.1029/96JD02999, 1997. [32](#), [33](#), [36](#), [65](#), [106](#), [142](#), [143](#)
- Dunkerton, T. J. : Nearly identical cycles of the quasi-biennial oscillation in the equatorial lower stratosphere, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 122, 8467–8493, doi :10.1002/2017JD026542, 2017. [35](#)
- Dyudina, U. A., Ingersoll, A. P., Ewald, S. P., Vasavada, A. R., West, R. A., Del Genio, A. D., Barbara, J. M., Porco, C. C., Achterberg, R. K., Flasar, F. M., Simon-Miller, A. A., and Fletcher, L. N. : Dynamics of Saturn’s South Polar Vortex, *Science*, 319, 1801, doi :10.1126/science.1153633, 2008. [20](#)
- Dyudina, U. A., Ingersoll, A. P., Ewald, S. P., Vasavada, A. R., West, R. A., Baines, K. H., Momary, T. W., Del Genio, A. D., Barbara, J. M., Porco, C. C., Achterberg, R. K., Flasar, F. M., Simon-Miller, A. A., and Fletcher, L. N. : Saturn’s south polar vortex compared to other large vortices in the Solar System, *Icarus*, 202, 240–248, doi :10.1016/j.icarus.2009.02.014, 2009. [20](#)
- Ern, M. and Preusse, P. : Quantification of the contribution of equatorial Kelvin waves to the QBO wind reversal in the stratosphere, *Geophysical Research Letters*, 36, L21801, doi :10.1029/2009GL040493, 2009. [32](#), [33](#), [65](#), [142](#), [143](#)
- Fischer, G., Kurth, W. S., Gurnett, D. A., Zarka, P., Dyudina, U. A., Ingersoll, A. P., Ewald, S. P., Porco, C. C., Wesley, A., Go, C., and Delcroix, M. : A giant thunderstorm on Saturn, *Nature*, 475, 75–77, doi :10.1038/nature10205, 2011. [26](#), [43](#), [117](#)
- Flasar, F. M., Kunde, V. G., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Simon-Miller, A. A., Nixon, C. A., Gierasch, P. J., Romani, P. N., Bézard, B., Irwin, P., Bjoraker, G. L., Brasunas, J. C., Jennings, D. E., Pearl, J. C., Smith, M. D., Orton, G. S., Spilker, L. J., Carlson, R., Calcutt, S. B., Read, P. L., Taylor, F. W., Parrish, P., Barucci, A., Courtin, R., Coustenis, A., Gautier, D., Lellouch, E., Marten, A., Prangé, R., Biraud, Y., Fouchet, T., Ferrari, C., Owen, T. C., Abbas, M. M., Samuelson, R. E., Raulin, F., Ade, P., Césarsky, C. J., Grossman, K. U., and Coradini, A. : An intense stratospheric jet on Jupiter, *Nature*, 427, 132–135, doi :10.1038/nature02142, 2004. [22](#), [39](#), [122](#)
- Flasar, F. M., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Pearl, J. C., Bjoraker, G. L., Jennings, D. E., Romani, P. N., Simon-Miller, A. A., Kunde, V. G., Nixon, C. A., Bézard, B., Orton, G. S., Spilker, L. J., Spencer, J. R., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Owen, T. C., Brasunas, J., Segura, M. E., Carlson, R. C., Mamoutkine, A., Gierasch, P. J., Schinder, P. J., Showalter, M. R., Ferrari, C., Barucci, A., Courtin, R., Coustenis, A., Fouchet, T., Gautier, D., Lellouch, E., Marten, A., Prangé, R., Strobel, D. F., Calcutt, S. B., Read, P. L., Taylor, F. W., Bowles, N., Samuelson, R. E., Abbas, M. M., Raulin, F., Ade, P., Edgington, S., Pilorz, S., Wallis, B., and Wishnow, E. H. : Temperatures, Winds, and Composition in the Saturnian System, *Science*, 307, 1247–1251, doi :10.1126/science.1105806, 2005. [22](#), [23](#), [43](#), [54](#), [116](#), [121](#), [122](#), [168](#)

- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Orton, G. S., Parrish, P. D., de Kok, R., Howett, C., Calcutt, S. B., Bowles, N., and Taylor, F. W. : Characterising Saturn's vertical temperature structure from Cassini/CIRS, *Icarus*, 189, 457–478, doi :10.1016/j.icarus.2007.02.006, 2007. [22](#), [23](#), [43](#), [116](#), [121](#), [122](#), [168](#)
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Orton, G. S., Teanby, N. A., Achterberg, R. K., Bjoraker, G. L., Read, P. L., Simon-Miller, A. A., Howett, C., de Kok, R., Bowles, N., Calcutt, S. B., Hesman, B., and Flasar, F. M. : Temperature and Composition of Saturn's Polar Hot Spots and Hexagon, *Science*, 319, 79, doi :10.1126/science.1149514, 2008. [16](#), [18](#), [20](#), [23](#), [30](#), [116](#), [121](#), [122](#), [123](#), [163](#), [168](#)
- Fletcher, L. N., Achterberg, R. K., Greathouse, T. K., Orton, G. S., Conrath, B. J., Simon-Miller, A. A., Teanby, N., Guerlet, S., Irwin, P. G., and Flasar, F. : Seasonal change on Saturn from Cassini/CIRS observations, 2004–2009, *Icarus*, 208, 337 – 352, doi :https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.01.022, 2010. [24](#), [27](#), [61](#), [64](#), [79](#), [116](#), [117](#), [122](#), [123](#), [131](#), [137](#), [168](#)
- Fletcher, L. N., Hesman, B. E., Irwin, P. G. J., Baines, K. H., Momary, T. W., Sanchez-Lavega, A., Flasar, F. M., Read, P. L., Orton, G. S., Simon-Miller, A., Hueso, R., Bjoraker, G. L., Mamoutkine, A., del Rio-Gaztelurrutia, T., Gomez, J. M., Buratti, B., Clark, R. N., Nicholson, P. D., and Sotin, C. : Thermal Structure and Dynamics of Saturn's Northern Springtime Disturbance, *Science*, 332, 1413, doi :10.1126/science.1204774, 2011. [25](#), [26](#), [30](#), [96](#), [106](#), [117](#)
- Fletcher, L. N., Hesman, B. E., Achterberg, R. K., Irwin, P. G. J., Bjoraker, G., Goriuss, N., Hurley, J., Sinclair, J., Orton, G. S., Legarreta, J., García-Melendo, E., Sánchez-Lavega, A., Read, P. L., Simon-Miller, A. A., and Flasar, F. M. : The origin and evolution of Saturn's 2011-2012 stratospheric vortex, *Icarus*, 221, 560–586, doi :10.1016/j.icarus.2012.08.024, 2012. [26](#), [29](#), [30](#), [96](#)
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Sinclair, J. A., Orton, G. S., Giles, R. S., Hurley, J., Goriuss, N., Achterberg, R. K., Hesman, B. E., and Bjoraker, G. L. : Seasonal evolution of Saturn's polar temperatures and composition, *Icarus*, 250, 131–153, doi :10.1016/j.icarus.2014.11.022, 2015. [24](#), [64](#), [99](#), [102](#), [116](#), [117](#), [168](#)
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Achterberg, R. K., Orton, G. S., and Flasar, F. M. : Seasonal variability of Saturn's tropospheric temperatures, winds and para-H₂ from Cassini far-IR spectroscopy, *Icarus*, 264, 137–159, doi :10.1016/j.icarus.2015.09.009, 2016. [27](#), [28](#), [32](#), [38](#), [99](#)
- Fletcher, L. N., Guerlet, S., Orton, G. S., Cosentino, R. G., Fouchet, T., Irwin, P. G. J., Li, L., Flasar, F. M., Goriuss, N., and Morales-Juberías, R. : Disruption of Saturn's quasi-periodic equatorial oscillation by the great northern storm, *Nature Astronomy*, 1, 765–770, doi :10.1038/s41550-017-0271-5, 2017. [24](#), [27](#), [28](#), [29](#), [75](#), [96](#), [99](#), [106](#), [117](#), [191](#)
- Fletcher, L. N., Orton, G. S., Sinclair, J. A., Guerlet, S., Read, P. L., Antuñano, A., Achterberg, R. K., Flasar, F. M., Irwin, P. G. J., Bjoraker, G. L., Hurley, J., Hesman, B. E., Segura, M., Goriuss, N., Mamoutkine, A., and Calcutt, S. B. : A hexagon in Saturn's northern stratosphere surrounding the emerging summertime polar vortex, *Nature Communications*, 2018. [18](#), [20](#), [23](#), [24](#), [116](#), [117](#)
- Fletcher, L. N., Kaspi, Y., Guillot, T., and Showman, A. P. : How well do we understand the belt/zone circulation of Giant Planet atmospheres ?, arXiv e-prints, arXiv :1907.01822, 2019. [68](#)
- Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D. F., Simon-Miller, A. A., Bézard, B., and Flasar, F. M. : An equatorial oscillation in Saturn's middle atmosphere, *Nature*, 453, 200–202, doi :10.1038/nature06912, 2008. [22](#), [27](#), [38](#), [43](#), [61](#), [64](#), [75](#), [99](#), [122](#), [143](#), [152](#), [158](#)
- Fouchet, T., Greathouse, T. K., Spiga, A., Fletcher, L. N., Guerlet, S., Leconte, J., and Orton, G. S. : Stratospheric aftermath of the 2010 Storm on Saturn as observed by the TEXES instrument. I. Temperature structure, *Icarus*, 277, 196–214, doi :10.1016/j.icarus.2016.04.030, 2016. [26](#), [96](#), [117](#)
- Friedson, A. J. : New Observations and Modelling of a QBO-Like Oscillation in Jupiter's Stratosphere, *Icarus*, 137, 34–55, doi :10.1006/icar.1998.6038, 1999. [65](#), [106](#), [144](#)

- Friedson, A. J. and Moses, J. I. : General circulation and transport in Saturn's upper troposphere and stratosphere, *Icarus*, 218, 861–875, doi :10.1016/j.icarus.2012.02.004, 2012. [20](#), [24](#), [44](#), [64](#), [100](#), [117](#)
- Galanti, E., Kaspi, Y., Miguel, Y., Guillot, T., Durante, D., Racioppa, P., and Iess, L. : Saturn's Deep Atmospheric Flows Revealed by the Cassini Grand Finale Gravity Measurements, *Geophysical Research Letters*, 46, 616–624, doi :10.1029/2018GL078087, 2019. [31](#), [53](#)
- Galperin, B., Young, R. M. B., Sukoriansky, S., Dikovskaya, N., Read, P. L., Lancaster, A. J., and Armstrong, D. : Cassini observations reveal a regime of zonostrophic macroturbulence on Jupiter, *Icarus*, 229, 295–320, doi :10.1016/j.icarus.2013.08.030, 2014. [32](#), [61](#), [68](#)
- Garcia, R. R. : The role of equatorial waves in the semiannual oscillation of the middle Atmosphere, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, 123, 161–176, doi : 10.1029/GM123p0161, 2000. [36](#)
- Garcia, R. R., Dunkerton, T. J., Lieberman, R. S., and Vincent, R. A. : Climatology of the semiannual oscillation of the tropical middle atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, 102, 26,019–26,032, doi :10.1029/97JD00207, 1997. [32](#), [38](#), [99](#)
- García-Melendo, E. and Sánchez-Lavega, A. : Shallow water simulations of Saturn's giant storms at different latitudes, *Icarus*, 286, 241–260, doi :10.1016/j.icarus.2016.10.006, 2017. [30](#)
- García-Melendo, E., Sánchez-Lavega, A., Rojas, J. F., Pérez-Hoyos, S., and Hueso, R. : Vertical shears in Saturn's eastward jets at cloud level, *Icarus*, 201, 818–820, doi :10.1016/j.icarus.2009.02.022, 2009. [30](#), [163](#)
- García-Melendo, E., Sánchez-Lavega, A., Legarreta, J., Perez-Hoyos, S., and Hueso, R. : A strong high altitude narrow jet detected at Saturn's equator, *Geophysical Research Letters*, 37, L22204, doi :10.1029/2010GL045434, 2010. [30](#), [57](#)
- García-Melendo, E., Arregi, J., Rojas, J. F., Hueso, R., Barrado-Izagirre, N., Gómez-Forrellad, J. M., Pérez-Hoyos, S., Sanz-Requena, J. F., and Sánchez-Lavega, A. : Dynamics of Jupiter's equatorial region at cloud top level from Cassini and HST images, *Icarus*, 211, 1242–1257, doi :10.1016/j.icarus.2010.11.020, 2011a. [30](#)
- García-Melendo, E., Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., and Hueso, R. : Saturn's zonal wind profile in 2004-2009 from Cassini ISS images and its long-term variability, *Icarus*, 215, 62–74, doi :10.1016/j.icarus.2011.07.005, 2011b. [30](#), [31](#), [57](#), [150](#), [154](#), [163](#), [180](#)
- Gezari, D. Y., Mumma, M. J., Espenak, F., Deming, D., Bjoraker, G., Woods, L., and Folz, W. : New features in Saturn's atmosphere revealed by high-resolution thermal infrared images, *Nature*, 342, 777–780, doi :10.1038/342777a0, 1989. [14](#)
- Gierasch, P. J., Conrath, B. J., and Magalhães, J. A. : Zonal mean properties of Jupiter's upper troposphere from voyager infrared observations, *Icarus*, 67, 456–483, doi :10.1016/0019-1035(86)90125-9, 1986. [30](#)
- Gillett, F. C. and Orton, G. S. : Center-to-limb observations of Saturn in the thermal infrared., *Astrophysical Journal*, 195, L47–L49, doi :10.1086/181707, 1975. [10](#), [11](#)
- Gilli, G., Lebonnois, S., González-Galindo, F., López-Valverde, M. A., Stolzenbach, A., Lefèvre, F., Chaufray, J. Y., and Lott, F. : Thermal structure of the upper atmosphere of Venus simulated by a ground-to-thermosphere GCM, *Icarus*, 281, 55–72, doi :10.1016/j.icarus.2016.09.016, 2017. [143](#), [144](#), [145](#)
- Gilli, G., Forget, F., Spiga, A., Navarro, T., Millour, E., Montabone, L., Kleinböhl, A., Kass, D. M., McCleese, D. J., and Schofield, J. T. : Impact of Gravity Waves on the Middle Atmosphere of Mars : A Non-Orographic Gravity Wave Parameterization Based on Global Climate Modeling and MCS Observations, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 125, e05873, doi :10.1029/2018JE005873, 2020. [143](#), [144](#), [145](#)

- Giorgetta, M. A., Manzini, E., and Roeckner, E. : Forcing of the quasi-biennial oscillation from a broad spectrum of atmospheric waves, *Geophysical Research Letters*, 29, 86–1–86–4, doi :10.1029/2002GL014756, 2002. [32](#), [65](#)
- Godfrey, D. A. : A hexagonal feature around Saturn’s north pole, *Icarus*, 76, 335–356, doi :10.1016/0019-1035(88)90075-9, 1988. [12](#), [18](#), [44](#)
- Godfrey, D. A. and Moore, V. : The Saturnian ribbon feature—A baroclinically unstable model, *Icarus*, 68, 313–343, doi :10.1016/0019-1035(86)90026-6, 1986. [12](#)
- Greathouse, T., Moses, J., Fletcher, L., Orton, G., and Guerlet, S. : Seasonal Temperature Variations in Saturn’s Stratosphere : Radiative Seasonal Model vs. Observations., in : EGU General Assembly Conference Abstracts, EGU General Assembly Conference Abstracts, p. 4806, 2010. [24](#), [117](#)
- Greathouse, T. K., Lacy, J. H., Bézard, B., Moses, J. I., Griffith, C. A., and Richter, M. J. : Meridional variations of temperature, C₂H₂ and C₂H₆ abundances in Saturn’s stratosphere at southern summer solstice, *Icarus*, 177, 18–31, doi :10.1016/j.icarus.2005.02.016, 2005. [14](#), [20](#), [22](#), [43](#)
- Greathouse, T. K., Lacy, J. H., Bézard, B., Moses, J. I., Richter, M. J., and Knez, C. : The first detection of propane on Saturn, *Icarus*, 181, 266–271, doi :10.1016/j.icarus.2005.09.016, 2006. [43](#)
- Greathouse, T. K., Strong, S., Moses, J., Orton, G., Fletcher, L., and Dowling, T. : A General Radiative Seasonal Climate Model Applied to Saturn, Uranus, and Neptune., in : AGU Fall Meeting Abstracts, vol. 2008, pp. P21B–06, 2008. [41](#), [43](#), [44](#)
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Simon-Miller, A. A., and Michael Flasar, F. : Vertical and meridional distribution of ethane, acetylene and propane in Saturn’s stratosphere from CIRS/Cassini limb observations, *Icarus*, 203, 214–232, doi :10.1016/j.icarus.2009.04.002, 2009. [20](#), [21](#), [22](#), [23](#), [24](#), [38](#), [54](#), [64](#), [91](#), [92](#), [96](#), [99](#), [102](#), [116](#), [117](#), [121](#), [122](#), [138](#), [168](#)
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Moses, J. I., Fletcher, L. N., Simon-Miller, A. A., and Michael Flasar, F. : Meridional distribution of CH₃C₂H and C₄H₂ in Saturn’s stratosphere from CIRS/Cassini limb and nadir observations, *Icarus*, 209, 682–695, doi :10.1016/j.icarus.2010.03.033, 2010. [64](#), [92](#), [96](#), [99](#), [102](#), [117](#), [138](#)
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Flasar, F. M., and Simon-Miller, A. A. : Evolution of the equatorial oscillation in Saturn’s stratosphere between 2005 and 2010 from Cassini/CIRS limb data analysis, *Geophysical Research Letters*, 38, L09201, doi :10.1029/2011GL047192, 2011. [20](#), [27](#), [38](#), [61](#), [65](#), [75](#), [99](#), [116](#), [125](#), [126](#), [168](#)
- Guerlet, S., Spiga, A., Sylvestre, M., Indurain, M., Fouchet, T., Leconte, J., Millour, E., Wordsworth, R., Capderou, M., Bézard, B., and Forget, F. : Global climate modeling of Saturn’s atmosphere. Part I : Evaluation of the radiative transfer model, *Icarus*, 238, 110–124, doi :10.1016/j.icarus.2014.05.010, 2014. [24](#), [53](#), [54](#), [55](#), [56](#), [57](#), [64](#), [66](#), [67](#), [79](#), [91](#), [115](#), [117](#), [119](#), [120](#), [121](#), [122](#), [123](#), [124](#), [125](#), [128](#), [129](#), [130](#), [131](#), [134](#), [138](#), [140](#), [168](#), [169](#), [171](#)
- Guerlet, S., Fouchet, T., Spiga, A., Flasar, F., Fletcher, L. N., Hesman, B. E., and Gorius, N. : Equatorial Oscillation and Planetary Wave Activity in Saturn’s Stratosphere through the Cassini Epoch, *Journal of Geophysical Research : Planets*, 2018. [27](#), [28](#), [32](#), [38](#), [61](#), [65](#), [75](#), [76](#), [79](#), [80](#), [99](#), [100](#), [143](#), [144](#), [147](#), [151](#), [152](#), [157](#), [158](#), [161](#), [174](#), [176](#), [178](#), [180](#), [185](#), [186](#)
- Hamilton, K. : Dynamics of the Stratospheric Semiannual Oscillation, *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 64, 227–244, doi :10.2151/jmsj1965.64.2_227, 1986. [35](#)
- Hamilton, K. and Mahlman, J. D. : General Circulation Model Simulation of the Semiannual Oscillation of the Tropical Middle Atmosphere., *Journal of Atmospheric Sciences*, 45, 3212–3235, doi : 10.1175/1520-0469(1988)045\textless{}3212:GCMSOT\textgreater{}2.0.CO;2, 1988. [36](#)

- Hamilton, K., Wilson, R. J., and Hemler, R. S. : Middle Atmosphere Simulated with High Vertical and Horizontal Resolution Versions of a GCM : Improvements in the Cold Pole Bias and Generation of a QBO-like Oscillation in the Tropics., *Journal of Atmospheric Sciences*, 56, 3829–3846, doi : 10.1175/1520-0469(1999)056<3829:MASWHV>2.0.CO;2, 1999. [33](#)
- Hamilton, K., Wilson, R. J., and Hemler, R. S. : Spontaneous Stratospheric QBO-like Oscillations Simulated by the GFDL SKYHI General Circulation Model., *Journal of Atmospheric Sciences*, 58, 3271–3292, doi :10.1175/1520-0469(2001)058<3271:SSQLOS>2.0.CO;2, 2001. [32](#), [65](#), [95](#)
- Hanel, R., Conrath, B., Flasar, F. M., Kunde, V., Maguire, W., Pearl, J. C., Pirraglia, J., Samuelson, R., Herath, L., Allison, M., Cruikshank, D. P., Gautier, D., Gierasch, P. J., Horn, L., Koppany, R., and Ponnampertuma, C. : Infrared Observations of the Saturnian System from Voyager 1, *Science*, 212, 192–200, doi :10.1126/science.212.4491.192, 1981. [12](#)
- Hanel, R., Conrath, B., Flasar, F. M., Kunde, V., Maguire, W., Pearl, J. C., Pirraglia, J., Samuelson, R., Cruikshank, D. P., Gautier, D., Gierasch, P. J., Horn, L., and Ponnampertuma, C. : Infrared Observations of the Saturnian System from Voyager 2, *Science*, 215, 544–548, doi :10.1126/science.215.4532.544, 1982. [12](#)
- Hansen, J. E. and Travis, L. D. : Light scattering in planetary atmospheres, *Space Science Reviews*, 16, 527–610, doi :10.1007/BF00168069, 1974. [53](#)
- Haynes, P. H. and McIntyre, M. E. : On the Evolution of Vorticity and Potential Vorticity in the Presence of Diabatic Heating and Frictional or Other Forces., *Journal of Atmospheric Sciences*, 44, 828–841, doi :10.1175/1520-0469(1987)044<textless{}0828:OTEOVA\textgreater{}2.0.CO;2, 1987. [37](#)
- Haynes, P. H., McIntyre, M. E., Shepherd, T. G., Marks, C. J., and Shine, K. P. : On the ‘Downward Control’ of Extratropical Diabatic Circulations by Eddy-Induced Mean Zonal Forces., *Journal of Atmospheric Sciences*, 48, 651–680, doi :10.1175/1520-0469(1991)048<0651:OTCOED>2.0.CO;2, 1991. [37](#), [98](#), [104](#)
- Hertzog, A., Boccara, G., Vincent, R. A., Vial, F., and Cocquerez, P. : Estimation of Gravity Wave Momentum Flux and Phase Speeds from Quasi-Lagrangian Stratospheric Balloon Flights. Part II : Results from the Vorcore Campaign in Antarctica, *Journal of Atmospheric Sciences*, 65, 3056, doi :10.1175/2008JAS2710.1, 2008. [35](#), [144](#)
- Hesman, B. E., Jennings, D. E., Sada, P. V., BJORAKER, G. L., Achterberg, R. K., Simon-Miller, A. A., Anderson, C. M., Boyle, R. J., Nixon, C. A., Fletcher, L. N., and McCabe, G. H. : Saturn’s latitudinal C₂H₂ and C₂H₆ abundance profiles from Cassini/CIRS and ground-based observations, *Icarus*, 202, 249–259, doi :10.1016/j.icarus.2009.02.013, 2009. [22](#)
- Hesman, B. E., BJORAKER, G. L., Sada, P. V., Achterberg, R. K., Jennings, D. E., Romani, P. N., Lunsford, A. W., Fletcher, L. N., Boyle, R. J., Simon-Miller, A. A., Nixon, C. A., and Irwin, P. G. J. : Elusive Ethylene Detected in Saturn’s Northern Storm Region, *The Astrophysical Journal*, 760, 24, doi :10.1088/0004-637X/760/1/24, 2012. [26](#)
- Hirota, I. : Equatorial Waves in the Upper Stratosphere and Mesosphere in Relation to the Semiannual Oscillation of the Zonal Wind., *Journal of Atmospheric Sciences*, 35, 714–722, doi : 10.1175/1520-0469(1978)035<textless{}0714:EWITUS\textgreater{}2.0.CO;2, 1978. [35](#)
- Hirota, I. : Observational evidence of the semiannual oscillation in the tropical middle atmosphere - A review, *Pure and Applied Geophysics*, 118, 217–238, doi :10.1007/BF01586452, 1980. [35](#)
- Hitchman, M. H. and Leovy, C. B. : Evolution of the Zonal Mean State in the Equatorial Middle Atmosphere during October 1978-May 1979., *Journal of Atmospheric Sciences*, 43, 3159–3176, doi : 10.1175/1520-0469(1986)043<textless{}3159:EOTZMS\textgreater{}2.0.CO;2, 1986. [35](#)

- Holton, J. R. : The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere, *Journal of Atmospheric Sciences*, 39, 791–799, doi :10.1175/1520-0469(1982)039<textless{}0791:TROGWI\textgreater{}2.0.CO;2, 1982. 143
- Holton, J. R. : The Tropical Tropopause Layer, The Quasibiennial Oscillation, and Stratospheric Dehydration, in : EGS General Assembly Conference Abstracts, EGS General Assembly Conference Abstracts, p. 119, 2002. 37
- Holton, J. R. and Lindzen, R. S. : An Updated Theory for the Quasi-Biennial Cycle of the Tropical Stratosphere., *Journal of Atmospheric Sciences*, 29, 1076–1080, doi :10.1175/1520-0469(1972)029<1076:AUTFTQ>2.0.CO;2, 1972. 32, 65
- Holton, J. R. and Wehrbein, W. M. : The Role of Forced Planetary Waves in the Annual Cycle of the Zonal Mean Circulation of the Middle Atmosphere., *Journal of Atmospheric Sciences*, 37, 1968–1983, doi :10.1175/1520-0469(1980)037<1968:TROFPW>2.0.CO;2, 1980. 35, 36
- Hopkins, R. H. : Evidence of Polar-Tropical Coupling in Upper Stratospheric Zonal Wind Anomalies., *Journal of Atmospheric Sciences*, 32, 712–719, doi :10.1175/1520-0469(1975)032<textless{}0712:EOPTCI\textgreater{}2.0.CO;2, 1975. 35
- Hourdin, F., Le van, P., Forget, F., and Talagrand, O. : Meteorological Variability and the Annual Surface Pressure Cycle on Mars., *Journal of Atmospheric Sciences*, 50, 3625–3640, doi :10.1175/1520-0469(1993)050<3625:MVATAS>2.0.CO;2, 1993. 55
- Hourdin, F., Couvreur, F., and Menut, L. : Parameterization of the Dry Convective Boundary Layer Based on a Mass Flux Representation of Thermals., *Journal of Atmospheric Sciences*, 59, 1105–1123, doi :10.1175/1520-0469(2002)059<1105:POTDCB>2.0.CO;2, 2002. 59
- Howett, C. J. A., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Simon-Miller, A., Calcutt, S. B., Fletcher, L. N., and de Kok, R. : Meridional variations in stratospheric acetylene and ethane in the southern hemisphere of the saturnian atmosphere as determined from Cassini/CIRS measurements, *Icarus*, 190, 556–572, doi :10.1016/j.icarus.2007.03.009, 2007. 22
- Hue, V., Greathouse, T. K., Cavalié, T., Dobrijevic, M., and Hersant, F. : 2D photochemical modeling of Saturn’s stratosphere. Part II : Feedback between composition and temperature, *Icarus*, 267, 334–343, doi :10.1016/j.icarus.2015.12.007, 2016. 116
- Hue, V., Hersant, F., Cavalié, T., Dobrijevic, M., and Sinclair, J. A. : Photochemistry, mixing and transport in Jupiter’s stratosphere constrained by Cassini, *Icarus*, 307, 106–123, doi :10.1016/j.icarus.2018.02.018, 2018. 22
- Hueso, R. and Sánchez-Lavega, A. : A three-dimensional model of moist convection for the giant planets II : Saturn’s water and ammonia moist convective storms, *Icarus*, 172, 255–271, doi :10.1016/j.icarus.2004.06.010, 2004. 13
- Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., Rojas, J. F., Simon, A. A., Barry, T., Río-Gaztelurrutia, T. d., Antuñano, A., Sayanagi, K. M., Delcroix, M., Fletcher, L. N., García-Melendo, E., Pérez-Hoyos, S., Blalock, J., Colas, F., Gómez-Forrellad, J. M., Gunnarson, J. L., Peach, D., and Wong, M. H. : Saturn atmospheric dynamics one year after Cassini : Long-lived features and time variations in the drift of the Hexagon, *Icarus*, 336, 113429, doi :10.1016/j.icarus.2019.113429, 2020. 99
- Huygens, C. : *Cristiani Hugenii Zulichemii, Const. F. Systema Saturnium, Sive De causis mirandorum Saturni Phænomenôn, Et Comitè ejus Planeta Novo, Ex Typographia Adriani Vlacq, Hagæ Comitis*, URL <http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k10919284>, 1659. 10
- Ingersoll, A. P., Beebe, R. F., Conrath, B. J., and Hunt, G. E. : Structure and dynamics of Saturn’s atmosphere, pp. 195–238, 1984. 12, 14

- Jackson, D. R. and Gray, L. J. : Simulation of the semi-annual oscillation of the equatorial middle atmosphere using the Extended UGAMP General Circulation Model, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 120, 1559–1588, doi :10.1002/qj.49712052007, 1994. [36](#)
- Karkoschka, E. and Tomasko, M. : Saturn’s vertical and latitudinal cloud structure 1991–2004 from HST imaging in 30 filters, *Icarus*, 179, 195–221, doi :10.1016/j.icarus.2005.05.016, 2005. [14](#), [54](#)
- Karkoschka, E. and Tomasko, M. G. : Saturn’s upper troposphere 1986–1989, *Icarus*, 97, 161–181, doi :10.1016/0019-1035(92)90125-Q, 1992. [14](#)
- Karkoschka, E. and Tomasko, M. G. : Saturn’s Upper Atmospheric Hazes Observed by the Hubble Space Telescope, *Icarus*, 106, 428–441, doi :10.1006/icar.1993.1183, 1993. [54](#)
- Kawatani, Y., Watanabe, S., Sato, K., Dunkerton, T. J., Miyahara, S., and Takahashi, M. : The Roles of Equatorial Trapped Waves and Internal Inertia-Gravity Waves in Driving the Quasi-Biennial Oscillation. Part I : Zonal Mean Wave Forcing, *Journal of Atmospheric Sciences*, 67, 963–980, doi : 10.1175/2009JAS3222.1, 2010a. [33](#)
- Kawatani, Y., Watanabe, S., Sato, K., Dunkerton, T. J., Miyahara, S., and Takahashi, M. : The Roles of Equatorial Trapped Waves and Internal Inertia-Gravity Waves in Driving the Quasi-Biennial Oscillation. Part II : Three-Dimensional Distribution of Wave Forcing, *Journal of Atmospheric Sciences*, 67, 981–997, doi :10.1175/2009JAS3223.1, 2010b. [33](#)
- Kawatani, Y., Hamilton, K., Sato, K., Dunkerton, T. J., Watanabe, S., and Kikuchi, K. : ENSO Modulation of the QBO : Results from MIROC Models with and without Nonorographic Gravity Wave Parameterization, *Journal of Atmospheric Sciences*, 76, 3893–3917, doi :10.1175/JAS-D-19-0163.1, 2019. [35](#), [143](#)
- Kinnersley, J. S. and Pawson, S. : The Descent Rates of the Shear Zones of the Equatorial QBO., *Journal of Atmospheric Sciences*, 53, 1937–1949, doi :10.1175/1520-0469(1996)053<1937:TDROTS>2.0.CO;2, 1996. [36](#), [106](#)
- Kliore, A. J., Patel, I. R., Lindal, G. F., Sweetnam, D. N., Hotz, H. B., Waite, J. H., and McDonough, T. : Structure of the Ionosphere and Atmosphere of Saturn From Pioneer 11 Saturn Radio Occultation, *Journal of Geophysical Research*, 85, 5857–5870, doi :10.1029/JA085iA11p05857, 1980. [12](#)
- Kraichnan, R. H. : Inertial Ranges in Two Dimensional Turbulence, *Physics of Fluids*, 10, 1417–1423, 1967a. [70](#)
- Kraichnan, R. H. : Inertial Ranges in Two-Dimensional Turbulence, *The Physics of Fluids*, 10, 1417–1423, doi :10.1063/1.1762301, 1967b. [71](#), [72](#), [73](#)
- Kuiper, G. P. : Infrared Spectra of Planets., *Astrophysical Journal*, 106, 251, doi :10.1086/144956, 1947. [10](#)
- Kuroda, T., Medvedev, A. S., Hartogh, P., and Takahashi, M. : Correction to “Semiannual oscillations in the atmosphere of Mars”, *Geophysical Research Letters*, 35, L23202, doi :10.1029/2008GL036061, 2008. [38](#), [65](#), [143](#)
- Lebonnois, S., Burgalat, J., Rannou, P., and Charnay, B. : Titan global climate model : A new 3-dimensional version of the IPSL Titan GCM, *Icarus*, 218, 707–722, doi :10.1016/j.icarus.2011.11.032, 2012. [53](#)
- Leovy, C. B., Friedson, A. J., and Orton, G. S. : The quasiquadrennial oscillation of Jupiter’s equatorial stratosphere, *Nature*, 354, 380–382, doi :10.1038/354380a0, 1991. [38](#), [39](#), [65](#), [99](#), [106](#), [143](#)

- Li, L., Gierasch, P. J., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Flasar, F. M., Vasavada, A. R., Ingersoll, A. P., Banfield, D., Simon-Miller, A. A., and Fletcher, L. N. : Strong jet and a new thermal wave in Saturn's equatorial stratosphere, *Geophysical Research Letters*, 35, L23208, doi :10.1029/2008GL035515, 2008. 27, 99
- Li, L., Jiang, X., Ingersoll, A. P., Del Genio, A. D., Porco, C. C., West, R. A., Vasavada, A. R., Ewald, S. P., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Simon-Miller, A. A., Nixon, C. A., Achterberg, R. K., Orton, G. S., Fletcher, L. N., and Baines, K. H. : Equatorial winds on Saturn and the stratospheric oscillation, *Nature Geoscience*, 4, 750–752, doi :10.1038/ngeo1292, 2011. 27, 30, 32, 38, 61, 65, 75
- Li, L., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Smith, M. A., Simon-Miller, A. A., Nixon, C. A., Orton, G. S., Flasar, F. M., Jiang, X., Baines, K. H., Morales-Juberías, R., Ingersoll, A. P., Vasavada, A. R., Del Genio, A. D., West, R. A., and Ewald, S. P. : Strong Temporal Variation Over One Saturnian Year : From Voyager to Cassini, *Scientific Reports*, 3, 2410, doi :10.1038/srep02410, 2013. 27, 28, 30, 32
- Li, X. and Read, P. L. : A mechanistic model of the quasi-quadrennial oscillation in Jupiter's stratosphere, *Planetary and Space Science*, 2000. 65, 106
- Lian, Y. and Showman, A. P. : Deep jets on gas-giant planets, *Icarus*, 194, 597–615, doi :10.1016/j.icarus.2007.10.014, 2008. 68
- Lian, Y. and Showman, A. P. : Generation of equatorial jets by large-scale latent heating on the giant planets, *Icarus*, 207, 373–393, doi :10.1016/j.icarus.2009.10.006, 2010. 43, 68
- Lieberman, R. S. and Hays, P. B. : An Estimate of the Momentum Deposition in the Lower Thermosphere by the Observed Diurnal Tide., *Journal of Atmospheric Sciences*, 51, 3094–3108, doi : 10.1175/1520-0469(1994)051<textless{3094:AEOTMD>textgreater{2.0.CO;2, 1994. 36
- Lindal, G. F., Sweetnam, D. N., and Eshleman, V. R. : The atmosphere of Saturn - an analysis of the Voyager radio occultation measurements, *Astronomical Journal*, 90, 1136–1146, doi :10.1086/113820, 1985. 23
- Lindzen, R. S. : Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 86, 9707–9714, doi :https://doi.org/10.1029/JC086iC10p09707, URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JC086iC10p09707>, 1981. 143, 146
- Lindzen, R. S. and Holton, J. R. : A Theory of the Quasi-Biennial Oscillation., *Journal of Atmospheric Sciences*, 25, 1095–1107, doi :10.1175/1520-0469(1968)025<1095:ATOTQB>2.0.CO;2, 1968. 32, 33, 35, 65, 99, 143
- Liu, J. and Schneider, T. : Mechanisms of Jet Formation on the Giant Planets, *Journal of Atmospheric Sciences*, 67, 3652–3672, doi :10.1175/2010JAS3492.1, 2010. 43, 53, 57, 67
- Liu, J., Goldreich, P. M., and Stevenson, D. J. : Constraints on deep-seated zonal winds inside Jupiter and Saturn, *Icarus*, 196, 653–664, doi :10.1016/j.icarus.2007.11.036, 2008. 31, 53
- Liu, T., Sayanagi, K. M., Brueshaber, S. R., Blalock, J. J., Ingersoll, A. P., Dyudina, U. A., and Ewald, S. P. : Saturn's North Polar Vortex Structure Extracted From Cloud Images by the Optical Flow Method, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 124, 3041–3062, doi :10.1029/2019JE005974, 2019. 20
- Lott, F. and Guez, L. : A stochastic parameterization of the gravity waves due to convection and its impact on the equatorial stratosphere, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 118, 8897–8909, doi :10.1002/jgrd.50705, 2013. 35, 142, 143, 145

- Lott, F., Guez, L., and Maury, P. : A stochastic parameterization of non-orographic gravity waves : Formalism and impact on the equatorial stratosphere, *Geophysical Research Letters*, 39, L06807, doi :10.1029/2012GL051001, 2012. [35](#), [96](#), [142](#), [143](#), [144](#), [145](#), [146](#), [148](#)
- Lu, H., Baldwin, M. P., Gray, L. J., and Jarvis, M. J. : Decadal-scale changes in the effect of the QBO on the northern stratospheric polar vortex, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 113, doi :10.1029/2007JD009647, 2008. [96](#)
- Mayr, H. G. and Lee, J. N. : Downward propagating Equatorial Annual Oscillation and QBO generated multi-year oscillations in stratospheric NCEP reanalysis data, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 138, 1–8, doi :10.1016/j.jastp.2015.11.016, 2016. [65](#)
- Menzel, D. H., Coblentz, W. W., and Lampland, C. O. : Planetary Temperatures Derived from Water-Cell Transmissions, *Astrophysical Journal*, 63, 177–187, doi :10.1086/142965, 1926. [10](#)
- Morales-Juberías, R., Sayanagi, K. M., Dowling, T. E., and Ingersoll, A. P. : Emergence of polar-jet polygons from jet instabilities in a Saturn model, *Icarus*, 211, 1284–1293, doi :10.1016/j.icarus.2010.11.006, 2011. [43](#), [44](#)
- Morales-Juberías, R., Sayanagi, K. M., Simon, A. A., Fletcher, L. N., and Cosentino, R. G. : Meandering Shallow Atmospheric Jet as a Model of Saturn’s North-polar Hexagon, *The Astrophysical Journal Letters*, 806, L18, doi :10.1088/2041-8205/806/1/L18, 2015. [44](#)
- Moses, J. I. and Greathouse, T. K. : Latitudinal and seasonal models of stratospheric photochemistry on Saturn : Comparison with infrared data from IRTF/TEXES, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110, E09007, doi :10.1029/2005JE002450, 2005. [20](#), [21](#), [22](#)
- Moses, J. I., Bézard, B., Lellouch, E., Gladstone, G. R., Feuchtgruber, H., and Allen, M. : Photochemistry of Saturn’s Atmosphere. I. Hydrocarbon Chemistry and Comparisons with ISO Observations, *Icarus*, 143, 244–298, doi :10.1006/icar.1999.6270, 2000. [54](#)
- Moses, J. I., Armstrong, E. S., Fletcher, L. N., Friedson, A. J., Irwin, P. G. J., Sinclair, J. A., and Hesman, B. E. : Evolution of stratospheric chemistry in the Saturn storm beacon region, *Icarus*, 261, 149–168, doi :10.1016/j.icarus.2015.08.012, 2015. [26](#)
- Muñoz, O., Moreno, F., Molina, A., Grodent, D., Gérard, J. C., and Dols, V. : Study of the vertical structure of Saturn’s atmosphere using HST/WFPC2 images, *Icarus*, 169, 413–428, doi :10.1016/j.icarus.2003.12.018, 2004. [54](#)
- Murgatroyd, R. J. and Singleton, F. : Possible meridional circulation in the Stratosphere and Mesosphere, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 1961. [36](#), [37](#), [64](#), [117](#)
- O’Gorman, P. A. and Schneider, T. : Weather-Layer Dynamics of Baroclinic Eddies and Multiple Jets in an Idealized General Circulation Model, *Journal of Atmospheric Sciences*, 65, 524–535, doi :10.1175/2007JAS2280.1, 2008. [57](#)
- Oliva, F., Adriani, A., Moriconi, M. L., Liberti, G. L., D’Aversa, E., and Filacchione, G. : Clouds and hazes vertical structure of a Saturn’s giant vortex from Cassini/VIMS-V data analysis, *Icarus*, 278, 215–237, doi :10.1016/j.icarus.2016.06.021, 2016. [26](#)
- Ollivier, J. L., Billebaud, F., Drossart, P., Dobrijévic, M., Roos-Serote, M., August-Bernex, T., and Vauglin, I. : Seasonal effects in the thermal structure of Saturn’s stratosphere from infrared imaging at 10 microns, *Astronomy and Astrophysics*, 356, 347–356, 2000. [14](#)
- Orton, G. S. and Ingersoll, A. P. : Saturn’s Atmospheric Temperature Structure and Heat Budget, *Journal of Geophysical Research*, 85, 5871–5882, doi :10.1029/JA085iA11p05871, 1980. [12](#)
- Orton, G. S. and Yanamandra-Fisher, P. A. : Saturn’s Temperature Field from High-Resolution Middle-Infrared Imaging, *Science*, 307, 696–698, doi :10.1126/science.1105730, 2005. [13](#), [14](#), [20](#), [24](#), [43](#), [116](#), [117](#), [123](#), [137](#)

- Orton, G. S., Friedson, A. J., Caldwell, J., Hammel, H. B., Baines, K. H., Bergstralh, J. T., Martin, T. Z., Malcom, M. E., West, R. A., Golisch, W. F., Griep, D. M., Kaminski, C. D., Tokunaga, A. T., Baron, R., and Shure, M. : Thermal maps of Jupiter - Spatial organization and time dependence of stratospheric temperatures, 1980 to 1990, *Science*, 252, 537–542, doi :10.1126/science.252.5005.537, 1991. [38](#), [39](#), [65](#), [99](#), [106](#), [143](#)
- Orton, G. S., Friedson, A. J., Yanamandra-Fisher, P. A., Caldwell, J., Hammel, H. B., Baines, K. H., Bergstralh, J. T., Martin, T. Z., West, R. A., Veeder, Glenn J., J., Lynch, D. K., Russell, R., Malcom, M. E., Golisch, W. F., Griep, D. M., Kaminski, C. D., Tokunaga, A. T., Herbst, T., and Shure, M. : Spatial Organization and Time Dependence of Jupiter’s Tropospheric Temperatures, 1980–1993, *Science*, 265, 625–631, doi :10.1126/science.265.5172.625, 1994. [38](#), [39](#), [99](#), [143](#)
- Orton, G. S., Yanamandra-Fisher, P. A., Fisher, B. M., Friedson, A. J., Parrish, P. D., Nelson, J. F., Bauermeister, A. S., Fletcher, L., Gezari, D. Y., Varosi, F., Tokunaga, A. T., Caldwell, J., Baines, K. H., Hora, J. L., Ressler, M. E., Fujiyoshi, T., Fuse, T., Hagopian, H., Martin, T. Z., Bergstralh, J. T., Howett, C., Hoffmann, W. F., Deutsch, L. K., van Cleve, J. E., Noe, E., Adams, J. D., Kassis, M., and Tollestrup, E. : Semi-annual oscillations in Saturn’s low-latitude stratospheric temperatures, *Nature*, 453, 196–199, doi :10.1038/nature06897, 2008. [27](#), [38](#), [43](#), [61](#), [64](#), [75](#), [99](#), [100](#), [110](#), [143](#), [152](#), [158](#)
- Palmer, M. A. and Gray, L. J. : Modeling the atmospheric response to solar irradiance changes using a GCM with a realistic QBO, *Geophysical Research Letters*, 32, L24701, doi :10.1029/2005GL023809, 2005. [35](#), [143](#)
- Pérez-Hoyos, S. and Sánchez-Lavega, A. : Solar flux in Saturn’s atmosphere : Penetration and heating rates in the aerosol and cloud layers, *Icarus*, 180, 368–378, doi :10.1016/j.icarus.2005.10.009, 2006. [31](#)
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., French, R. G., and Rojas, J. F. : Saturn’s cloud structure and temporal evolution from ten years of Hubble Space Telescope images (1994–2003), *Icarus*, 176, 155–174, doi :10.1016/j.icarus.2005.01.014, 2005. [14](#), [54](#)
- Plumb, A. R. and Bell, R. C. : A model of the quasi-biennial oscillation on an equatorial beta-plane, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 108, 335–352, doi :10.1002/qj.49710845604, 1982. [65](#)
- Plumb, R. A. : Stratospheric Transport, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 80, 793–809, doi :10.2151/jmsj.80.793, 2002. [37](#), [38](#), [104](#)
- 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., 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., Vasavada, A. R., Veverka, J., Wagner, R., and West, R. : Cassini Imaging Science : Initial Results on Saturn’s Atmosphere, *Science*, 307, 1243–1247, doi :10.1126/science.1107691, 2005. [30](#)
- Pouquet, A. and Marino, R. : Geophysical Turbulence and the Duality of the Energy Flow Across Scales, *Physical Review Letters*, 111, 234501, doi :10.1103/PhysRevLett.111.234501, 2013. [68](#)
- Pryor, W. R., Esposito, L. W., Jouchoux, A., West, R. A., Grodent, D., Gérard, J. C., Radioti, A., Lamy, L., and Koskinen, T. : Cassini UVIS Detection of Saturn’s North Polar Hexagon in the Grand Finale Orbits, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 124, 1979–1988, doi :10.1029/2019JE005922, 2019. [18](#)
- Rajendran, K., Moroz, I. M., Read, P. L., and Osprey, S. M. : Synchronisation of the equatorial QBO by the annual cycle in tropical upwelling in a warming climate, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 142, 1111–1120, doi :10.1002/qj.2714, 2016. [35](#), [86](#), [88](#)

- Ray, E. A., Alexander, M. J., and Holton, J. R. : An analysis of the structure and forcing of the equatorial semiannual oscillation in zonal wind, *Journal of Geophysical Research : Atmosphere*, 103, 1759–1774, doi :10.1029/97JD02679, 1998. 35
- Read, P. L., Conrath, B. J., Fletcher, L. N., Gierasch, P. J., Simon-Miller, A. A., and Zuchowski, L. C. : Mapping potential vorticity dynamics on saturn : Zonal mean circulation from Cassini and Voyager data, *Planetary and Space Science*, 57, 1682–1698, doi :10.1016/j.pss.2009.03.004, 2009. 18, 30, 32, 57, 163
- Reed, R. J. : The Quasi-Biennial Oscillation of the Atmosphere Between 30 and 50 km Over Ascension Island., *Journal of Atmospheric Sciences*, 22, 331–332, doi :10.1175/1520-0469(1965)022<textless{}0331:TQBOOT\textgreater{}2.0.CO;2, 1965. 35
- Reed, R. J., Campbell, W. J., Rasmussen, L. A., and Rogers, D. G. : Evidence of downward propagating annual wind reversal in the equatorial stratosphere, *Journal of Geophysical Research*, 66, 813–818, doi :10.1029/JZ066i003p00813, 1961. 32, 65, 99
- Rhines, P. B. : The dynamics of unsteady currents, *The sea*, 6, 189–318, 1977. 68
- Richter, J. H., Solomon, A., and Bacmeister, J. T. : On the simulation of the Quasi-Biennial Oscillation in the Community Atmosphere Model, version 5, *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 119, 3045–3062, doi :10.1002/2013JD021122, 2014. 95
- Rieke, G. H. : The Thermal Radiation of Saturn and Its Rings, *Icarus*, 26, 37–44, doi :10.1016/0019-1035(75)90142-6, 1975. 10, 11
- Rio, C. and Hourdin, F. : A Thermal Plume Model for the Convective Boundary Layer : Representation of Cumulus Clouds, *Journal of Atmospheric Sciences*, 65, 407–425, doi :10.1175/2007JAS2256.1, 2008. 59
- Rio, C., Hourdin, F., Couvreux, F., and Jam, A. : Resolved Versus Parametrized Boundary-Layer Plumes. Part II : Continuous Formulations of Mixing Rates for Mass-Flux Schemes, *Boundary-Layer Meteorology*, 135, 469–483, doi :10.1007/s10546-010-9478-z, 2010. 59
- Roman, M. T., Banfield, D., and Gierasch, P. J. : Saturn’s cloud structure inferred from Cassini ISS, *Icarus*, 225, 93–110, doi :10.1016/j.icarus.2013.03.015, 2013. 54
- Rostami, M., Zeitlin, V., and Spiga, A. : On the dynamical nature of Saturn’s North Polar hexagon, *Icarus*, 297, 59–70, doi :10.1016/j.icarus.2017.06.006, 2017. 18, 44
- Ruan, T., Lewis, N. T., Lewis, S. R., Montabone, L., and Read, P. L. : Investigating the semiannual oscillation on Mars using data assimilation, *Icarus*, 333, 404 – 414, doi :https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.06.012, URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103518306055>, 2019. 38, 65, 143
- Sadourny, R., Arakawa, A., and Mintz, Y. : Integration of the Nondivergent Barotropic Vorticity Equation with AN Icosahedral-Hexagonal Grid for the SPHERE1, *Monthly Weather Review*, 96, 351, doi :10.1175/1520-0493(1968)096<0351:IOTNBV>2.0.CO;2, 1968. 51, 52
- Sánchez-Lavega, A. : Motions in Saturn’s atmosphere : Observations before Voyager encounters, *Icarus*, 49, 1–16, doi :10.1016/0019-1035(82)90052-5, 1982. 24
- Sánchez-Lavega, A. and Battaner, E. : Long-term changes in Saturn’s atmospheric belts and zones, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 64, 287–301, 1986. 13
- Sánchez-Lavega, A., Colas, F., Lecacheux, J., Laques, P., Miyazaki, I., and Parker, D. : The Great White Spot and disturbances in Saturn’s equatorial atmosphere during 1990, *Nature*, 353, 397–401, doi :10.1038/353397a0, 1991. 13, 24

- Sánchez-Lavega, A., Lecacheux, J., Colas, F., and Laques, P. : Temporal behavior of cloud morphologies and motions in Saturn's atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, 98, 18 857–18 872, doi : 10.1029/93JE01777, 1993a. [13](#)
- Sánchez-Lavega, A., Lecacheux, J., Colas, F., and Laques, P. : Ground-Based Observations of Saturn's North Polar Spot and Hexagon, *Science*, 260, 329–332, doi :10.1126/science.260.5106.329, 1993b. [14](#), [18](#)
- Sánchez-Lavega, A., Lecacheux, J., Colas, F., and Laques, P. : Photometry of Saturn's 1990 Equatorial Disturbance, *Icarus*, 108, 158–168, doi :10.1006/icar.1994.1048, 1994. [13](#), [24](#)
- Sánchez-Lavega, A., Lecacheux, J., Gomez, J. M., Colas, F., Laques, P., Noll, K., Gilmore, D., Miyazaki, I., and Parker, D. : Large-Scale Storms in Saturn's Atmosphere During 1994, *Science*, 271, 631–634, doi :10.1126/science.271.5249.631, 1996. [13](#)
- Sánchez-Lavega, A., Rojas, J. F., Acarreta, J. R., Lecacheux, J., Colas, F., and Sada, P. V. : New Observations and Studies of Saturn's Long-Lived North Polar SPOT, *Icarus*, 128, 322–334, doi : 10.1006/icar.1997.5761, 1997. [14](#)
- Sánchez-Lavega, A., Lecacheux, J., Colas, F., Rojas, J. F., and Gomez, J. M. : Discrete cloud activity in Saturn's equator during 1995, 1996 and 1997, *Planetary and Space Science*, 47, 1277–1283, doi : 10.1016/S0032-0633(99)00050-1, 1999. [13](#)
- Sánchez-Lavega, A., Rojas, J. F., and Sada, P. V. : Saturn's Zonal Winds at Cloud Level, *Icarus*, 147, 405–420, doi :10.1006/icar.2000.6449, 2000. [14](#)
- Sánchez-Lavega, A., Pérez-Hoyos, S., Acarreta, J. R., and French, R. G. : No Hexagonal Wave around Saturn's Southern Pole, *Icarus*, 160, 216–219, doi :10.1006/icar.2002.6947, 2002. [14](#), [20](#), [116](#), [123](#)
- Sánchez-Lavega, A., Pérez-Hoyos, S., Rojas, J. F., Hueso, R., and French, R. G. : A strong decrease in Saturn's equatorial jet at cloud level, *Nature*, 423, 623–625, doi :10.1038/nature01653, 2003. [14](#)
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Pérez-Hoyos, S., Rojas, J. F., and French, R. G. : Saturn's cloud morphology and zonal winds before the Cassini encounter, *Icarus*, 170, 519–523, doi :10.1016/j.icarus.2004.05.002, 2004. [14](#)
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Pérez-Hoyos, S., and Rojas, J. F. : A strong vortex in Saturn's South Pole, *Icarus*, 184, 524–531, doi :10.1016/j.icarus.2006.05.020, 2006. [20](#)
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., and Pérez-Hoyos, S. : The three-dimensional structure of Saturn's equatorial jet at cloud level, *Icarus*, 187, 510–519, doi :10.1016/j.icarus.2006.10.022, 2007. [30](#)
- Sánchez-Lavega, A., del Río-Gaztelurrutia, T., Hueso, R., Gómez-Forrellad, J. M., Sanz-Requena, J. F., Legarreta, J., García-Melendo, E., Colas, F., Lecacheux, J., Fletcher, L. N., Barrado y Navascués, D., Parker, D., International Outer Planet Watch Team, Akutsu, T., Barry, T., Beltran, J., Buda, S., Combs, B., Carvalho, F., Casquinha, P., Delcroix, M., Ghomizadeh, S., Go, C., Hotershall, J., Ikemura, T., Jolly, G., Kazemoto, A., Kumamori, T., Lecompte, M., Maxson, P., Melillo, F. J., Milika, D. P., Morales, E., Peach, D., Phillips, J., Poupeau, J. J., Sussenbach, J., Walker, G., Walker, S., Tranter, T., Wesley, A., Wilson, T., and Yunoki, K. : Deep winds beneath Saturn's upper clouds from a seasonal long-lived planetary-scale storm, *Nature*, 475, 71–74, doi :10.1038/nature10203, 2011. [24](#), [26](#), [106](#), [117](#)
- Sánchez-Lavega, A., del Río-Gaztelurrutia, T., Delcroix, M., Legarreta, J. J., Gómez-Forrellad, J. M., Hueso, R., García-Melendo, E., Pérez-Hoyos, S., Barrado-Navascués, D., Lillo, J., and International Outer Planet Watch Team IOPW-PVOL : Ground-based observations of the long-term evolution and death of Saturn's 2010 Great White Spot, *Icarus*, 220, 561–576, doi :10.1016/j.icarus.2012.05.033, 2012. [26](#)

- Sánchez-Lavega, A., Río-Gaztelurrutia, T., Hueso, R., Pérez-Hoyos, S., García-Melendo, E., Antuñano, A., Mendikoa, I., Rojas, J. F., Lillo, J., Barrado-Navascués, D., Gomez-Forrellad, J. M., Go, C., Peach, D., Barry, T., Milika, D. P., Nicholas, P., and Wesley, A. : The long-term steady motion of Saturn's hexagon and the stability of its enclosed jet stream under seasonal changes, *Geophysical Research Letters*, 41, 1425–1431, doi :10.1002/2013GL059078, 2014. 18
- Sánchez-Lavega, A., García-Melendo, E., Pérez-Hoyos, S., Hueso, R., Wong, M. H., Simon, A., Sanz-Requena, J. F., Antuñano, A., Barrado-Izagirre, N., Garate-Lopez, I., Rojas, J. F., Del Río-Gaztelurrutia, T., Gómez-Forrellad, J. M., de Pater, I., Li, L., and Barry, T. : An enduring rapidly moving storm as a guide to Saturn's Equatorial jet's complex structure, *Nature Communications*, 7, 13262, doi :10.1038/ncomms13262, 2016. 30, 99
- Sánchez-Lavega, A., García-Melendo, E., Legarreta, J., Hueso, R., del Río-Gaztelurrutia, T., Sanz-Requena, J. F., Pérez-Hoyos, S., Simon, A. A., Wong, M. H., Soria, M., Gómez-Forrellad, J. M., Barry, T., Delcroix, M., Sayanagi, K. M., Blalock, J. J., Gunnarson, J. L., Dyudina, U., and Ewald, S. : A complex storm system in Saturn's north polar atmosphere in 2018, *Nature Astronomy*, 4, 180–187, doi :10.1038/s41550-019-0914-9, 2020a. 18, 144
- Sánchez-Lavega, A., García-Muñoz, A., del Río-Gaztelurrutia, T., Pérez-Hoyos, S., Sanz-Requena, J. F., Hueso, R., Guerlet, S., and Peralta, J. : Multilayer hazes over Saturn's hexagon from Cassini ISS limb images, *Nature Communications*, 11, 2281, doi :10.1038/s41467-020-16110-1, 2020b. 18, 20
- Sanz-Requena, J. F., Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., Antuñano, A., and Irwin, P. G. J. : Haze and cloud structure of Saturn's North Pole and Hexagon Wave from Cassini/ISS imaging, *Icarus*, 305, 284–300, doi :10.1016/j.icarus.2017.12.043, 2018. 18
- Sassi, F. and Garcia, R. R. : The Role of Equatorial Waves Forced by Convection in the Tropical Semiannual Oscillation., *Journal of Atmospheric Sciences*, 54, 1925–1942, doi :10.1175/1520-0469(1997)054<1925:TROEWF>2.0.CO;2, 1997. 36
- Sayanagi, K. M., Dyudina, U. A., Ewald, S. P., Fischer, G., Ingersoll, A. P., Kurth, W. S., Muro, G. D., Porco, C. C., and West, R. A. : Dynamics of Saturn's great storm of 2010-2011 from Cassini ISS and RPWS, *Icarus*, 223, 460–478, doi :10.1016/j.icarus.2012.12.013, 2013. 30
- Sayanagi, K. M., Dyudina, U. A., Ewald, S. P., Muro, G. D., and Ingersoll, A. P. : Cassini ISS observation of Saturn's String of Pearls, *Icarus*, 229, 170–180, doi :10.1016/j.icarus.2013.10.032, 2014. 26
- Sayanagi, K. M., Baines, K. H., Dyudina, U. A., Fletcher, L. N., Sánchez-Lavega, A., and West, R. A. : Saturn's Polar Atmosphere, arXiv e-prints, arXiv :1609.09626, 2016. 18, 20
- Sayanagi, K. M., Blalock, J. J., Dyudina, U. A., Ewald, S. P., and Ingersoll, A. P. : Cassini ISS observation of Saturn's north polar vortex and comparison to the south polar vortex, *Icarus*, 285, 68–82, doi :10.1016/j.icarus.2016.12.011, 2017. 20
- Sayanagi, K. M., Baines, K. H., Dyudina, U., Fletcher, L. N., Sánchez-Lavega, A., and West, R. A. : Saturn's Polar Atmosphere, in : *Saturn in the 21st Century*, edited by Baines, K. H., Flasar, F. M., Krupp, N., and Stallard, T., Cambridge Planetary Science, p. 337–376, Cambridge University Press, doi :10.1017/9781316227220.012, 2018. 20
- Schinder, P. J., Flasar, F. M., Marouf, E. A., French, R. G., McGhee, C. A., Kliore, A. J., Rappaport, N. J., Barbini, E., Fleischman, D., and Anabtawi, A. : Saturn's equatorial oscillation : Evidence of descending thermal structure from Cassini radio occultations, *Geophysical Research Letters*, 38, L08205, doi :10.1029/2011GL047191, 2011. 22, 27, 38, 61, 65, 79, 99, 143
- Schneider, T. and Liu, J. : Formation of Jets and Equatorial Superrotation on Jupiter, *Journal of Atmospheric Sciences*, 66, 579, doi :10.1175/2008JAS2798.1, 2009. 57, 67, 68

- Seignovert, S. : 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, 2017. [17](#)
- Seviour, W. J. M., Butchart, N., and Hardiman, S. C. : The Brewer-Dobson circulation inferred from ERA-Interim, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 138, 878–888, doi :10.1002/qj.966, 2012. [37](#), [103](#), [104](#), [174](#), [176](#), [178](#)
- Shaw, T. A. and Shepherd, T. G. : Angular Momentum Conservation and Gravity Wave Drag Parameterization : Implications for Climate Models, *Journal of Atmospheric Sciences*, 64, 190, doi : 10.1175/JAS3823.1, 2007. [67](#)
- Showman, A. P. and Polvani, L. M. : Equatorial Superrotation on Tidally Locked Exoplanets, *Astrophysical Journal*, 738, 71, doi :10.1088/0004-637X/738/1/71, 2011. [57](#)
- Showman, A. P., Ingersoll, A. P., Achterberg, R., and Kaspi, Y. : The Global Atmospheric Circulation of Saturn, in : *Saturn in the 21st Century*, edited by Baines, K. H., Flasar, F. M., Krupp, N., and Stallard, T., Cambridge Planetary Science, p. 295–336, Cambridge University Press, doi :10.1017/9781316227220.011, 2018. [18](#)
- Showman, A. P., Tan, X., and Zhang, X. : Atmospheric Circulation of Brown Dwarfs and Jupiter and Saturn-like Planets : Zonal Jets, Long-term Variability, and QBO-type Oscillations, *The Astrophysical Journal*, 883, 4, doi :10.3847/1538-4357/ab384a, 2019. [45](#), [66](#), [67](#), [74](#), [79](#), [99](#), [100](#)
- Simon, A. A., Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., and Wong, M. H. : Midsummer Atmospheric Changes in Saturn's Northern Hemisphere from the Hubble OPAL Program, *Planetary Science Journal*, 2, 47, doi :10.3847/PSJ/abe40f, 2021. [99](#)
- Simon-Miller, A. A., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Orton, G. S., Achterberg, R. K., Flasar, F. M., and Fisher, B. M. : Jupiter's atmospheric temperatures : From Voyager IRIS to Cassini CIRS, *Icarus*, 180, 98–112, doi :10.1016/j.icarus.2005.07.019, 2006. [39](#), [143](#)
- Simon-Miller, A. A., Poston, B. W., Orton, G. S., and Fisher, B. : Wind variations in Jupiter's equatorial atmosphere : A QJO counterpart ?, *Icarus*, 186, 192–203, doi :10.1016/j.icarus.2006.08.009, 2007. [39](#), [65](#), [143](#)
- Sinclair, J. A., Irwin, P. G. J., Fletcher, L. N., Moses, J. I., Greathouse, T. K., Friedson, A. J., Hesman, B., Hurley, J., and Merlet, C. : Seasonal variations of temperature, acetylene and ethane in Saturn's atmosphere from 2005 to 2010, as observed by Cassini-CIRS, *Icarus*, 225, 257–271, doi :10.1016/j.icarus.2013.03.011, 2013. [20](#), [64](#), [99](#), [102](#), [116](#), [117](#), [124](#), [126](#)
- Sinclair, J. A., Irwin, P. G. J., Fletcher, L. N., Greathouse, T., Guerlet, S., Hurley, J., and Merlet, C. : From Voyager-IRIS to Cassini-CIRS : Interannual variability in Saturn's stratosphere ?, *Icarus*, 233, 281–292, doi :10.1016/j.icarus.2014.02.009, 2014. [20](#), [27](#), [28](#), [38](#), [99](#)
- Solomon, S., Kiehl, J. T., Garcia, R. R., and Grose, W. : Tracer Transport by the Diabatic Circulation Deduced from Satellite Observations, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1986. [64](#)
- 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. : Global climate modeling of Saturn's atmosphere. Part II : Multi-annual high-resolution dynamical simulations, *Icarus*, 335, 113377, doi : 10.1016/j.icarus.2019.07.011, 2020. [53](#), [57](#), [58](#), [59](#), [60](#), [61](#), [62](#), [63](#), [66](#), [67](#), [68](#), [69](#), [70](#), [73](#), [81](#), [95](#), [98](#), [100](#), [149](#)
- Sromovsky, L. A., Revercomb, H. E., Krauss, R. J., and Suomi, V. E. : Voyager 2 Observations of Saturn's Northern Mid-Latitude Cloud Features : Morphology, Motions, and Evolution, *Journal of Geophysical Research*, 88, 8650–8666, doi :10.1029/JA088iA11p08650, 1983. [12](#)

- Sromovsky, L. A., Baines, K. H., and Fry, P. M. : Saturn's Great Storm of 2010-2011 : Evidence for ammonia and water ices from analysis of VIMS spectra, *Icarus*, 226, 402–418, doi :10.1016/j.icarus.2013.05.043, 2013. [26](#)
- Sromovsky, L. A., Baines, K. H., Fry, P. M., and Momary, T. W. : Cloud clearing in the wake of Saturn's Great Storm of 2010-2011 and suggested new constraints on Saturn's He/H₂ ratio, *Icarus*, 276, 141–162, doi :10.1016/j.icarus.2016.04.031, 2016. [26](#)
- Sromovsky, L. A., Baines, K. H., and Fry, P. M. : Saturn's south polar cloud composition and structure inferred from 2006 Cassini/VIMS spectra and ISS images, *Icarus*, 344, 113398, doi :10.1016/j.icarus.2019.113398, 2020. [20](#)
- Studwell, A., Li, L., Jiang, X., Baines, K. H., Fry, P. M., Momary, T. W., and Dyudina, U. A. : Saturn's Global Zonal Winds Explored by Cassini/VIMS 5- μ m Images, *Geophysical Research Letters*, 45, 6823–6831, doi :10.1029/2018GL078139, 2018. [30](#)
- Sukoriansky, S., Galperin, B., and Dikovskaya, N. : Universal spectrum of two-dimensional turbulence on a rotating sphere and some basic features of atmospheric circulation on giant planets, *Physical review letters*, 89, 124501, 2002. [32](#), [61](#), [68](#)
- Sylvestre, M., Guerlet, S., Fouchet, T., Spiga, A., Flasar, F. M., Hesman, B., and Bjoraker, G. L. : Seasonal changes in Saturn's stratosphere inferred from Cassini/CIRS limb observations, *Icarus*, 258, 224–238, doi :10.1016/j.icarus.2015.05.025, 2015. [20](#), [21](#), [24](#), [64](#), [92](#), [99](#), [102](#), [116](#), [117](#), [124](#), [125](#), [126](#), [168](#)
- Sánchez-Lavega, A., Fischer, G., Fletcher, L. N., García-Melendo, E., Hesman, B., Pérez-Hoyos, S., Sayanagi, K. M., and Sromovsky, L. A. : The Great Saturn Storm of 2010–2011, in : *Saturn in the 21st Century*, edited by Baines, K. H., Flasar, F. M., Krupp, N., and Stallard, T., Cambridge Planetary Science, p. 377–416, Cambridge University Press, doi :10.1017/9781316227220.013, 2018. [106](#)
- Tokunaga, A. and Cess, R. D. : A Model for the Temperature Inversion within the Atmosphere of Saturn, *Icarus*, 32, 321–327, doi :10.1016/0019-1035(77)90005-7, 1977. [10](#), [11](#)
- Tokunaga, A. T., Caldwell, J., Gillett, F. C., and Nolt, I. G. : Spatially Resolved Infrared Observations of Saturn. II. The Temperature Enhancement at the South Pole of Saturn, *Icarus*, 36, 216–222, doi : 10.1016/0019-1035(78)90106-9, 1978. [11](#), [41](#)
- Tokunaga, A. T., Caldwell, J., Gillett, F. C., and Nolt, I. G. : Spatially Resolved Infrared Observations of Saturn. III. 10- and 20- μ m Disk Scans at B' = -11°.8, *Icarus*, 39, 46–53, doi :10.1016/0019-1035(79)90098-8, 1979. [11](#), [41](#)
- Toon, O. B., McKay, C. P., Ackerman, T. P., and Santhanam, K. : Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres, *Journal of Geophysical Research*, 94, 16287–16301, doi :10.1029/JD094iD13p16287, 1989. [53](#)
- Trafton, L. : Long-term changes in Saturn's troposphere, *Icarus*, 63, 374–405, doi :10.1016/0019-1035(85)90053-3, 1985. [14](#)
- Vallis, G. K. : *Atmospheric and Oceanic Fluid Dynamics*, doi :10.2277/0521849691, 2006. [57](#), [81](#)
- Vasavada, A. R., Hörst, S. M., Kennedy, M. R., Ingersoll, A. P., Porco, C. C., Del Genio, A. D., and West, R. A. : Cassini imaging of Saturn : Southern hemisphere winds and vortices, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111, E05004, doi :10.1029/2005JE002563, 2006. [30](#)
- Vincent, D. G. : Mean meridional circulations in the Northern Hemisphere lower stratosphere during 1964 and 1965, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 94, 333–349, doi :10.1002/qj.49709440109, 1968. [36](#)

- Westphal, J. A., Baum, W. A., Ingersoll, A. P., Barnet, C. D., de Jong, E. M., Danielson, G. E., and Caldwell, J. : Hubble space telescope observations of the 1990 equatorial disturbance on Saturn : Images, albedos, and limb darkening, *Icarus*, 100, 485–498, doi :10.1016/0019-1035(92)90112-K, 1992. [13](#)
- Wheeler, M. and Kiladis, G. N. : Convectively Coupled Equatorial Waves : Analysis of Clouds and Temperature in the Wavenumber-Frequency Domain., *Journal of Atmospheric Sciences*, 56, 374–399, doi :10.1175/1520-0469(1999)056<0374:CCEWAO>2.0.CO;2, 1999. [81](#), [82](#), [87](#), [101](#), [102](#), [111](#)
- Wordsworth, R. D., Forget, F., Selsis, F., Madeleine, J. B., Millour, E., and Eymet, V. : Is Gliese 581d habitable? Some constraints from radiative-convective climate modeling, *Astronomy & Astrophysics*, 522, A22, doi :10.1051/0004-6361/201015053, 2010. [53](#), [54](#)
- Yanamandra-Fisher, P. A., Orton, G. S., Fisher, B. M., and Sanchez-Lavega, A. : NOTE : Saturn's 5.2- μm Cold Spots : Unexpected Cloud Variability, *Icarus*, 150, 189–193, doi :10.1006/icar.2000.6580, 2001. [14](#)
- Young, R. M. and Read, P. L. : Forward and inverse kinetic energy cascades in Jupiter's turbulent weather layer, *Nature Physics*, 13, 1135, 2017. [32](#), [61](#), [70](#)
- Young, R. M. B., Read, P. L., and Wang, Y. : Simulating Jupiter's weather layer. Part II : Passive ammonia and water cycles, *Icarus*, 326, 253–268, doi :10.1016/j.icarus.2018.12.002, 2019. [57](#)
- Zuchowski, L. C., Yamazaki, Y. H., and Read, P. L. : Modeling Jupiter's cloud bands and decks. 2. Distribution and motion of condensates, *Icarus*, 200, 563–573, doi :10.1016/j.icarus.2008.11.015, 2009. [57](#)

